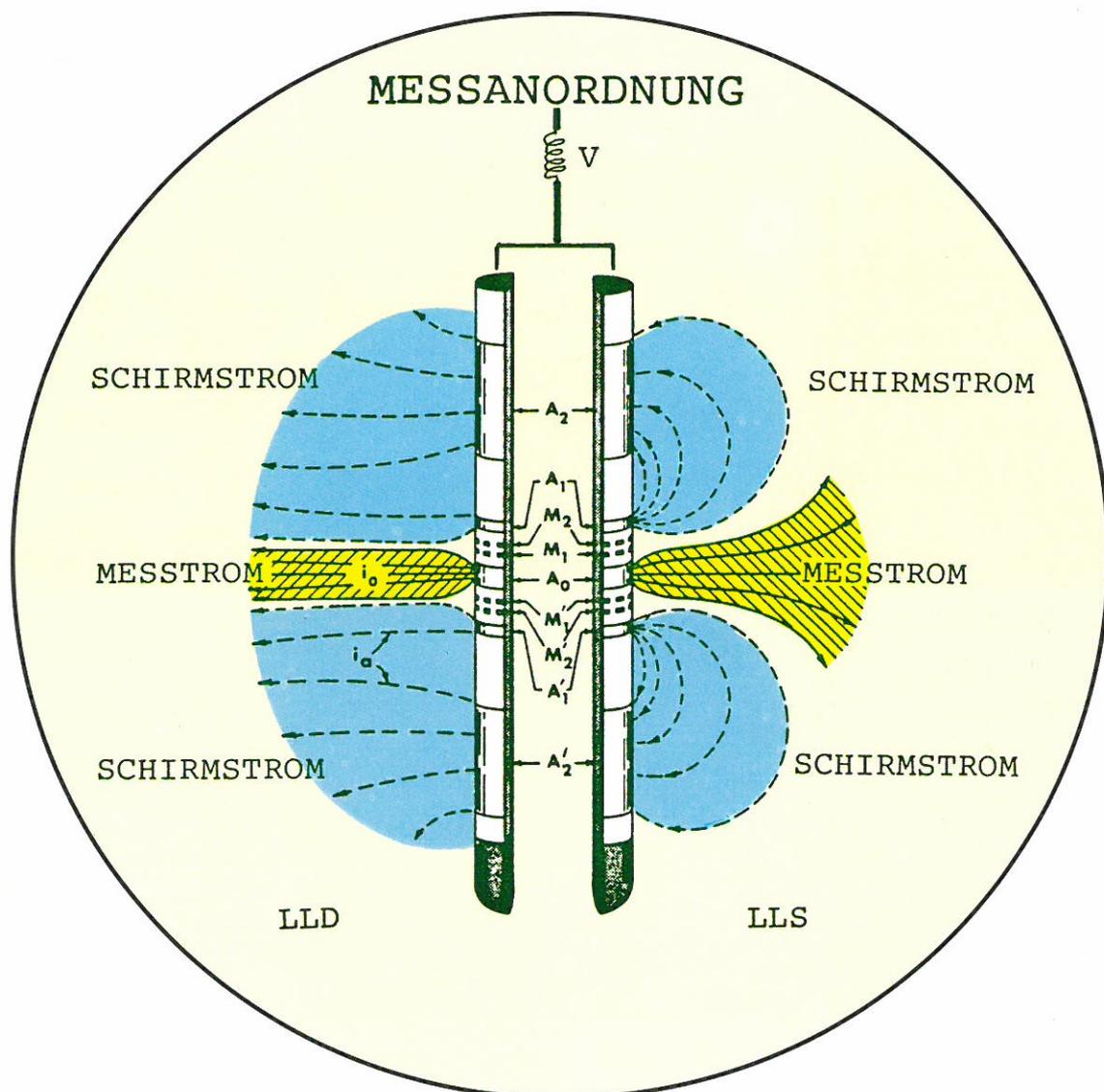


KTB REPORT 87-2

Grundlagenforschung und Bohrlochgeophysik

Beiträge zur
Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft
in Clausthal-Zellerfeld (31.3. – 4.4.1987)



Herausgegeben von der
Projektleitung Kontinentales Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland
im Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung

R. Hänel und R. Schopper

Redaktion: Prof. Dr. R. Hänel, Prof. Dr. R. Schopper

Druck: A. Bernecker, 3508 Melsungen

Für den sachlichen Inhalt sind die Autoren verantwortlich.

Anschrift des Herausgebers: Projektleitung KTB im Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung, Postfach 510153, D-3000 Hannover 51. Telefon (0511) 643 2670.

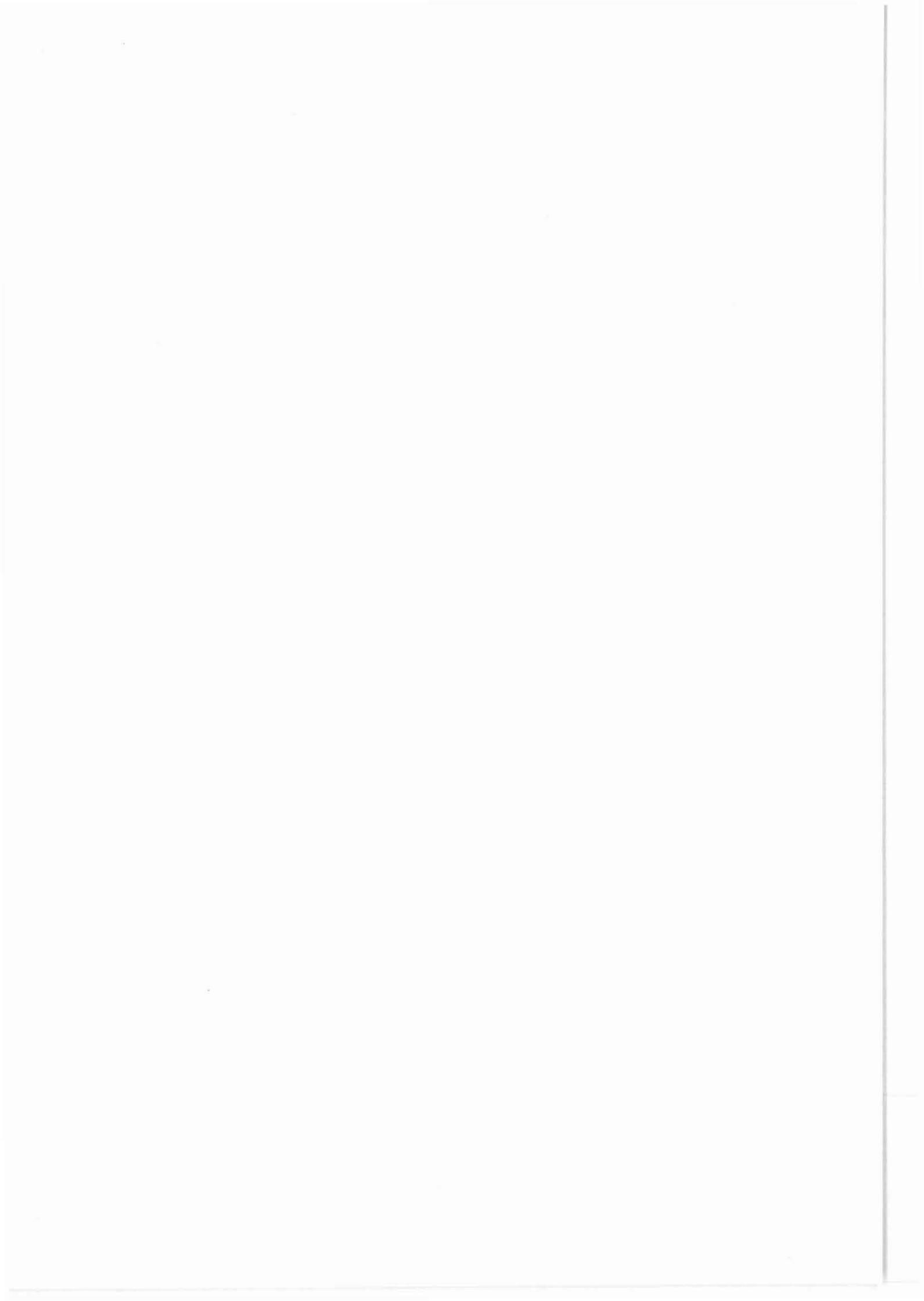
VORWORT

Anlässlich der 47. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft e. V. (DGG) in Clausthal-Zellerfeld vom 31. 3. - 4. 4. 1987 wurde, auch im Hinblick auf das Kontinentale Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland (KTB), die Bohrlochgeophysik und die dazugehörige petrophysikalische Grundlagenforschung als ein Schwerpunkt der Jahrestagung gewählt. Diese Vortragsreihe enthält aber nicht nur ausgezeichnete Beiträge zu diesem Thema, sondern ist zugleich von großem Interesse für das KTB. Die KTB-Projektleitung und die DGG-Tagungsleitung sind deshalb übereingekommen, die Beiträge im KTB-Report zu veröffentlichen.

Der vorliegende KTB-Report stellt einen ersten Versuch dar, die Ergebnisse möglichst schnell Interessenten zugänglich zu machen. Die Beiträge wurden deshalb nur kopiert und auf eine redaktionelle Überarbeitung wurde weitgehend verzichtet, so daß die betreffenden Autoren allein für den Inhalt ihres Beitrages verantwortlich zeichnen.

R. Hänel

R. Schopper



GRUNDLAGENFORSCHUNG UND BOHRLOCHGEOPHYSIK

Beiträge zur Tagung der Deutschen Geophysikalischen
Gesellschaft in Clausthal-Zellerfeld (31. 3. - 4. 4. 1987)

Seite

Das Deutsche Kontinentale Tiefbohrprojekt - eine Herausforderung an die Bohrlochgeophysik - R. Hänel.....	1
---	---

Beiträge zur Grundlagenforschung

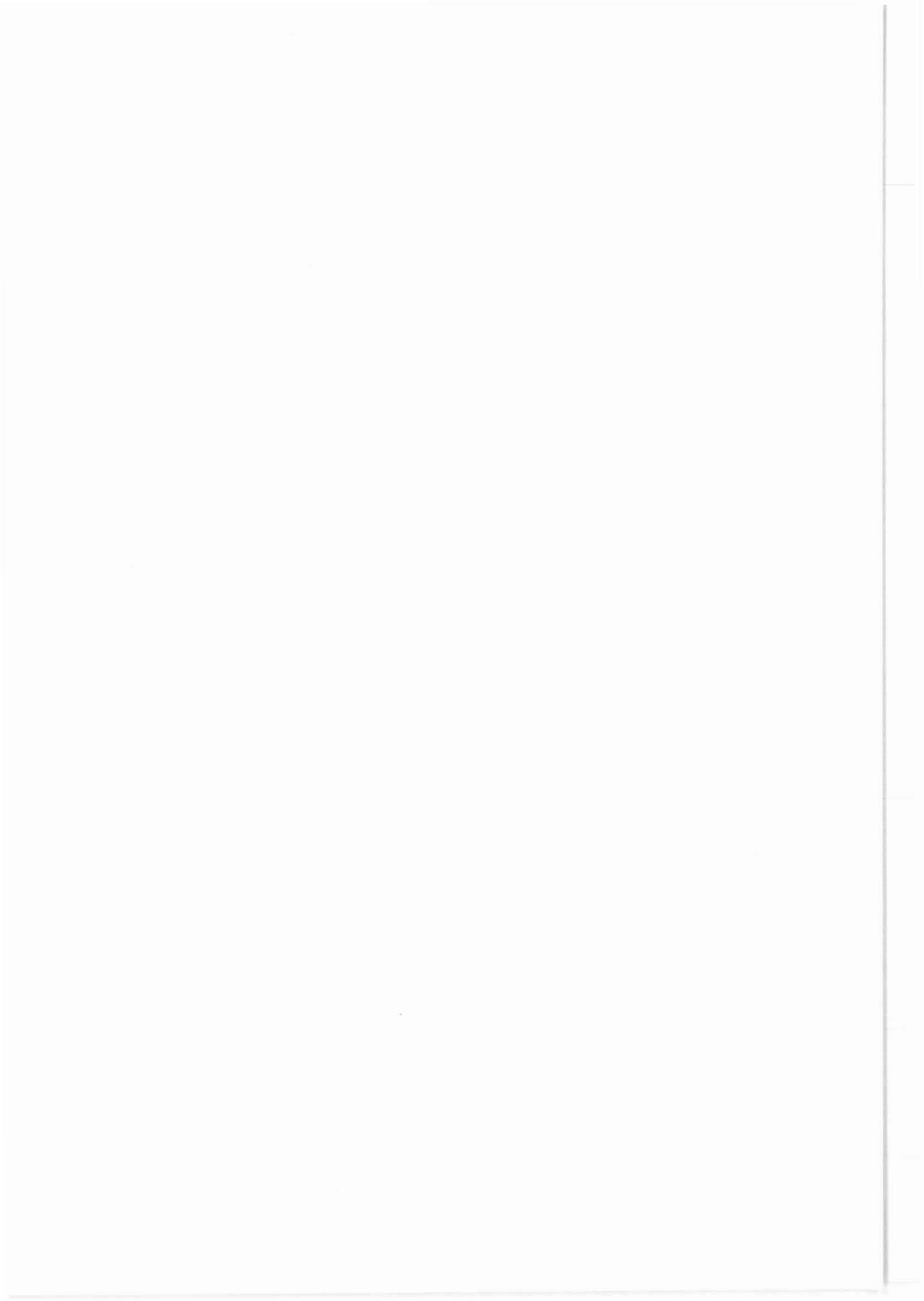
Die Bedeutung von elektrochemischen Eigenpotentialen für die Charakterisierung von Gesteinen R. Kehse, J. R. Schopper.....	21
Möglichkeiten der Ableitung von Sedimentations- und Diagenesemerkmale aus petrophysikalischen Meßgrößen R. Kehse, A. Quest, J. R. Schopper.....	37
Netzwerkmodell - Betrachtungen zur geometrischen Deutung des Hystereseeffektes bei Kapillardruckkurven und die Konsequenzen für Inversionsaussagen M. Jonas	49
Verdampfungsmessungen als Informationsquelle über Haft- sättigung, innere Oberfläche und Porengrößenverteilung in Gesteinen W. Debschütz, J. R. Schopper.....	67
Aufnahme von Adsorptions-/Desorptionsisothermen zur Er- fassung des Kluft- und Porenraums von Gesteinen H.-Ch. Freitag, J. R. Schopper.....	89
Die elektrische Gesteinsleitfähigkeit und ihre Frequenz- abhängigkeit als Poren- und Grenzflächenparameter für Kristalline und Sedimentgesteine J. Kulenkampff, J. R. Schopper.....	105
Magnetisierungskurven und Hysterese-Kenngrößen von Graniten H. Markert.....	119
Druckeinflüsse auf die Permeabilität W. Debschütz, J. R. Schopper.....	137

	Seite
Untersuchung von Korrelationsbeziehungen zwischen der Dichte und der seismischen Geschwindigkeit mit Hilfe der Datenbank DABACOS T. Büttgenbach, J. Richter, F. M. Neubauer, K.-M. Strack	153
Numerische Simulation der Wechselwirkung von Rissen G. Möhring-Erdmann.....	173
Das Spannungsfeld der Erdkruste und seine Wirkung auf eine übertiefe Bohrung W. Kessels.....	183
Der Einfluß druckkontrollierter Permeabilität auf Fluidtransportphänomene in Gestein - quantitative numerische FE-Simulation - H. Wallner, G.-U. Grün, H. J. Neugebauer.....	209

Beiträge zur Bohrlochgeophysik

Bohrlochgeophysikalische Untersuchungen im Lockergesteinsbereich -Besonderheiten, Ergebnisse und Probleme- J. Schön.....	219
Widerstandsmessungen im Kristallin und in Sedimenten mit besonderer Berücksichtigung der geologisch- und gerätebedingten Einfluß- und Fehlergrößen J. K. Draxler.....	247
Widerstandsanomalien beim Laterolog: Diagnose und Korrektur, Feldversuche und Modellrechnungen zum "Groningen-Effekt" W. H. Fertl, L. Riepe, M. Schmelz.....	275
Anwendungen des Formation-Microscanners in Deutschland und Österreich P. M. Lloyd, R. Lingnau.....	287
3-D-Simulationen zum Induction-Log Ch. Kuth, F. M. Neubauer.....	303
VSP-Messungen an KTB-Vorerkundungsbohrungen im mittleren Schwarzwald H. Stümpel, M. Gräber.....	317
Trennung abwärts und aufwärts laufender Wellen durch Stapelung von Geophon- und Hydrophonspuren K. Köhler.....	331

	Seite
Das Verhalten von Oberflächenwellen in Bohrlöchern D. Schröder, L. Engelhard.....	347
Magnetische Bohrlochmessungen in der Tiefseebohrung 418 A (Bermuda Rise) unter Verwendung eines 3-D-Bohrloch- magnetometers W. Bosum.....	377
Erprobung eines Bohrlochmagnetometers für eine vertikale Gradientensondierung erdmagnetischer Variationen E. Steveling, B. Fluche, U. Schmucker.....	391
The Susceptibility Probe SUSLOG 403-1 K. Krammer, J. Pohl.....	399
Bohrloch-Reflexionsradar mit azimuthaler Richtungsbe- stimmung F. Sender, R. Thierbach.....	411
Neuere Entwicklungen bei der Korrektur von kompensierten Neutronmessungen R. Ramberger.....	427



**DAS DEUTSCHE KONTINENTALE TIEFBOHRPROJEKT
- EINE HERAUSFORDERUNG AN DIE BOHRLOCHGEOPHYSIK -**

R. Hänel

Zusammenfassung

Die Realisierung der geowissenschaftlichen Ziele erfordert ein umfangreiches Meßprogramm sowohl an Bohrkernen als auch im Bohrloch unter in situ-Bedingungen. Die Bohrlochmessungen müssen unter den Druck- und Temperatur-Zustandsbedingungen ausgeführt werden, die in der angestrebten Tiefe von 14 000 m herrschen. Temperaturen um 300 °C und Drücke von 200 MPa sind zu erwarten. Bohrlochmessungen unter extremen Bedingungen wurden bisher entweder aus Hochtemperatur-Bohrungen verhältnismäßig geringer Tiefen (z. B. S. Vito 1 - 419 °C / 3 046 m) oder aus übertiefen Bohrungen in Gebieten mit relativ niedrigen Temperaturgradienten (z. B. Kola SG 3 - 12 500 m / 210 °C) bekannt. Die dabei gewonnenen Erfahrungen werden analysiert.

Für die Bohrlochmessungen ist eine Strategie notwendig, die einen optimalen Informationsgewinn im Rahmen der verfügbaren finanziellen und technischen Mittel ohne Gefährdung der Bohrung ermöglicht. Die Entlastung der übertiefen Bohrung im großkalibrigen, oberen Bereich erfordert daher eine Vorbohrung. Diese erlaubt außerdem Untersuchungen zur Korrelation der Meßergebnisse Bohrkern-/Bohrlochmessungen und zur Übertragbarkeit der für sedimentäre Gesteine entwickelten Methoden auf das Kristallin.

Eine permanente Logging Unit mit einem überlangen Kabel sowie die Sicherstellung von Kühlsystemen für die Meßsonden sind unabdingbare Voraussetzungen für die Durchführung des wissenschaftlichen Meßprogramms in der Hauptbohrung. Eine Auswahl von anstehenden technischen und wissenschaftlichen Problemen wird erläutert.

1 Einleitung

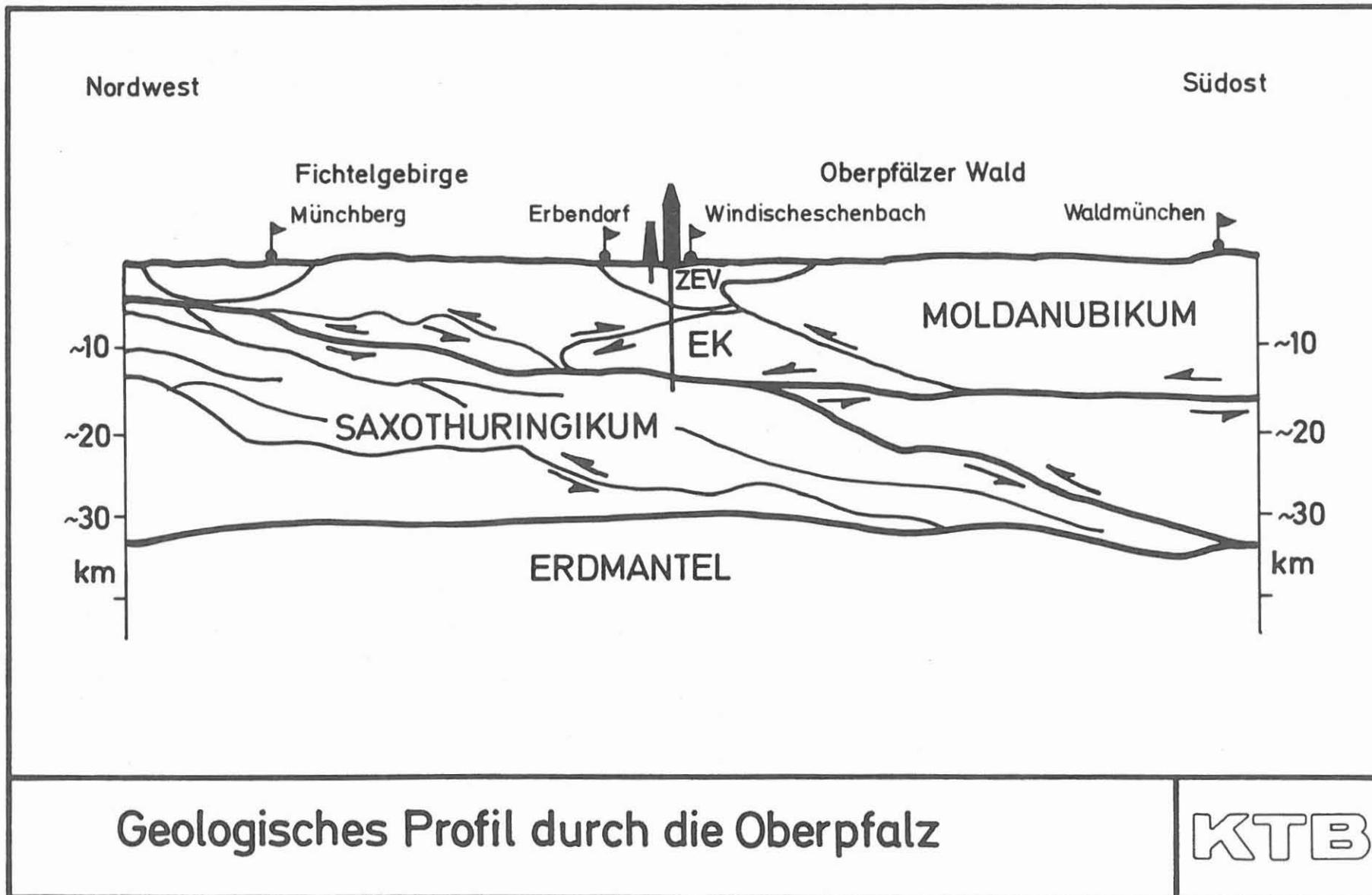
Das Ziel des großangelegten Forschungsvorhabens ist die Grundlagenforschung, wobei die Realisierung dieses ehrgeizigen Vorhabens zu einem ganz wesentlichen Teil durch die Bohrlochgeophysik getragen werden muß und daher zugleich eine Herausforderung an diese darstellt. Die geplante Bohrung von 10 000 bis 14 000 m Tiefe soll in der Oberpfalz im Kristallin im Bereich der Überschiebungszone Moldanubikum/Saxothuringikum abgeteuft werden; vergl. Abb. 1. Dieses Gebiet bietet u. a. ausgezeichnete Möglichkeiten, die intrakontinentale Struktur, die Gleitmechanismen unter in situ-Bedingungen, Niedrig- und Hochgeschwindigkeitszonen in relativ geringer Tiefe sowie Metamorphose-Vorgänge bei Erwartungstemperaturen bis zu ca. 300 °C zu studieren. Im Herbst dieses Jahres ist vorgesehen, zunächst eine Vorbohrung (Pilotbohrung) mit $\geq 3\ 000$ m Tiefe und ≥ 6 " Durchmesser abzuteufen.

2 Erfahrungen mit Messungen unter extremen Bedingungen

In der Abb. 2 sind die Bohrungen mit den höchsten gemessenen Temperaturen sowie mit den größten erreichten Tiefen dargestellt. Die höchsten Temperaturen wurden mit 419 °C mit einem Zinkblättchen in der Bohrung San Vito 1 und die größte Tiefe mit der Bohrung Kola SG 3 erreicht. Eine einfache Einteilung dieser Bohrungen ist möglich. Und zwar in Bohrungen über 300 °C, wo Messungen aus meßtechnischen Gründen kaum noch möglich sind, und in Bohrungen über 8 000 m Tiefe, die aufgrund der gegenwärtigen Bohrtechnik bereits mit Schwierigkeiten verbunden sind.

2.1 Hochtemperatur-Bohrungen

Hierbei handelt es sich um Bohrungen zur Exploration geothermischer Energie. Dabei wurden meist nur relativ einfache mechanische Instrumente vom Typ Kuster (T,p) eingesetzt sowie entsprechende Fluidsammler. Die Einsatzgrenzen liegen bei etwa 380 °C. Dabei ist anzumerken, daß die Messungen der Industrie relativ "routinemäßig" abliefen; wohingegen bei den Forschungsvorhaben stets versucht wurde, die Grenze des gerade noch Meßbaren zu erreichen. Ein durchaus typisches Meßprotokoll aus dem Forschungsprojekt Salton Sea ist in Abb. 3 wiedergegeben.

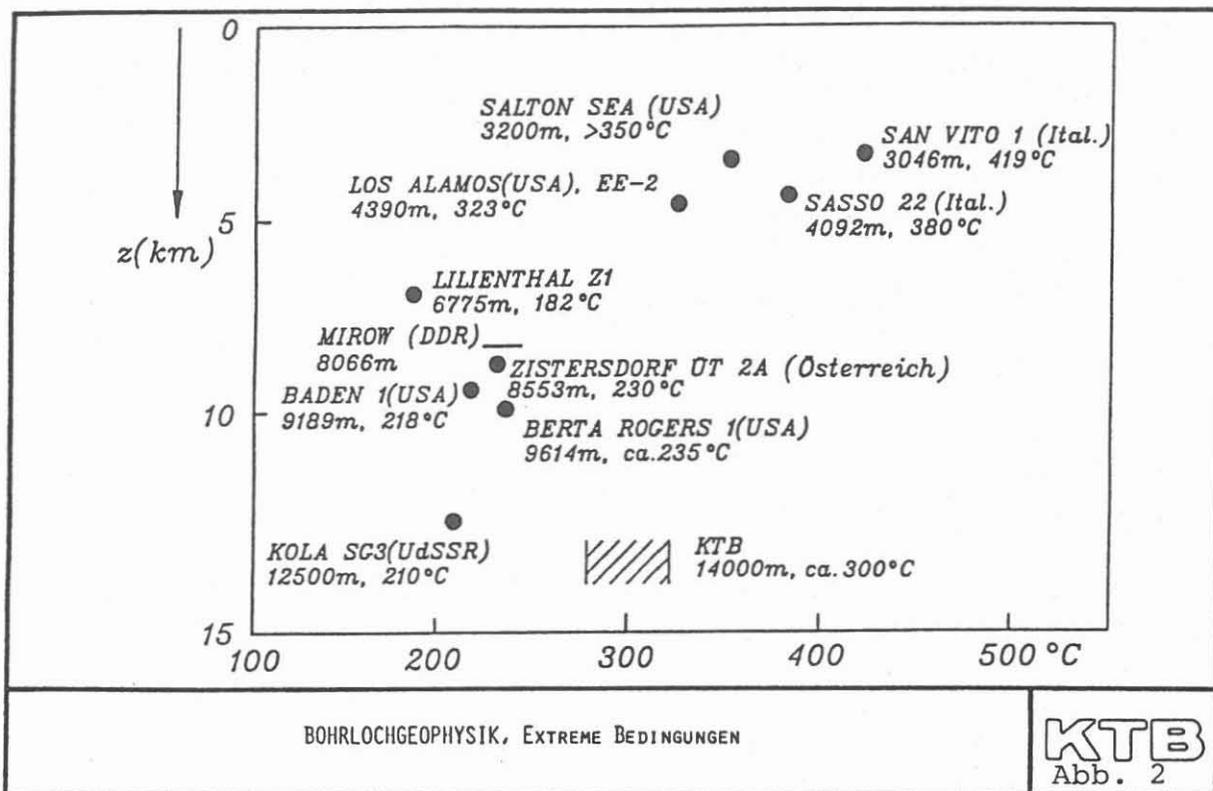


Geologisches Profil durch die Oberpfalz

KTB

T1067 b / 2.87

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung



BOHRLOCHGEOPHYSIK, EXTREME BEDINGUNGEN

KTB
Abb. 2

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

SALTON SEA BOREHOLE

2ND FLOW TEST - 10,564 FT.

03/21/86	0- 5,000	KUSTER SPINNER/PRESSURE	SPINNER FAILED AT 5,000 FT.
03/21/86	0-10,000	KUSTER T/P	BASELINE ERROR ON TEMP. CHART.
03/22/86	0-10,400	KUSTER T/P	BHT 350 ± 10 °C.
03/22-23	10,400	1ST LANL DOWNHOLE FLUID SAMPLER	NO SAMPLE DUE TO SEAL FAILURE CAUSING MOTOR TO FLOOD AND SHORT OUT.
03/23/86	10,400	2ND LANL	NO SAMPLE DUE TO SEAL FAILURE.
03/23/86	10,400	1ST LEUTERT DOWNHOLE FLUID SAMPLER	FAILURE DUE TO LCM CLOGGING BULLNOSE.
03/23/86	10,200	2ND LEUTERT	CLOCK STOPPED SO CANISTER DID NOT CLOSE.
03/23/86	10,200	3RD LEUTERT	O-RINGS ON SAMPLER BOTTLE FAILED.
03/23-24		USGS BETHKE FLUID INCLUSION	WIRELINE BROKE LEAVING TOOL IN BOTTOM OF HOLE. ONE FISHING ATTEMPT WITH NOT RECOVERY.
03/25/86	10,200	3RD LANL	SAMPLE BOTTLE RETURNED EMPTY.
03/25/86	10,200	4TH LANL	RECOVERED 1.5 LITERS LIQUID AND .5 LITER GAS
03/25/86	10,200	5TH LANL	BOTTLE DID NOT OPEN.

BOHRLOCHGEOPHYSIK, EXTREME BEDINGUNGEN

KTB
Abb. 3

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

2.2 Supertiefe Bohrungen

Auf zwei Bohrungen soll im folgenden beispielhaft eingegangen werden.

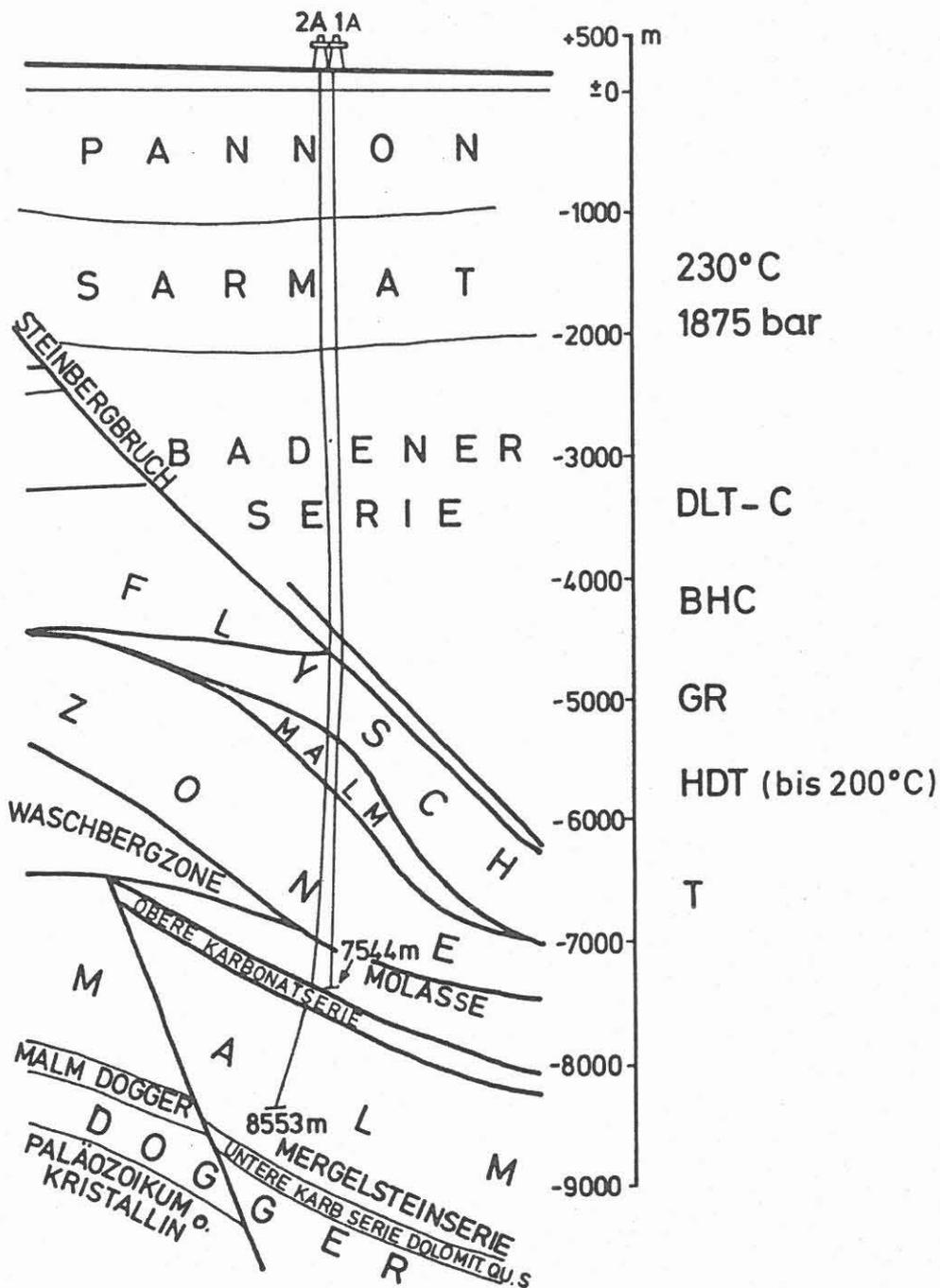
In Abb. 4 sind die Bohrungen Zistersdorf 1A und 2A dargestellt. Die Bohrung 1A mit 20 Monaten Bohrzeit mußte wegen Gasausbruch aufgegeben werden. Die Bohrarbeiten zur Bohrung 2A begannen im März 1980, die Endteufe wurde im Mai 1983 erreicht; anschließende Untersuchungen wurden im Jahre 1987 eingestellt. Bis in 7 000 m Tiefe erfolgten die gängigen Messungen mit Standardgeräten, wie Compensated Neutron Log (CNL), Micro Spherically Focussed Log (MSFL), Induction Electrical Survey (IES) usw. Die in Abb. 4 aufgelisteten Messungen wurden bis zur Endteufe erfolgreich ausgeführt. In Abb. 5 ist die zeitabhängige Zunahme des Breakout-Vorganges dargestellt. Da die Bohrung Tonmergel durchteufte, mußte sie für die Bohrlochmessungen ständig freigeräumt werden. Die Kosten der Messungen belaufen sich bis 7 000 m auf etwa 6 % und zwischen 7 000 und 8 500 m auf etwa 13 % der Gesamtkosten des jeweiligen Bohrlochabschnittes.

Die Bohrarbeiten zur Kola-Bohrung begannen im Jahre 1970; im Juni 1979 wurden ca. 9 600 m (160 °C) und im August 1984 ca. 12 050 m (205 °C) erreicht (BEHR et al. 1984). Abb. 6 zeigt die bis in größere Tiefe ausgeführten Messungen. Die Geräte sind bis auf 200 °C ausgelegt, ausgenommen die Geophone, die max. 125 °C erreichen. Auch in dieser Bohrung treten beträchtliche Breakouts auf (Abb. 7), die dazu führten, daß die einst nur bis 2000 m Tiefe verrohrte Bohrung jetzt vollständig verrohrt wird. Dieselbe Abbildung enthält eine Darstellung, aus der eine recht gute Korrelation von Wärmeproduktion und Geschwindigkeit gemäß RYBACH (1976) hervorgeht. Den Temperaturverlauf gibt Abb. 8 wieder (ausgezogene Kurve), wobei die gestrichelte Kurve die Temperatur nach ca. 6 Stunden Zirkulation (32 l/s) angibt. Die Temperaturen in 12 000 m sind höher als erwartet. Berechnet man die Temperatur aus der für diese Region gültigen Wärmestromdichte und der für die Kola-Bohrung bei Raumtemperatur gemessenen Wärmeleitfähigkeit, so erhält man tatsächlich nur ca. 160 °C in 12 km Tiefe. Verwendet man hingegen eine - wie üblich - temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$, so stehen die errechneten Werte im Einklang mit den Meßwerten. Die in Abb. 8, unten, dargestellte und durch Spülungsverlauf erzielte Auskühlung wird für die Ausführung von Bohrlochmessungen genutzt. Entsprechendes gilt für die Bohrung Zistersdorf.

Die hieraus für Bohrungen unter extremen Bedingungen gewonnenen Erfahrungen für die Bohrlochgeophysik sind folgende:

- . Einsatz von geschultem Personal, Erfahrungsaustausch
- . Konservative Planung
- . Technische Einschränkungen für > 250 °C und > 8 000 m
- . Einsatz von eigenen Sonden für häufige Wiederholungen
- . Bohrlochabweichung, Kaliber und Temperatur ständig messen
- . Zeitliches und finanzielles Durchstehvermögen

Z I S T E R S D O R F

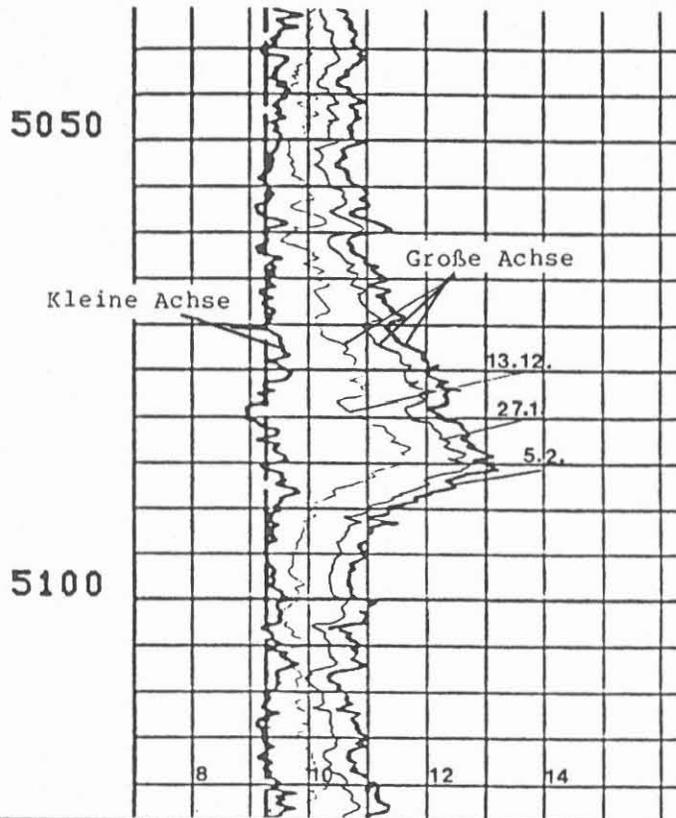


BOHRLOCHGEOPHYSIK, EXTREME BEDINGUNGEN

KT B

Abb. 4

Break Out

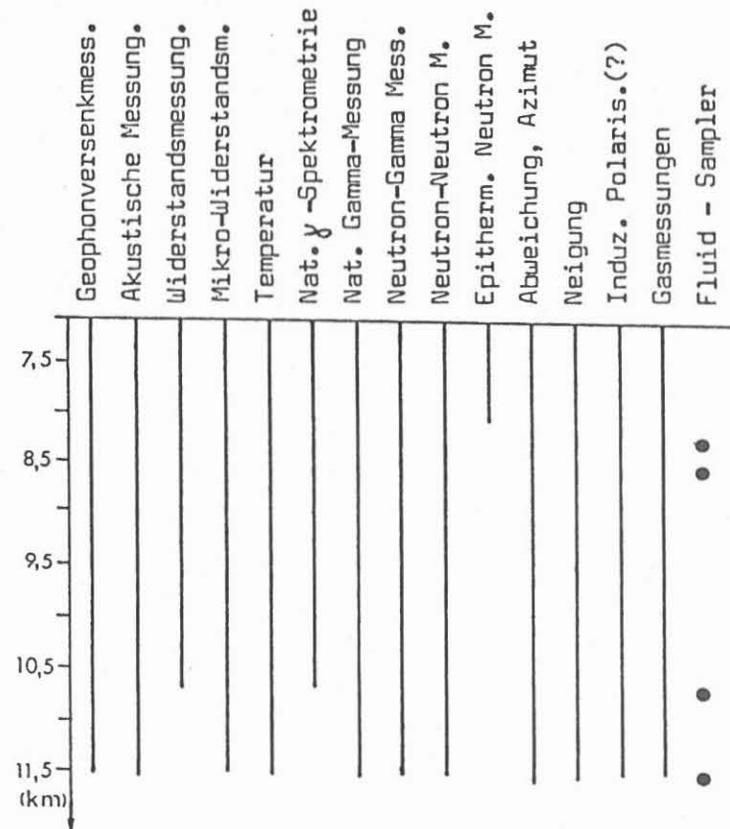


BOHRLOCHGEOPHYSIK, EXTREME BEDINGUNGEN

KTBB
Abb. 5

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

KOLA-BOHRUNG

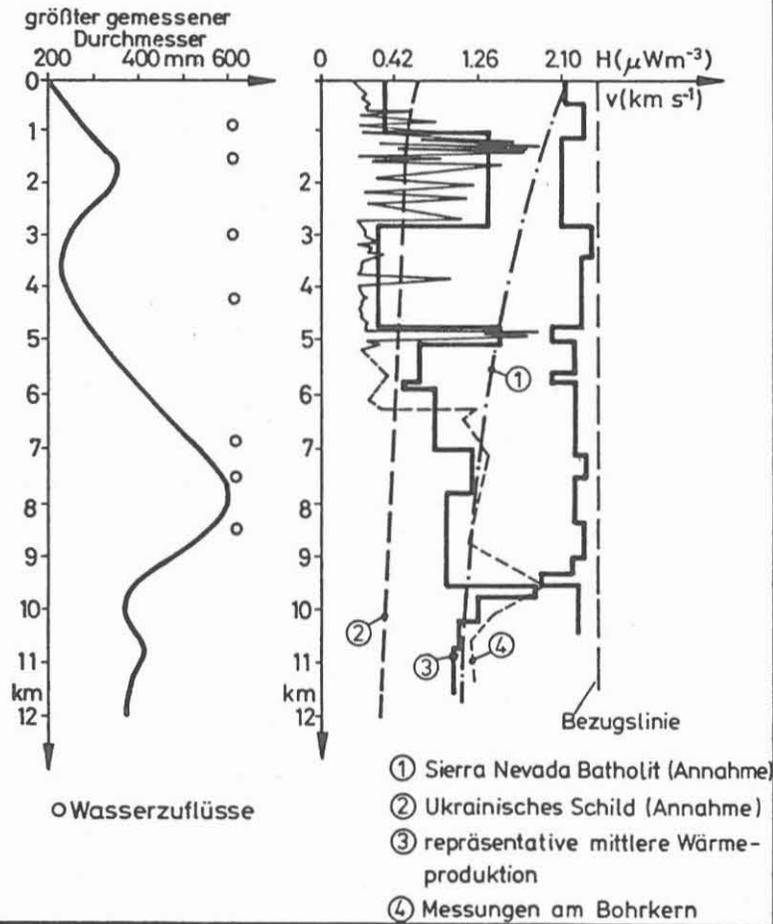


BOHRLOCHGEOPHYSIK, EXTREME BEDINGUNGEN

KTBB
Abb. 6

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

KOLA-BOHRUNG

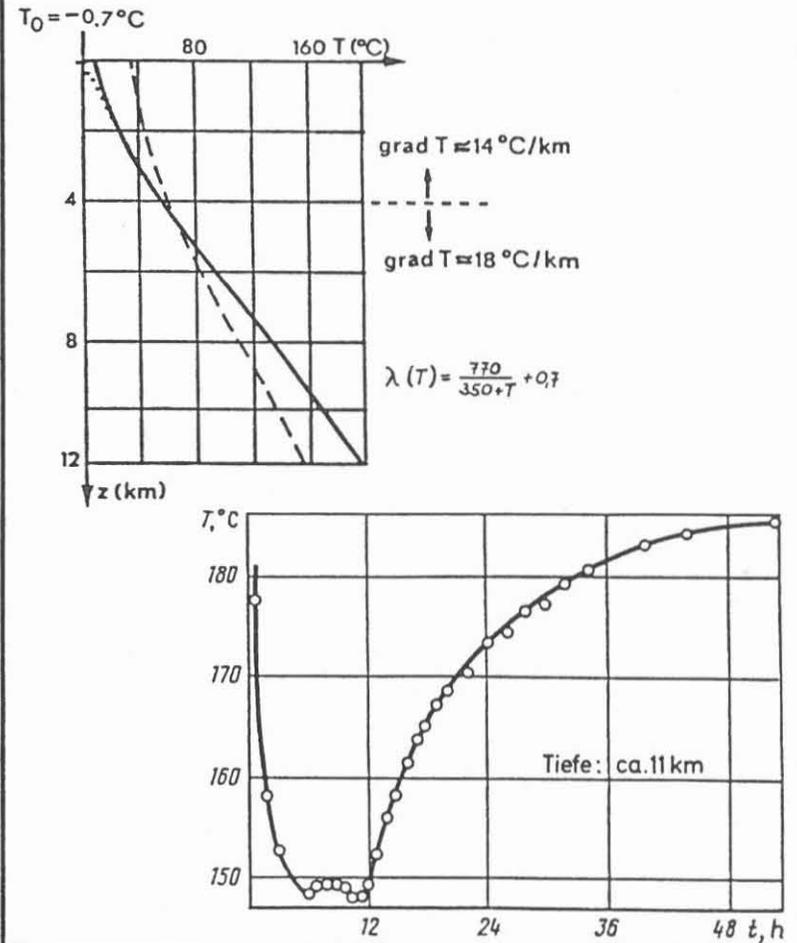


BOHRLOCHGEOPHYSIK, EXTREME BEDINGUNGEN

KTB
Abb. 7

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

KOLA-BOHRUNG



BOHRLOCHGEOPHYSIK, EXTREME BEDINGUNGEN

KTB
Abb. 8

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

3 Bohrlochmessungen, Teste und Experimente im KTB

3.1 Strategie zur Durchführung der Bohrlochmessungen

Wichtig ist, die Hauptbohrung so wenig wie möglich zu gefährden. Jede Kernentnahme und jede Bohrlochmessung stellt jedoch ein Risiko dar. Eine Entlastung kann mit Hilfe einer Pilotbohrung (Vorbohrung) erreicht werden, da die Hauptbohrung alsdann ohne Kernentnahme und ohne Bohrlochmessungen bis zur Tiefe der Pilotbohrung durchgehend abgeteuft werden kann. Darüber hinaus ist eine Pilotbohrung eine unabdingbare Voraussetzung für die Bohrlochgeophysik, vergl. hierzu Abb. 9.

Die Korrelation der Meßergebnisse von Bohrkernen und aus Bohrlochmessungen ergibt sich aus der Notwendigkeit, daß später aus Zeit- und Kostengründen ständig die Entscheidung ansteht, Kerne zu ziehen oder Bohrlochmessungen auszuführen. Zu diesem Zweck muß genau bekannt sein, daß bestimmte Ergebnisse nur durch Kernen und andere nur durch Bohrlochmessungen gewonnen werden können; Abb. 10. Dazwischen liegt ein großer Bereich, in Abb. 10 ebenfalls nur angedeutet, der der Ergebnisse aus beiden Untersuchungen bedarf bzw. es gilt abzuklären, welche Methode für die anstehende Fragestellung hinreichend genaue Ergebnisse liefert.

Man war sich sehr bald darüber einig, daß aus finanziellen Gründen nicht alle wünschenswerten Messungen, insbesondere während des Abteufens, ausgeführt werden können. Es wurde deshalb eine Prioritätenliste erarbeitet, die etwas darüber aussagt, welche Messungen während des Abteufens der Bohrung unbedingt auszuführen sind; Abb. 11.

Für die Durchführung des umfangreichen Meßprogramms ist eine permanente Logging Unit am Bohrplatz vorgesehen.

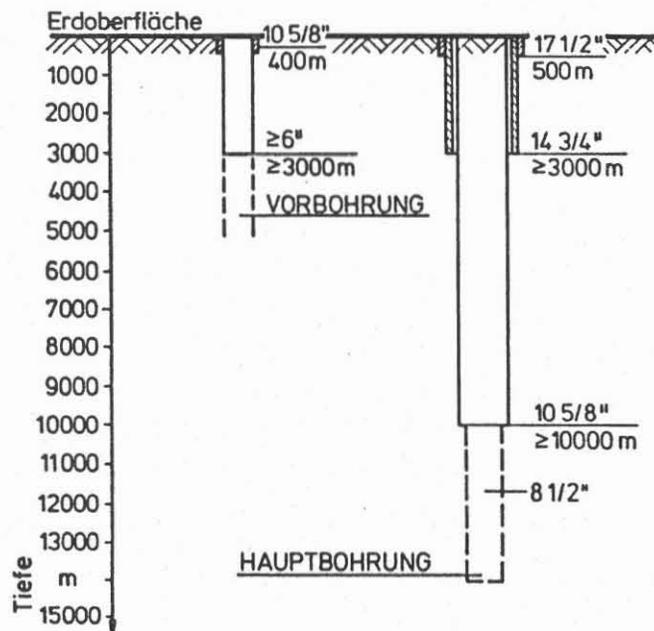
3.2 Technische Aspekte

Im folgenden sollen einige anstehende technische Probleme angesprochen werden, die für die Realisierung zugleich eine Herausforderung an die Bohrlochgeophysik darstellen.

Die Abb. 12 zeigt die Zerreißfestigkeit der gängigen Kabel aufgrund des Eigengewichtes. Im Falle des Camesa-Kabels wird diese bei ca. 15 km Bohrtiefe erreicht. Unter Berücksichtigung eines Sicherheitsfaktors und des Sondengewichtes sind gegenwärtig nur knapp 11 km erreichbar. Materialverbesserungen sind notwendig, insbesondere unter Berücksichtigung der zu erwartenden Temperatur von ca. 300 °C. Die zu erwartende Signalverzerrung ist ebenfalls dargestellt und bedarf noch einer Lösung.

NOTWENDIGKEIT EINER PILOTBOHRUNG

- Entlastung der supertiefen Bohrung
- Übertragbarkeit von Methoden und Sonden auf Kristallin
- Erprobung neuer und weiterentwickelter Sonden
- Korrelation von Bohrlochmessungen und Kernmessungen
- Experimente von Bohrloch zu Bohrloch
- Vorbereitungen für geophysikalische Schlüsselexperimente
- Erfahrungen und Vorbereitungen für die supertiefe Bohrung



AUSSAGEMÖGLICHKEITEN AUFGRUND VON:

<u>Bohrkernen</u>	<u>Bohrkernen</u> <u>Bohrlochmessungen</u>	<u>Bohrlochmessungen</u>
<ul style="list-style-type: none"> - Fluideinschlüsse - Porenfluide - Spaltspuren - Geochronologie - Alterationsgenese - Lithostratigraphie 	<ul style="list-style-type: none"> - Spannungsfeld - Fluidbewegungen - Tektonik - Geochemie (Spektrometrie) - Fazies (Facio log) 	<ul style="list-style-type: none"> - Feldparameter (G, H, E, Q) - Geohydraulik - Fluidentnahme - Physikalische Parameter - Spaltzonen, Risse
BOHRLOCHGEOPHYSIK, STRATEGIE		 Abb. 10

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

BOHRLOCHGEOPHYSIK, STRATEGIE

KTBB

Abb. 9

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

PRIORITÄTENLISTE

- THERMODYNAMISCHER ZUSTAND:
TEMPERATUR, DRUCK
- PORENFLUIDE, FLUIDBEWEGUNGEN:
POROSITÄT, PERMEABILITÄT,
Z.B. MITTELS DST, HTT,
NUKLEAR- UND AKUST. VERFAHREN
- STRUKTUR, TEXTUR:
TELEVIEWER, FORMATION MICRO
SCANNER
- VORAUSSAGEN FÜR BOHRTECHNIK
UND WISSENSCHAFT:
VERTICAL SEISMIC PROFILING
- BOHRLOCHSTABILITÄT:
SPANNUNGMEßVERFAHREN

M E S S - S T R A T E G I E

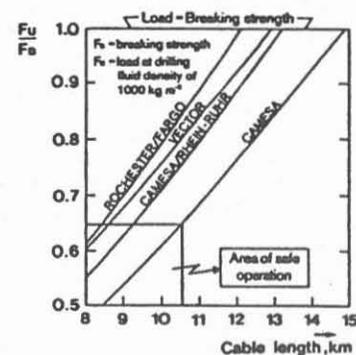
- Vorbohrung
 - Während des Abteufens: gemäß Prioritätenliste
 - Nach dem Abteufen : übrige Messungen
- Hauptbohrung
 - Während des Abteufens: gemäß Prioritätenliste
 - Nach dem Abteufen : übrige Messungen

BOHRLOCHGEOPHYSIK, STRATEGIE

KTB
Abb. 11

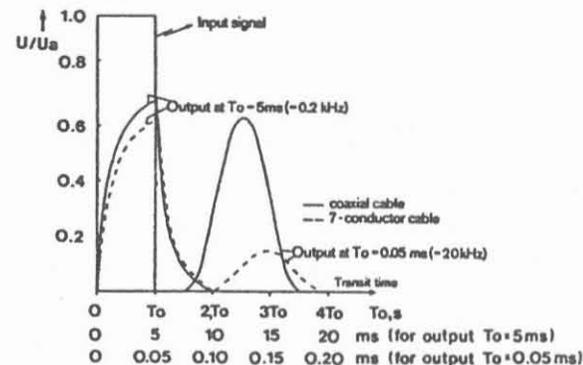
Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

Load range of logging cables



Electrical pulse transmission

Distortion of a rectangular pulse
of pulse width T_0 by a cable of
11 km in length



BOHRLOCHGEOPHYSIK, STRATEGIE

KTB
Abb. 12

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

Höchste Priorität im Rahmen von Neu- und Weiterentwicklungen haben die Kühlsysteme. Denn wenn es gelänge, eine geeignete Kühlung für die Sonden zu entwickeln, könnten deren Temperatureinsatzgrenzen zu höheren Temperaturen verschoben werden. In Abb. 13 sind die grundsätzlichen Möglichkeiten aufgelistet; Entwicklungs- und Forschungsarbeiten hierzu sind angelaufen.

Aufgrund einer Marktanalyse zeichnete sich sehr bald das Fehlen bestimmter Sonden ab. Es wurde deshalb rechtzeitig damit begonnen, Bohrlochsonden im Hinblick auf höhere Einsatztemperaturen zu entwickeln bzw. weiterzuentwickeln, siehe Abb. 14. Entsprechend der Prioritätenliste ist der akustische Televiewer von großer Bedeutung. Der bei der Westfälischen Berggewerkschaftskasse, Bochum, vorhandene Televiewer wird deshalb für höhere Temperaturen ausgelegt, gleichzeitig die Meßgeschwindigkeit erhöht und durch automatisch fokussierende Sensoren die Meßqualität im Falle von ovalen Bohrungen verbessert. Die Abb. 15 soll verdeutlichen, was ein Televiewer zu leisten vermag; man erkennt deutlich Ausbrüche und Störungen.

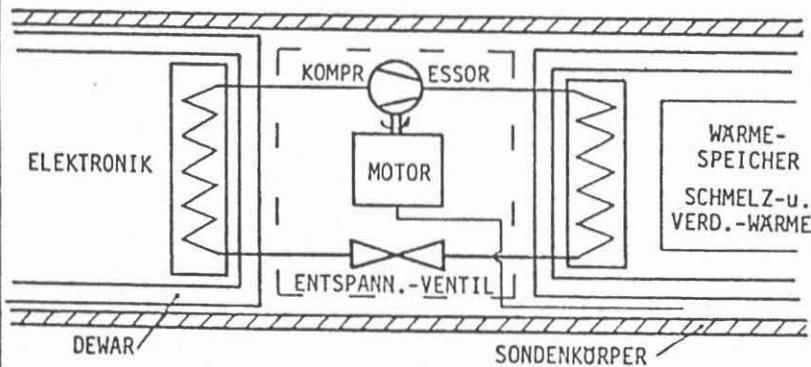
Seit Anbeginn wird im KTB diskutiert, daß nach Abschluß der Bohrarbeiten die Bohrung als tiefes Erd-Laboratorium (Deep Earth Laboratory) genutzt werden sollte. Eine Arbeitsgruppe ist nunmehr angetreten, konkrete Ideen hierzu zu entwickeln. Die Skizze in Abb. 16 beschreibt einen ersten Versuch. Demzufolge soll im Bohrlochtiefsten eine Spannungsstation einzementiert und darüber eine einfahrbare Anlage mit konventionellen Geräten angekoppelt werden. Die Frage hierbei ist, wie das Gerät zu installieren ist, ohne daß die Befahrbarkeit der Bohrung eingeschränkt wird. Außerdem sind die Probleme des Gesteinsnachfalls zu lösen sowie die zu erwartenden hohen Temperaturen von ca. 300 °C zu berücksichtigen. Das Deep Earth Laboratory stellt somit ebenfalls eine große Herausforderung an die Techniker und Bohrlochgeophysiker dar.

3.3 Wissenschaftliche Aspekte

Die Bohrlochmeßgeräte und Interpretationsmethoden wurden im wesentlichen für Sedimentgesteine, d. h. für die Erdöl-/Erdgas-Exploration entwickelt. Es muß daher geprüft werden, inwieweit eine Übertragbarkeit auf kristallines Gestein erlaubt ist. Von den nuklearen Methoden ist bekannt, daß diese einer kritischen Überprüfung bedürfen. Die elektr. Methoden vermögen das hochohmige Kristallin nicht zu differenzieren. Der gesamte Leitfähigkeitsmechanismus muß neu durchdacht werden incl. der Gültigkeit der ARCHIE-Formel. Die klassische Geohydraulik ist für Porenaquifere entwickelt worden. Die Begriffe der Permeabilität und selbst der des Speicherkoeffizienten dürfen nicht bedenkenlos übernommen werden.

KÜHLUNGSMÖGLICHKEITEN

- KÜHLUNG DER BOHRUNG
- SONDEN IM KÜHLSTROM
- DEWAR
- DEWAR MIT METALLFOLIE UND WÄRMESENKEN
- PELTIERELEMENTE
- KOMBINATION: DEWAR-WÄRMEPUMPE-WÄRMESENKEN



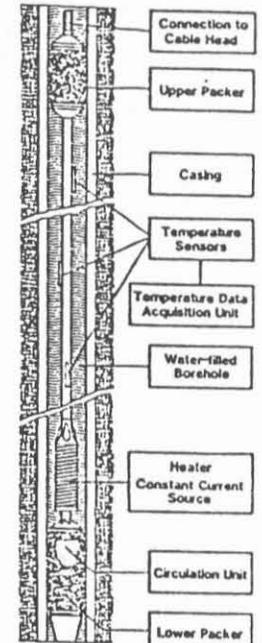
BOHRLOCHGEOPHYSIK, TECHNISCHE ASPEKTE

KTBB
Abb. 13

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

BOHRLOCHSONDEN-ENTWICKLUNGEN

- TRIAXIALES FLUXGATE-MAGNETOMETER
- MAGNETISCHE SUSZEPTIBILITÄT
- GRADIENTEN-MAGNETOMETER
- INDUZIERTE POLARISATION
- TRANSIENTEN-ELEKTROMAGNETIK
- HYDROFRAC-SPANNUNGSMESSUNGEN
- WÄRMELEITFÄHIGKEIT
- AKUSTISCHER TELEVIEWER

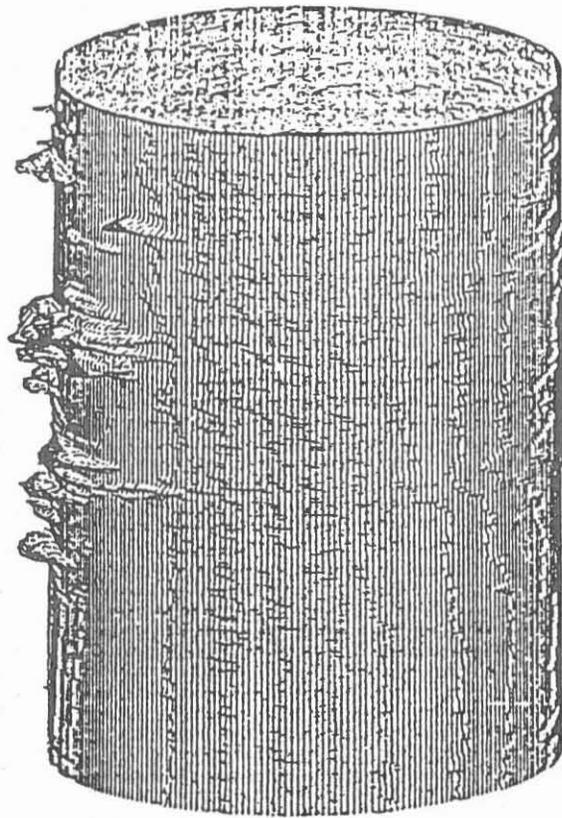


Wärmeleitfähigkeitssonde (TU Berlin)

BOHRLOCHGEOPHYSIK, TECHNISCHE ASPEKTE

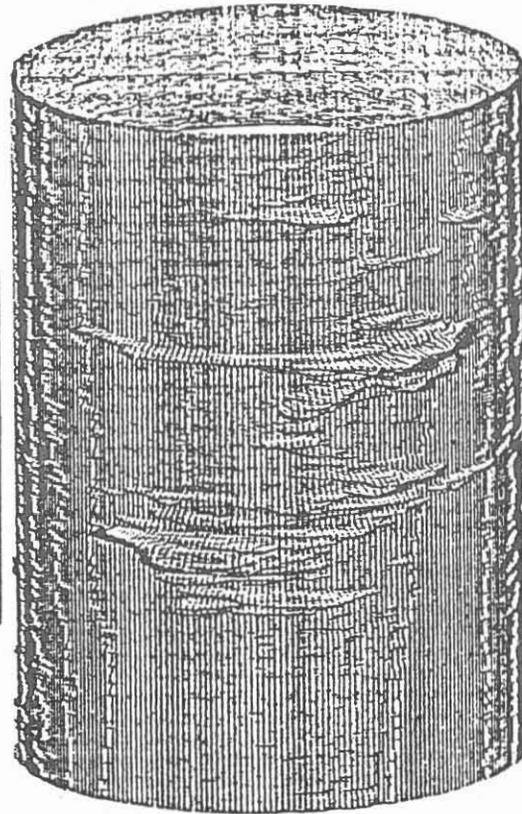
KTBB
Abb. 14

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung



1m

0



0

0,1m

AKUSTISCHER

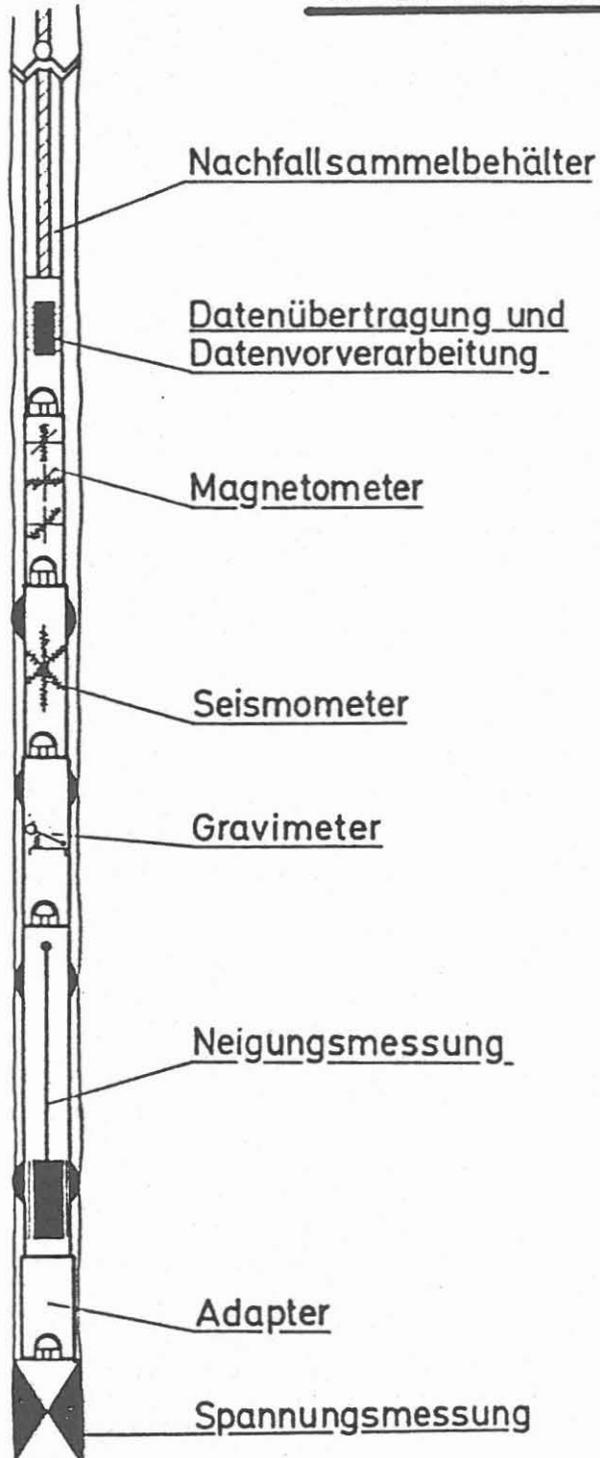
TELEVIEWER

BOHRLOCHGEOPHYSIK, TECHNISCHE ASPEKTE

KTB
Abb. 15

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

OBSERVATORIUM



BOHRLOCHGEOPHYSIK, TECHNISCHE ASPEKTE,
WISSENSCHAFTLICHE ANFORDERUNGEN

KTB
Abb. 16

In den geowissenschaftlichen Zielvorstellungen spielen die Fluide und Fluidbewegungen eine dominierende Rolle, wie z.B. die Mantelentgasung, der Stofftransport, endogene/exotherme Reaktionen, Wärmetransport, Zirkulationssysteme. Es sind Vorstellungen über Transportwege zu entwickeln, wie können diese mit Hilfe von Bohrlochmessungen nachgewiesen werden, wie sind Fluide aus dem Gestein zu extrahieren bei Porositäten von vielleicht weniger als 3 %.

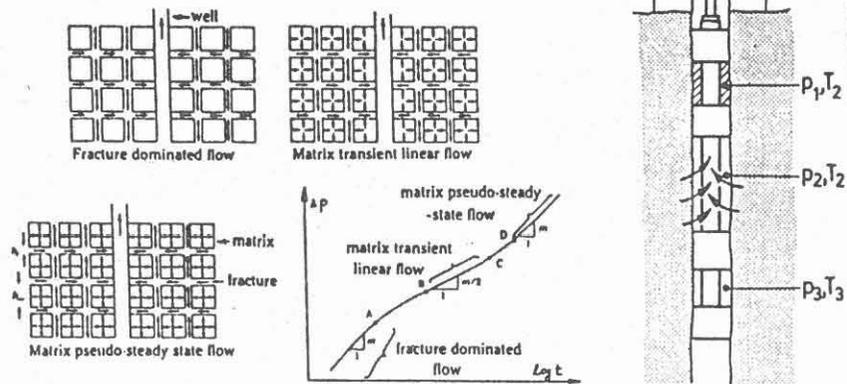
In Abb. 17 sind einige Modelle für das Kristallin dargestellt, um die Ergebnisse hydraulischer Teste erklären zu können. Weitere Modelle sind denkbar. Umgekehrt lassen die Ergebnisse hydraulischer Teste auch Hinweise auf den Aufbau des kristallinen Grundgebirges erwarten. Da die Matrix-Permeabilitäten sehr klein sind, ist damit zu rechnen, daß beim Testen die Flüssigkeit durch die aufgelockerte Bohrlochwand um den Packer migriert. Meßmöglichkeiten außerhalb eines Doppelpacker-Intervalls sind deshalb für Kontrollzwecke notwendig. Gegebenenfalls sind 4-fach Packer-Systeme einzusetzen, die entsprechende Schutzdrücke ermöglichen; p_1 und p_2 gemäß Abb. 17, rechte Seite.

Für die Bohrlochgeophysik ist es wichtig, die Bohrung möglichst lange unverrohrt offen zu halten. Dies hängt aber ganz entscheidend von der Bohrlochstabilität ab; siehe Abb. 5, Abb. 7 und Abb. 18 (ein Ausschnitt aus der schwedischen Forschungsbohrung Gravberg am Siljan Ring). Abgesehen von den in Abb. 18 formulierten anstehenden Forschungsaufgaben ist zu klären, wie in einer solchen Bohrung noch hinreichend genau gemessen werden kann.

Einen ganz wesentlichen Faktor stellen die Schlüsselexperimente dar (FKPE 1986), die nur mit Hilfe einer supertiefen Bohrung durchführbar sind. In Abb. 19 sind einige Experimente aufgelistet und der Einfluß der Paläotemperatur, den es zu erforschen gilt, ist schematisch dargestellt. Schließlich werden für den Nachweis, inwieweit die Gravitationskonstante wirklich eine Konstante₃ ist, Meßgenauigkeiten in der Tiefe und der Dichte von 10^{-3} gefordert; siehe Abb. 20.

Diese kleine Auswahl soll verdeutlichen, welche immensen Anforderungen an die Geophysiker gestellt werden, um die anstehenden Probleme zu lösen.

GEOHYDRAULIK



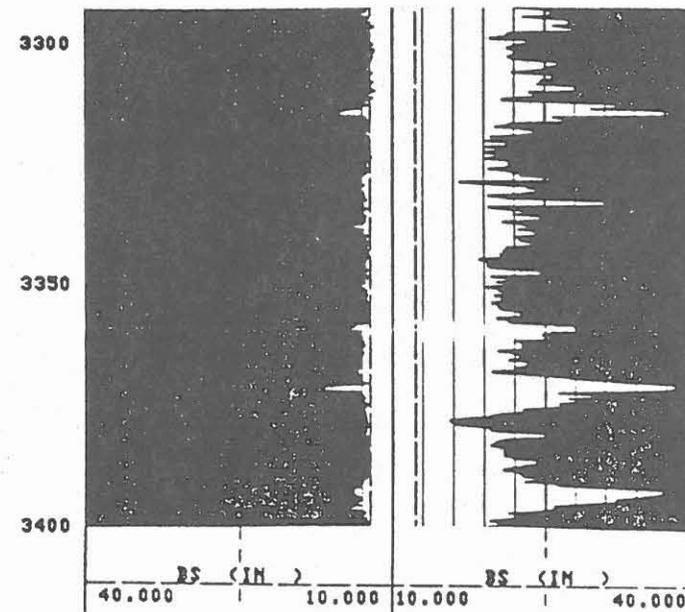
BOHRLOCHGEOPHYSIK, WISSENSCHAFTLICHE ANFORDERUNGEN

KTB
Abb. 17

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

SPANNUNGSFELD, BOHRLOCHSTABILITÄT

- Tiefenextrapolation
- Break out, Umsetzung in Absolutwerte
- Geräte- und Methodenentwicklungen
 - Kern-Messungen
 - In situ Bestimmungen



BOHRLOCHGEOPHYSIK, WISSENSCHAFTLICHE ANFORDERUNGEN

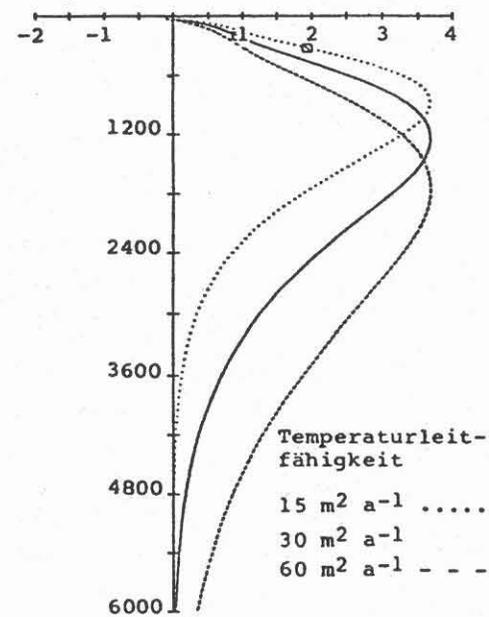
KTB
Abb. 18

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

SCHLÜSSEL - EXPERIMENTE

- Seism. Anisotropie - Experiment
- Paläotemperatur - Einfluß
- Transienten - Elektromagnetik
- Überprüfung des Gravitationsfaktors
- und andere

Temperaturkorrektur in K



BOHRLOCHGEOPHYSIK, WISSENSCHAFTLICHE ANFORDERUNGEN

KTb

Abb. 19

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

ÜBERPRÜFUNG DES GRAVITATIONSFAKTORS

Schwerepotential: $\phi(r) = -g \frac{M}{r}$

$$\phi(r) = -\frac{M}{r} \cdot (1 + \alpha \cdot e^{-\mu r}) G_{\infty}, \text{ FUJII (1971)}$$

Schwerebeschleunigung: $g(r) = \frac{d\phi(r)}{dr} = G(r) \frac{M}{r^2}$, $G(r) = G_{\infty}(1 + \alpha(1 + \mu r^2)e^{-\mu r})$

Überprüfung: $\frac{\Delta g}{\Delta z} = \frac{4\pi}{3} G_0 \rho$

Erforderliche Meßgenauigkeit für $\Delta g \approx 1$ gal über 10⁴ m:
 Δz und ρ auf 10⁻³ genau

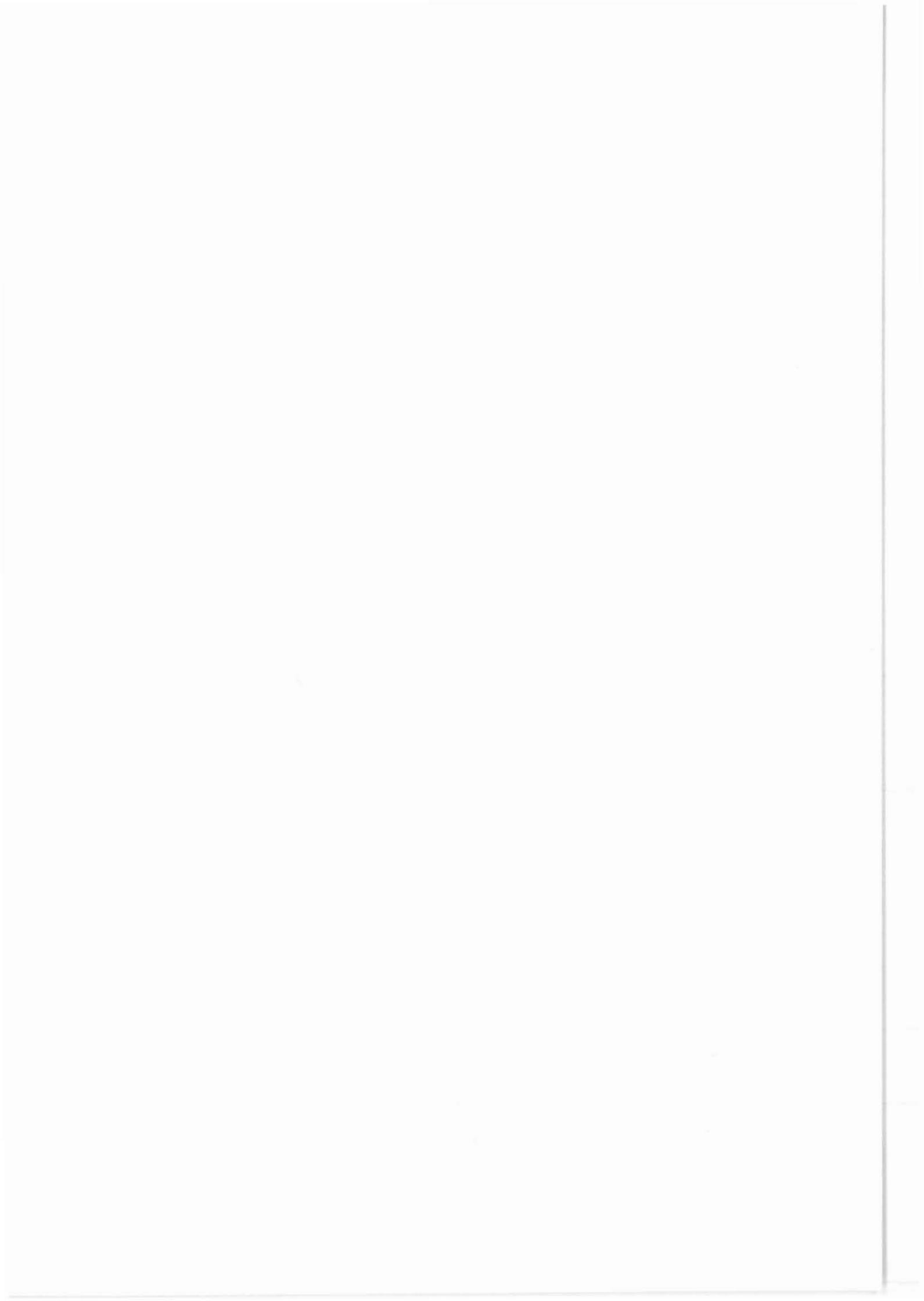
BOHRLOCHGEOPHYSIK, WISSENSCHAFTLICHE ANFORDERUNGEN

KTb
Abb. 20

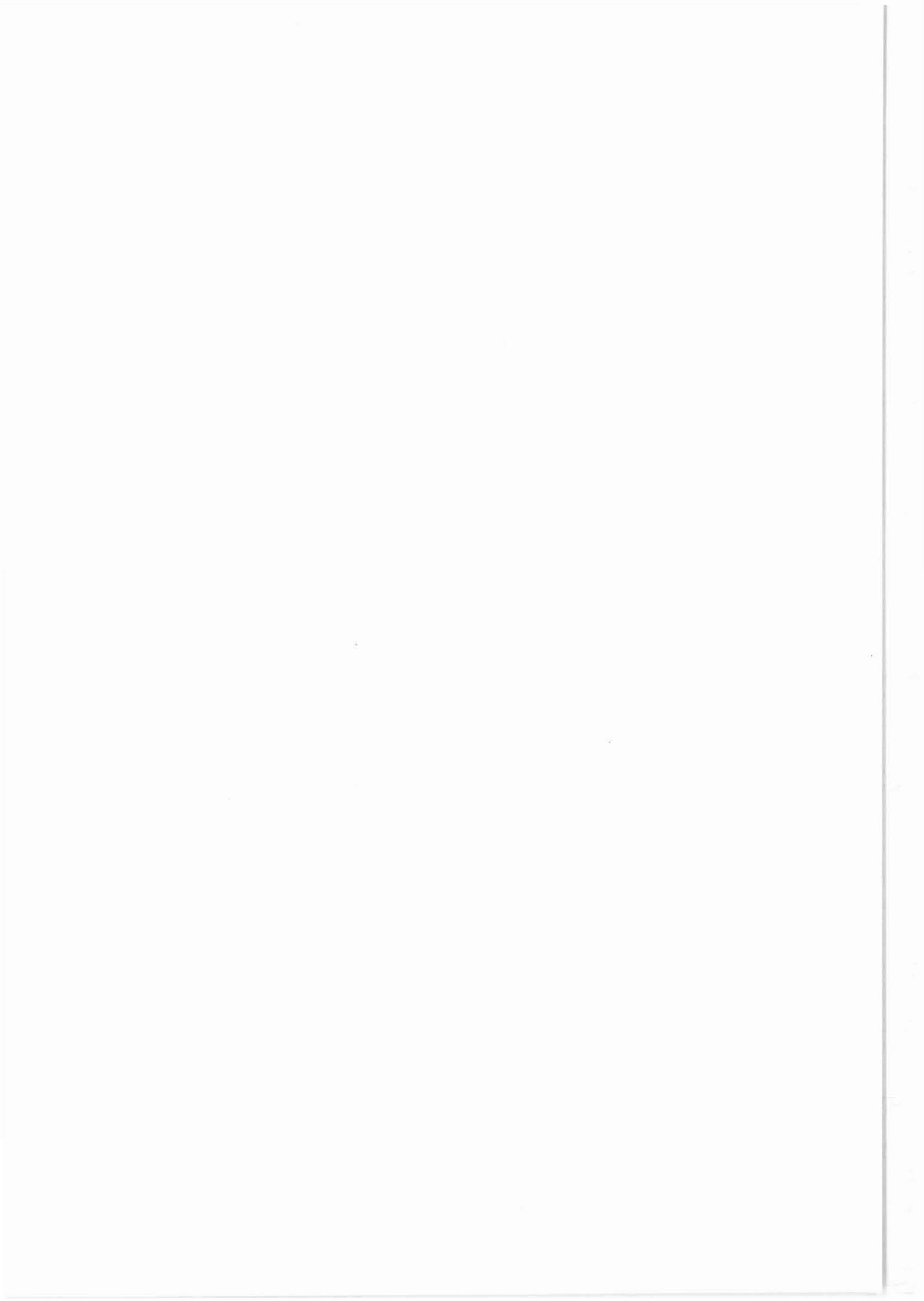
Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

Literatur

- FKPE, 1986: Geophysikalische Schlüsselexperimente in der KTB. - Forschungskollegium Physik des Erdkörpers e.V., Universität Bochum, Geophys. Institut, 98 S.
- Behr, H.-J., Fuchs, K., Hänel, R. & Vidal, H., 1984: Exkursion zur Tiefbohrung KOLA-SG 3. - BGR/NLFB Archiv Hannover, Nr. 96 967, 19 S.
- Rybach, L., 1976: Radioactive heat production in rocks and its relationship to other petrophysical parameters. - Pageoph. 114 pp. 309 - 317.



Beiträge zur Grundlagenforschung



**DIE BEDEUTUNG VON ELEKTROCHEMISCHEN EIGENPOTENTIALEN
FÜR DIE CHARAKTERISIERUNG VON GESTEINEN**

R. Kehse, J. R. Schopper

Zusammenfassung

Das Eigenpotential U bzw. der Eigenpotentialkoeffizient Q ist eine sehr informative Größe, die bei genügend sorgfältiger Messung eine schnelle und einfache Methode darstellt, Grenzschichtinformationen zu erhalten. $F \cdot x_q$, S_{por} und $F \cdot K$ sind daraus in kürzester Zeit relativ genau berechenbar.

Diese Methode verspricht noch erfolgreicher zu werden, wenn die auftretenden Elektrodenprobleme besser gelöst werden. In Zukunft ist deshalb - wenn möglich - eine Eichung der Elektroden mit Hilfe einer Wasserstoffelektrode geplant. Außerdem soll ein Elektrodeneigenbau vorgenommen werden, um vielleicht auf diese Weise ein identisches Elektrodenpaar zu erhalten.

Eigenpotential- oder SP-Logs gehören bei den Bohrlochmessungen zu den Standardmeßverfahren. Die Interpretation dieser Messungen ist aber meist nur qualitativ möglich. Eigenpotentialmessungen im Labor dagegen sind wesentlich genauer, erlauben dadurch auch quantitative Aussagen und sind deshalb für die Charakterisierung von Gesteinen von großer Bedeutung.

Bevor das Meßverfahren selbst beschrieben wird, soll ein kurzer Exkurs in die theoretischen Grundlagen vorgenommen werden.

Das Eigenpotential elektrolytgesättigter Gesteine setzt sich aus einem elektrokinetischen und einem elektrochemischen Anteil zusammen, wobei das elektrokinetische Potential nur bei Flüssigkeitsbewegungen auftritt. Deshalb befassen wir uns hier nur mit dem elektrochemischen Eigenpotential.

Dieses Potential setzt sich bei einem Konzentrationsgefälle prinzipiell aus zwei Potentialanteilen zusammen, nämlich dem Diffusions- und dem Membranpotential. Das Diffusionspotential

$$U_{\text{Diff}} = - \frac{R \cdot T}{F} \cdot \frac{U_+ - U_-}{U_+ + U_-} \cdot \ln \frac{\alpha_{w1}}{\alpha_{w2}}$$

mit R - Gaskonstante ($\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$)

T - absolute Temperatur (K)

F - Faraday-Konstante (C mol^{-1})

U_+ - Beweglichkeit des Kations ($\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)

U_- - Beweglichkeit des Anions ($\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)

α_{w1} - Leitfähigkeit des Elektrolyten höherer Konzentration
($S m^{-1}$)

α_{w2} - Leitfähigkeit des Elektrolyten geringerer Konzentration
($S m^{-1}$)

entsteht dadurch, daß die Ionen der Elektrolyte das herrschende Konzentrationsgefälle durch Diffusion auszugleichen versuchen, wobei die Anionen und Kationen aufgrund ihrer unterschiedlichen Beweglichkeit verschieden schnell diffundieren. Das durch die entstehende Ladungstrennung hervorgerufene Feld beschleunigt die langsameren und bremst die schnelleren Ionen, bis sich ein stationärer Zustand einstellt, bei dem Kationen und Anionen gleich schnell diffundieren. Ein (fast) reines Diffusionspotential ist bei einem sehr porösen Sandstein denkbar, der mit seinen großen Poren die Ionen-diffusion praktisch nicht behindert. Das Membranpotential

$$U_{\text{Mem}} = - \frac{R \cdot T}{F} \cdot \ln \frac{\alpha_{w1}}{\alpha_{w2}}$$

entsteht immer dann, wenn eine bestimmte Ionenart bevorzugt durch das Gestein diffundieren kann. Das geschieht beispielsweise bei einem feinporigen Tongestein, bei dem der Querschnitt der Kapillare so klein ist, daß der diffuse oder sogar der feste Bereich der elektrischen Doppelschicht den ganzen Querschnitt ausfüllt. Da der flüssigkeitsseitige Teil der Doppelschicht selbst negativ geladen ist, werden die Anionen an der Diffusion gehindert oder zumindest in ihrer Bewegung stark beeinträchtigt.

Unsere Überlegung war nun, das aus Diffusions- und Membranpotentialanteil zusammengesetzte elektrochemische Eigenpotential möglichst nur vom Membranpotential abhängig zu machen. Das heißt, der Diffusionspotentialanteil sollte etwa gleich Null sein. Das haben wir durch KCl-Lösungen erreicht, da Kalium- und Chlorionen etwa die gleichen Beweglichkeiten haben und damit der Term $\frac{U_+ - U_-}{U_+ + U_-} \approx \text{Null}$ wird und damit auch das Diffusionspotential.

Für die spätere Auswertung soll nicht das gemessene Eigenpotential U , sondern ein gesteinspezifischer, konzentrations- und temperaturunabhängiger Ausdruck verwendet werden. Eine solche Größe ist der normierte Eigenpotentialkoeffizient Q , der folgendermaßen definiert ist:

$$Q = \frac{U - U_{\text{Diff}}}{U_{\text{Mem}} - U_{\text{Diff}}}$$

Q verläuft zwischen den Grenzen 0 und 1. 0 für $U = U_{\text{Diff}}$ und 1 für $U = U_{\text{Mem}}$.

Meßverfahren (Abb. 1):

In einer Glaswanne befindet sich die KCl-Lösung mit der niedrigeren Konzentration - hier 1000 ppm - und der Leitfähigkeit χ_{w_2} . In diese Lösung wird ein Plexiglasrohr eingetaucht, in dem sich die höher konzentrierte KCl-Lösung - hier 10 000 ppm - mit der Leitfähigkeit χ_{w_1} befindet. Dieses Plexiglasrohr besitzt eine Öffnung mit einem Gewinde, auf dem ein Probenhalter mit einer Überwurfmutter festgeschraubt werden kann. In einer Gummimanschette in diesem Probenhalter befindet sich dann unsere zu untersuchende zylinderförmige, elektrolytgesättigte Gesteinsprobe, deren Stirnflächen jeweils mit den beiden unterschiedlich konzentrierten Lösungen Kontakt haben. Auf jeder Seite der Probe befindet sich in den verschiedenen Elektrolyten jeweils eine Bezugselektrode.

Der ganze Aufbau steht in einem Temperierbad, das konstant auf 20°C gehalten wird. Gemessen wird mit einem hochohmigen Elektrometer, an das gleichzeitig ein Analog-Schreiber angeschlossen ist, damit eine kontinuierliche Registrierung gewährleistet ist.

Bevor die Meßergebnisse beschrieben werden, soll im folgenden kurz auf die Problematik der Messungen und die Schwierigkeiten bei der Auswertung eingegangen werden.

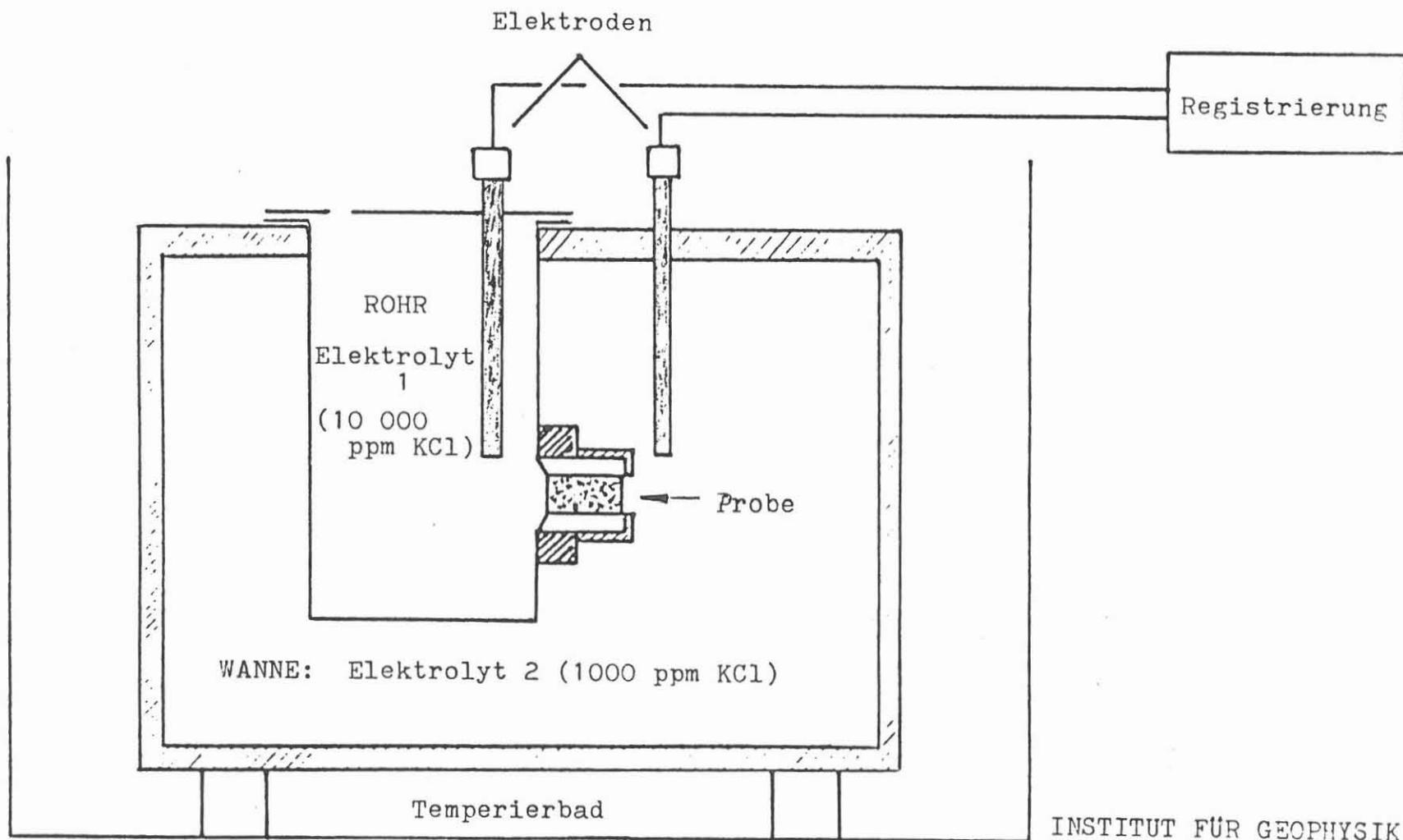


Abb. 1: SCHEMATISCHER VERSUCHSAUFBAU

INSTITUT FÜR GEOPHYSIK
ABT. PETROPHYSIK
TU CLAUSTHAL

Das große Grundproblem stellen die Elektroden dar. Es wird mit 2 Bezugselektroden gearbeitet, die laut Hersteller völlig identisch und potentialfrei sein sollen. Leider ist dies meistens nicht der Fall. Wir haben festgestellt, daß jede verwendete Elektrode ein eigenes, elektrolytabhängiges Potential besitzt. Im Idealfall, wenn beide Elektroden wirklich völlig identisch sind, sollte sich dieses Potential aufheben. Das geschieht hier leider nicht. Für unsere diesbezüglichen Versuche wurden die beiden Elektroden gleichzeitig in die gleiche Lösung getaucht, und zwar einmal in den nieder und einmal in den höher konzentrierten Elektrolyten. Als Ergebnis erhielten wir für jede Lösung ein anderes Potential, das sich zwischen Elektroden und Elektrolyt ausbildete. Wiederholungsmessungen im Laufe mehrerer Wochen zeigten, daß diese Potentiale auch noch zeitlichen Schwankungen unterworfen waren. Das bedeutet, daß die angeblich potentialfreien Elektroden jede für sich noch ein eigenes, zeitlich variables Potential besitzt. Das Problem dabei ist, daß der Fehler, den jede einzelne Elektrode hat, weder durch Messungen noch durch rechnerische Operationen beseitigt werden kann.

Es mußte also versucht werden, durch sorgfältiges Messen der zeitlichen Änderung des Elektrodenpotentials sowie durch Messen einer "Referenzprobe" den Elektrodenfehler zu verfolgen, um ihn gegebenenfalls später doch noch eliminieren zu können.

Die Bestimmung des gemeinsamen Elektrodenpotentials wurde wie eben beschrieben vorgenommen. Als "Referenzprobe" wurde ein Bentheimer Sandstein gewählt, da sein Membranpotentialanteil sehr klein ist und der Eigenpotential-Meßwert etwa bei Null liegen sollte.

Als Meß- und Registrierbeispiel soll hier die Original-Meßkurve des Bentheimer Sandsteins dienen (Abb. 2). Nachdem der gemessene Spannungswert stabil war (1), wurden beide Elektroden getauscht (2) und so lange gewartet, bis der Meßwert wieder konstant wurde (3). Aus den beiden so ermittelten Spannungsmeßwerten wurde nun der Mittel-

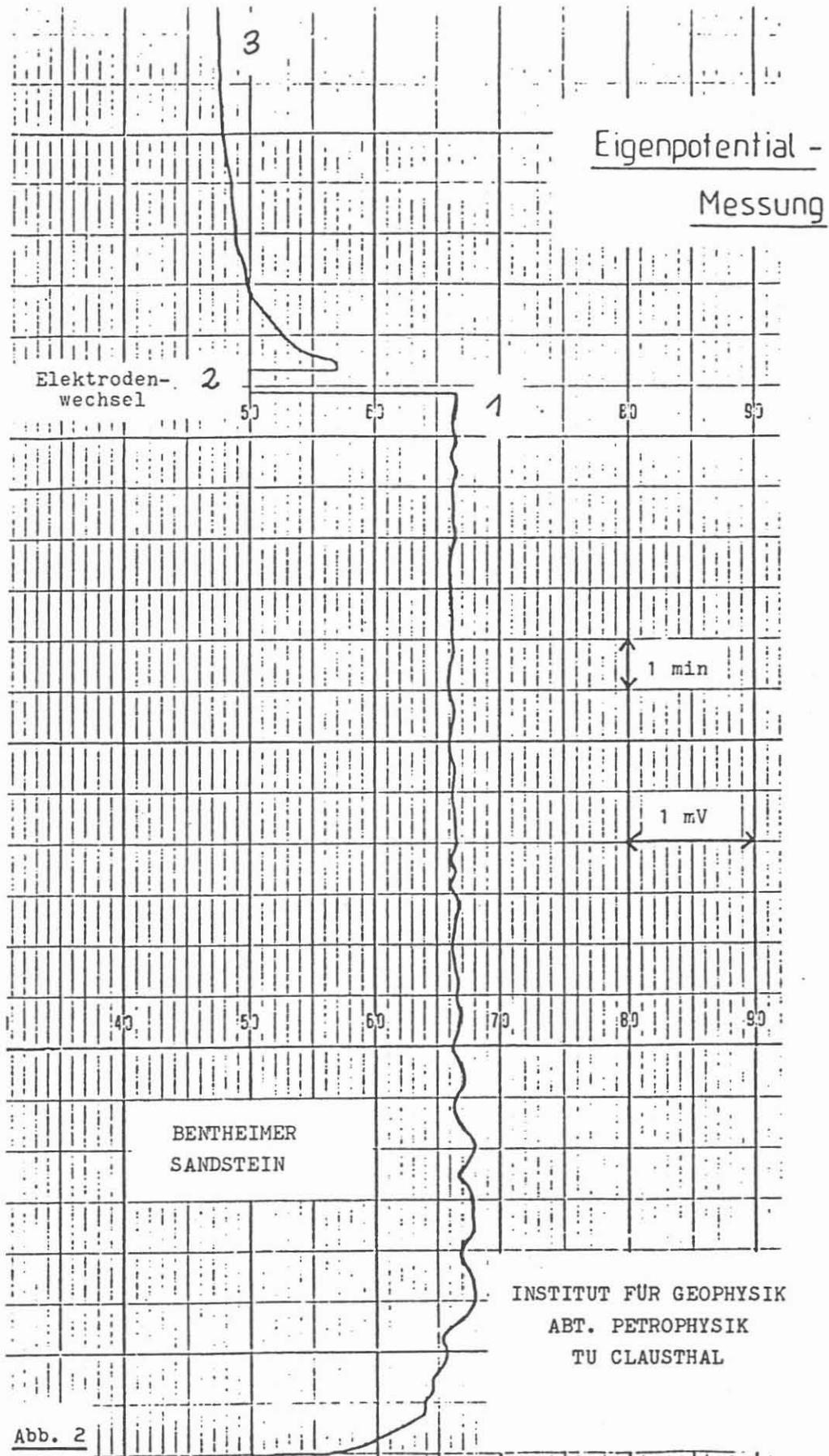


Abb. 2

wert berechnet. Dieses Verfahren wurde angewandt, um den Fehler der beiden Elektroden in den unterschiedlichen Lösungen zu mitteln bzw. klein zu halten in dem Bestreben, so dem wahren Potentialwert näher zu kommen.

Erste Versuche jedoch zeigten, daß das nicht so einfach war. Die gemessenen Werte lagen etwa zwischen +4 mV und -30 mV, obwohl als Grenze des Diffusionspotentials theoretisch nur etwa 0 mV möglich war.

Vor Jahren wurden in der Clausthaler Arbeitsgruppe Petrophysik im Rahmen einer Diplomarbeit Potentialmessungen vorgenommen und dabei ein formelmäßiger Zusammenhang zwischen dem gemessenen Potential U und der spezifischen inneren Oberfläche S_{por} entwickelt. Gestützt auf diese Erkenntnisse wurden nun unsere Meßwerte halblinear gegen S_{por} geplottet und die nach unten stehender Formel berechnete Kurve eingezeichnet (Abb. 3). Wie man sieht verläuft die Kurve etwa S-förmig zwischen den Grenzen $U_{Diff} \approx 0$ und $U_{Mem} \approx -52$ mV. Unsere Meßwerte befinden sich alle oberhalb der Kurve (— Linie). Es liegt nun nahe, eine Verschiebung in Y zu vermuten, die durch das Elektrodenpotential entsteht. Verschiebt man nun die Punkte nach unten bzw. die Kurve nach oben (---- Linie), so sieht man, daß diese Vermutung wahrscheinlich richtig ist.

Um unsere Messungen nun individuell korrigieren zu können wurde jeder Meßwert - abhängig von der zeitlichen Änderung des Elektrodenpotentials - einzeln angepaßt. Wiederholungsmessungen an verschiedenen Gesteinsproben bestätigten, daß dieses Vorgehen höchstwahrscheinlich richtig ist.

Mit den so korrigierten Eigenpotentialwerten wurde der Eigenpotentialkoeffizient Q berechnet und gegen die verschiedenen petrophysikalischen Parameter geplottet.

INSTITUT FÜR GEOPHYSIK
ABT. PETROPHYSIK
TU CLAUSTRAL

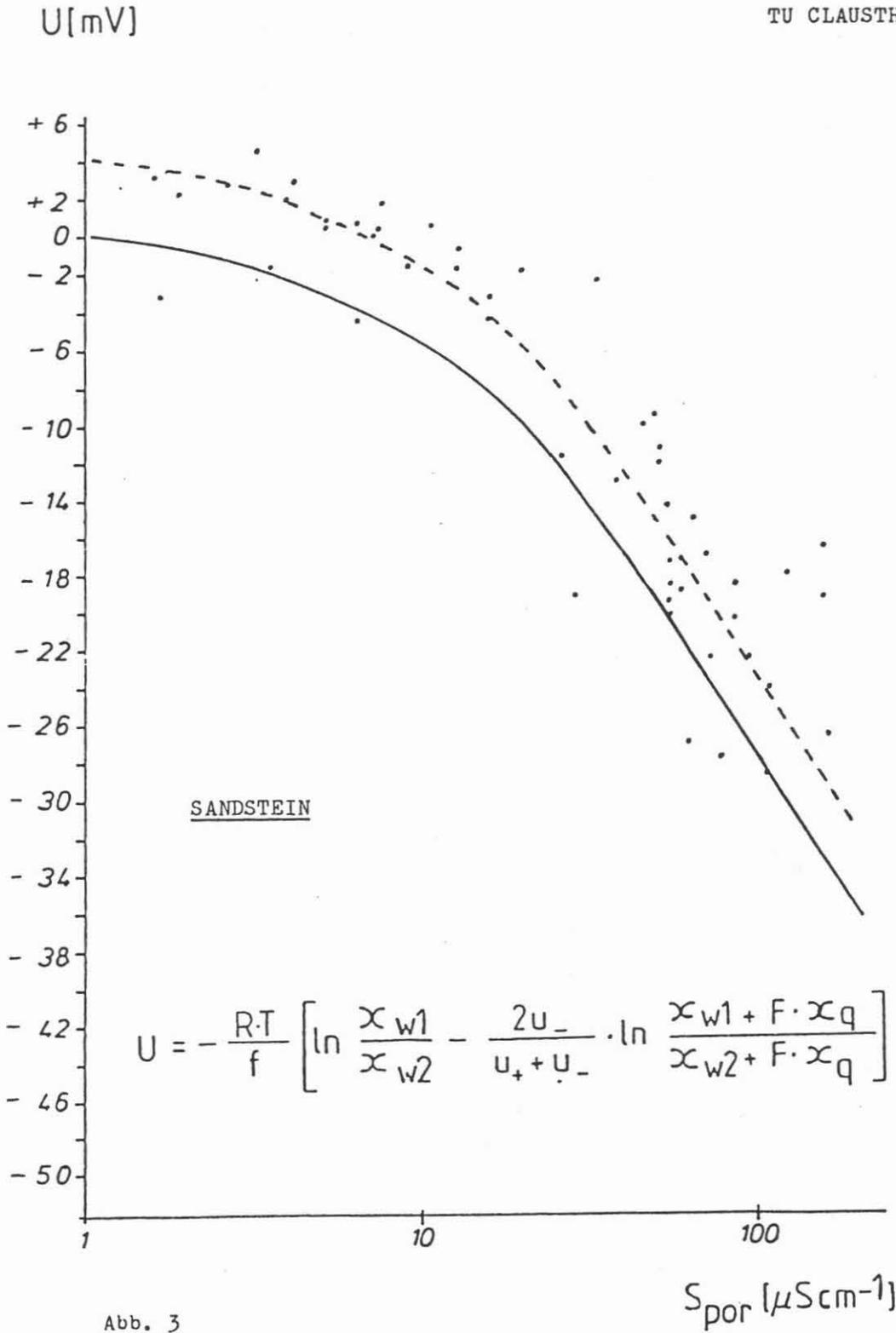


Abb. 3

Bei unseren Untersuchungen wurden nicht nur Messungen an Sandsteinen sondern auch an Graniten vorgenommen. Das untersuchte Gesteinsmaterial stammt aus Aufschlüssen oder Forschungsbohrungen oder wurde uns von der deutschen Erdölindustrie zur Verfügung gestellt.

Meßergebnisse:

In Abb. 4 ist der Eigenpotentialkoeffizient Q gegen die spezifische innere Oberfläche S_{por} doppelt logarithmisch dargestellt. Es ergibt sich eine gute Korrelation, in die auch die Granite sehr gut hineinpassen.

Auch in Abb. 5 - Q gegen $F \cdot \alpha_q$ - ist eine deutliche Abhängigkeit erkennbar. Das bestätigt die Annahme, daß das Membranpotential durch das Produkt $F \cdot \alpha_q$ bestimmt wird. Zugleich ist dies eine empirische Bestätigung für unsere Formel, mit der wir den S-förmigen Kurvenverlauf - U halblinear gegen S_{por} - berechnet haben. Der Formationsfaktor F ist eine gesteinspezifische Materialkonstante, und die Grenzflächenleitfähigkeit α_q wird durch die Eigenschaften der elektrischen Doppelschicht und die spezifische Größe der inneren Oberfläche bestimmt. Auch hier passen die Granite wiederum gut in das Bild hinein.

Eine zentrale petrophysikalische Größe ist das Produkt $F \cdot K$ (K -Permeabilität), das von KOZENY-CARMAN definiert wurde zu:

$$F \cdot K = \frac{1}{2} \frac{1}{S_{por}^2}$$

Auch die Darstellung Q gegen $F \cdot K$ (Abb. 6) zeigt eine deutliche Abhängigkeit sowohl bei den Sandsteinen wie auch bei den Graniten.

Die irreduzible Wassersättigung ist bei Annahme einer konstanten Doppelschichtdicke der spezifischen inneren Oberfläche direkt proportional. Also müßte auch der Eigenpotentialkoeffizient Q der ir-

Q [-]

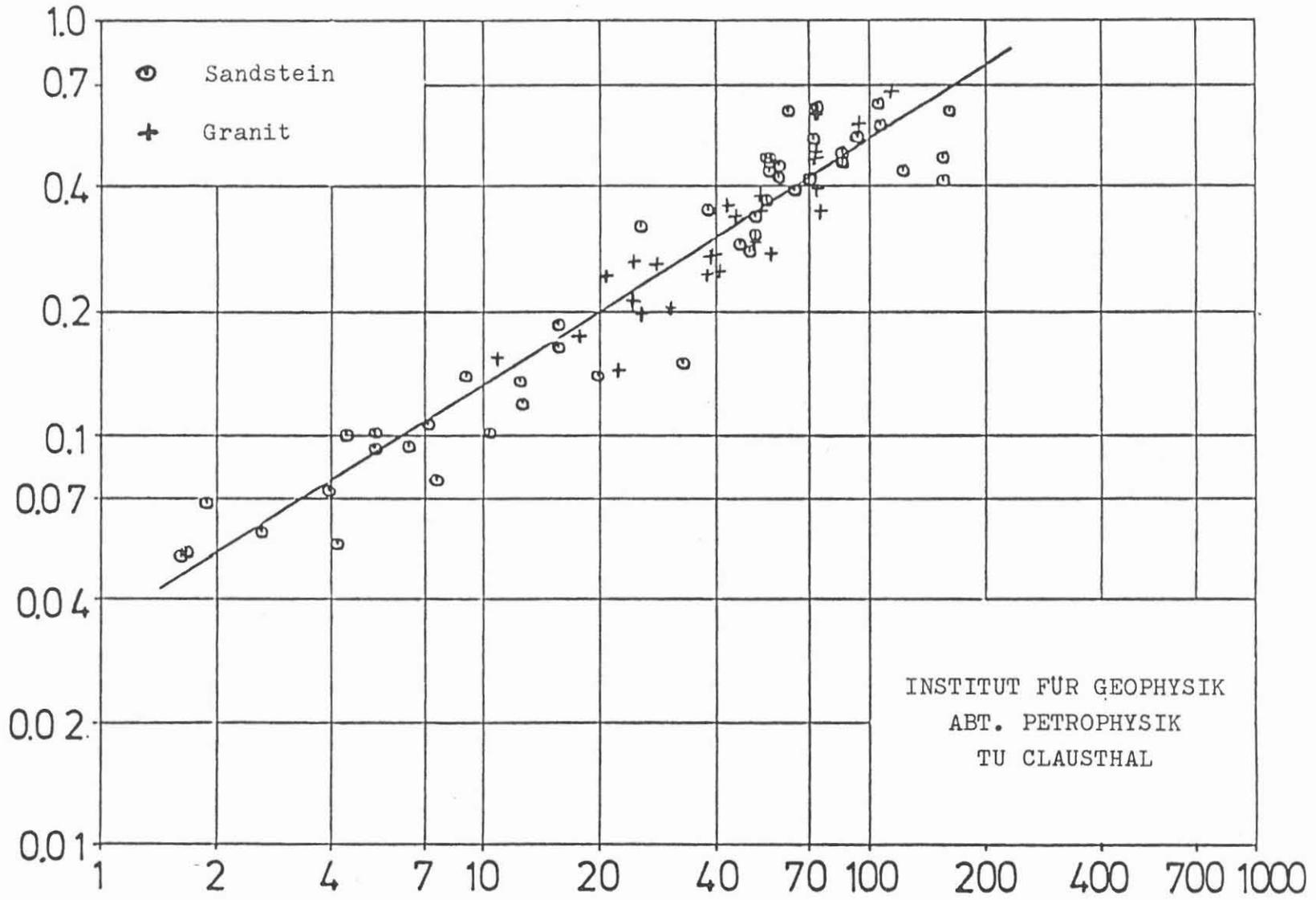


Abb. 4

S_{por} [μm^{-1}]

Q [-]

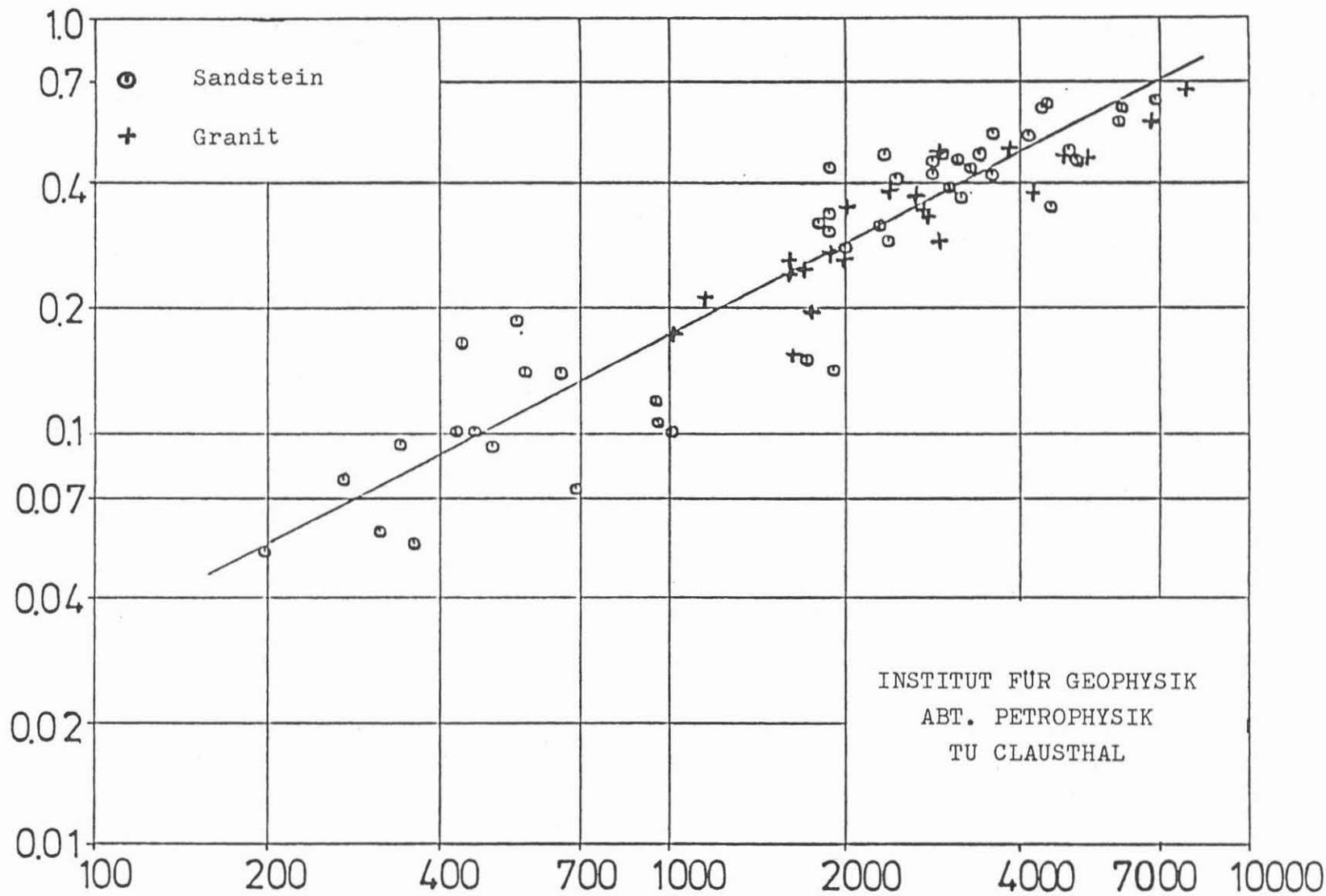


Abb. 5

Fx_q [μScm^{-1}]

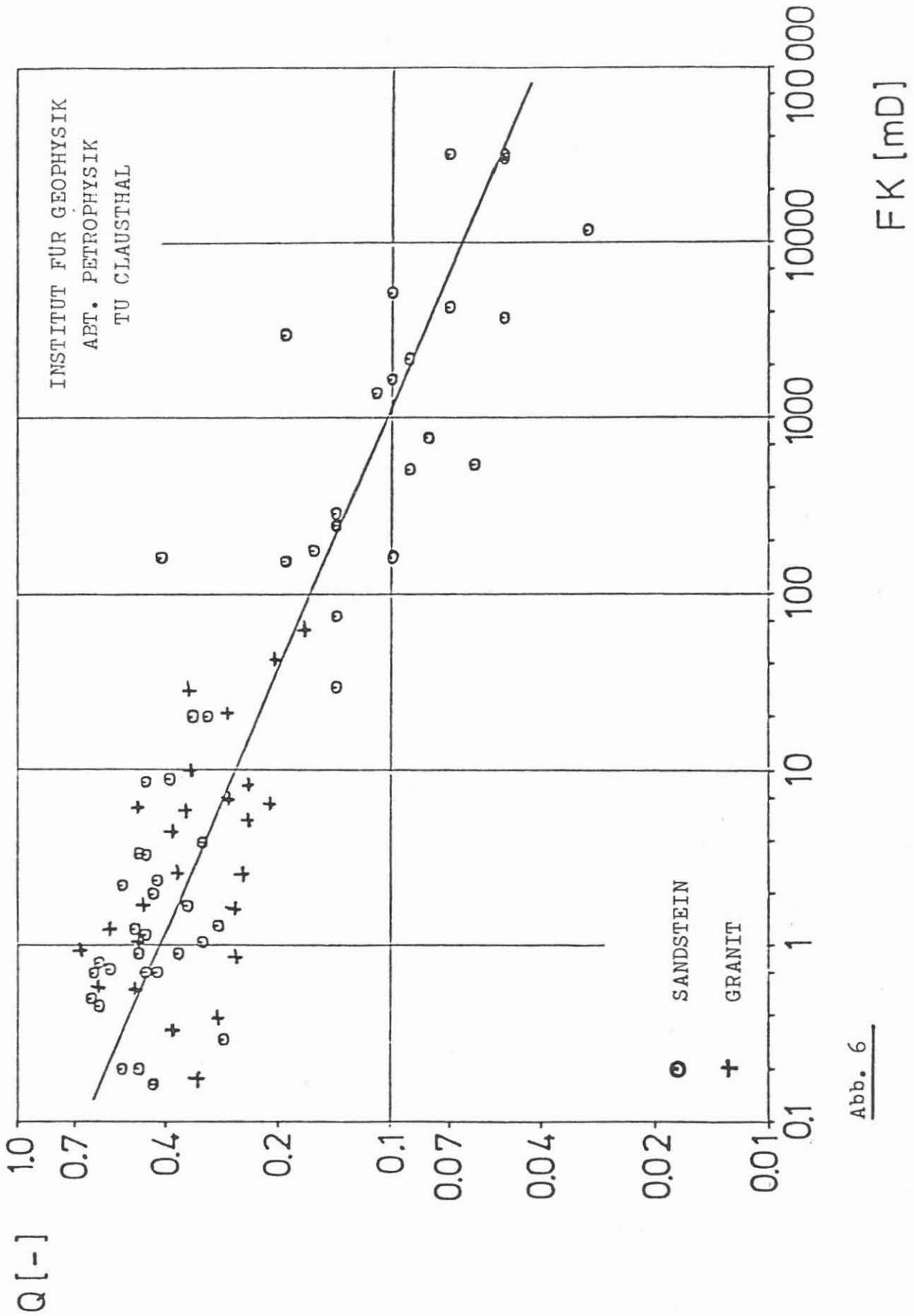


Abb. 6

reduziblen Wassersättigung proportional sein. Dies ist auch der Fall, wie aus Abb. 7 hervorgeht. Q ist hier nur für Sandsteine gegen die irreduzible Wassersättigung Σ_{irr} , die aus Verdampfungsmessungen ermittelt wurde, dargestellt, da in Graniten die irreduzible Wassersättigung meist bei 100% liegt.

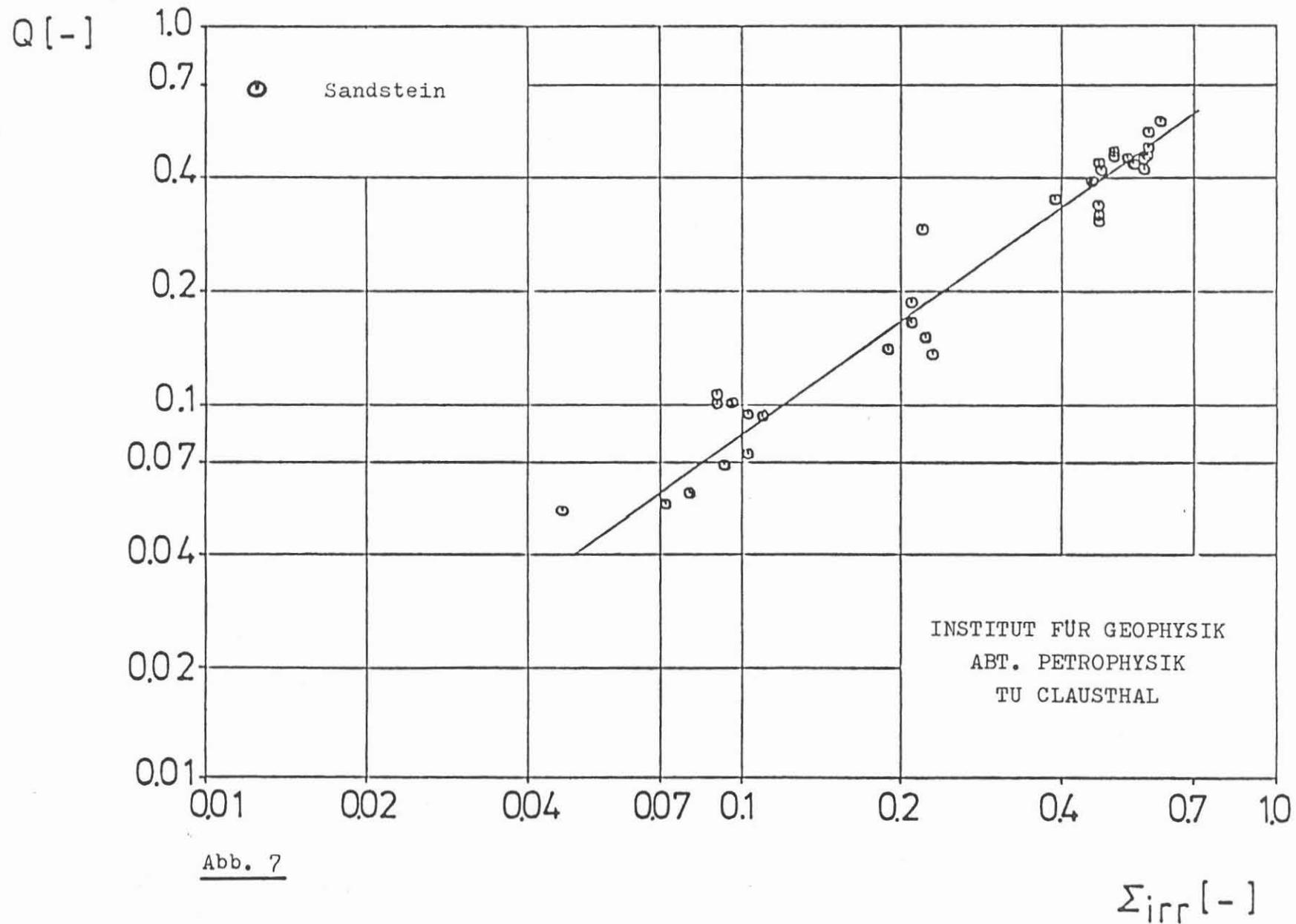
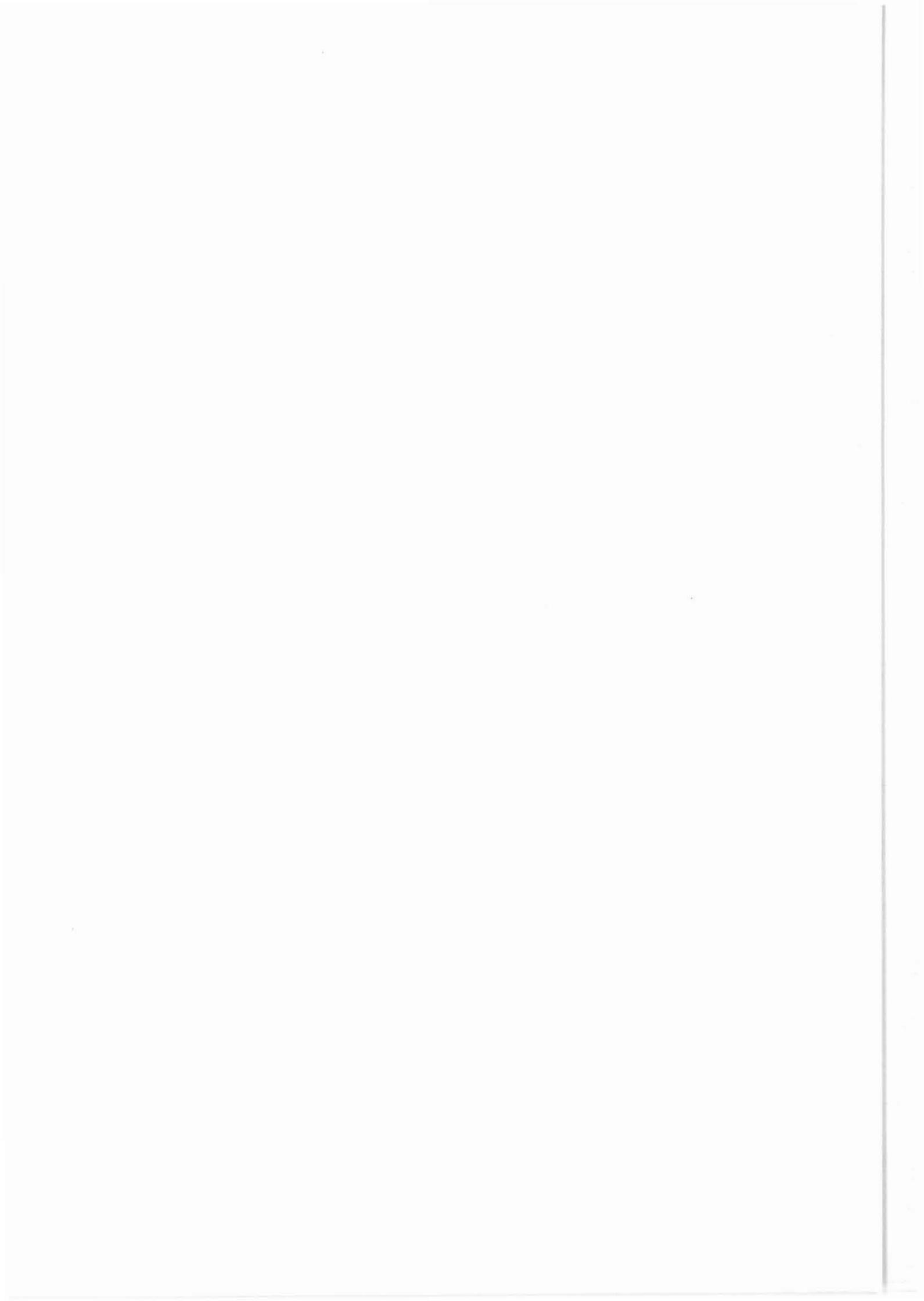


Abb. 7



**MÖGLICHKEITEN DER ABLEITUNG VON SEDIMENTATIONS-
UND DIAGENESEMERKMALEN AUS
PETROPHYSIKALISCHEN MEßGRÖßEN**

R. Kehse, A. Quest, J. R. Schopper

Zusammenfassung

Die Eigenschaften eines Sedimentgesteins sind geprägt durch Sedimentationsbedingungen und Diageneseverlauf. Das legt nahe, in der Sedimentpetrophysik zu versuchen, die Diagenese quantitativ durch petrophysikalische Meßgrößen zu erfassen. Das Problem dabei ist die Trennung der Diagenese von Sedimentationsmerkmalen.

Dazu wurde ein Ausdruck entwickelt, der nach theoretischen Überlegungen unter Vernachlässigung anderer Einflüsse, wie z. B. der Sortierung, ein Maß für den Diagenesegrad sein sollte.

Außerdem wurde die Kornkontaktstärke nach Auszählung an Dünnschliffen berechnet.

Diese Ausdrücke wurden einerseits miteinander verglichen, andererseits in Abhängigkeit von der Versenkungsteufe bzw. der Porosität betrachtet.

Wenn man durch experimentelle Arbeiten versucht, echte sedimentpetrophysikalische Gesetzmäßigkeiten zu erhalten, so wird man feststellen, daß diese Gesetzmäßigkeiten meistens durch überlagerte Einflüsse geologischer Entwicklungsabläufe verdeckt sind. Die Clausthaller Arbeitsgruppe Petrophysik unter Prof. Schopper ist seit Jahren nun damit beschäftigt, die reinen petrophysikalischen Gesetzmäßigkeiten von diesen geologischen Störeinflüssen zu befreien. Inzwischen sind wir soweit, daß wir uns auch umgekehrt den petrophysikalischen Auswirkungen geologischer Vorgänge zuwenden können. Das geschieht mit Hilfe der nunmehr bekannten petrophysikalischen Gesetze. Dabei ist es unser Ziel, ergänzend zu den bekannten qualitativen oder halbquantitativen sediment-petrographischen Methoden quantitative petrophysikalische Merkmale für geologische Prozesse während Sedimentation und Diagenese zu schaffen. Ein Schritt dabei muß die Trennung der Sedimentationseinflüsse von denen der Diagenese sein. Solche Untersuchungen laufen hier zur Zeit u.a. in einem Projekt des SFB 134 "Erdöltechnik - Erdölchemie".

Dazu ist zu sagen, daß sich unsere Untersuchungen insgesamt noch in einem sehr frühen Stadium befinden und vorläufig nur erste andeutungsweise Ergebnisse vorliegen. Aber wegen der grundsätzlichen Bedeutung solcher Untersuchungen im Hinblick auf den Trend, auch in der Geologie stärker quantitative Methoden auf physikalisch-mathematischer Basis einzuführen, soll dennoch bereits hier vorbereitend darüber berichtet werden.

Nach KOZENY-CARMAN gilt:

$$F \cdot K = \frac{1}{2} \frac{1}{S_{\text{por}}^2} \quad (1)$$

Dieser Ausdruck wird matrixbezogen umgerechnet mit:

$$S_{\text{mtx}} = \left(\frac{\emptyset}{1-\emptyset}\right) S_{\text{por}} \quad (2)$$

und man erhält:

$$F \cdot K = \frac{1}{2} \frac{1}{S_{\text{mtx}}^2} \left(\frac{\emptyset}{1-\emptyset}\right)^2 \quad (3)$$

mit F - Formationsfaktor
K - Permeabilität
 \emptyset - Porosität
 S_{mtx} - matrixbezogene Oberfläche
 S_{por} - spezifische innere Oberfläche

Für monodisperse Kugelpackungen gilt:

$$r = \frac{3}{S_{\text{mtx}}} \approx r_{\text{gr}} \quad (4)$$

Diese Gleichung gilt auch modellmäßig für ein Korngerüst mit einem mittleren effektiven Kornradius.

Setzt man das in Gleichung (3) ein, so ergibt sich:

$$F \cdot K = \frac{1}{18} r_{\text{gr}}^2 \left(\frac{\emptyset}{1-\emptyset}\right)^2 \quad (5)$$

Bekanntlich ist einerseits $K \sim r_{\text{gr}}^2$ (z.B. siehe KRUMBEIN), und K nimmt andererseits mit fortschreitender Diagenese ab. Somit läßt sich als "Diageneseparameter" definieren:

$$F \left(\frac{1-\emptyset}{\emptyset}\right)^2$$

Dieser Ausdruck sollte also ein Maß für den Diagenese- bzw. Verfestigungsgrad sein, wenn man andere Einflüsse - wie z.B. Sortierung - vernachlässigt.

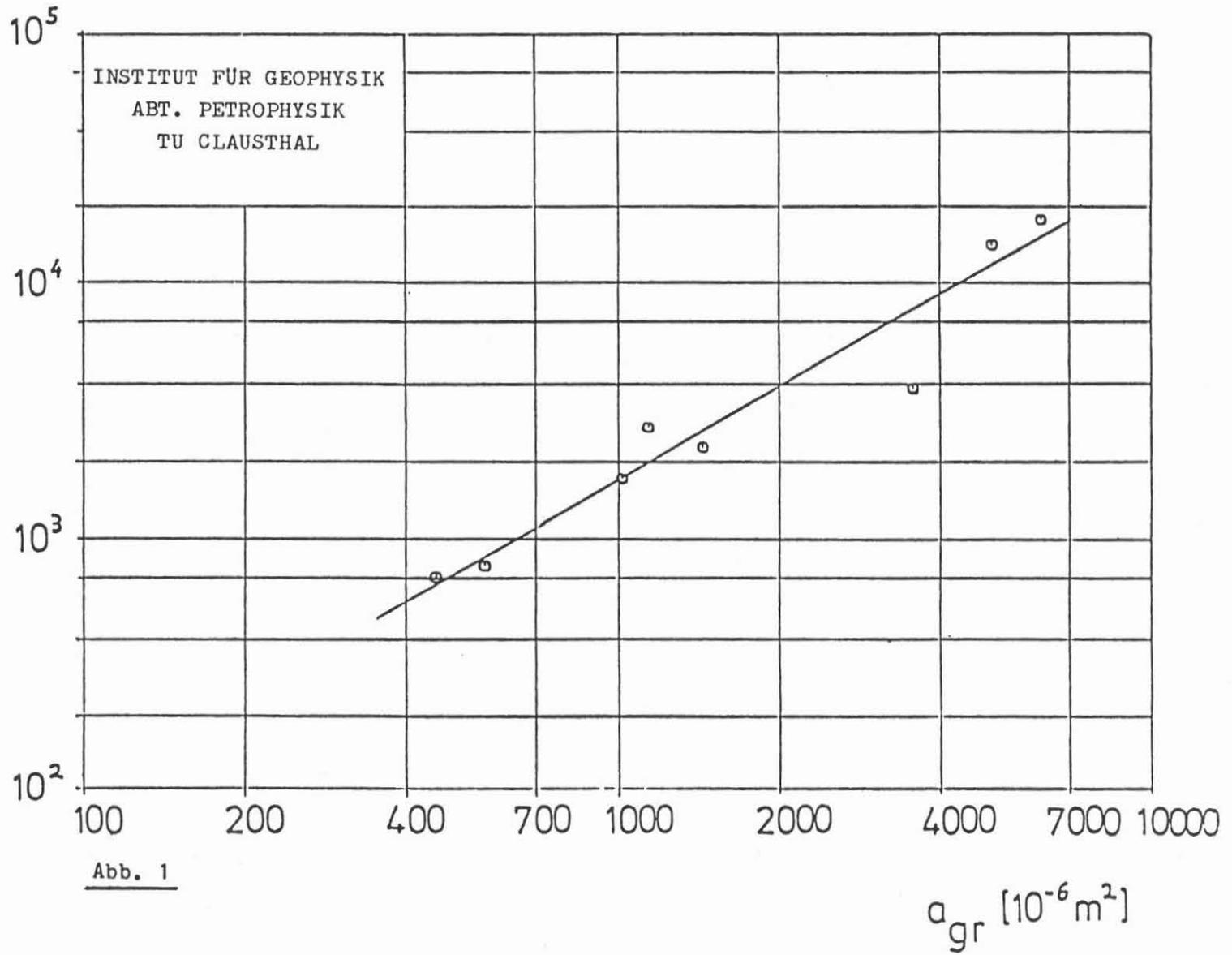
In Abb. 1 ist $\frac{1}{18} \pi F K \left(\frac{1-\phi}{\phi}\right)^2$ gegen die bildanalytisch aus Schliffen gewonnene mittlere Kornschnittfläche a_{gr} geplottet. Der Ausdruck auf der Ordinate ist die nun kornflächenbezogene Gleichung (5). Die mittlere Kornfläche erhalten wir - wie gesagt - aus Bildanalyse-Daten, während Formationsfaktor, Permeabilität und Porosität im Labor gemessen wurden. Leider existiert bisher nur wenig Datenmaterial aus der Bildanalyse, so daß hier auch nur wenige Punkte eingezeichnet werden konnten. Zu erwarten ist jedenfalls eine Punktverteilung um die 45°-Gerade, was hier auch ganz gut eintrifft und damit die Gleichung (5) empirisch soweit bestätigt. Der Ausdruck auf der Ordinate läßt sich somit zur Beschreibung der mittleren Korngröße nutzen.

Eine Methode in der Sedimentpetrographie, die neben verschiedenen anderen Methoden zur Erfassung des Diagenesegrades dient, basiert auf der Kornkontaktstärke der detritischen Gesteinskomponenten. Es werden die Typen der Kornkontakte (Abb. 2a) entlang von Traversen ausgezählt, so wie sie in der Ebene eines Dünnschliffs erscheinen. Dabei werden folgende Kontakte unterschieden:

- a) punktförmige Kontakte
- b) lange Kontakte längs einer geraden Linie
- c) konkav-konvexe Kontakte längs einer gekrümmten Linie
- d) suturierte Kontakte, d.h. Kontakte längs welliger, gekerbter Konturen.

Mrs. TAYLOR hat 1950 einige Auszählungen an Dünnschliffen von nordamerikanischen Jura- und Kreidesandsteinen vorgenommen und die Häufigkeit der Kontakttypen teufenabhängig dargestellt (Abb. 2b). Punktförmige (tangentielle) Kontakte nehmen mit der Teufe schnell

$$\frac{1}{18} \pi F K \left[\frac{1-\phi}{\phi} \right]^2 [10^{-12} \text{m}^2]$$



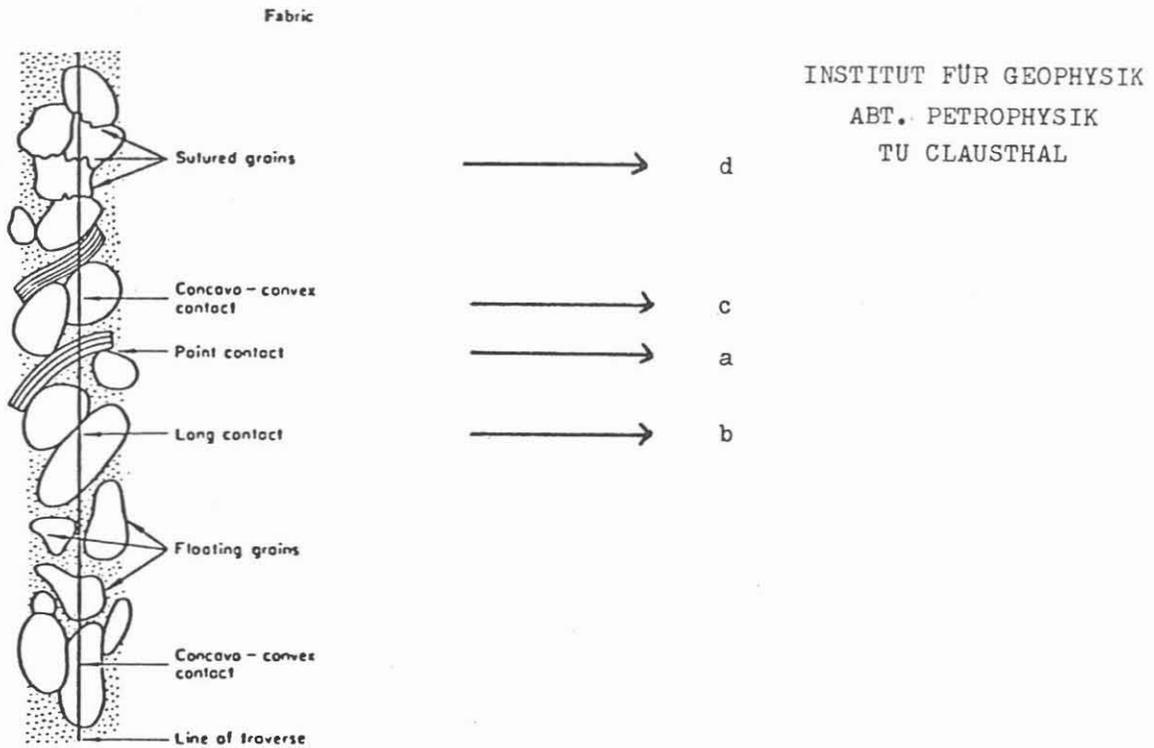


Abb. 2a: Definition verschiedener Kornkontakte (aus Pettijohn, Potter & Siever, 1973)

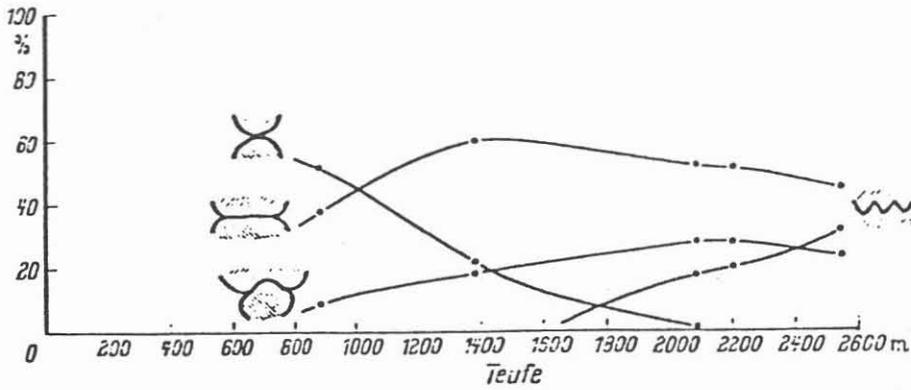


Abb 2b: Häufigkeit von punktförmigen, konkav-konvexen und suturierten Kornkontakten in Abhängigkeit von der Teufe (nach TAYLOR, 1950)

ab, die langen Kontakte zeigen ein Maximum, die konkav-konvexen Kontakte nehmen mit der Teufe zu, ebenso die suturierten Kontakte. Die Veränderung der ersten zwei Kontaktarten ist im wesentlichen die Folge rein mechanischer Prozesse, während die konkav-konvexen und die suturierten Kontakte charakteristisch für das Zusammenwirken von mechanischer Kompaktion und chemischen Lösungsvorgängen sind.

Unsere Auszählungen an Dünnschliffen - es handelt sich hierbei um Sandsteine aus dem Dogger β und dem Mittleren Rhät - weisen ganz ähnliche Tendenzen auf.

Mit diesen Ergebnissen wurde eine Kornkontaktstärke berechnet, die von Herrn FÜCHTBAUER (1967) folgendermaßen definiert wurde:

$$k = \frac{a + 2b + 3c + 4d}{a + b + c + d}$$

Hierbei sind die verschiedenen Kontaktarten - vom Punktkontakt bis zum suturierten Kontakt - ansteigend gewichtet. Es ist zu beachten, daß dieser Ausdruck praktisch nur für reine Quarzsandsteine gilt. Sobald eine Verfüllung des Porenraums - wie z.B. bei unseren Proben mit Karbonat - zu beobachten ist, nimmt die Kornkontaktanzahl ab, da die Körner zum Teil vollständig von Karbonatzement umgeben sind. Hier scheitert die von Herrn FÜCHTBAUER entwickelte Kontaktstärke-Formel. Sie müßte modifiziert werden, um sie auch bei nicht reinen Quarzsandsteinen anwenden zu können. Diese Weiterentwicklung ist bei uns für die nächste Zukunft geplant. Zur Zeit müssen wir uns aber noch mit der ursprünglichen Form begnügen.

Abb. 3 zeigt eine Trend-Darstellung der Kontaktstärke gegen die Versenkungsteufe für den Dogger β aus vier Feldern des Gifhorner- und Ostholsteiner Trogs. Mit zunehmender Teufe nimmt auch die Kontaktstärke zu. Allerdings fallen auch einige Punkte des Plots deutlich aus dem Zusammenhang heraus. Bei diesen Gesteinsproben handelt es sich um Sandsteine mit mehr oder weniger starker Karbonatverfüllung

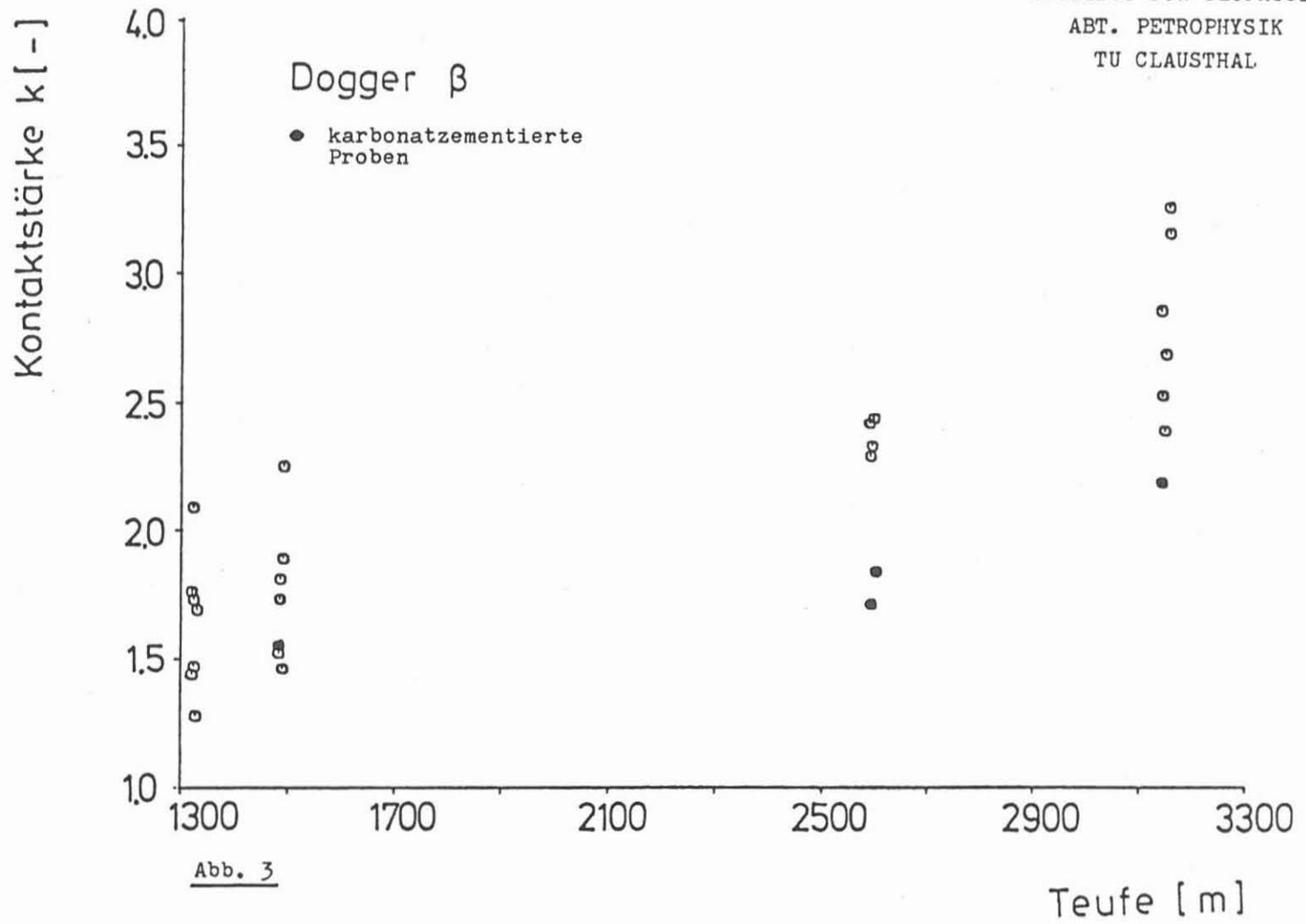


Abb. 3

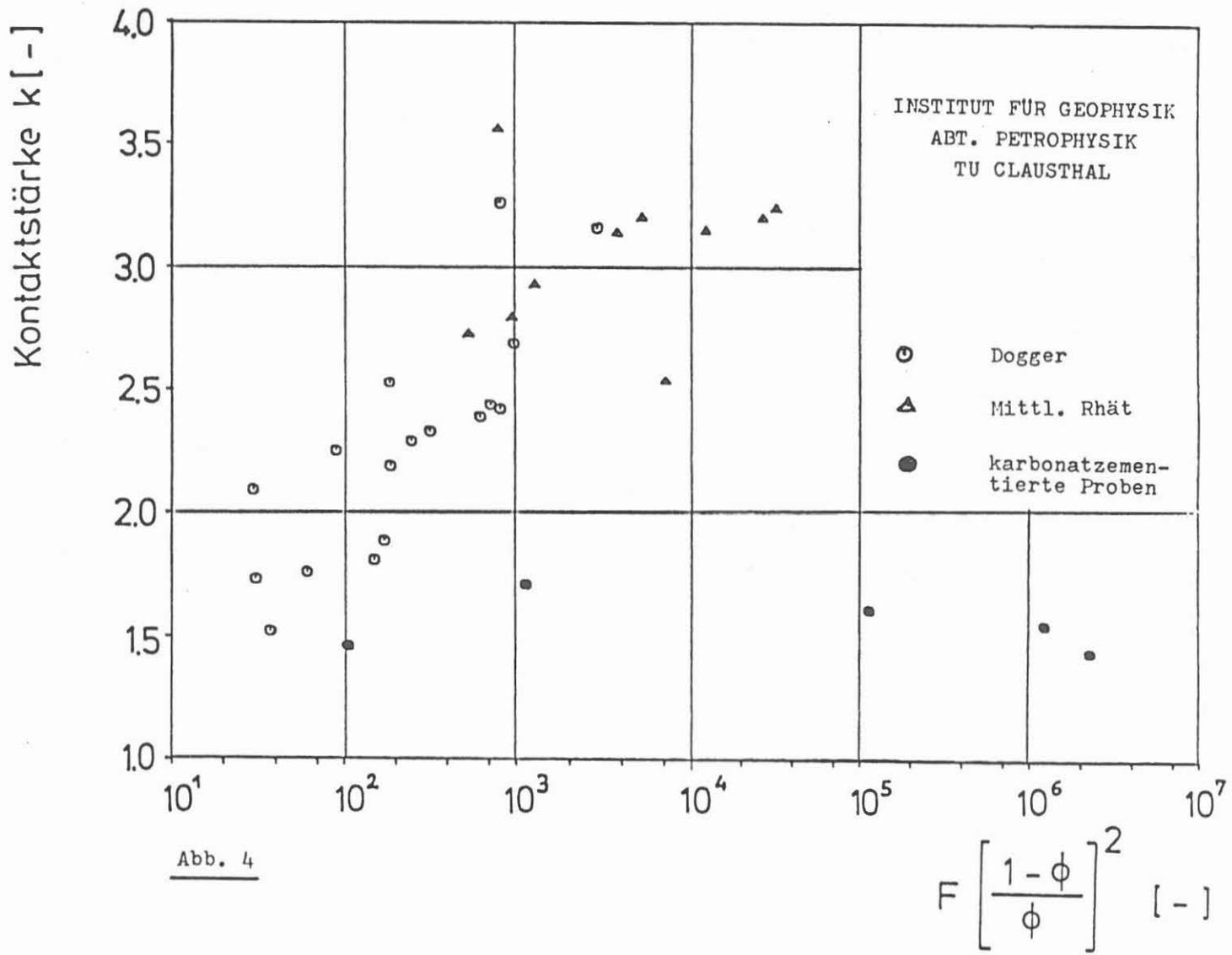
des Porenraums, wobei es hier verschiedene Ursachen für die Bildung geben kann. Zum einen können Quarzdetritus und Kalkschlamm gemeinsam sedimentiert sein. Zum anderen kann während der Diagenese eine Umkristallisation des Kalkschlammes zu sparitischem Karbonatzement stattgefunden haben, oder es wurde Karbonatzement aus Formationswässern ausgefällt und im Porenraum eingelagert. Auf jeden Fall sollten die dunkel markierten Punkte ihrer Herkunftstiefe entsprechend diagenestisch eigentlich viel weiter oben liegen. Das würde bedeuten, daß offenbar die Karbonatverfüllung des Porenraums die gleiche Wirkung wie eine frühe Ölimmigration hat: nämlich den Abbruch der weiteren Diagenese.

Es liegt nun nahe, unseren petrophysikalischen Diageneseparameter mit der petrographischen Kontaktstärke zu vergleichen (Abb. 4). Wir haben hier zwei unterschiedliche Formationen. Einmal den Dogger β aus den Bohrungen im Gifhorner- und Ostholsteiner Trog und dann den Rhät aus den Bohrungen Hardesse und Müden. Er ergibt sich für die Mehrheit der Punkte deutlich ein logarithmischer Zusammenhang von etwa

$$k = \frac{1}{2} \log \left[F \left(\frac{1-\phi}{\phi} \right)^2 \right] + 1$$

Vermindert man FÜCHTBAUER's Kontaktstärke, die den Bereich von 1 bis 4 durchlaufen kann, um 1, so ist diese Größe offenbar proportional dem Logarithmus unseres Diageneseparameters.

Auch hier fallen einige Punkte deutlich aus dem Zusammenhang heraus. Bei diesen Proben handelt es sich wiederum um die bereits beschriebenen karbonatzementierten Sandsteine. Allerdings kann hier auch unser Diageneseparameter fehlerbehaftet sein. Wie ich anfangs schon erwähnt habe, ist unser petrophysikalischer Ausdruck immer noch kein reiner Diageneseparameter, da er noch auf andere Erscheinungen reagiert. Mittels ähnlicher Gedankengänge wie bisher soll in Zukunft versucht werden, weitere Einflußgrößen - wie z.B. die Sortierung - getrennt zu erfassen.



Der Einfluß der Karbonatisierung auch auf die Porosität beispielsweise ist gut in Abb. 5 erkennbar. Auch hier fallen die karbonat-zementierten Gesteinsproben deutlich aus dem Zusammenhang heraus.

Es ist also zukünftig noch weitere intensive theoretische und experimentelle Arbeit erforderlich. Weitere Vergleichsmöglichkeiten mit petrographischen Merkmalen - wie z.B. der Kornkontaktzahldichte nach TAYLOR - sollen genutzt werden.

Auch die Konstanten a und b in der verallgemeinerten ARCHIE-Gleichung

$$F = a \phi^{-b}$$

sollen als Sedimentgesteinscharakteristika herangezogen werden.

Ferner soll untersucht werden, inwieweit sich formal ähnliche Überlegungen - mit anderem petrologischen Hintergrund - auch auf das Kristallin anwenden lassen.

Was Ihnen hier vorgestellt wurde ist also nur ein erster kleiner Schritt. Der Erfolg dieses Schrittes zeigt aber, daß wir auf einem richtigen Weg sind.

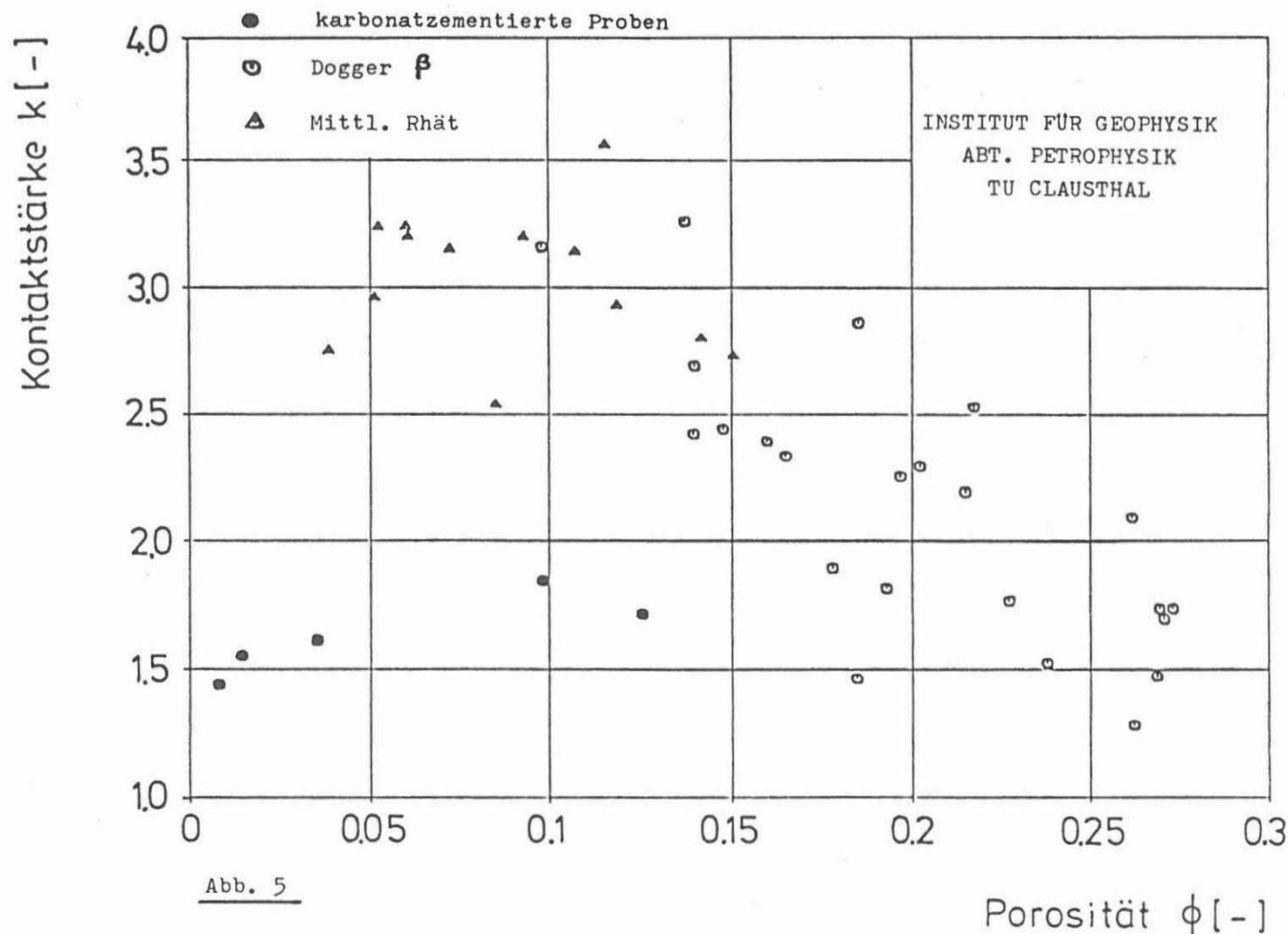


Abb. 5

Netzwerkmodell - Betrachtungen zur geometrischen Deutung des Hystereseeffektes bei Kapillardruckkurven und die Konsequenzen für Inversionsaussagen

M. Jonas

Zusammenfassung

Die in praxi gemessenen Kapillardruckkurven $\sum H_g = \sum H_g (C)$ (mit Sättigung Σ und Kapillarität C) sind bei gegebener Porenradienverteilung (als Parameter) nicht nur Funktionen des normierten Kapillardruckes C , sondern auch der zugrundeliegenden Netzwerkstruktur. Es ist daher beabsichtigt, mit Hilfe von Betrachtungen an Netzwerkmodellen mit beliebiger Netzwerkstruktur und (zunächst) kreiszylindrischen Kapillaren die Ursachen für das Entstehen von Hystereseeffekten aufzuzeigen. Ihre wahrscheinlichkeitstheoretische Behandlung kann auf der Grundlage einer $k = 2$ -Radienverteilung geschehen. Die Konsequenz ist eine analytisch-geometrische Deutung des Hystereseeffektes, die auf dem Zusammenhang zwischen Punkten des Sättigungs- und des Entsättigungsastes beruht. Hierbei liegt ein Raum zugrunde, der durch die $k-1$ relativen Radienhäufigkeiten und die Sättigung aufgespannt wird, und in dem nun die Kapillardrücke als Parameter auftreten. Dem einfachen "Kapillarbündelmodell" fallen zentrale Abbildungseigenschaften in diesem Raum zu. Aussagen zur Inversion - das ist der Rückwärtsschluß von einer durchgeführten Kapillardruckmessungen auf die tatsächlich vorliegende Kapillarradienverteilung - werden diskutiert, ebenso der Übergang auf Mehrradienverteilungen ($k > 2$).

Die "Kapillardruckkurve" und das Kapillardruckexperiment sind im allgemeinen recht gut bekannt. Im folgenden soll modelltheoretisch auf dieses petrophysikalische Experiment eingegangen werden, und das Ziel wird eine verbesserte Auswertetechnik bzw. Inversion sein - das ist der Rückwärtsschluß von der aufgenommenen Kapillardruckkurve auf die tatsächlich vorliegende Radienverteilung im Porenraum.

Der Gang der Messung ist - ohne auf technische Details der Probenvorbereitung und des Experimentablaufs näher einzugehen - einfach beschrieben (Abb. 1): Eine Gesteinsprobe wird in eine Kammer eingebracht, in die nach anschließender Evakuierung Quecksilber (gepumpt) wird. Dieses wird infolge schrittweiser Druckerhöhung - nachdem die Kammer selbst gefüllt ist - zunehmend gegen den Kapillardruck in die Probe gepreßt.

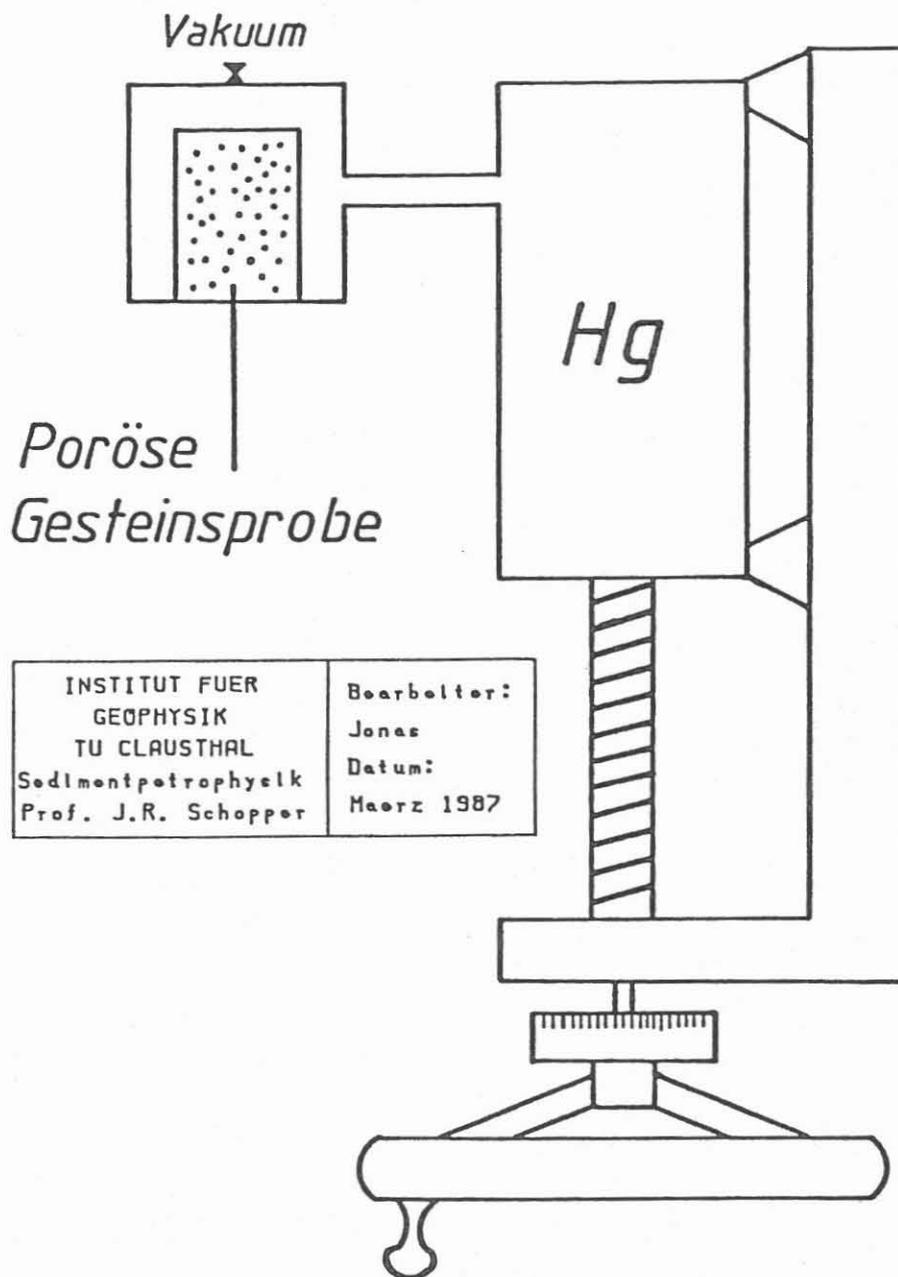
Das Experiment wird dann folgendermaßen graphisch umgesetzt (Abb. 2): Der jeweils eingestellte Druck wird gegen das eingedrungene, ebenfalls gemessene Hg-Volumen bzw. - nach Normierung auf das Gesamtporenvolumen - gegen die zugehörige Sättigung \sum_{Hg} aufgetragen, und man erhält eine Kurve dieser prinzipiellen Gestalt. Nach erreichtem Schwelldruck, der durch die größten außenliegenden Porenzugänge der Probe gegeben ist, werden in Abfolge die nächst kleineren bis hin zu immer kleineren Porenräumen gefüllt. Hier ist dann ein sehr schnelles Anwachsen des Druckes zu verzeichnen, denn es wird immer schwieriger, das nichtbenetzende Quecksilber in die kleinen und kleinsten Zwickel zu pressen. Derselbe Versuch läßt sich "rückwärts" durchführen, und das Ergebnis ist eine Hysterese, ein mit der Injektionskurve nicht zusammenfallender Drainageast, der in aller Regel nicht in den jungfräulichen Anfangszustand zurückführt. Der Grund hierfür ist in dem Abreißen des Hg-Fadens und dem Verbleiben einer partiellen Hg-Sättigung im Porenraum zu sehen.

Das Kapillardruckexperiment macht also - in Form der Kapillardruckkurve - eine ganz spezifische Aussage über das untersuchte Gestein, genauer über die Porengrößenverteilung in Verbindung mit der im Gestein vorliegenden Netzwerkstruktur, denn beide Porenraumcharakteristika, die als Parameter in dieser Darstellung fungieren, beeinflussen sowohl den Füll- als auch den Entsättigungsvorgang; und unsere Aufgabe soll es sein, aus der Messung auf den einen der beiden Parameter, die Porengrößenverteilung, rückzuschließen.

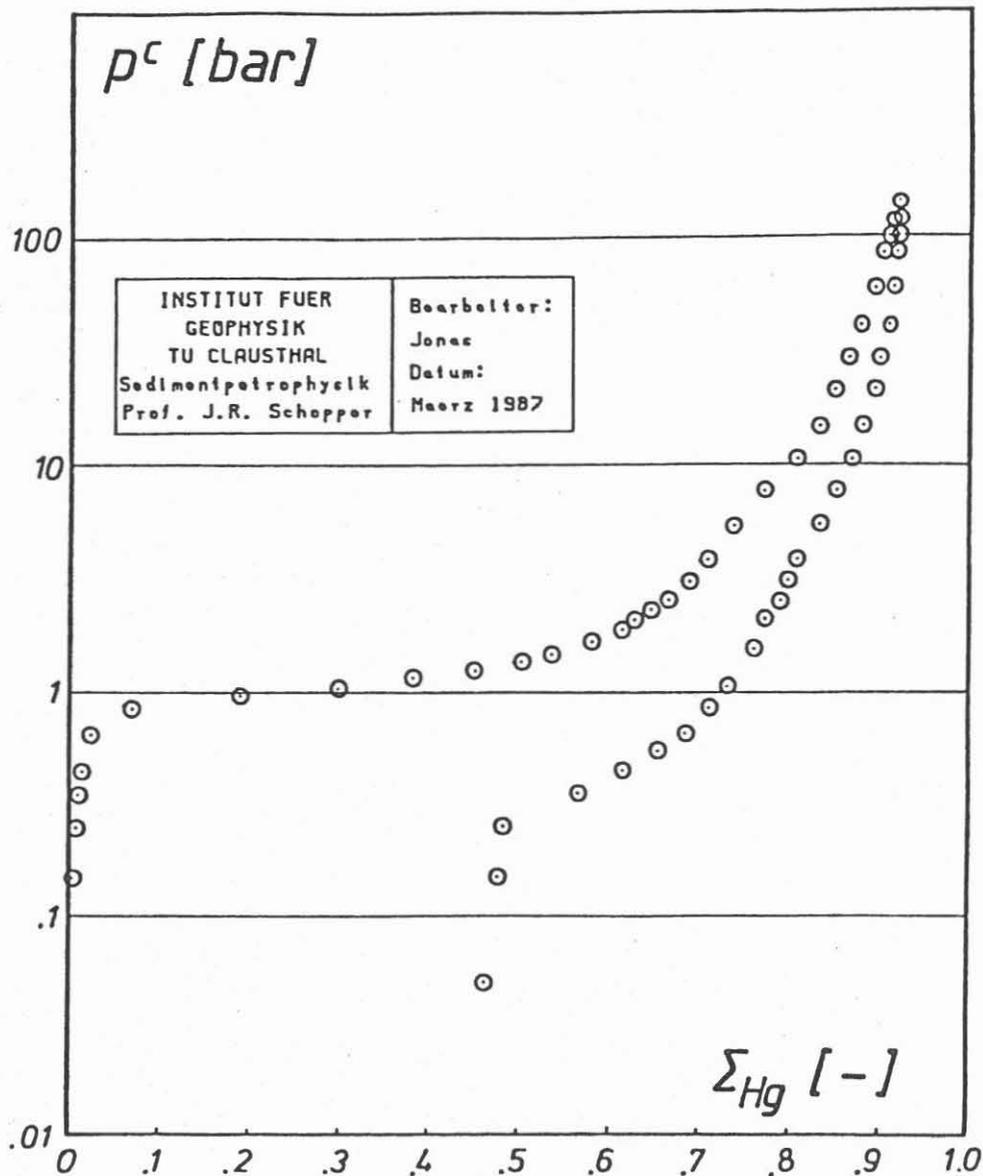
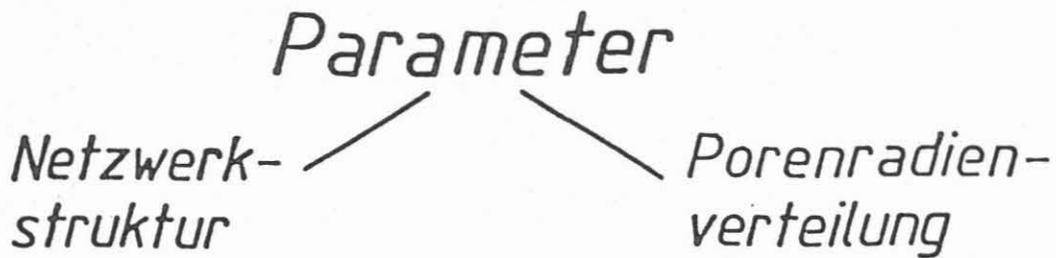
Dazu soll ein wenig mehr auf den grundlegenden, hinter diesem Experiment stehenden Gedanken eingegangen werden:

Der auf der Ordinate aufgetragene Kapillardruck ist eine Funktion des effektiven Porenradius - falls die Darstellung des Porenraumes zunächst mit Hilfe kreiszylindrischer Kapillaren

Prinzipskizze Kapillari- meter



Kapillardruckkurve eines B52-Sandsteines



akzeptiert wird, so läßt sich dieser Zusammenhang sogar quantitativ erfassen -, während die Sättigungsachse als kumulative Häufigkeit verstanden werden kann. Eine diesen Sachverhalt verdeutlichende und vertrautere Darstellung gewinnt man, wenn wir die Kapillardruckkurve einschließlich beider Achsen an der Winkelhalbierenden spiegeln und zur inversen Kapillardruckkurve $\sum H_g = \sum H_g(p^c)$ übergehen (Abb. 3). In Anbetracht der Tatsache, daß eigentlich der Druck die unabhängige und die Sättigung die abhängige Variable ist, ist diese Art der Auftragung die wesentlich sinnvollere. Aus Gründen der Gewohnheit und um keine Verwirrung aufkommen zu lassen, soll im folgenden jedoch weiterhin mit der ersten Darstellungsform, der konventionellen Kapillardruckkurve, gearbeitet werden. Dabei soll der gedankliche und später noch zu rechtfertigende Vorgriff gestattet sein, daß beim Entsättigungsvorgang vorerst kein Abreißen des Quecksilbers erfolge und der zugehörige Ast bis in den Urzustand zurückläuft.

Für den Fall, daß ein Kapillarbündelmodell (KBM) anstelle des Gesteins mit seiner komplizierten Netzwerkstruktur vorläge (Abb. 4), wäre die Lösung der gestellten Aufgabe sehr einfach. Hierbei handelt es sich um ein Modell mit der gleichen Kapillarradienverteilung, bei dem sämtliche Kapillaren parallel angeordnet sind und aufgrund der fehlenden Netzwerkstruktur keine Hysterese auftreten kann. Beide Vorgänge - Injektion und Drainage - würden also durch eine Kurve beschrieben und dann würde eine einfache Differentiation die gesuchte Kapillarradienverteilung liefern.

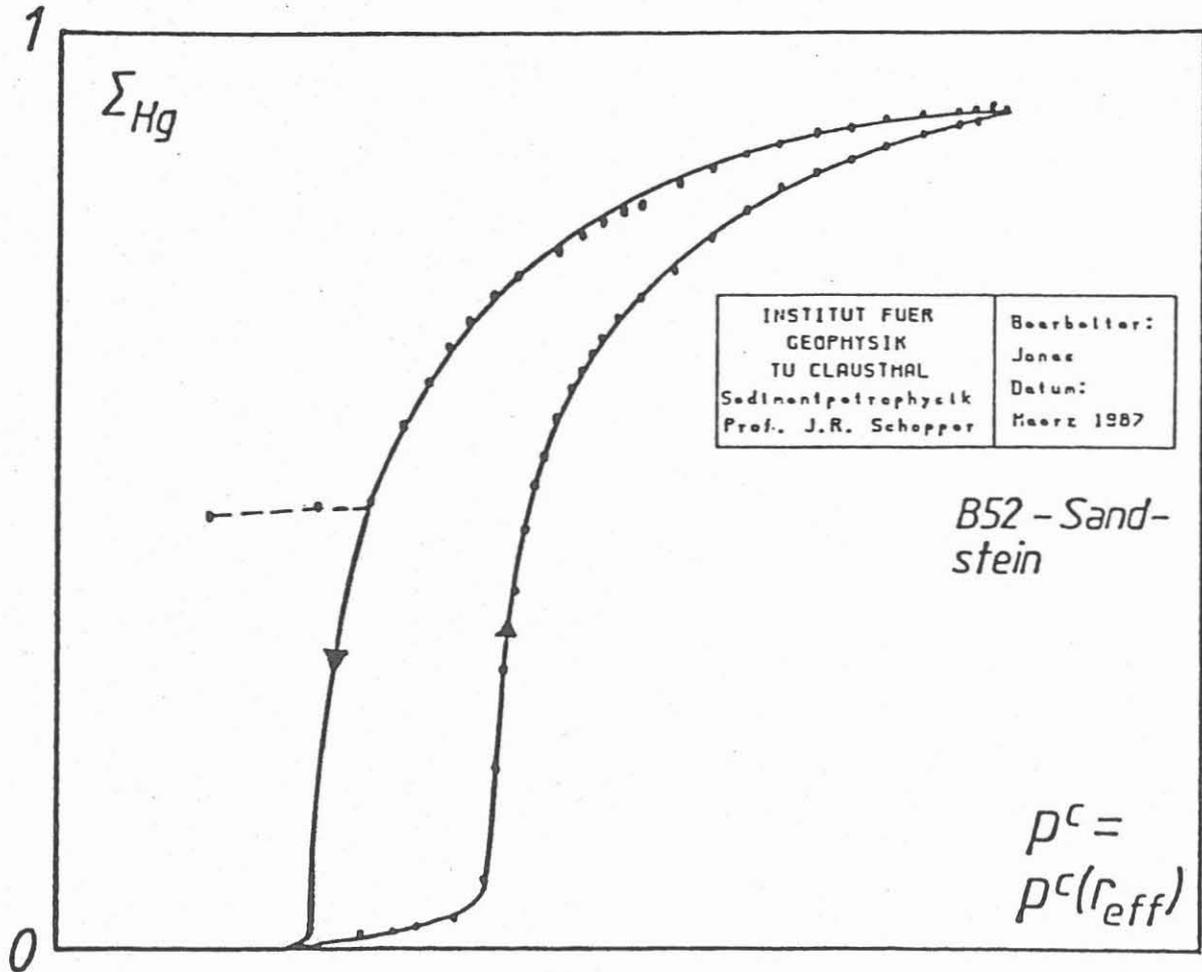
Im Falle unseres Gesteins mit einer vorhandenen Netzwerkstruktur sind die Verhältnisse allerdings etwas schwieriger geartet. Hier können durchaus - um zunächst beim Sättigungsvorgang zu bleiben - potentiell füllbare Kapillaren isoliert im Netzwerkinnen liegen, so daß sie keinen Kontakt mit anderen, bereits mit Hg gefüllten Kapillaren haben; also trotz erreichtem zugehörigen Kapillardruck bleiben sie weiterhin leer. Bei jeweils gleichem Kapillardruck erhält man somit eine geringere Sättigung als beim KBM und kommen mit dem Sättigungsast oberhalb (\succ) der KBM-Kurve zu liegen.

Bei dem Entsättigungsvorgang ist es dagegen genau umgekehrt: Nicht alle potentiell entleerbaren Kapillaren werden - wieder aufgrund ihrer Lage im Netzwerk - auch tatsächlich entleert, so daß letztlich eine größere Sättigung als beim KBM zurückbehalten wird und dieser Ast somit unterhalb (\prec) der KBM-Kurve verläuft.

Ob Sättigungs- oder Entsättigungsast - würde jetzt differenziert werden, erhielte man nicht die wahre Kapillarradienverteilung. Die beiden Ästen anhaftende Häufigkeitsverzerrung ist zuvor rückgängig zu machen - d. h., per Entzerrung

Abb. 3

Inverse Kapillardruckkurve $\Sigma_{Hg} = \Sigma_{Hg}(p^c)$



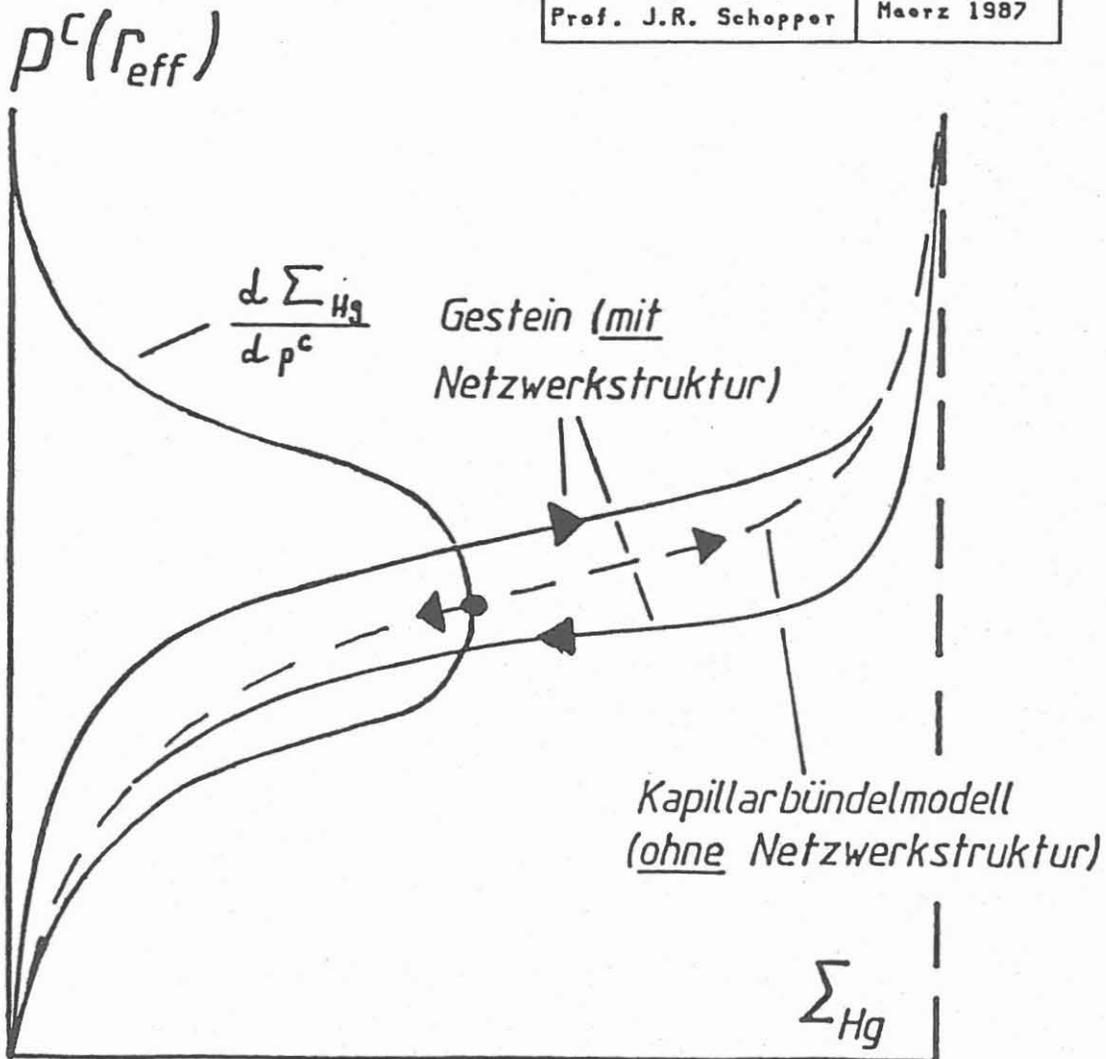
Kapillardruckkurve p^c vs Σ_{Hg}

Parameter

Netzwerk-
struktur

Porenradien-
verteilung

INSTITUT FUER GEOPHYSIK TU CLAUSTHAL Sedimentpetrophysik Prof. J.R. Schopper	Bearbeiter: Jonac Datum: Maerz 1987
--	--



oder Dekonvolution. Dies ist eine - natürlich von der Netzwerkstruktur abhängige - Abbildung zurück auf die KBM-Kurve. Erst dann liefert eine Differentiation wieder das gewünschte Ergebnis.

Eine exakte Lösung für die jeweils durchzuführende Dekonvolution ist nur über Studien graphentheoretisch kombinatorischer Natur an Netzwerkmodellen zu erhalten. Da dieses ein recht aufwendiges Unterfangen ist, soll stattdessen ein Näherungsverfahren vorgestellt werden, bei dem die Hysterese ausgenutzt und der Aufwand wesentlich eingeschränkt wird.

Dazu ist es ratsam, modelltheoretisch vorzugehen und das gesamte Kapillardruckexperiment z. B. an einem regelmäßigen Quadratmaschen-Netzwerk (QMN) zu simulieren (Abb. 5). Trotz dieser Einschränkung und der folgenden Vereinfachungen, die nur dazu dienen, das Modell behandelbar zu machen, wird der Übergang auf realistische Verhältnisse - und dies soll ausdrücklich betont werden - später möglich sein.

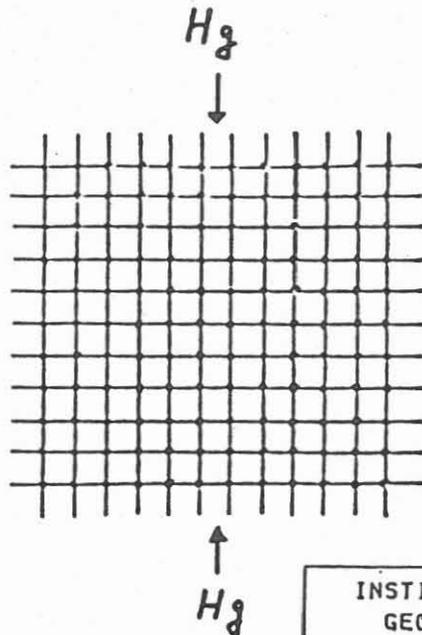
So soll/sollen vorerst:

- nur Vorgänge im Porenraum, d. h. in den Kapillaren interessieren;
- alle Zweigkapillaren im Netzwerk kreiszylindrisch sein und die mittlere Länge l besitzen;
- eine 2-Radienverteilung vorliegen, etwa gemäß Abb. 5. Die genaue Lage der jeweiligen Kapillaren im Netzwerk ist jedoch nicht bekannt;
- im Netzwerkinnen anfangs Vakuum herrschen - allerdings ohne physikalische Wirkung -, das an zwei Seiten des Netzwerkes über ein für Hg undurchdringliches Diaphragma mit einem Vakuumreservoir, in Verbindung steht. Von den so entstandenen Sackgassenkapillaren kann das Hg dann - nach vollständiger Sättigung des Netzwerkes - später wieder seinen Rückweg antreten;
- die Knoten im Netzwerk kein eigenes Volumen besitzen und auch kein Abreißen der Hg-Phase zulassen; d. h. der Entsättigungsast wird bis in den jungfräulichen Anfangszustand mit Sättigung Null zurücklaufen.

Mit diesen Voraussetzungen läßt sich ein solches Quadratmaschen-Netzwerkmodell in Angriff nehmen, aber es soll eine andere Vorgehensweise gewählt werden:

Der Kapillardruck p_1^C soll als erreicht und gedanklich als fest vorgegeben angenommen werden (Abb. 6). Die 2-Radienverteilung soll stattdessen variieren, d. h. n_1 und n_2 , und zwar derart, daß ihre Summe, die Gesamtzahl aller Kapillaren (N), weiterhin konstant bleibt. Die Netzwerkstruktur soll ebenfalls erhalten bleiben.

Regelmäßiges Quadratmaschen-Netzwerkmodell



INSTITUT FÜR GEOPHYSIK TU CLAUSTHAL Sedimentpetrophysik Prof. J.R. Schopper	Bearbeiter: Jonec Datum: März 1987
---	---

Vereinbarungen:

- nur Vorgänge im Porenraum von Interesse
- alle Kapillaren kreiszylindrisch mit der mittleren Länge \bar{l}
- beliebige 2-Radienverteilung:

$$n_1 \times r_1 \leftarrow \text{korrespondierender} \rightarrow p_1^c$$

$$n_2 \times r_2 \leftarrow \text{Kapillardruck} \rightarrow p_2^c$$

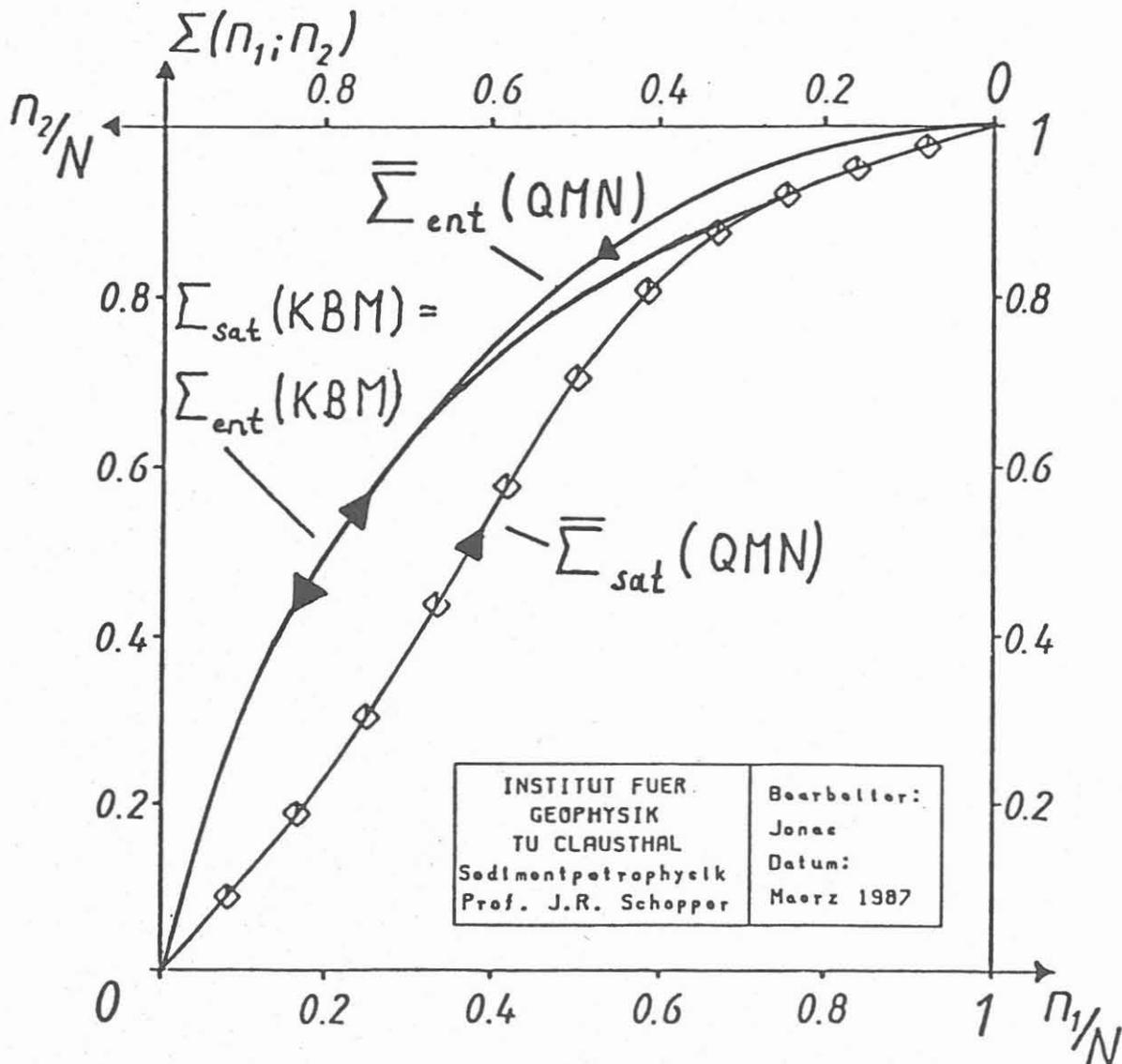
$$\text{mit } N = n_1 + n_2 ; r_1 > r_2 \Leftrightarrow p_1^c < p_2^c$$

- im Netzwerkinneren Vakuum ohne physikalische Wirkung
- Knotenstellen mit dem Volumen Null; kein Abreißen der Hg-Phase

Abb. 6

Verhalten eines ausgewählten QMNes hinsichtlich der Erwartungswerte $\bar{\Sigma}_{sat}(n_1;n_2)$, $\bar{\Sigma}_{ent}(n_1;n_2)$ und gegenüber dem entsprechenden KBM

PARAMETER: p_1^c , NETZWERK- STRUKTUR	SÄTTIGUNG: 0 \rightarrow p_1^c ENTSÄTTIGUNG: $p_2^c \rightarrow p_1^c$
$r_1 = 2 r_2$	$n_1 + n_2 = N$



Es ist bereits bekannt: bei erreichtem Kapillardruck p_1^c sind - im Falle der Sättigung - alle n_1 Stück r_1 -Kapillaren potentiell füllbar, die übrigen, n_2 Stück r_2 -Kapillaren, sind dagegen weiterhin nicht füllbar.

Für jede vorgegebene 2-Radienverteilung - das Radienverhältnis wurde hier willkürlich mit 2 gewählt - läßt sich nun das zu erwartende, mit Hg gefüllte Netzwerkvolumen bzw. - nach Normierung auf das Gesamtporenvolumen - die zugehörige Sättigung berechnen. Diese Sättigungswerte lassen sich nun in einen Graph eintragen, in dem die Abszisse die relative Radienhäufigkeit n_1/N und die Ordinate die Sättigung $\sum(n_1, n_2)$ angibt - angedeutet durch die Rauten in Abb. 6. Im nächsten Schritt ist die 2-Radienverteilung jetzt noch kontinuierlich zu denken. Die entsprechende Kurve soll mit " $\sum_{\text{sat}}(\text{QMN})$ " bezeichnet werden - der Querbalken als Hinweis darauf, daß es sich hier um einen Erwartungswert handelt, der Index "sat" verweist auf den Sättigungsvorgang und "QMN" schließlich steht für Quadratmaschen-Netzwerk.

Um über diese für das Quadratmaschen-Netzwerkmodell spezifische Kurve etwas aussagen zu können, ist es zweckmäßig, das entsprechende KBM heranzuziehen, dessen Kurve sich in einem derartigen Graphen stets angeben läßt. Sie ist wie gesagt hysteresefrei, worauf auch ihre Kennzeichnung

$$"\sum_{\text{sat}}(\text{KBM}) = \sum_{\text{ent}}(\text{KBM})"$$

hinweisen soll - diesmal ohne Querbalken, "ent" für Entsättigungsvorgang und "KBM" für Kapillarbündelmodell. Sie muß natürlich in Anbetracht der Tatsache, daß bei paralleler Anordnung der Kapillaren stets maximale Sättigung vorliegt, oberhalb (\geq) unserer zuerst eingetragenen Kurve verlaufen.

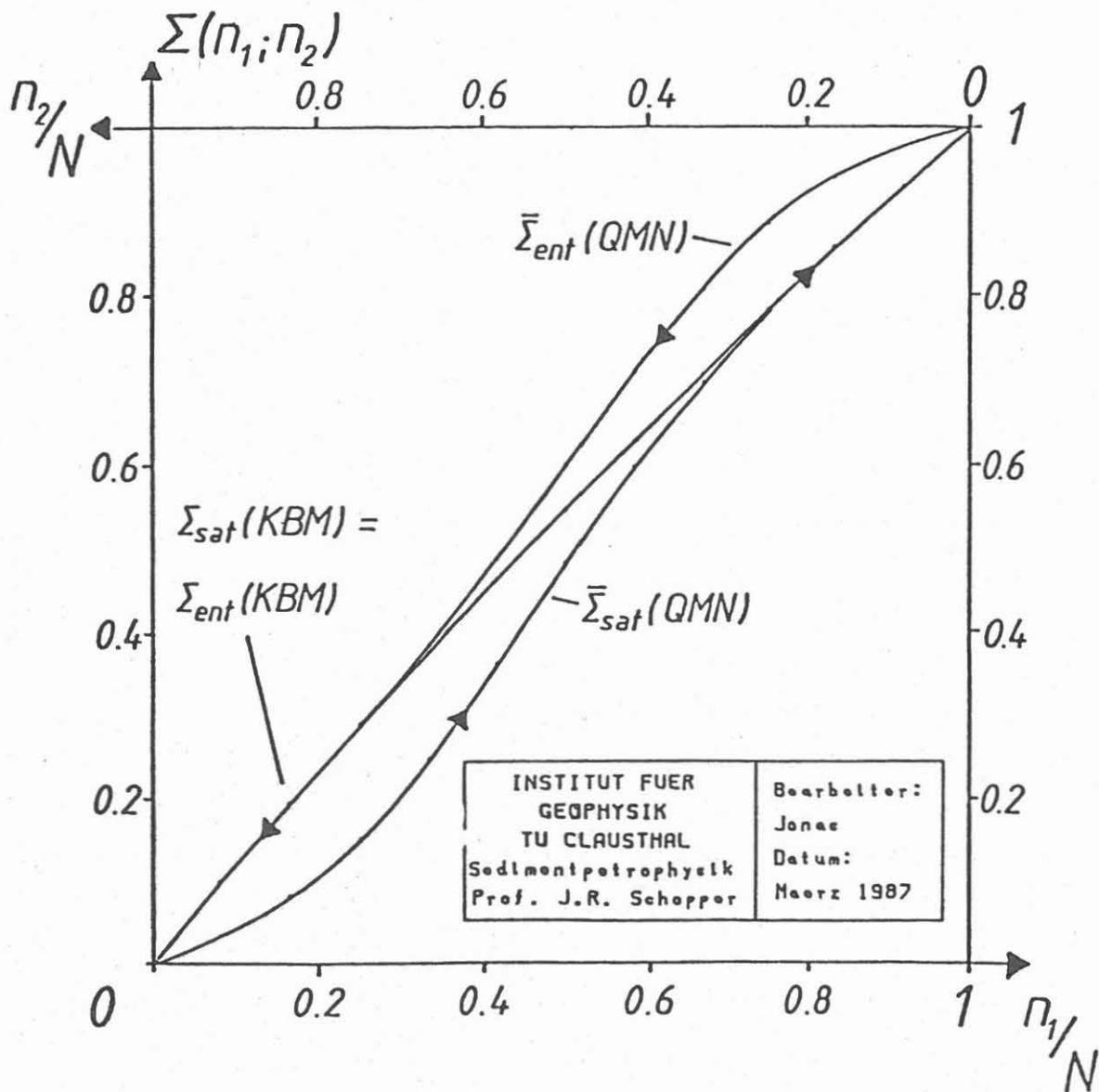
Bei Vergleich ist festzustellen, daß sich beim QMN nach einem anfänglich entgegengesetzten Verhalten mit zunehmender Anzahl potentiell füllbarer r_1 -Kapillaren eine Annäherung an die jeweils maximale Sättigung einstellt. Dieses asymptotische Verhalten ist auch verständlich, denn je größer n_1 , um so schwieriger wird es werden, lediglich potentiell füllbare Kapillaren isoliert im Netzwerk unterzubringen, so daß sie nicht mit tatsächlich gefüllten Kapillaren in Kontakt kommen.

Die soweit geschilderten Gedanken können natürlich auch auf den Entsättigungsvorgang übertragen werden: Das gleiche Modell, eine variable 2-Radienverteilung, Druckerniedrigung von p_2 auf p_1 , d. h. nun sind die r_2 -Kapillaren die potentiell entleerbaren, die r_1 -Kapillaren die nicht entleerbaren, und es wird ein zur Sättigung genau entgegengesetztes Verhalten auftreten - einen Entsättigungsast, der oberhalb (\geq) des KBM zu liegen kommt, bei kleineren n_2/N -Werten ein "weglaufendes" Verhalten, bei größeren dann wieder eine asymptotische Näherung an das KBM. Genau die gleichen Kurven, nur für ein anderes Radienverhältnis, sind in Abb. 7 dargestellt.

Abb. 7

Verhalten eines ausgewählten QMNes hinsichtlich der Erwartungswerte $\bar{\Sigma}_{sat}(n_1;n_2)$, $\bar{\Sigma}_{ent}(n_1;n_2)$ und gegenüber dem entsprechenden KBM

PARAMETER: p_1^c , NETZWERK- STRUKTUR	SÄTTIGUNG: 0 \rightarrow p_1^c ENTSÄTTIGUNG: $p_2^c \rightarrow p_1^c$
$r_1 = 1.1 r_2$	$n_1 + n_2 = N$



Damit wurde alles zusammengetragen was nötig ist, um das ganze Verfahren zu invertieren und um rückwärts auf die Radienverteilung zu schließen, die bis hierhin - zusammen mit der Netzwerkstruktur - stets als bekannt vorausgesetzt und als "Input" für die Rechnungen und Graphen vorgegeben war.

Im folgenden soll ein beliebiges Netzwerkmodell vorliegen (Abb. 8), von dem wir weder wissen, was für eine Netzwerkstruktur es besitzt, noch wie groß es ist. Einzig und allein sei bekannt - etwa durch Vergleich des bei der höchsten Druckstufe eingepreßten Hg-Volumens mit einer anderweitigen volumetrischen Messung -, daß eine 2-Radienverteilung vorliege. Inversion ist nun, wie bereits gesagt, der Rückwärtsschluß von der durchgeführten Kapillardruckmessung auf die tatsächlich vorliegende 2-Radienverteilung.

Die uns aus dem Experiment verfügbaren Meßwerte mögen etwa entsprechend Abb. 8 vorliegen. Mit ihnen erstellt man nun nicht etwa eine konventionelle Kapillardruck- bzw. zweistufige Treppenkurve, sondern betrachtet sie im Zusammenhang mit dem Graphen für p_c konstant, wie dies soeben durchdiskutiert wurde. In ihn tragen wir zunächst die Kurve des entsprechenden KBM vollständig ein, dann die auf das Porenvolumen normierten Meßwerte - und zwar in Form von horizontalen Geraden bzw. Meßwertniveaus, denn es ist bekannt, daß auf ihnen irgendwo für das richtige n_1/N (und damit auch n_2/N) der tatsächliche Sättigungs- bzw. Entsättigungspunkt liegen muß. Nun ist vom Sättigungspunkt bekannt, daß er unterhalb (\leq) der KBM-Kurve liegen muß, der Entsättigungspunkt dagegen oberhalb (\geq) der KBM-Kurve liegt. Der n_1/N -Bereich, den beide Meßwerte erfüllen, kann dann also nur die gemeinsame Schnittmenge des in Abb. 8 schraffierten Bereiches sein. Der zugehörige n_2/N -Bereich ist oben abzulesen.

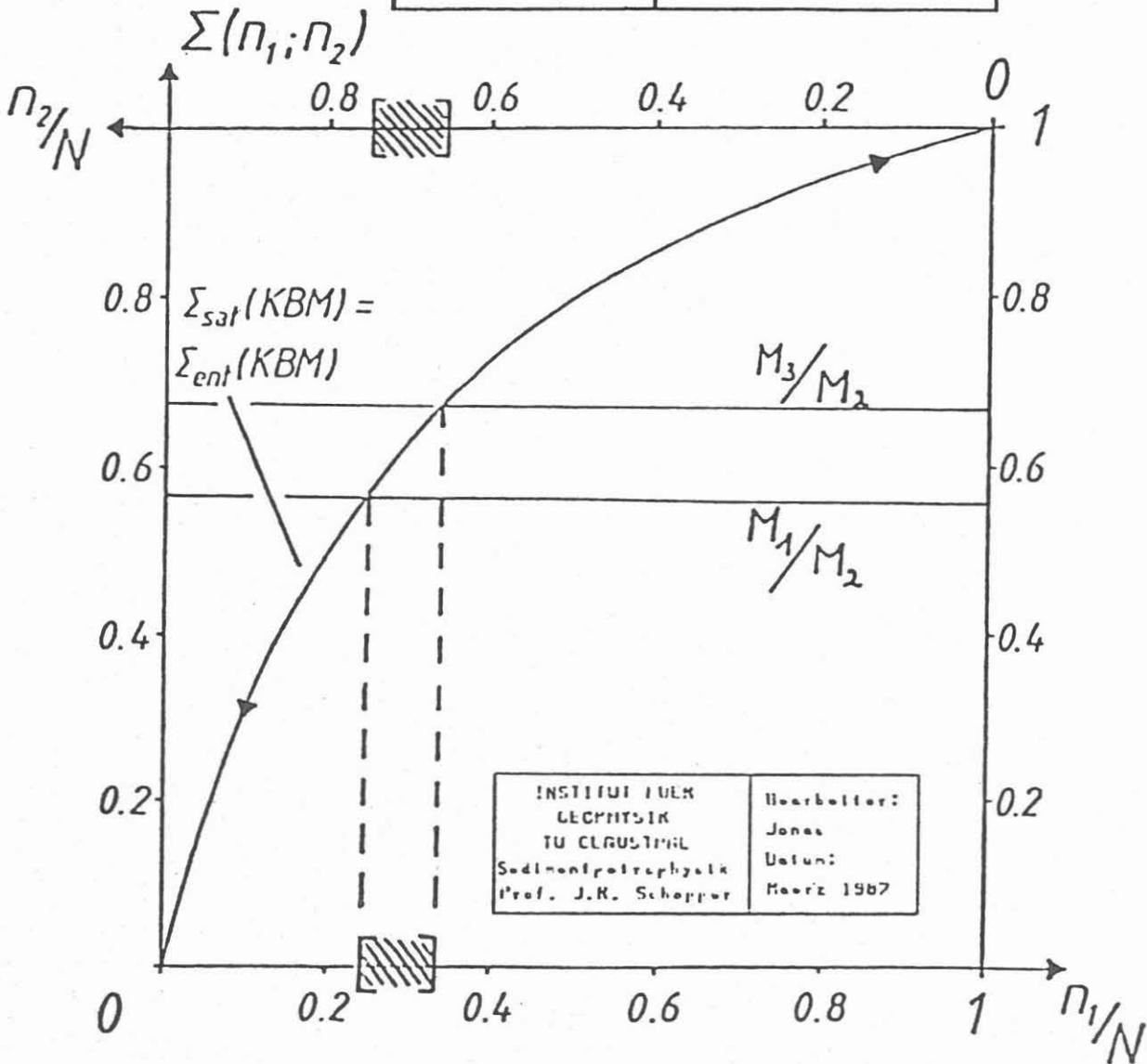
Damit sind also Intervalle gefunden, in denen die tatsächlichen relativen Radienhäufigkeiten liegen müssen. Mehr als diese beschränkten Inversionsaussagen sind allerdings auch nicht zu erwarten, denn es ist genau die unbekanntes Netzwerkstruktur, neben dem Druck der zweite Parameter in dieser Darstellung, über die keine Information irgendeiner Art erhältlich ist; und sie ist die Ursache für die Breite des verbleibenden Intervalles.

Das gleiche Inversionsverfahren - mit einer sogar etwas beschränkenderen bzw. eingrenzenderen Aussagefähigkeit - läßt sich nun auch bei Mehrradienverteilungen anwenden. Falls also eine Kapillardruckmessung in z. B. k Druckschnitten durchgeführt wurde, erhält man ebenso viele Intervallaussagen für die k Stück relativen Radienhäufigkeiten $n_1/N, \dots, n_k/N$. Diese Intervallaussagen erlauben es dann, mit folgender Überlegung in die ursprüngliche, konventionelle Kapillardruckkurve zurückzugehen, in der die Kapillarradienverteilung und Netzwerkstruktur die Parameter sind:

Inversion: 2-Radienverteilung

$$\begin{array}{l}
 0 \rightarrow p_1^c: \bar{V}_{sat}(n_1; n_2) = M_1 \\
 p_1^c \rightarrow p_2^c: V_{pot}(n_1; n_2) = M_2 \\
 p_2^c \rightarrow p_1^c: \bar{V}_{ent}(n_1; n_2) = M_3
 \end{array}
 \begin{array}{l}
 \nearrow \\
 \nearrow \\
 \nearrow
 \end{array}
 \begin{array}{l}
 \bar{\Sigma}_{sat}(n_1; n_2) = \frac{M_1}{M_2} \\
 \Sigma_{ent}(n_1; n_2) = \frac{M_3}{M_2}
 \end{array}$$

PARAMETER: p_1^c , NETZWERK- STRUKTUR	SÄTTIGUNG: 0 — p_1^c ENTSÄTTIGUNG: p_2^c — p_1^c
$r_1 = a \cdot r_2$	$n_1 + n_2 = N$



INSTITUT FÜR GEOPHYSIK TU CLUSTRAL Sedimentpetrophysik Prof. J.R. Schopper	Mitarbeiter: Jonas Uelun: März 1987
--	--

Würde die genaue, tatsächlich vorliegende Mehrradienverteilung bekannt sein (Abb. 9), dann könnte man auch den genauen Verlauf der KBM-Kurve angeben. Da aber nur Intervallaussagen zur Verfügung stehen, kann auch nur ein Schlauch konstruiert werden, in dem die Kurve des entsprechenden KBM liegen muß, und etwa den Verlauf in Abb. 9 haben wird. Dies läßt sich mit dem vorhin gefundenen asymptotischen Verhalten des Netzwerkcharakters des Gesteins begründen.

Nun von der Modellvorstellung zurück in die Realität (Abb.10):

Bis hierhin wurde mit einem Entsättigungsast gearbeitet, der bis in den jungfräulichen Anfangszustand mit Sättigung Null zurückläuft. Genau dieser Fall ist in der Realität aber auch gegeben, wenn ein Kapillardruckexperiment zwei- oder mehrfach wiederholt wird, also eine Art Schaukelversuch. Der Schlauch, der soeben betrachtet wurde, würde also genau zwischen den beiden Ästen der Kapillardruckkurve liegen und es uns ermöglichen, die wahre relative Porenradienverteilung zumindest der Poren recht genau zu ermitteln, die für diese Hysterese verantwortlich ist.

Das gleiche Verfahren läßt sich natürlich auch auf die breitere Hystereseerscheinung übertragen. Hier sind allerdings weitergehende netzwerktheoretische Überlegungen erforderlich, die letztendlich aber nur die Breite des Schlauches und den Verlauf der KBM-Kurve im Innern betreffen, im Prinzip jedoch nichts an der Auswertetechnik ändern.

Eine wichtige Anmerkung: Dieses Inversionsverfahren berücksichtigt auch andere in der Realität vorkommende Erscheinungen wie z. B. Kontaktwinkelhysterese, Konstriktionen der Porenkanäle und - last not least - Anpassungen an den die innere Oberfläche beschreibenden Kulissenbereich.

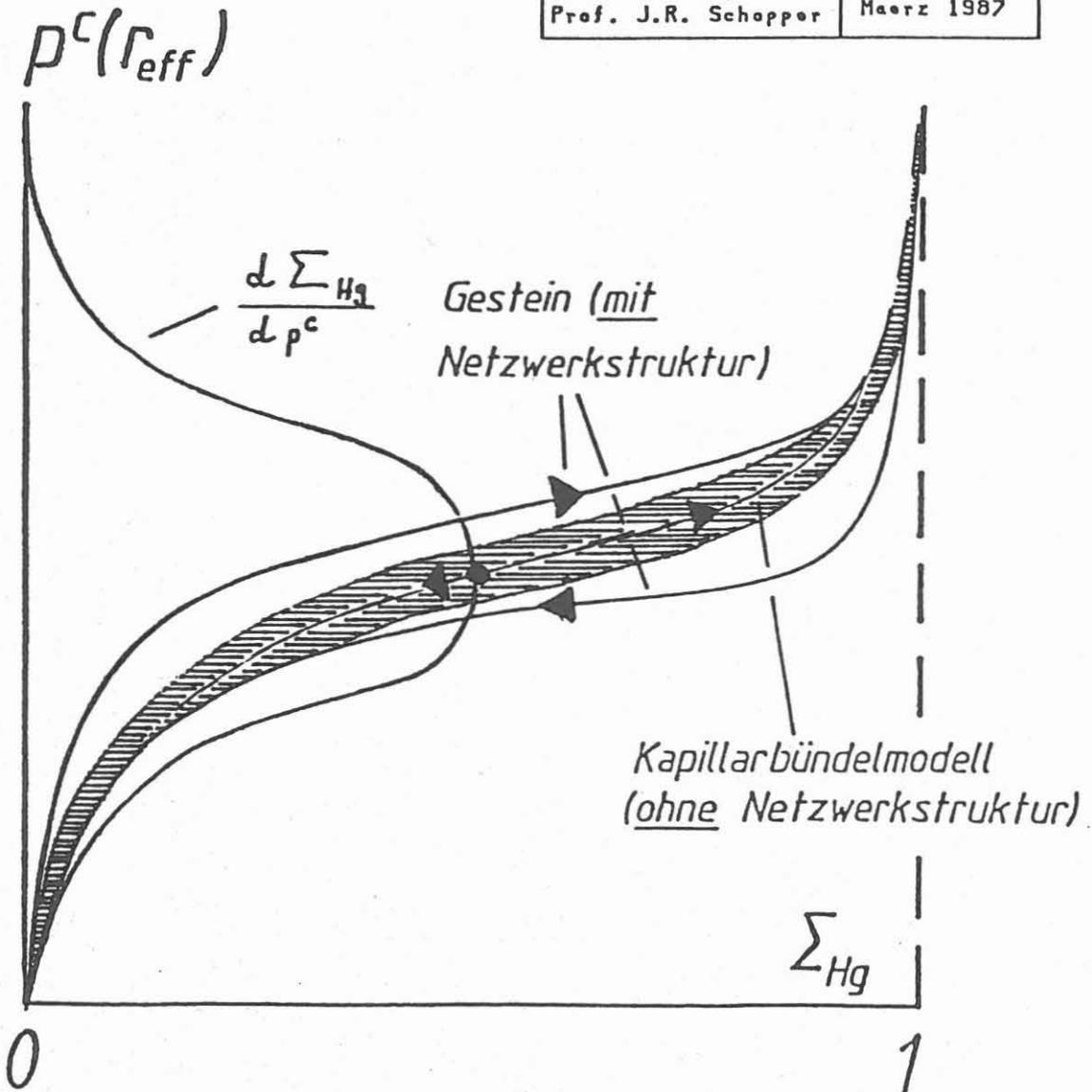
Kapillardruckkurve p^c vs Σ_{Hg}

Parameter

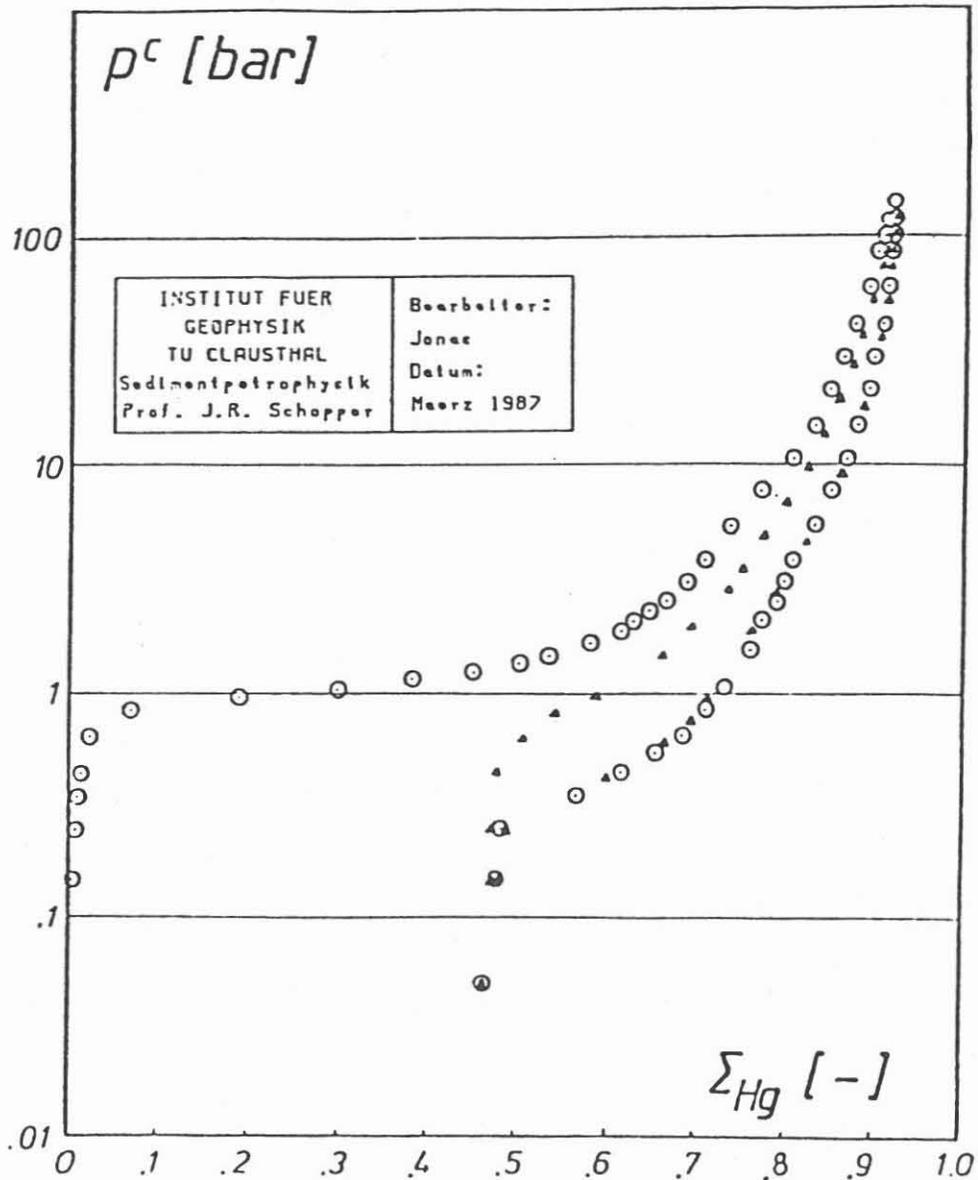
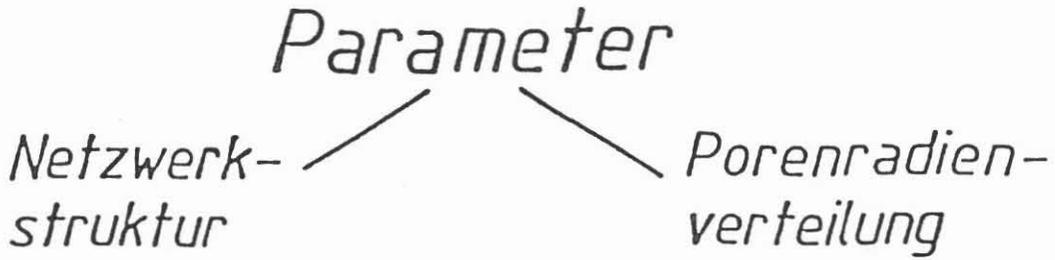
Netzwerk-
struktur

Porenradien-
verteilung

INSTITUT FUER GEOPHYSIK TU CLAUSTHAL Sedimentpetrophysik Prof. J.R. Schopper	Bearbeiter: Jonas Datum: Maerz 1987
--	--



Kapillardruckkurve eines B52-Sand- steines



**VERDAMPFUNGSMESSUNGEN ALS INFORMATIONSQUELLE
ÜBER HAFTSÄTTIGUNG, INNERE OBERFLÄCHE UND
PORENGRÖßENVERTEILUNG IN GESTEINEN**

W. Debschütz, J. R. Schopper

Zusammenfassung

Die Methode der Verdampfungsmessung stellt ein einfaches Verfahren dar, die Haftsättigung von Gesteinen aus der Beobachtung der Verdampfungsgeschwindigkeit zu bestimmen. Im weiteren ist es möglich, zumindest qualitativ, aus der Verdampfungsmessung, bei Kenntnis von Porosität und Permeabilität, eine Kapillardruckkurve und somit eine Kapillarradienverteilung zu konstruieren. Ein wesentlicher Vorteil der Verdampfungsmethode gegenüber dem Quecksilber-Injektionsverfahren ist die kontaminierungsfreie Messung der Gesteinsprobe, die somit für weitere petrophysikalische Untersuchungen zu Verfügung steht.

Im folgenden soll eine Methode beschrieben werden, welche die Verdampfung von Porenwasser aus dem Porenraum von Gesteinen beobachtet.

Bevor jedoch die eigentliche Meßmethode und die daraus gewonnenen Ergebnisse vorgestellt werden können, ist es notwendig, ein paar grundsätzliche Zusammenhänge darzustellen und so die Anwendung der Verdampfung zur Charakterisierung von Gesteinsparametern zu begründen.

Allgemein findet immer dann eine Verdampfung statt, solange der Dampfdruck über einer Flüssigkeit größer ist, als der Dampfdruck im Gasraum über der Flüssigkeit. Die Geschwindigkeit der Verdampfung hängt hierbei vom herrschenden Dampfdruckgradienten ab. Über einer freien Flüssigkeit ist der Dampfdruck nur abhängig von der Temperatur der Flüssigkeit, während z.B. in einer Kapillaren durch das zusätzliche Wirken von Kapillarkräften eine Erniedrigung durch diese Kapillarkräfte eintritt.

Die quantitative Berechnung der Dampfdruckerniedrigung erfolgt mit Hilfe der Kelvin-Gleichung. Es gilt:

$$\frac{P'_D}{P''_D} = \text{EXP} \left| \frac{P_w}{\rho_w \cdot R_D \cdot T} \right|$$

mit: P'_D = Dampfdruck der Flüssigkeit bei der Wirkung von P_w

P''_D = Dampfdruck der freien Flüssigkeit

P_w = äußere Kraft auf Flüssigkeitsoberfläche

($P_w > 0 \hat{=}$ Tropfen , $P_w < 0 \hat{=}$ Kapillaren)

R_D = spezifische Gaskonstante des Dampfes ($R_D = \frac{R}{M}$)

ρ_w = Dichte der Flüssigkeit

T = absolute Temperatur

Die Kelvin-Gleichung ist in ihrer Form der barometrischen Höhenformel sehr ähnlich, was sich anschaulich mit dem II. Hauptsatz der Wärmelehre wie folgt begründen läßt. Man denke sich hierzu eine Kapillare großer Steighöhe, beispielsweise 1000 m. Wenn im Meniskus dieser Kapillare der an ihrem unteren Ende angenommene Sättigungsdampfdruck P''_D herrschen würde, so wäre er größer als der aufgrund der barometrischen Höhenformel in der Umgebung berechnete Dampfdruck P'_D . Man hätte also ein Perpetuum Mobile II. Art. Dies widerspricht jedoch dem II. Hauptsatz der Wärmelehre, der besagt, daß es keine periodisch arbeitende Maschine gibt, die nichts anderes bewirkt als Erzeugung mechanischer Arbeit und Abkühlung eines Wärmebehälters. Die Kelvin-Gleichung verknüpft also den Dampfdruck über einer Flüssigkeit mit dem Kapillardruck und stellt somit die physikalische Begründung dar für die Anwendung von Verdampfungsmessungen zur Bestimmung von Kapillarradienverteilungen poröser Güter.

Die Bestimmung der Haftsättigung stützt sich auf die Erkenntnisse der technischen Trocknungstechnik, die bei der Trocknung kapillarporöser Güter den in Abbildung 1 dargestellten schematischen Verlauf der Trocknungs- bzw. Verdampfungsgeschwindigkeit mit der Zeit ermittelt hat.

In dieser Darstellung charakterisiert der Anfang des III. Abschnitts den Punkt maximaler Haftsättigung, während der Abschnitt II wesentlich vom abnehmenden Dampfdruck aufgrund von Kapillarkräften und vom Diffusionsweg des Dampfes durch das Gut in den Außenraum beeinflusst wird.

An dieser Stelle will ich nun zunächst die Theorie verlassen und zu realen Verdampfungsmessungen übergehen. Die Messung selbst erfolgt durch eine Waage mit Trocknungsaufsatz, von der in konstanten Zeitintervallen das Probengewicht von einem Computer abgefragt wird. Nach einigen Glättungsschritten und Umrechnungen im Computer erhält man dann ähnliche Trocknungsverlaufskurven, wie ich sie eben vorgestellt habe.

In Abbildung 2 sehen sie eine real gemessene Verdampfungskurve für einen Bentheimer Sandstein. Wie man sieht, weicht die real gemessene Kurve mehr oder weniger deutlich vom theoretischen Kurvenverlauf ab. Zur eindeutigen Festlegung der einzelnen Abschnitte in der Trocknungsverlaufskurve hat es sich als zweckmäßig erwiesen, die Trocknungsverlaufskurve einmal nach der Zeit zu differenzieren. Man erhält somit als Beginn eines jeden Trocknungsabschnitts ein mehr oder weniger deutliches relatives Maximum des Betrags dieser Ableitung und kann so den Punkt maximaler Haftsättigung deutlich erkennen.

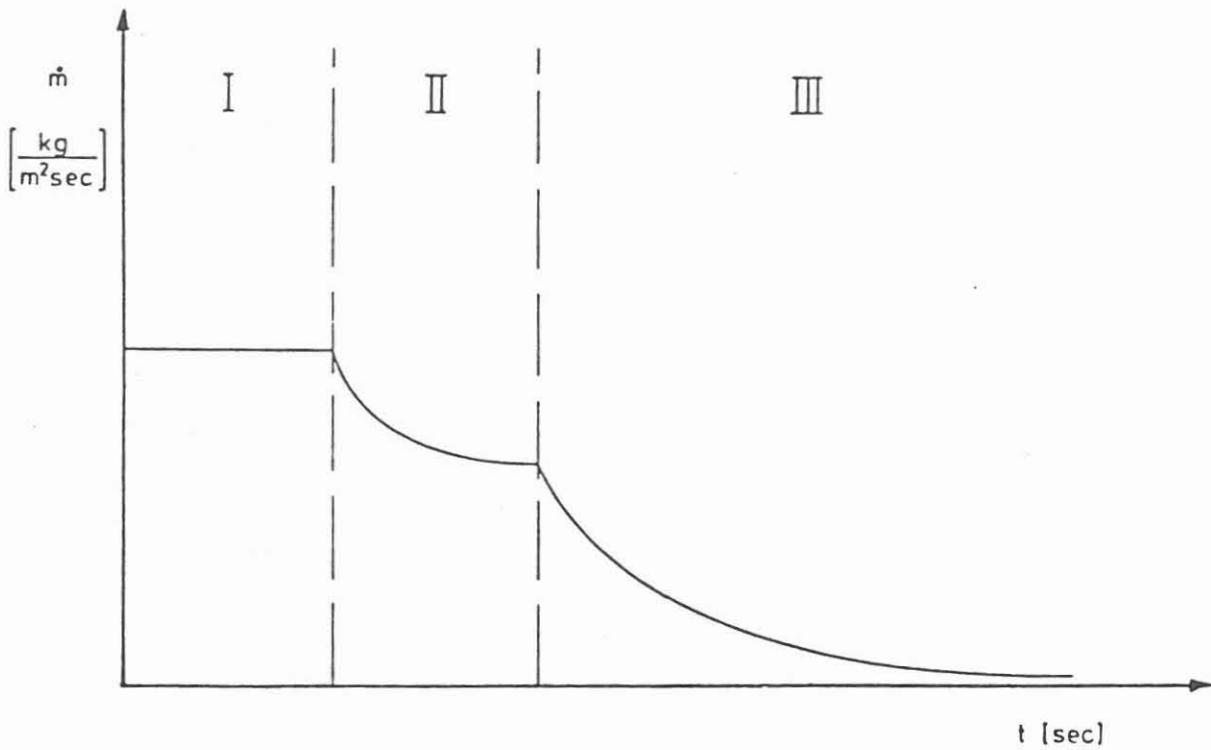


Abb. 1: Trocknungsverlaufskurve nach KRISCHER

dM/dt [(g/s) · 10⁻⁵]

SIGMA [(%) · 10⁰]

d^2M/dt^2 [(g/s²) · 10⁻⁸]

Verdampfungsmessung: Bentheimer 85

Datum: 30.07.1984

Flüssigkeit: Aqua dest.

Temperatur: ca. 40 °C

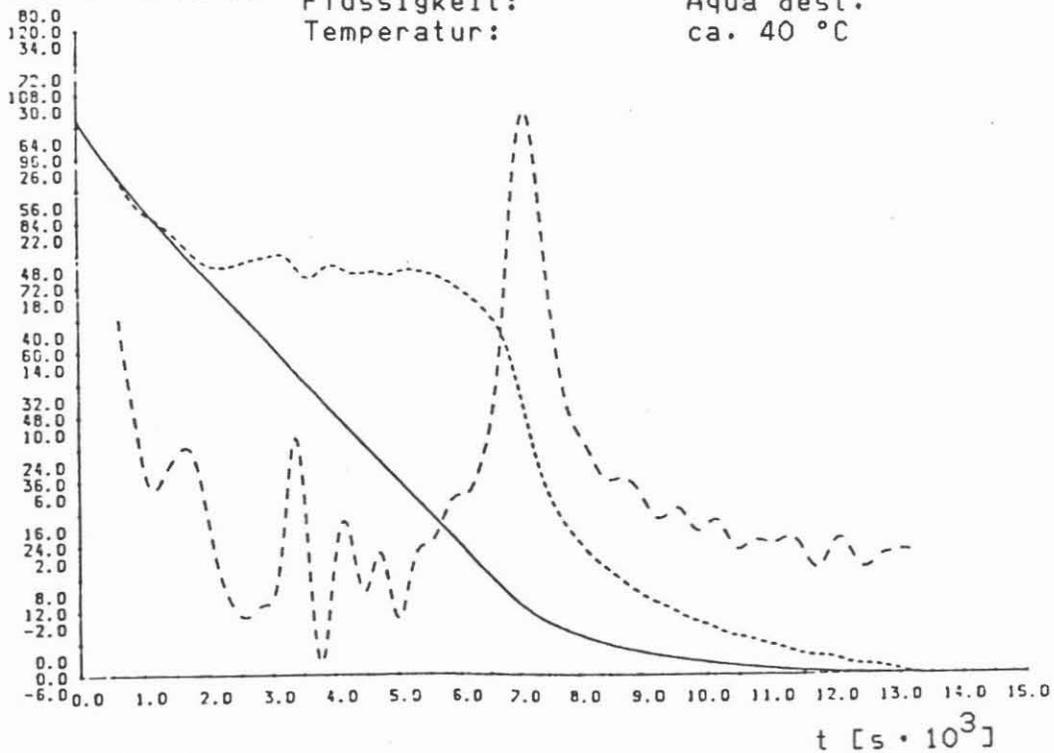


Abb. 2: Reale Verdampfungskurve

Unter der Annahme, daß die Haftsättigung als Schicht konstanter Dicke auf der inneren Gesteinsoberfläche auftritt, sollte eine Korrelation zwischen der Haftsättigung und der inneren Oberfläche gemäß der folgenden Formel existieren:

$$V_{\text{irr}} = \delta \cdot S_{\text{abs}}$$

mit: V_{irr} = Haftwasservolumen
 δ = Dicke der Haftwasserschicht
 S_{abs} = absolute innere Oberfläche

Normiert man obige Gleichung auf das Porenvolumen, so erhält man die folgende Beziehung zwischen Haftsättigung und porenraumspezifischer innerer Oberfläche:

$$\frac{V_{\text{irr}}}{V_{\text{por}}} = \Sigma_{\text{irr}} = \delta \cdot \frac{S_{\text{abs}}}{V_{\text{por}}} = \delta \cdot S_{\text{por}}$$

In Abbildung 3 sehen sie eine Korrelation der Haftsättigung gegen die porenraumspezifische innere Oberfläche. Eingetragen sind insgesamt 35 ausgewertete Messungen.

In dieser Darstellung wurde die Ursprungsgerade durch lineare Regression erzwungen, so daß man für die Schichtdicke einen Wert von 109 Å erhält. Allerdings kann man deutlich erkennen, daß die Korrelation lediglich einen Trend darstellt und recht großen Streuungen unterliegt.

Die Streuungen der Meßwerte lassen sich jedoch zum Teil, zumindest qualitativ, auf die Struktur der inneren Oberfläche zurückführen. Aus der Messung von Stickstoff-Adsorptions- und Desorptionsisothermen wissen wir, daß die innere Oberfläche

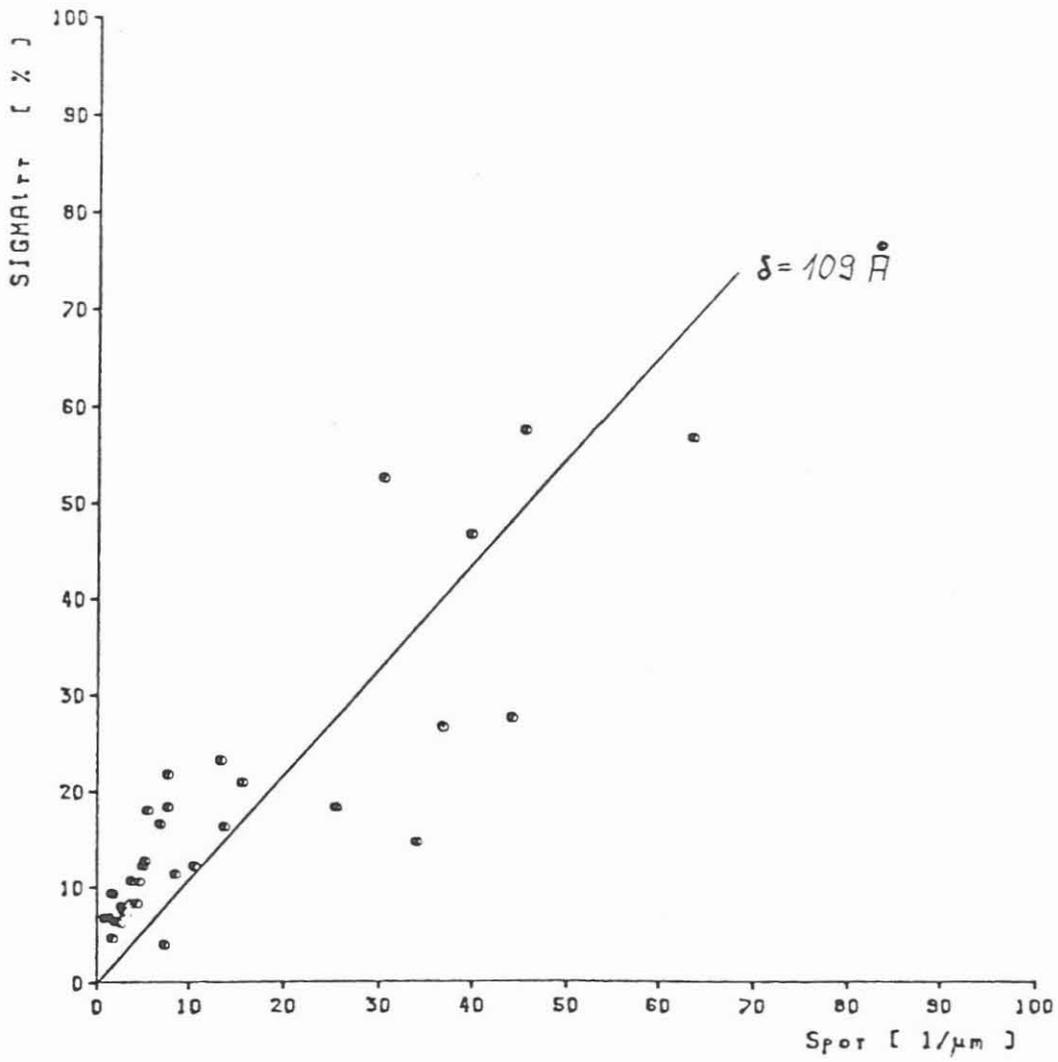


Abb. 3: Korrelation zwischen porenraumspezifischer innerer Oberfläche und der Haftsättigung

teilweise eine große Anzahl feiner Strukturen kleiner 100 Å enthält und somit die Oberfläche der Haftwasserschicht lediglich ein geglättetes Abbild der stark strukturierten inneren Oberfläche darstellen kann. Je nach Verteilung der Feinstrukturen ist also eine Haftwassersättigung denkbar, die bezogen auf die gesamte porenraumspezifische innere Oberfläche, gegenüber der mittleren Schichtdicke aus obiger Korrelation sowohl zu große als auch zu kleine Schichtdicken ergeben kann. Eine endgültige Auflösung dieser Unsicherheit ist also nur durch genaue Kenntnis der Feinstrukturen der inneren Oberfläche möglich.

Ich möchte nun den Bereich der Haft-sättigung verlassen und zum zweiten Teil, der Bestimmung der Porengrößenverteilung aus Verdampfungsmessungen übergehen. Auch hier ist es zunächst wieder notwendig, einen kurzen Exkurs in die Theorie zu machen und die Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit vom vorhandenen Dampfdruckgradienten näher zu beleuchten.

Für die Beschreibung des Abtransports des Wasserdampfes aus der Probe hat sich eine Gleichung der folgenden Form als sinnvoll erwiesen:

$$\dot{m}_D = -f \cdot b \cdot \frac{dP}{dl}$$

mit: \dot{m}_D = Verdampfungsgeschwindigkeit

f = wirksame Oberfläche für den Verdampfungsvorgang

$\frac{dP}{dl}$ = treibender Druckgradient

b = Bewegungsbeiwert

Der Bewegungsbeiwert b in dieser Formel beschreibt den eigentlichen physikalischen Mechanismus, nach dem der Abtransport des Wasserdampfes erfolgt.

Setzt man als Mechanismus die einseitige Diffusion eines Dampfes in einem Gas an, so lautet die obige Gleichung mit ausgeschriebenem Bewegungsbeiwert wie folgt:

$$\dot{m}_D = f \cdot \frac{\delta}{R_D \cdot T} \cdot P \cdot \frac{1}{l} \cdot \ln \frac{P - P_{DL}}{P - P'_D}$$

- mit:
- δ = Diffusionszahl
 - P = Gesamtdruck des Dampf-Gas-Gemisches
 - P_{DL} = Dampfpartialdruck im Außenraum
 - P'_D = Dampfdruck an der Flüssigkeitsoberfläche

Die Kombination der Kelvin-Gleichung, welche die Dampfdruckabsenkung durch Kapillarkräfte beschreibt, mit der Diffusionsgleichung für die Verdampfungsgeschwindigkeit stellt die direkte theoretische Verbindung her zwischen Verdampfung und Porengrößenverteilung.

Im folgenden wollen wir uns nun erst einmal eine Darstellung ansehen (Abb. 4), die in halb-logarithmischer Darstellung die Verdampfungsgeschwindigkeit gegen die Sättigung der Probe zeigt. Zum Verständnis dieser Darstellung, die auf den ersten Blick nicht mit einer HG-Kapillardruckkurve vergleichbar ist, muß man im wesentlichen zwei Dinge beachten. Zum einen nimmt die Verdampfungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Kapillardruck ab, da eine Erniedrigung des Dampfdrucks über der Flüssigkeit eintritt, und zum anderen wird eine Kapillardruckkurve mit einer

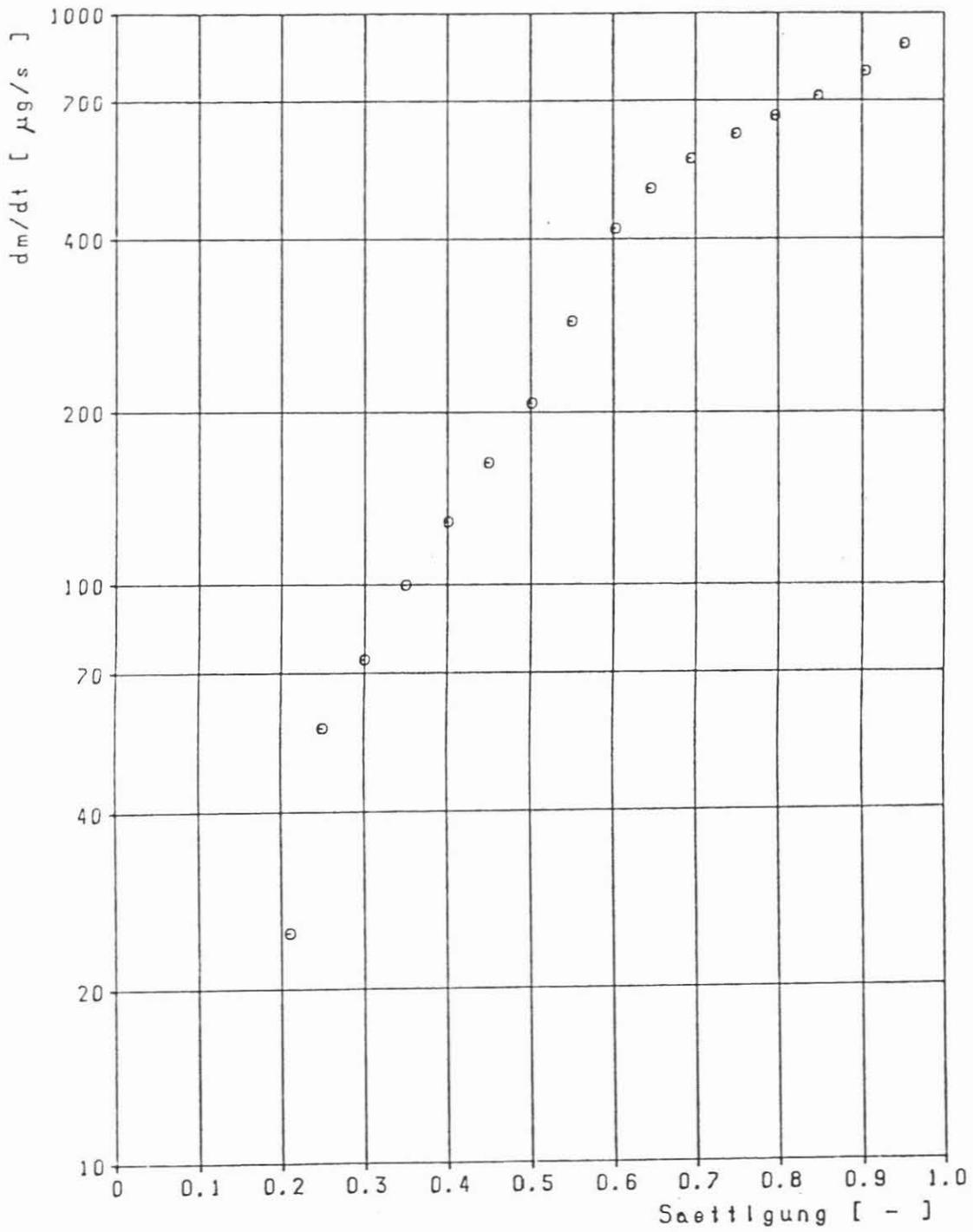


Abb. 4: Qualitative Kapillardruckkurve aus Verdampfungsmessungen
Probe : Wh 1A/6

benetzenden Flüssigkeit immer vom Punkt der vollständigen Sättigung aus aufgenommen. Um, rein qualitativ, eine Kurve zu bekommen, die der HG-Kurve ähnlich ist, reicht eine Drehung der Darstellung um 180 Grad und eine Umskalierung der Abszisse von Σ nach $(1-\Sigma)$ und der Ordinate von dm/dt nach P_c .

Eine Umrechnung der Verdampfungsgeschwindigkeit in einen Kapillardruck stellt sich jedoch erst einmal als unlösbares Problem dar, da sich sowohl die Diffusionslänge l und der Diffusionsquerschnitt f , als auch der Teildampfdruck in der Luft während des Trocknungsvorganges in nicht meßbarer Weise ändern.

Eine andere Möglichkeit zur Umskalierung der Verdampfungsgeschwindigkeit in einen Kapillardruck ist der Vergleich der qualitativen Kapillardruckkurve aus Verdampfungsmessungen mit einer realen HG-Kapillardruckkurve. Aber auch mit dieser Methode erhält man keine allgemeingültigen Umrechnungsfaktoren, da hierfür eine absolute Übereinstimmung der Randbedingungen, wie Luftdruck, Temperatur und Dampfdruck im Außenraum gefordert werden müßte, was sich aber experimentell nur unter sehr großem Aufwand realisieren ließe. Aber selbst bei Realisierung konstanter Randbedingungen bliebe die probenabhängige Variation von l und A als nicht kalkulierbarer Fehler bestehen.

Es gibt jedoch eine recht vielversprechende Möglichkeit, um zunächst wenigstens einer Verdampfungsgeschwindigkeit, individuell für jede Probe, einen Kapillardruck zuzuordnen. Man benötigt dazu jedoch zusätzlich zur Porosität auch noch die Permeabilität der jeweiligen Gesteinsprobe. Im Jahre 1981 wurde von SWANSON im Journal of Petroleum Technology ein Artikel veröffentlicht, der eine spezielle Korrelation zwischen der Gesteinspermeabilität und dem HG-Kapillardruck vorstellt. Auf der Grundlage dieser Korrelation ist es nun möglich, zunächst einem Punkt der Verdampfungskurve einen realistischen Kapillardruck

zuzuordnen. Das Verfahren hierzu möchte ich nun kurz vorstellen. Normalerweise trägt man hierzu den Kapillardruck doppelt-logarithmisch über dem Produkt SIGMA*PHI, also dem aufs Totalvolumen normierten Sättigungsvolumen, auf (Abb. 5). Aus dieser Darstellung bestimmt man nun die Koordinaten desjenigen Kurvenpunktes, dessen Tangente die Abszisse unter einem Winkel von 45 Grad schneidet.

Die Berechnung der Permeabilität erfolgt aus den Koordinaten dieses Tangentenpunktes nach folgender Gleichung:

$$k = 1.6 \cdot \left| \frac{\Sigma \cdot \phi}{P_c} \right|^{2.03}$$

Vorfaktor und Exponent dieser empirischen Gleichung entsprechen nicht exakt dem Artikel von SWANSON, sondern wurden aus eigenen Messungen von RYBARCZYK 1982 im Rahmen einer Diplomarbeit ermittelt.

Will man dieses Verfahren nun auf Verdampfungsmessungen anwenden, muß man die Permeabilität als bekannte Größe voraussetzen, da ja der Kapillardruck in einem Punkt ermittelt werden soll. Im weiteren muß man als Abszisse statt $\Sigma \cdot \phi$ die Größe $\phi \cdot (1 - \Sigma)$ verwenden, da Wasser eine benetzende Flüssigkeit ist. Auf der Ordinate trägt man nun die Verdampfungsgeschwindigkeit auf.

Nach Bestimmung des Abszissenwertes für die 45 Tangente läßt sich aus der nach P_c aufgelösten obigen Gleichung unter Verwendung einer bekannten Permeabilität der HG-Kapillardruck für diesen Punkt berechnen.

Somit hat man auf diese Art jeder gemessenen Probe für einen

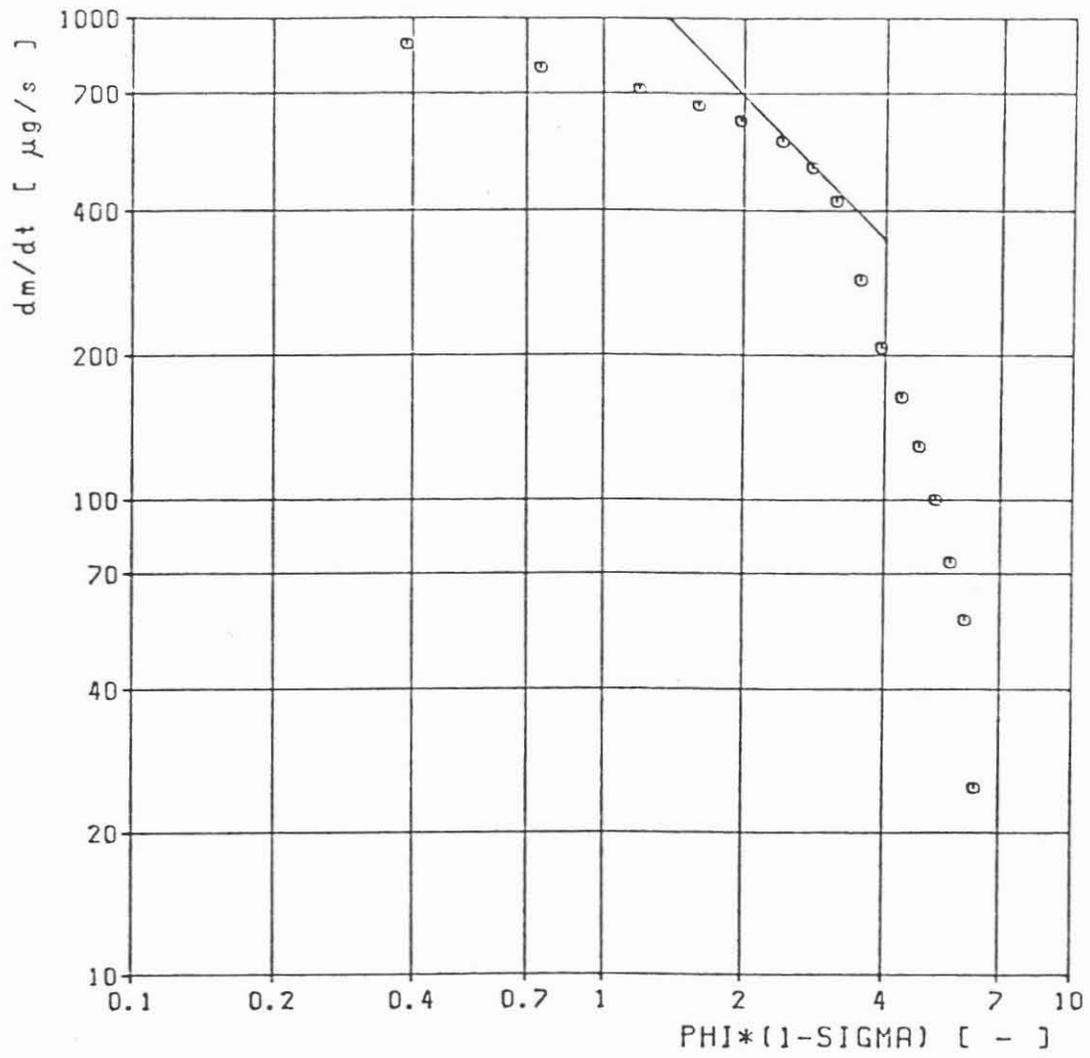


Abb. 5: SWANSON-Darstellung
Probe : Wh 1A/6

Punkt der Verdampfungskurve einen Kapillardruck zugeordnet. Eine erste quantitative Überprüfung dieses so ermittelten Druckes kann zum Beispiel dadurch erfolgen, daß man den zugehörigen Kapillarradius mit dem effektiven hydraulischen Radius, berechnet aus F und K nach der Kozeny-Carman-Beziehung vergleicht.

In Abbildung 6 habe ich einmal für 25 Proben die entsprechenden Radien gegeneinander geplottet, und wie man sieht, besteht eine recht gute Ubereinstimmung.

In Abbildung 7 sind nun noch einmal für die selben Proben die Kapillardrucke gegen die zugehörigen Verdampfungsgeschwindigkeiten aufgetragen und man erkennt hieraus recht deutlich, daß keine generelle Abhängigkeit zwischen P_c und dm/dt zwischen den unterschiedlichen Messungen besteht. Eine generelle Umrechnung der Verdampfungsgeschwindigkeit in einen Kapillardruck ist also auch jetzt noch nicht möglich.

An dieser Stelle soll nun aber trotzdem der Versuch unternommen werden, eine vollständige Kapillardruckkurve aus Verdampfungsmessungen zu bestimmen. Ausgangspunkt hierzu soll der aus dem modifizierten Verfahren nach SWANSON bestimmte Kapillardruck und die zugehörige Verdampfungsgeschwindigkeit sein.

Da eine direkte Bestimmung aller Variablen in der Diffusionsgleichung auch nach Kenntnis eines Wertepaares (\dot{m}_D, P_c) nicht möglich ist, erscheint lediglich eine Normierung auf die nach SWANSON ermittelten Punkte als möglicher Weg. Zunächst habe ich den Kapillardruck für einen beliebigen Punkt der Verdampfungskurve bestimmt, indem ich den nach SWANSON ermittelten Kapillardruck mit dem Verhältnis der beiden Verdampfungsgeschwindigkeiten multipliziert habe. Zu beachten ist hierbei, daß ein steigender Kapillardruck eine Abnahme der

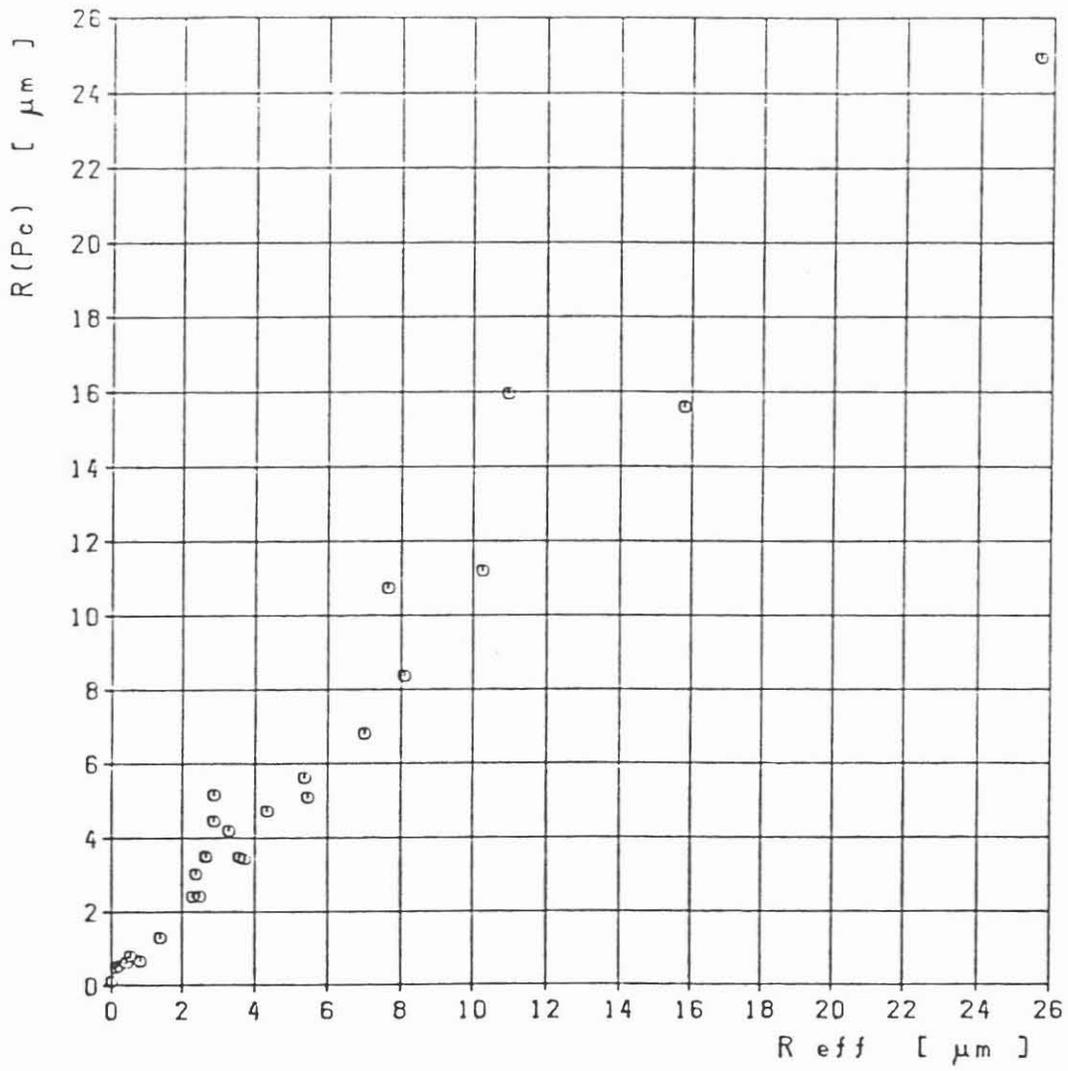


Abb. 6: Vergleich des Kapillarradius nach SWANSON mit dem effektiven hydraulischen Radius

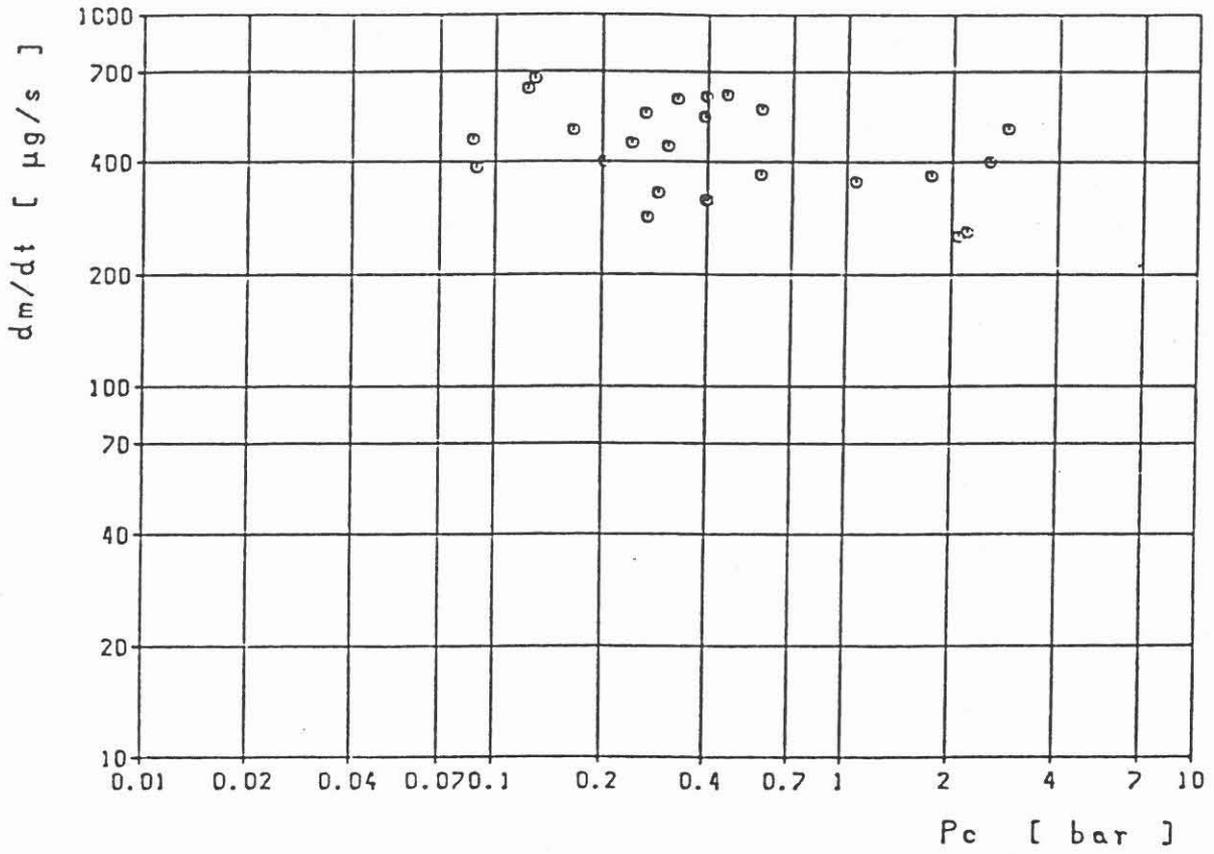


Abb. 7: Vergleich der nach SWANSON ermittelten Kapillardrucke mit der zugehörigen Verdampfungsgeschwindigkeit

Verdampfungsgeschwindigkeit bewirkt und umgekehrt.

Vergleicht man nun eine so bestimmte Kapillardruckkurve (Abb. 8) mit einer HG-Kapillardruckkurve (Abb. 9) des identischen Plugs, stellt man fest, daß die Kapillardrucke für große HG-Sättigungen aus der umgerechneten Verdampfungskurve deutlich zu niedrig sind.

Ausgehend von dieser Feststellung und mit Blick auf die KELVIN-Gleichung ist es sinnvoll, zur Umrechnung eine Exponentialfunktion der Form $\exp\left(\frac{\dot{m}_0(r)}{\dot{m}_0(\Sigma)} - 1\right)$ einzuführen. Diese Funktion hat jedoch den Nachteil, daß sie für den Bereich $\frac{\dot{m}_0(r)}{\dot{m}_0(\Sigma)} < 1$ gegen den Wert $1/e$ konvergiert, also gegenüber dem einfachen Verhältnis den Verlauf der Kapillardruckkurve flacher werden läßt. Will man für den Bereich $\frac{\dot{m}_0(r)}{\dot{m}_0(\Sigma)} < 1$ eine ähnliche exponentielle Abhängigkeit des Druckes von dem Verhältnis der Verdampfungsgeschwindigkeiten, so ersetzt man lediglich $\exp\left(\frac{\dot{m}_0(r)}{\dot{m}_0(\Sigma)} - 1\right)$ durch $\exp\left(1 - \frac{\dot{m}_0(\Sigma)}{\dot{m}_0(r)}\right)$.

Die Kombination dieser beiden Teilfunktionen ergibt in doppelt-logarithmischer Darstellung eine punktsymmetrische Funktion zum Punkt (1,1), jede Teilfunktion wird nur in ihrem nicht konvergierenden Teil verwendet (Abb. 10).

In Abbildung 11 ist nun die mit Hilfe dieser Exponentialfunktion erzeugte Kapillardruckkurve dargestellt, und man sieht hier recht deutlich eine Verbesserung in der Annäherung an die real gemessene Hg-Verdampfungskurve (Abb. 9). Dies zeigt jedoch, daß zumindest näherungsweise eine synthetische Konstruktion von Kapillardruckkurven aus der recht einfach durchführbaren Verdampfungsmessung möglich ist.

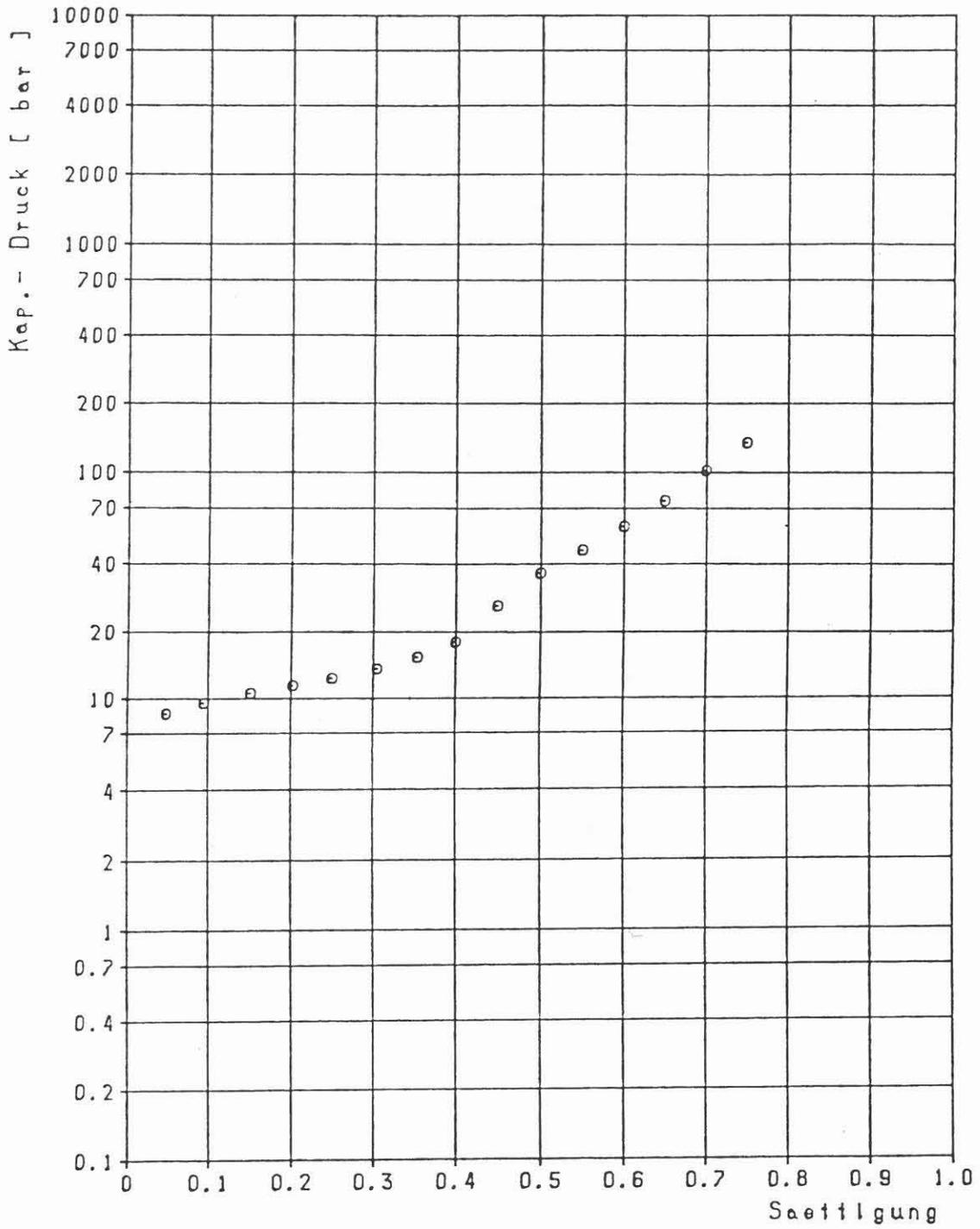


Abb. 8: Kapillardruckkurve aus Verdampfungsmessung
Probe : Wh 1A/6 (Version 1)

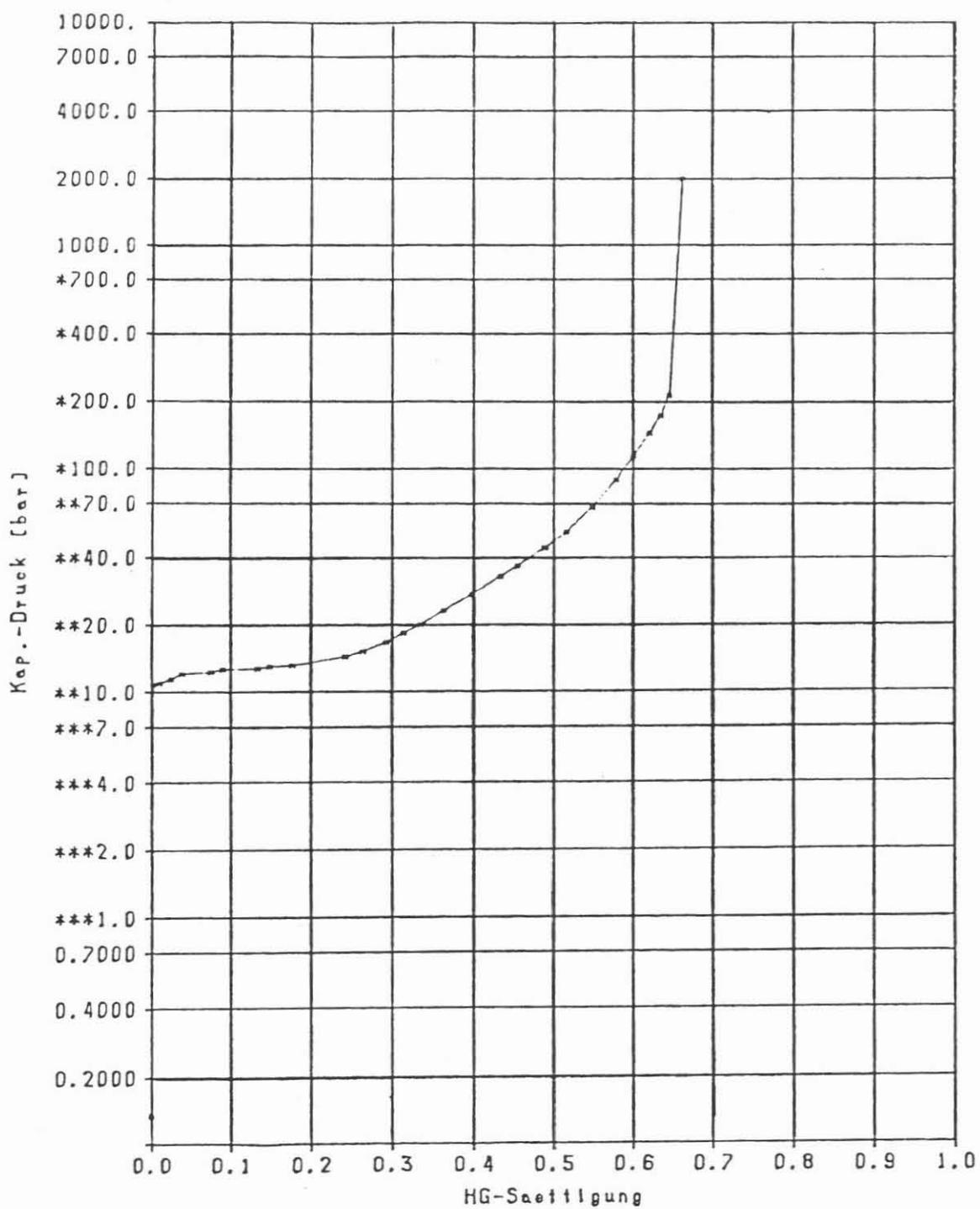
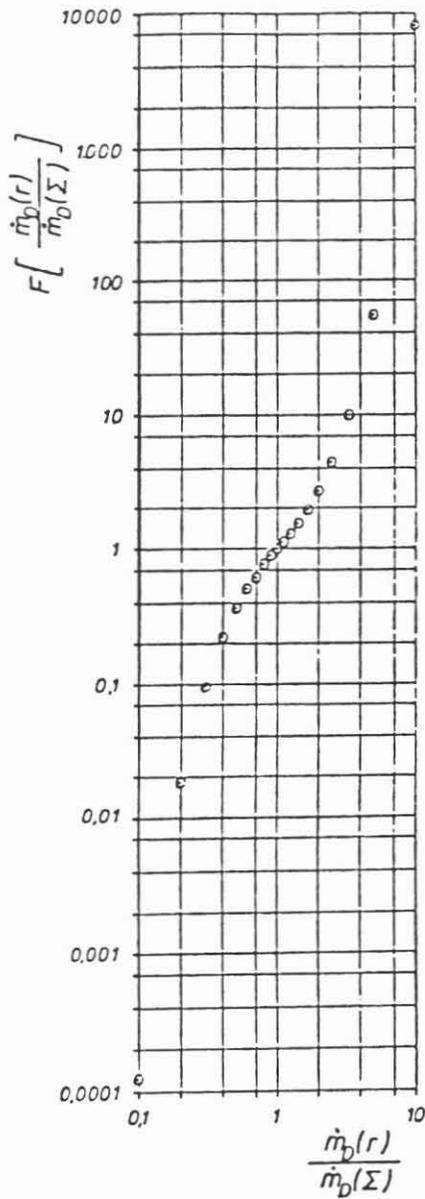


Abb. 9: Hg-Kapillardruckkurve
Probe : Wh 1A/6



Es gilt :

$$F\left[\frac{\dot{m}_D(r)}{\dot{m}_D(\Sigma)}\right] = \text{EXP}\left(1 - \frac{\dot{m}_D(\Sigma)}{\dot{m}_D(r)}\right) ;$$

$$\text{für } \frac{\dot{m}_D(r)}{\dot{m}_D(\Sigma)} < 1$$

$$F\left[\frac{\dot{m}_D(r)}{\dot{m}_D(\Sigma)}\right] = \text{EXP}\left(\frac{\dot{m}_D(r)}{\dot{m}_D(\Sigma)} - 1\right) ;$$

$$\text{für } \frac{\dot{m}_D(r)}{\dot{m}_D(\Sigma)} > 1$$

Abb. 10: Exponentialfunktion zur Umrechnung von Verdampfungs-
geschwindigkeiten in Kapillardrucke

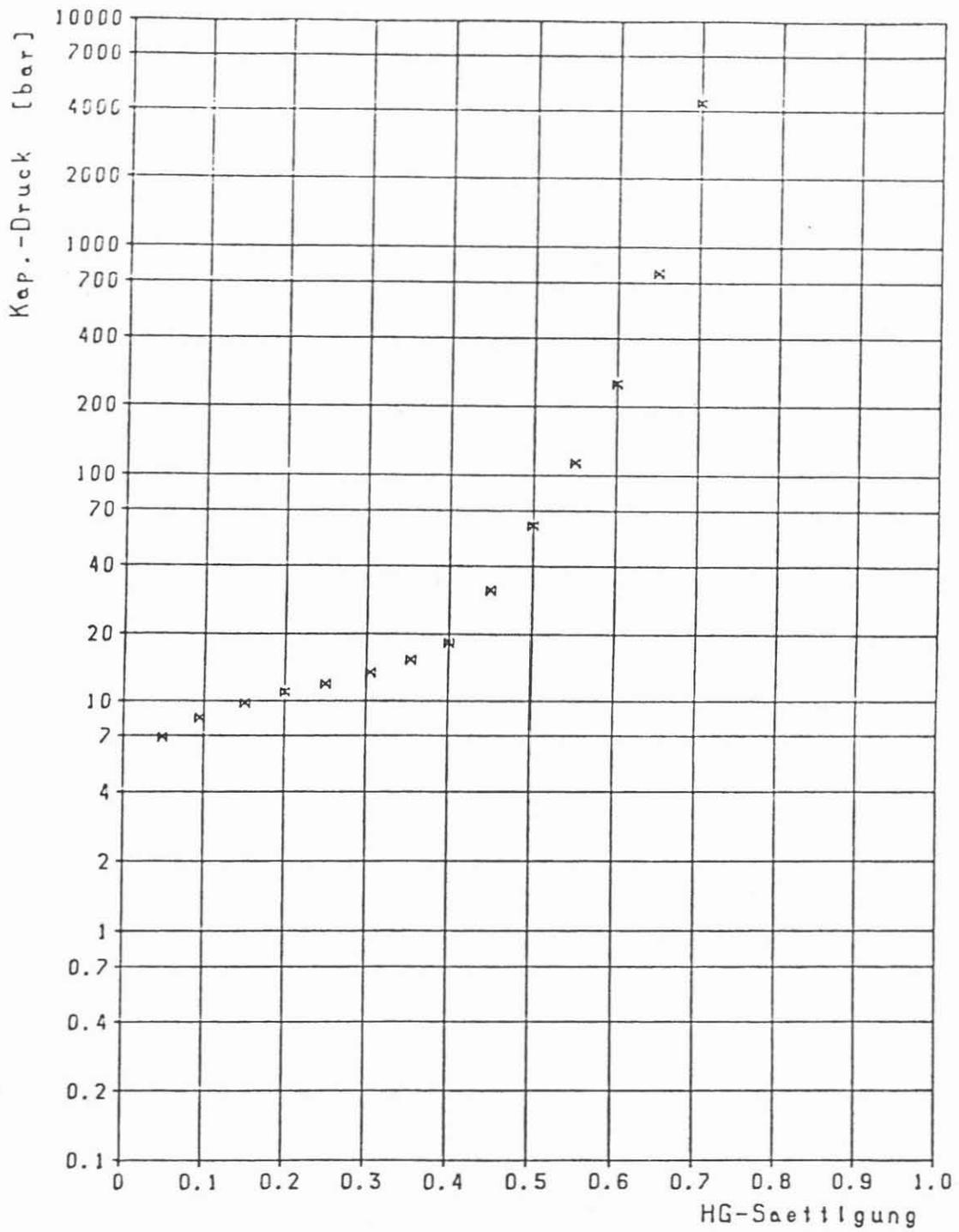
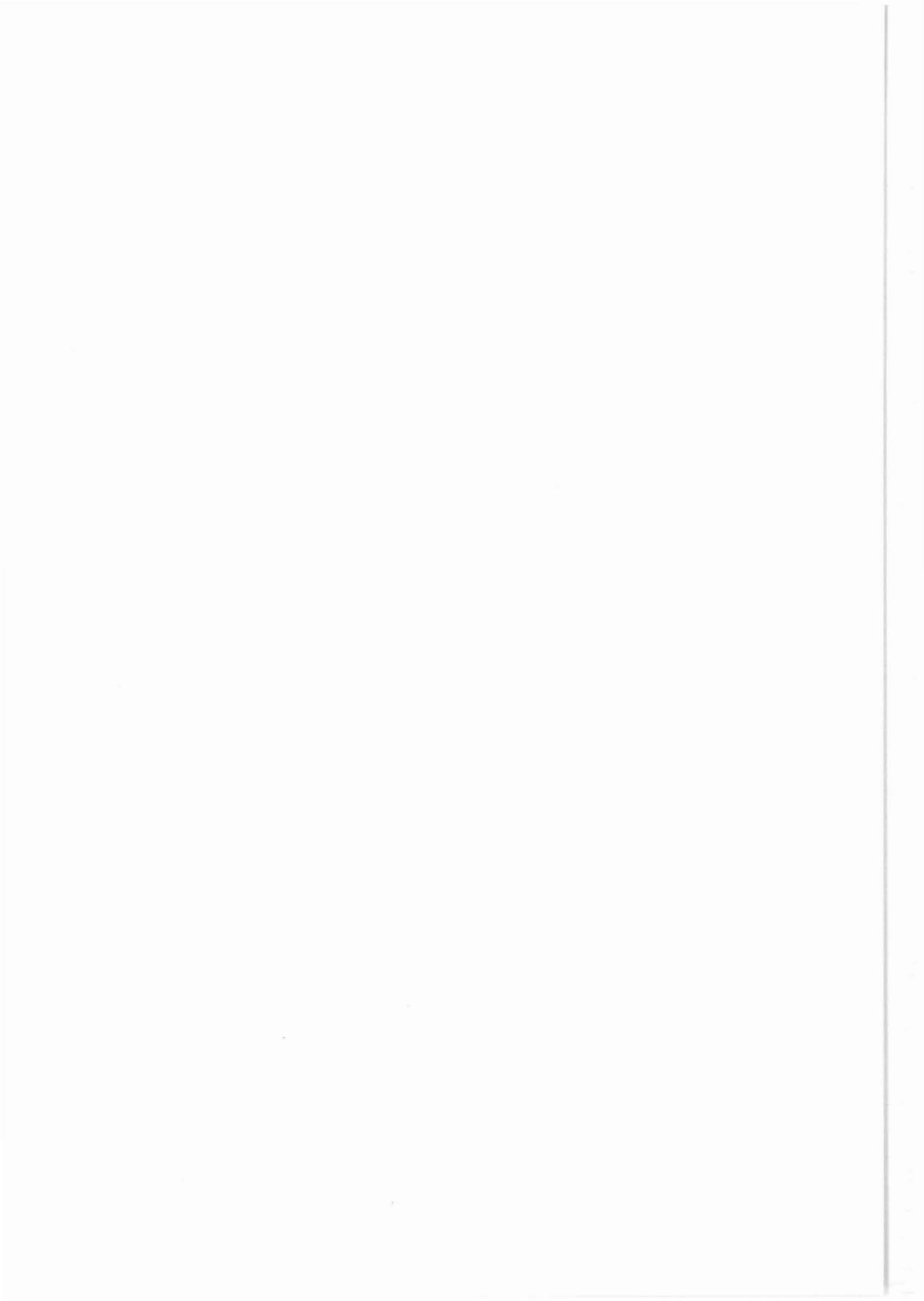


Abb. 11: Kapillardruckkurve aus Verdampfungsmessung
Probe : Wh 1A/6 (Version 2)



**AUFNAHME VON ADSORPTIONS-/DESORPTIONSISOTHERMEN
ZUR ERFASSUNG DES KLUFT- UND
PORENRAUMS VON GESTEINEN**

H. - Ch. Freitag, J. R. Schopper

Zusammenfassung

Die Grenzfläche der inneren Oberfläche und der Porenfüllung eines porösen Mediums hat einen nicht zu unterschätzenden Einfluß auf dessen physikalische Eigenschaften.

Die Aufnahme von Adsorptions-/Desorptions-Isothermen ist eine statische Meßmethode kontinuierlich variabler Auflösung zur Erfassung der Fein- bzw. Kulissenstrukturen eben dieser inneren Oberfläche.

Die Kulissenspektren enthalten mehr Informationen, als wir zur Zeit daraus entnehmen können.

Eine weitergehende Analyse ist nicht nur wünschenswert, sondern auch äußerst vielversprechend, wie die im Rahmen dieser Veröffentlichung präsentierten Beispiele zeigen.

Zur mathematischen Beschreibung der Fein- und Feinststruktur der inneren Oberfläche des Kluft- und Porenraums wurde vor wenigen Jahren das auf dem Selbstähnlichkeitsprinzip beruhende Kulissenmodell (PAPE, RIEPE, SCHOPFER) entwickelt. Die Motivation zur Entwicklung dieses Modells war die Erkenntnis, daß die Grenzschicht zwischen innerer Oberfläche und Porenfüllung einen nicht zu unterschätzenden Einfluß auf die physikalischen Eigenschaften von Gesteinen hat. Dies ist natürlich gesteinsabhängig (KULENKAMPPF, 1987); erwähnt sei hier nur, daß z.B. in einem so feinporenen und mikroklüftigen Gestein wie dem Falkenberg-Granit die Grenzflächeneffekte die Volumeneffekte um Größenordnungen übersteigen.

Die im Nachfolgenden vorgestellte Untersuchungsmethode eignet sich zur Beurteilung der Mikrostruktur poröser Medien, da ihr Auflösungsbereich bis weit in den von der Kulissentheorie erfaßten Strukturgrößenbereich hineinreicht. Aufgrund seiner mathematischen Natur läßt sich für das Kulissenmodell keine untere Auflösungsgrenze angeben.

Anhand von REM-Aufnahmen werden die unterschiedlich stark ausgeprägten "Kulissen", also die Feinstrukturen, besonders deutlich.

So weisen z.B. Sandsteine mit Tonaufwachsungen eine wesentlich "rauhere" Oberfläche auf als reine Sandsteine.

Morphometrische Untersuchungen an elektronenmikroskopischen Vergrößerungen sind zweifellos eine Möglichkeit zur Erfassung der geometrischen Strukturen poröser Güter. Leider bieten sie nur eine schmale Datenbasis, da der untersuchte Ausschnitt im Verhältnis zur Gesamtprobe sehr klein ausfällt.

Im Gegensatz zu einer solchen optischen Untersuchung bieten "dreidimensionale" Messungen mit kontinuierlich variablem Auflösungsvermögen eine, auch statistisch, vertrauenswürdigere Datenbasis.

Als erstes fällt einem hierzu sofort die Aufnahme von Quecksilber-Kapillardruckkurven ein, deren Auflösungsbereich bis ca. 40 Å hinab reicht. Um noch kleinere Strukturen mit dem nicht benetzenden Quecksilber zu füllen, wären so hohe Drucke erforderlich, daß die Gefahr der Zerstörung der zu untersuchenden Strukturen bestünde.

Man bedient sich zur Untersuchung von Fein- und Feinststrukturen zweckmäßigerweise einer Adsorptionsmethode, deren Auflösungsbereich bis zur Molekülgröße des verwendeten Gases hinab reicht. Als Obergrenze ergibt sich in unserem Fall aufgrund instrumenteller Gegebenheiten 0,75 µm oder 7500 Å.

Man erhält also einen Überlappungsbereich von ca. 7400 Å Breite zwischen den beiden Meßmethoden (Abb.1).

Zur Aufnahme von Adsorptions-/ Desorptionsisothermen bedienen wir uns einer automatischen, rechnergesteuerten Anlage. Der schematische Versuchsablauf ist im folgenden grob skizziert:

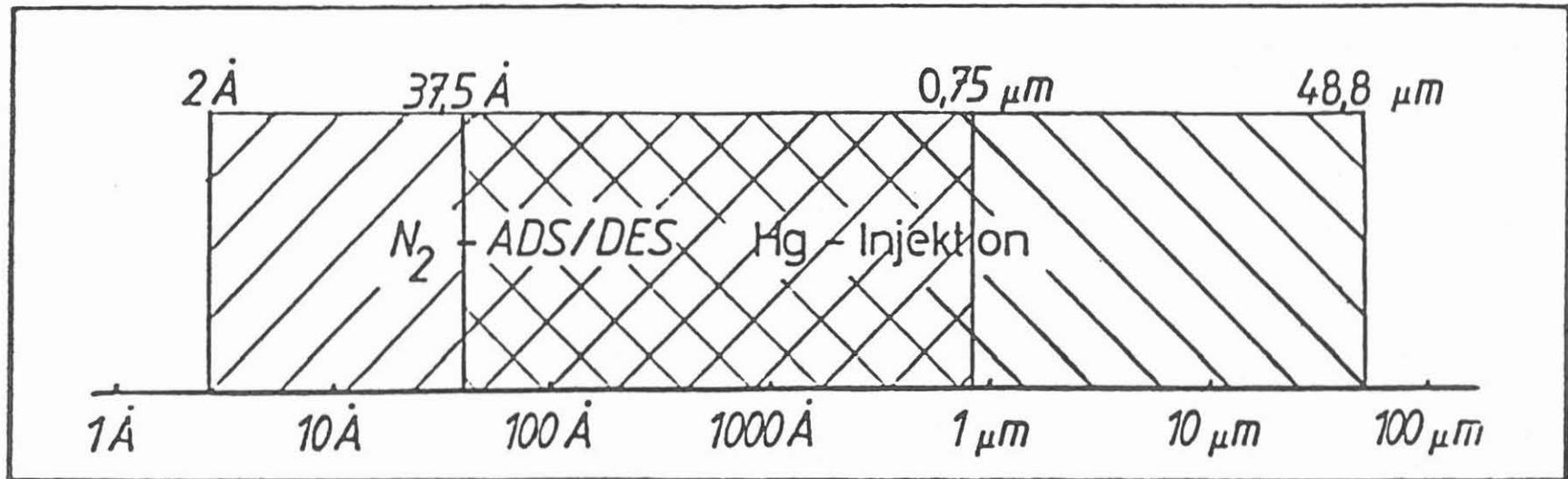


Abb. 1: Meßbereich der Strukturuntersuchungsmethoden

: N₂-Adsorption

: Hg-Injektion

1. Sorgfältiges Trocknen der Probe unter Vakuum und Spülen mit Meßgas
2. Einbau der unter Vakuum stehenden Probe; Kühlung mit flüssigem Stickstoff
3. Injektion eines genau definierten Volumens gasförmigen Stickstoffs in die Probenbürette
4. Registrierung des sich einstellenden Gleichgewichtsdrucks
5. Goto 3 bis der Sättigungsdruck p erreicht ist
6. Verdampfung des an der Probe adsorbierten Stickstoffs, ebenfalls mit Druckregistrierung

Anm.: Da Stickstoff, der bei diesen tiefen Temperaturen als inert angesehen werden kann, als Adsorbat verwendet wird, kommt es nur zur Physisorption und nicht zur ungleich schwerer zu behandelnden Chemisorption.

Erstes Ergebnis einer solchen Messung, die zwischen 22 und 76 Stunden dauern kann, sind Adsorptions-/Desorptions-Isothermen, die je nach Probenbeschaffenheit unterschiedlich ausfallen (Abb.2,2a). Die unterschiedlich starke, ebenfalls probenspezifische Hysterese liefert Anhaltspunkte für eine erste, rein qualitative Beurteilung der Feinstruktur der inneren Oberfläche.

Um die Tatsache der Hysterese zu verstehen, muß man sich mit den Mechanismen der Adsorption und Desorption gasförmiger Substanzen an porösen Medien vertraut machen. Es sind hierzu im Laufe der Zeit eine Vielzahl unterschiedlicher Theorien entwickelt worden. Aufgrund des breiten Porengrößenbereichs sowie der geometrisch stark unterschiedlichen Porenformen wird ein Zusammenwirken der von den verschiedenen Autoren vorgeschlagenen Mechanismen angenommen (GREGG und SING,1982). Damit ergibt sich folgendes Bild:

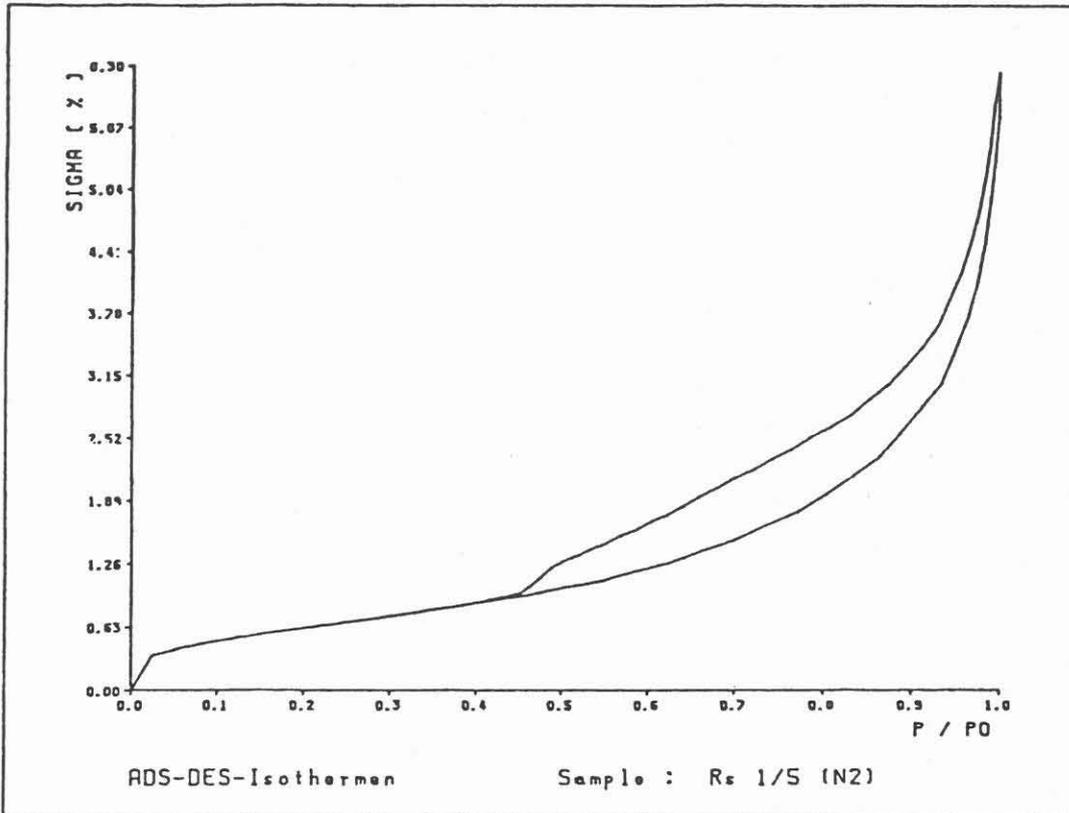


Abb. 2: Adsorptions-Desorptionsisothermen für eine Arkose des Dogger epsilon

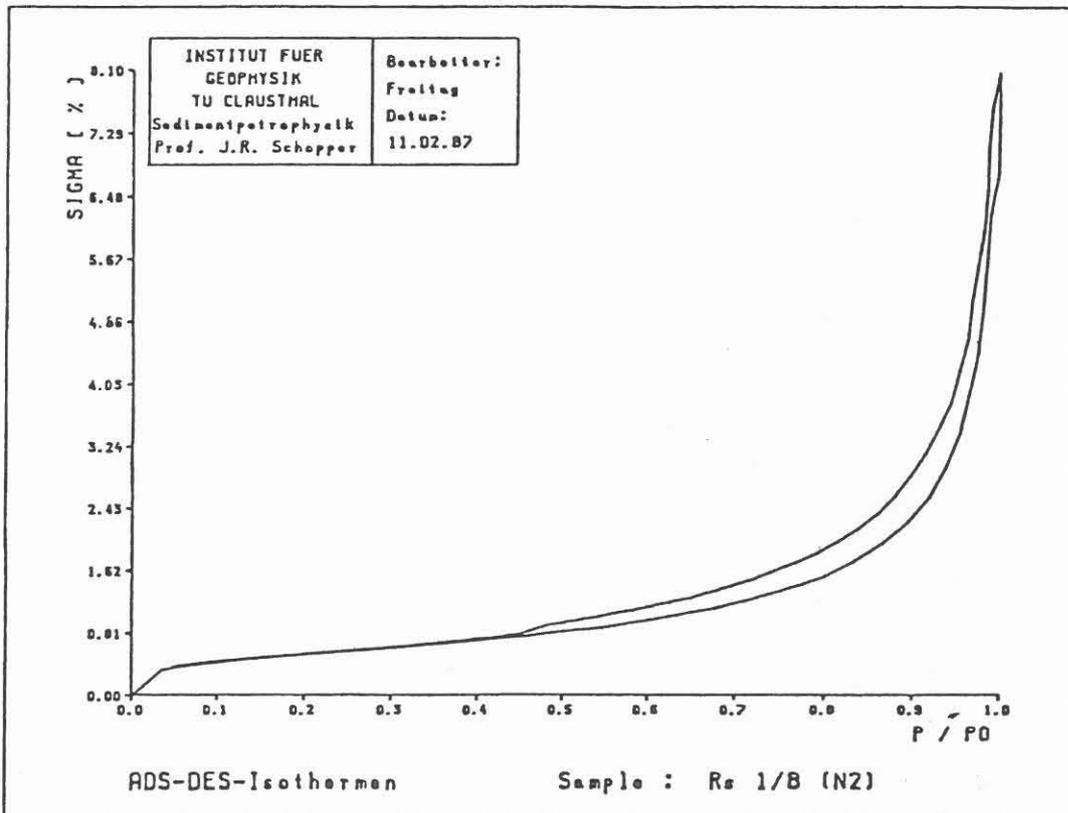


Abb.2a: Adsorptions-Desorptionsisotherme einer Arkose aus dem oberen Keuper (Rhätsandstein)

Während der Adsorption wird auf den Porenwänden zunächst eine monomolekulare Stickstoffschicht aufgebaut; dieser Prozeß ist reversibel und zeigt keine Hysterese. Bei weiter steigendem Druck kondensieren auf diesem monomolekularen Film weitere Gasmoleküle; es bildet sich eine sogenannte "multi-layer-Schicht" aus, die bis in die sechste Molekülschicht von der Struktur der Festkörperoberfläche beeinflusst wird (DIJAGUIN und ZOVIN). Der kondensierte Stickstoff dupliziert gewissermaßen die Kristallstruktur der Festkörperoberfläche! Ähnliche Beobachtungen kennt man auch vom sog. Haftwasserfilm, bei dem die Wassermoleküle Eiskristallähnlich angeordnet sind. Die Poren wachsen also von den Rändern her zu; solche mit kleinerem Radius sind demnach früher gefüllt als solche mit größerem. Wie aus Abbildung 3 klar ersichtlich ist, beobachten wir während der Adsorption einen zylindrischen Meniskus.

Während der Desorption hingegen findet die Verdampfung des in den Poren befindlichen flüssigen Stickstoffs von einem sphärischen Meniskus her statt, bis der Flüssigkeitsfilm abreißt und die vorhin erwähnten "multi-layer-Schichten" auf den Porenwänden zurückbleiben (Abb.3).

Die Hysterese kann somit durch unterschiedlich ausgebildete Menisken während der Adsorption und Desorption erklärt werden.

Eine weitere Möglichkeit wäre das Vorhandensein von sogenannten "ink-bottle-", also "Tintenfaß"-Strukturen (KRAMER,McBAIN; BARRET et al.). Das bedeutet, daß große Poren nur über kleinere erreichbar sind und somit erst bei einem entsprechend niedrigeren Relativdruck entleert werden können (Abb.4). Wir wollen es bei diesem kurzen Exkurs in die Mechanismen der Adsorption und Desorption bewenden lassen und uns nun den Porenradienverteilungen zuwenden.

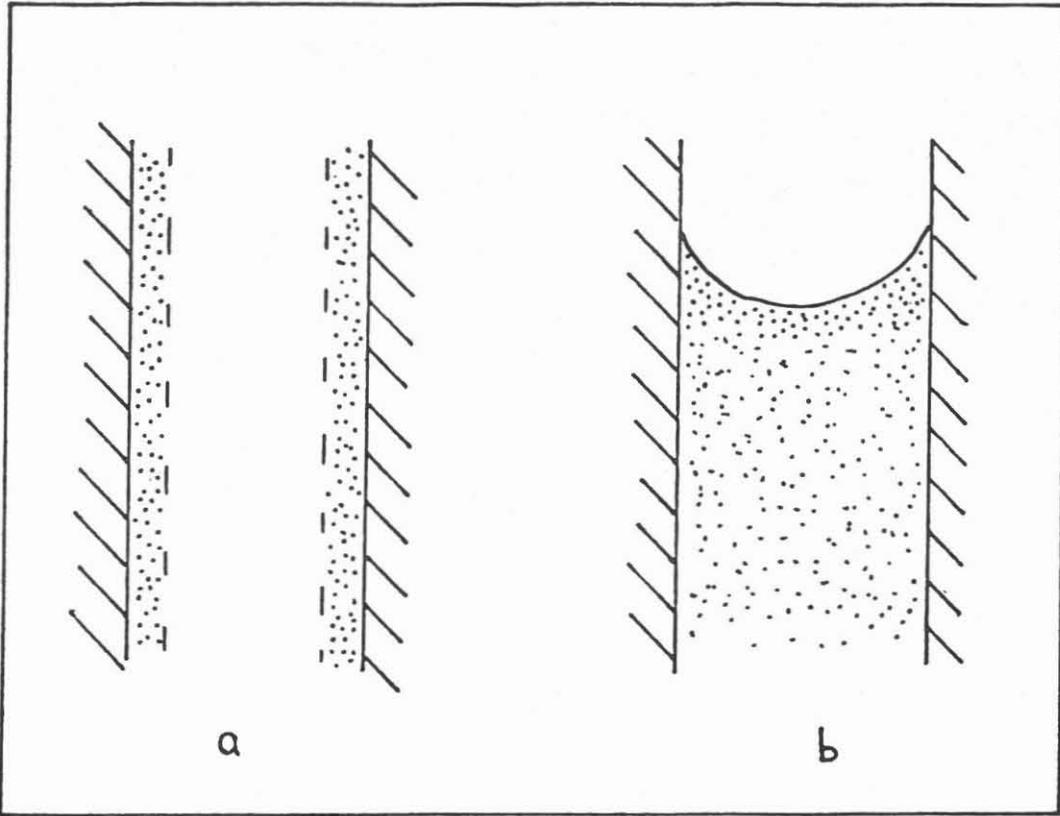


Abb. 3: Meniskenform während Adsorption (a) und Desorption (b)

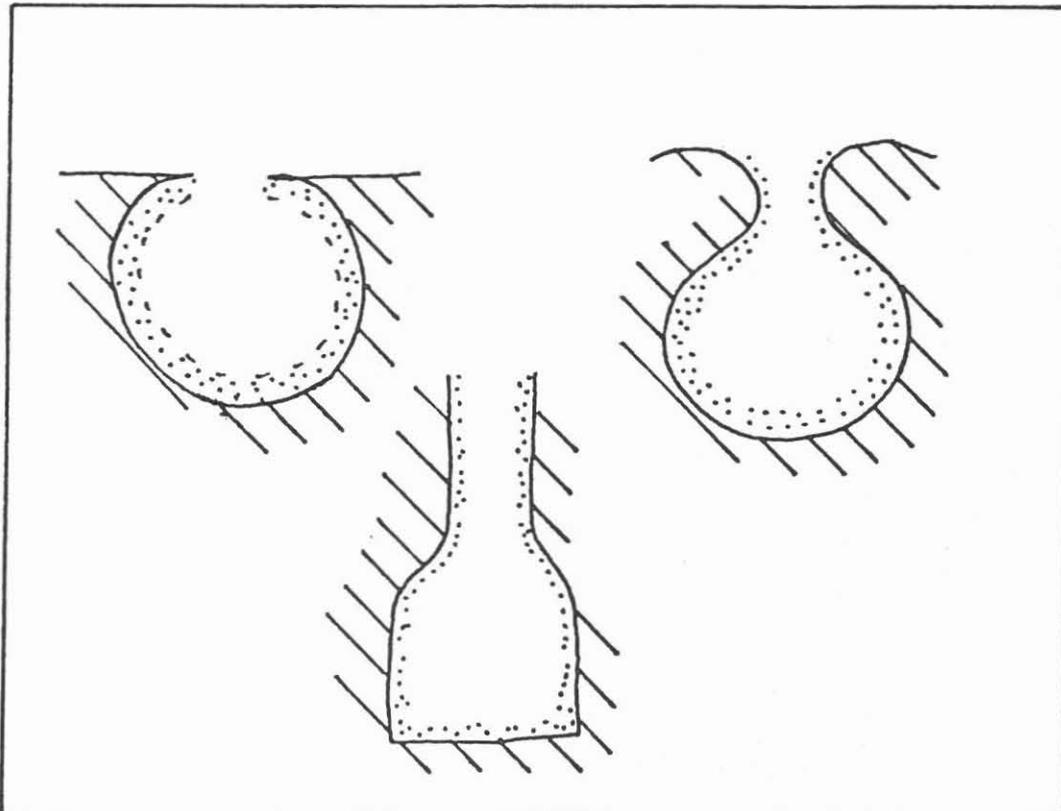


Abb. 4: Idealisierte "Tintenfaß"-Strukturen

Bei näherer Betrachtung einer Adsorptions-/Desorptions-Isotherme fällt sofort auf, daß zu einem adsorbierten Gasvolumen zwei Relativdrücke gehören (Abb.5). Der zur Desorption gehörende ist immer der niedrigere. Da stabile Systeme sich durch ein Energieminimum auszeichnen, folgt, daß der Desorptionszweig als das stabilere System angesehen werden kann. Aus diesem Grund benutzt man die Desorptionswerte zur Berechnung der Porenradienverteilung. Man bedient sich zweckmäßigerweise der KELVIN-Gleichung unter der vereinfachenden Annahme, daß der Benetzungswinkel Θ während der gesamten Desorption gleich Null ist, man es also mit einer vollständig benetzenden Flüssigkeit zu tun hat.

$$\ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{2 \cdot V \cdot \gamma}{R \cdot T \cdot r} \cos \Theta$$

mit:

p : Gleichgewichtsdruck

p_0 : Sättigungsdruck

r : Kapillarradius

V : Molarvolumen N

γ : Oberflächenspannung

Θ : Benetzungswinkel

R : allg. Gaskonstante

T : Temperatur

Die Vereinfachung $\Theta=0$ ist nicht ganz zulässig, da der Benetzungswinkel Aussagen über die unterschiedliche Molekülanordnung in einer "echten" Flüssigkeit und einer monomolekularen oder auch "multi-layer"-Schicht beinhaltet. Da wir es ja, wie bereits erwähnt, bei der Desorption mit Evaporation aus einer immer dünner werdenden Flüssigkeitsschicht zu tun haben, liegt der Verdacht nahe, daß sich der Benetzungswinkel während der Desorption ändert. Da Θ aber nur als Argument des Kosinus in die KELVIN-Gleichung eingeht, spielen die normalerweise beobachteten geringen Änderungen eine vernachlässigbare Rolle (ZSIGMONDY).

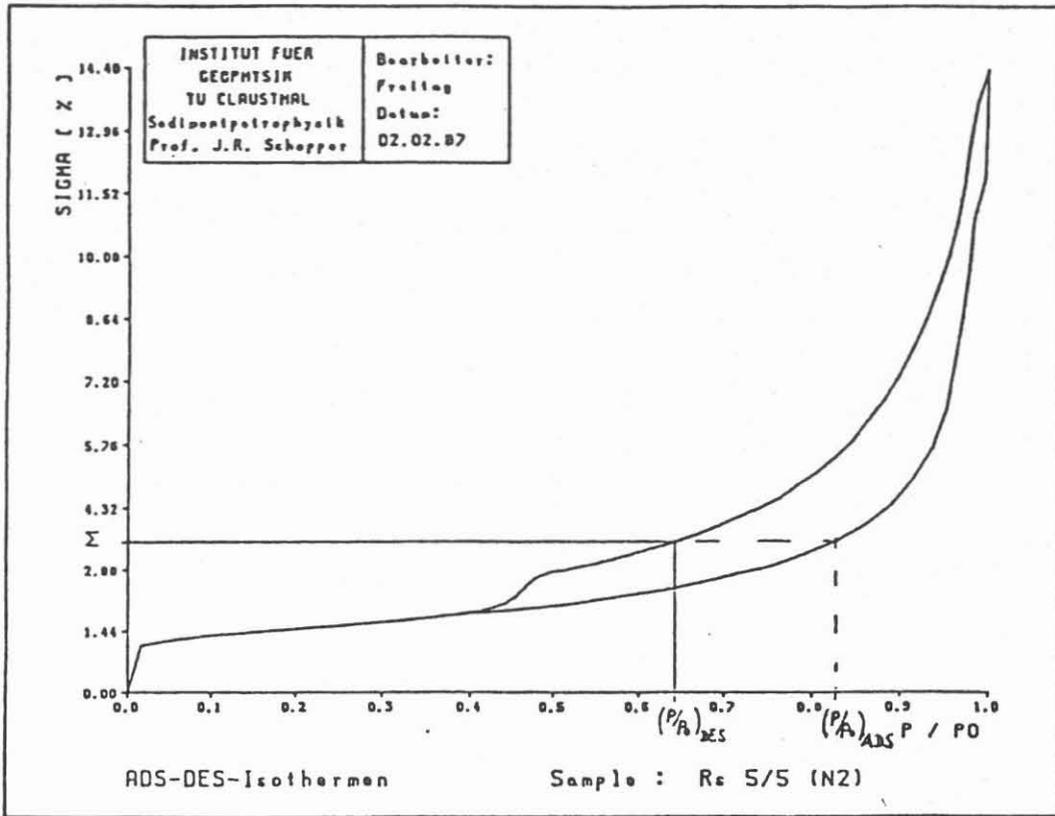


Abb. 5: Adsorptions-Desorptionsisothermen Rs 5/5

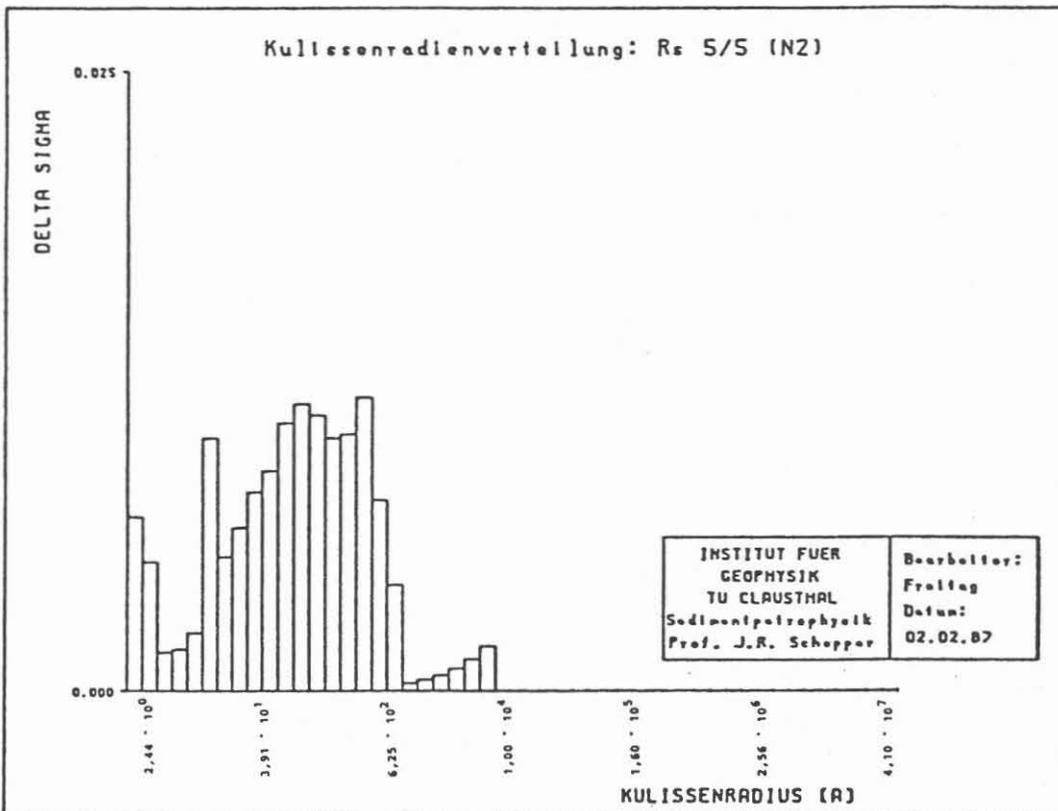


Abb. 6: Kulissenradienverteilung Rs 5/5

Aus der Adsorptions-/Desorptions-Isotherme (Abb.5) erhält man mit Hilfe der KELVIN-Gleichung eine scheinbare Porenradienverteilung (Abb.6). Man spricht von einer "scheinbaren Porenradienverteilung", da der Netzwerkcharakter des realen Porenraums vernachlässigt wird. Der Tatsache, daß die zylindrischen Kapillaren, wie sie von CORNELL und KATZ in ihrem "Spaghetti-Modell" eingeführt wurden, Lamellenstrukturen durch Ton-Aufwachsungen bzw. geglättete Oberflächen durch calzitische Zementation aufweisen können, wird durch das Eingangs erwähnte Kulissenmodell Rechnung getragen. Um genau zu sein, sollte man von einer "scheinbaren Kulissenradienverteilung" sprechen, da die effektiven hydraulischen Radien der gemessenen Proben fast ausnahmslos oberhalb der Auflösungs Grenze von $0.75 \mu\text{m}$ liegen.

Den beiden letzten Balken auf der linken Seite, also im kleinsten Radienbereich, ist keine nähere Beachtung zu schenken, da die Auswertung und Interpretation von Kulissenradien in der Größenordnung nur weniger Angström recht umstritten und fehlerbehaftet ist.

Laut HARRIS und WHITTAKER, die über einhundert Stickstoff-Isothermen untersuchten, ist die KELVIN-Gleichung für Poren kleiner 20 \AA nicht mehr gültig. Die Desorption hängt hier ihrer Meinung nach nur von der Art des Adsorbats und der Temperatur ab, jedoch nicht mehr von der Porengröße. Dies deckt sich zum Teil mit der in anderen Quellen geäußerten Unsicherheit hinsichtlich der Gültigkeit der KELVIN-Gleichung für p zu p_0 -Verhältnisse kleiner 0.3 , was bei unseren Versuchsbedingungen einem Porenradius (zylindrische Kapillaren vorausgesetzt) von ca. 8 \AA entspräche. Unsere Ergebnisse zeigen, daß eine Einschränkung der Validität der KELVIN-Gleichung für Kulissenradien kleiner 8 \AA zu vertreten ist,

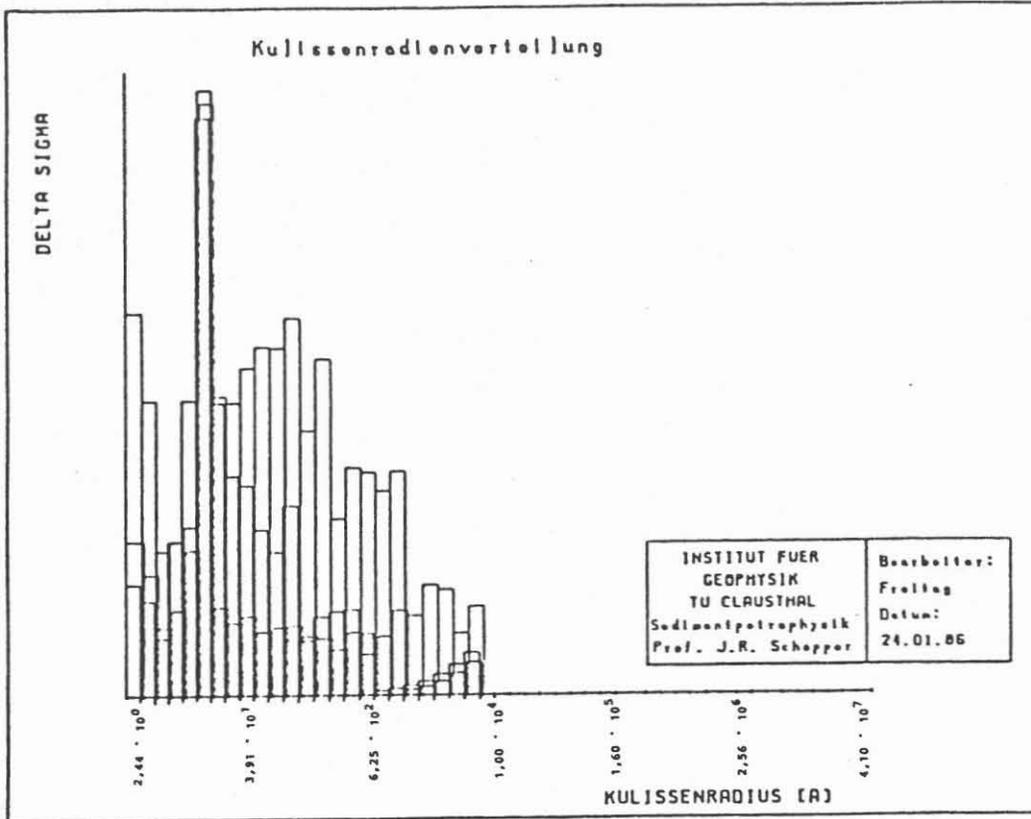


Abb. 7: Kulissenspektren dreier unterschiedlicher Proben

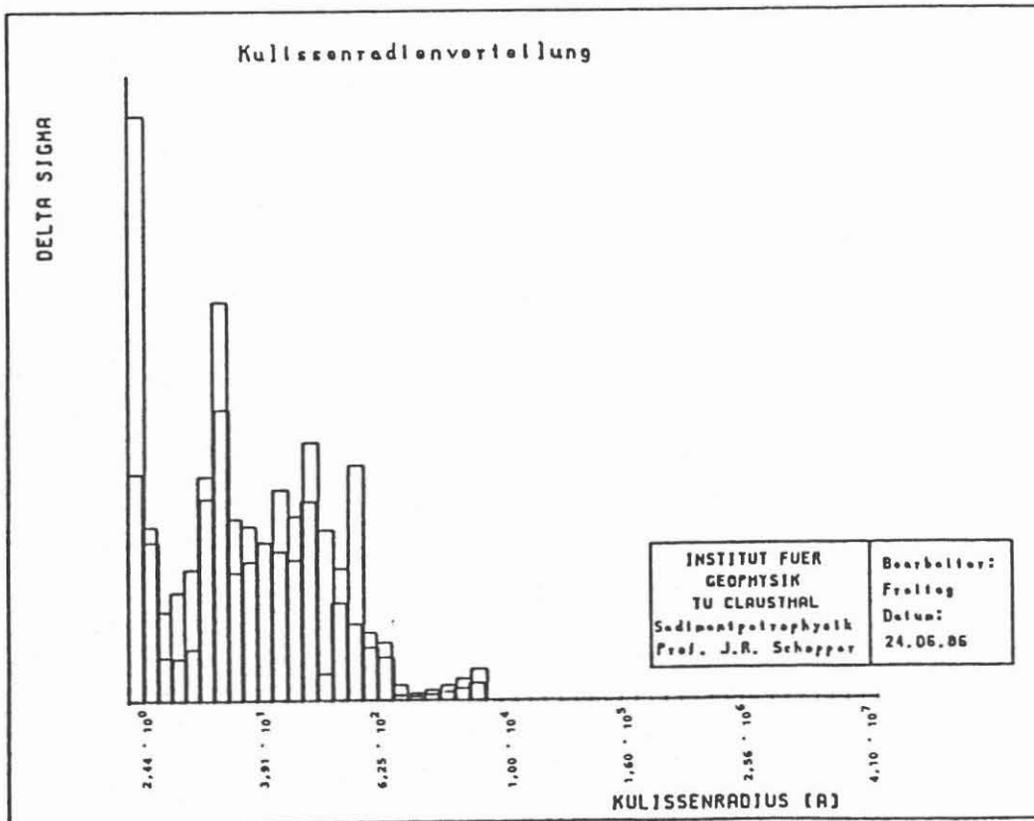


Abb. 8: Kulissenstrukturen eines vertonten Sandsteins
und eines reinen Tons

nicht jedoch die weitergehende, von HARRIS und WHITTAKER postulierte Einschränkung für Kulissen bis zu einem Radius von 20 Å.

Die letzten vier bis fünf nach rechts ansteigenden Balken sind das untere Ende der Porenradienverteilung, die man z.B. durch eine Quecksilber-Injektionsmethode ermittelt. Alles, was sich zwischen den eben erwähnten Balken auf der rechten und linken Seite des Spektrums befindet, sind Kulissen, also die Feinstrukturen der inneren Oberfläche unserer porösen Gesteine. Es sei hier kurz erwähnt, daß das untersuchte Gesteinsmaterial aus Aufschlüssen oder Forschungsbohrungen stammt, bzw. freundlicherweise von der deutschen Erdölindustrie zur Verfügung gestellt wurde.

Bei dem Vergleich der Messungen, die an überaus unterschiedlichen Proben gemacht wurden, fielen gewisse Regelmäßigkeiten auf, so z.B. der alles überragende Peak im Radienbereich von ca. 10 bis 14 Å, der den drei Proben in Abbildung 7 gemeinsam ist. Eine erste, vorläufige petrographische Ansprache zeigte, daß in allen dreien Spuren von Eisenhydroxid vorhanden sind. Eine direkte, kausale Zuordnung vornehmen zu wollen, wäre allerdings verfrüht, wenn auch verlockend.

Eine weitere gute Übereinstimmung zeigen die beiden Kulissenradienverteilungen in Abbildung 8. Es handelt sich zum einen um die Kulissenstrukturen eines stark vertonten Sandsteins, zum anderen um die eines reinen Tons. Der Vergleich der beiden Verteilungen legt den Verdacht nahe, daß der Ton zumindest nicht ganz unbeteiligt am Zustandekommen der Feinstruktur des Sandsteins sein kann.

Eine von den Verfassern selbst nicht erwartete Korrelation, jedenfalls hinsichtlich ihrer Eindeutigkeit, zeigt Abbildung 9. Man erkennt eine deutliche Verschiebung des Maximums der

Kulissenradienverteilung zu größeren Radien bei steigender Permeabilität. Die zu maximaler und minimaler Permeabilität gehörenden Kulissenspektren zeigen Abbildungen 10 und 11. Der signifikante Unterschied zwischen dem unter anderem Brauneisenhaltigen Sediment auf der einen und dem reinen Sandstein auf der anderen Seite bedarf vom empirischen her gesehen keiner weiteren Erläuterung. Der genaue Einbau dieser Beobachtungen in die bestehende Theorie wird dagegen noch einige Arbeit erfordern.

Sozusagen als Nebenprodukt einer Adsorptions-Desorptionsmessung erhält man auch einen genaueren Wert der inneren Oberfläche als mit einer BET (BRUNAUER, EMMET, TELLER)-Einpunktmessung, wie sie beispielsweise mit dem AREAMeter der Firma Ströhlein möglich sind.

Der Grund für die höhere Genauigkeit liegt in der Tatsache, daß man eine komplette BET-Isotherme aufnimmt und den Oberflächenwert aus Achsenabschnitt und Steigung einer probenspezifischen BET-Geraden bestimmt. Bei der Einpunktmessung hingegen wird, wie der Name schon andeutet, nur ein Punkt auf einer Standard-BET-"Monoschicht"-Geraden ermittelt.

Einen Vergleich der mit dem AREAMeter und der Adsorptions-Desorptions-Methode berechneten Oberflächenwerten zeigt Abbildung 12. Es ergibt sich folgender empirischer linearer Zusammenhang für die von uns untersuchten Proben:

$$S_{G_{\text{ADPTO}}} = 0.83 * S_{G_{\text{AREA}}} + 0.57$$

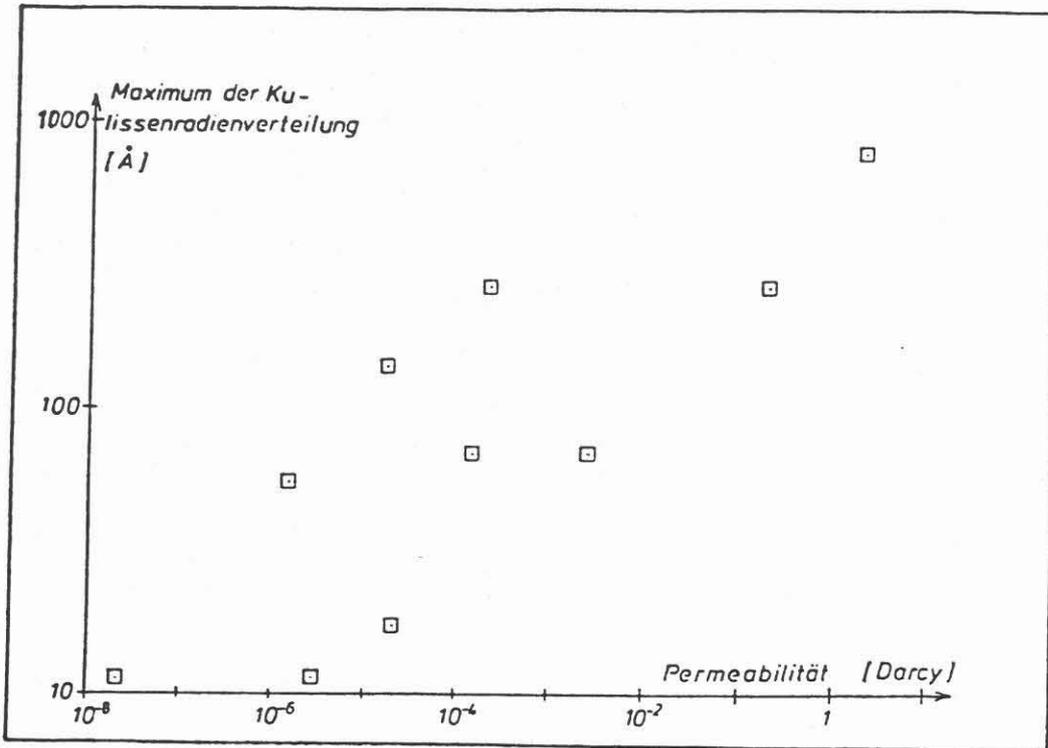


Abb. 9: Maximum der Kulissenradienverteilungen in Abhängigkeit von der Permeabilität

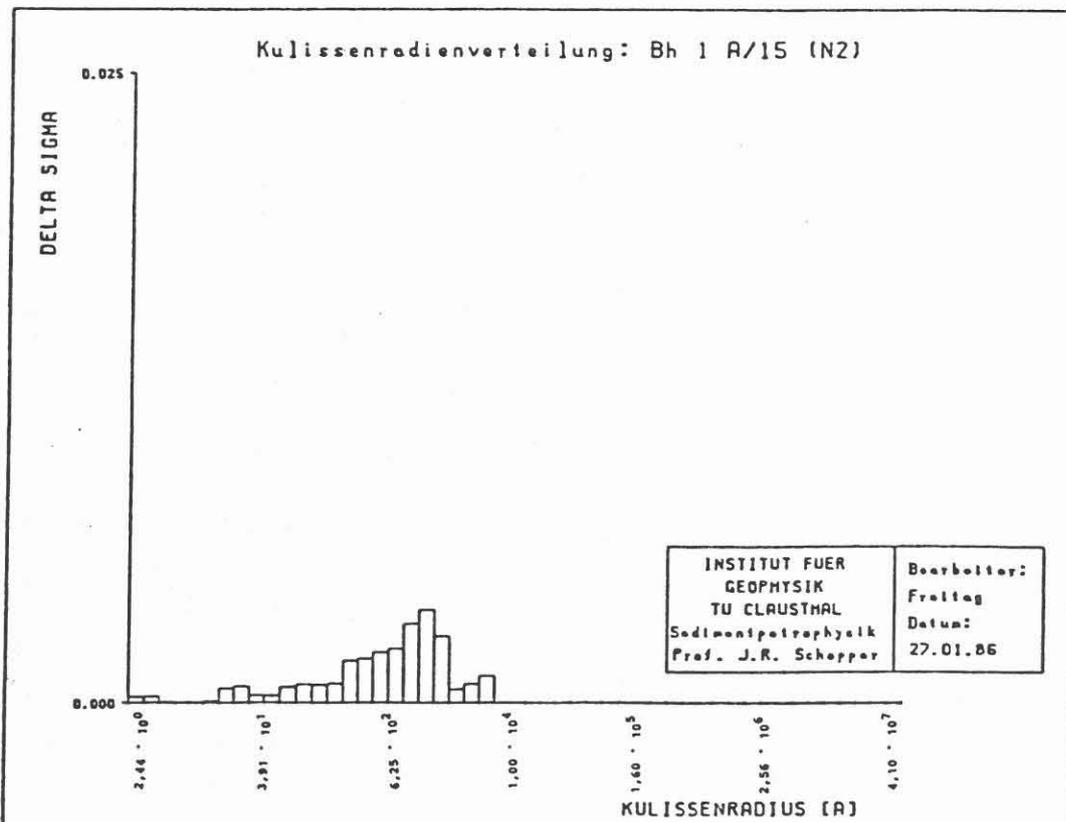


Abb.10: Kulissenspektrum der Probe maximaler Permeabilität (Bentheimer Sandstein)

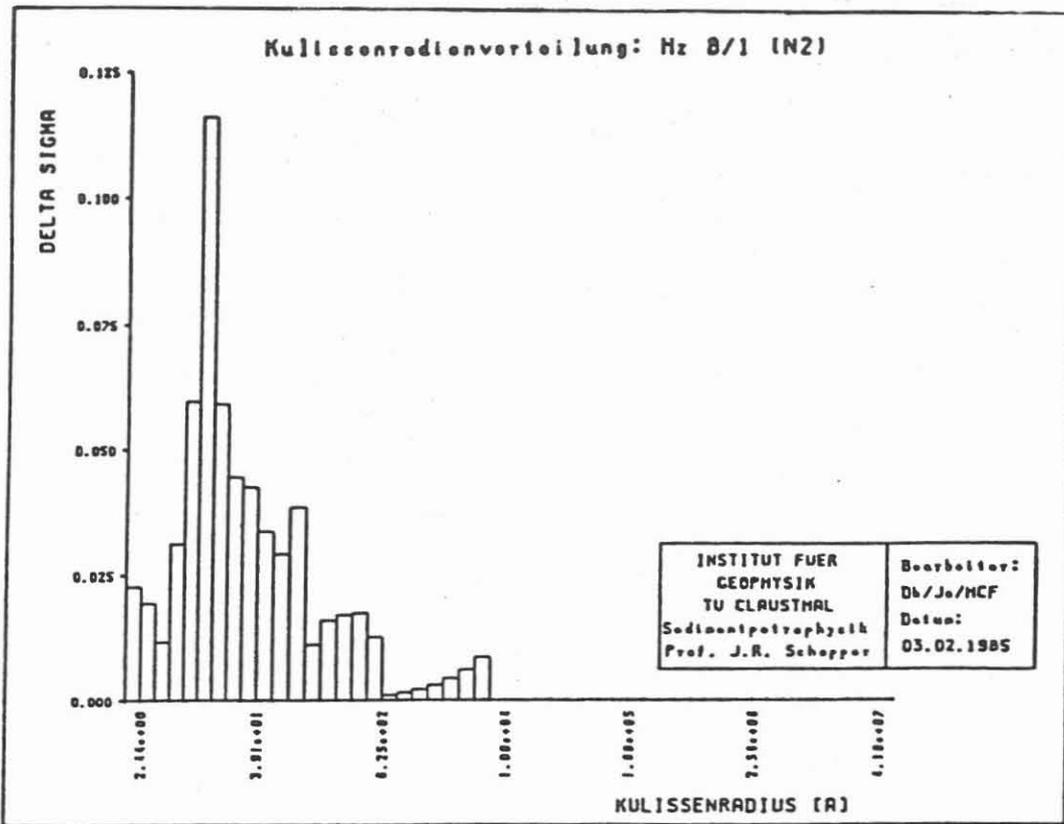


Abb.11: Kulissenspektrum der Probe minimaler Permeabilität (Grauwacke; Karbon/Oberharz)

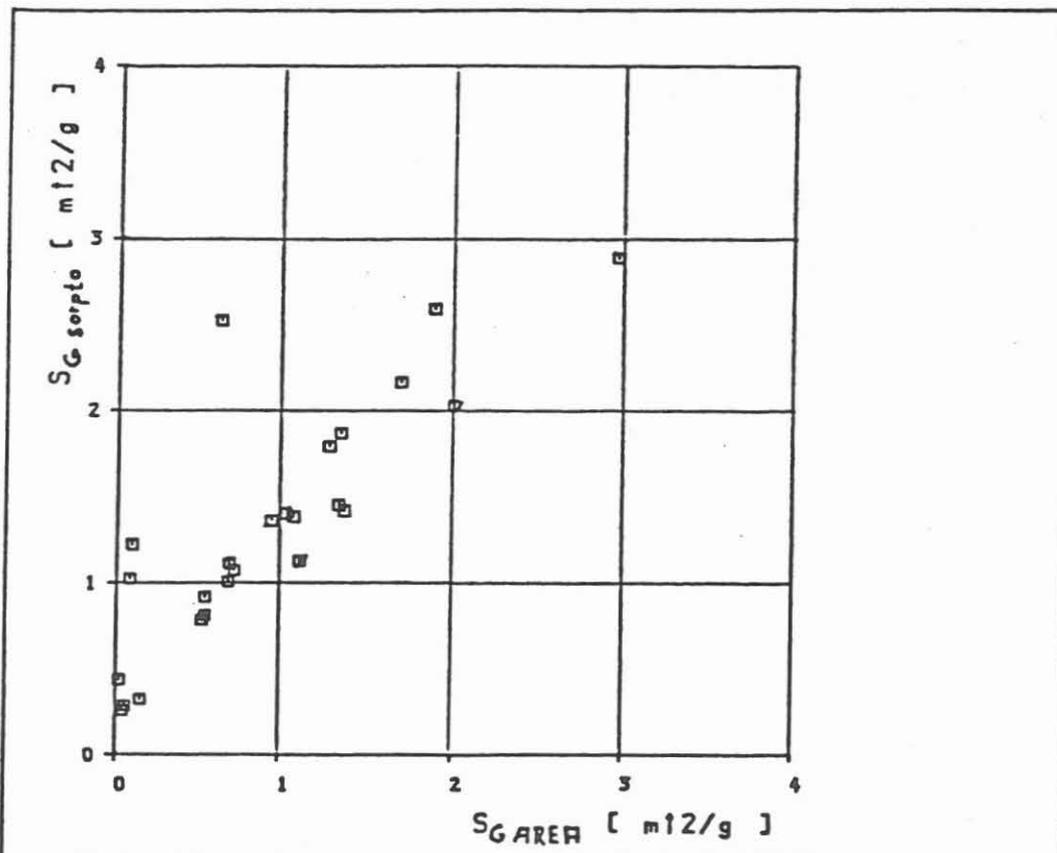


Abb.12: Vergleich der mit AREAmeter (BET) und sorptomatic (ADS-DES) ermittelten Oberflächenwerte

**DIE ELEKTRISCHE GESTEINSLEITFÄHIGKEIT UND IHRE
FREQUENZABHÄNGIGKEIT ALS POREN- UND
GRENZFLÄCHENPARAMETER FÜR KRISTALLINE UND SEDIMENTGESTEINE**

J. Kulenkampf, J. R. Schopper

Zusammenfassung

Elektrische Leitfähigkeitsmessungen spielen in der Geophysik eine wichtige Rolle, ihre Interpretation bereitet jedoch oft Schwierigkeiten. Grundlegend hierzu ist die Kenntnis der elektrischen Eigenschaften wassergesättigter Gesteinsproben. Ihre Leitfähigkeit ist frequenzabhängig und nicht phasenrein, so daß mit komplexen Größen gerechnet werden muß. Sie besitzt im Frequenzbereich von $10 - 10^6$ Hz einen Realteil, der mit der Frequenz zunimmt und einen kapazitiven Imaginärteil, der mit zunehmender Leitfähigkeit der Porenflüssigkeit zunimmt. Dies sind die Ergebnisse komplexer Leitfähigkeitsmessungen, die an einigen Sandsteinen und Graniten durchgeführt wurden. Eine Erklärung ergibt sich, wenn man die Gleichung für den Formationsfaktor in komplexer Form betrachtet und dabei die Grenzflächenleitfähigkeit berücksichtigt, die schon bei sehr reinem Porenwasser vorhanden ist und durch die elektrische Doppelschicht an der inneren Gesteinsoberfläche entsteht. Dabei wird deutlich, daß dieser Grenzflächenanteil für das Verhalten der komplexen Leitfähigkeit die entscheidende Rolle spielt.

Die elektrische Gesteinsleitfähigkeit spielt zur petrophysikalischen Charakterisierung von Gesteinen und bei elektrischen Bohrlochmessungen eine wichtige Rolle. Zu ihrem besseren Verständnis ist es sinnvoll, sie möglichst vollständig zu kennen, das heißt als komplexe frequenzabhängige Größe. Es ist weiterhin nützlich, ihre Abhängigkeit von der Porenfüllung zu untersuchen, bei uns handelt es sich um Kochsalzlösung unterschiedlicher Konzentration, denn dann wird die Unterscheidung von Volumen- und Grenzflächeneffekten möglich. In unseren Untersuchungen hat sich nun gezeigt, daß die komplexe Gesteinsleitfähigkeit verglichen mit der Admittanz von Netzwerken passiver elektronischer Bauelemente sich ungewöhnlich verhält. Dieses Verhalten, daß durch eine Cole-Cole-Gleichung beschrieben werden kann, wurde aber vielfach an anderen Materialien beobachtet. Hierfür bietet sich neuerdings eine Erklärung an, die auf der fraktalen Geometrie der Grenzflächen beruht.

Der Gang der Untersuchungen war folgender: Einige Sediment- und Granitproben, die so ausgesucht wurden, daß sie möglichst unterschiedliche petrophysikalische Eigenschaften besitzen, wurden

unter Vakuum mit NaCl- Lösungen mit Konzentrationen von 0 bis 100000 ppm NaCl gesättigt. In einer Spannungsteilerschaltung wurde mit Hilfe hochohmiger kapazitätsarmer Tastköpfe das Spannungsverhältnis und die Phasenverschiebung gegenüber einem Vergleichswiderstand gemessen (Abb. 1). Unter Berücksichtigung der Eingangskapazität der Tastköpfe läßt sich daraus die Admittanz der Proben bestimmen.

Eine übersichtliche Darstellung der Admittanz und der Impedanz erlaubt die Gaußsche Zahlenebene. Die Frequenzabhängigkeit ist zwar nur implizit enthalten, dafür wird die gegenseitige Abhängigkeit von Real- und Imaginärteil deutlich. Bei der Sandsteinprobe (Abb. 2) sieht man im Admittanzbild, daß bei Frequenzen zwischen etwa 1 kHz und 1 MHz der Verlauf ein linearer ist. Entsprechend erhält man im Impedanzbild einen Kreisbogen. Im einfachsten Fall wäre das zugehörige Ersatzschaltbild die Parallelschaltung eines ohmschen Leitwerts mit einer Kapazität. Dieses Bild würde stimmen, wenn die Admittanzgerade senkrecht wäre. Sehr deutlich wird aber bei der Granitprobe (Abb. 3), daß dies nicht der Fall ist. Die Steigung dieser Geraden ist ungefähr 2. Das Koordinatensystem erscheint um den Steigungswinkel gedreht. Entsprechend ergibt sich im Impedanzbild ein flacherer Kreisbogen mit dem Mittelpunkt oberhalb der x- Achse (Abb 4). Für ein solches Verhalten gibt es kein einfaches Ersatzschaltbild, es wurde aber bei der dielektrischen Relaxation vieler Stoffe beobachtet und läßt sich durch eine Cole- Cole- Gleichung beschreiben (C.J.F.Böttcher, P.Bordewijk 1978; A.K.Jonscher 1981)

$$Z(\omega) = R_0 + \frac{Z_0}{1+(i\omega\tau)^\alpha} \quad 0 < \alpha < 1$$

Im niederfrequenten Bereich treten Abweichungen auf, die sich aber

Abb. 1 Der Messaufbau

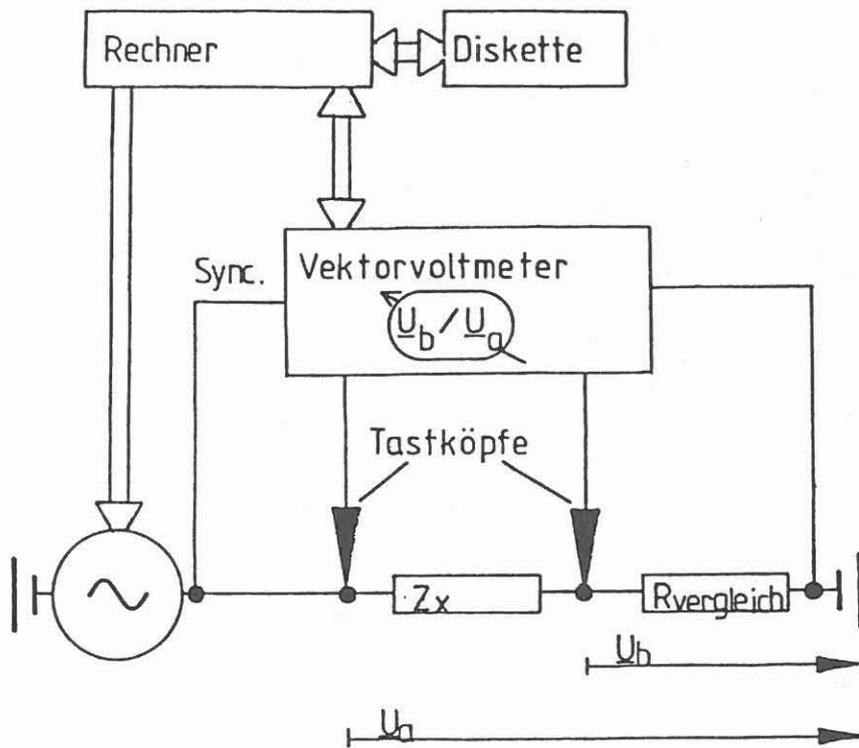
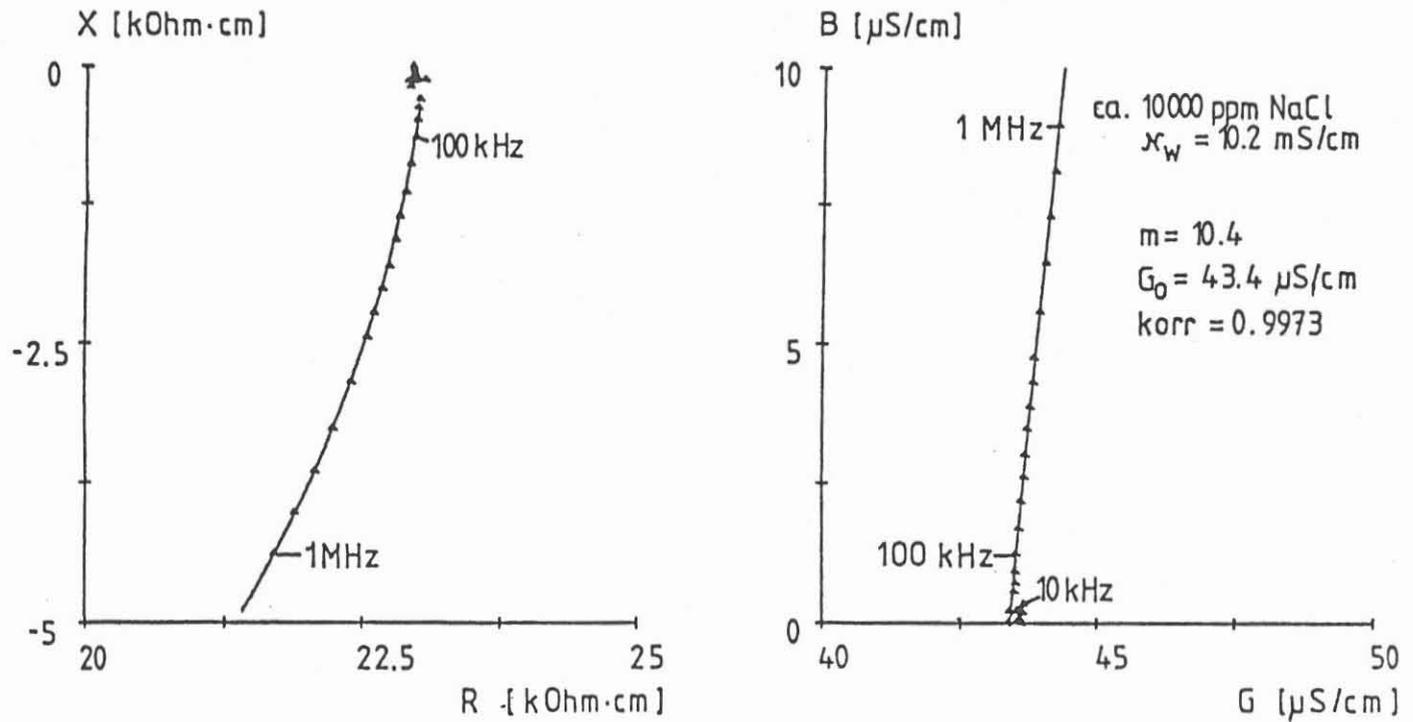


Abb. 2

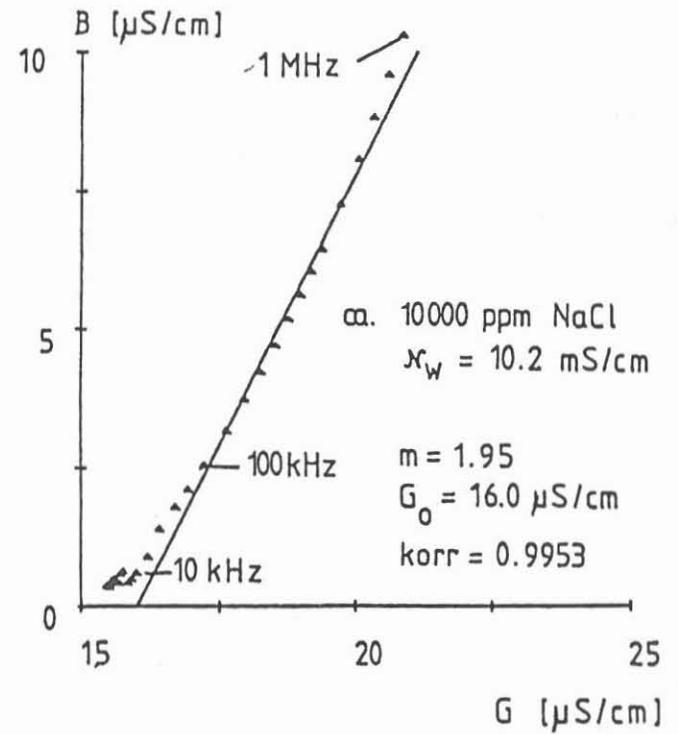
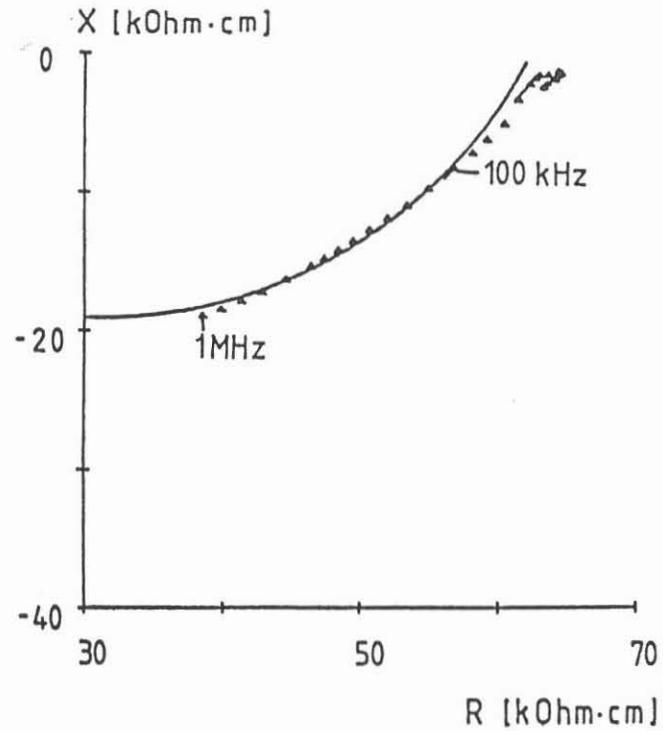
Impedanz und Admittanz
in der komplexen Zahlenebene



Elektrische Impedanzmessung	Institut f. Geophysik, Abt. Petrophysik
	TU Clausthal
Probe: f 4/2 (Sandstein)	Datum: 26.1.87 Bearbeiter: Kulenkampff

Abb. 3

Impedanz und Admittanz
in der komplexen Zahlenebene



Elektrische Impedanzmessung

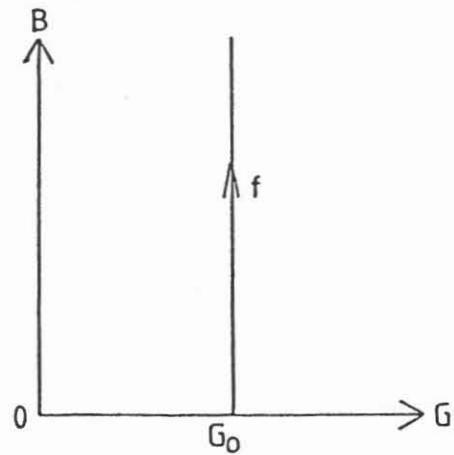
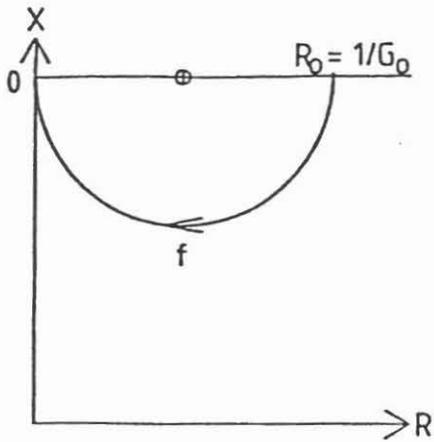
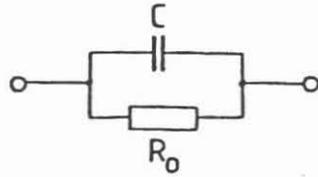
Probe: zg 1r/1 (Granit)

Institut f. Geophysik, Abt. Petrophysik
TU Clausthal

Datum: 26.1.87 Bearbeiter: Kulenkampff

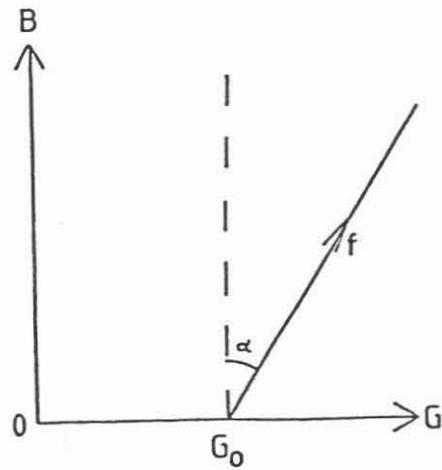
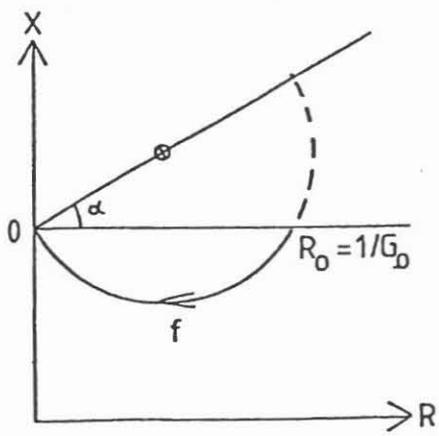
Impedanz und Admittanz
in der komplexen Zahlenebene

idealisiertes ESB:



Impedanz

Admittanz



tatsächliche Messergebnisse

Abb. 4

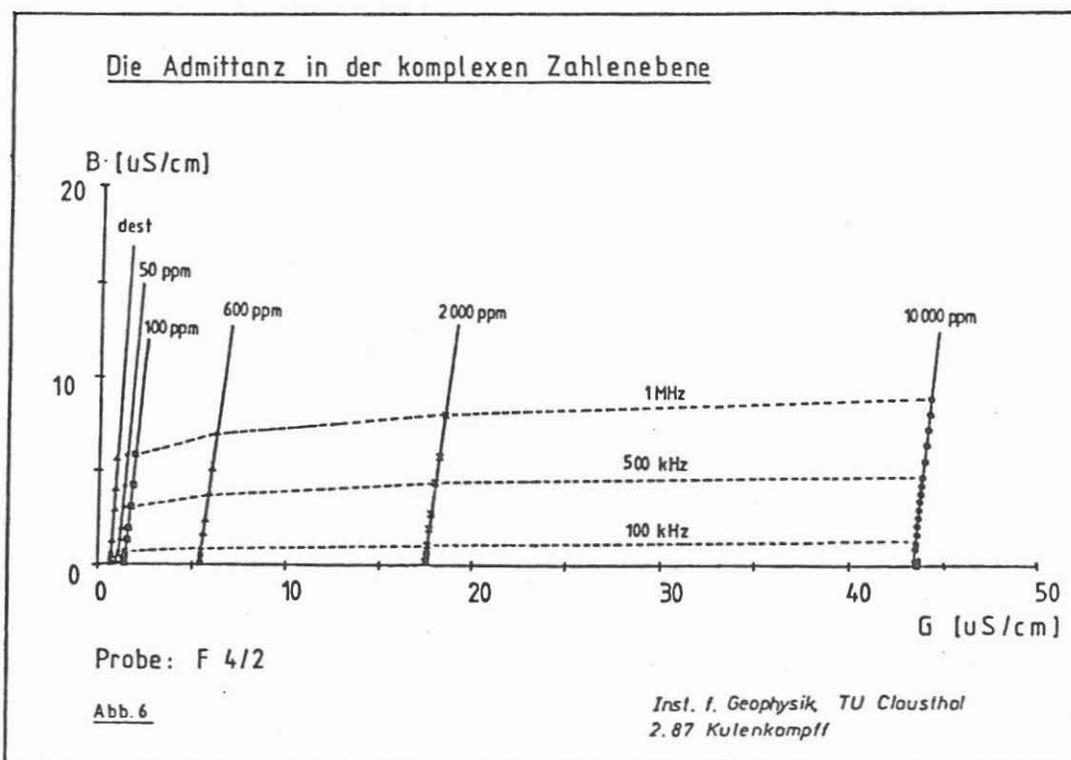
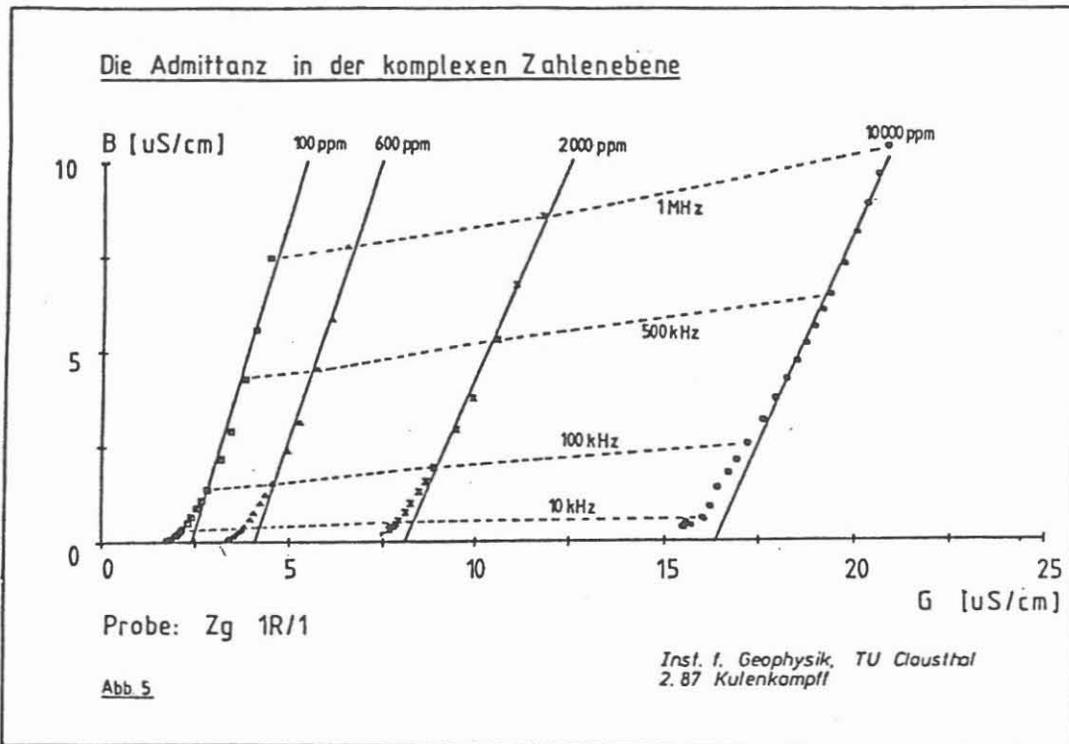
mit einem ähnlichen Relaxationsmechanismus beschreiben lassen und die auf fraktale Elektroden zurückgeführt werden können (S.H.Liu 1985).

Ein wesentlicher Gegenstand unserer Untersuchungen ist die Abhängigkeit der komplexen Gesteinsleitfähigkeit von der Leitfähigkeit des Elektrolyten im Porenraum. Dabei wird nämlich die Trennung von Grenzflächen- und Volumeneffekten möglich. Es soll hier wieder die Admittanz der Granitprobe (Abb. 5) in der komplexen Zahlenebene betrachtet werden. Sie ist hier dargestellt für Salinitäten von 100 bis 10000 ppm NaCl. Man erkennt eine leichte Zunahme des Imaginärteils mit ansteigender Salinität. Außerdem wird die Steigung der Geraden etwas geringer. Bei der Sandsteinprobe sieht das so ähnlich aus (Abb. 6), insgesamt ist die Steigung größer und die konzentrationsabhängigen Änderungen sind geringer.

Sehr gut bekannt ist das Verhalten der Gesteinsleitfähigkeit bei Frequenzen von einigen kHz. Dort wird ein sehr kleiner Imaginärteil gemessen und der Zusammenhang zwischen Elektrolyt- und Gesteinsleitfähigkeit kann durch eine reelle Gleichung korrekt beschrieben werden:

$$\kappa_o = \frac{1}{F} \cdot \kappa_w + \kappa_q$$

F ist der Formationswiderstandsfaktor, eine Geometriegröße. Die konstante Grenzflächenleitfähigkeit κ_q entsteht aufgrund der elektrischen Doppelschicht an der Grenzfläche Flüssigkeit-Gesteinsmatrix (M.Rink, J.R.Schopper 1974). Es sei bemerkt, daß diese elektrische Doppelschicht für das elektrische Verhalten der Gesteine allgemein eine wichtige Rolle spielt. Zur Berück-



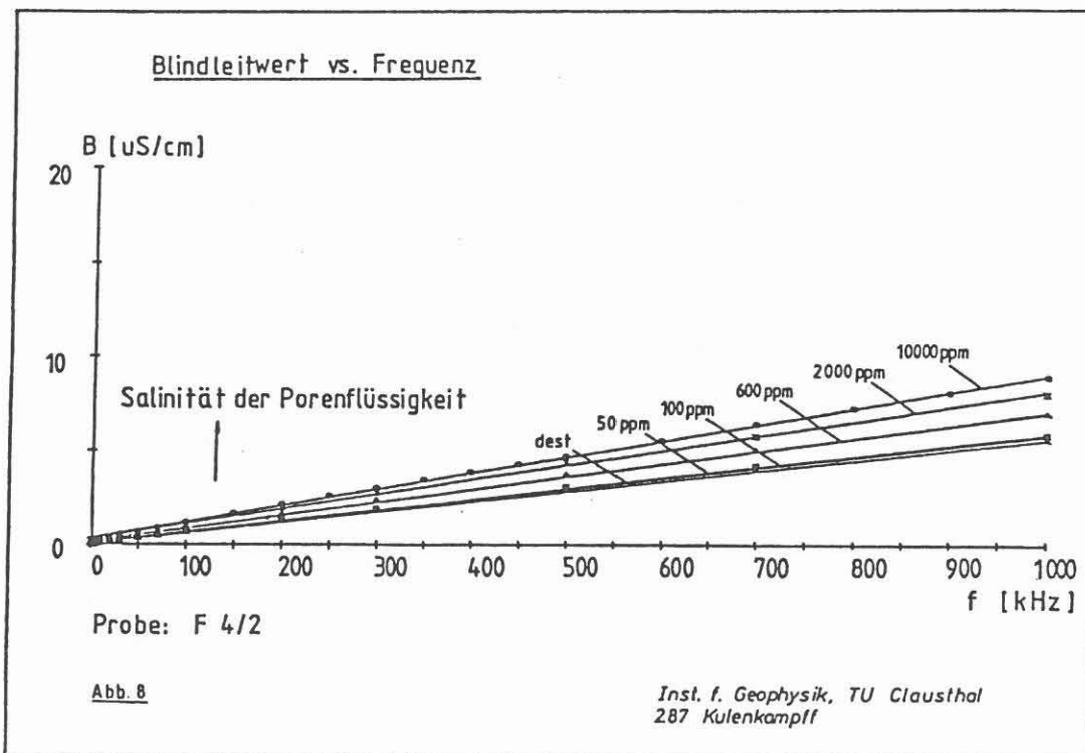
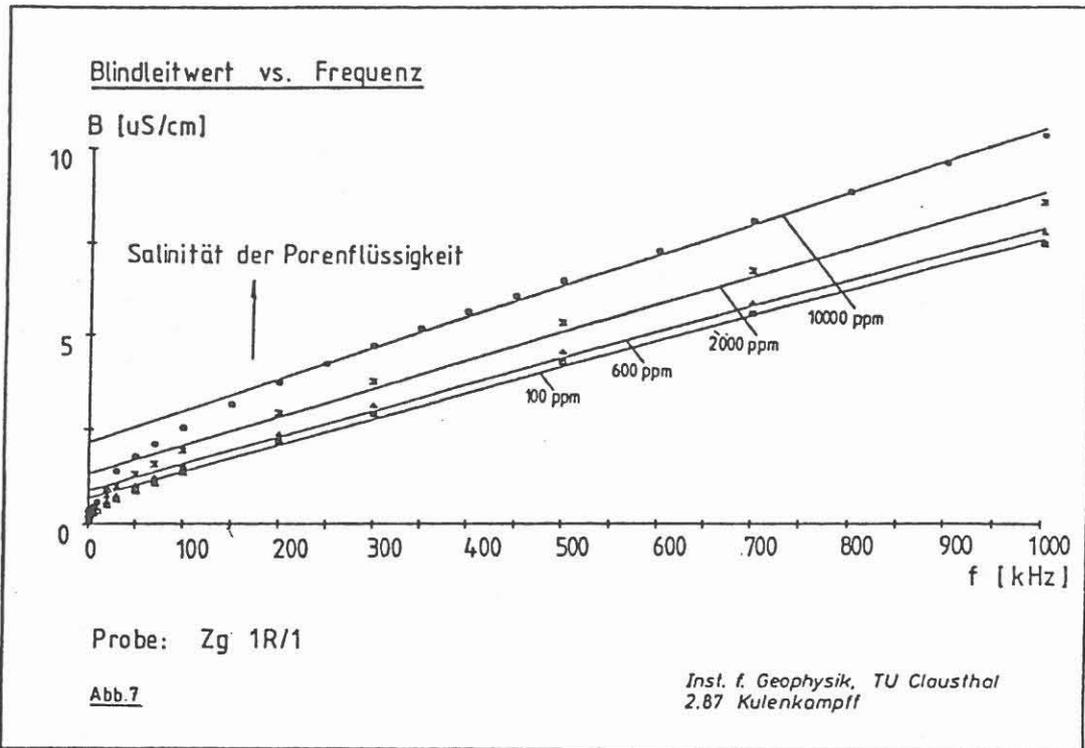
sichtigung der Frequenzabhängigkeit und der Phasenverschiebungen bei höheren Frequenzen müssen komplexe Größen angesetzt werden:

$$\kappa_o^* = \kappa_o' + i \cdot \kappa_o'' = \frac{1}{F^*} \cdot \kappa_w^* + \kappa_q^*$$

Der Term $1/F^* \cdot \kappa_w^*$ beschreibt den Anteil des Elektrolytvolumens an der Probenleitfähigkeit. Der imaginäre Anteil durch die dielektrische Polarisation des Elektrolyten ist bei Frequenzen bis 1 MHz zu vernachlässigen. Außerdem zeigen die Messungen, daß der Imaginärteil der Probenleitfähigkeit nicht der Elektrolytleitfähigkeit proportional ist. Folglich stellt der erste Term das Produkt reeler Größen dar. Der zweite Term, der die Wechselwirkung mit der Gesteinsmatrix beschreibt, ist für den Imaginärteil somit entscheidend, und es ergibt sich im betrachteten Frequenzbereich:

$$\kappa_o^*(\omega) = \frac{1}{F'} \cdot \kappa_w' + \kappa_q'(\omega) + i \cdot \kappa_q''(\omega)$$

Die große Bedeutung des Grenzflächenterms zeigen auch die Bilder von der Frequenzabhängigkeit des Imaginärteils. Es ergeben sich Geraden, deren Steigung einer Kapazität entspricht. Bei der Granitprobe (Abb. 7) nimmt die Steigung mit der Salinität zu. Dies ist bei der Sandsteinprobe (Abb. 8) in geringerem Maße ebenso der Fall. Ein solches Verhalten läßt sich keinesfalls mit einem Volumeneffekt erklären, denn mit steigender Salinität nimmt die Dielektrizitätszahl einer Lösung ab und so auch ihre Kapazität (G.Kortüm 1970). Eine Erklärung ist möglich, wenn die elektrische Doppelschicht betrachtet wird. Von ihr ist bekannt, daß sie mit steigender Salinität starrer und dünner wird, sie nähert sich der Helmholtz- Doppelschicht an. Die stark vereinfachte Modellvorstellung der Doppelschichtdicke als Plattenabstand eines Kondensators zeigt, daß die Kapazität mit ansteigender Salinität zunehmen muß.

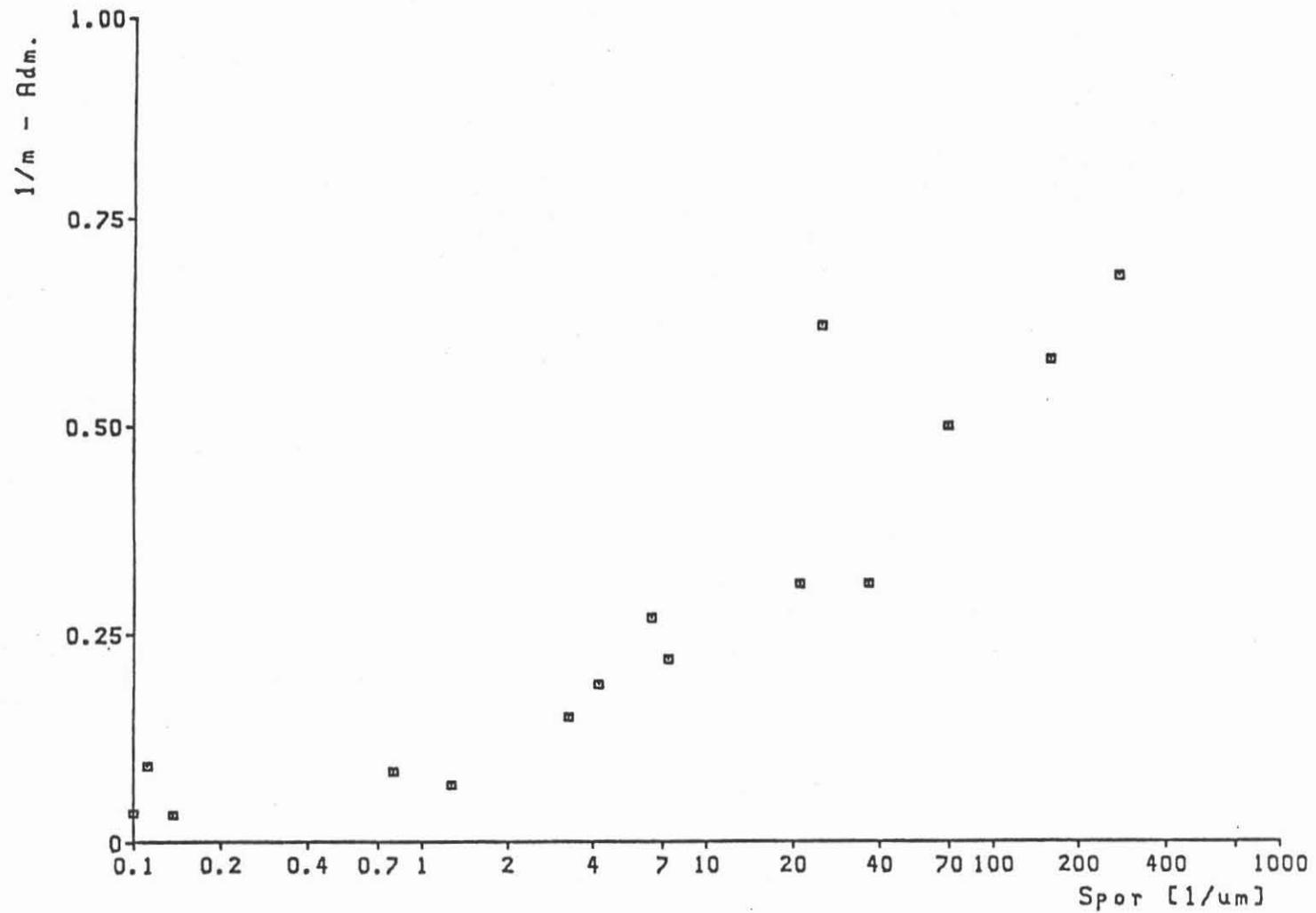


Nicht nur die Salinitätsabhängigkeit der Kapazität, sondern auch die Neigung der Admittanzgeraden kann durch Vorgänge an den Grenzflächen im Innern der Gesteine erklärt werden. Diese Grenzflächen sind fraktale Gebilde mit einer Dimension größer als 2. Zur Zeit werden Theorien entwickelt, die Transportvorgänge in solchen Medien mit Hilfe selbstähnlicher Geometrien beschreiben (A. Le Mehaute, G. Crepy 1983; L. A. Dissado, R. M. Hill 1987). Solche geometrischen Randbedingungen für den Ladungstransport führen zum beobachteten Cole-Cole-Verhalten. Die Theorie besagt nun, daß die fraktale Dimension der Grenzflächen dem Kehrwert der Steigung der Admittanzgeraden proportional ist. Dies dürfte die Erklärung für die deutliche Abhängigkeit zwischen dem Kehrwert dieser Steigung und der auf das Porenvolumen bezogenen inneren Oberfläche sein, die mit der am höchsten auflösenden Methode mittels Stickstoffadsorption (BET) gemessen wurde (Abb. 9).

Abschließend kann man feststellen, daß auch hier, wie bei vielen anderen petrophysikalischen Größen, nicht die Gesteinsmatrix oder der Porenraum allein, sondern auch ihre Wechselwirkung über die innere Oberfläche zur Erklärung der physikalischen Vorgänge wesentlich ist. In diesem Fall spielt sowohl die Geometrie der inneren Oberfläche als auch die an ihr gebildete elektrische Doppelschicht die Schlüsselrolle zur Erklärung der komplexen Leitfähigkeit elektrolytgesättigter Gesteine.

Abb. 9

Steigung der Admittanzgeraden gegen S_{por}^{BET}



Inst. f. Geophysik, TU Clausthal
2.87 Kulenkampf

Literatur:

C.J.F. Böttcher, P. Bordewijk, Theory of Electric Polarization

Amsterdam 1978

L.A. Dissado, R.M.Hill, Solid State Ionics 22(1987)

A.K. Jonscher, J. Mat. Sc. 16(1981)

G. Kortüm, Lehrbuch der Elektrochemie, Weinheim 1970

S.H. Liu, Phys. Rev. Let. 55,5,1985

A.Le Mehaute, G. Crepy, Solid State Ionics 9&10(1983)

M. Rink, J.R. Schopper, RILEM-IUPAC Final Report II, C311(1973)

MAGNETISIERUNGSKURVEN UND HYSTERESE- KENNGRÖßEN VON GRANITEN*

H. Markert

Zusammenfassung

Es werden Messungen der Neukurven und rückläufige Hystereseäste fünf verschiedener Granitproben vorgestellt. Dabei zeigt sich, daß wegen ihres extrem langgestreckten, schmalen und flachen Kurvenverlaufes die Hysterese in Feldern bis zu 900 Oersted nur teilweise angesteuert werden kann. Dennoch sind quantitative Aussagen über zahlreiche Magnetisierungskenngrößen möglich. Die Werte der Sättigungsremanenz liegen, von einer Ausnahme abgesehen, bei 10^{-4} Gauß, jene der Anfangsuszeptibilität bei wenigen 10^{-6} Gauß/Oersted.

Die Messung der anhysteretischen Remanenz ermöglicht die zusätzliche Bestimmung der Scherungsgeraden und der totalen Entmagnetisierungsfaktoren, die ungewöhnlich hohe Werte von bis zu $2,4 \cdot 10^5$ Oersted/Gauß erreichen! Es wird gezeigt, wie sich daraus die Konzentration der magnetisch wirksamen Erzkomponente abschätzen läßt. Die typischen Packungsdichten liegen bei einigen 10^5 .

Es wird darauf hingewiesen, daß die beobachteten Koerzitivkräfte von rund 40 Oersted sehr genau mit jenen synthetischer Silikatgläser übereinstimmen, in denen reiner Magnetit von 3μ Korndurchmesser als Träger der Magnetisierung ausgeschieden worden war. Pseudoeinbereichsverhalten scheint demnach in diesen Graniten vorzuherrschen. Dem entsprechen Abschätzungen der Koerzitivkraft der Remanenz H_{CR} in der Größenordnung von bis zu 84 Oerstedt.

*) Publikation Nr. 4 aus dem "Sonderlabor für Geo- und Archäomagnetismus" auf der Plassenburg über Kulmbach (Oberfranken)

Einleitung

Paläomagnetismus an Graniten wird seit längerem mit Erfolg betrieben, vergl. zum Beispiel F. Heller (1971). Dennoch ist unser Wissen über einfache gesteinsmagnetische Basisdaten der Granite, wie Magnetisierungs- und Hysterese Kenngrößen bis heute erstaunlich gering und gänzlich unzureichend für die Entwicklung einer quantitativen Vorstellung von den magnetischen Eigenschaften und Verhaltensweisen der Vertreter dieser Gesteinsklasse.

Insbesondere scheinen systematischere Untersuchungen dazu beinahe vollständig zu fehlen. Eine Ausnahme, möglicherweise die einzige überhaupt, bildet die ausführliche Arbeit von M. Kopf (1966) über physikalische Eigenschaften granitoider Gesteine. Auch hier wird jedoch lediglich eine magnetische Kenngröße - die mittels eines Wechselstrom-Brückenverfahrens ermittelte Suszeptibilität - an einem allerdings eindrucksvollen Probensatz gemessen und daraus zum Beispiel ihr Größenspektrum bestimmt, vergl. Abb. Nr. 9 der Arbeit von M. Kopf.

Die auftretenden Größenordnungen sind bemerkenswert.

So ergab sich daß der weitaus überwiegende Teil aller untersuchten Proben Suszeptibilitäten von weniger als $40 \cdot 10^{-6}$ Gauß/Oersted aufwies.

Die höchsten gemessenen Werte lagen bei 4000 bis $6000 \cdot 10^{-6}$ Gauß/Oe. Im Regelfall muß man deshalb davon ausgehen, in einem Feld von 1000 Oersted lediglich Magnetisierungen von deutlich weniger als 40 mGauß erzielen zu können. Soll eine derartige Magnetisierungskurve auch nur in Zehn-Oersted-Schritte aufgelöst werden, so bedarf es bereits einer Magnetometer-Empfindlichkeit von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ Gauß. Vermutlich liegt in diesem Umstand der Befund begründet, daß Magnetisierungs- und Hysteresemessungen an Graniten bislang so gut wie nicht vorzuliegen scheinen.

Das Ziel der folgenden Untersuchungen ist es, hier eine erste Abhilfe zu schaffen und einige typische Beispiele von Hysteresekurven und daraus gewonnenen Sätzen von Kenngrößen vorzustellen.

Meßtechnik

Der niedrigen Suszeptibilität der Granite entspricht eine ausserordentlich geringe Konzentration an ferrimagnetischen Erzkörnern. Will man reproduzierbare und verlässliche magnetische Untersuchungen durchführen, so bedarf es daher hinreichend grosser, das Gestein in seinem grobheterogenen Gefüge charakterisierender, repräsentativer Proben. Und es bedarf hoher Magnetfel-

der, denn die geringe Erzkonzentration spiegelt sich in einem extrem hohen inneren - und damit auch in einem sehr großen totalen - Entmagnetisierungsfaktor wider, welcher äußerst flache Hysteresekurven zur Folge hat.

Diese drei Vorgaben, nämlich sehr schwache Magnetisierungen, große Probenvolumina und hohe Meßfeldstärken charakterisieren die typischen experimentellen Schwierigkeiten einer Hysterese-messung an Graniten. Die üblichen und kommerziell erhältlichen Meßanlagen mit hinreichend großem Feldbereich, also "vibrating sample magnetometer" im Felde eines Elektromagneten, oder Squid-Sensoren in der Kombination mit supraleitenden Spulen beschränken jeweils das maximal mögliche Probenvolumen auf Zylinder von 7 mm Länge und 7 mm Durchmesser, also auf nur rund $0,27 \text{ cm}^3$ Meßvolumen! Eine repräsentative Probe sollte aber wenigstens inch- Dimensionen aufweisen, also das etwa 45-fache Volumen von $12,27 \text{ cm}^3$ erreichen. Zudem ist die Empfindlichkeit des "vibrating sample magnetometer" mit rund 10^{-5} Gauß Magnetisierungsauflösung für unverrauschte Messungen schon nicht mehr gut genug.

Als Ausweg bot sich der Rückgriff auf eine früher schon erprobte Meßtechnik an: die Umkehrung des "vibrating sample"-Prinzips zum "Schwingspulen-Magnetometer", vergl. F. M. Wagner und H. Markert (1979). Die damals erzielte Empfindlichkeit von $2 \cdot 10^{-3}$ Gauß reichte zunächst allerdings ebenfalls bei weitem nicht aus. Sie bot jedoch von Anfang an die Möglichkeit, inch-Proben zu untersuchen. Im Laufe der letzten Jahre gelang es, die Empfindlichkeit um drei Zehnerpotenzen auf $2 \cdot 10^{-6}$ zu steigern!

Die erforderlichen hohen Feldstärken wurden, ebenfalls in Anleh-

nung an die Arbeit von F. M. Wagner und H. Markert (1979), mit Hochfeld-Helmholtzspulen erzeugt. Eine Rechner-gesteuerte Stromversorgung von maximal 30 Ampere und 4,5 kWatt erlaubte Hysterese-messungen bis zu Feldern von etwa 1000 Oersted.

Außerdem stand eine 50 Hz-Wechselfeld-Abmagnetisierungsanlage zur Verfügung. Mit ihr konnten Feldamplituden von bis zu 2360 Oersted erzeugt und bei Überlagerung schwacher Gleichfelder an-hysteretische Magnetisierungszustände aufgebaut werden. Die zu-gehörigen anhysteretischen Remanenzen ließen sich mit einem Spinner-Magnetometer der Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-7}$ Gauß in der üblichen Weise registrieren.

Meßergebnisse und Auswertung

Zunächst zeigt die Abb. 1 die Neukurve und den rückläufigen Ast der Hystereseurve einer Basaltprobe aus Island. Dabei handelt es sich um eine nicht voll bis in die magnetische Sättigung aus-gesteuerte, in ihrer Gestalt und in der Größenordnung ihrer Kenn-werte jedoch typische Magnetisierungskurve. Sie soll für die fol-genden Granit-Ergebnisse als Vergleichsstandard gelten. Die Sche-rungsgerade wurde als Nullpunktstangente der Wechselfeld-ideali-sierten Magnetisierungskurve aus der Messung der anhysteretischen Magnetisierung AM gewonnen.

Die Abb.2 enthält dann die Neukurve und den absteigenden Hystere-seast einer Granitprobe aus dem Megalithgrab bei Tarbek nahe Schleswig. Wegen des außerordentlich gestreckten Kurvenverlaufes und der absolut wie relativ sehr kleinen Remanenz ist ein Aus-

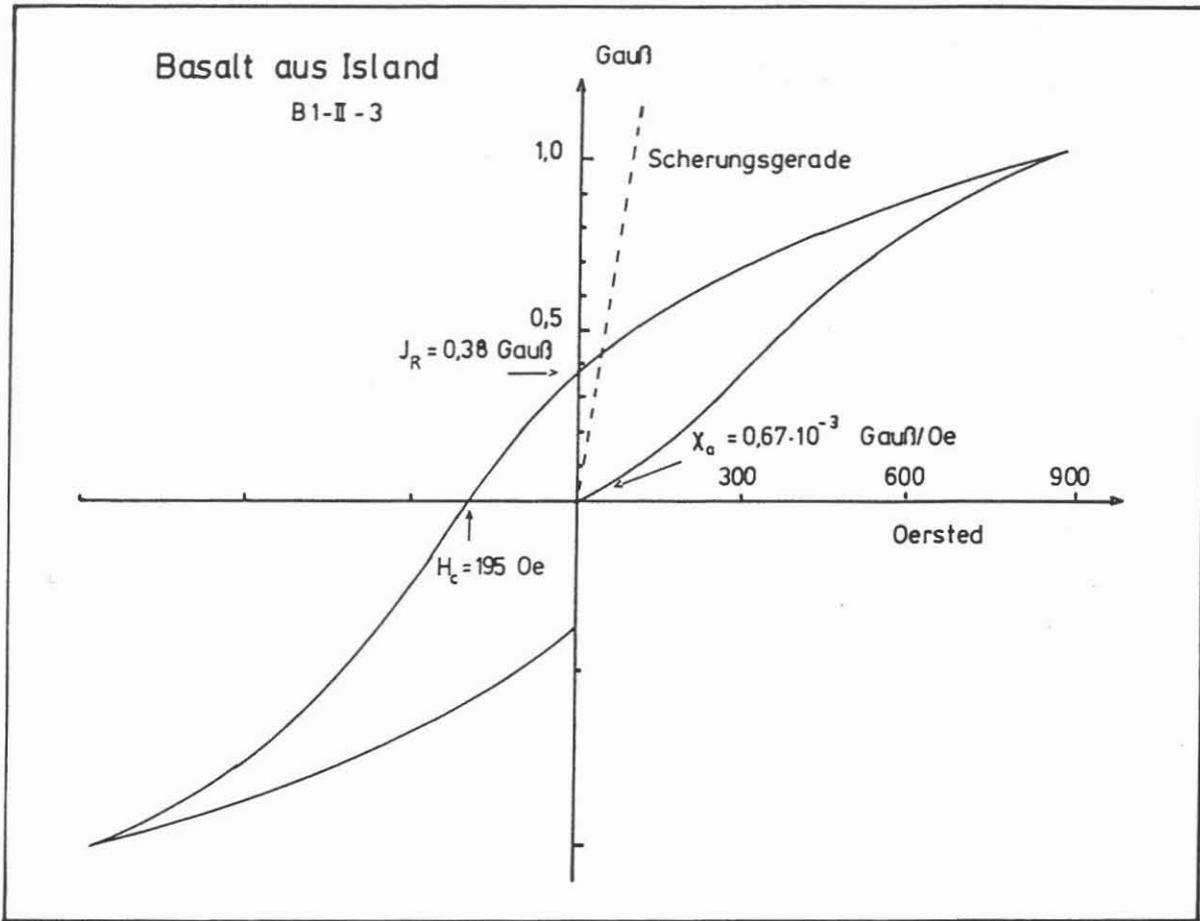


Abb.1 : Neukurve und rückläufiger Hystereseast einer Basaltprobe aus Island. Die kurvenform und die Größenordnung der magnetischen Daten sind für zahlreiche Basaltvorkommen typisch.

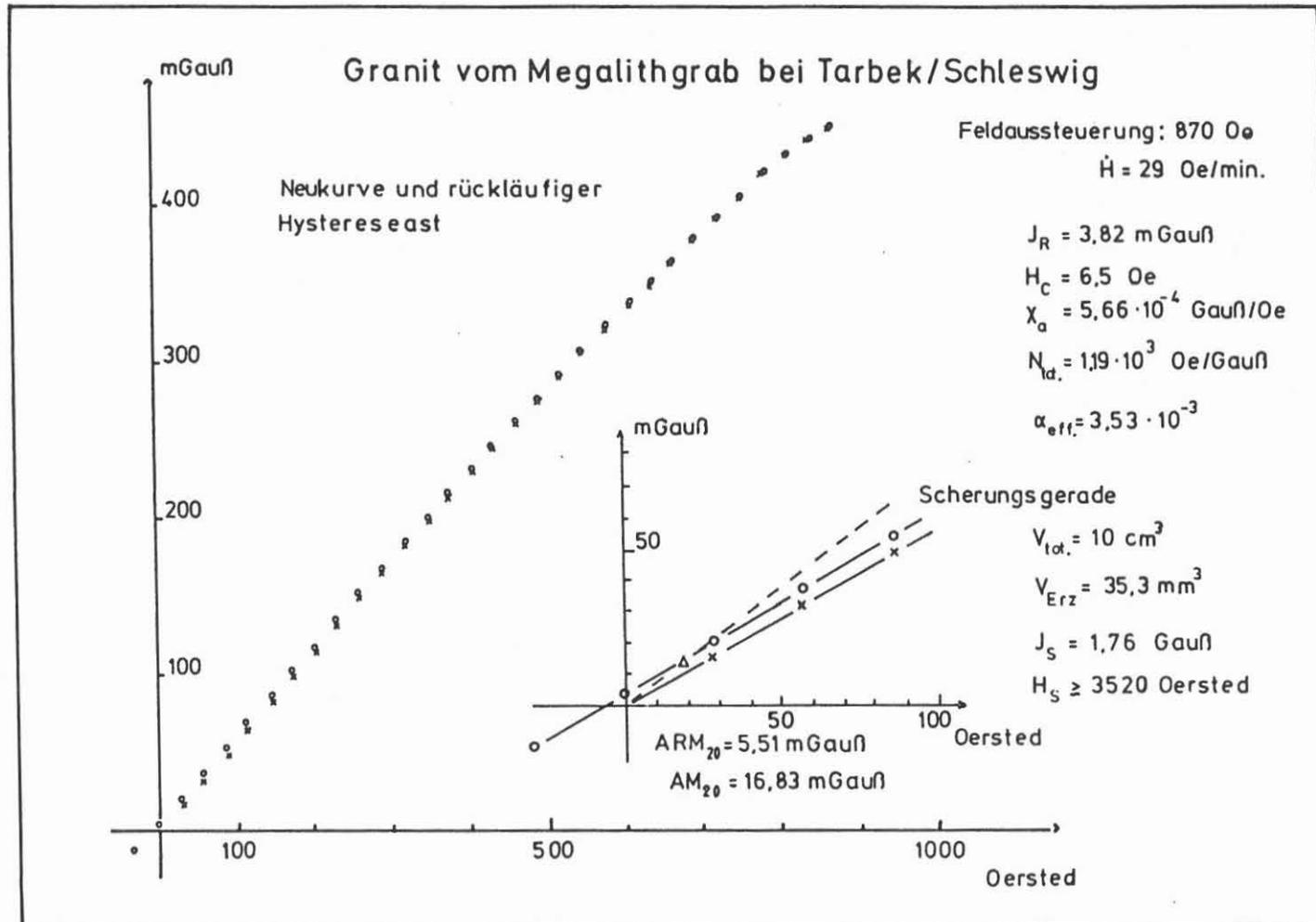


Abb. 2: Neukurve und rückläufiger Hystereseast einer Granitprobe vom Megalithgrab bei Tarbek nahe Schleswig. Der Ordinatenmaßstab des Nullpunktsausschnittes ist gegenüber dem der Abb. 1 zehnfach gedehnt. Die anhysteretische Magnetisierung AM_{20} ist durch ein Dreieckssymbol gekennzeichnet. Weitere Einzelheiten sind im Text erläutert.

schnitt um den Ursprung vergrößert herausgezeichnet. Man beachte den gegenüber Abb.1 erheblich geänderten Ordinatenmaßstab! Es lassen sich unmittelbar die Werte für die Remanenz, die Koerzitivkraft und die Anfangssuszeptibilität ablesen. Sie sind am rechten Bildrand aufgeführt.

Aus der im Gleichfeld von 20 Oersted erzeugten und im Spinnermagnetometer gemessenen anhysteretischen remanenten Magnetisierung $ARM_{20} = 5,51$ mGauß kann durch lineare Extrapolation mit χ_a die anhysteretische Magnetisierung AM_{20} in guter Näherung zu 16,83 mGauß bestimmt werden. Sie definiert die Scherungsgerade.

Die reziproke Steigung der Scherungsgeraden wiederum ergibt den totalen Entmagnetisierungsfaktor $N_{tot.}$. Seine Struktur lautet nach E. Kneller (1962) :

$$N_{tot.} = N_g + N_k \cdot \left[\frac{1}{\alpha_{eff.}} - 1 \right] . \quad (1)$$

Darin bedeuten: N_g den geometrischen Entmagnetisierungsfaktor der gesamten Probe; N_k den geometrischen Entmagnetisierungsfaktor der näherungsweise als kugelförmig anzunehmenden Erzkörner der Matrix; $\alpha_{eff.}$ schließlich die Packungsdichte der effektiven, nicht superparamagnetischen Erzkomponente.

Für einen inch-Zylinder mit dem Achsenverhältnis 1:1 folgt nach R. M. Bozorth (1968) : $N_g = 0,27 \cdot 4 \pi$ (im cgs-System). N_k für näherungsweise kugelförmige Teilchen beträgt nach E. Kneller (1962) : $N_k = 4 \pi / 3$. Damit kann die Packungsdichte der effektiven Erzkomponente abgeschätzt werden:

$$\alpha_{\text{eff.}} = \frac{1}{0,239 \cdot N_{\text{tot.}} - 0,19} \quad (2)$$

Die Werte für $N_{\text{tot.}}$ und $\alpha_{\text{eff.}}$ sind in Abb. 2 ebenfalls angegeben. Mit Hilfe der Packungsdichte folgt aus dem gesamten Probenvolumen von 10 cm^3 ein effektives Erzvolumen von $35,3 \text{ mm}^3$.

Unterstellt man, daß es sich bei der magnetisch effektiven Erzkomponente ganz überwiegend um Magnetit handelt, so ergibt sich eine Sättigungsmagnetisierung J_s der Probe von 1,76 Gauß.

Da das Verhältnis der Sättigungsfeldstärke H_s zur Aussteuerung von 900 Oersted in Abb.2 wegen des flacher werdenden Kurvenverlaufes größer sein muß, als das Verhältnis der Sättigungsmagnetisierung J_s zu dem in Abb.2 erreichten Magnetisierungs-Spitzenwert von 450 mGauß, folgt ferner: $H_s \geq 3520$ Oersted.

In den Abbildungen 3, 4 und 5 sind die teilweise ausgesteuerten Hysteresekurven dreier weiterer Granitproben dargestellt. Die Auswertung erfolgte in der soeben anhand der Abb.2 erläuterten Weise. Man beachte den gegenüber der Ausschnittsvergrößerung aus Abb.2 nochmals um etwa den Faktor 50 gedehnten Ordinatenmaßstab!

Diskussion

Der auf den ersten Blick wohl auffälligste Befund der vorgestellten Messungen ist der extrem schmale, langgestreckte und flache Verlauf der Hysteresekurven der Granite. Bezogen auf den Maßstab der Abbildung 1 verschwinden die Hysteresekurven der Abbildungen

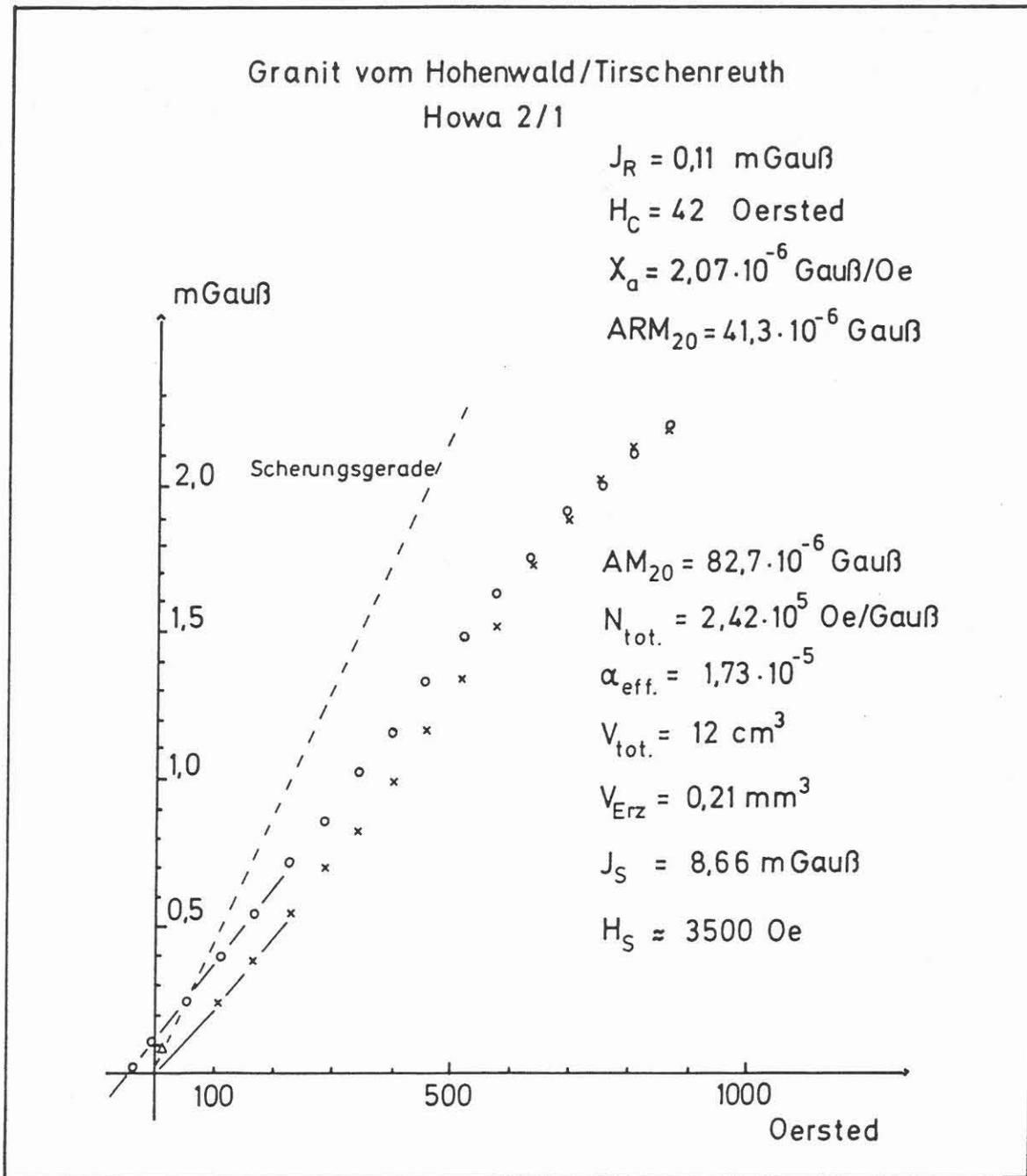


Abb.3 : Neukurve und rückläufiger Hystereseast einer Granitprobe vom Hohenwald bei Tirschenreuth. Der Ordinatenmaßstab ist gegenüber demjenigen der Abb.1 um den Faktor 1000 gedehnt! Alle Symbole haben die gleiche Bedeutung wie in Abb.2 .

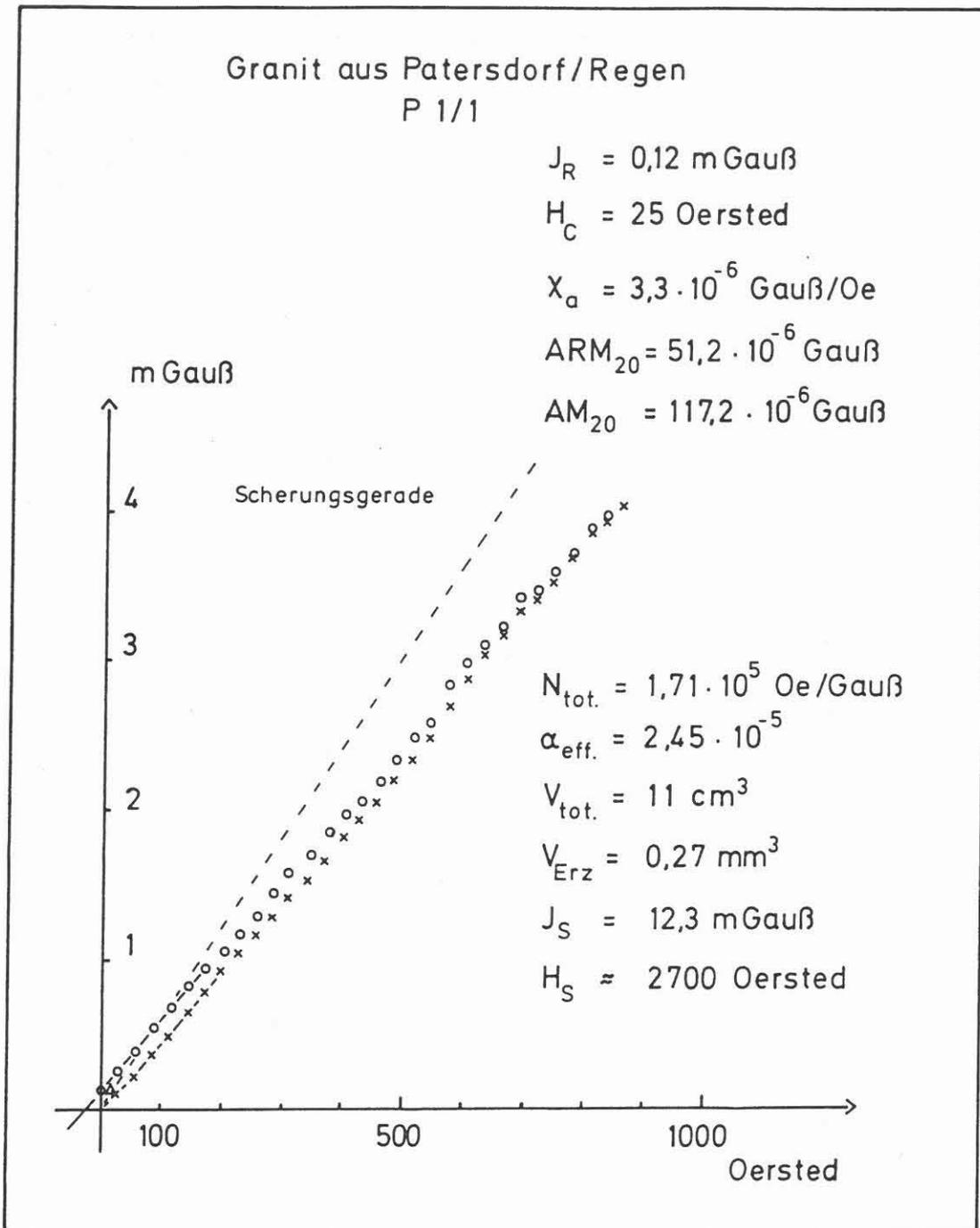


Abb.4 : Neukurve und rückläufiger Hystereseast einer Granitprobe aus Patersdorf bei Regen / Bayer. Wald. Der Ordinatenmaßstab ist gegenüber demjenigen der Abb.1 um den Faktor 500 gedehnt. Die Bedeutung der Symbole ist die Gleiche wie in Abb.2 .

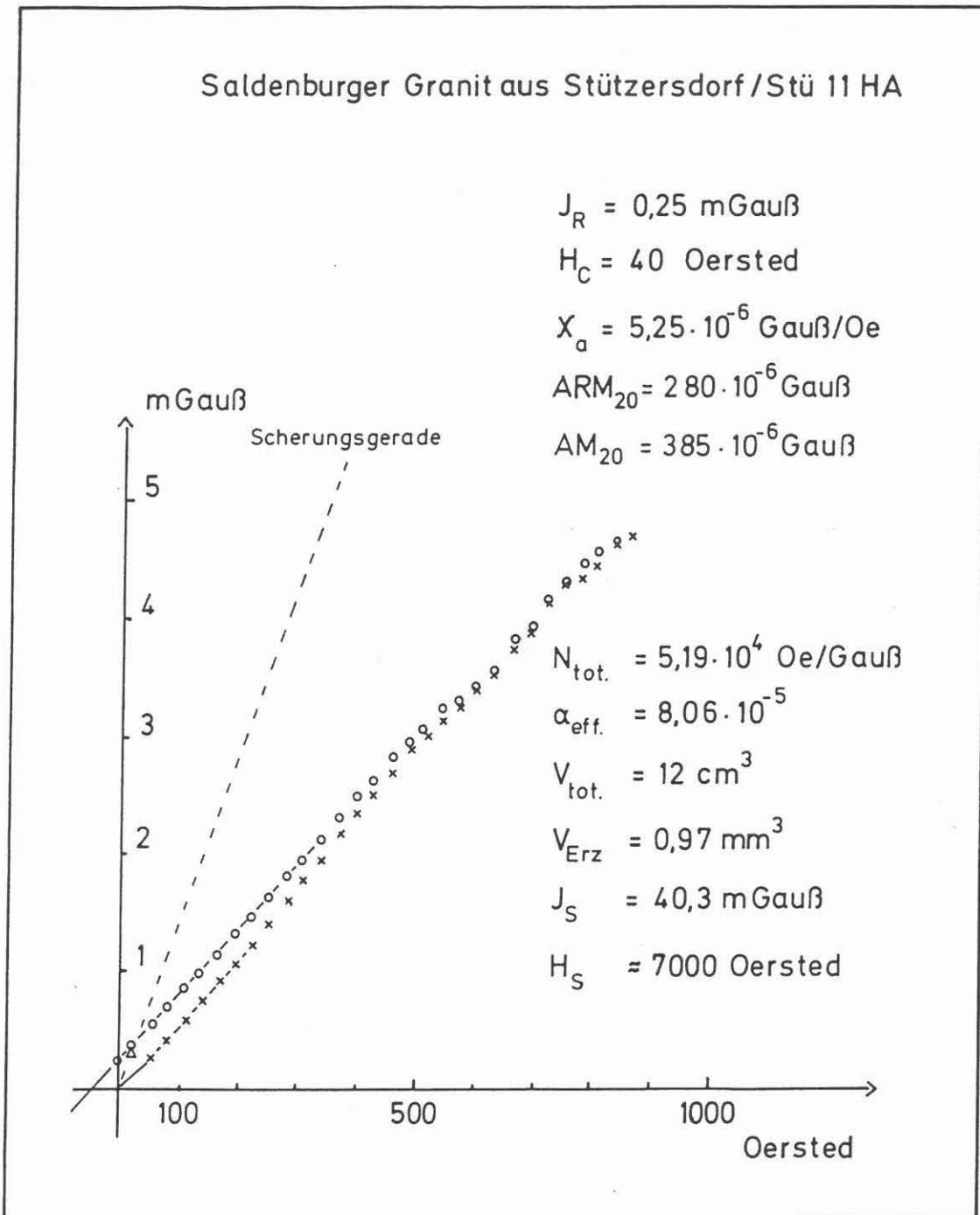


Abb.5 : Neukurve und rückläufiger Hystereseast einer Granitprobe aus Stützersdorf im Bayer. Wald. Der Ordinatenmaßstab ist gegenüber demjenigen aus Abb.1 um den Faktor 400 gedehnt. Die Bedeutung der Symbole ist die Gleiche wie in den vorausgehenden Abbildungen 2 bis 4 .

3, 4 und 5 vollständig innerhalb der Strichbreite der Abszissenachse!

Daraus resultieren die schon angedeuteten meßtechnischen Schwierigkeitsgrade. Auch die direkte Beobachtung der Erzkörner im Licht- oder Rasterelektronenmikroskop ist wegen der geringen Packungsdichten sehr mühselig. Denn angenommen, es handle sich etwa im Falle der Granitprobe vom Hohenwald, Howa 2/1, der Einfachheit halber um würfelförmige Erzkristallite von 2μ Kantenlänge. Dann finden sich auf einer Anschliff-Fläche von 1 cm^2 überhaupt nur ca. 437 derartige Kristallite. Ihr mittlerer Abstand beträgt 478μ . Wegen ihrer Kleinheit benötigt man 1000fache Vergrößerung. Hat dann der Bildschirm eines Rasterelektronenmikroskops die Abmessung $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, der beobachtete Probenausschnitt also die Fläche von $100 \mu \times 100 \mu$, so beträgt die Wahrscheinlichkeit, darauf ein derartiges Erzkorn anzutreffen, nur $W = 1 : 22,86 = 0,044$.

So wird verständlich, daß es trotz langer Suche nur einmal gelang, ein Erzkorn im Rasterelektronenmikroskop nachzuweisen und mit Hilfe der Mikrosondenanalyse als reinen Magnetit zu identifizieren.

Dennoch lassen sich anhand der gemessenen Koerzitivkräfte einige auch paläomagnetisch interessierende Aussagen machen: nach H.-U. Worm und H. Markert (1987) erreichen synthetische Silikatgläser mit Magnetitausscheidungen von 3μ Korndurchmesser Koerzitivkräfte um 40 Oersted. Sie kennzeichnen zudem die für den Übergang vom Viel- zum Pseudoeinbereichsverhalten der Magnetite charakteristische kritische Teilchengröße.

Im Umkehrschluß folgt demnach, daß insbesondere die Proben Howa 2/1 und Stu 11 HA Pseudoeinbereichs-Magnetitkörner enthalten sollten. Ihre paläomagnetisch relevante Stabilität ergibt sich dann aus der Koerzitivkraft der Remanenz H_{cR} , welche ein Maß für die zur Abmagnetisierung der isothermalen Sättigungsremanenz erforderliche Feldstärke darstellt. Der Zusammenhang mit der Koerzitivkraft H_c lautet:

$$H_{cR} = H_c \cdot \left[1 + \frac{N \cdot \chi_a}{1 - N \cdot \chi_a} \right]. \quad (3)$$

Darin ist N der totale Entmagnetisierungsfaktor und χ_a die Anfangssuszeptibilität der ungescherten Neukurve.

Schätzt man aus (3) die Koerzitivkraft der Remanenz H_{cR} etwa für die Granitprobe vom Hohenwald, Howa 2/1, ab, so ergibt sich immerhin ein Wert von $H_{cR} = 84,2$ Oersted. Er kennzeichnet die Größenordnung der 'Halbwertsbreite' der entsprechenden Wechselfeld-Abmagnetisierungskurve und läßt die paläomagnetische Verwendbarkeit solcher Granite verständlich werden.

Einen Überblick über alle Daten dieser Untersuchung gibt die Tabelle 1 .

	Granit vom Megalithgrab bei Tarbek MGTB 86/VII - 1b	Granit vom Hohenwald/Tirschenreuth Howa 2/1	Granit vom Blauberg/Cham Bla 7/1	Granit aus Pattersdorf/Regen P 1/1	Granit aus Stützersdorf/Bayer. Wald Stü 11 HA
Remanenz J_R [mGauß]	3,82	0,11	0,08	0,12	0,25
Koerzitivkraft H_C [Oersted]	6,5	42	25	25	40
Koerzitivkraft der Remanenz H_{CR} [Oersted]	19,92	84,16	53,10	57,34	54,95
Anfangsuszept. χ_a [Gauß/Oe]	$5,66 \cdot 10^{-4}$	$2,07 \cdot 10^{-6}$	$2,10 \cdot 10^{-6}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$5,25 \cdot 10^{-6}$
Anhyst. Remanenz ARM_{20} [Gauß]	$5,51 \cdot 10^{-3}$	$41,3 \cdot 10^{-6}$	$37,3 \cdot 10^{-6}$	$51,2 \cdot 10^{-6}$	$280 \cdot 10^{-6}$
Anhyst. Magnet. AM_{20} [Gauß]	$16,83 \cdot 10^{-3}$	$82,7 \cdot 10^{-6}$	$79,3 \cdot 10^{-6}$	$117,2 \cdot 10^{-6}$	$385 \cdot 10^{-6}$
Entmagnet. Fakt. $N_{tot.}$ [Oe/Gauß]	$1,19 \cdot 10^3$	$2,42 \cdot 10^5$	$2,52 \cdot 10^5$	$1,71 \cdot 10^5$	$5,19 \cdot 10^4$
Packungsdichte $\alpha_{eff.}$	$3,53 \cdot 10^{-3}$	$1,73 \cdot 10^{-5}$	$1,66 \cdot 10^{-5}$	$2,45 \cdot 10^{-5}$	$8,06 \cdot 10^{-5}$
Probenvolumen V [cm ³]	10	12	13	11	12
Erzvolumen V_{Erz} [mm ³]	35,3	0,21	0,22	0,27	0,97
Sättigungsmagnet. J_S [mGauß]	1760	8,66	8,30	12,3	40,3
Sättigungsfeld H_S [Oersted]	3520	3500	2600	2700	7000

Tabelle 1: Zusammenstellung aller Einzeldaten aus den Abbildungen 2 bis 5, ergänzt durch die gemäß Gl. (3) abgeschätzten Werte für die Koerzitivkraft der Remanenz H_{CR} .

Danksagung

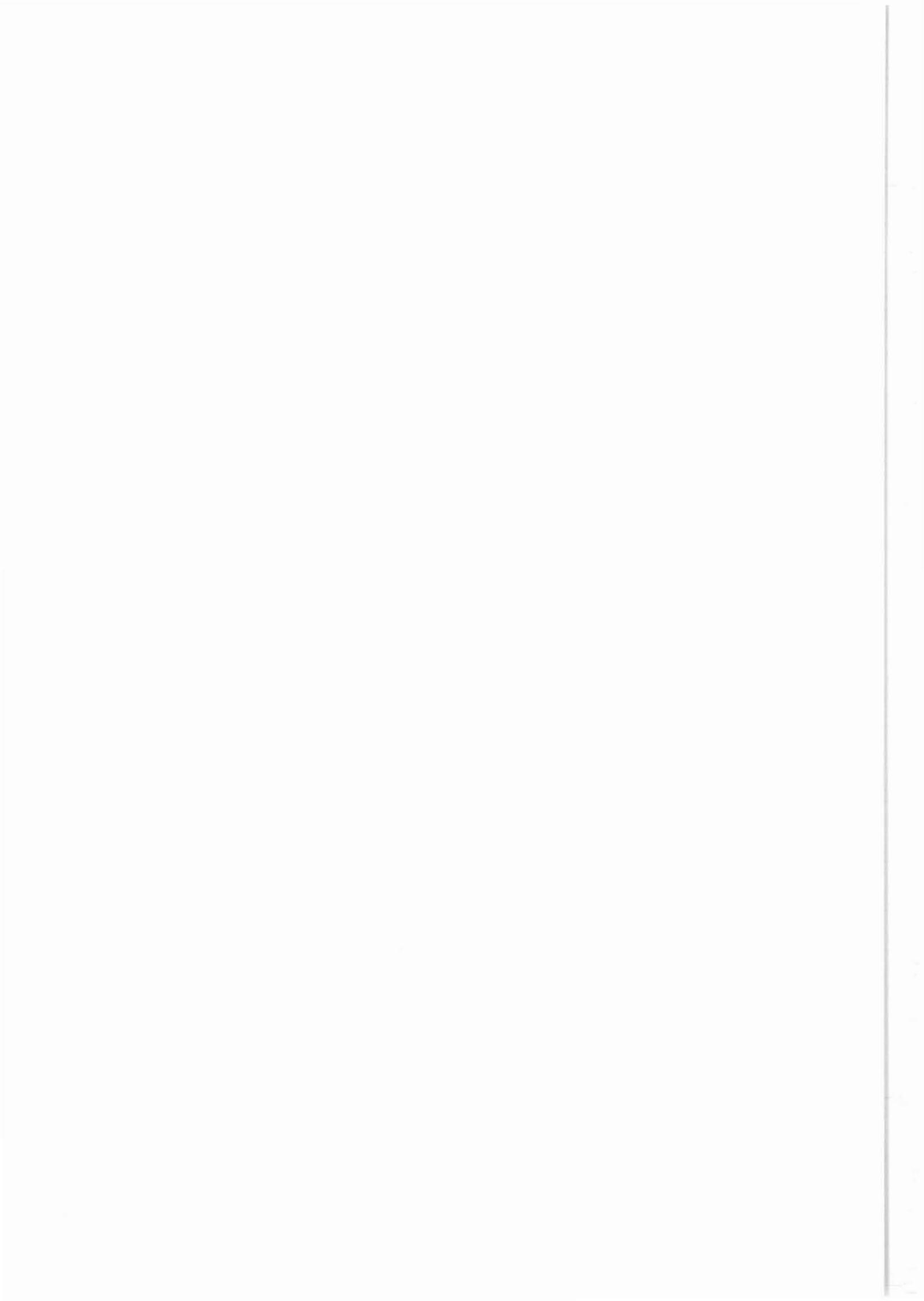
Für die Bohrerlaubnis am Megalithgrab von Tarbek sowie für zahlreiche wertvolle Hilfestellungen sei dem Ltd. wiss. Direktor des 'Landesamtes für Vor- und Frühgeschichte von Schleswig-Holstein', Herrn Dr. J. Reichstein herzlich gedankt.

Die Oberpfälzer Granitproben wurden freundlicherweise von Herrn Prof. Dr. K. Schäfer, Universität Bayreuth, zur Verfügung gestellt. Die Probe Stu 11 HA stammt von Herrn Dr. F. Heller, Geophysikalisches Institut der ETH Zürich, dem hierfür wie für anregende Diskussionen ebenfalls vielmals gedankt sei. Schließlich hat sich Herr cand. phys. H. Bittermann um die sorgfältige Probenpräparation verdient gemacht.

Die vorgestellten Messungen wären nicht möglich geworden ohne die großzügige Unterstützung des apparativen Ausbaues des 'Sonderlabors' durch die Stiftung Volkswagenwerk.

Literatur

- F. Heller: "Remanent magnetization of the Bergell granite"
Z. Geophys. (Germany), Bd. 37, Nr. 3, Seite
557-571 (1971)
- M. Kopf: "Die Untersuchung physikalischer Eigenschaften
von granitoiden Gesteinen als neue Methode der
Granitforschung"
Beiheft Nr.53 zur Zeitschrift Geologie, Jahrgang
15, Seite 1-135 (1966)
- F. M. Wagner und H. Markert: "Reactivation of the magnetic
aftereffect of Nickel single crystals by means
of plastic deformation"
Acta Metallurgica, Bd. 27, Seite 951-957 (1979)
- E. Kneller: "Ferromagnetismus"
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg
(1962)
- R. M. Bozorth: "Ferromagnetism"
D. Van Nostrand Company, Inc.,
Princeton / New Jersey
Toronto, London, Melbourne (1968)
- H.-U. Worm und H. Markert: "Magnetic hysteresis properties
of fine particle titanomagnetites precipitated in
a silicate matrix"
Erscheint demnächst in Physics of the Earth and
Planetary Interiors



DRUCKEINFLÜSSE AUF DIE PERMEABILITÄT

W. Debschütz, J. R. Schopper

Zusammenfassung

Die Permeabilität als gesteinspezifische Größe läßt sich nur dann eindeutig ermitteln, wenn alle Einflußgrößen auf den im Labor gemessenen Permeabilitätswert korrigiert werden. Dabei erhält man durch die Korrektur weitere charakteristische Gesteinsparameter, die eine Verknüpfung zwischen den Einflußgrößen auf die Permeabilität und der inneren Struktur des Gesteins herstellen.

In der Überlagerungsdruckabhängigkeit von Permeabilität und KLINKENBERG-Konstante sind weitere Merkmale der inneren Porenraumstruktur enthalten, deren Interpretation jedoch bis heute noch nicht endgültig möglich ist. Besonders die Druckabhängigkeit bedarf weiterer Untersuchungen. Hier wäre besonders die Messung der Porosität und der porenraum-spezifischen inneren Oberfläche unter entsprechendem Überlagerungsdruck sicherlich hilfreich, allerdings gibt es bis heute zumindest für die Oberflächenmessung keine Methode, die eine Messung unter simulierter Auflast gestattet.

Die Untersuchungen der Einflüsse des lithostatischen Drucks haben besondere Bedeutung für die Praxis, wenn von Labor-messungen auf die Permeabilität in situ geschlossen werden soll. Man beachte, daß es dabei unzulässig ist, mit konstantem KLINKENBERG-Faktor zu rechnen. Dieser kann unterschiedlich stark gegensinnig, aber sogar gleichsinnig mit der Permeabilität variieren. Eine Extrapolation auf in situ-Bedingungen ist also sehr problematisch.

Die Permeabilität ist eine der wichtigsten petrophysikalischen Größen. Zur eindeutigen Bestimmung der Gesteinspermeabilität reicht es jedoch nicht aus, nur einen Permeabilitätswert zu messen, da die Messung dann nur bei genau einem Überlagerungsdruck, genau einem Porendruck und bei genau einer Strömungsgeschwindigkeit stattfindet. Alle drei Größen beeinflussen jedoch direkt den so gemessenen Permeabilitätswert. Will man also eine vergleichbare, gesteinspezifische Permeabilität bestimmen, ist es notwendig, alle meßtechnischen Einflüsse zu korrigieren. Andererseits sollte der Einfluß obiger Größen durch die Bestimmung weiterer Konstanten verifiziert werden, um so die Möglichkeit zu haben, die Permeabilität eines Gesteins für beliebige Randbedingungen aus den Labormessungen bestimmen zu können.

Bevor jedoch auf die einzelnen Einflußgrößen direkt eingegangen wird, soll an dieser Stelle zunächst, zur Erinnerung, die Definition der Permeabilität nach D'ARCY vorangestellt werden.

Bei der Durchströmung eines Gesteins mit einer inkompressiblen Flüssigkeit gilt für das pro Zeiteinheit durch die Probe fließende Volumen folgender Zusammenhang :

$$\frac{V}{t} = \frac{A \cdot k}{\eta \cdot l} \cdot (P_1 - P_2)$$

mit:

- $\frac{V}{t}$ = Durchflußvolumen pro Zeiteinheit
- A, l = Querschnitt, Länge der Probe
- η = Viskosität des strömenden Mediums
- P_1, P_2 = Drücke an den Stirnflächen der Probe

Wird bei der Messung statt einer inkompressiblen Flüssigkeit ein kompressibles Gas verwendet, muß die D'ARCY-Gleichung dahingehend erweitert werden, daß die Kompressibilität des Gases bei der Auswertung berücksichtigt wird. Bei der Messung des Volumenstromes unter normalem Luftdruck P_1 folgt so für die D'ARCY-Gleichung :

$$\frac{V}{t} = \frac{A \cdot k}{\eta \cdot l} \cdot (P_1 - P_2) \cdot \frac{(P_1 + P_2)}{2} \cdot \frac{1}{P_1}$$

mit: $\frac{P_1 + P_2}{2}$ = mittlerer Porendruck

P_1 = Luftdruck (Druck der Volumenstrommessung)

Für Gase ergibt sich aber noch eine weitere Änderung, da Gase beim Durchfluß durch Kapillaren ein anderes Strömungsverhalten zeigen als Flüssigkeiten. Während bei Flüssigkeiten, im Fall laminarer Strömung, die Geschwindigkeit an der Kapillarwand verschwindet, ist die Geschwindigkeit eines Gases > 0 . Physikalisch bedeutet dies, daß der laminaren Strömung eine Diffusionsbewegung überlagert ist. Die gemessene Gaspermeabilität ist also größer, als die entsprechende Flüssigkeitspermeabilität. Um die Permeabilität als gesteinspezifische, vom Strömungsmedium unabhängige Größe zu erhalten, muß die Gaspermeabilität korrigiert werden.

Zwischen der gemessenen Permeabilität und der "wahren" Permeabilität existiert nach KLINKENBERG der folgende Zusammenhang :

$$k_a = k_t \cdot \left(1 + \frac{\alpha}{P}\right)$$

mit: k_a = scheinbare Permeabilität (Meßwert)
 k_t = wahre Permeabilität
 α = KLINKENBERG-Konstante
 P = mittlerer Porendruck

Weiter gilt :

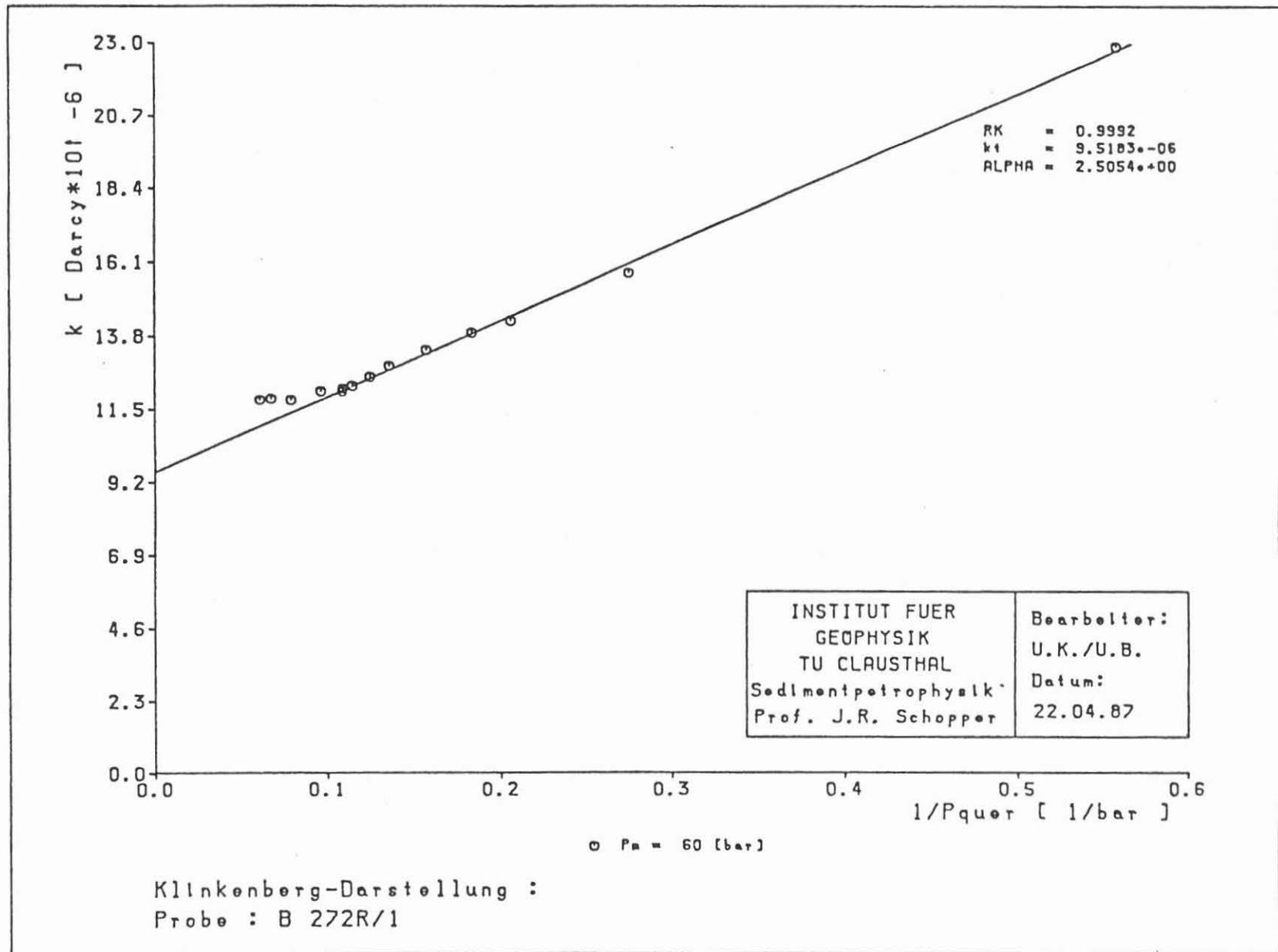
$$\frac{\alpha}{P} = \frac{4 \cdot c \cdot \lambda}{R}$$

mit: c = Proportionalitätsfaktor (≈ 1)
 λ = mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle
 R = effektiver hydraulischer Radius

Für die KLINKENBERG-Korrektur ist es also notwendig, mehrere Permeabilitätswerte für verschiedene mittlere Porendrucke zu messen und diese Werte linear gegen den Kehrwert des mittleren Porendrucks aufzutragen. In dieser Darstellung (Abb. 1) erhält man nun alle Messwerte auf einer Geraden, deren Achsenabschnitt die wahre Permeabilität k_t ergibt. Der Quotient aus Steigung und Achsenabschnitt liefert die KLINKENBERG-Konstante α . Die KLINKENBERG-Konstante, die im wesentlichen den reziproken effektiven hydraulischen Radius repräsentiert, wächst im allgemeinen mit abnehmender Permeabilität.

An dieser Stelle soll nun kurz auf die technische Durchführung der Messung eingegangen werden. Während der Messung befindet sich die Probe in einer Gummimanschette in einer triaxialen HASSLER-Zelle (Abb. 2), in der die Gummimanschette und der Hinterdruckstempel mit dem Druck P_M an die Probe angepreßt werden. Der Druck ist einerseits notwendig, um Randflüsse zu vermeiden, simuliert jedoch andererseits einen lithostatischen Druck auf die Probe. Der Differenzdruck über der Probe wird dadurch erzeugt, daß auf die eine Probenstirnfläche ein konstanter Überdruck P_1 wirkt, während die rückwärtige Stirnfläche unter äußerem Luftdruck $P_2 = P_1$ verbleibt. Durch Änderung des Vorderdrucks können so verschiedene Porendrucke, wie sie für die KLINKENBERG-Korrektur notwendig sind, erzeugt werden.

Abb. 1: KLINKENBERG-Darstellung für eine Sandstein-Probe



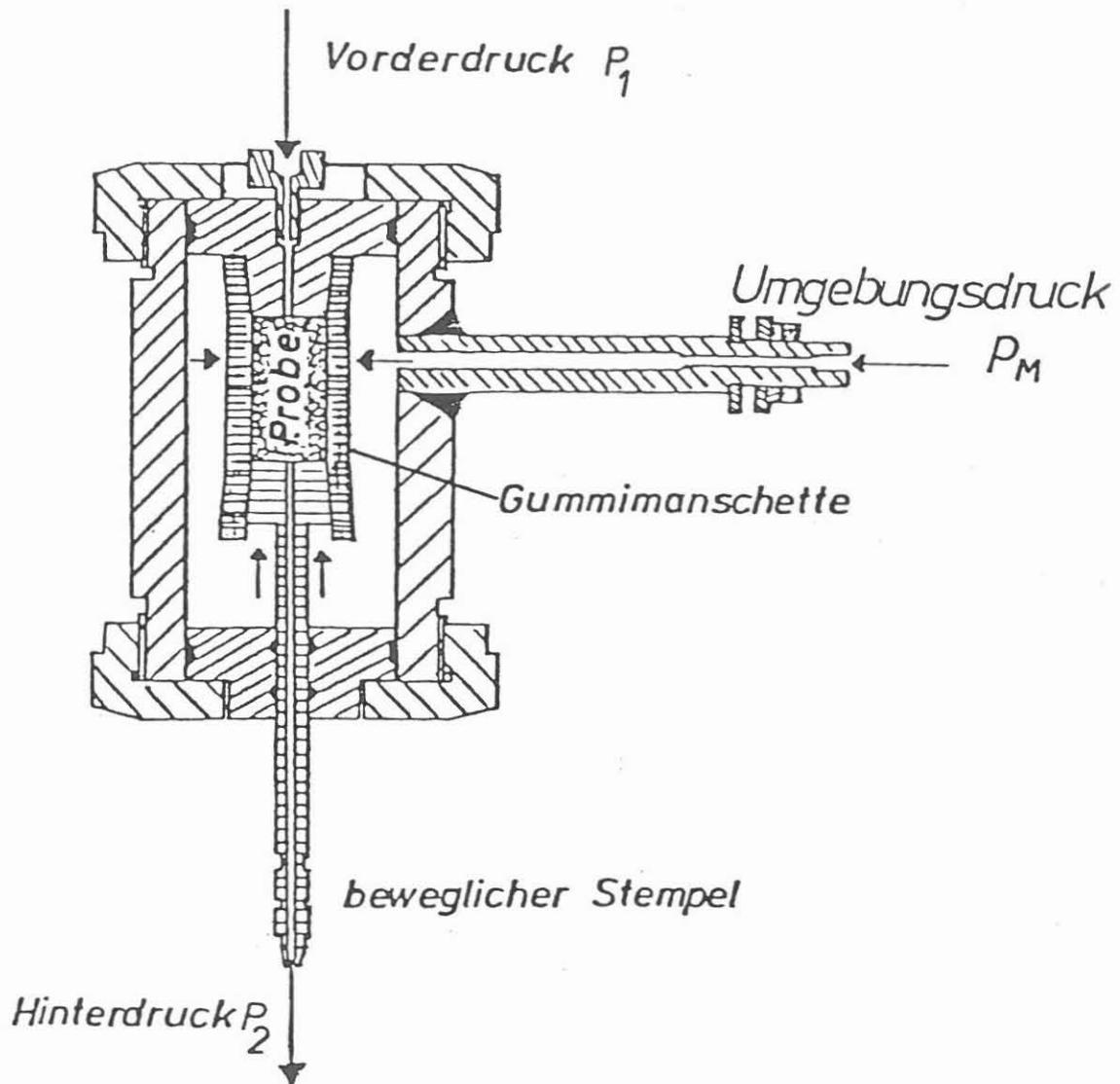


Abb. 2: Schematische Darstellung der triaxialen HASSLER-Zelle für Permeabilitätsmessungen

Diese Art der Messung bewirkt jedoch auch eine Variation des Differenzdrucks, und damit eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit, mit zunehmendem mittleren Porendruck. Nun gibt es jedoch, individuell für jedes Gestein, eine Strömungsgeschwindigkeit, ab der außer den viskosen Kräften zusätzlich Trägheitskräfte einen wesentlichen Einfluß bekommen. Dies äußert sich in der KLINKENBERG-Darstellung durch eine überproportionale Abnahme der Permeabilität gegenüber der ausschließlich porendruckabhängigen Abnahme der Permeabilität (Abb. 3a).

Auch hier ist eine Korrektur möglich, indem man den Kehrwert der Permeabilität linear über der Fließgeschwindigkeit aufträgt (Abb. 3b). Nach FORCHHEIMER erhält man hierbei eine Gerade, die durch folgende Gleichung beschrieben werden kann :

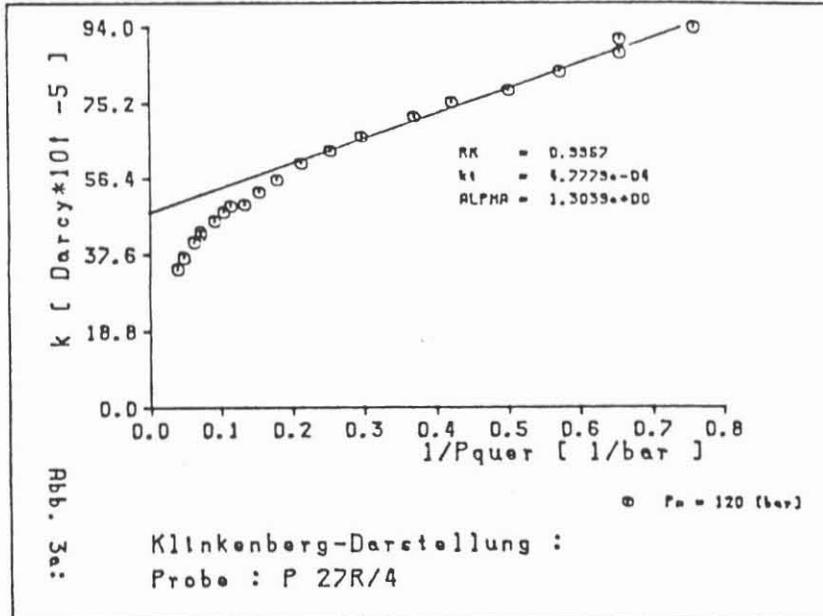
$$\frac{1}{k} = a + b \cdot \frac{Q \cdot P_1}{A} \cdot \frac{M}{\eta \cdot R \cdot T}$$

- mit: a = Kehrwert der Permeabilität bei $Q = 0$
b = FORCHHEIMER-Konstante
Q = gemessene Durchflußrate ($\hat{=} \frac{V}{t}$ in D'ARCY-Gleichung)
 P_1 = Luftdruck
M = Molekulargewicht des Strömungsmediums
R = universelle Gaskonstante
T = absolute Temperatur der Messung

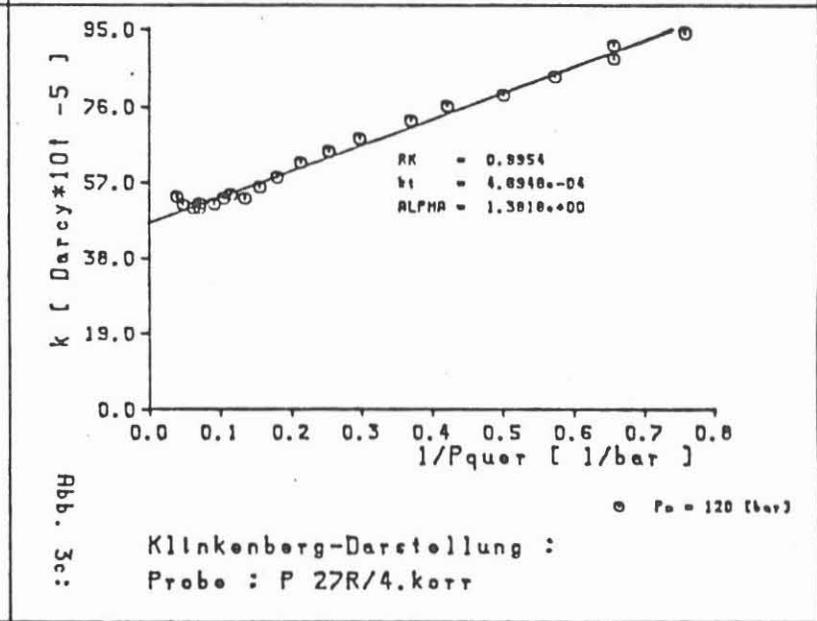
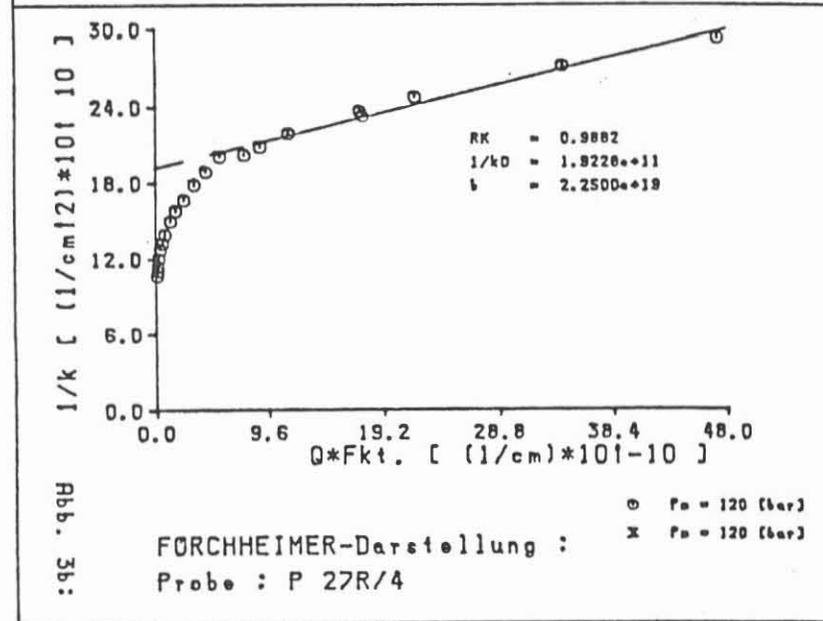
Multipliziert man nun die FORCHHEIMER-Konstante b mit der Strömungsgeschwindigkeit und zieht diesen Wert vom Kehrwert der gemessenen Permeabilität ab, so erhält man nach erneuter Kehrwertbildung einen von Trägheitskräften unbeeinflussten Permeabilitätswert :

$$k_{a, \text{korr}} = \left[\frac{1}{k_a} - b \cdot \frac{Q \cdot P_1 \cdot M}{A \cdot \eta \cdot R \cdot T} \right]^{-1}$$

Abb. 3: Graphische Darstellung zur Korrektur des Inertialeffekts nach FORCHHEIMER



INSTITUT FUER GEOPHYSIK TU CLAUSTHAL Sedimentpetrophysik Prof. J.R. Schopper	Bearbeiter: Debschuetz Datum: 19.02.86
--	---



Eine erneute KLINKENBERG-Darstellung mit den korrigierten Permeabilitätswerten zeigt Abbildung 3c.

Zur exakten Bestimmung des Trägheitseinflusses ist es jedoch besser, eine getrennte Messung bei konstantem Porendruck und variablem Differenzdruck durchzuführen, um eine zusätzliche Beeinflussung der gemessenen Permeabilität durch variablen "gas-slip" auszuschließen.

Nachdem man nun auf diese Weise alle Einflüsse der Strömung bzw. des strömenden Mediums korrigiert hat, verbleibt immer noch der Einfluß des Überlagerungsdruckes auf die Permeabilität. Man benötigt also noch Messungen, wie bereits beschrieben korrigiert, die bei unterschiedlichen Überlagerungsdrücken durchgeführt wurden.

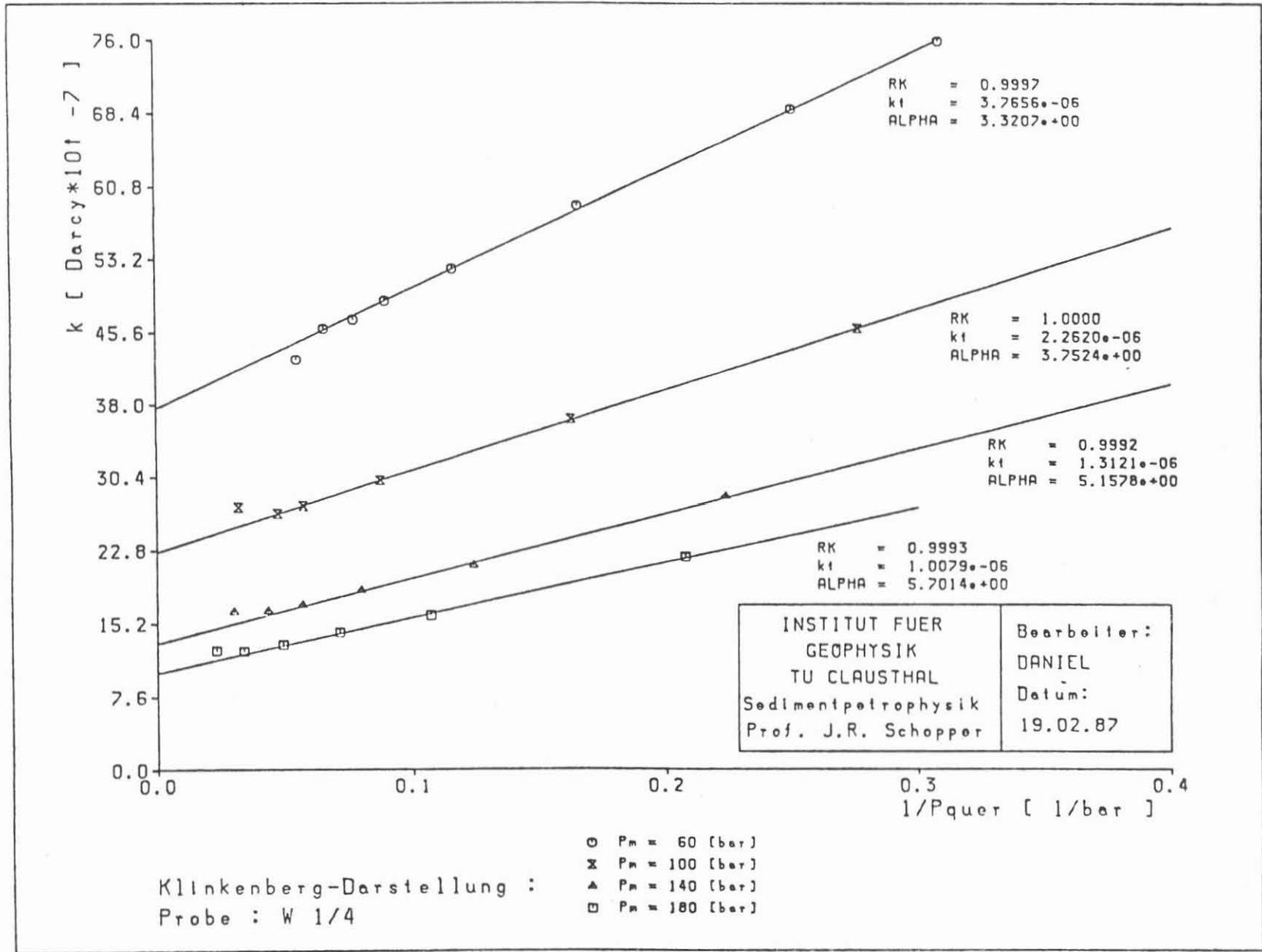
Abbildung 4 zeigt zunächst einmal eine KLINKENBERG-Darstellung für 4 verschiedene Überlagerungsdrucke einer Sandstein-Probe. Man sieht also hier recht deutlich, daß einerseits die Permeabilität mit zunehmendem Überlagerungsdruck abnimmt und daß andererseits auch die Steigung der KLINKENBERG-Geraden kleiner wird. Es fällt weiterhin auf, daß die Abnahme der Permeabilität für konstante Überlagerungsdruckdifferenzen nicht zu konstanten Permeabilitätsdifferenzen führt. Hieraus ergibt sich der Schluß, daß die Permeabilitätsabnahme der Permeabilität selbst proportional ist.

Mathematisch läßt sich dies wie folgt ausdrücken :

$$k = k_0 \cdot \text{EXP}(-\gamma \cdot (P_M - \beta \cdot P))$$

- mit:
- k_0 = Permeabilität des unbelasteten Gesteins
 - P_M = Überlagerungsdruck (lithostatischer Druck)
 - γ = Kompaktionskoeffizient
 - β = Porendruckkoeffizient ($\beta \approx 1$)
 - P = mittlerer Porendruck
 - $(P_M - \beta P)$ = effektiver Überlagerungsdruck

Abb. 4: KLINKENBERG-Darstellung zur Überlagerungsdruck-
abhängigkeit der Permeabilität einer Sandstein-Probe



Für den Fall, daß $P_M \gg P$ gilt, läßt sich für den effektiven Überlagerungsdruck näherungsweise schreiben :

$$P_M - \beta \cdot P \approx P_M$$

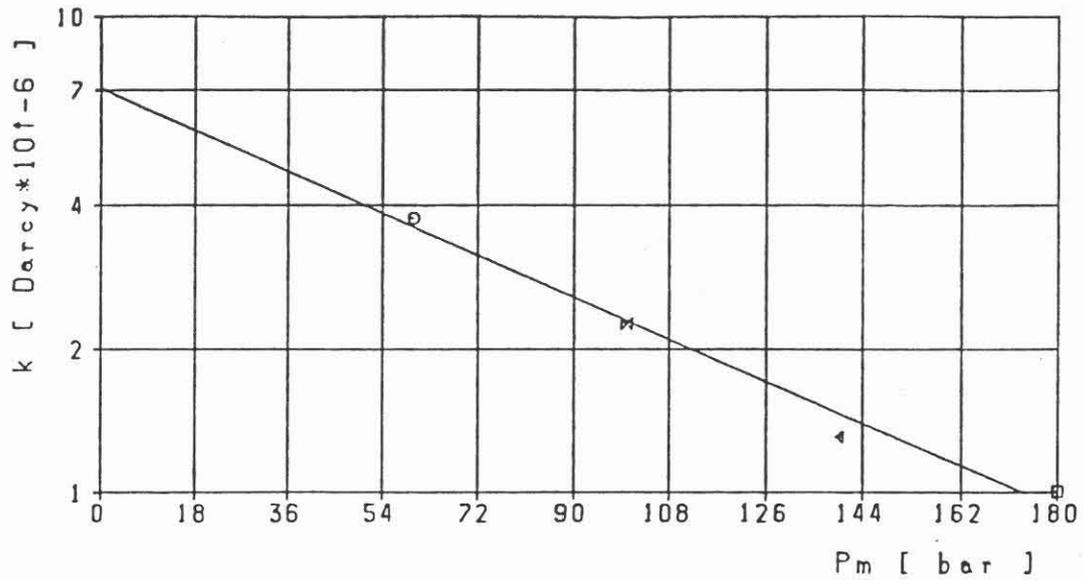
Obige Gleichung vereinfacht sich somit zu

$$k = k_0 \cdot \text{EXP}(-\gamma \cdot P_M)$$

Trägt man also den Logarithmus der Permeabilität über dem linearen Überlagerungsdruck auf, müßten die Permeabilitätswerte entsprechend diesem Zusammenhang auf einer Geraden negativer Steigung liegen. In Abbildung 5 ist dies dargestellt und man sieht, daß sich der eben beschriebene Zusammenhang bestätigen läßt. Neben der k_t vs. P_M - Darstellung ist hier in gleicher Weise auch die KLINKENBERG-Konstante vs. P_M dargestellt, die in ähnlicher Weise, jedoch mit positivem Exponenten mit dem Überlagerungsdruck korreliert. Dies entspricht den Erwartungen, da α als Maß des reziproken hydraulischen Kapillarradius allgemein mit abnehmender Permeabilität ansteigt.

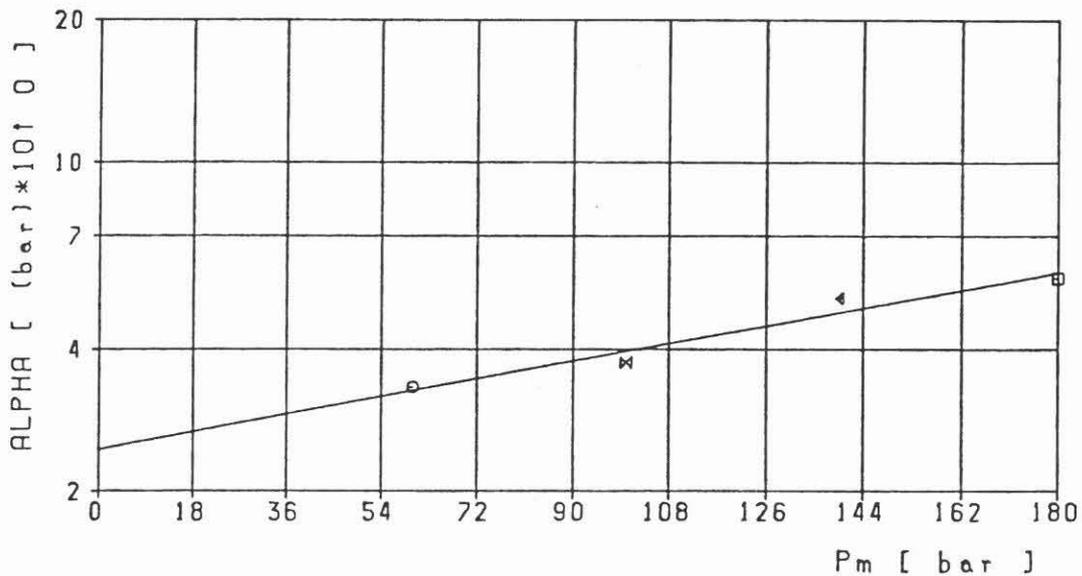
An dieser Stelle soll nun eine Darstellung der KLINKENBERG-Korrektur für eine Granit-Probe für 4 verschiedene Überlagerungsdrucke betrachtet werden (Abb. 6). Auf den ersten Blick sind auch hier keine generellen Unterschiede gegenüber der eben gezeigten Probe zu erkennen. Auch hier nimmt sowohl der Achsenabschnitt, als auch die Steigung der KLINKENBERG-Geraden mit zunehmendem Überlagerungsdruck ab.

Trägt man nun für diese Probe die Permeabilität und die KLINKENBERG-Konstante über dem Überlagerungsdruck auf (Abb. 7), macht man die ungewohnte Feststellung, daß auch die KLINKENBERG-Konstante mit zunehmendem Überlagerungsdruck abnimmt.



kt vs. Pm :
Probe : W. 1/4

RK = 0.9805
k10 = 7.0644e-06
GAMMA = -4.8646e-03

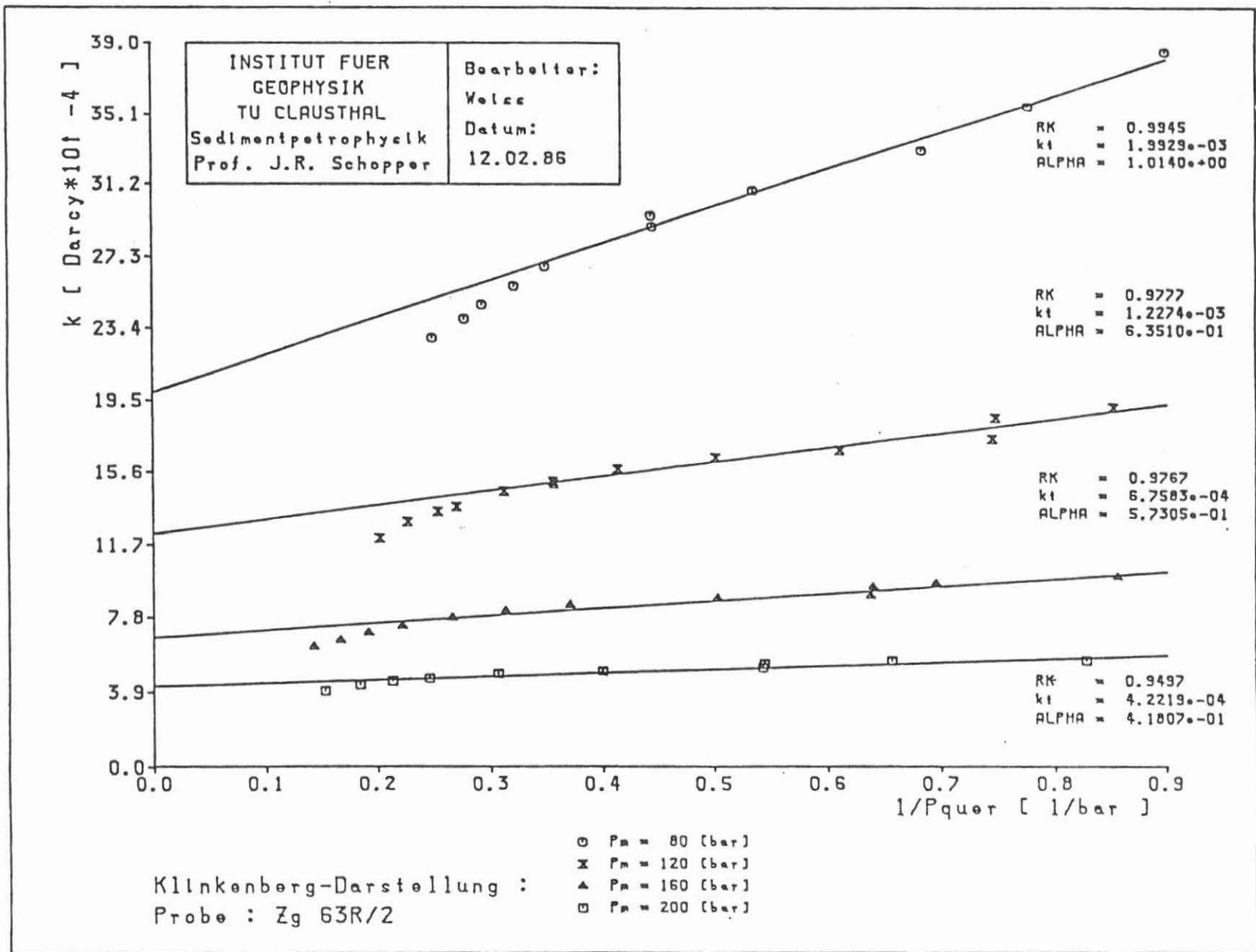


ALPHA vs. Pm :
Probe : W 1/4

RK = 0.9559
ALPHA0 = 2.4450e+00
GAMMA = 2.1060e-03

Abb. 5: Darstellung zur Abhängigkeit der wahren Permeabilität und der KLINKENBERG-Konstanten vom Überlagerungsdruck für eine Sandstein-Probe

Abb. 6: KLINKENBERG-Darstellung zur Überlagerungsdruck-
abhängigkeit der Permeabilität einer Granit-Probe



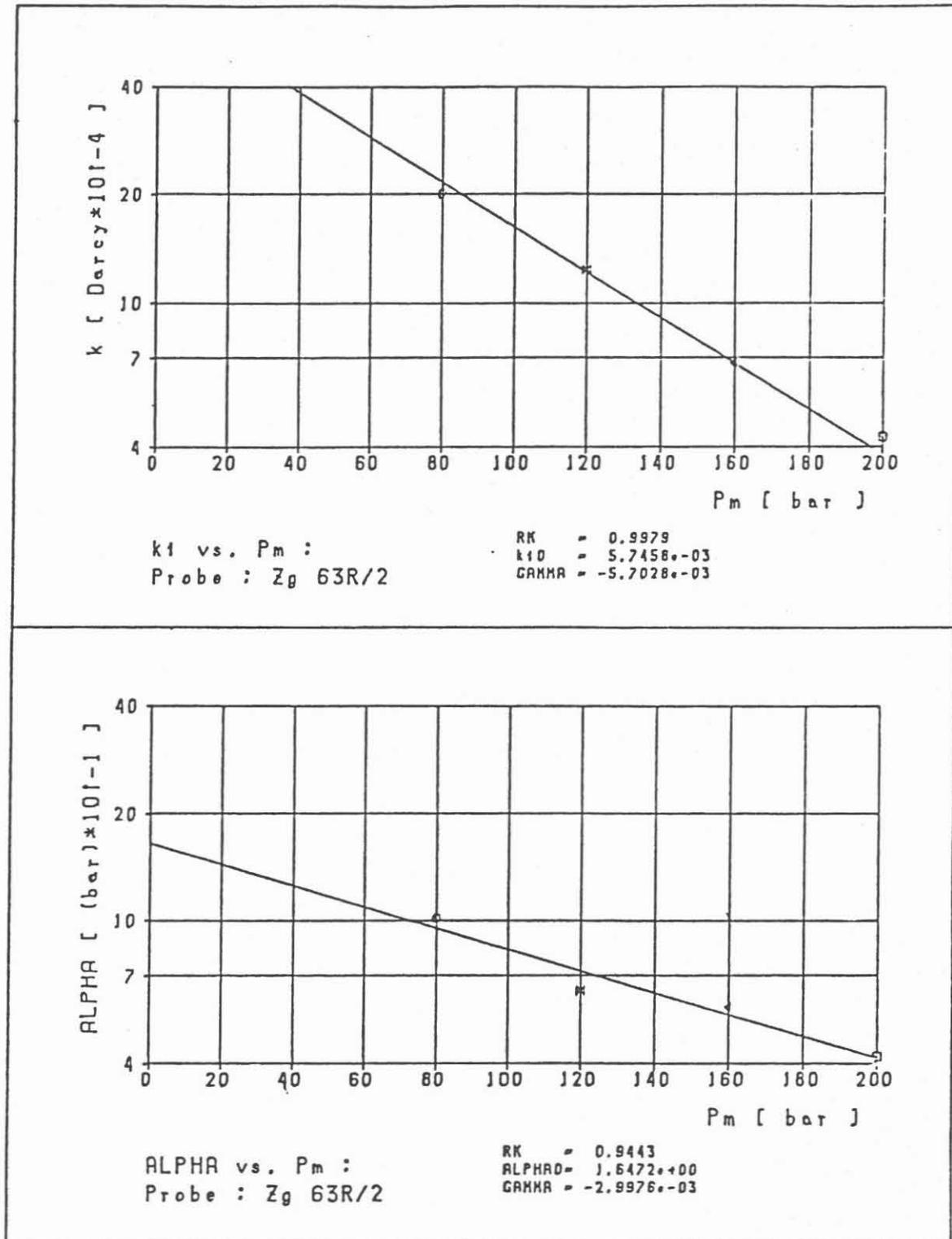
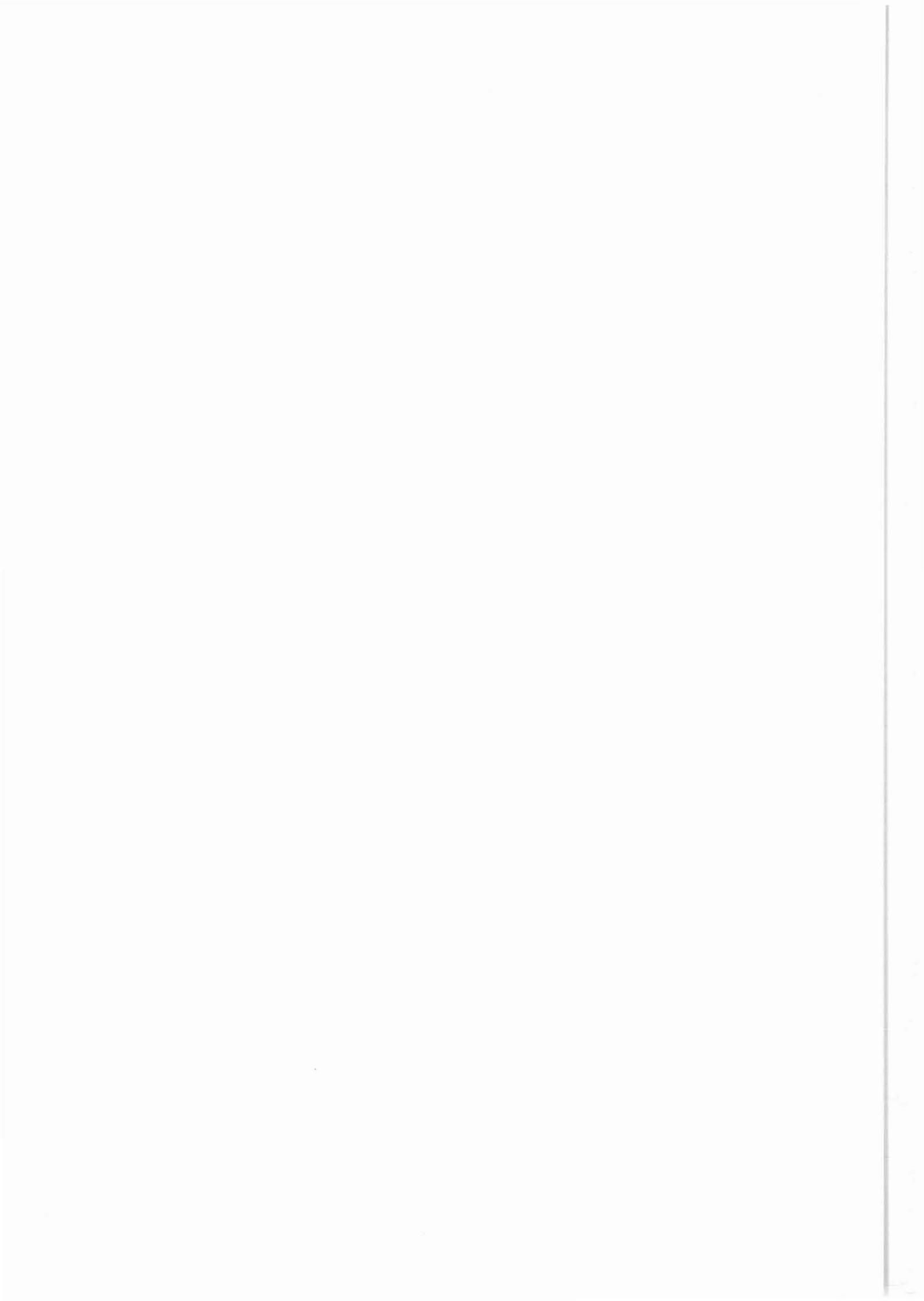


Abb. 7: Darstellung zur Abhängigkeit der wahren Permeabilität und der KLINKENBERG-Konstanten vom Überlagerungsdruck für eine Sandstein-Probe

Dies bedeutet aber, daß sich mit zunehmendem Überlagerungsdruck das Verhältnis zwischen D'ARCY-Strömung und KNUDSEN-Fluß zu Gunsten der D'ARCY-Strömung ändern müßte. Eine mögliche Porenraumstruktur, die ein derartiges Verhalten zeigen könnte, wäre beispielsweise das Nebeneinander von Kapillaren und Mikrorissen im Gesteinsgefüge. Für den Fall, daß die Mikrorisse so eng sind, daß in ihnen ausschließlich KNUDSEN-Fluß stattfindet, sie andererseits aber mit Zunahme der Auflast vollständig geschlossen werden, müßte ALPHA genau diese beobachtete Abnahme mit zunehmendem Überlagerungsdruck zeigen. An dieser Stelle sei verraten, daß die hier gezeigte Granitprobe tatsächlich unter dem Stereomikroskop einen deutlichen Riß in Strömungsrichtung erkennen läßt.



**UNTERSUCHUNG VON KORRELATIONSBEZIEHUNGEN ZWISCHEN DER DICHTE
UND DER SEISMISCHEN GESCHWINDIGKEIT MIT HILFE DER DATENBANK
DABACOS**

T. Büttgenbach, J. Richter, F. M. Neubauer, K.-M. Strack

Zusammenfassung

Zur Untersuchung von Korrelationen zwischen geophysikalischen Parametern in kristallinen Gesteinen wurde die Datenbank DABACOS aufgebaut, die zur Zeit ca. 2 000 Datensätze enthält. Damit werden Korrelationen speziell zwischen der Dichte und der seismischen Geschwindigkeit untersucht und, wenn nötig, neu hergeleitet. So zeigte sich bei ersten Untersuchungen, daß die Gardner-Formel (GARDNER et al. 1974) nur sehr eingeschränkt auf kristalline Gesteine anwendbar ist. Nach Überprüfung und Anpassung der Korrelationsformeln auf das Kristallin können diese Relationen bei der Auswertung der Bohrlochschweredaten zur Einschränkung der Mehrdeutigkeit der Interpretation genutzt werden.

1 Einleitung

Bei den KTB-Bohrungen soll die Dichteverteilung in der Bohrlochumgebung mit dem Gamma-Gamma-Log und dem Bohrlochgravimeter vermessen werden. Die Auswertung wird allerdings durch die grundsätzliche Vieldeutigkeit von Schweremessungen erschwert. Um diesen Nachteil einzuschränken, wird am Institut für Geophysik der Universität Köln ein interaktives Programmpaket entwickelt, das Ergebnisse weiterer Meßmethoden miteinbezieht. So werden nicht nur Aussagen der Seismik über die Lage der Schichtgrenzen genutzt, sondern auch a priori Informationen für die Inversion der Schweredaten, die mit Hilfe von Korrelationsformeln zwischen der seismischen Geschwindigkeit und der Dichte gewonnen werden können.

Um bekannte, für das Sediment entwickelte Korrelationsformeln auf ihre Übertragbarkeit auf das Kristallin zu überprüfen und um die Herleitung neuer Beziehungen auf eine breite Datenbasis zu stellen, haben wir die Datenbank DABACOS (Data Base for Correlation Studies) auf der Basis des Datenbanksystems SIR (Scientific Information Retrieval) aufgebaut. Im jetzigen Ausbaustadium enthält DABACOS ca. 2000 Datensätze aus der Literatur über kristalline Gesteine. Bei der ständigen Erweiterung um neue Daten werden zunehmend auch Ergebnisse aus Bohrlochmessungen berücksichtigt.

Erst durch die Einführung der Datenbank konnte eine schnelle und effektive Abfrage der vorhandenen Parameter in beliebiger Kombination erreicht werden. Daneben bietet das Datenbanksystem noch die automatische Erstellung von Systemdateien für die mächtigen Statistikpakete BMDP und SPSS an.

Im folgenden wird die Struktur der Datenbank und ihre Anwendung bei ersten Korrelationsuntersuchungen näher erläutert.

2 Beschreibung von DABACOS

Die Datenbank umfaßt zur Zeit sieben Dateien (siehe Abb. 1). Dabei wurden die an den Gesteinsproben vermessenen physikalischen Parameter in zwei Gruppen geteilt. Eine Datei enthält die häufig gemessenen Größen, eine andere die Parameter, die in der Literatur seltener genannt werden. Durch diese Trennung ist eine schnelle Datenabfrage bei hoher Speicherplatzersparnis möglich.

Eine weitere Datei enthält Angaben, die speziell bei Bohrlochmessungen auftreten. So ist es zum Beispiel möglich, den Typ des bei der Messung eingesetzten Logs oder die geologische Altersbezeichnung der durchteuften Schichten anzugeben.

DABACOS - DATA BASE STRUCTURE

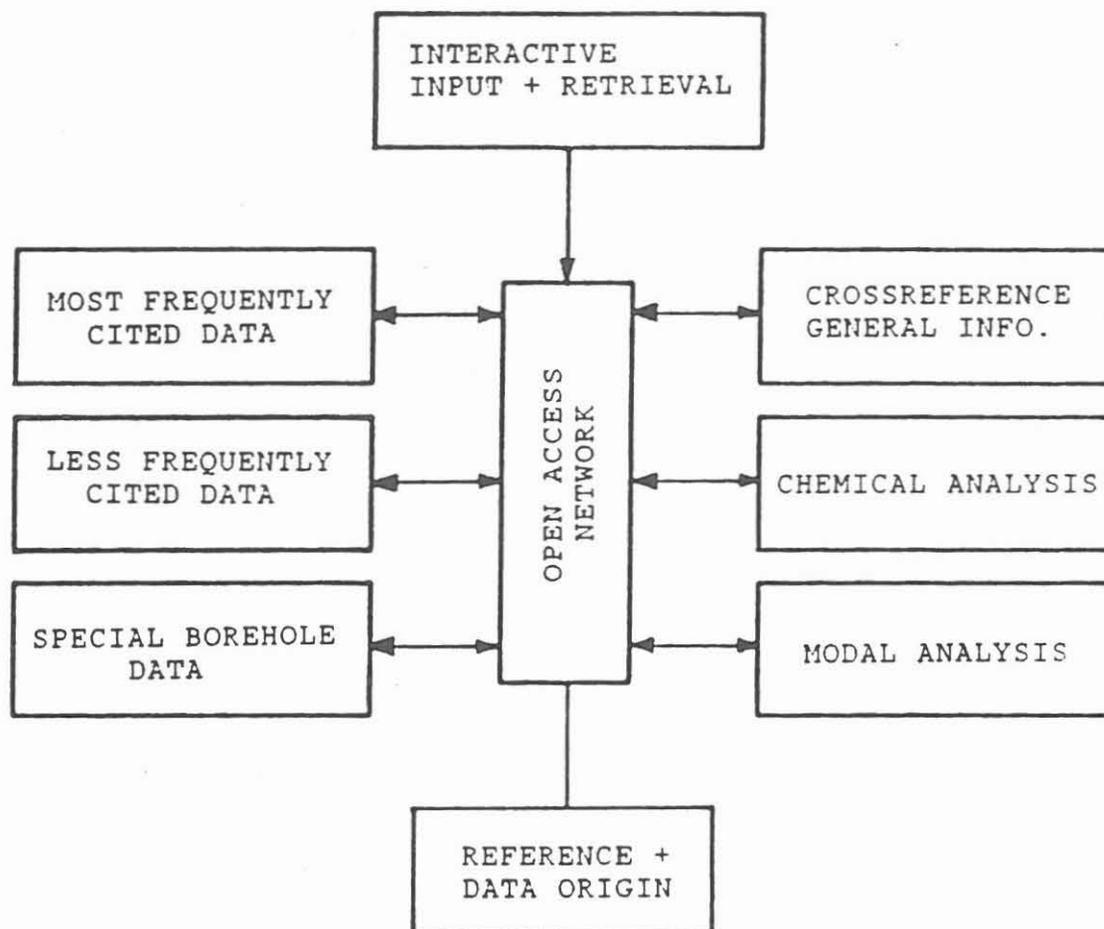


Abb. 1 Struktur der Datenbank DABACOS . Sechs Dateien sind über ein Netzwerk miteinander verknüpft. Der Zugang zu der Datei mit den Quellenangaben ist hierarchisch organisiert. Die Dateneingabe und Datenmanipulation kann mit einem interaktiven Programm abgewickelt werden.

Zur petrographischen Beschreibung der Gesteinsproben wurde jeweils eine Datei für die chemische Analyse und für die Modalanalyse eingerichtet. Diese Angaben können zum Beispiel von Bedeutung sein, wenn zurückverfolgt werden soll, wie weit einzelne Mineralkomponenten die seismische Geschwindigkeit beeinflussen, oder bei der Berechnung des mittleren Atomgewichtes.

Um eine Übersicht über die Datensätze zu erhalten, wurde zusätzlich eine Kreuzreferenztafel eingerichtet, die darüber Auskunft gibt, in welchen der Dateien Informationen für eine Probe abgespeichert sind.

Darüber hinaus enthält die Datenbank noch ein Literaturverzeichnis, in dem alle Quellen, von denen Gesteinsdaten stammen, erfaßt werden.

Insgesamt ist zur Zeit die Abspeicherung folgender Parameter möglich:

- physikalische Parameter
Druck, Dichte, Temperatur, seismische Geschwindigkeiten, Anisotropie der seismischen Geschwindigkeiten, elektrische Leitfähigkeit, Kompressibilität, dielektrische Konstante, thermische Leitfähigkeit, mittleres Atomgewicht
- Gesteinsparameter
Porosität, Permeabilität, Wassergehalt, chemische Analyse, Modalanalyse
- Gesteinsklassifikation
Gesteinsart (Metamorphit, Vulkanit usw.),
Gesteinsgruppe (Gneis, Granit usw.),
spezieller Gesteinsname, Fundort, Bohrlochlokation
- Zusatz-Informationen
Teufenbereich, geologische Beschreibung des durchteuften Gesteins,
geologisches Gesteinsalter,
Art der Messung (Labor oder in situ),
Meßfehler für die meisten physikalischen Parameter,
Meß- oder Berechnungsmethode für V_s , V_p , Anisotropie,
Meßkorrekturen, Anzahl der Messungen an einer Probe
- Quellenangabe (Literaturverzeichnis).

Alle Dateien, ausgenommen die Tabelle der Literaturangaben, sind untereinander voll vernetzt. Somit können mehrere von ihnen bei der Datenabfrage gleichzeitig angesprochen werden. Dadurch ist es auch möglich, beliebige Kreuzverbindungen zwischen den einzelnen Dateien einzurichten.

Die Struktur der Datenbank erlaubt außerdem, jederzeit die einzelnen Dateien um neue Parameter zu erweitern und neue Dateien hinzuzufügen. Dies war eine Vorgabe bei dem Aufbau der Datenbank, um auf neue Anforderungen flexibel reagieren zu können.

Die Abfrage der Daten kann einmal interaktiv über die relationale Sprache SQL (Structured Query Language), zum anderen über eine eigenständige Programmiersprache durchgeführt werden. Dabei sind mit letzterer selbst hochkomplexe Abfragen realisierbar. Darüber hinaus bietet das System SIR die Möglichkeit, von externen Programmen, wie zum Beispiel von unserem Interpretationsprogramm für die Bohrlochschweremessungen, direkt auf die Datenbank zuzugreifen.

Die Dateneingabe geschieht entweder in Form eines "Batch-Jobs" oder mit Hilfe eines interaktiven Datenerfassungsprogramms. Mit letzterem können auch die bereits in der Datenbank abgespeicherten Daten interaktiv abgefragt und geändert werden.

In den Abbildungen 2 und 3 sind Beispiele der Eingabemasken zur Datenerfassung für die Dateien der am häufigsten gemessenen physikalischen Parameter und der Modalanalyse wiedergegeben. In Abb. 2 sind zudem noch Beispiele für "Hilfs"-Informationen zu den einzelnen Parametern abgebildet, die man während der interaktiven Eingabe abrufen kann. Der Wert -1 in Abb. 3 für den Anteil der Chlorite an der Mineralzusammensetzung des Gesteins steht dafür, daß der Autor keine Angaben darüber macht, ob bei der veröffentlichten Modalanalyse diese Komponente mitberücksichtigt wurde. Dieser Wert ist gleichzeitig als Fehlwert deklariert, eine der Besonderheiten, über die das Datenbanksystem SIR verfügt. Damit erkennt das System, daß hier ein expliziter Wert fehlt, der Parameter aber mit einer Bedeutung belegt ist.

Zusätzliche Informationen können in jeder Datei in einer Kommentarzeile frei formatiert eingegeben werden. Außerdem sind Kontrollen gegen falsche Eingaben eingebaut. So wird nach Eingabe der Modal- oder chemischen Analyse die Summe der Werte daraufhin überprüft, ob sie 100 % übersteigt.

3 Erste Korrelationsuntersuchungen an kristallinen Gesteinen

Mit den ca. 2000 Datensätzen, die zur Zeit in der Datenbank abgespeichert sind, konnten wir bereits erste Korrelationsuntersuchungen für kristalline Gesteine durchführen.

Abb. 4 gibt eine Zusammenfassung über einen Teil dieser Datensätze. Es handelt sich um 1200 Labormessungen an kristallinen

MAIN PHYSICAL properties

1) sourcecode	MANGHNANI74
2) main rock name	GNEISS
3) identification nr	25301
4) pressure in kbar (10**8 Pa)	.003
5) if pressure range: upper limit
6) density in (g*cm**-3)	2.702
7) Vp in (km*s**-1)	4.5890
8) Vs in (km*s**-1)	2.7670
9) lower limit of temperature in °C	21.0
10) upper limit of temp. in °C
11) measuring error or dev. of pressure
12) of density	.053
13) of Vp	.6400
14) of Vs	.1000
15) of temperature
16) anisotropy of Vp in %	24.38
17) anisotropy of Vs in %	7.02
18) meas.- or calc.- method of : Vp, Vs	12
19) of anisotropy	1
20) corrections by measurement	1
21) nr of measurements	3
comments	7:Vmax=5.225/8:Vmax=2.85/7:+8:xyz,3S/7:+8:xyz,3S/
add. comment
RAREPHYS	?
BOREHOLE	?
CHEMIC	?
MODAL	?
INDEX	?

Beispiele für zusätzliche
"Hilfs"-Informationen zu den einzelnen Parametern

R18. MA , 19) of anisotropy
1: $A = (V_{max} - V_{min}) * 100 * (V_{max})^{** - 1}$
2: $A = (V_{max} - V_{min}) * 100 * (V_{average})^{** - 1}$

R19. CORR , 20) corrections by measurement
1: Laenge und Dichte Korrekturen

Abb. 2 Beispiel der Bildschirm-Maske aus dem interaktiven Datenerfassungsprogramm für die Datei MAINPHYS. Diese Datei enthält die Parameter die sehr häufig vermessen werden.

MODAL analysis

1) sourcecode	MANGHNANI74
2) main rock name	GNEISS
3) identification nr	25301
4) vol % of quartz	24.300
5) of plagioclas	47.200
6) of alkalifeldspar
7) of amphibol	6.900
8) of pyroxen	7.500
9) of olivin	-1.000
10) of garnet	10.300
11) of mica	1.900
12) of serpentine	-1.000
13) of chlorite, -1: not regarded	-1.000
14) one additional mineral	opal=.7/
15) six additional mineral
16) one additional mineral
17) comments	8:ortho=5.2,clino=2.3/11:biotite/

INDEX

?

Abb. 3 Beispiel der Bildschirm-Maske aus dem interaktiven Datenerfassungsprogramm für die Datei MODAL. Diese Datei enthält die Modalanalyse der Gesteine.

Kristall. Gesteine (0-320 °C, bis 1GPa)

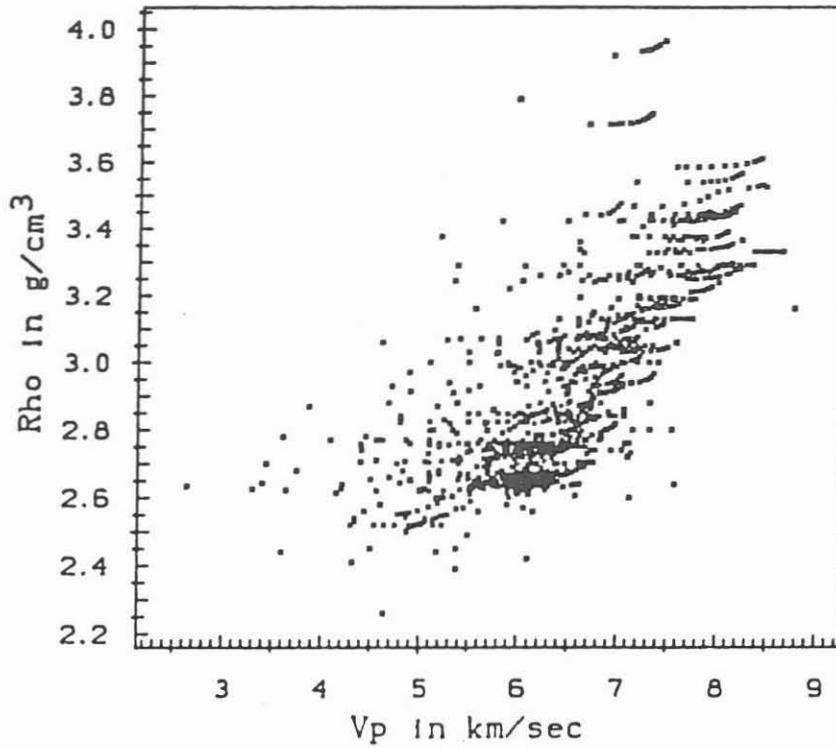


Abb. 4 Dichte in kristallinen Gesteinen in Abhängigkeit von der seismischen Geschwindigkeit V_p bei Drucken bis 1GPa und Temperaturen bis 320 °C.

Kristall. Gesteine (20-30 °C, bis 1MPa)

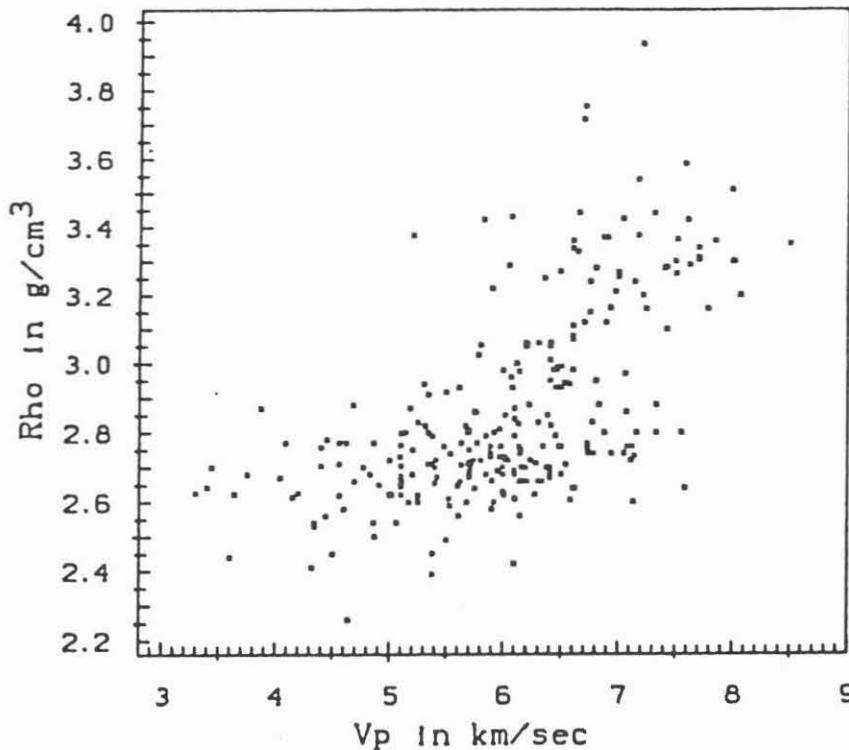


Abb. 5 Dichte in kristallinen Gesteinen in Abhängigkeit von der seismischen Geschwindigkeit V_p bei Drucken bis 1MPa und Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C.

Gesteinen innerhalb eines Temperaturbereiches von 0 - 320 °C und eines Druckbereiches von 0 - 1 GPa. Daraus können nun beliebige Ausschnitte gewählt werden, um spezielle Untersuchungen durchzuführen.

Ein einfaches Beispiel ist in Abb. 5 zu sehen. Hier sind alle Daten über kristalline Gesteine bei Zimmertemperatur und einem Druck bis zu 1 MPa zusammengestellt. Trotz der erkennbar großen Streuung ist die Tendenz einer Korrelation der Dichte mit zunehmender Kompressionswellengeschwindigkeit zu erkennen. Das schlägt sich auch in dem Wert des zugehörigen Korrelationskoeffizienten von $r = 0,7$ nieder. Die große Streuung der Daten liegt wohl unter anderem an der Pososität der Gesteine, die sich besonders bei geringen Drücken auf die Geschwindigkeits- und Dichtewert stark auswirkt.

Um zu klären, welcher Gesteinstyp die Streuung und welcher die Korrelationstendenz verursacht, haben wir in Abb. 6 und 7 die Punktwolke noch einmal in Werte für Plutonite und Metamorphite aufgespalten. Obwohl die Daten der Metamorphite stärker streuen als die der Plutonite, ist bei beiden Gesteinstypen die Tendenz zur Korrelation zwischen V_p und der Dichte gleichermaßen erkennbar.

Als Beispiel für entsprechende Untersuchungen an einzelnen Gesteinsgruppen sind in den Abbildungen 8 und 9 nur Daten von Graniten und Serpentinitten wiedergegeben. Während bei den Graniten kaum mehr von Korrelation gesprochen werden kann ($r = 0,26$), ist bei den Serpentinitten diese relativ stark ausgeprägt ($r = 0,88$). Insgesamt geben die Gesteinsgruppen bei diesen Druck- und Temperaturbedingungen kein einheitliches Bild wieder. Wählt man jedoch Werte, die bei einem höheren Druck gemessen wurden, wird die Korrelation zwischen Dichte und seismischer Geschwindigkeit allgemein deutlicher. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 10 wiedergegeben. Die bei 20 - 30 °C und 50 MPa gemessenen Werte weisen einen deutlich besseren Korrelationskoeffizienten ($r = 0,94$) als die vergleichbaren Daten bei Normaldruck und Raumtemperatur auf. Dies bedeutet, daß für größere Tiefen und bei nicht zu großen Temperaturgradienten eine zunehmende Korrelation zwischen der Dichte und V_p zu erwarten ist.

Für die Geraden- und Kurvenanpassungen an die beschriebenen Labordaten haben wir die Mittelwerte mit den zugehörigen Standardabweichungen der einzelnen Gesteinsgruppen berechnet, um eine Überwichtung einiger Gruppen zu vermeiden. In Abb. 11 (kristalline Gesteine bei Drücken bis 1 MPa) sind dazu eine angepaßte Gerade, ein angepaßtes Polynom 2. Grades und eine Potenz-Funktion eingezeichnet. Bei letzterer Kurve (untere Kurve in der Abbildung) handelt es sich um die für Sedimentgesteine hergeleitete Gardner-Formel (GARDNER et al. 1974).

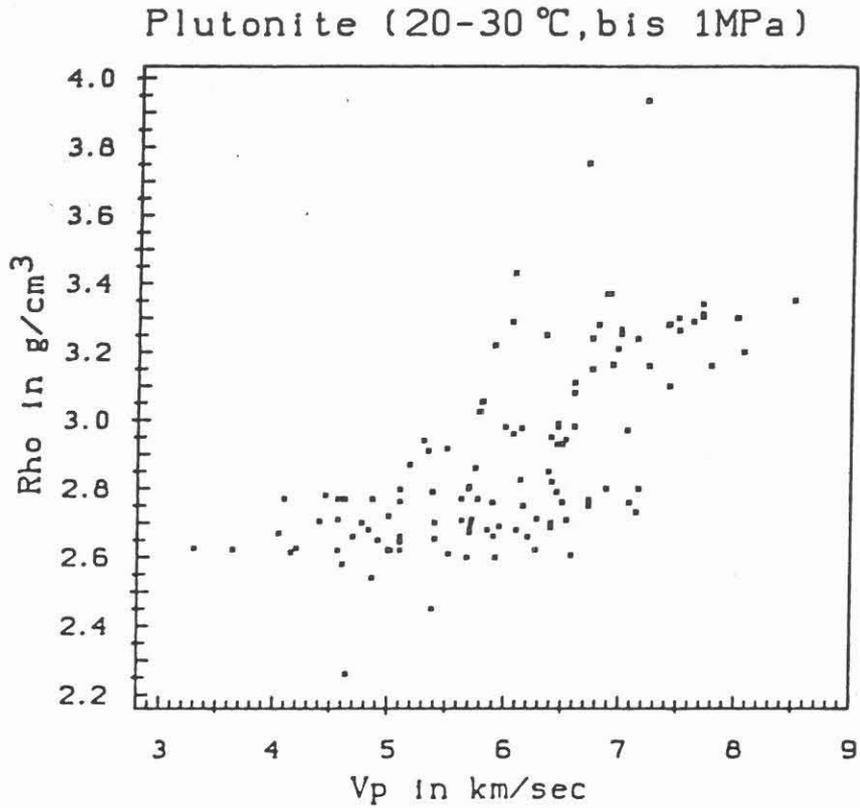


Abb. 6 Dichte von Plutoniten in Abhängigkeit von der seismischen Geschwindigkeit Vp bei Drucken bis 1MPa und Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C.

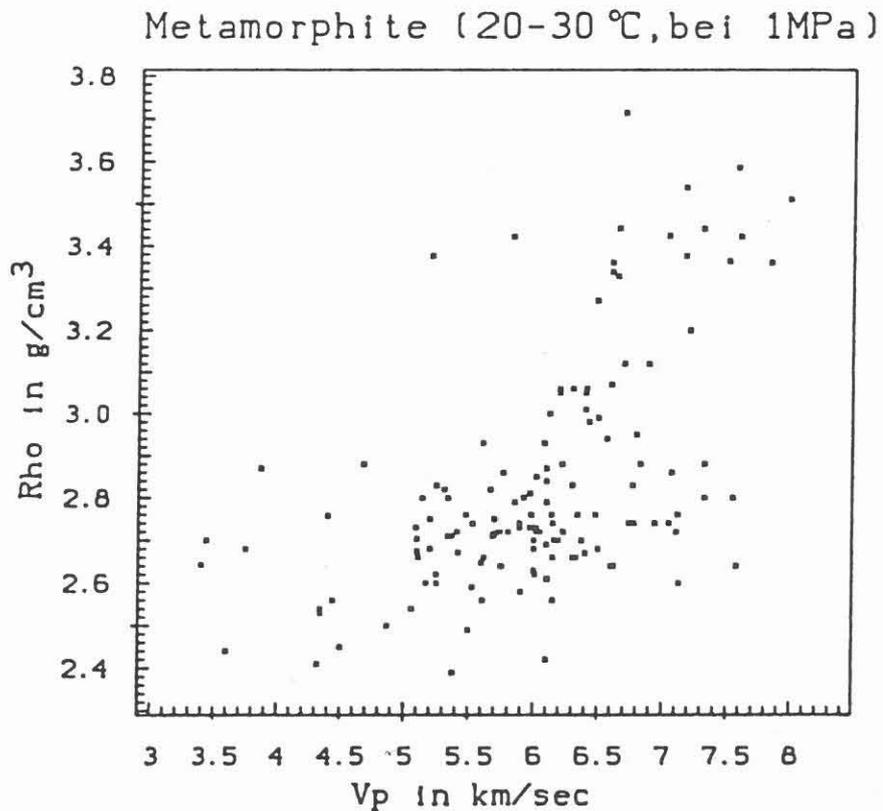


Abb. 7 Dichte von Metamorphiten in Abhängigkeit von der seismischen Geschwindigkeit Vp bei Drucken bis 1MPa und Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C.

Granite (20-30 °C, bis 1MPa)

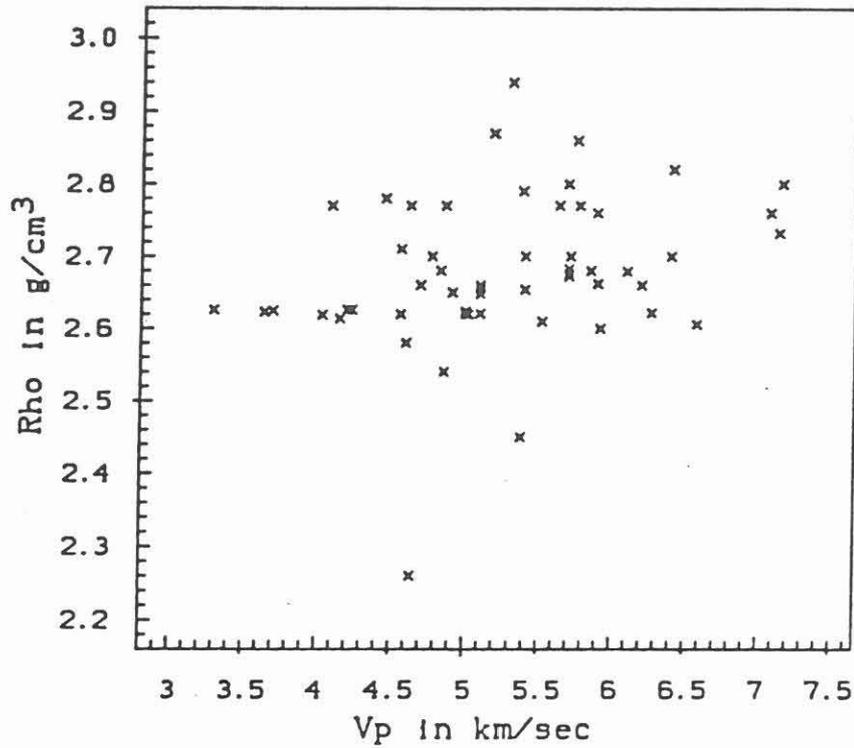


Abb. 8 Dichte von Graniten in Abhängigkeit von der seismischen Geschwindigkeit Vp bei Drucken bis 1MPa und Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C.

Serpentinite (20-30 °C, bis 1MPa)

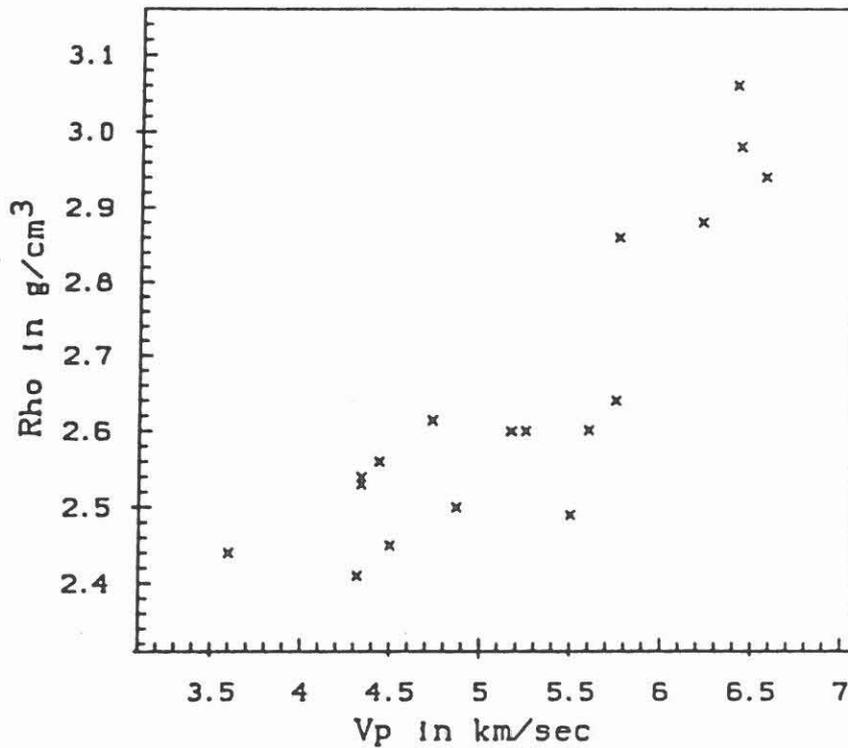


Abb. 9 Dichte von Serpentinitten in Abhängigkeit von der seismischen Geschwindigkeit Vp bei Drucken bis 1MPa und Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C.

Kristall. Gesteine (20-30 °C, 50 MPa)

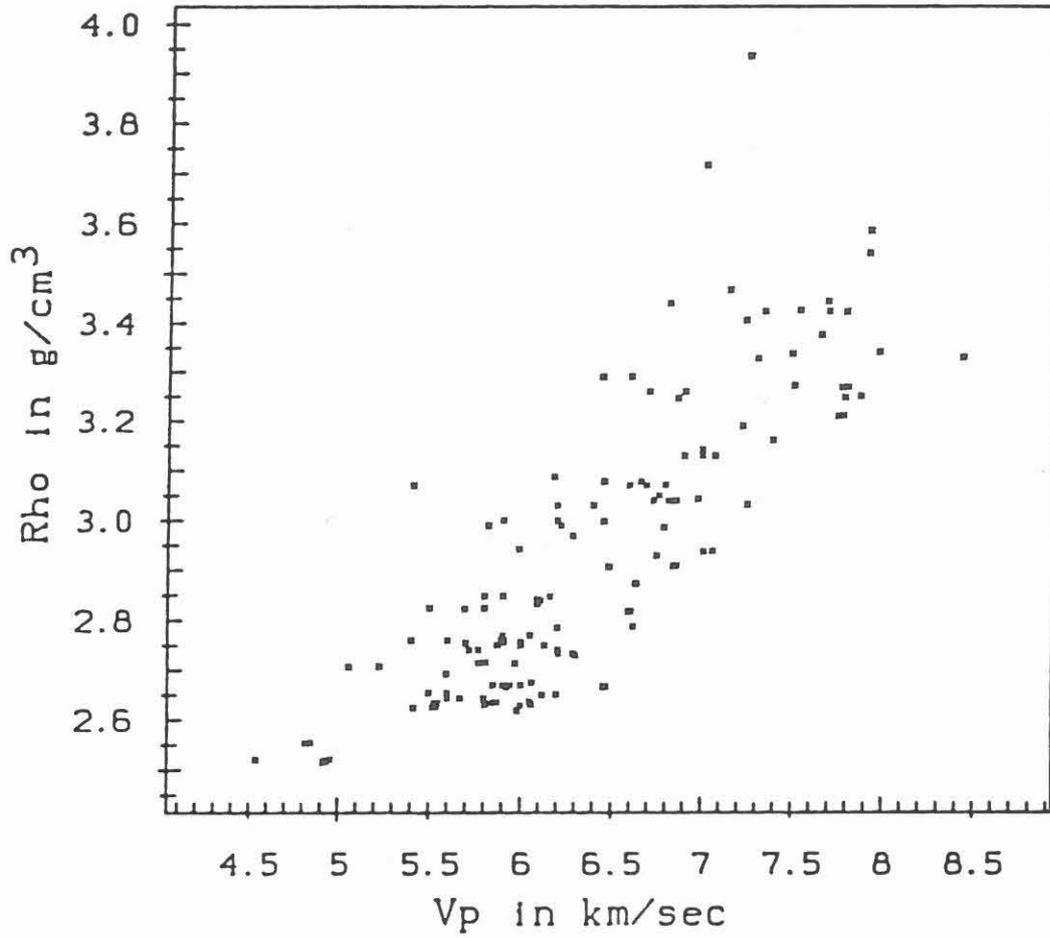


Abb. 10 Dichte von kristallinen Gesteinen in Abhängigkeit von V_p bei einem Druck von 50 MPa und bei Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C.

Kristall.Gesteine(20-30 °C, bis 1MPa)

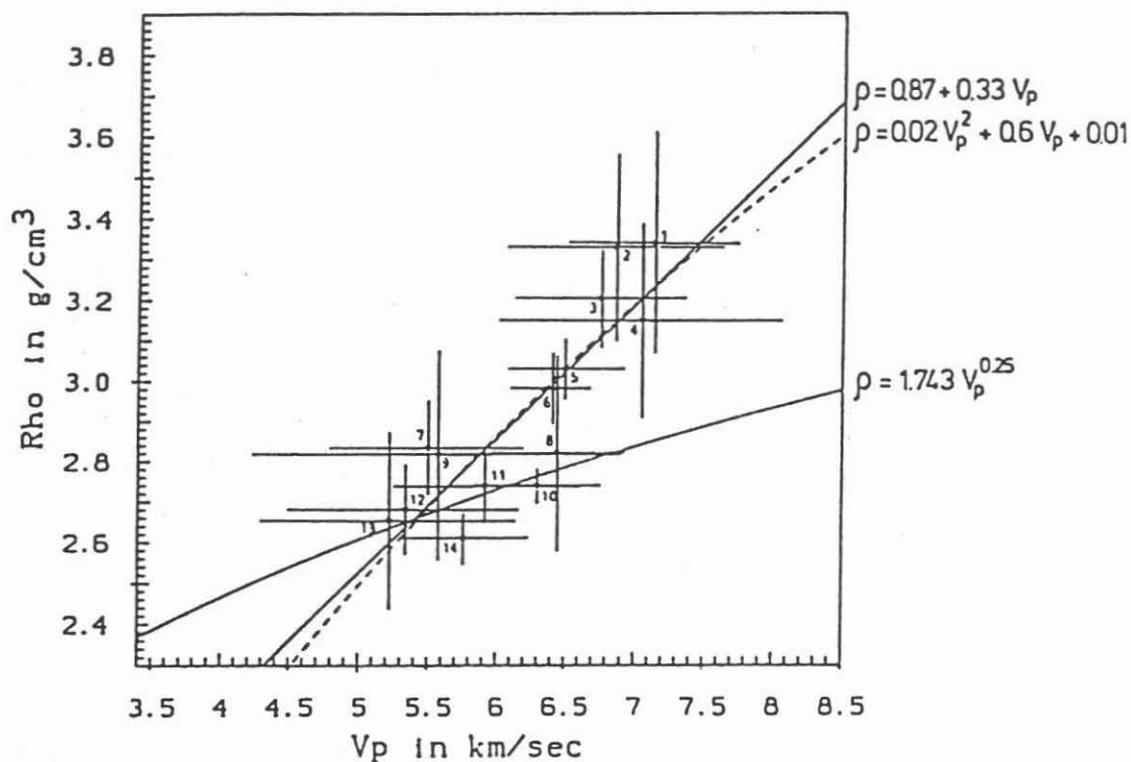


Abb. 11 Mittelwerte der Dichte in Abhängigkeit der Mittelwerte von V_p für kristalline Gesteinsgruppen bei Drucken bis 1 MPa und Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C. Die Balken geben die jeweiligen Standardabweichungen wieder. Eingezeichnet sind eine angepaßte Gerade (durchgezogene Gerade), ein angepaßtes Polynom 2. Grades (gestrichelte Linie) und die Gardner-Kurve (durchgezogene Linie). Folgende Gesteinsgruppen wurden berücksichtigt:

Plutonite	quasi-isotrope Metamorphite
1 Dunit	2 Eklogit
3 Pyroxenit	5 Amphibolit
4 Peridotit	8 Charnokit
6 Gabbro/Norit	9 Gneiss
7 Diorit	11 Marmor
10 Anorthosit	13 Serpentinit
12 Granit	14 Quarzlit

Offensichtlich ist diese nur im unteren Dichte- und Geschwindigkeitsbereich für kristalline Gesteine anwendbar. Eine von uns neu berechnete Regression nach dem Ansatz von Gardner ergibt eine wesentlich verbesserte Anpassung (siehe Abb. 12).

Zwischen dieser Lösung, der linearen Anpassung und dem Polynom 2. Grades ist visuell keine Entscheidung über die Güte der Regression mehr möglich. Die Unterschiede werden erst deutlich, wenn man die Bestimmtheitsmaße r^2 miteinander vergleicht:

modifizierte Gardner-Formel

$$\bar{\rho} = (0,852 \bar{V}_p^{0,676}) \text{ g/cm}^3$$

$$\begin{aligned} r^2 &= 0,72 \\ r &= 0,85 \end{aligned}$$

lineare Regression

$$\bar{\rho} = (0,87 + 0,331 \bar{V}_p) \text{ g/cm}^3$$

$$\begin{aligned} r^2 &= 0,74 \\ r &= 0,86 \end{aligned}$$

Polynom 2. Grades

$$\bar{\rho} = (-0,021 \bar{V}_p^2 + 0,603 \bar{V}_p + 0,009) \text{ g/cm}^3$$

$$\begin{aligned} r^2 &= 0,78 \\ r &= 0,89 \end{aligned}$$

Wie zu erwarten war, weist das Polynom 2. Grades das größte Bestimmtheitsmaß auf. Die Unterschiede fallen aber so gering aus, daß die Gerade als einfachste Lösung vorzuziehen ist.

Im Vergleich dazu sind in Abb. 13 die Daten bei 50 MPa Druck ebenfalls zu Mittelwerten der einzelnen Gesteinsgruppen zusammengefaßt und die dazugehörige Regressionsgerade eingezeichnet. Wie schon vorher bemerkt, ist hier der Korrelationskoeffizient deutlich größer als beim Normaldruck:

$$\bar{\rho} = (0,65 + 0,36 \bar{V}_p) \text{ g/cm}^3$$

$$\begin{aligned} r^2 &= 0,88 \\ r &= 0,94 \end{aligned}$$

Der Vergleich der vorangegangenen Regressionen mit Gleichungen aus der Literatur gestaltet sich schwierig, da meist bei den statistischen Untersuchungen in der Literatur die Dichte als unabhängige und die seismische Geschwindigkeit als abhängige Variable behandelt wird. Für den Vergleich zwischen Dichtemodellen, hergeleitet aus Schweremessungen und aus der Geschwindigkeitsverteilung, wird jedoch die umgekehrte Abhängigkeit benötigt. Für streuende Werte ergeben sich aber für beide Fälle Anpassungen mit unterschiedlichen Faktoren.

Kristall.Gesteine(20-30 °C, bis 1MPa)

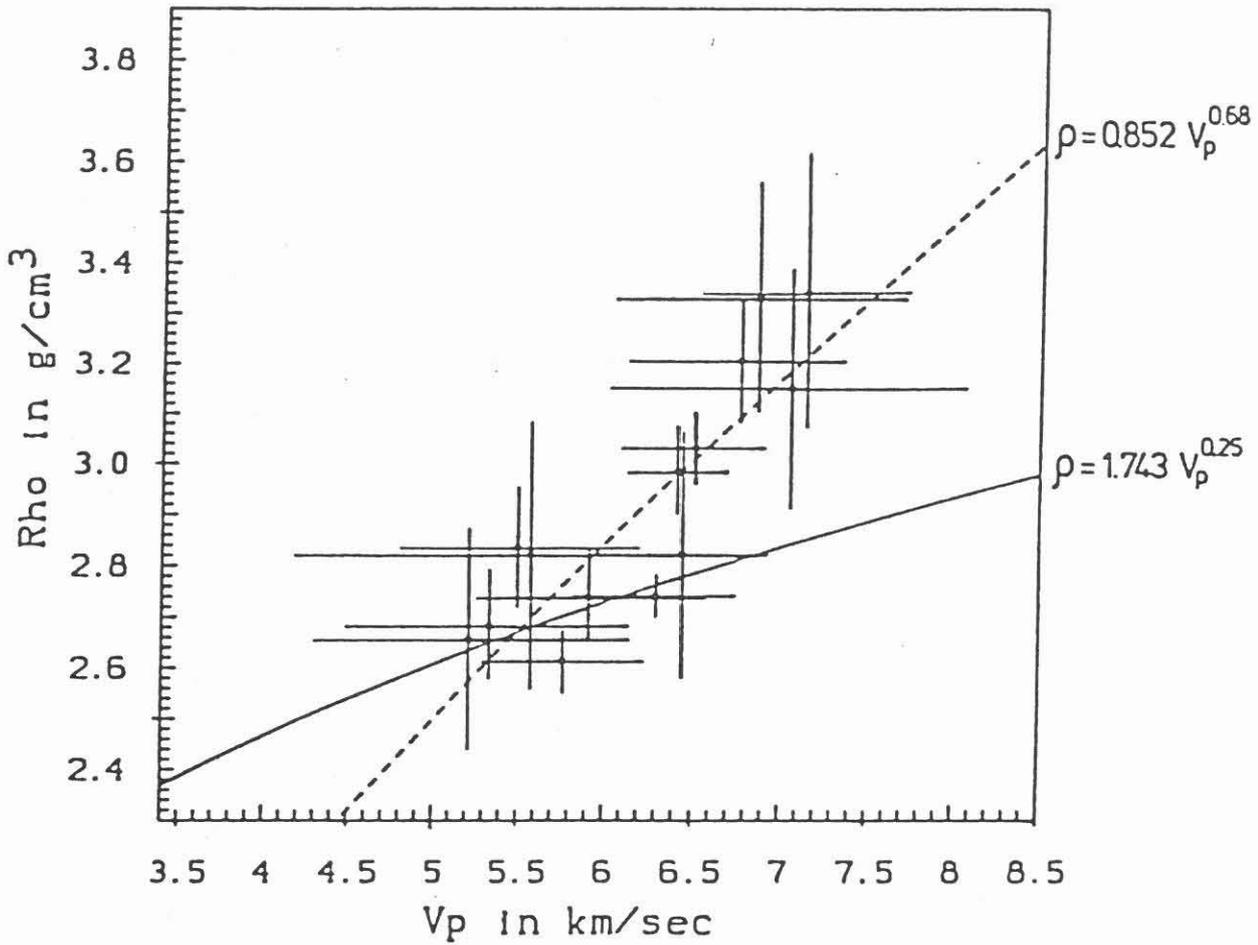


Abb. 12 Wie Abbildung 11, nur fehlt das Polynom und die Gerade. Statt dessen ist eine neue Anpassung nach dem Ansatz von Gardner wiedergegeben (gestrichelte Linie).

CRYSTALLINE ROCKS(20-30 °C, 50 MPa)

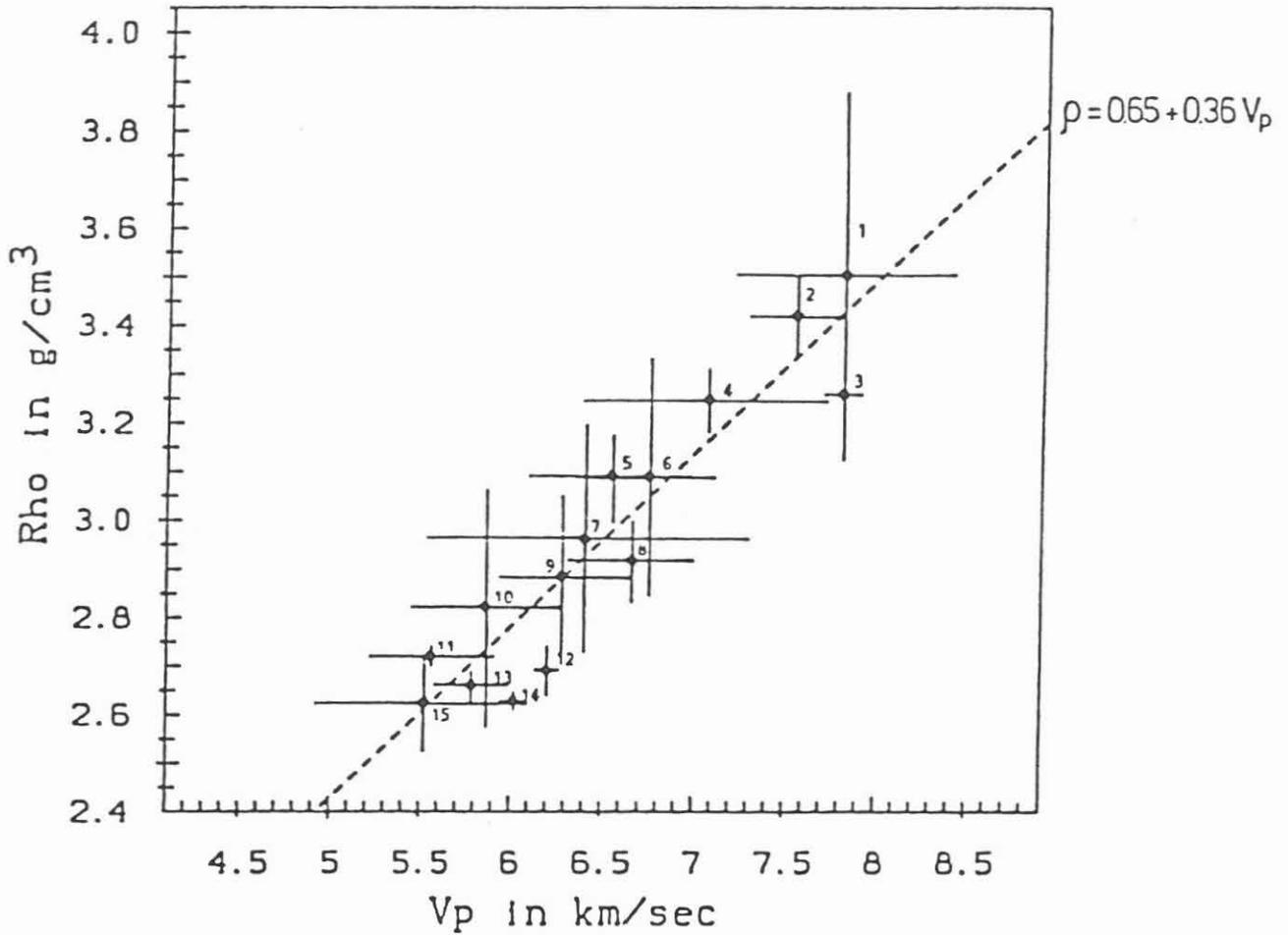


Abb. 13 Mittelwerte der Dichte in Abhängigkeit der Mittelwerte von Vp für kristalline Gesteinsgruppen bei 50 MPa Druck und Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C. Die angepasste Gerade ist gestrichelt eingezeichnet. Folgende Gesteinsgruppen wurden berücksichtigt:

- Plutonite
- 1 Dunit
- 3 Pyroxenit
- 4 Peridotit
- 6 Gabbro
- 12 Diorite
- 14 Granite

- Metamorphite
- 2 Eklogit
- 5 Amphibolit
- 7 Metaplutonit (z.B. serpentiniertes Peridotit)
- 8 Metagabbro
- 9 krist. Schiefer
- 10 Gneiss
- 11 Spillit
- 13 Quartzit
- 15 Serpentin

Um einen Vergleich zu ermöglichen, haben wir daher die Regression beidseitig durchgeführt. Danach ergibt sich mit den Gleichungen von GEBRANDE (1982) die folgende Gegenüberstellung:

Plutonite bis 1 MPa:

Gebrende $\bar{v}_p = (-6,73 + 4,36 \bar{\rho} \pm 0,003) \text{ km/s}$

eigene Berechnung $\bar{v}_p = (-1,07 + 2,48 \bar{\rho} \pm 0,11) \text{ km/s}$

quasi-isotrope Metamorphite bis 1 MPa:

Gebrende $\bar{v}_p = (-6,93 + 4,41 \bar{\rho} \pm 0,13) \text{ km/s}$

eigene Berechnung $\bar{v}_p = (+0,49 + 1,94 \bar{\rho} \pm 0,13) \text{ km/s.}$

Dabei treten deutliche Unterschiede sowohl bei den Steigungen als auch bei den Schnittpunkten der Geraden mit der Ordinate auf. Die Faktoren unserer Relationen scheinen jedoch in der Größenordnung richtig zu liegen, wie der folgende Vergleich mit Formeln bei höheren Drücken zeigt:

Plutonite und Metamorphite bei 50 MPa (eigene Berechnung):

$$\bar{v}_p = (-0,23 + 2,29 \bar{\rho} \pm 0,13) \text{ km/s}$$

Plutonite und Metamorphit mit mittlerem Atomgewicht m bei 200 MPa (Gebrende):

$$v_p = (-0,3 - 0,18 (m-21,5) + 2,41 \bar{\rho}) \text{ km/s}$$

Plutonite und Metamorphite mit $m < 24$ bei 1 000 MPa (BIRCH 1961):

$$v_p = (-0,98 + 2,76 \bar{\rho} \pm 0,33) \text{ km/s.}$$

Mit Korrelationsformeln ist es auch möglich, von vornherein die Inversion der Bohrlochschweredaten mit Hilfe von Vertrauensbereichen einzuschränken. In Abb. 14 ist ein Beispiel dafür gegeben. Es handelt sich hier wiederum um die Zusammenstellung von Daten bei einem Druck von 50 MPa. Durch die Punktwolke wurde eine Regressionsgerade gelegt und ein 95 %-Vertrauensbereich berechnet und markiert. Daraus ergibt sich für einen Geschwindigkeitswert ein Streubereich der Dichte, der als a priori Information bei der Inversion der Schweredaten eingehen kann.

Kristall. Gesteine (20-30 °C, 50 MPa)

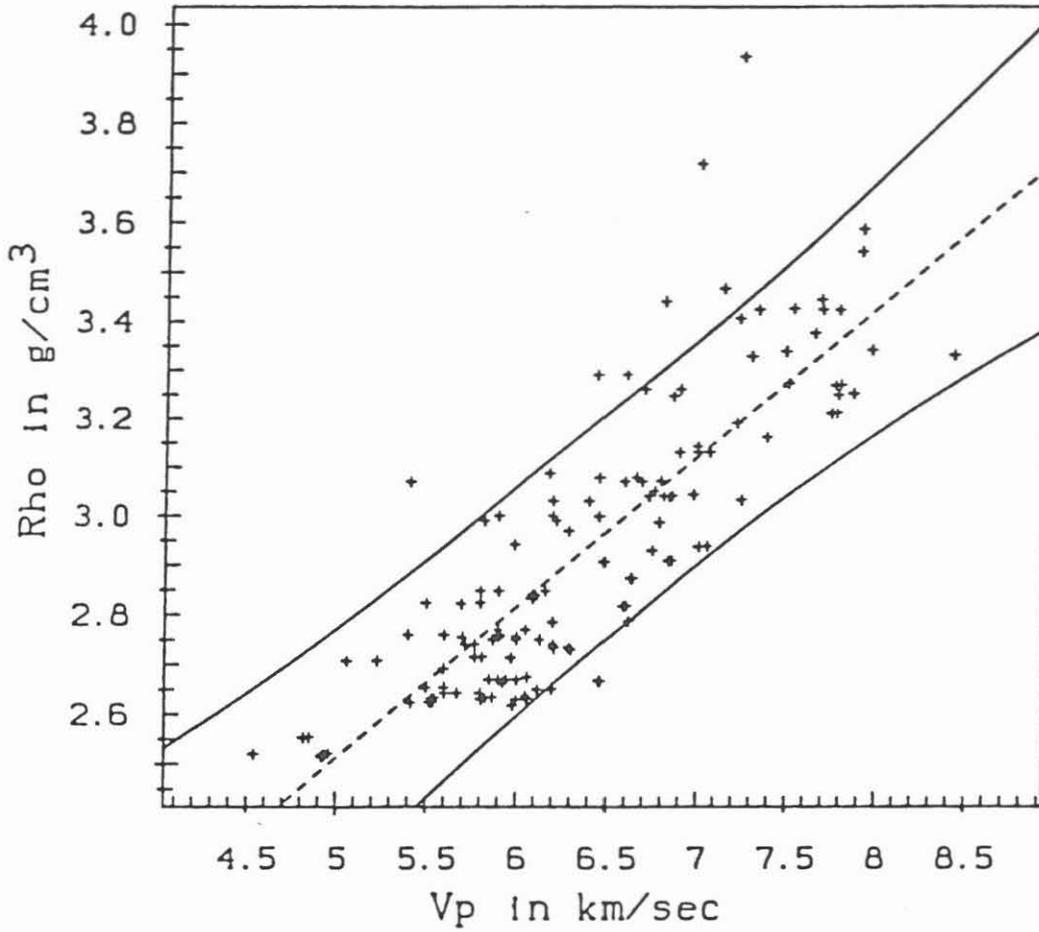
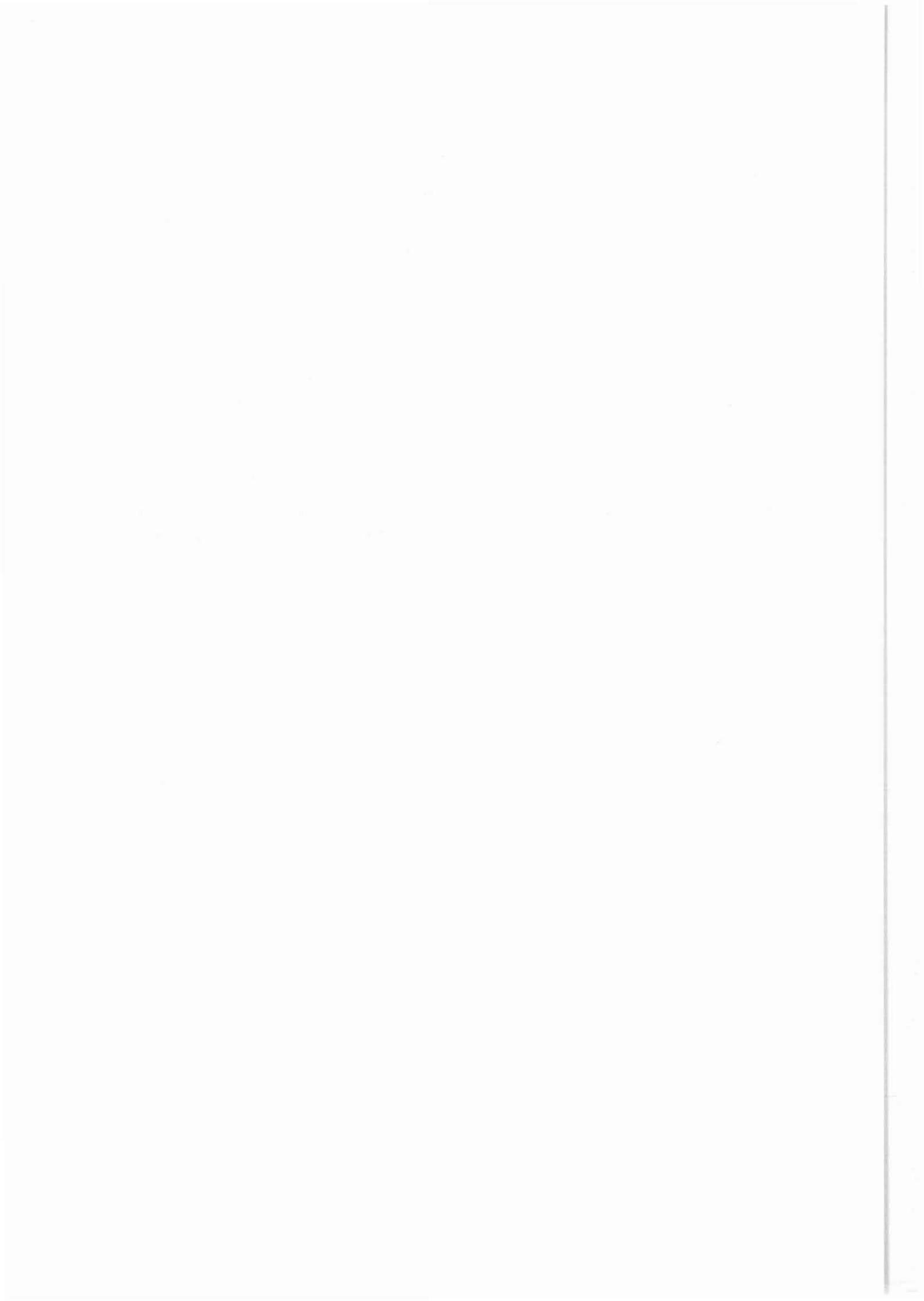


Abb. 14 Dichte von kristallinen Gesteinen in Abhängigkeit von V_p bei einem Druck von 50 MPa und bei Temperaturen zwischen 20 °C und 30 °C. Die zugehörige Regressionsgerade ist gestrichelt eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien markieren die Ober- und Untergrenzen des 95 % Konfidenzbereiches für die Gerade.

Außerdem soll der Versuch unternommen werden, mit Hilfe der Datenbank passende Korrelationsformeln speziell für die Bohrlochumgebung der KTB-Bohrungen sukzessive mit der Bohrteufe zu bestimmen. Mit den resultierenden Relationen und Geschwindigkeitsinformationen aus der Seismik könnte die Dichteverteilung auch noch in den Tiefen abgeschätzt werden, in denen ein Einsatz des Bohrlochgravimeters nicht möglich ist.

4 Literatur

- Birch, F., 1961: The velocity of compressional waves in rocks to 10 kilobars, part 2. - J. Geophys. Res. 66, 2199-2224.
- Gardner, G. H. F., Gardner, L. W. & Gregory, A. R., 1974: Formation velocity and density - the diagnostic basic for stratigraphic traps. - Geophysics 39, 770-780.
- Gebrande, H. 1982: In Landolt Börnstein, Group V (1b): Physical Properties of rocks, G. Angenheister (Ed.), Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York, 1-99.



NUMERISCHE SIMULATION DER WECHSELWIRKUNG VON RISSEN

G. Möhring-Erdmann

Zusammenfassung

Der Bruchprozeß in Gesteinen bei Druckbeanspruchung ist durch Dilatanz gekennzeichnet, wobei eine Vielzahl von Mikrorissen quasi-stationär wachsen und die Wechselwirkung zwischen benachbarten Rissen zunimmt. Bei Erreichen eines kritischen Zustandes (Rißdichte, Rißanordnung, Spannungsintensität) vereinigen sich einzelne Risse und führen zum makroskopischen Scherbruch.

Während die Ausbreitung von Einzelrissen heute mit Hilfe der Bruchmechanik gut beschrieben werden kann, bedarf die Erfassung der Wechselwirkung zwischen mehreren Rissen beliebiger Anordnung bezüglich der äußeren Belastung numerischer Methoden.

Hier wird ein numerisches Modell vorgestellt, das die Wechselwirkung von n beliebig orientierten Rissen in einer unendlichen Scheibe behandelt. Als Rechenverfahren wird die Methode der Boundary Elemente, als Instabilitätskriterium für das Rißwachstum wird das Verformungsenergiedichtekriterium benutzt. Zur Überprüfung des Modells wurden zunächst einfache Rißprobleme gerechnet, für die analytische bzw. numerische Lösungen in der Literatur vorliegen. Bisher können mit der vorgegebenen Rechenkapazität die Wechselwirkung zwischen ca. 10 Rissen gut beschrieben werden.

Die Ergebnisse sind sowohl für die Beschreibung der Ergebnisse von Bruchversuchen an Gesteinsproben im Labor als auch für die Interpretation von Bohrlochrandausbrüchen in Tiefbohrungen von Bedeutung.

1. Einleitung

Der Mechanismus eines makroskopischen Bruchs unter Druckspannung unterscheidet sich grundlegend von dem eines Bruchs unter Zugspannung (u.a. Hoek and Bieniawski, 1965, Bieniawski, 1967, Cotterell, 1972).

Einem Bruch unter Druckbeanspruchung geht Dilatanz voraus. Dilatanz heißt Volumenzunahme durch Entstehen und Wachstum von Mikrorissen, die ab einer gewissen Dichte in Wechselwirkung treten und schließlich in einem makroskopischen Scherbruch enden (Holzhausen und Johnson, 1979; Nemat-Nasser and Horii, 1982; Horii and Nemat-Nasser, 1985; Möhring-Erdmann and Rummel, 1987).

Eine Voraussetzung für die quantitative Beschreibung des Phänomens des Scherbruchs ist das Wissen um die Gesetzmäßigkeiten der Wechselwirkung von Rissen.

Experimente zur Rißwechselwirkung wurden in der Vergangenheit z.B. von Bombalakis, 1964, 1968, 1973; Hoek and Bieniawski, 1965; Kranz, 1979; Nemat-Nasser and Horii, 1982, Sobolev and Rummel, 1982; Horii and Nemat-Nasser, 1984; Vallejo and Pramono, 1984; Smolka and Rummel, 1987) durchgeführt. Theoretische analytische Lösungen der Rißwechselwirkung sind nur für spezielle Rißgeometrien vorhanden (Sih, 1973, Gdoutos, 1980, 1984; Nemat-Nasser and Horii, 1982; Dey and Wang, 1981, Kishida and Asano, 1984, Horii and Nemat-Nasser, 1985). Numerische Methoden (z.B. die Methode der finiten Elemente) zur Lösung des Problems wurden nur begrenzt herangezogen, da man bis jetzt wegen begrenzter Speicherkapazitäten an Rechnern auf wenige Risse ($n < 5$) beschränkt war.

Im folgenden wird ein numerisches Modell vorgestellt, das die zweidimensionale Simulation der Wechselwirkung mehrerer ($n > 5$) willkürlich orientierter Risse erlaubt.

2. Die numerische Methode

Es stellen sich folgende Forderungen an die numerische Methode:

- (i) Die Methode muß sicherstellen, daß jeder Riß von allen anderen Rissen "Kenntnis" hat.
- (ii) Die Methode sollte so konzipiert sein, daß möglichst wenig Rechenspeicherraum benötigt wird.
- (iii) Die gegenüberliegenden Rißseiten dürfen sich auch bei größerem Normaldruck auf den Riß nicht überlappen.

Diese Forderungen erfüllt die Boundary Element Methode (BEM) der konstanten Verschiebungsdiskontinuität. Zu ihrer Anwendung müssen zwei Annahmen erfüllt werden:

- (i) Die Differentialgleichungen (Gleichgewichtsbedingung, Kompatibilitätsgleichung) zur Behandlung des Problems sind linear. Dies gilt, solange man keine großen Verformungen zuläßt (Timoshenko and Goodier, 1982).
- (ii) Der Bereich zwischen einzelnen Rissen läßt sich mit der linearen Elastizitätstheorie beschreiben. Dies beinhalten die in diesem Modell verwendeten Bruchkriterien (Kap.3).

Es wird in diesem Rahmen darauf verzichtet, auf die numerische Methode weiter einzugehen; eine genaue Beschreibung findet man z.B. bei Crouch and Starfield (1983).

3. Das Bruchkriterium

Die zentrale Fragestellung für die Ausbreitung eines Einzelrisses ist, wann und in welche Richtung ein Riß wächst. Will man die Wechselwirkung von Rissen beschreiben, muß man untersuchen, inwieweit die Anwesenheit anderer Risse Beginn und Richtung der Ausbreitung beeinflußt.

Im allgemeinen Fall breitet sich bei Beanspruchung ein Riß in der Ebene sowohl mit Zug- als auch mit Scheranteilen aus (mixed-mode Rißausbreitung, Abb.1). Um die Rißausbreitung zu bestimmen, bietet die linear elastische Bruchmechanik verschiedene Kriterien. Für das hier beschriebene Problem, werden die beiden folgenden Kriterien benutzt:

- (i) Das Verformungsenergiedichtefaktor - Kriterium nach Sih (S - Kriterium)
- (ii) Das Kriterium der maximalen Tangentialspannung ($\sigma_{\theta, \max}$ - Kriterium)

Die beiden Kriterien sind ausführlich bei Ingraffea (1985) beschrieben. Das S - Kriterium in Zusammenhang mit der BEM wurde von Cornet (1979) behandelt. Das hier vorgestellte ebene Modell benutzt hauptsächlich das S - Kriterium. Der Verformungsenergiedichtefaktor S wird aus den lokalen Spannungen σ_{xx} , σ_{xy} , σ_{yy} berechnet:

$$S = r \cdot \pi \{ (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2) / 2E - \nu \sigma_{xx} \sigma_{yy} / E + \sigma_{xy} / 2G \}$$

r - Abstand,
E - Elastizitätsmodul, G - Schermodul, ν - Poissonzahl.

Unter Verwendung des Kriteriums erhält man zwei Lösungen (einmal für Zug- und einmal für Druckbelastungen), denn die Spannungen gehen in die S - Berechnung quadratisch ein. Deswegen wird zusätzlich das $\sigma_{\theta, \max}$ - Kriterium als Ausscheidungskriterium miteinbezogen.

4. Ergebnisse

4.1. Der Einzelriß

Um die Methode zu überprüfen, wurde die Ausbreitungsrichtung θ , eines einzelnen Risses in der unendlichen Ebene bei einachsiger Belastung (Abb.1) als Funktion der Orientierung des Risses β bezüglich der angelegten Spannung σ mit dem S - Kriterium numerisch und analytisch berechnet. Zusätzlich wurde θ , mit Hilfe des $\sigma_{\theta, \max}$ - Kriteriums für Zugspannungsbelastung numerisch berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 2 dargestellt. Für Druckspannungen zeigt sich, daß die numerischen Werte im Bereich $20^\circ \leq \beta \leq 80^\circ$ um einen kleinen Betrag ($\sim 5^\circ$) geringer sind als die analytisch berechneten Werte. Größere Abweichung liegen in den Bereichen um 90° (parallel zu σ) und 0° (senkrecht zu σ) vor. Für Zugspannungen stimmen die analytischen und numerischen Resultate gut überein. Auch zeigt sich, daß das $\sigma_{\theta, \max}$ - Kriterium als Ausscheidungskriterium wirksam ist. Die Abweichung zwischen numerischen und analytischen Berechnungen läßt sich darauf zurückführen, daß die modellierte Rißspitze im Gegensatz zur Theorie nicht unendlich spitz ist.

Berechnet man den Rißweg eines gegen eine einachsige Druckbelastung um 45° geneigten Riß in der Ebene, so wird das experimentelle Ergebnis genau simuliert (Abb.3, vgl. z.B. Nemat-Nasser and Horii, 1982).

4.2. Wechselwirkung mehrerer Risse

Die Wechselwirkung von 5 links- bzw. rechtsstufig angeordneten Rissen zeigen die Abbildungen 4 und 5. In beiden Fällen sind die Risse 45° zur angelegten Druckspannung orientiert; die Materialparameter für das Gebiet zwischen den Rissen sind die eines Carrara-Marmors (Elastizitätsmodul $E = 75000$ MPa, Poissonzahl $\nu = .25$; Rummel and Möhring-Erdmann, 1984; $K_{IC} = 1.2$ MNm $^{-3/2}$; Müller, 1987), der Abstand zwischen den benachbarten Rißspitzen ist in beiden Fällen gleich ($d/b = 0.35$, Rißlänge $2b = 5.6$ mm).

Das linksstufige Array kennzeichnet eine starke Wechselwirkung, bei der sowohl der Ausbreitungswinkel als auch die Verformungsenergiedichte stark beeinflußt werden. Der Winkel wird von 111° (ein einzelner Riß mit gleicher Orientierung, Rißlänge und Elementkonfiguration) um maximal 48° reduziert und die Verformungsenergiedichte wird fast verzehnfacht (Abb.4b). Nimmt man eine angelegte Spannung von 15 MPa, so überschreitet an allen Rißspitzen - bis auf die äußeren (I1, V2) - der Verformungsenergiedichtefaktor den kritischen Wert S_c , und die Risse wachsen zusammen (Abb.4b).

Die Wechselwirkung ist wesentlich geringer bei einem rechtsstufigen Array. Der Winkel wird bis zu max. 11° vergrößert; die Verformungsenergiedichte schwankt um ihren Normalwert (Abb.5a). Würde man die Spannung erhöhen, damit die Risse sich ausbreiten (gestrichelte Linien), zeigt sich keine Tendenz, daß sie zusammenwachsen. Das Ergebnis wird durch Experimente von Vallejo and Pramono (1984) bestätigt.

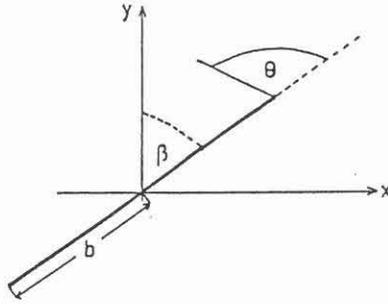


Abb.1: Riß der Länge $2b$ in einer (unendlichen) Platte
 r, θ Polarkoordinaten des Feldpunktes P bezogen auf die Rißspitze
 β Winkel zwischen Riß und größter Hauptspannung σ (σ im Modell immer parallel zur y -Achse)

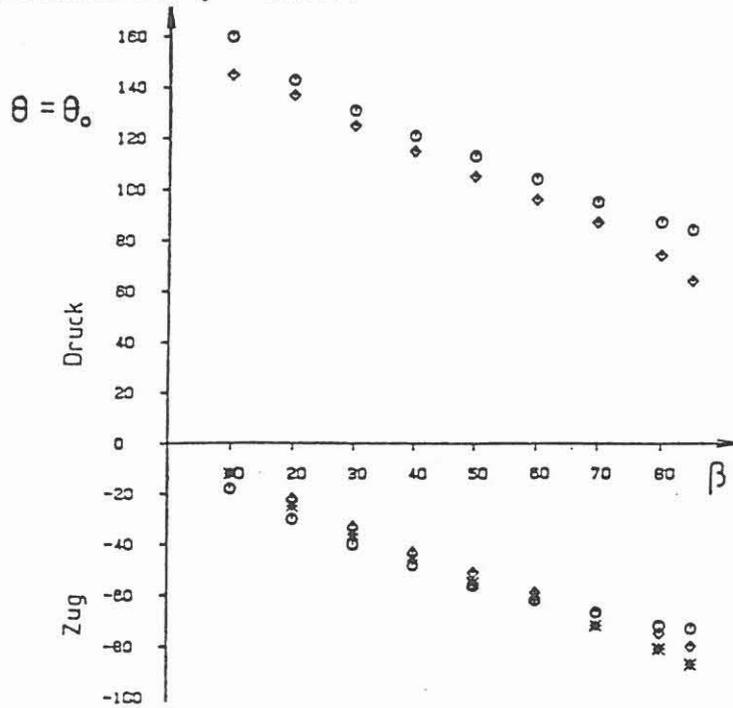


Abb.2: Ausbreitungsrichtung θ , eines Risses in einer (unendlichen) Platte als Funktion der Rißorientierung ($\nu = 0.25$, einachsige Belastung).

- S - Kriterium, analytisch berechnet
- ◇ S - Kriterium, numerisch berechnet
- * $\sigma_{\theta, \max}$ - Kriterium, numerisch berechnet

positive Winkel θ , korrelieren mit Druckbelastung
 negative Winkel θ , korrelieren mit Zugbelastung

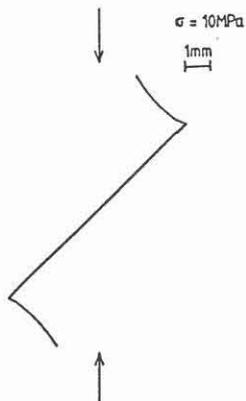


Abb.3: Ausbreitung eines unter 45° zur einachsigen Druckspannung σ ($\sigma = 10 \text{ MPa}$) orientierten Risses ($b = 5 \text{ mm}$, $E = 75000 \text{ Mpa}$, $\nu = 0.25$).

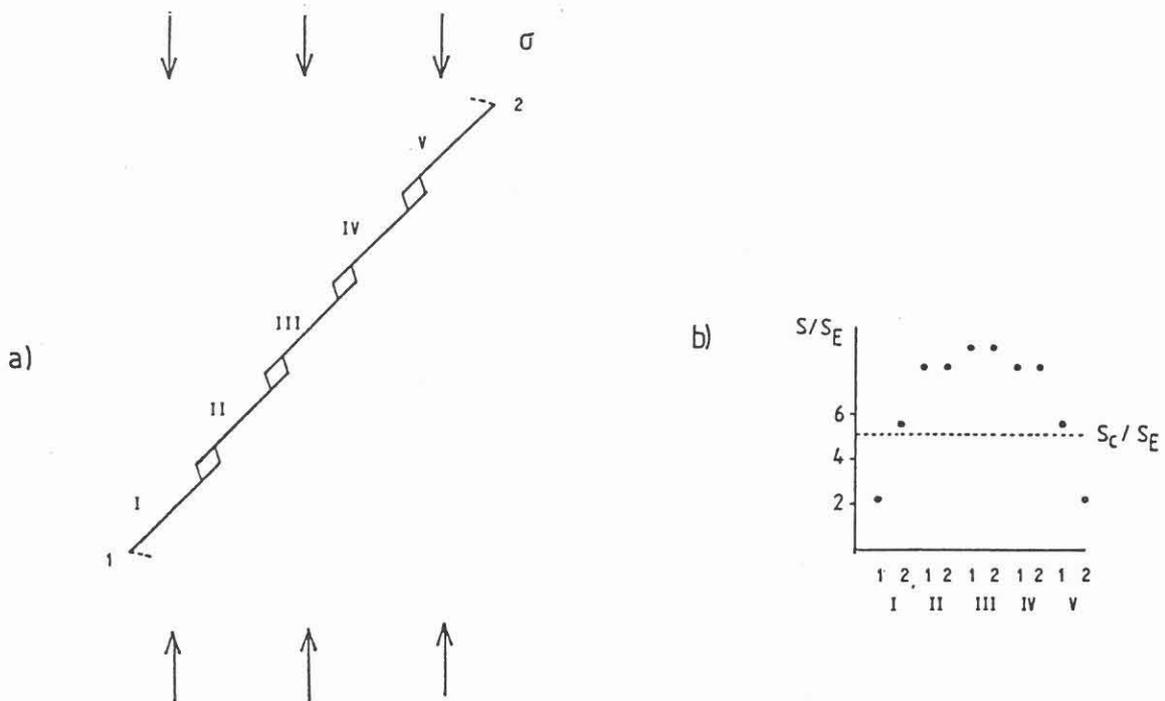


Abb.4: a) Linksstufiges Array von 5 unter 45° zur Hauptspannungsrichtung geneigten Rissen ($b = 2.5 \text{ mm}$) bei einachsiger Druckbelastung ($E = 75000 \text{ MPa}$, $\nu = 0.25$).
 b) Die zu den einzelnen Rißspitzen zugehörigen Verformungsenergiegedichtefaktoren (S_E eines einzelnen unter 45° geneigten Risses normiert, $S_C = 5 \cdot 10^{-3} \text{ MPamm}$, $S_E = 10^{-3} \text{ MPamm}$; für $\sigma = 15 \text{ MPa}$).

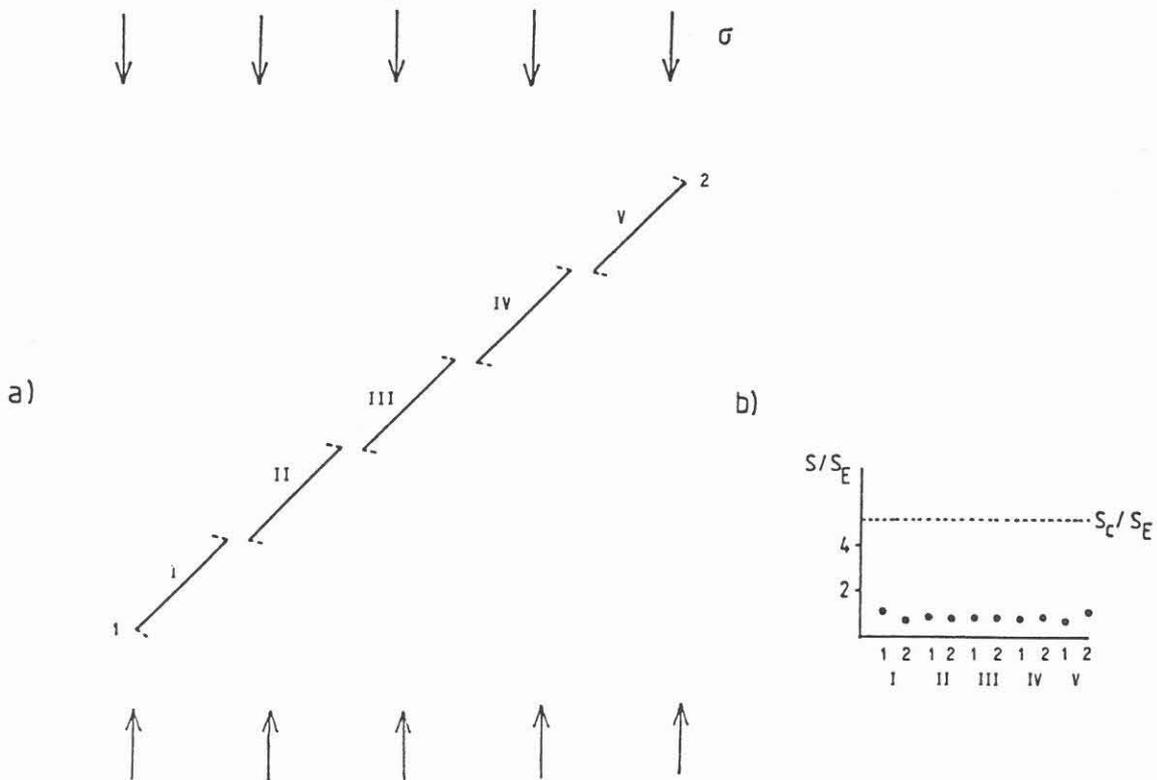


Abb.5: a) und b) analog zu Abb.4 a) und b), aber rechtsstufiges Riß - Array.

Die Anordnung von 23 willkürlich orientierten Rissen, die einer einachsigen Drucklast unterworfen werden, zeigt Abb.6a. Nach 5 Rechenschritten (bei gleichbleibender axialer Last) ergibt sich die Rißkonfiguration in Abb.6b; es bilden sich deutlich makroskopischen Zugrisse aus (axiales Splitten).

5. Diskussion

Die Boundary Element Methode der konstanten Verschiebungsdiskontinuität kombiniert mit dem S - und G_{\max} - Kriterium der linear elastischen Bruchmechanik ergibt ein effektives Werkzeug, um die Wechselwirkung mehrerer Risse zu simulieren.

Die Methode ermöglicht es, die Bildung makroskopischer Bruchphänomene aus der Wechselwirkung mehrere Risse zu simulieren (z.B. axiales Splitten, Abb.6). Damit wird ein Beitrag zum Verständnis der Mechanismen geleistet, die zu Brüchen unter Druckbelastung führen. Dies könnte zur Beschreibung von Phänomenen wie Randausbrüche in Tiefbohrungen nützlich sein und allgemein zur Betrachtung der Stabilität von Tiefbohrungen beitragen.

6. Danksagung

Die numerischen Berechnungen wurden von dem Bundesministerium für Forschung und Technik (BMFT; Nr. 03E6075 A-1) und von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG; Nr. CG-Ru/225-12-1) finanziell gefördert.

Herrn Prof. Dr. F. Rummel danke ich für wichtige Anregungen und seine stete Diskussionsbereitschaft.

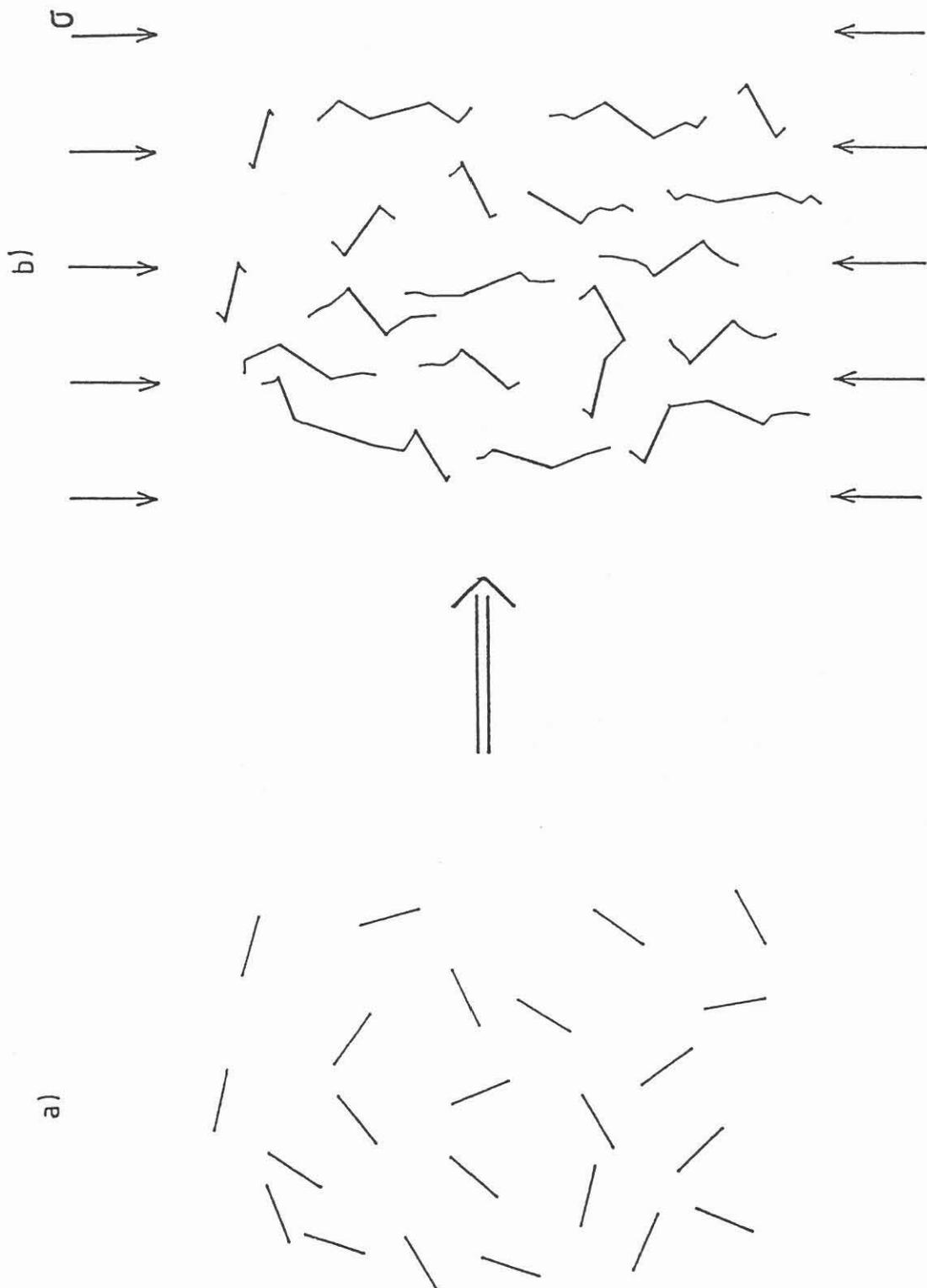


Abb.6: a) 23 willkürlich zur einachsigen Druckspannung σ orientierte Risse ($b = 0.5 \text{ mm}$, $E = 75000 \text{ MPa}$, $\nu = 0.25$, $\sigma = 100 \text{ MPa}$, $S_C = 5 \cdot 10^{-3} \text{ MPamm}$).
b) Rißkonfiguration nach 5 Rechenschritten.

7. Literatur

-
- Bieniawski, Z.T.: Mechanism of brittle fracture of rock. Part I - Theory of the fracture process. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci.*, 4, 395 - 406, 1967.
- Bombalakis, E.G.: Photoelastic investigation of brittle crack growth within a field of uniaxial compression. *Tectonophysics*, 1, 343 - 351, 1964.
- Bombalakis, E.G.: Photoelastic study of initial stages of brittle fracture in compression. *Tectonophysics*, 6, 461 - 473, 1968.
- Bombalakis, E.G.: Study of the brittle fracture process under uniaxial compression. *Tectonophysics*, 18, 231 - 248, 1973.
- Cornet, F.H.: Comparative analysis by the displacement-discontinuity method of two energy criteria of fracture. *J. Appl. Mech.*, 46, 349 - 355, 1979.
- Cotterell, B.: Brittle fracture in compression. *Int. J. Frac. Mech.*, 8, 195 - 208, 1972.
- Crouch, S.L. and A.M. Starfield: Boundary element methods in solid mechanics. George Allen & Unwin, London, 1983.
- Dey, T.N. and Wang Chi-Yuen: Some mechanisms of microcrack growth and interaction in compressive rock failure. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 18, 199 - 209, 1981.
- Gdoutos, E.E.: Interaction between two equal skew-parallel cracks. *J. Strain Anal.*, 15, 127 - 136, 1980.
- Gdoutos, E.E.: Growth prediction of two interacting cracks. *Theor. Appl. Frac. Mech.*, 1, 133 - 137, 1984.
- Hoek, E. and Z.T. Bieniawski: Brittle Fracture propagation in rock under compression. *J. Frac. Mech.*, 1, 137 - 155, 1965.
- Holzhausen G.R. and A.M. Johnson: Analyses of longitudinal splitting of uniaxially compressed rock cylinders. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 16, 163 - 177, 1979.
- Horii, H. and S. Nemat-Nasser: Compression-induced microcrack growth in brittle solids: axial splitting and shear failure. *J. Geophys. Res.*, 90, 3105 - 3125, 1985.
- Ingraffea, A.R.: Theory of crack initiation and propagation in rock. in: *Rock fracture mechanics*. ed. B. Atkinson, Academic Press Inc. 1985.
- Kishida, M. and M., Asano: A study of interference of three parallel cracks. *Eng. Frac. Mech.*, 19, 531 - 538, 1984.
- Kranz, R.L.: Crack-crack and crack-pore interactions in stressed granite. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 16, 37 - 47, 1979.

- Möhring-Erdmann, G. and F. Rummel: Borehole breakouts mechanisms and stress estimation. subm. for publication: The Falkenberg Hot Dry Rock Project. ed. O. Kappelmeyer and F. Rummel, BGR, 1987.
- Müller, W.: Experimentell und numerische Untersuchungen zur Rißausbreitung im anisotropen Gestein in der Nähe von Grenzflächen. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1987.
- Nemat-Nasser, S. and H. Horii: Compression-induced nonplanar crack extension with application to splitting, exfoliation, and rockburst. J. Geophys. Res., 87, 6805 - 6821, 1982.
- Rummel, F. and G. Möhring-Erdmann: Unveröffentlichte Daten, persönliche Mitteilung, 1984.
- Sih, G.C.: Handbook of stress intensity factors: Stress intensity factor solutions and formulas for reference, Inst. of Fracture and Solid Mechanics, Lehigh Univ. Bethlehem, Pennsylvania, 1973.
- Smolka, K. and F. Rummel: Thermal cracking in glass. subm. for publication in: The Falkenberg Hot Dry Rock Project, ed. O. Kappelmeyer and F. Rummel, BGR, 1987.
- Sobolev, G. and F. Rummel: Shear fracture development and seismic regime in pyrophyllite specimens with soft inclusions. J. Geophys., 51, 180 - 187, 1982.
- Timoshenko, S.P. and J.N. Goodier: Theory of elasticity. McGraw Hill, 1982.
- Vallejo, L.E. and E. Pramono: Development of fracture regions in brittle materials. in : Rock mechanics in productivity and protection. ed. C.H. Dowding and M.M. Singh, Proc. 25th Symposium on Rock Mechanics, 47 - 54, 1984.

DAS SPANNUNGSFELD DER ERDKRUSTE UND SEINE WIRKUNG AUF EINE ÜBERTIEFE BOHRUNG

W. Kessels

Zusammenfassung

Bei der Erstellung der Kontinentalen Tiefbohrung wird in einen mechanisch hoch belasteten Gesteinsverband gebohrt.

Die beim Bohrvorgang zwangsläufig vorgenommene Entlastung und die zusätzliche Abkühlung des Gesteins durch die im Bohrloch zirkulierende Bohrspülung verursachen eine Riß- bzw. Mikrorißbildung. Dies hat negative Auswirkungen auf die Gewinnung gut erhaltener Kerne und die Stabilität des Bohrlochnahbereiches. Es ist ein Ziel des KTB-Projektes, über die Untersuchung von Bohrlochrandausbrüchen und Restspannungen in Kernen auf das erzeugende Spannungsfeld zurückzuschließen, so daß diese ungewollte Rißbildung auch einen positiven Effekt besitzt.

Entlastung und Abkühlung erzeugen sowohl makroskopische als auch mikroskopische Spannungen im Gestein. Letzere haben ihre Ursache in den Inhomogenitäten des Gesteinsgefüges. Diese durch Bohrvorgang und Kerngewinnung erzeugten Spannungen werden im folgenden diskutiert. Ausgegangen wird dabei von einem hydrostatischen Spannungszustand der Kruste. Anhand einiger abschätzenden Rechnungen wird gezeigt, daß der Aufbau mikroskopischer Spannungen von einigen 100 MPa im Gefüge eines Kernes aus 10 000 m Bohrlochtiefe zu erwarten ist, sofern diese nicht durch Mikrorißbildungen abgebaut werden.

Mehrachsige, durch tektonische Vorgänge aufgebaute Spannungszustände und der Einfluß des Porenwasserdruckes im Gebirge überlagern sich den hier beschriebenen Auswirkungen eines hydrostatischen Spannungsfeldes.

Anschrift des Autors: Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Kontinentales Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland, Projektleitung, Stilleweg 2, 3000 Hannover 51

1 Einleitung

Wesentliches Ziel der Kontinentalen Tiefbohrung ist die Erforschung der kontinentalen Kruste. Die Informationen hierzu können

- aus Kernen und Bohrklein
- aus Bohrlochmessungen und
- aus Spülungsanalysen

gewonnen werden.

Bei diesen Messungen muß selbstverständlich berücksichtigt werden, daß sowohl die Kerne als auch der Bohrlochnahbereich sich nicht mehr im Zustand der ursprünglichen Kruste befinden. Die unter Spannung stehende Erdkruste wird durch das Erstellen der Bohrung im Bohrlochnahbereich entlastet, was dort zu einer Störung des Gebirges führt.

Im folgenden soll lediglich die Wirkung eines hydrostatischen Spannungszustandes auf den Bohrlochnahbereich vorgenommen werden. Alle hier geschilderten Auswirkungen sind auch bei einer mehrachsigen Spannung in der Kruste vorhanden. Über die Auswirkung eines mehrachsigen Spannungszustandes auf eine Bohrung und die damit verbundenen Bohrlochrandausbrüche findet sich eine ausführliche Darstellung bei BLÜMLING, 1986.

Im Bergbau gilt ein Erfahrungssatz, demzufolge der Gebirgszustand in der Umgebung eines Hohlraumes bis zum zweifachen seines Durchmessers als gestört anzunehmen ist. Dies sollte nun nicht zum Gebot erhoben werden, es markiert aber die Größenordnung des möglichen Störbereiches hinsichtlich seiner mechanisch bedingten Auflockerung.

2 Bedeutung und Ursache der mechanischen Störung des Gesteinsverbandes

Insbesondere bei der Interpretation der physikalischen Parameter, die aus Bohrlochmessungen gewonnen werden, ist der gestörte Zustand des Bohrlochnahbereiches zu beachten.

Die in der Tab. 1 aufgeführten Eindringtiefen der Bohrlochmessverfahren im Sedimentgestein markieren bei einem geplanten Bohrlochdurchmesser von 25 cm für die KTB-Bohrung die möglichen Störungen (DEVAY et al. 1986).

Tabelle 1:

Abgeschätzte Werte der Eindringtiefen ausgewählter Bohrlochmessungen

	Eindringtiefen in m
Dipmeter	$3 - 10^{-2}$
Laterolog	0,1
Neutronensonden	0,2
Gamma-Gamma-Sonden	0,1
Sonic-Messungen	0,1
Hydraulische Tests und Spannungsmessungen	1,0 - 20,0
Geothermik; VSP; Magnetfeldmessungen	einige km

Bei der Bewertung der in Tab. 1 angegebenen Werte ist zu berücksichtigen, daß auch bei großen Eindringtiefen der gestörte Bohrlochnahbereich noch eine große Auswirkung auf die Messung haben und damit zu Fehlinterpretationen führen kann.

Wie nun durch eine Bohrung der ursprüngliche Gebirgs- und Gesteinszustand gestört wird, ist in Tab. 2 skizziert.

Tabelle 2:

Beeinflussung der Gebirgs- und Gesteinszustände durch eine Bohrtätigkeit

Zustandsänderung	Auswirkung auf
Mechanische Spannung	Rißbildung
Fluidzusammensetzung	mechanische Materialparameter elektrische Materialparameter hydraulische Permeabilität
Temperatur	Porenwasserdruck Porosität

Daß die Entlastung des Gesteins vom Spannungsfeld der Erdkruste auch im Kernmaterial deutliche Störungen hinterläßt, geht z. B. aus einer Veröffentlichung von CARLSSON & WANG (1986) hervor, die in einer ca. 1 600 m tiefen Bohrung die Mikroriß-Porosität von Gesteinen untersucht haben (siehe Abb. 1). In diesem Diagramm wird eine Abhängigkeit der Porositätsänderung des anstehenden Granites mit der Bohrlochtiefe bzw. mit der mittleren in situ-Spannung deutlich.

Wie eine solche Auflockerung bzw. Mikrorißbildung in der Praxis aussieht, kann aus Abb. 2 ersehen werden. Hier zeigt sich schon anhand der Rißorientierungen, daß die einzelnen Mineralkörner ein stark anisotropes Verhalten besitzen. An der mikroskopischen Aufnahme ist zu erkennen, daß insbesondere an den Korngrenzen mit Ablösungsvorgängen zu rechnen ist.

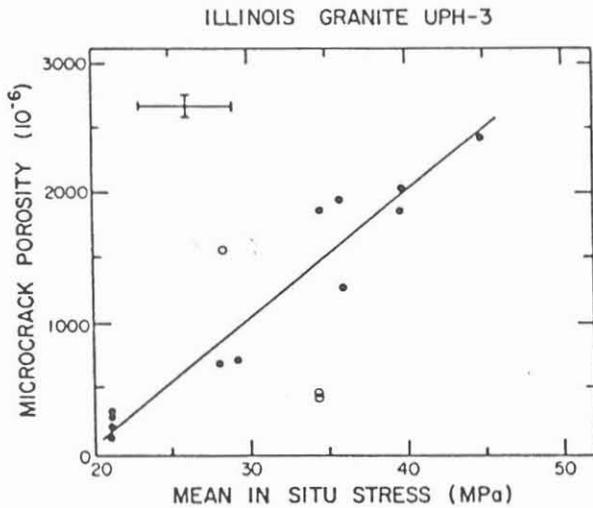


Abb. 1: Die Mikroriß-Porosität in Abhängigkeit von der mittleren Spannung in der Illinois-Bohrung UPH-3. Die Darstellung zeigt ein deutliches Ansteigen der Mikroriß-Porosität in den gewonnenen Kernen mit der mittleren Spannung des Gebirges (Nach CARLSON & WANG, 1986).

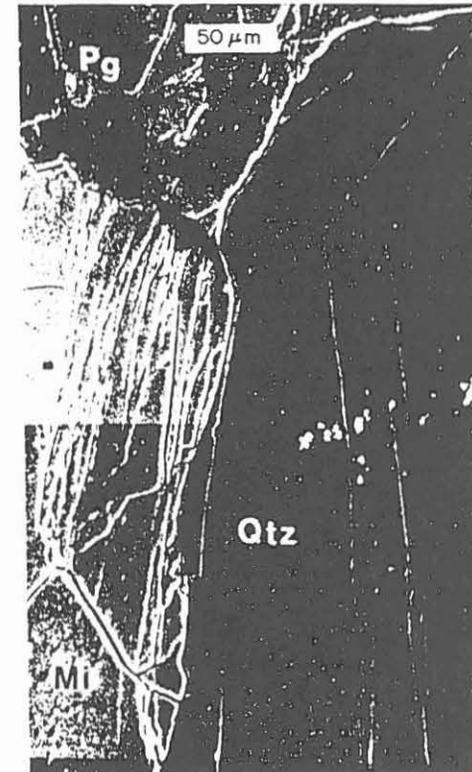


Abb. 2: Mikroskopische Aufnahmen von Mikrorissen in einem Westerly Granit nach einem Belastungsversuch. An den Korngrenzen und insbesondere im Mikrocline (Mi) zeigt sich deutliche Rißbildung, die wesentlich größer als im Plagioklas (Pg) und im Quarz (Qtz) ist. Die Belastungsrichtung der Probe war vertikal. (Darstellung aus WONG, 1982).

Nicht nur die rein mechanischen Materialparameter der Mineralkörner zeigen ein anisotropes Verhalten, sondern auch der für die thermomechanische Belastung bedeutsame thermische Ausdehnungskoeffizient. So zeigt z.B. Kalkspat in einer Richtung beim Abkühlen eine schwache Ausdehnung, während er in der anderen Richtung wesentlich stärker als alle Mineralien schrumpft (siehe Tab. 3). Dieser Effekt ist in eine Überlegung zur Entstehung der Mikrorißbildungen mit einzubeziehen.

Eine wesentliche Ursache für das Auftreten von Mikrorißbildung ist allein schon durch die unterschiedlichen mechanischen und thermomechanischen Materialparameter der Mineralkörner gegeben, auch wenn das Gestein "im Großen" ein isotropes Materialverhalten zeigt.

3 Makroskopische und mikroskopische Spannungen

Grundsätzlich muß die Unterscheidung zwischen makroskopischen und mikroskopischen Spannungen vorgenommen werden. Makroskopische Spannungen sind die mittleren Spannungen eines Volumenelementes, das groß gegenüber den Kornabmessungen ist. Mikroskopische Spannungen sind die Spannungsabweichungen von den mittleren Spannungen, die bei einer räumlichen Auflösung kleiner als die Korngrößen sind.

Zum Verständnis der Mechanismen, die hier wirksam sind, kann Abb. 3 betrachtet werden. Makroskopische Spannungen werden durch die außen in Abb. 3 aufgezeichneten Pfeile charakterisiert. Dargestellt sind die Spannungen in Zylinderkoordinaten, die für eine Bohrung zu bevorzugen sind.

Abb. 3 stellt den Zustand eines Gesteinselementes des durch die Bohrung unbeeinflussten Gebirges dar. Es ist daher angenommen worden, daß im tieferen Gebirgsbereich durch Kriech- und Entspannungsvorgänge im Innern dieses Volumenelementes auch mikroskopisch, d. h. im Korngrößenbereich betrachtet, eine konstante Spannung vorliegt, so wie dies im unteren Diagramm dargestellt ist.

Im weiteren wird angenommen, daß die Bohrung erstellt wird und daß das Volumenelement direkt am Rand der Bohrung liegt (siehe Abb. 4).

Da die Spülung aufgrund ihres kleineren spezifischen Gewichtes nicht den gleichen Druck wie das Gebirge besitzt, sinkt die Radialkomponente der Spannung am Bohrlochrand auf den Spülungsdruck ab. Für die Gegenkraft gegenüber dem größeren Gebirgsdruck sorgt die angestiegene Tangentialspannung. Dies ist der Effekt, der einer normalen makroskopischen gebirgsmechanischen Rechnung einer druckbelasteten Bohrung zugänglich ist.

Tabelle 3: Aufstellung einiger relevanter mechanischer bzw. thermomechanischer Materialparameter für verschiedene Mineralien nach CORRENS, C.; Einführung in die Mineralogie; Springer-Verlag, 1968.

⊥ c = Messung senkrecht zur Achse
 || c = Messung parallel zur Achse

Beispiele räumlicher Kompressibilitätskoeffizienten $k \cdot 10^5$ 1/MPa bei 0 - 30 °C

Graphit	< 3,0
Quarz	2,62
Granat	0,59
Olivin (Fayalit)	0,87
Augite	1,0
Hornblenden	1,3
Glimmer	2,2
Feldspäte	1,1 - 1,8
Kalkspat	1,38

Die Anisotropie des Quarzes

	c	⊥ c
Druckfestigkeit	2.500 MPa	2.280 MPa
Zugfestigkeit	116 MPa	85 MPa
Biegefestigkeit	140 MPa	92 MPa
Linearer Kompressibilitätskoeffizient	$0,718 \times 10^{-6}$ 1/MPa	$0,995 \times 10^{-6}$ 1/MPa
Linearer Ausdehnungskoeffizient	$6,99 \times 10^{-6}$ 1/°C	$13,24 \times 10^{-6}$ 1/°C

Einige Beispiele zum linearen Ausdehnungskoeffizienten verschiedener Mineralien

	c	⊥ c
Quarz	$6,99 \times 10^{-6}$ 1/°C	$13,24 \times 10^{-6}$ 1/°C
Kalkspat	$25,57 \times 10^{-6}$ 1/°C	$- 5,7 \times 10^{-6}$ 1/°C
Flußspat	$17,96 \times 10^{-6}$ 1/°C	$3,82 \times 10^{-6}$ 1/°C

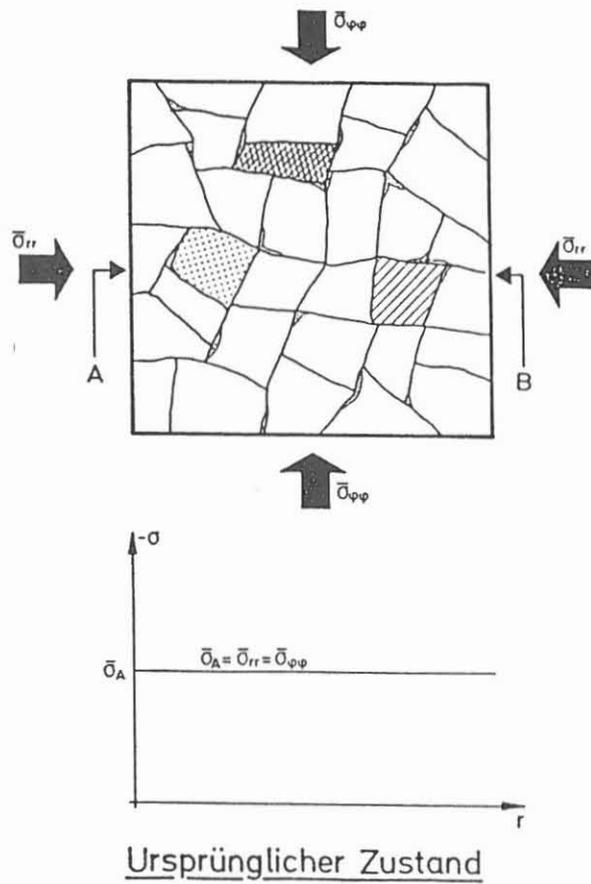


Abb. 3:

Makroskopischer (Pfeile) und mikroskopischer (Diagramm unten) Spannungszustand nach angenommenen Entspannungsprozessen durch Relaxation (im unverritzten Gebirge vor Erstellung der Bohrung).

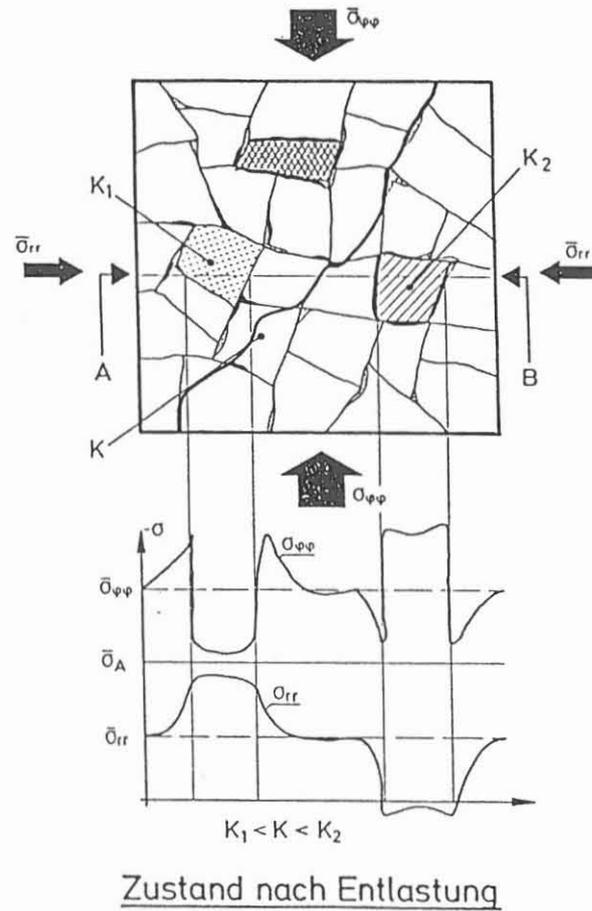


Abb. 4:

Makroskopische (Pfeile) und mikroskopische (Diagramm unten) Spannungen nach der Entlastung des Gebirges durch das Erstellen der Bohrung. Für ein Volumenelement am Bohrlochrand entspricht $\bar{\sigma}_{rr}$ dem Spülungsdruck. Durch die Entlastung werden auch mikroskopische Spannungen durch die unterschiedlichen Kompressionsmoduli erzeugt.

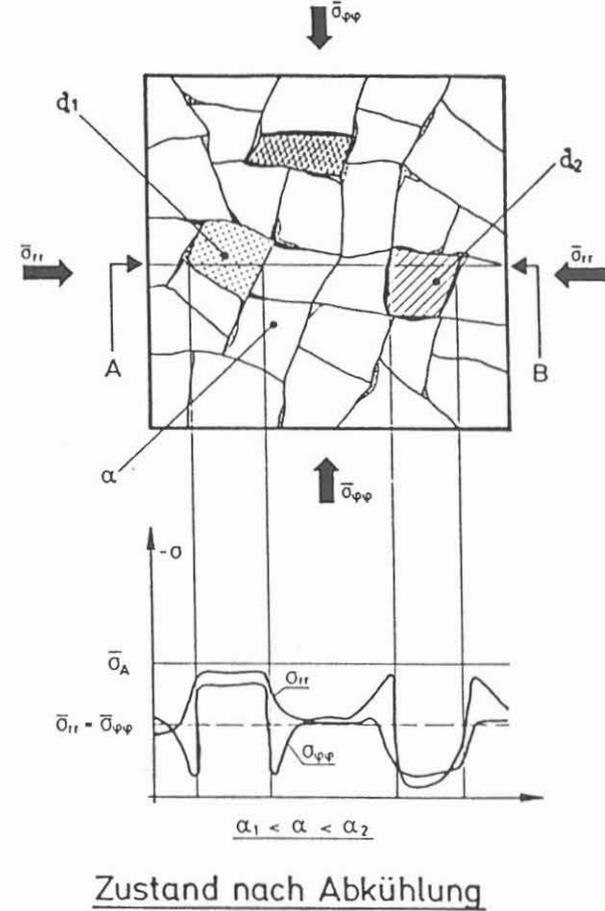


Abb. 5:

Makroskopische (Pfeile) und mikroskopische (Diagramm unten) Spannungen nach dem Abkühlen eines Gesteins-elementes aus einem hydrostatischen Spannungszustand heraus für Mineralkörner mit unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten.

Die Spülung wird daher in diesen Porenraum eindringen und die ursprünglich vorhandenen Gesteinsparameter stark verändern.

Die Änderung des Druckes in der Spülungssäule pflanzt sich mit wachsender Zeit in den Porenraum des Gebirges fort. Mit welcher Geschwindigkeit diese Fortpflanzung auch im niederpermeablen Gebirge erfolgt, geht aus Abb. 6 hervor. Hier wurde angenommen, daß die Spülung in der Bohrung aufgrund ihrer Dichte gegenüber dem Porenwasserdruck einen Überdruck von 10 MPa besitzt. Dieser Druck breitet sich in einem permeablen Gebirge nach dem im folgenden aufgeführten Diffusionsgesetz aus, und die Bohrlochumgebung wird entsprechend von der Spülung infiltriert:

$$\Delta P = \frac{1}{D} \frac{\partial P}{\partial t} \quad D = \text{Hydraulische Diffusionskonstante}$$

Zu Grunde gelegt wurde hier die sehr geringe Permeabilität von $1 \mu D$ und eine Porosität von 0,1 % bei zylinderförmiger Porenform und eine Temperatur von 20 °C. Man sieht, daß sich die Druckerhöhung im Porenraum trotz der niedrigen Permeabilität sehr schnell ausbreitet, so daß nach ca. 1 Woche die Bohrlochumgebung mit einem Radius von 10 m als druckgestört zu betrachten ist. Infiltriert wurde die Bohrlochumgebung in dieser Zeit bis zu einer Tiefe von 1,5 m.

Wie durch das Diffusionsgesetz vorgegeben, verlangsamt sich dieses Eindringen zwar mit wachsender Zeit aber trotzdem kann man davon ausgehen, daß das Porenwasser in einer weiteren Bohrlochumgebung bei den zu erwartenden Bohrzeiten als stark gestört anzusehen ist.

5 Rechnerische Abschätzung der makroskopischen Spannungen

In Abb. 7 ist der Spannungsverlauf im Gebirge im Nahbereich der Bohrung dargestellt. Diese Finite-Elementrechnung wurde vom Institut für Unterirdisches Bauen der Universität Hannover von ZANDER (1987) durchgeführt. Die in der Rechnung angenommenen Temperaturschwankungen von 150 °C am Bohrlochrand erzeugen hier makroskopische Scherspannungen in der Größenordnung von 100 MPa, die der durch die Gebirgsspannung erzeugten Scherspannung entgegenwirken. Die Bohrlochauskühlung bewirkt also eine Herabsetzung der zum Bruch führenden Scherspannung (Kurve nach $t = 2 \cdot d$ Auskühlung), was zu einer Erhöhung der Bohrlochstabilität führt. In Abb. 8 ist der zeitabhängige Verlauf der Spannung in der Bohrlochwand aufgezeichnet. Die auftretenden Tangentialspannungen sind allerdings sehr stark abhängig von den Materialparametern des Gebirges.

STEPHENS & VOIGHT (1982) haben die Abhängigkeit der Thermo- spannungen vom E-Modul und den thermischen Ausdehnungskoeffizienten, wie in Abb. 9 dargestellt, berechnet.

Mikroskopisch werden durch diesen Entlastungsvorgang die stark unterschiedlichen mechanischen Materialparameter der einzelnen Mineralkörner wirksam. Als Beispiel wurde im unteren Diagramm von Abb. 4 ein Schnitt (A - B) durch 2 Mineralkörner gelegt, von denen eines einen kleinen Kompressionsmodul (K_1) und das andere einen großen (K_2) besitzt, während der Kompressionsmodul der Restmatrix zwischen beiden liegen soll.

Bei einer makroskopischen Entlastung des Volumenelementes möchte ein Korn mit einem kleinen Kompressionsmodul sein Volumen wesentlich stärker ausdehnen als dies die umgebende Matrix zuläßt. Daher bleibt der Anfangsdruck im Korn fast erhalten. Ein Mineralkorn mit einem großen Kompressionsmodul möchte sich bei Entlastung möglichst wenig ausdehnen, so daß es von der umgebenden Matrix auseinandergezogen (d.h. entlastet) wird. Dies kann bis in den Zugspannungsbereich erfolgen, der für die Gebirgszerstörung als besonders kritisch anzusehen ist.

In Abb. 5 ist der reine Abkühlungsvorgang dargestellt. Er hat ebenfalls sowohl eine makroskopische als auch eine mikroskopische Wirkung. Die Abkühlung des Volumenelementes in einem Gebirgsverband, der nicht abgekühlt wird, wirkt sich als eine allseitige Entlastung aus (vorausgesetzt, daß das Volumenelement makroskopisch homogen und isotrop reagiert).

Makroskopisch ist also bei Abkühlung ein Entlastungseffekt zu verzeichnen. Mikroskopisch werden nun wieder 2 Mineralkörner mit unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten im Schnitt A - B betrachtet. Das Korn mit dem kleinen Ausdehnungskoeffizienten schrumpft wesentlich weniger als seine Umgebung bei Abkühlung und wird daher unter einen höheren Druck gesetzt. In der Umgebung des Kornes können in tangentialer Richtung um das Korn Zugspannungen erzeugt werden. Das Korn mit einem großen Ausdehnungskoeffizienten wird durch eine starke Schrumpfung u. U. in radialer Richtung Zugspannungen erzeugen.

4 Der Porenwasserdruck

Noch nicht eingegangen wurde bisher auf das in den Abbildungen 4 - 6 eingezeichnete Porenwasser. Die Abweichung des Porenwasserdruckes von der makroskopischen Gebirgsspannung kann als mikroskopische Spannung betrachtet werden. Von Bedeutung ist der Porenwasserdruck insbesondere, weil er die Festigkeit des Gesteines stark beeinflusst (MURELL 1965). Der Porenwasserdruck des Gebirges beeinflusst also, welche Wirkung das Spannungsfeld der Erdkruste in der Bohrlochwand hervorruft. An der Bohrlochwand herrscht im Porenraum des Gebirges der Druck der Spülungssäule. Dieser wird im allgemeinen von der Bohrtechnik etwas höher als der Porenwasserdruck im unverritzten Gebirge gewählt.

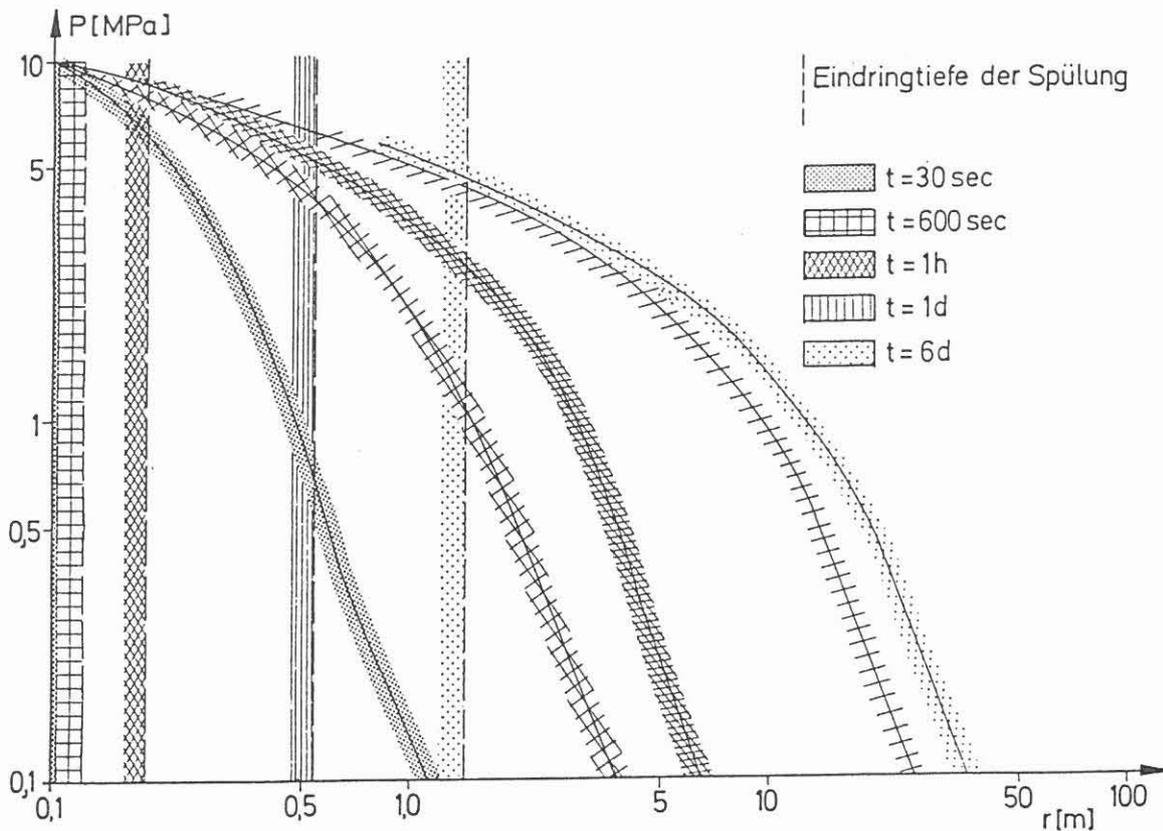


Abb. 6: Die zeitabhängige Druckerhöhung im Porenraum des Gebirges und das Eindringen der Spülung in den Porenraum bei einer schlagartigen Erhöhung des Spülungsdruckes um 10 MPa. Für die Eindringlinien wurde eine vollständige Verdrängung der ursprünglich vorhandenen Porenflüssigkeit angenommen. Zur Berechnung wurde eine Diffusionskonstante $D = 1,8 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{sec}$ und eine Permeabilität $K = 1 \mu\text{D}$ angesetzt. Dies entspricht in etwa einer Porosität von 0,1 % bei zylinderförmigen Porenkanälen. Die Rechnung wurde mit dem Finite-Differenzen-Programm EDITE (KESSELS et al. 1985) durchgeführt.

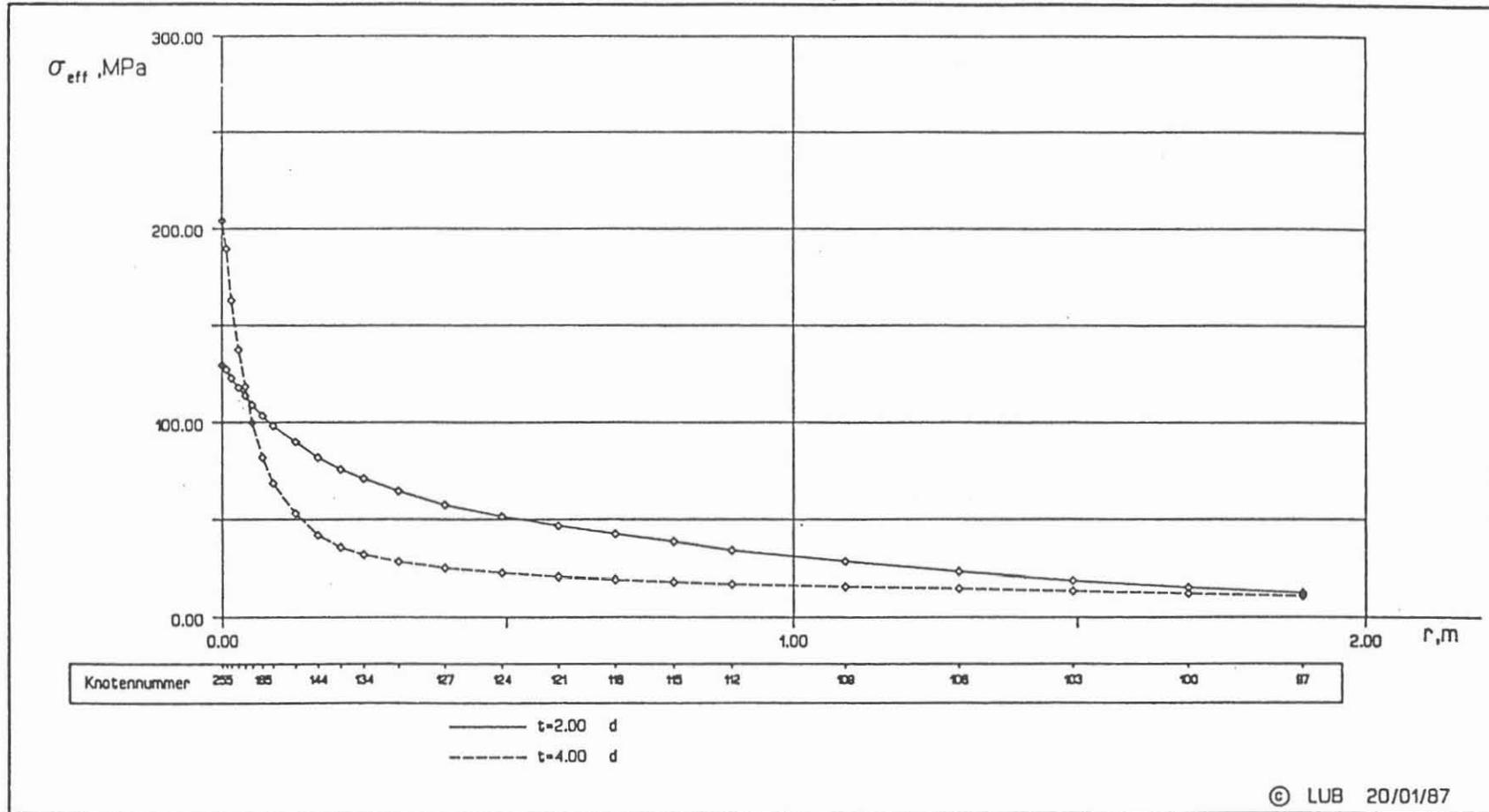


Abb. 7: Die thermomechanisch induzierte Scherspannung in Abhängigkeit vom Bohrlochabstand bei einer sprunghaften Temperaturänderung im Bohrloch zum Zeitpunkt $t = 0$ um $150\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nach 2 Tagen Auskühlung zeigt sich eine deutliche Verminderung der Effektivspannung am Bohrlochrand. Danach wird die Kühlung unterbrochen und die Effektivspannung steigt wieder auf 200 MPa an. Die Effektivspannung charakterisiert dabei die Scherspannungsbelastung des Gebirges. Die Rechnung wurde für eine Bohrlochtiefe von 10 km von ZANDER für einen Gebirgsdruck von 250 MPa und einen Spülungsdruck von 100 MPa (1987) durchgeführt.

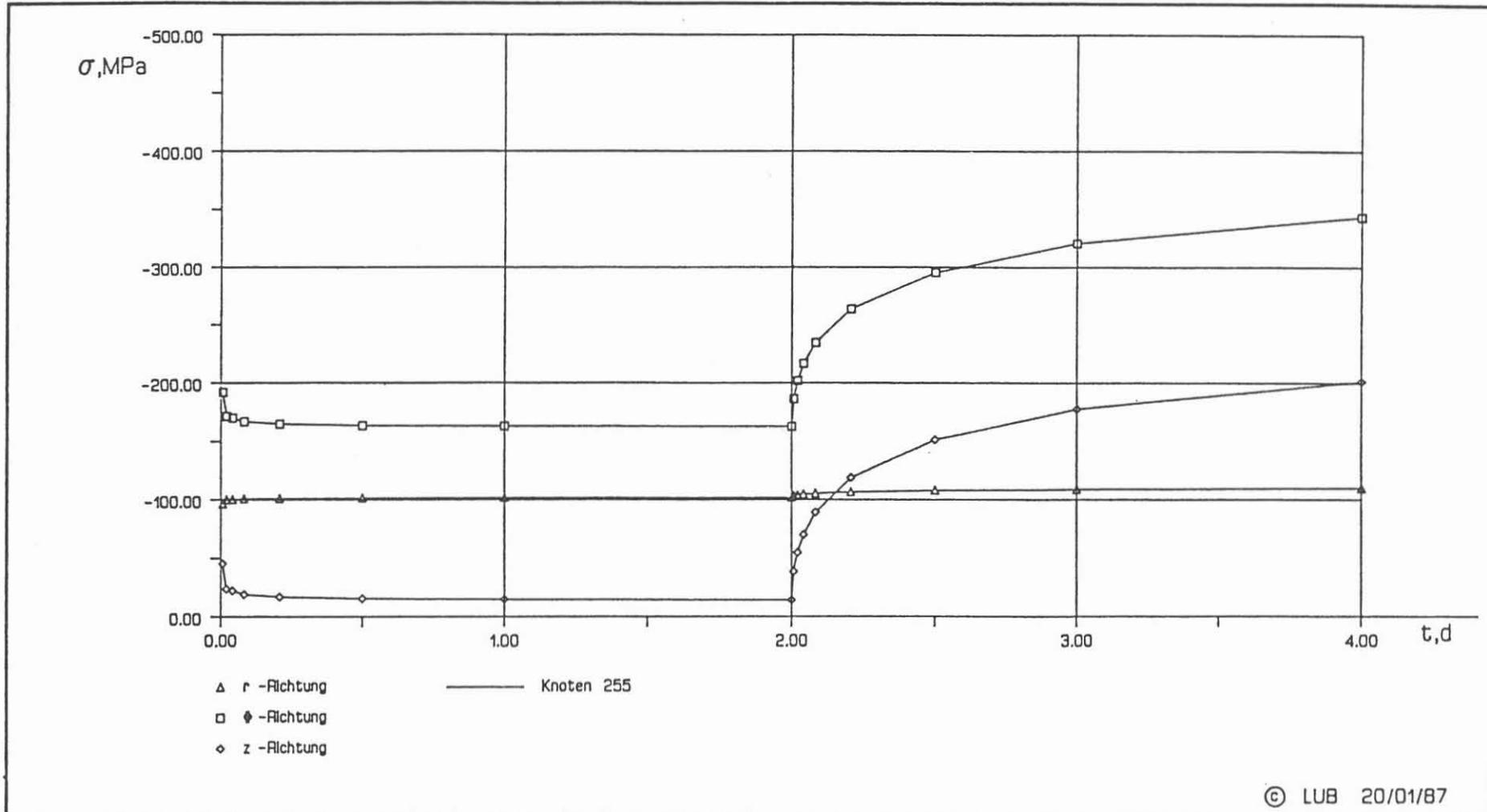


Abb. 8: Die zeitabhängigen thermomechanisch induzierten Schwankungen der Spannung am Bohrlochrand bei einer sprunghaften Temperaturänderung um 150 °C zum Zeitpunkt $T = 0$ und einer Beendigung der Bohrlochauskühlung nach 2 Tagen. Die Rechnung wurde von ZANDER (1987) für eine Bohrlochtiefe von 10 km für einen Gebirgsdruck von 250 MPa und einen Spülungsdruck von 100 MPa durchgeführt.

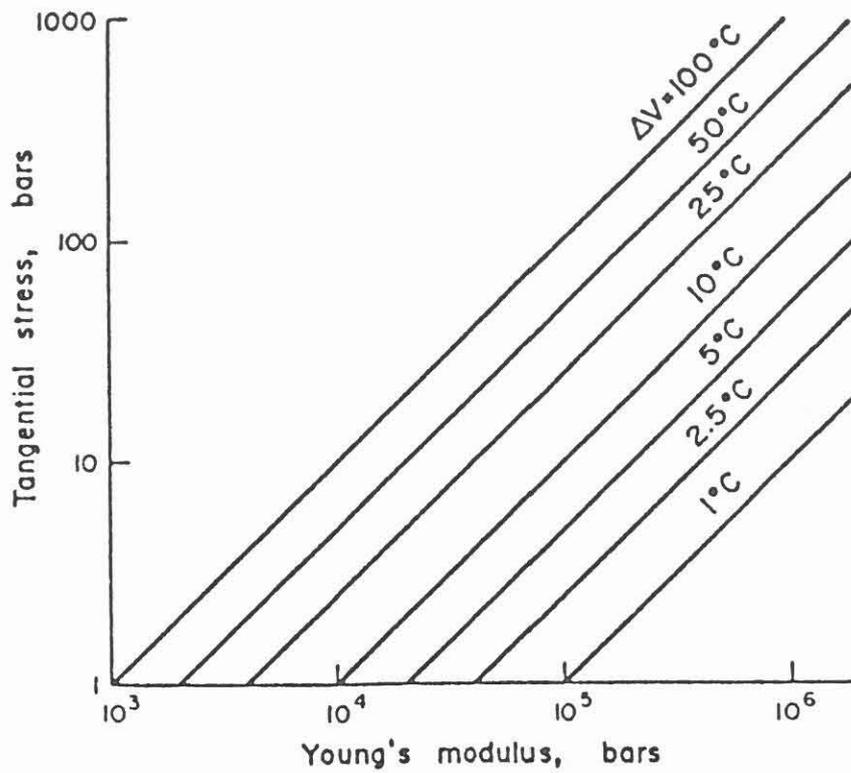


Abb. 9: Analytische Berechnung der durch Temperaturänderung am Bohrlochrand induzierten tangentialen Spannungskomponenten in Abhängigkeit vom Elastizitätsmodul und der Temperaturänderung am Bohrlochrand. Bei der Berechnung wurde von einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $8 \times 10^{-6} \text{ C}^{-1}$ und von einer Poissonzahl $\mu = 0,2$ ausgegangen (STEPHENS & VOIGHT 1982).

Auch im Kern können während des Ziehens makroskopische Thermo-
spannungen auftreten, weil dieser von einem Gebiet höherer
Temperatur in ein solches mit niedrigerer Temperatur gezogen
wird. Bei einem konstanten Temperaturprofil in der Bohrung
baut sich dabei im Kern eine parabelförmige Temperaturvertei-
lung $T(r)$ auf, wie dies in Abb. 10 dargestellt ist. Hier
wurde eine Fahrgeschwindigkeit von 1 km/h angesetzt, d. h.
eine Temperaturänderungsgeschwindigkeit von 0,01 K/sec. Die-
se Temperaturstörung erzeugt eine ebenfalls parabelförmige
Verschiebung $U(r)$ im Kern von ca. 5 - 6 μm .

Auch Tangential- und Radialspannung besitzen im Kern einen
parabelförmigen Verlauf. Da die Randbereiche beim Ziehen des
Kernes schneller ausgekühlt werden als der Kernmittelpunkt,
bauen sich in diesem Zugspannungen auf. Im Innern des Kernes
werden dann durch seinen schrumpfenden Außenbereich Druckspan-
nungen erzeugt, die in seinem Mittelpunkt in einen hydrosta-
tischen Spannungszustand übergehen. Insbesondere die bei der
Abkühlung auftretenden Zugspannungen im Randbereich erreichen
Werte bis zu 5 MPa (bei den angenommenen Parametern).

Den hier dargestellten Berechnungsergebnissen liegen analy-
tische Lösungen der Wärmeleitungs- und der Verschiebungs-
differentialgleichung zu Grunde (siehe Anlage A).

6 Abschätzung der mikroskopischen Spannungen

Den makroskopischen Spannungen in einem Kern kann man dadurch
begegnen, daß man ihn relativ langsam zieht. Dem Aufbau mikro-
skopischer Spannungsinhomogenitäten kann allerdings nicht so
einfach begegnet werden, da dies eine Bohrtätigkeit und Kern-
gewinnung unter Druck und Temperatur des anstehenden Gebirges
erfordern würde.

Zur Abschätzung der auftretenden mikroskopischen Spannungen
soll nun eine kugelförmige isotrope Einlagerung in einer Umge-
bung betrachtet werden, die einen anderen Ausdehnungs-
koeffizienten und andere elastische Parameter besitzt.

Der Rechnung liegt eine analytische thermoelastische Lösung
des Problems zugrunde. Die grundlegenden Gleichungen und der
Rechengang sind in Anhang B aufgelistet. Aufgezeichnet ist in
den folgenden Abbildungen immer die Spannung am Rand der Kugel
im sie umgebenden Material. Die Rechnung zeigt, daß die
Spannungen nicht vom Radius der Kugel abhängen.

Als erstes soll nun in Abb. 11 die reine Druckentlastung von
einem Druck P auf einen Druck 0 betrachtet werden. Hierbei
wird davon ausgegangen, daß zu Anfang keine mikroskopischen
Spannungsabweichungen vom mittleren Spannungswert vorhanden
sind. In der Zeichnung sind die Tangential- und Radial-
spannungen in Abhängigkeit vom E-Modul aufgezeichnet.

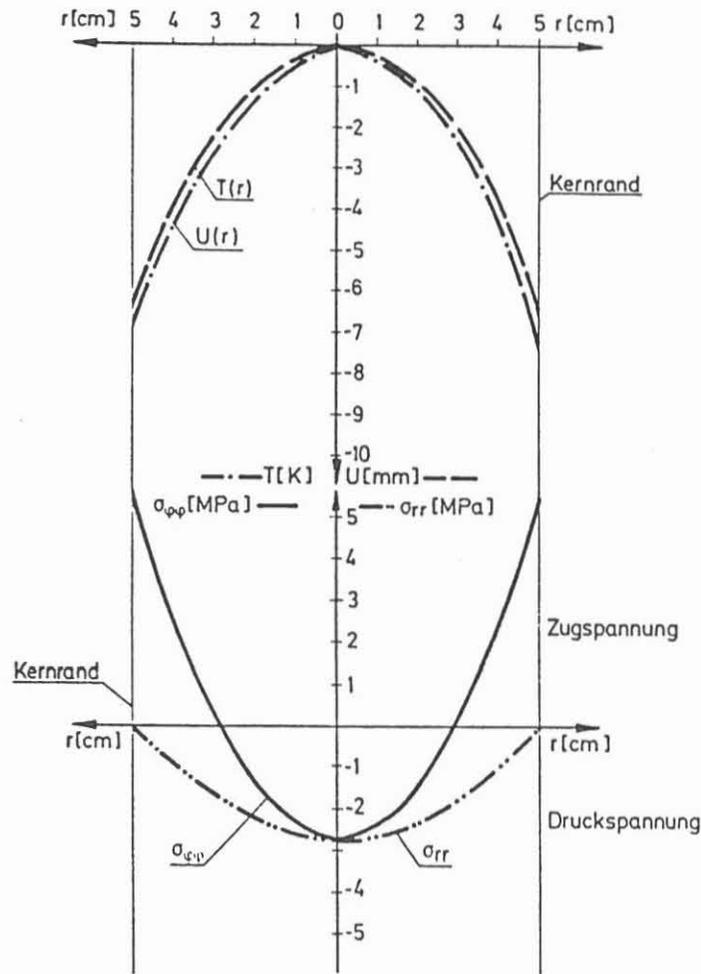


Abb. 10: Die in einem Kern beim Ziehen induzierten makroskopischen thermomechanischen Beanspruchungen bei einer Temperaturänderung von 0,01 K/sec (dies entspricht einer Kerngeschwindigkeit von ca. 1 km/h bei einem geothermischen Gradienten von 30 K/km). Der Abbildung liegt eine analytische Rechnung zugrunde.
(T = Temperatur; U = Verschiebung; σ_{rr} , $\sigma_{\varphi\varphi}$ = Spannung)

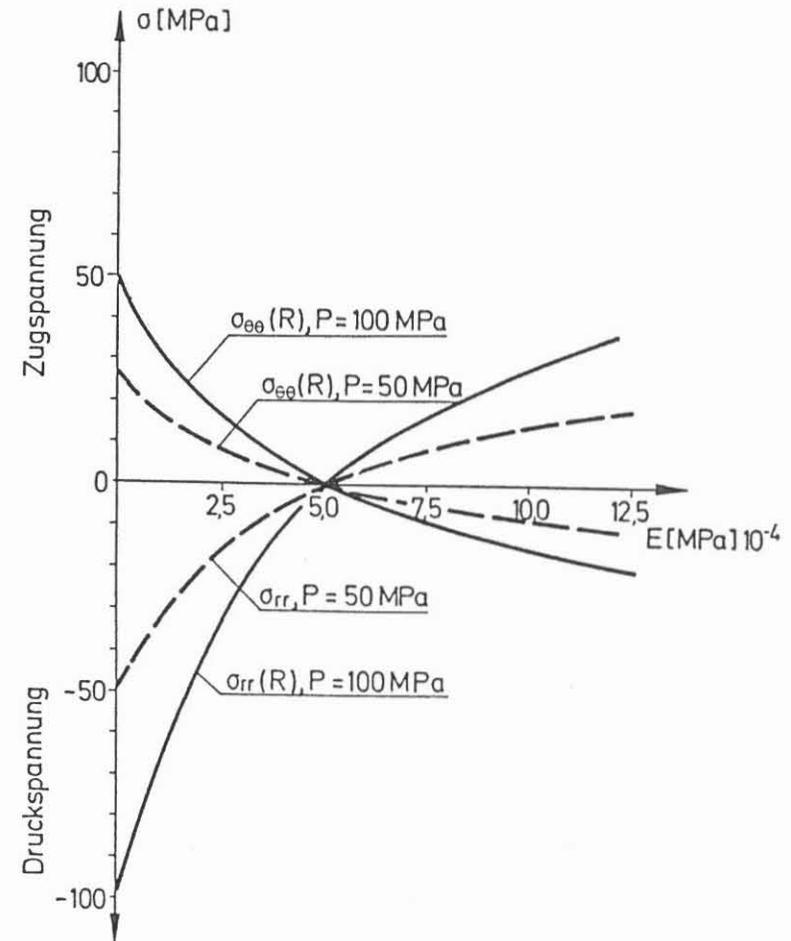


Abb. 11: Tangential- ($\sigma_{\theta\theta}$) und Radialspannung (σ_{rr}) um ein kugelförmig eingelagertes Mineral bei einer Druckentlastung P . Die Aufzeichnung erfolgte in Abhängigkeit vom E-Modul der Einlagerung unter der Voraussetzung, daß die umgebenden Mineralien ein E-Modul von 5×10^4 MPa besitzen.

Am Schnittpunkt aller Kurven besitzt der kugelförmige Einschuß die gleichen elastischen Parameter wie das umgebende Material und es können sich durch die Entlastung keine mikroskopischen Spannungen aufbauen.

Besitzt der Einschuß einen sehr kleinen E-Modul im Vergleich zu seiner Umgebung, d. h., eine sehr große Kompressibilität, so bleibt im Einschuß der ursprünglich vorhandene Druck praktisch erhalten (dieser entspricht der Radialspannung nur im umgebenden Material) und die Umgebung wird in tangentialer Richtung auf Zug beansprucht. Ist der E-Modul des Einschlusses größer als der der Umgebung, so ergeben sich in radialer Richtung Zugspannungen und in tangentialer Richtung Druckspannungen.

Betrachtet man jetzt eine reine Abkühlung ohne entsprechende Druckentlastung, so ergibt sich das in Abb. 12 dargestellte Bild. Hier sind Tangential- und Radialspannung in Abhängigkeit vom thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Einschlusses aufgezeichnet. Am Kreuzungspunkt der Kurven besitzt der Einschuß wieder die gleiche thermische Ausdehnung wie das ihn umgebende Material. Ist der thermische Ausdehnungskoeffizient kleiner, so zieht er sich weniger als seine Umgebung bei Abkühlung zusammen und es werden in radialer Richtung Druckspannungen aufgebaut und in tangentialer Richtung Zugspannungen.

Von besonderem Interesse ist nun der gekoppelte Mechanismus einer Entlastung und einer Abkühlung, wie er bei einer normalen Kerngewinnung aus 10 000 m Tiefe zu erwarten ist. In Abb. 13 ist dies für 2 verschiedene Kombinationen von Ausdehnungskoeffizienten in Abhängigkeit vom E-Modul dargestellt. Der E-Modul der Umgebung hat wieder den Wert $5,0 \times 10^4$ MPa. Hier wird deutlich, daß schon bei kleinen Abweichungen der thermoelastischen Parameter der einzelnen Mineralkörner untereinander Zugspannungen von über 100 MPa auftreten können, so daß die Entstehung von Zugrissen im Kern praktisch unvermeidbar ist. Dies gilt insbesondere, wenn man zusätzlich noch die Anisotropie der einzelnen Mineralkörner mit in die Betrachtung einbeziehen würde.

Eine für die Betrachtung der Kernerhaltung zu beantwortende Fragestellung ist: welche Porositäten werden beim Abbau der auftretenden Zugspannung durch Mikrorißbildung erzeugt?

In Abb. 14 ist dies für das betrachtete Kugelmodell aufgezeichnet unter der Voraussetzung, daß alle Zugspannungen abgebaut werden und die kugelförmigen Einlagerungen einen Anteil am Mineralbestand von 10 % besitzen. Die hier berechnete induzierte Porosität von max. 0,1 % ist wesentlich geringer als die Porosität, wie sie in Abb. 1 z. B. für die Illinois-Bohrung ermittelt wurde. Dies ist damit zu erklären, daß alle Feldspat-, Quarz- und Glimmerbestandteile eine ausgeprägte Anisotropie besitzen, die außerdem selbst bei homogener chemischer und mineralogischer Zusammensetzung mikroskopische Span-

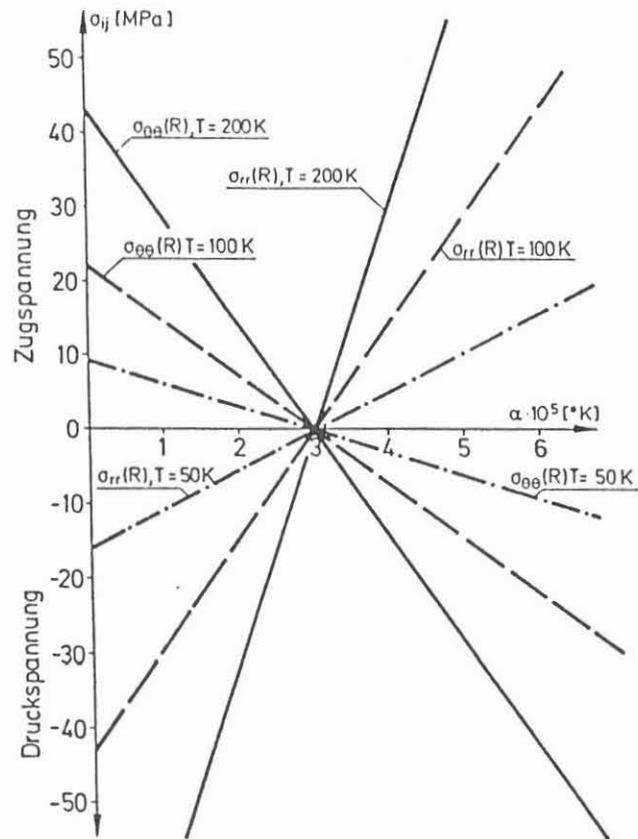


Abb. 12: Die Tangential- ($\sigma_{\theta\theta}$) und Radialspannung (σ_{rr}) um eine kugelförmige Einlagerung bei Abkühlung um die Temperatur T . Verändert wurde der thermische Ausdehnungskoeffizient α der Einlagerung, wobei die Umgebung einen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha = 3 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$ besitzt.

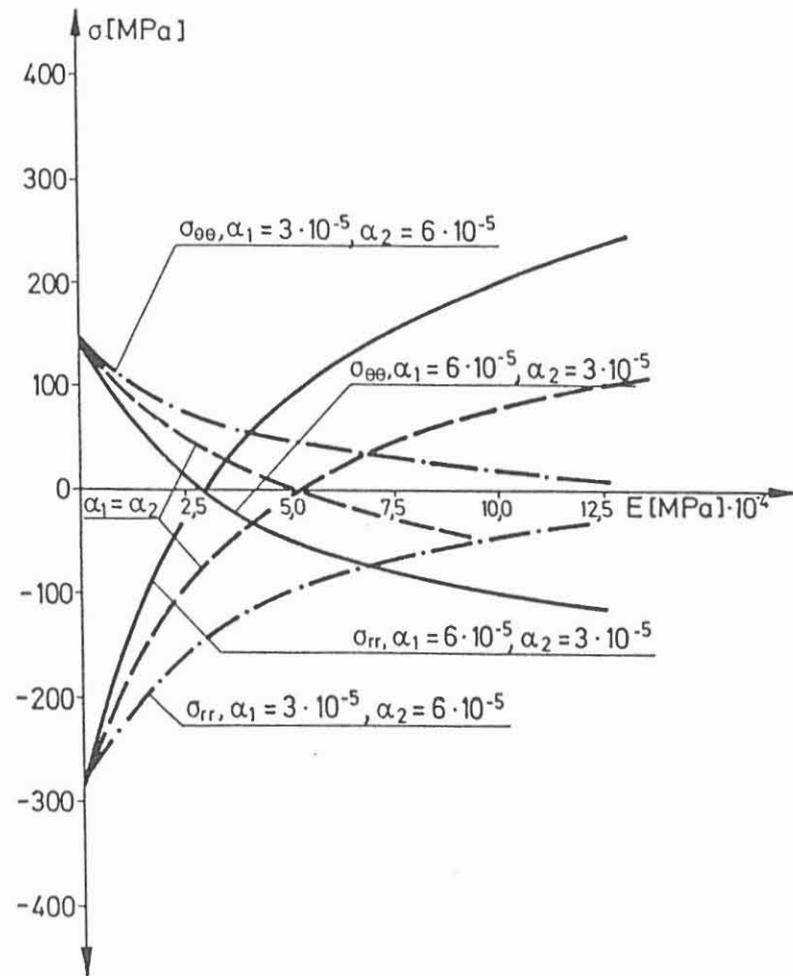


Abb. 13: Thermomechanische Spannungen, die um eine kugelförmige Einlagerung bei einer Kernentnahme aus 10 000 m Bohrlochtiefe erzeugt werden (Abkühlung um $T = 210 \text{ } ^\circ\text{C}$ und Druckentlastung um $P = 280 \text{ MPa}$). Die Tangential- ($\sigma_{\theta\theta}$) und Radialspannungen (σ_{rr}) wurden in Abhängigkeit vom E-Modul der Einlagerung aufgezeichnet.
 α_1 = thermischer Ausdehnungskoeffizient ($1/\text{K}$) der Einlagerung,
 α_2 = thermischer Ausdehnungskoeffizient ($1/\text{K}$) der Umgebung.

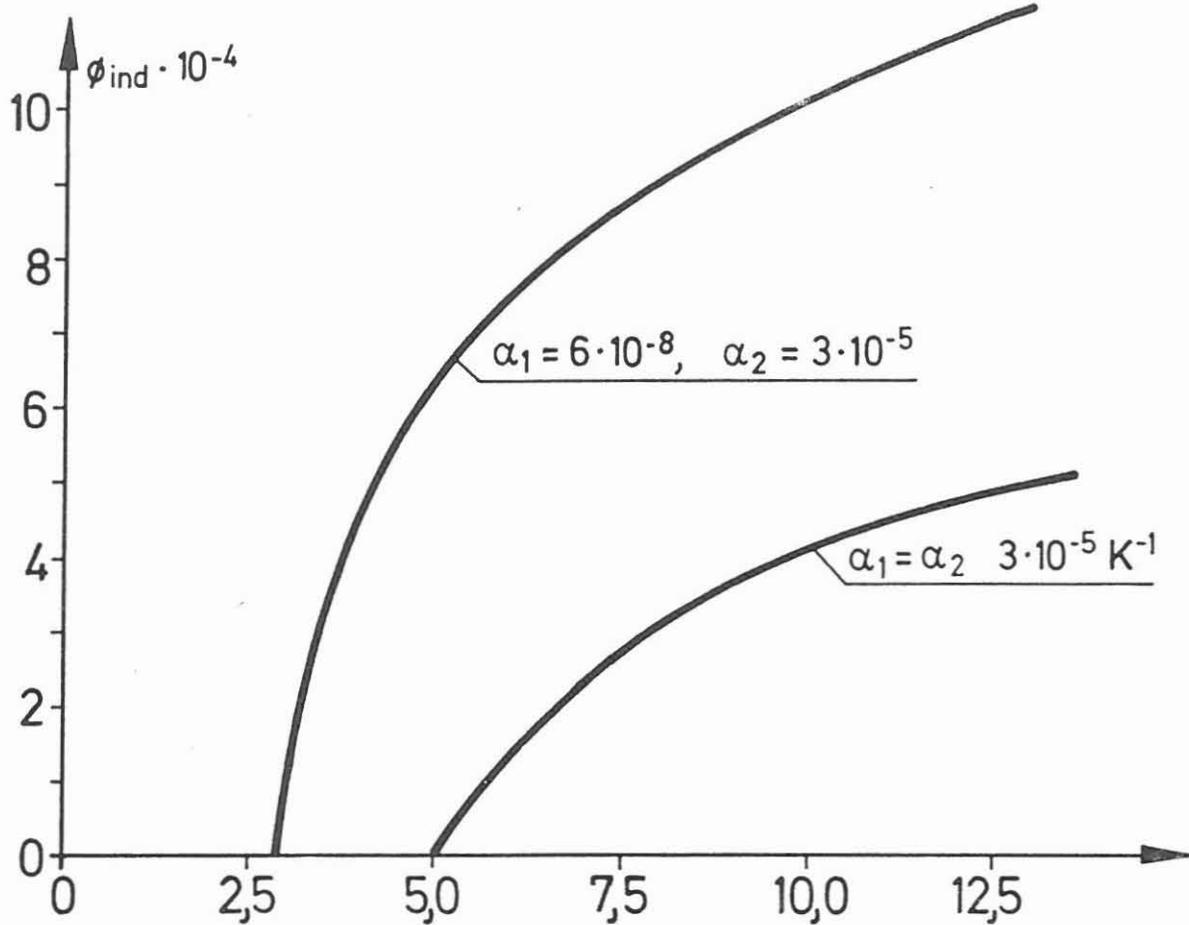


Abb. 14: Die durch Entlastung und Abkühlung maximal induzierbare Porosität bei vollständigem Abbau der mikroskopisch erzeugten Zugspannungen für eine kugelförmige Einlagerung mit dem Ausdehnungskoeffizienten α_1 (1/K).

α_2 (1/K) ist der Ausdehnungskoeffizient der Umgebung. Diese besitzt einen E-Modul von 5×10^4 MPa, wobei der E-Modul der Einlagerung als Variable aufgefaßt wurde. Es wurde davon ausgegangen, daß die kugelförmigen Einlagerungen am gesamten Mineralbestand einen Volumenanteil von 10 % besitzen.

nungen erzeugt, wenn die einzelnen Kristallite nicht gleichmäßig orientiert sind, was in der Praxis kaum der Fall sein wird. Des weiteren erzeugt eine kugelförmige Einlagerung besonders kleine Porositätszunahmen.

7 Abschließende Betrachtung und Zusammenfassung

Die Auswirkungen für den Zustand der Bohrlochwand und den Kerngewinn wurden diskutiert, wenn mit einer übertiefen Bohrung in die mechanisch gespannte und aufgeheizte Kruste gebohrt wird. Vereinfachend wurde bei dieser Diskussion von einem hydrostatischen Spannungszustand ausgegangen.

Zusammenfassend ist in Tab. 4 aufgelistet, in welchen Größenordnungen man bei den verschiedenen auftretenden mechanischen Spannungen und Flüssigkeitsdrücken denken muß.

Tabelle 4: Größenordnung der Druck- und Spannungsverhältnisse in und um eine 10 000 m tiefe Bohrung

Matrixspannungen	200 - 300 MPa
Porenwasserdruck P	110 - 300 MPa
Spülungsdruck P_{Sp}	110 - 200 MPa
Spülungsdruck, dynamisch	5 - 10 MPa
Thermospannungen $\Delta T = 200$ K	- 200 MPa

Festigkeitswerte Falkenberggranit

(nach RUMMEL, 1980)

Einaxiale Druckfestigkeit	136 MPa
Zugfestigkeit	17 MPa

Es wird deutlich, daß die auftretenden Spannungen durchaus die Größenordnung der Festigkeitswerte erreichen und überschreiten können. Berücksichtigt man weiter, daß Mikrorißbildung und eine Auflockerung des Gebirges schon wesentlich früher als das Zerbrechen einer Probe auftreten, wird die Bedeutung der mechanischen Beanspruchung des Gebirges im Nahbereich einer Tiefbohrung und bei der Kerngewinnung deutlich.

Mehrachsige Spannungszustände, Inhomogenitäten und Risse in der Kruste überlagern sich den hier geschilderten Effekten und müssen in eine Untersuchung der Bohrlochstabilität mit einbezogen werden. Die makroskopischen Spannungen im Bohrlochnahbereich und im Kern können durch gezieltes Auskühlen der Bohrlochwand eine Änderung des Spülgewichtes und ein langsames Ziehen des Kernes beeinflußt werden. Für die Festigkeit der Bohrlochwand ist der über die Spülung ins Gebirge eindringende Spülungsdruck von besonderer Bedeutung. Der Aufbau mikroskopischer Spannungen im Korngefüge ist allerdings kaum zu verhindern und wird zu einer nicht zu vernachlässigenden Mikrorißbildung sowohl im Kern als auch in der Bohrlochwand der Kontinentalen Tiefbohrung führen.

Literatur:

- Blümling, P., 1986: In-situ Spannungsmessung in Tiefbohrungen mit Hilfe von Bohrlochrandausbrüchen und die Spannungsverteilung in der Kruste Mitteleuropas und Australiens, Dissertation, Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH).
- Correns, C., 1968: Einführung in die Mineralogie, Springer-Verlag.
- Carlson, S. R. & Wang, H. F., 1986: Microcrack Porosity and in Situ Stress in Illinois Borehole UPH 3. - Journal of Geophysical Research, Vol. 91, No. B 10, S. 10,421 - 10,428.
- Devay, L., Draxler, J. & Hänel, R., 1986: Tätigkeitsbericht der Arbeitsgemeinschaft Bohrlochmessungen (Bericht 4, Endbericht), Konzept eines Meß- und Untersuchungsprogrammes für die Vor- und Hauptbohrung des Kontinentalen Tiefbohrprogramms, NLFb, Archiv-Nr. 99 550.
- Kessels, W., Muth, M., Groß, S., Pfeifer, S. & Kolditz, H., 1985: Thermische und radiologische Auslegung des Transport- und Einlagerungsbehälters Asse TB 1, GSF-Bericht 10/85, GSF, München.
- Landau L. D. & Lifschitz E. M., 1970: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band VII, Akademie-Verlag, Berlin.
- Murell, S. A. F., 1965: The effect of triaxial stress systems on the strength of rocks at atmospheric temperatures. Geophys. J. R. Astron. Soc. 10, 231 - 281.
- Rummel, F., 1980: "Artifizielle Geothermische Systeme". - Statusreport Geotechnik und Lagerstätten, Hrsg. W. Schleomer, PLE Kernforschungsanlage Jülich, S. 153 - 171.
- Stephens G. & Voight B., 1982: Hydraulic Fracturing Theory for Conditions of Thermal Stress, Int. J. Rock Mechanics Min. Sci. & Geomech. Abstr.
- Wong, T.-F.; 1982: Micromechanics of Faulting in Westerly Granite. Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. Vol. 19, S. 49 - 64.
- Zander D., 1987: Unveröffentlichte KTB-projektbegleitende thermomechanische Rechnungen, Institut für Unterirdisches Bauen, TU Hannover.

ANHANG A Berechnung der thermomechanisch induzierten makroskopischen Spannungen.

Beim Ziehen eines Kerns wird der Kern i. a. aus einem Gebiet höherer Temperatur in ein solches mit niedrigerer Temperatur befördert. Hierbei stellt sich eine nicht konstante Temperaturverteilung im Kern ein. Diese führt dann zu inneren Spannungen, die im folgenden berechnet werden sollen.

Die folgenden Rechnungen werden für einen Kern durchgeführt, dessen Länge wesentlich größer als der Durchmesser ist. Die Berechnung erfolgt also zylindersymmetrisch.

Berechnung der Temperaturverteilung im Kern beim Ziehen

Folgende Bezeichnungen werden im weiteren Rechengang benutzt:

- r = Radius
- R = Radius des Kernes
- T = Temperatur
- Θ = Temperaturabweichung von der Spülungstemperatur
- V = Temperaturänderungsgeschwindigkeit am Rand des Kernes
- κ = Temperaturleitfähigkeit
- t = Zeit.

Im Kern gilt die instationäre Wärmeleitungsgleichung, die für zylindersymmetrische eindimensionale Temperaturverteilungen sich wie folgt ergibt:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

Im folgenden wird nun davon ausgegangen, daß der Kern mit konstanter Geschwindigkeit bei einem konstanten Temperaturgradienten in der Spülung gezogen wird. Hier kann nun zur Lösung von Gl. (1) ein Separationsansatz wie folgt angewandt werden:

$$T(r,t) = V \cdot t + \Theta(r) \quad (2)$$

Hiermit ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \Theta}{\partial r} = \frac{V}{\kappa} r \quad (3)$$

in der die Zeit explizit nicht mehr vorhanden ist. Mit der ohne Einschränkung der Allgemeinheit gewählten Randbedingung:

$$\Theta(r=0) = 0 \quad (4)$$

ergibt sich dann die Lösung für das Temperaturfeld im Kern zu:

$$\Theta(r) = \frac{Vr^2}{\kappa 4} \quad (5)$$

Die maximale Abweichung der Temperatur im Kern von der Spülungstemperatur erhält man so zu:

$$\Theta(R) = \frac{VR^2}{\kappa 4} \quad (6)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Spülung und Kernoberfläche wurde dabei nicht mit betrachtet, was für die folgende Berechnung der thermomechanischen Spannungen ohne Belang ist.

Die Berechnung der makroskopischen Thermospannungen in einem Kern

Folgende Bezeichnungen werden im weiteren Rechengang benutzt:

U	= Radiale Verschiebungskomponente
ϵ_{ij}	= Verzerrungskomponente
A, B	= Konstanten
E	= Elastizitätsmodul
K	= Kompressionsmodul
μ	= Poissonzahl
α	= Thermischer Ausdehnungskoeffizient

Ausgangsgleichung für die Berechnung der Thermospannungen im Kern für den zylindersymmetrischen Belastungsfall sind die Differentialgleichungen für die Verschiebung U gemäß:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU) \right) = \alpha \frac{(1+\mu)}{3(1-\mu)} \frac{\partial \Theta}{\partial r} \quad (7)$$

für die Verzerrungen ϵ_{rr} und $\epsilon_{\varphi\varphi}$:

$$\epsilon_{rr} = \frac{\partial U}{\partial r} \quad \epsilon_{\varphi\varphi} = \frac{U}{r} \quad (8)$$

und die Spannungs-Dehnungsbeziehungen:

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\mu)(1-2\mu)} [(1-\mu)\epsilon_{rr} + \mu\epsilon_{\varphi\varphi}] - K \cdot \alpha \cdot \theta \quad (9)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{E}{(1+\mu)(1-2\mu)} [(1-\mu)\epsilon_{\varphi\varphi} + \mu\epsilon_{rr}] - K \cdot \alpha \cdot \theta$$

(siehe auch LANDAU LIFSCHITZ 1970). Aus Gl.(5) ergibt sich:

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{V \cdot r}{\chi \cdot 2} \quad (10)$$

so daß die zu lösende Differentialgleichung lautet:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rU) \right) = \beta \cdot r \quad \text{mit} \quad \beta = \alpha \frac{(1+\mu)V}{6(1-\mu)\chi^2} \quad (11)$$

Die Lösung dieser Gleichung ergibt sich zu:

$$U = \frac{\beta \cdot r^3}{8} + \frac{Ar^2}{2} + \frac{B}{r} \quad (12)$$

wobei die Integrationskonstanten A und B aus den Randbedingungen:

$$U(r=0) = 0 \quad \sigma_{rr}(R) = 0$$

bestimmt werden. die Berechnung der Konstanten und auch der letztendlich gesuchten Spannungen erfolgt dabei über die Spannungs-Dehnungsbeziehungen Gl.(8) und Gl.(9). Auf die explizite Durchführung der Rechnungen soll hier verzichtet werden.

ANHANG B Berechnung der Thermospannungen einer kugelförmigen Einlagerung bei homogener Abkühlung

Folgende Bezeichnungen kommen in der Rechnung zur Anwendung:

r	= Radius
R	= Radius der Einlagerung
U	= Verschiebungskomponente in radialer Richtung
α	= Thermischer Ausdehnungskoeffizient
μ	= Poissonzahl
T	= Temperaturänderung
a, b, c, d, M, N	= Konstanten
K	= Kompressionsmodul
E	= Elastizitätsmodul

Ausgangsdifferentialgleichung für die radialen Verschiebungen bei thermomechanischer Belastung ist die Differentialgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 U)}{\partial r} \right) = \alpha \frac{1-\mu}{3(1-\mu)} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (1)$$

Da von homogener Abkühlung ausgegangen wird, kann für:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

gesetzt werden.

Hierdurch sind makroskopische Thermospannungen ausgeschlossen. Die Temperaturänderung wird danach mechanisch nur noch über die Spannungs-Dehnungsbeziehungen gem. Gl. 2 wirksam:

$$\sigma_{rr} = \frac{E}{(1+\mu)(1-2\mu)} [(1-\mu)U_{rr} + \mu(U_{\varphi\varphi} + U_{\theta\theta})] - K \cdot \alpha \cdot T \quad (2)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \frac{E}{(1+\mu)(1-2\mu)} [(1-\mu)U_{\varphi\varphi} + \mu(U_{rr} + U_{\theta\theta})] - K \cdot \alpha \cdot T$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{E}{(1+\mu)(1-2\mu)} [(1-\mu)U_{\theta\theta} + \mu(U_{rr} + U_{\varphi\varphi})] - K \cdot \alpha \cdot T.$$

Gl. (1) muß nun für 2 Materialbereiche im Innern der Kugel und in der Kugelumgebung gelöst werden. Für $r < R$ soll das Material 1 und für $r > R$ das Material 2 vorliegen. Die Lösung der Differentialgleichung 1 für das Gebiet 1 lautet:

$$U^{(1)} = a \cdot r + \frac{b}{r^2} \quad (3)$$

Aus der Forderung nach Beschränktheit für die Verschiebung ergibt sich:

$$U^{(1)} < \infty \Rightarrow b=0 \quad U^{(1)} = a \cdot r. \quad (4)$$

Die Verzerrung erhält man aus der Verschiebung zu:

$$\epsilon_{rr}^{(1)} = \frac{\partial U}{\partial r} = a \quad \epsilon_{\varphi\varphi} = \epsilon_{\theta\theta} = \frac{U^{(1)}}{r} = a. \quad (5)$$

Hieraus folgt, daß im Innern der Kugel in hydrostatischer Verzerrungszustand und damit bei angenommener Isotropie auch Spannungszustand herrscht:

$$\sigma_{rr} = \sigma_{\theta\theta} = \sigma_{\varphi\varphi}. \quad (6)$$

Nach Einsetzen in die Spannungs-Dehnungsbeziehung erhält man für den Spannungsbetrag die Abhängigkeit nach:

$$\sigma_{ij}^{(1)} = 3 \cdot K \cdot a - K \cdot \alpha T. \quad (7)$$

Für das Gebiet 2 ergeben sich entsprechend die Abhängigkeiten für die Verschiebung:

$$U^{(2)} = c \cdot r + \frac{d}{r^2}. \quad (8)$$

Für die Verzerrung:

$$\epsilon_{rr}^{(2)} = \frac{\partial U^{(2)}}{\partial r} = c - 2 \frac{d}{r^3} \quad \epsilon_{\theta\theta}^{(2)} = \epsilon_{\varphi\varphi}^{(2)} = \frac{U^{(2)}}{r} = c + \frac{d}{r^3} \quad (9)$$

und für die Spannungen:

$$\sigma_{rr}^{(2)} = M \epsilon_{rr} + N \epsilon_{\varphi\varphi} - K \cdot \alpha \cdot T \quad \sigma_{\varphi\varphi}^{(2)} = M \epsilon_{\varphi\varphi} + \frac{N}{2} (\epsilon_{\varphi\varphi} + \epsilon_{rr}) - K \cdot \alpha \cdot T \quad (10)$$

wobei:

$$M = \frac{E \cdot (1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)} \quad N = \frac{E \cdot 2 \cdot \mu}{(1+\mu)(1-2\mu)} \quad (11)$$

sind.

Die Unbekannten a , c , d werden nun unter Zuhilfenahme der folgenden Rand- und Gleichgewichtsbeziehungen bestimmt:

$$\sigma_{rr}^{(1)}(R) = \sigma_{rr}^{(2)}(R) \quad U^{(1)}(R) = U^{(2)}(R) \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \sigma_{rr}(r) = P \quad (12)$$

Für die praktische Anwendung wurde ein entsprechendes Rechenprogramm zur Lösung der nach Gl. (12) sich ergebenden Gleichungssysteme geschrieben.

DER EINFLUß DRUCKKONTROLLIERTER PERMEABILITÄT AUF
FLUIDTRANSPORTPHÄNOMENE IN GESTEIN
- QUANTITATIVE NUMERISCHE FE-SIMULATION -

H. Wallner, G.-U. Grün, H. J. Neugebauer

Zusammenfassung

Eine geeignete physikalische Beschreibung erlaubt die Erfassung und Untersuchung entsprechender Wechselwirkungen zwischen Fluiden und poröser Gesteinsmatrix auf der Grundlage vorgegebener Strukturen, Materialeigenschaften und Randbedingungen.

Das Beispiel der druckabhängigen Permeabilität im Vergleich zur konstanten Permeabilität zeigt, daß über die Zeit die Permeabilität im Speichergestein abnimmt und der Einzugsbereich der Bohrung sich vergrößert.

Ungeachtet der extremen Randbedingungen des diskutierten Beispiels wird deutlich, daß die Bewertung derartiger komplexer Vorgänge nicht durch die Extrapolation gängiger Erfahrungen möglich ist. Messungen in-situ, z. B. unter den Bedingungen einer Tiefbohrung, lassen sich somit nur in Verbindung mit derartigen numerischen Simulationen beurteilen.

Einleitung

Viele geologische Prozesse insbesondere innerhalb der Erdkruste werden von Fluidbewegungen beeinflusst und in ihrer räumlichen und zeitlichen Entwicklung vom Fluidtransport gesteuert.

Ein Beispiel für die Wechselwirkung zwischen Fluidströmungen und korrespondierender Deformation des Gesteins ist die Kompaktion abgelagerter Gesteinsschichten bei der Bildung von Sedimentbecken. Der Ablauf dieses Vorgangs entscheidet *ob, wieviel* und *in welche Richtung* im Sediment gebildete Kohlenwasserstoffe migrieren (Magara 1978). Andererseits spielt die Kopplung von Fluidtransport und Gesteinsdeformation bei der Methamorphose eine wichtige Rolle (Etheridge 1984, Fyfe 1958). Hierbei hängt der Fortschritt der Metamorphose stark vom Lösungs-transport durch metamorphe Wässer ab, deren Strömungsgeschwindigkeit wieder vom Öffnen und Schließen sogenannter Mikrorisse bestimmt wird.

Bei beiden obengenannten Prozessen sind aber bis heute Mechanismus und physikalische Bedingungen noch nicht ausreichend bekannt, um ihren Ablauf exakt nachzuvollziehen und bewerten zu können. Neben diesem Einfluß auf Vorgänge in geologischen Zeiträumen wirkt sich die Wechselwirkung auch auf wesentlich kurzzeitiger ablaufende aus. Insbesondere bei künstlichen Störungen des Gesteins-Fluidsystems, wie dies bei Bohrungen der Fall ist, verändert das dynamische Verhalten dieses Systems nachhaltig Strömungsrichtung und Geschwindigkeit sich bewegender Fluide.

Um Grenzen und Grenzbedingungen dieses räumlich und zeitlich ausgedehnten Effekts zu ermitteln, ist es notwendig, zusätzlich zu Messungen in-situ, entsprechende numerische Ansätze zu entwickeln. Dazu eignen sich wegen der auftretenden Randbedingungen und Strukturprobleme am besten Ansätze der Methode der Finiten Elemente.

Theorie

Für das System Gestein-Fluid sind für die dynamische Wechselwirkung folgende Beziehungen entscheidend: Erstens muß die Massenerhaltung für beide Phasen

(d.h. für Fluid und Gesteinsmatrix) erfüllt sein, zweitens soll für die Fluidbewegung immer das sogenannte D'arcy-Gesetz und drittens für die Gesteinsdeformation eine entsprechende Spannungs-Dehnungsbeziehung gültig sein.

Zum besseren Verständnis der Zusammenhänge sollen nur die Beziehungen für eine *inkompressible* Flüssigkeit in einer *elastischen*, porösen Matrix aufgestellt werden.

Allgemein gelten für beide Komponenten folgende Massenerhaltungsbeziehungen:

$$\operatorname{div}(\rho_m \underline{q}_m) + \frac{\partial[(1 - \Phi) \rho_m]}{\partial t} = 0 \quad \text{Matrix (1a)}$$

$$\operatorname{div}(\rho_{fl} \underline{q}_{fl}) + \frac{\partial[(\Phi) \rho_{fl}]}{\partial t} = 0 \quad \text{Fluid (1b)}$$

wobei $\rho_{m,fl}$ die Dichten von Matrix und Fluid, $\underline{q}_{m,fl}$ deren jeweiliger Volumenfluß, Φ die Porosität der Matrix, die sich aus dem Quotienten von Porenvolumen und Gesamtvolumen ergibt, und t die Zeit ist.

Unter der Voraussetzung, daß die Gesteinspartikel im betrachteten Gesamtsystem ihre Form beibehalten, und die Flüssigkeit inkompressibel ist, bleibt sowohl die Matrix-, als auch die Fluidichte konstant.

Damit folgt für die Massenerhaltung der Flüssigkeit in einer elastischen Gesteinsmatrix, mit der Bedingung der Gültigkeit des D'arcy-Gesetzes, der Zusammenhang:

$$\nabla^T(\underline{k} \nabla p) - \alpha(\dot{\sigma} - \dot{p}) = 0 \quad (2)$$

$\underline{k} = \frac{\kappa \rho_{fl}}{\eta_{fl}}$	hydraulische Permeabilität
$\underline{\kappa}$	Permeabilität
η_{fl}	Fluidviskosität
α	Kompaktionskoeffizient
$\dot{\sigma} = \frac{\partial}{\partial t} [\frac{1}{3}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})]$	zeitliche Ableitung des lithostatischen Druckes
\dot{p}	zeitliche Ableitung des Fluiddruckes

Für eine *elastische* Gesteinsmatrix gilt unter den gleichen Voraussetzungen nach Biot (1941) die Spannungs-Dehnungsbeziehung in Matrizenform:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{D}} \underline{\underline{L}} \underline{u} - \underline{m} p \quad (3)$$

$\underline{\underline{\sigma}}$ Spannungstensor
 $\underline{\underline{D}}$ Elastizitätsmatrix
 $\underline{\underline{L}}$ Dehnungsoperator
 \underline{u} Verschiebungsvektor
 \underline{m} Vektoräquivalent zum Diracdelta

Damit erhält die Massenerhaltung der Gesteinsmatrix folgendes Aussehen:

$$\underline{\underline{L}}^T \underline{\underline{D}} \underline{\underline{L}} \underline{u} - \underline{f} = 0 \quad (4)$$

wobei \underline{f} eine entsprechende Störfunktion darstellt.

Ersetzt man nun wiederum in der Fluidgleichung (2) den lithostatischen Druck $\bar{\sigma}$ durch einen entsprechenden Ausdruck, wie er sich aus der Spannungs-Dehnungsbeziehung (3) ergibt, so folgt damit:

$$A \underline{\nabla}^T (\underline{k} \underline{\nabla}) p - \alpha A \dot{p} + \underline{m}^T \underline{\underline{L}} \underline{\dot{u}} = 0 \quad (5)$$

Für zweidimensionale Ansätze ist

$$A = -\frac{1}{\alpha (D_{11} + D_{12})}$$

wobei D_{11} und D_{12} Elemente der Elastizitätsmatrix $\underline{\underline{D}}$ sind.

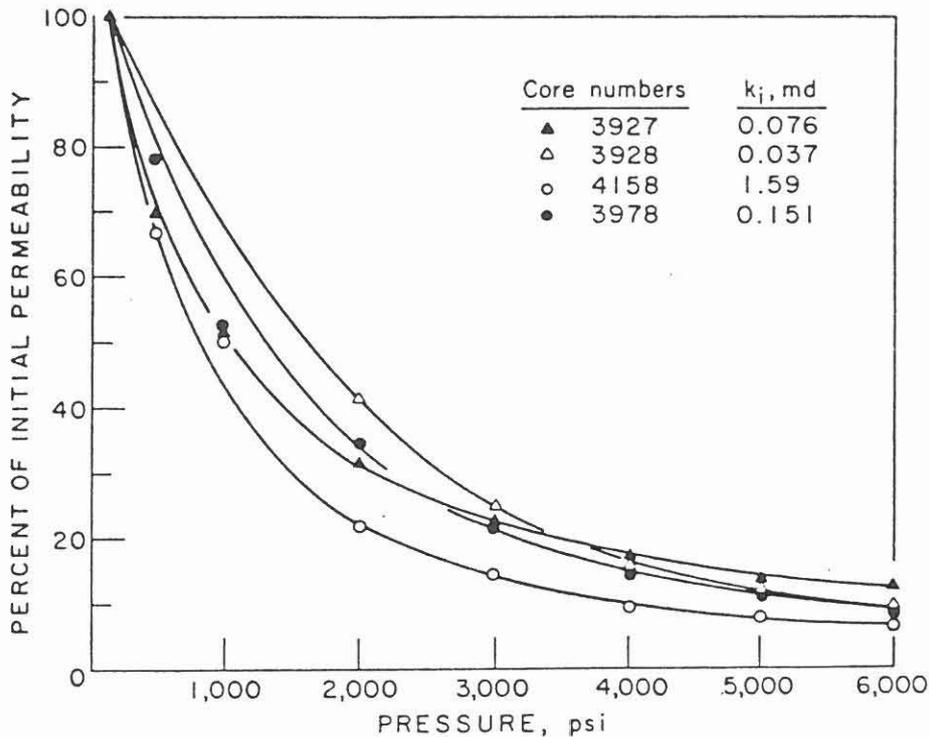
Das Gesamtsystem Gesteinsmatrix-Fluid läßt sich dann durch das gekoppelte Gleichungssystem (6) beschreiben.

$$\begin{bmatrix} \underline{\underline{L}}^T \underline{\underline{D}} \underline{\underline{L}} & -\underline{\nabla} \\ 0 & A \underline{\nabla}^T (\underline{k} \underline{\nabla}) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{u} \\ p \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \underline{\nabla}^T & \alpha A \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \underline{\dot{u}} \\ \dot{p} \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \underline{f} \\ Aq \end{Bmatrix} = 0 \quad (6)$$

Neben dieser direkten physikalischen Kopplung (Zienkiewicz 1984) über den effektiven Druck, der sich aus dem Differenzdruck Matrix - Fluid ($\bar{\sigma} - p$) ergibt, existiert aber auch noch ein indirekter Einfluß des effektiven Druckes auf das System.

Die Permeabilität $\underline{\kappa}$, ganz allgemein ein Tensor, und damit auch die hydraulische Permeabilität \underline{k} , hängt ebenso stark vom effektiven Druck ab.

Aus Messungen an verschiedenen Gesteinsproben von Thomas and Ward (1972) (siehe Abb. 1) erkennt man die starke Abhängigkeit, wobei 'overburden pressure' gleichbedeutend dem effektiven Druck $(\bar{\sigma} - p)$ ist. Daraus folgt aber, daß zur *vollständigen* Beschreibung des Gesamtsystems eine druckkontrollierte hydraulische Permeabilität $\underline{k}(\bar{\sigma} - p)$ in das Gleichungssystem (6) eingeführt werden muß.



Effect of overburden pressure on gas permeability of Gasbuggy cores.

Abb. 1 (aus Thomas and Ward 1972)

Um Kompaktion oder Metamorphose nachzuvollziehen, ist dieses Gesamtsystem nötig. Für Strömungsprobleme an Bohrlöchern genügt eine vereinfachte Form der Gleichung (2) zur Beschreibung, da in diesem Fall der lithostatische Druck $\bar{\sigma}$ zeitlich konstant bleibt ($\dot{\bar{\sigma}} = 0$). Damit ergibt sich aus der Fluidgleichung eine gewöhnliche DGL 1. Ordnung des Wärmeleitungstyps.

$$\nabla^T(\underline{k} \nabla p) + \alpha \dot{p} = 0 \quad (2b)$$

wobei \underline{k} natürlich eine Funktion vom Flüssigkeitsdruck p ist, da $\underline{\sigma} = \text{const}$ gilt.

Daß gerade diese Druckabhängigkeit schon bei isotropen hydraulischen Permeabilitäten über die Dichtigkeit von Schichten, Aktivierung von Fluiden bis hin zum Durchbruch entscheidet, sollen die folgenden numerischen Modellrechnungen zeigen.

Simulation

Die Struktur eines domartig aufgewölbten Fluidspeichers wurde mit einem entsprechenden axialsymmetrischen Finite Elemente Modell nachvollzogen.

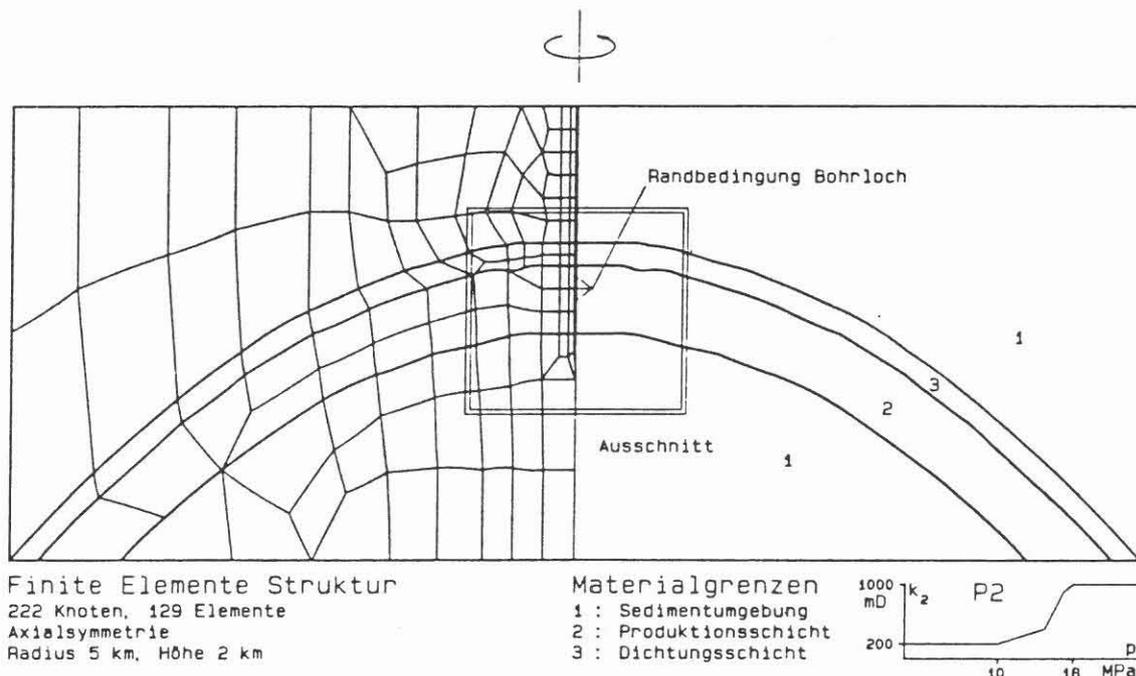


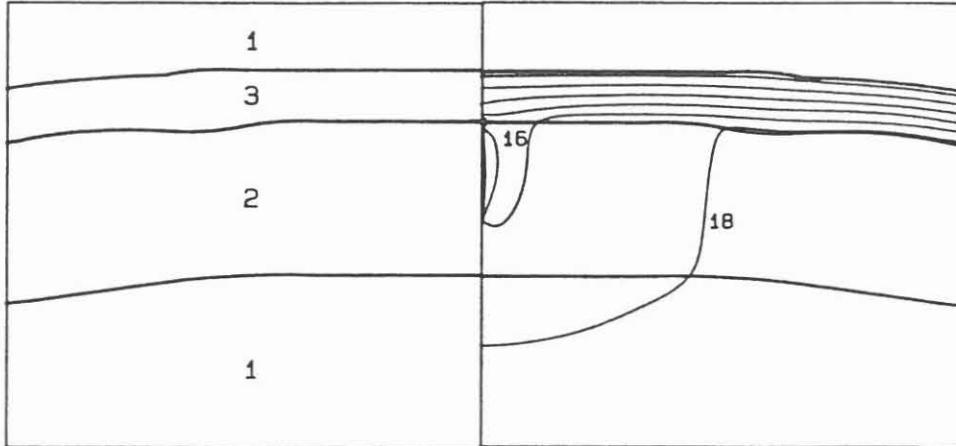
Abb. 2

Das Umgebungsgestein (1) erhielt eine konstante Permeabilität von 100 mD, die Dichtungsschicht (2) eine sehr geringe von 1 μ D, und die Produktionsschicht (3) eine hohe. Simuliert wird eine konstante Fluidproduktion durch die Randbedingung eines Bohrlochs (siehe Abb. 2), wobei eine initiale Fluiddruckverteilung vorgegeben ist. Um die obengenannten Effekte der druckabhängigen Permeabilität aufzuzeigen, ist zuerst ein Referenzmodell mit einer Produktionsschicht mit konstanter Permeabilität von 1 D (Modell P1) berechnet worden. Beim Fall mit der Druckabhängigen (Modell P2) nahm diese mit dem Fluiddruck entsprechend dem Diagramm in Abb. 2 von 1 D auf 200 mD ab.

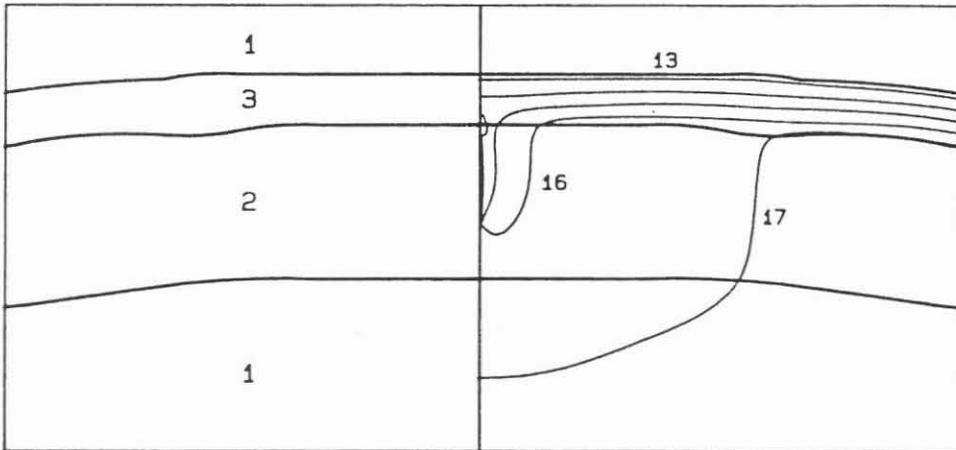
Aufgrund der Axialsymmetrie treten Unterschiede und Veränderungen besonders in unmittelbarer Nähe der Randbedingung, d.h. des simulierten Bohrlochs, auf. Deshalb werden die weiteren Ergebnisse nur in dem in Abb. 2 markierten Ausschnitt dargestellt.

P1

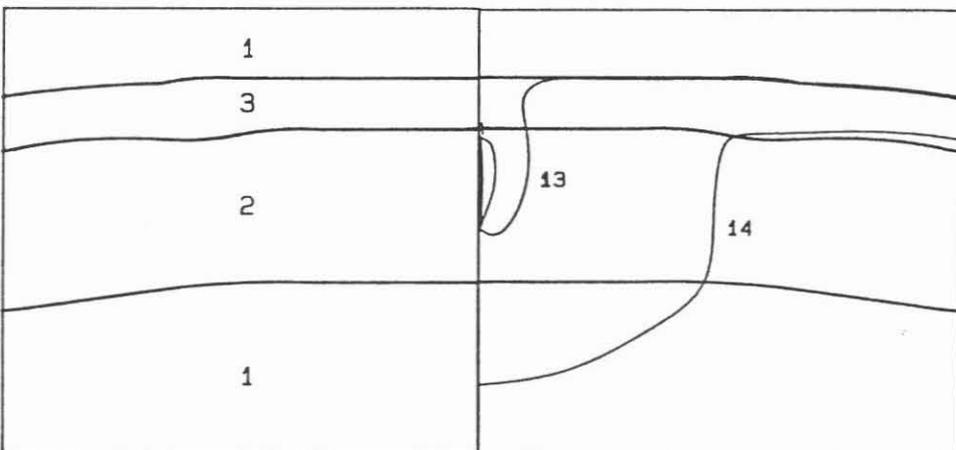
t = 4a



t = 7a



t = 20a



Permeabilität

- 1 : k = 100 mD
- 2 : k = 1000 mD
- 3 : k = 1 mD

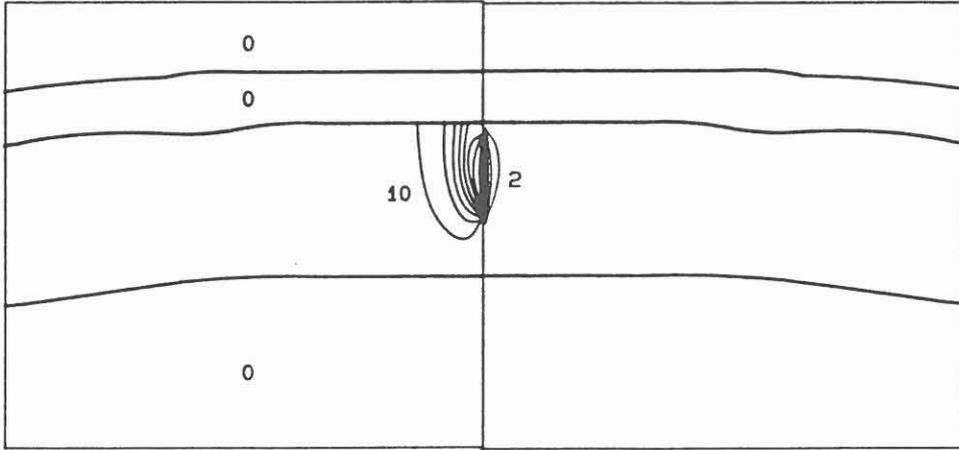
Druck

in 1 MPa Stufen

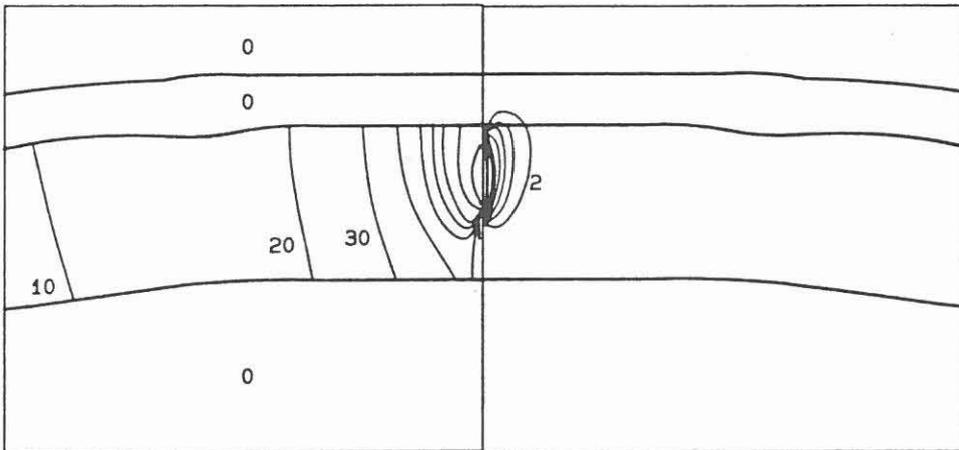
Abb. 3

P1 - P2

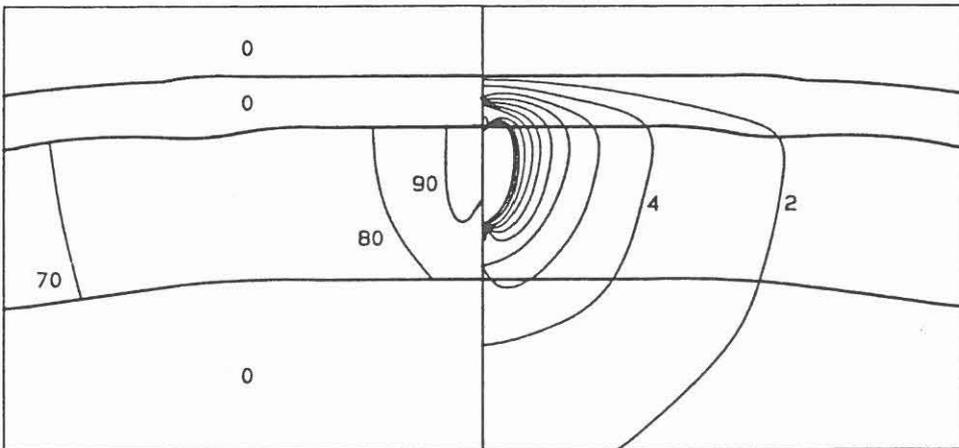
t = 4a



t = 7a



t = 20a



Permeabilität
in 10% Stufen
Differenzfelder

Druck
in 2% Stufen

Abb. 4

Gemäß der obigen Differentialgleichung muß sich sowohl der Druck, als auch der Fluß und im zweiten Fall natürlich auch die Permeabilität der Produktionsschicht zeitlich ändern. Im Referenzmodell P1 nimmt der Druck wegen der vorgegebenen Fluidproduktion mit wachsender Zeit ab (siehe Abb. 3). Entsprechend den Änderungen des *Druckgradienten* verhält sich auch der Volumenfluß im Modell.

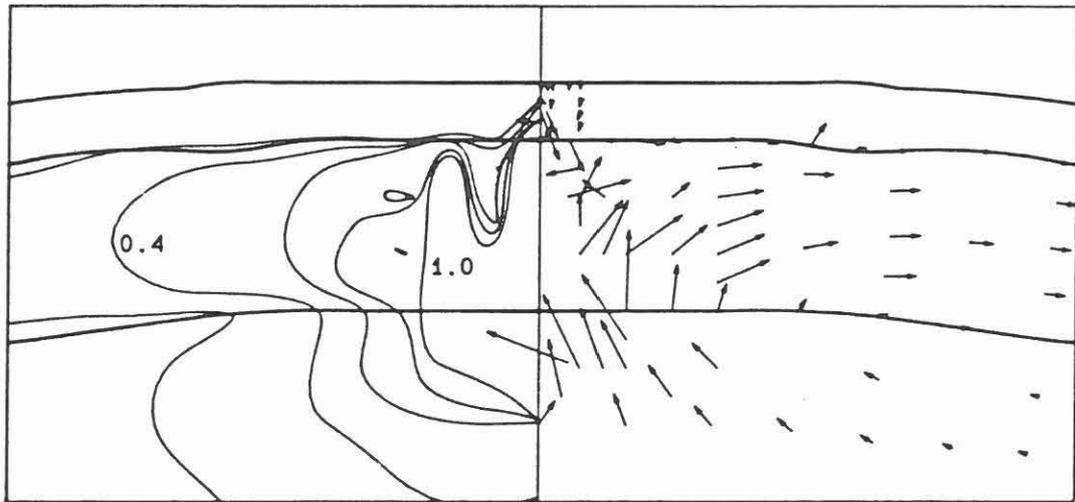
Nimmt man dagegen eine druckabhängige Permeabilität an, treten gegenüber dem Referenzmodell Abweichungen auf. Deshalb werden im weiteren zeitliche Variationen der Differenzen von Permeabilitäten und vom Druckfeld zwischen beiden Modellen betrachtet.

Nach einer kurzen Zeit von Fluidproduktion (Abb. 4, $t = 4a$) existieren nur geringe Unterschiede zwischen den Modellen P1 und P2 in einer eng um das Bohrloch konzentrierten Zone. Während die Permeabilität in der Produktionsschicht aber nach kurzer Zeit bereits in einem ausgedehnten Bereich abnimmt, bleiben die Druckdifferenzen auf eine bohrlochnahe Zone begrenzt (Abb. 4, $t = 7a$). Nach länger andauernder Fluidproduktion ist die Permeabilität in P2 im gezeigten Fenster auf 200 mD zurückgegangen und entsprechend haben sich die Differenzen der Druckfelder stark ausgedehnt (Abb. 4, $t = 20a$). Jedoch treten diese nicht nur in der Produktionsschicht auf, sondern greifen weit in die darunterliegende Schicht mit konstanter Permeabilität hinein.

Die zu Abb. 4, $t = 20a$ gehörigen Flußdifferenzen (Abb. 5) machen den Grund deutlich, weshalb in der unteren Schicht diese Druckdifferenzen existieren.

P1 - P2

$t = 20a$



Flußdifferenzfeld

Flußbetrag
in Stufen von 0.2 mm/a

Flußvektoren

0.1 1.5
min max

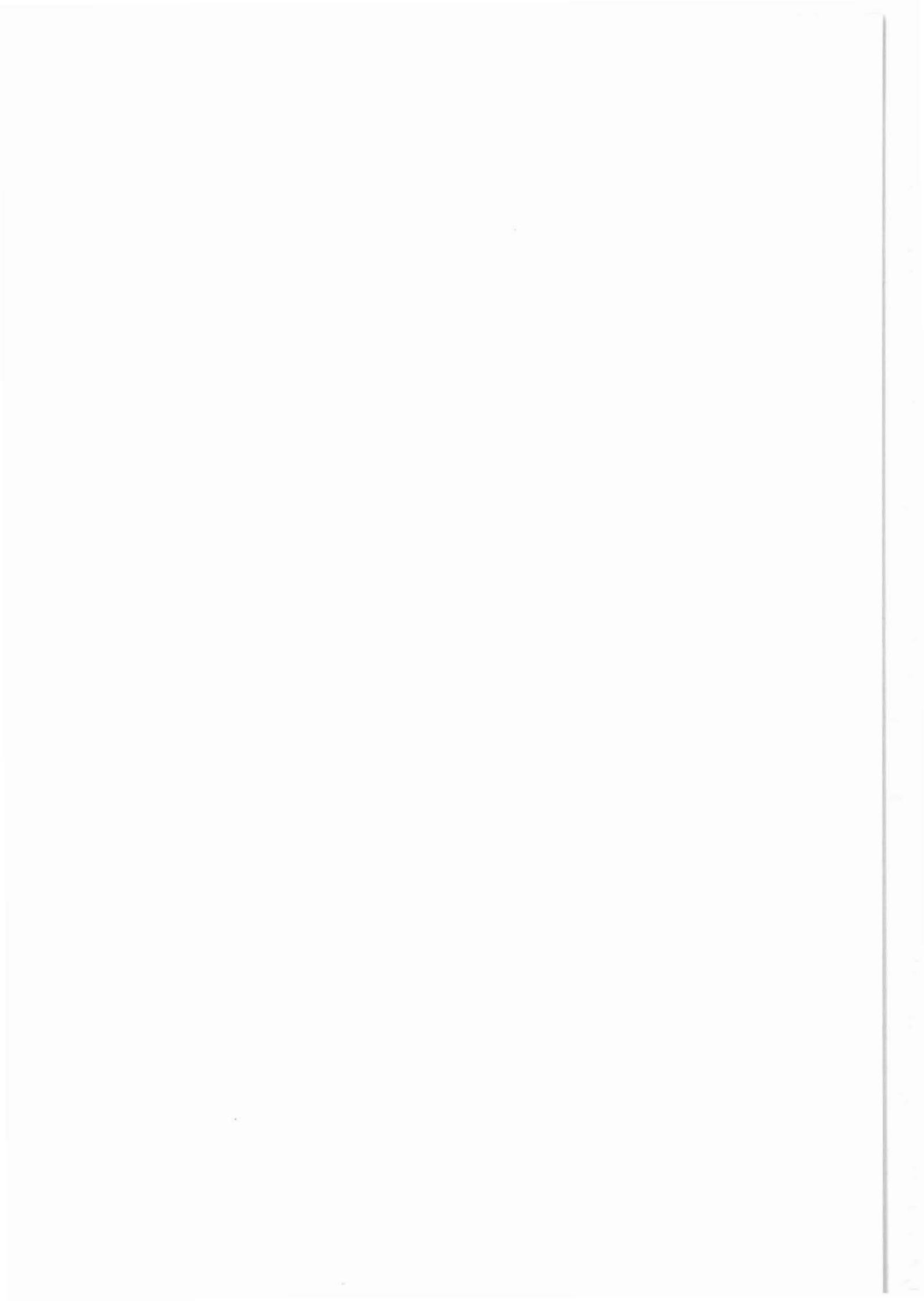
Abb. 5

Diese Differenz der Flußfelder der beiden betrachteten Fälle zeigt, daß für die Bedingung der druck- und zeitabhängigen Permeabilität das Fließverhalten im Speicher schlechter und im darunterliegenden Gestein besser als für das Modell mit konstanter Permeabilität ist. Diese Verhaltensweise begründet sich in der extremen Randbedingung der konstanten Fluidproduktion. Um dieser zu genügen, muß die Flüssigkeit in der liegenden Schicht mehr aktiviert werden.

Literatur

- BIOT, M. A. 1941: General Theory of Three-Dimensional Consolidation – Journal of Applied Physics, Vol. 12, 155 – 164
- ETHERIDGE, M. A.; WALL, V. J.; COX, S. F.; VERNON, R. H. 1984: The role of the fluid phase during metamorphism and deformation – J. of Metamorphic Geol., Vol. 1, 205 – 226
- FYFE, W. S.; TURNER, F. J.; VERHOOGEN, J. 1958: Metamorphic Reactions and Metamorphic Facies – Geol. Soc. Amer. Mem., Vol. 73
- MAGARA, K. 1978: Compaction and Fluid Migration – Elsevier, Amsterdam, 319
- THOMAS, R. D.; WARD, D. C. 1972: Effect of Overburden Pressure and Water Saturation on Gas Permeability of Tight Sandstone Cores – Journal of Petroleum Technology, Vol. XXIV, 120 – 124
- ZIENKIEWICZ, O. T. 1984: Coupled Problems and their Numerical Solutions – in Numerical Methods in Coupled Systems, ed. by R. W. LOUIS, T. BETESS, E. HINTON 1984, Wiley, Chichester

Beiträge zur Bohrlochgeophysik



**BOHRLOCHGEOPHYSIKALISCHE UNTERSUCHUNGEN IM
LOCKERGESTEINSBEREICH
- BESONDERHEITEN, ERGEBNISSE UND PROBLEME -**

J. Schön

Zusammenfassung

Auch im Lockergesteinsbereich ist eine lithologische Gliederung des Profils anhand von Bohrlochmessungen mit hoher Aus-sagesicherheit möglich; dabei sind die sinnvolle Einordnung der Bohrlochmessung in den Erkundungsprozeß und eine komplexe Interpretation aller vorliegenden Informationen entscheidend für den Erfolg. Die digitale Registriertechnik ermöglicht eine rationelle rechnergestützte Bearbeitung, die auch statistische Methoden einzubeziehen gestattet. In Verbindung mit der Entwicklung auf dem Gebiet der Sensortechnik werden damit prinzipiell neue Wege und erweiterte Möglichkeiten einer petrographisch bzw. stofflich-strukturellen Charakterisierung des Gesteins eröffnet.

Die Ableitung von Kennwerten aus dem Bohrlochmeßergebnis kann gegenwärtig mit einem der Erdöl-Erdgas-Erkundung vergleichbaren Algorithmus erfolgen. Sie liefert damit in erster Linie Aussagen über die volumen- bzw. massebezogene Zusammensetzung des Gesteins. - Bei der weiteren Entwicklung sind Grundlagenuntersuchungen erforderlich, die der Spezifik des Lockergesteins entsprechen müssen. Sie schließen neben mineralogisch-petrographischen und physikalischen zunehmend auch physiko-chemische Methoden (z. B. Grenzflächenchemie/-physik) ein. Schlüsselprobleme dürften dabei zunächst

- die verfeinerte Tongehaltsbestimmung und Tonmineralanalyse bindiger Gesteine
- die Untersuchung von Möglichkeiten einer Ableitung der mittleren Korngröße rolliger Gesteine

auf der Grundlage von Bohrlochmeßergebnissen sein.

In das theoretische Grundkonzept zur Petrophysik der Lockergesteine werden dabei künftig auch solche Kategorien wie Porenraumgeometrie/spezifische Oberfläche, Struktur und Bindung stärker zu implizieren und der Spezifik entsprechend zu modifizieren sein.

Anschrift des Autors: Wissenschaftlicher Bereich "Angewandte Geophysik", Sektion Geowissenschaften, Bergakademie Freiberg, Gustav-Zeuner-Str. 12, DDR - 9200 Freiberg

Einleitung

Der Lockergesteinsbereich ist als Gegenstand geowissenschaftlicher Untersuchungen vor allem unter dem Gesichtspunkt seiner Bedeutung als wichtiger Rohstoff- und Energielieferant, als Baugrund und Umweltfaktor von zunehmendem und besonderem Interesse. Geophysikalische Methoden im allgemeinen und bohrlochgeophysikalische Verfahren im besonderen spielen dabei als Mittel zum effektiven Gewinn geowissenschaftlich relevanter Informationen eine wesentliche Rolle und sind bereits von der Aufgabenstellung her engstens verknüpft mit geologisch-lagerstättenwirtschaftlichen, hydro- und ingenieur-geologischen und geotechnischen Disziplinen.

Für die Deutsche Demokratische Republik stellt die im Tagebaubetrieb gewonnene Braunkohle heute und bis über das Jahr 2000 hinaus den Hauptenergielieferanten dar. Erkundung und Gewinnung von Kohle und Begleitkomponenten und die Gestaltung der Folgemaßnahmen stellen dabei erhöhte Anforderungen an geowissenschaftliche Aussagen und Informationen, die

- einen engen Bezug zu den mit dem Bergbau verbundenen Fragestellungen haben und damit bis in technisch-technologisch verwertbare Kennwerte reichen,
- schnell verfügbar sind und mit rationellen Mitteln gewonnen und verarbeitet werden können.

Die Bohrlochgeophysik hat sich dabei seit ihrer Einführung zu Beginn der 60er Jahre als ein besonders effektives und entscheidendes Instrumentarium des Informationsgewinns erwiesen. Eingeordnet in die Gesamtaufgabe hat sich dabei eine komplexe Methodik der Lockergesteinserkundung unter dem besonderen Aspekt der Braunkohlenerkundung entwickelt.

Bezogen auf die bei vielen geologischen Untersuchungen und Programmen im Mittelpunkt stehenden Fragen nach dem tieferen Untergrund sei hinsichtlich des Lockergesteinsbereiches einleitend noch die folgende Bemerkung gestattet: In vielen Fällen bilden Lockergesteine die oberste Bedeckung der Kruste. Stets ist das Vordringen mit unseren von der Oberfläche angesetzten Verfahren in tiefere Bereiche mit dem Blick durch einen Schleier oder ein Filter vergleichbar, das H. Stille einmal sehr drastisch als den "Dreck, der die Geologie verhüllt" bezeichnete. Wie dem auch sei: Die Kenntnis der Eigenschaften des Filters "Lockergestein" ist unerlässlich für die Konstruktion jedes Abbildes der darunter verborgenen geologischen Objekte und auch aus diesem Grund lohnender Gegenstand wissenschaftlicher Arbeit.

1. Aufgaben bohrlochgeophysikalischer Untersuchungen im Lockergesteinsbereich (unter besonderer Beachtung ihres Einsatzes in der Braunkohlenerkundung)

Bohrlochgeophysikalische Untersuchungen im Lockergesteinsbereich sind vor allem auf folgende fünf in Bild 1 schematisch erläuterte Aufgaben ausgerichtet:

1. Physikalische Dokumentation des gesamten Bohrprofils

Geophysikalische Bohrlochmeßkurven sind objektive Abbilder der physikalischen Verhältnisse im Bohrloch (Steinbrecher 1983). Sie liefern eine im allgemeinen lückenlose Dokumentation. Als Folge analog oder digital vorliegender Meßwerte unterliegt diese Dokumentation keiner zeitlichen Veränderung und gestattet damit auch eine erneute Bearbeitung des Meßmaterials nach längerer Zeit; dies kann bedingt sein durch eine spätere zusätzliche geologische Aufgabenstellung, durch neue Möglichkeiten der Interpretation mit zwischenzeitlich weiterentwickelten Methoden oder durch eine zusammenfassende (regionale) Bearbeitung am Ende einer Untersuchungsetappe.

Bohrlochgeophysikalische Untersuchungen im Lockergesteinsbereich
- Aufgaben

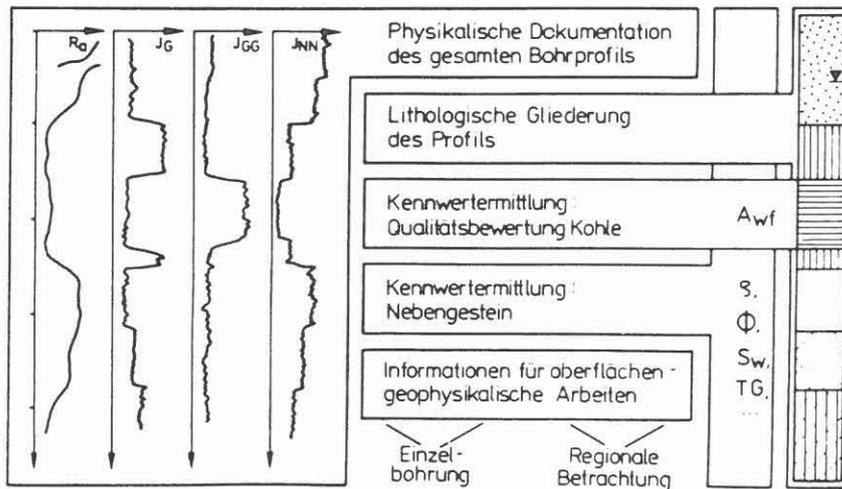


Bild 1

2. Lithologische Gliederung des Profils

Die unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften der Lockergesteinsarten führen zu charakteristischen Indikationen oder Merkmalen im Meßkurvenbild. Typische Merk-

malkombinationen sind die Grundlage der lithologischen Identifikation anhand der Meßkurve, deren Ergebnis die lithologische Gliederung des Profils darstellt.

Methodik und Technik dieser lithologischen Interpretation reichen dabei von der aus visueller Betrachtung abgeleiteten und vor allem für operative Entscheidungen notwendigen "Erstaussage" bis zu numerischen Bearbeitungsverfahren unter Anwendung wahrscheinlichkeitstheoretischer Prinzipien und Algorithmen (siehe Abschnitt 2).

Die lithologische Ansprache beinhaltet neben ihrer geologischen bereits auch wesentliche geotechnische und hydrologische Informationen.

Die lithologische Gliederung des Profils gibt darüber hinaus die Möglichkeit

- der Korrelation zu benachbarten Bohrungen und damit der Ableitung einer räumlichen Modellierung,
- der Zuordnung zu stratigraphischen Einheiten bei Vorliegen eines "Normalprofils" (lithostratigraphische Interpretation).

3. Kennwertermittlung zur Qualitätsbewertung der Kohle

Ausgehend von dem markanten Unterschied in der Dichte der (aschefreien) Kohle und der Dichte der aschebildenden Substanzen kann aus dem Ergebnis der Gamma-Gamma-Dichtemessung der Aschegehalt der wasserfreien Kohle (A_{wf}) als ein entscheidender Qualitätsparameter bestimmt werden.

Gestützt auf theoretische und experimentelle Untersuchungen wurde diese Grundmethode zu einem leistungsfähigen Routineverfahren rechnergestützter Interpretation von Bohrlochmeßdaten entwickelt (siehe auch Christalle, H., Steinbrecher, D. 1982).

- ④ Kennwertermittlung zur Charakterisierung der Eigenschaften des Nebengesteins (vorrangig zur Unterstützung geotechnischer und hydrogeologischer Arbeiten)

Die quantitative Interpretation des Nebengesteins und damit der gesamten Folge der Kiese, Sande, Schluffe, Tone, Mergel und aller ihrer Mischsysteme stellt gegenwärtig den problematischsten Teil der Gesamtbearbeitung dar. Während für die Bestimmung von Kennwerten, die die stoffliche und volumenmäßige Zusammensetzung charakterisieren (z. B. Tongehalt, Porosität, Sättigungsgrad) mit einer inhaltlichen Anlehnung an bewährte Interpretationsmethoden in der Erdöl-Erdgas-Erkundung (Fricke, 1985) geeignete Algorithmen entwickelt wurden, sind direkte Aussagen zu geomechanischen oder hydrogeologischen Kennwerten gegenwärtig nicht mit ausreichender Verallgemeinerungsfähigkeit und Sicherheit möglich.

- ⑤ Informationen für oberflächengeophysikalische Arbeiten

Die mit dem Bohrlochmeßergebnis gegebene Kenntnis des Betrages petrophysikalischer Parameter und ihrer Abhängigkeit von der Tiefe liefert für die Interpretation oberflächengeophysikalisch gewonnener Meßwerte wichtige Ansatzpunkte. Kombinationen wie z. B. der Gamma-Gamma-Bohrlochmessung und gravimetrischer Messungen führen nicht nur zu eindeutigeren Interpretationsergebnissen der Gravimetrie, sondern liefern auch die mit der Bohrlochmessung nicht bzw. nur eingeschränkt mögliche Aussage über den lateralen Verlauf von Schichtgrenzen.

2. Besonderheiten des Lockergesteinsbereiches

Geophysikalische Bohrlochmessungen und ihre Interpretation im Bereich der Lockergesteine weisen gegenüber solchen im Bereich der konsolidierten Erdöl-Erdgas-Speichergesteine eine Reihe von Besonderheiten auf, die wesentlichen Einfluß sowohl auf die technisch-technologische Gestaltung als auch auf die Aussagekraft ihrer Ergebnisse haben:

- a) geringe Bohrteufe (Flachbohrung) mit häufig nur geringer Standzeit des unverrohrten Bohrloches
- b) Notwendigkeit meist unmittelbar verfügbarer Ergebnisse einer Sofortinterpretation unter dem besonderen Gesichtspunkt ihrer Funktion für operative technologische Entscheidungen
- c) Spezifika in den physikalischen Eigenschaften der Lockergesteine, verbunden mit einem generell geringem Repertoire gesicherter Interpretationsalgorithmen mit hohem Verallgemeinerungsgrad.

Den beiden erstgenannten Besonderheiten wird mit der für den Flachbohrbereich besonders mobilen und autonomen Bohrlochmeßapparatur und einer entsprechenden Meß- und Bearbeitungstechnologie entsprochen. Dabei haben sich 2 Grundtypen von Apparaturen bewährt

- die komfortable, rechnergesteuerte und mehrkanalige digitale Maßapparatur, deren integrierter Rechner eine automatische Sofortinterpretation gestattet,
- die einfache tragbare, häufig einkanalige Apparatur, deren als Meßkurve sofort verfügbares Ergebnis eine visuelle und teilweise eine quantitative Sofortinterpretation erlaubt.

Die unter c) angesprochenen petrophysikalischen Spezifika resultieren aus folgenden Tatsachen:

- ◆ Die Gerüst- oder Matrixeigenschaften unkonsolidierter Lockersedimente werden gegenüber denen konsolidierter Sedimentgesteine in wesentlich stärkerem Maße von den Eigenschaften des Korn-Korn-Kontaktes (kohäsionslose Gesteine) bzw. physiko-chemischen Grenzflächenphänomenen (kohäsive Gesteine) geprägt. Daraus resultiert z. B. auch die starke Tiefen- bzw. Druckabhängigkeit petrophysikalischer Parameter der Lockergesteine.
- ◆ Der Lockergesteinsbereich ist in der Regel durch Süßwasserführung gekennzeichnet. Das hat vor allem Einfluß auf die elektrischen Eigenschaften und die Anwendbarkeit elektrischer Bohrlochmeßverfahren: Der meist nur geringe und häufig ungenügend sicher erfaßbare Kontrast in den Konzentrationen von Spülung und Schichtwasser schränkt die Anwendbarkeit des Eigenpotentialverfahrens (SP-log) stark ein. Die geringe Leitfähigkeit des Porenwassers führt generell zu relativ hohen Widerständen auch im Bereich wassergesättigter Kiese und Sande. Mit dieser geringen Leitfähigkeit des Porenwassers verbunden ist eine hohe Sensitivität gegenüber anderen Leitfähigkeitskomponenten, die an Grenzflächenphänomene gebunden sind und bereits bei geringen Tonanteilen spürbar werden. Bei extrem niedriger Schichtwassersalinität läßt sich auch im Korngrößenbereich der Sande ein Einfluß der Oberflächenleitfähigkeit nachweisen (Repsold, 1976; Schön, 1983) und mit der Korngröße korrelieren (Börner u. Schön, 1985; Schön, 1984).
- ◆ Der Lockergesteinsbereich ist meist durch das Auftreten von Mischtypen (z. B. Sand, schluffig-tonig) gekennzeichnet, die neben der Angabe zutreffender Matrixparameter auch eine scharf definierte lithologische Aussprache (siehe Abschnitt 3) problematisch gestalten können. Der Wechsel in Lithologie bzw. stofflich-mineralogischer und lagerungsstruktureller Ausbildung erfolgt dabei auf kurze räumliche Abstände sowohl vertikal (Schichtfolgen) als auch horizontal (insbesondere in pleistozän beeinflussten Gebieten).

◆ Die vorgenannten Besonderheiten und Schwierigkeiten sowie der international geringere Kenntnisstand über physikalische Eigenschaften von Lockergesteinen speziell des terrestrischen Bereiches* führen dazu, daß für die quantitative Interpretation von bohrlochgeophysikalischen Meßergebnissen im Lockergesteinsbereich gegenwärtig nicht allgemeingültige Algorithmen oder Gleichungen als Fundament genutzt werden können, die etwa der Anwendungsbreite einer ARCHIE-Gleichung (Archie, 1942) oder "time-average-relation" (Wyllie u. a., 1956) vergleichbar wären.

3. Lithologische Gliederung des Profils

Im einfachsten Falle erfolgt die lithologische Gliederung nach Bohrlochmeßergebnissen anhand bestimmter, für einen Gesteinstyp charakteristischer Merkmale (Merkmalskombination, Merkmalsvektor). Die Kenntnis dieser Merkmale in ihrer Zuordnung zu Gesteinstypen ist notwendige Voraussetzung einer sicheren Interpretation und stellt in den meisten Fällen den aus einem Vergleich von Kernansprache und zugehöriger Meßkurvenindikation für bestimmte regionale und stratigraphisch begrenzte Komplexe gewonnenen Erfahrungsschatz des Bearbeiters dar.

Abbildung 2 zeigt den Ausschnitt aus einer mit dem einfachen "Braunkohlenmeßprogramm" (bestehend aus Kaliber Kb, kleiner und großer Normale KN 0,25 m, gN 1,0 m, Gamma- und Gamma-Gamma-Messung G, GG) vermessenen Braunkohlenbohrung und das Interpretationsergebnis. Nach der Festlegung der Grenzen zwischen Homogenbereichen bzw. Schichten kann hier unmittelbar

- die Ausgliederung des Kohleflözes anhand der GG-Kurve

*für marine Sedimente liegen teilweise sehr umfangreiche experimentelle Ergebnisse vor

- die Untergliederung und Ansprache des übrigen Profils anhand der G- und Widerstands-Kurven vorgenommen werden.

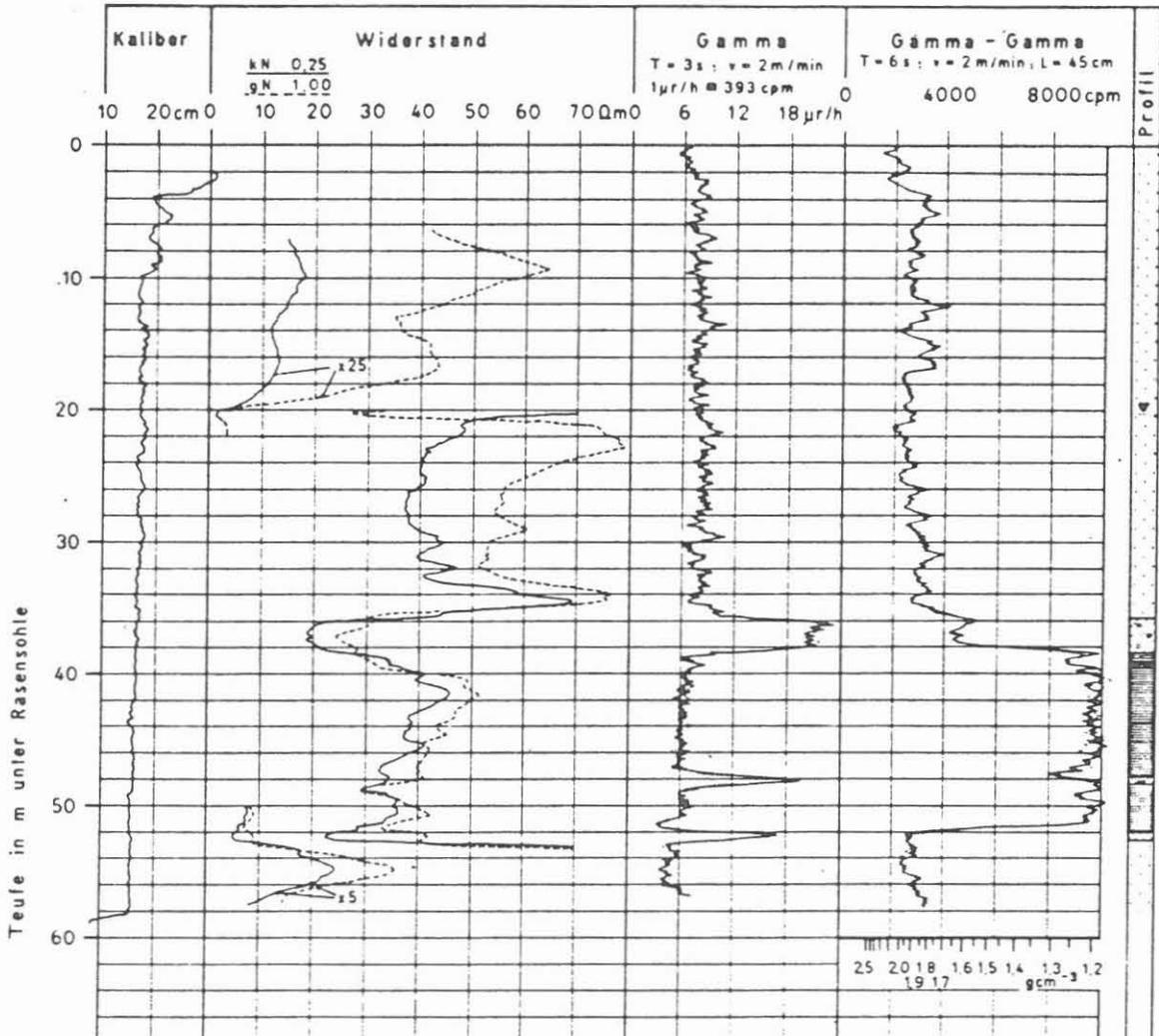


Bild 2 Ausschnitt aus einer Braunkohlenmessung mit Ergebnis der lithologischen Gliederung (einfaches Meßprogramm)

Ein "erweitertes Braunkohlenmeßprogramm", das zusätzlich beispielsweise eine Neutron-Neutron- und eine synthetische Laterolog-Kurve (Siegel u. a. 1982) vorsieht, liefert zusätzliche Indikationen zur Erhöhung der Aussagesicherheit

und quantitativer Interpretationsschritte (siehe Abschnitt 4). Das Zusammenführen dieser Merkmalskombinationen zu einer Entscheidungsmatrix liefert die Grundlage für einen Algorithmus zur automatischen lithologischen Gliederung durch den Bordrechner der digital registrierenden Bohrlochmeßapparatur. Eine derartige Praxis gestattet vor allem angesichts der gerade bei der Braunkohlenerkundung erforderlichen hohen Zahl von zu vermessenden Bohrungen und der schnellen Interpretation der Meßergebnisse eine überaus rationelle Arbeitsweise.

Das Vorliegen einer großen Zahl von Meßdaten in digitaler Form und ihre Verarbeitungsmöglichkeit im Computer gestattet das Implizieren von statistischen bzw. wahrscheinlichkeitstheoretischen Arbeitsweisen in die Interpretation. Derart gestaltete Interpretationskonzepte wie sie z. B. von Fricke (1985), Szendrö (1981), Harff und Peschel (1974) vorgestellt werden entsprechen bereits in der Betrachtung des eines Lithotyps bzw. einer Gesteinsklasse zugeordneten Merkmals in Form einer Verteilung der physikalischen Realität wesentlich besser als der Wertebereich (Band bzw. Parametergrenzen) oder gar der nur in wenigen Fällen (z. B. dichte porenfreie Evaporite) anwendbare für ein Gestein definierte Einzelwert für einen Parameter (z. B. Steinsalz: Dichte= $2,1 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ Laufzeit= $220 \mu\text{s} \cdot \text{m}^{-1}$). Abbildung 3 zeigt schematisch diesen Übergang zur Kombination von Werteverteilungen einzelner Parameter bzw. Merkmale (z. B. spezifischer Widerstand, Intensität der natürlichen Gammastrahlung) innerhalb einer Ge-

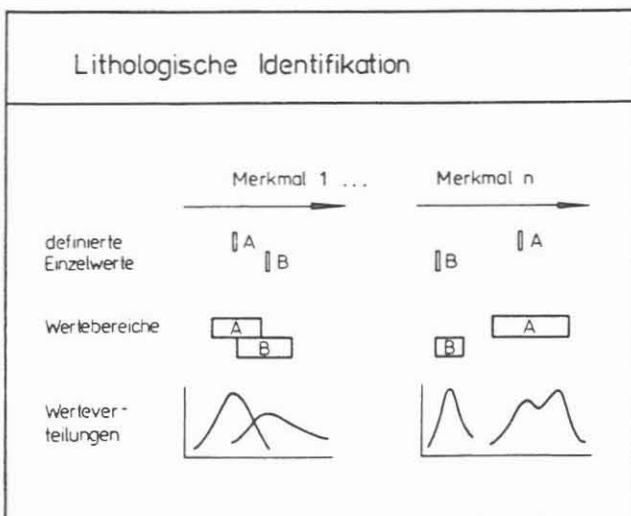


Bild 3 Grundtypen von Merkmalen zur lithologischen Gliederung

steinsklasse als Grundlage der lithologischen Identifikation. Mit den Abbildungen 4 und 5 werden Beispiele für Wertebereiche (Abb. 4) bzw. Häufigkeitsverteilungen (Abb. 5) aus dem Lockergesteinsbereich gegeben.

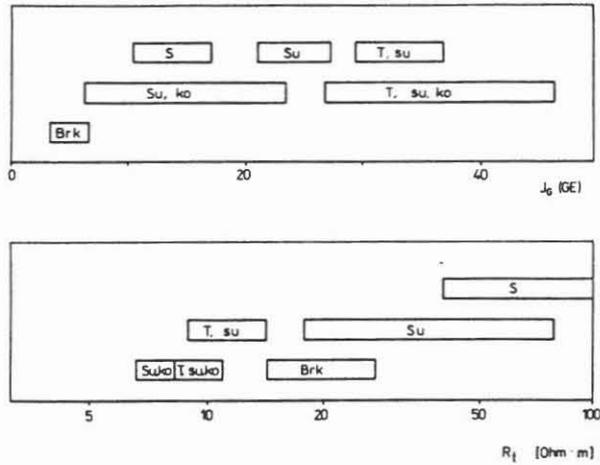


Bild 4 Wertebereiche der Intensität der natürlichen Gammastrahlung I_G und des spezifischen elektrischen Widerstandes R_t für die Gesteinsklassen
 S - Sand; Su - Schluff; T - Ton; Brk - Braunkohle
 su - schluffig, ko - kohlig
 (ungezeichnet nach Fricke, 1985)

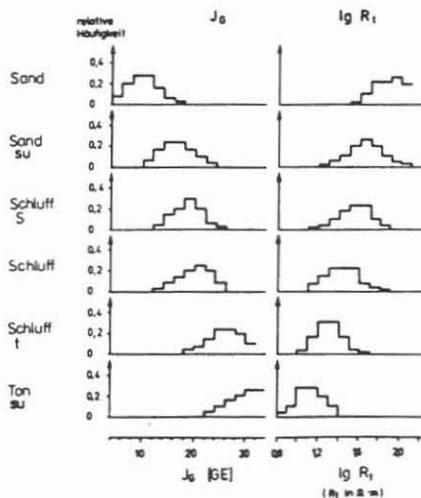


Bild 5 Häufigkeitsverteilungen der Größen I_G und $\lg R_t$

Die Meßwerte für bestimmte Gesteinsklassen sind nach Funktionen statistisch verteilt; im Erwartungswert besitzen sie ein Maximum der Wahrscheinlichkeit. Die Verteilungsfunktionen der petrophysikalischen Parameter x_j werden für die zu identifizierenden Lithotypen bzw. Gesteinsklassen φ_k empirisch ermittelt; aus diesen Verteilungsfunktionen werden in dem von Fricke (1985) dargestellten Programm LITHOLOG die Wahrscheinlichkeiten $p(x_j/\varphi_k)$ berechnet.

Nach dem Theorem von BAYES ergeben sich die gesuchten bedingten Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der Gesteinsklasse φ_k unter der Bedingung, daß der Vektor der petrophysikalischen Parameter x_j im Resultat der Messung bekannt ist:

x_j petrophysikalische Parameter ($j=1,\dots,m$)

φ_k Gesteinsklasse ($k=1,\dots,r$)

$$p(\varphi_k/x) = \frac{p(\varphi_k) \prod_{j=1}^m p(x_j/\varphi_k)}{\sum_{l=1}^r p(\varphi_l) \prod_{j=1}^m p(x_j/\varphi_l)} \quad (1)$$

Theorem von BAYES

$p(\varphi_k)$ a-priori - Wahrscheinlichkeit

mit $k = 1, \dots, r$ Gesteinsklassen
 $j = 1, \dots, m$ Parametern

Das Programm ermittelt die Gesteinsklasse φ_k für einen bestimmten Vektor der petrophysikalischen Parameter x , für die $p(\varphi_k/x)$ ein Maximum wird (Fricke, 1985). Bild 6 zeigt den Ausschnitt aus einer Ergebnisliste des Rechenprogramms für eine Braunkohlenbohrung. Die Vorteile dieser Methodik bestehen gegenüber der manuellen Bearbeitung in einer Objektivie-

rung der Ergebnisse und der (vor allem bei größerer Anzahl von Bohrungen in einem Gebiet vergleichbarer lithologischer Ausbildung) Rationalisierung der Interpretation. Es ist als generelle Arbeitsweise weiter entwicklungsfähig, wobei die möglichst genaue Kenntnis der Verteilungsfunktion stets von fundamentaler Bedeutung ist.

I	TEUFE [M]	H[M]	SH[M]	GESTEINSTYP	WAHRSCHEIN- LICHKEIT [%]
1	73,5- 75,2	1,7	1,7	SAND	91,7
2	75,2- 75,9	0,7	0,7	SAND	73,1
3	75,9- 77,5	1,6		SCHLUFF, TONIG, KOHLIG	52,5
4	77,5- 78,2	0,7		SCHLUFF, TONIG, KOHLIG	52,5
5	78,2- 79,8	1,6	3,9	SCHLUFF, TONIG, KOHLIG	54,4
6	79,8- 81,4	1,6		SAND, SCHLUFFIG	55,9
7	81,4- 83,2	1,8		SAND, SCHLUFFIG	52,8
8	83,2- 83,4	0,2	3,6	SAND, SCHLUFFIG	54,0
9	83,4- 84,4	1,0	1,0	SAND	76,3
10	84,4- 84,9	0,5	0,5	SCHLUFF, SANDIG, KOHLIG	75,1
11	84,9- 85,2	0,3	0,3	SCHLUFF, SANDIG	53,2
12	85,2- 85,7	0,5	0,5	SAND	58,3
13	85,7- 88,0	2,3	2,3	SCHLUFF, TONIG, KOHLIG	52,5
14	88,0- 88,9	0,9	0,9	SCHLUFF, KOHLIG	88,5
15	88,9- 91,7	2,8	2,8	SCHLUFF, TONIG, KOHLIG	52,5
16	91,7- 93,1	1,4		BRAUNKOHLE	100,0
17	93,1- 94,5	1,4		BRAUNKOHLE	100,0

Bild 6 Ausschnitt aus einer Ergebnisliste des Rechenprogrammes LITHOLOG (Fricke, 1985)

4. Ermittlung von Kennwerten der Lockergesteine

Bei der Ermittlung von Kennwerten - einem oft auch als "quantitative Interpretation" bezeichnetem Arbeitsschritt - ist es zweckmäßig, zwei Aufgaben zu unterscheiden

- die Ermittlung von Kennwerten, die die volumen- bzw. massebezogene Zusammensetzung des Gesteins charakterisieren (z. B. Porosität, Wassergehalt, Tongehalt),

- die direkte Ermittlung von Berechnungskennwerten der Bodenmechanik und Hydrologie (z. B. Verformungsmoduln, Scherfestigkeit, hydraulische Permeabilität).

Ausgangspunkt für die Lösung der erstgenannten Aufgabe ist die Wahl eines geeigneten Modells für die Darstellung der Gesteinszusammensetzung (Bild 7).

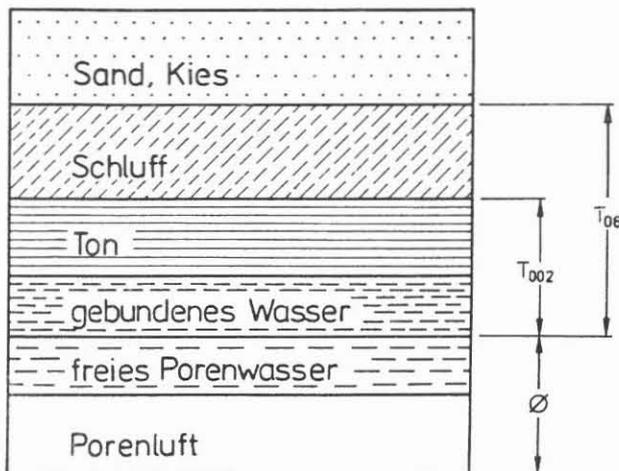


Bild 7 Modellverstellungen zur Ableitung volumenz- bzw. massebezogener Kennwerte

Es enthält als Hauptbestandteile

- Sand/Kies (Korndurchmesser $d_K > 0,063$ mm)
- Schluff bzw. Pelit (Korndurchmesser $0,063 > d_K > 0,002$ mm)
- Ton (Korndurchmesser $d_K < 0,002$ mm)
- gebundenes Wasser (im Modell an die Tonfraktion gebunden)
- freies Porenwasser
- Porenluft (tritt praktisch nur im Bereich rolliger Gesteine auf).

Unterschiedliche Volumenanteile der Sand- und Tonfraktion charakterisieren die beiden Grundtypen "rollig" (bzw. kohäsionslos) und "bindig" (bzw. kohäsiv).

Der Interpretationsalgorithmus lehnt sich den aus der Erdöl-Erdgas-Speichergesteinsinterpretation bekannten Methoden weitgehend an und ist in seiner von Fricke u. a. 1985 entwickelten Form in Bild 8 dargestellt. Es zeigt die Verknüpfung der mit den Meßverfahren ermittelten petrophysikalischen

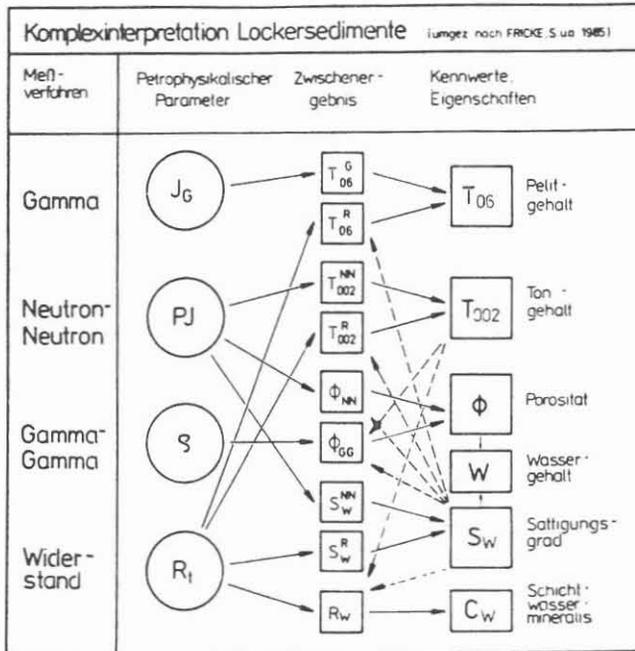


Bild 8

A u s g a n g s p a r a m e t e r J_G (Intensität der natürlichen Gammastrahlung), PJ (Porositätsindex), ρ (Dichte) und R_t (spezifischer elektrischer Widerstand) und der E r g e b n i s s e T_{002} (Tongehalt), T_{06} (Pelitgehalt), ϕ (Porosität), w (Wassergehalt), S_w (Wassersättigungsgrad) und C_w (Schichtwassermineralisation).

An mehreren Parametern (T_{06} , T_{002} , ϕ , S_w) werden Doppelbestimmungen vorgenommen; die wechselseitige Verknüpfung der Kennwerte bzw. Zwischenergebnisse (unterbrochen gezeichnete Linien) erfordert eine iterative Berechnung, die nach dreimaligem Durchlauf praktisch keine Änderungen mehr aufweist und damit das endgültige Interpretationsergebnis vorliegt (Fricke u. a. 1985).

Die bei diesem Interpretationsalgorithmus benutzten Gleichungen beruhen auf

- unmittelbar aus dem Modell ableitbaren Beziehungen (z. B. Beziehung zwischen der Gesteinsdichte und den Dichten sowie Volumenanteilen der Bestandteile),
- empirischen Beziehungen auf der Grundlage statistisch ermittelter Zusammenhänge. Diese Zusammenhänge resultieren entweder aus der Gegenüberstellung von bohrlochgeophysikalischen Schichtwerten (z. B. J_G) und Ergebnissen von Laboruntersuchungen (z. B. T_{002}) oder aus Laboruntersuchungen allein (z. B. Beziehung zwischen Formationsfaktor und Porosität).

Bild 9 a und b zeigt als Beispiele hierzu die Abhängigkeit der Intensität der natürlichen Gammastrahlung J_G und des spezifischen elektrischen Widerstandes R_t vom Pelitgehalt T_{06} für ein Untersuchungsgebiet. Bild 9 c zeigt ein Ergebnis zur Ermittlung der Formationsfaktor-Porositäts-Beziehung.

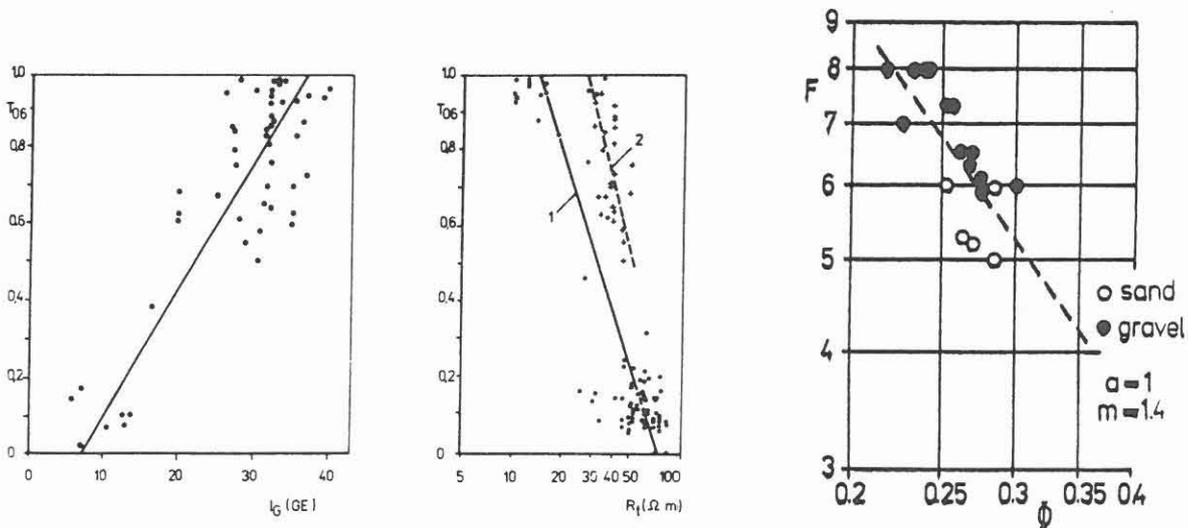


Bild 9 a) b) c)

Beispiele für korrelative Zusammenhänge

- a) Korrelation zwischen I_G und T_{06}
 (ohne Glimmersande)

- b) Korrelation zwischen R_t und T_{06}
1 - Pleistozän bis Tertiär/Rupel
2 - Liegendes des Rupel bis Prätertiär
(nach Fricke u. a. 1985)
- c) Korrelation zwischen F und ϕ an Sand und Kies
(Schön, 1984)

Die zweite Aufgabe - direkte Ermittlung von Berechnungskennwerten der Bodenmechanik und Hydrologie - kann mit Ausnahme der Bestimmung der Rohdichte gegenwärtig nicht mit hinreichender Verallgemeinerung und Zuverlässigkeit gelöst werden. Der sinnvolle und effektive Einsatz der Bohrlochgeophysik im Zusammenhang mit Berechnungen in Bodenmechanik und Hydrologie besteht gegenwärtig in erster Linie darin, mit bohrlochgeophysikalischen Meßergebnissen eine Abgrenzung von physikalisch definierten "Homogenbereichen" vorzunehmen (Steinbrecher u. a. 1983). Auch wenn die exakten Beziehungen zwischen bohrlochgeophysikalisch ermittelten Parametern und den bodenmechanischen bzw. hydrologischen Kennwerten (noch) nicht bekannt sind, kann davon ausgegangen werden, daß derart bestimmte Homogenbereiche auch Bereiche annähernd gleicher bodenmechanisch-hydrologischer Charakteristika sind. Die Abgrenzung von Homogenbereichen gibt damit Hinweise

- für die gezielte Probenuntersuchung im Hinblick auf die direkte Bestimmung bodenmechanischer und hydrologischer Kennwerte,
- für die Festlegung der Gültigkeitsbereiche von an Proben bestimmten Kennwerten.

In dieser Einordnung können auch bohrtechnisch ökonomische Rotary-Spülbohrungen in die bodenphysikalisch-hydrologische Erkundung einbezogen werden (Steinbrecher u. a. 1983).

Eine Erweiterung der Aussagemöglichkeiten bohrlochgeophysikalischer (und ingenieurgeophysikalischer) Untersuchungen erfordert intensive Grundlagenuntersuchungen experimenteller

und theoretischer Art, die der Spezifik des Untersuchungsobjektes Lockergestein Rechnung tragen. Erfolgversprechend sind dabei beispielsweise gammaspektrometrische Untersuchungen im Bereich der bindigen Gesteine (vgl. Abb. 10) z. B. mit einer Differenzierung in quartäre und tertiäre Profilmereiche oder akustische Untersuchungen im Bereich der rolligen Gesteine. An zwei Problemkreisen der rolligen Lockergesteine sollen im folgenden hierzu Ansatzpunkte dargestellt werden.

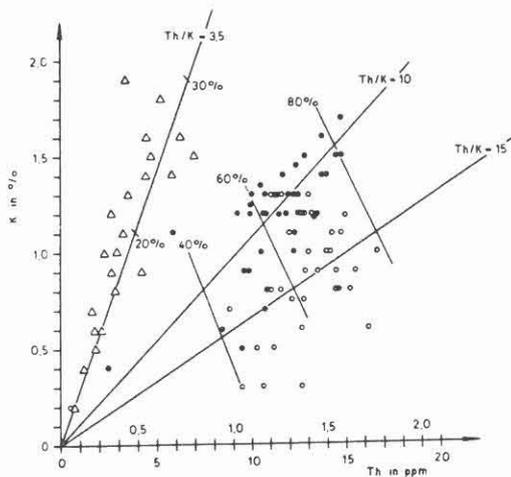


Bild 10 Ergebnisse gammaspektrometrischer Untersuchungen an Lockergesteinen (Kalium- und Thoriumanteile)
Dreiecke - Quartärproben
Kreise - Tertiärproben

a) Modellberechnungen und experimentelle Untersuchungen zu mechanischen Eigenschaften

Auf der Basis eines in seiner Struktur durch einen "Strukturwinkel" α statistisch definierten Kugelmodells kann der Elastizitätstensor und daraus die Geschwindigkeit elastischer Wellen im trockenen Lockergestein berechnet werden (Schön, 1969; Schön, 1983).

$$v = \left\{ f_1 (E_F, \nu_F, S_F) \cdot f_2 (\phi, n) \cdot \sigma^{1/3} \cdot S (\alpha, f) \right\}^{1/2} \quad (2)$$

Dabei beinhaltet

- der erste Faktor die Eigenschaften (Elastizitätsmodul, Poissonzahl, Dichte) der festen Matrixsubstanz,
- der zweite Faktor den Einfluß von Porosität ϕ und Koordinationszahl n ,
- der dritte Faktor den Einfluß des Druckes σ
- der vierte Faktor den Einfluß von Struktur (Strukturwinkel α) und Kontaktbedingung (Korn-Korn-Kontakt), ausgedrückt durch einen Parameter f .

Die Größe $S (\alpha, f)$ ist das Element eines Tensors (Struktur-tensor); es ist in Abhängigkeit von der interessierenden Ausbreitungsrichtung (vertikal, horizontal) und vom Wellentyp (Longitudinal- oder Transversalwelle) zu wählen. Aus Gleichung (2) geht damit hervor, daß Geschwindigkeitsquotienten (z. B. v_p/v_s) nur von α und f abhängen und damit eine Information über die Struktur und die Korn-Korn-Bindung enthalten. Da Struktur und Korn-Korn-Bindung andererseits solche bodenmechanischen Kennwerte wie den Reibungsbeiwert μ bzw. Winkel der inneren Reibung φ und den Ruhedruckbeiwert λ_0 wesentlich bestimmen (vgl. Bild 11) ist zumindest auf der Grundlage des Modells eine Korrelation zwischen diesen Kennwerten und Geschwindigkeitsquotienten zu erwarten (Bild 12).

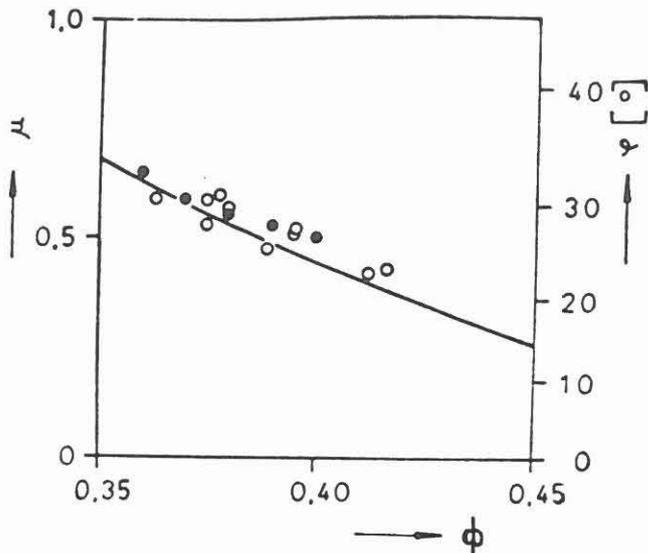


Bild 11 Winkel der inneren Reibung als Funktion der Porosität
 ○ Glaskugeln
 ● Ottawa-Sand
 Kurve - nach Modellrechnungen (Schön, 1969)

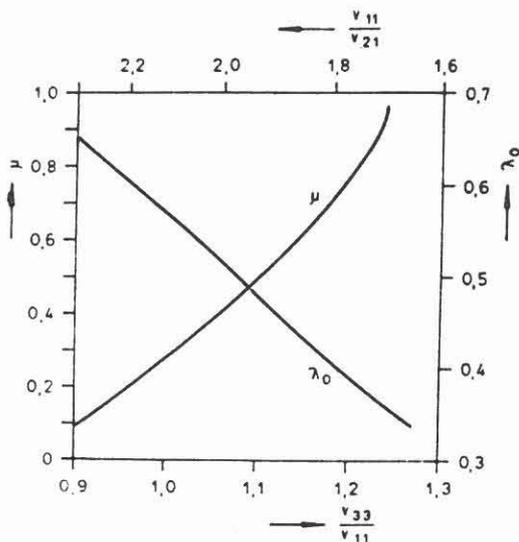


Bild 12 Beziehung zwischen Geschwindigkeitsquotienten und bodenmechanischen Kennwerten (Modellberechnungen) Schön, 1969, 1983

- V_{11} Geschwindigkeit der horizontalen Longitudinalwelle
- V_{33} Geschwindigkeit der vertikalen Longitudinalwelle
- V_{21} Geschwindigkeit der horizontalen Transversalwelle (horizontal polarisiert)
- μ Reibungsbeiwert
- λ_0 Ruhedruckbeiwert

b) Untersuchungen zum Einfluß der Korngröße auf petrophysikalische Parameter

Die mittlere Korngröße d von Sand und Kies ist ein wichtiger Klassifikationskennwert und darüber hinaus häufig Ausgangsgröße einer Berechnung der hydraulischen Permeabilität.

Bereits Sarma und Rao (1962) wiesen bei geringkonzentrierten Porenwässern Abweichungen von der ARCHIE-Gleichung bei Sanden nach, die auf Effekte an den Kornoberflächen zurückzuführen sind. Im Ergebnis von Laboruntersuchungen an Sanden fanden Börner und Schön (1985) einen der WAXMAN-SMITS-Gleichung formal gleichen Aufbau einer Beziehung für die Leitfähigkeit des wassergesättigten Sandes c_o in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Porenwassers c_w , dem Formationsfaktor F und der Oberflächenleitfähigkeit c_q

$$c_o = F^{-1} \cdot c_w + c_q \quad (3)$$

Die Oberflächenleitfähigkeit c_q zeigt ihrerseits eine enge Korrelation zur spezifischen Kornoberfläche bzw. zum Korndurchmesser (Bild 13). Hieraus läßt sich eine um den Oberflächenterm erweiterte ARCHIE-Gleichung ableiten (siehe Schön 1984, Schön 1985):

$$c_o = \frac{\phi^m}{a} \cdot c_w + b \cdot (d)^c \quad (4)$$

Dabei ist

ϕ Porosität

a, m empirische Größen der ARCHIE-Gleichung

d mittlerer Korndurchmesser

b, c empirische Größen der $c_q = c_q(d)$ -Beziehung

Diese Resultate belegen, daß bei den elektrischen Verfahren prinzipiell ein Zugang zu korngrößenbedingten Indikationen über Oberflächeneffekte möglich erscheint.

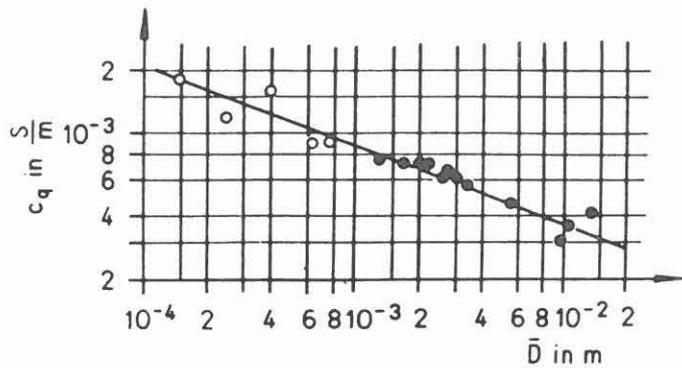
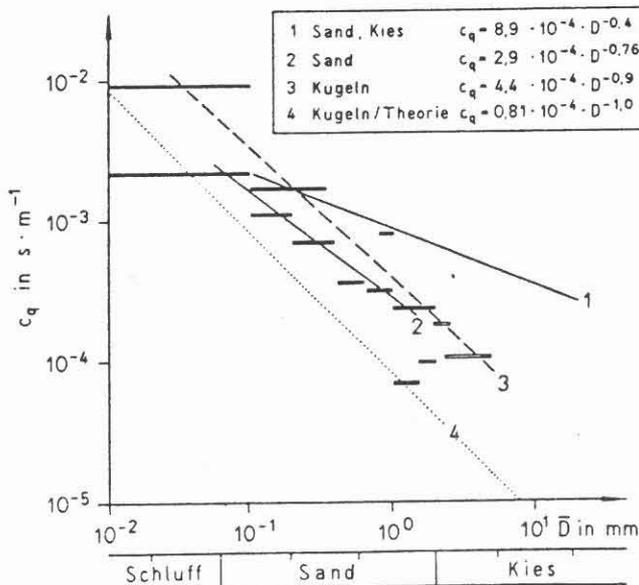


Bild 13 Gegenüberstellung von Oberflächenleitfähigkeit c_q und mittlerem Korndurchmesser \bar{d} bzw. \bar{D}

a) Ergebnisse experimenteller Untersuchungen an Sand und Kies (Schön, 1984, 1985)



b) Ergebnisse experimenteller Untersuchungen (Mittelwertskurven und Wertebereiche) sowie Berechnungen (Schön, 1986)

Vergleichbar sind die Ansatzpunkte, die seismische Untersuchungen im Hinblick auf Aussagen zur Korngröße liefern. Aus dem Bereich der marinen Sedimente liegen Ergebnisse zu Korrelationen zwischen Korngröße und Absorption vor (z. B. Hamilton, 1976). - Mit der digitalen Wellenbildregi-

strierung sind Möglichkeiten einer umfassenden rechen-
technischen Analyse des Informationsgehaltes eines Wellenbildes
gegeben. Von Apel (1985) vorgenommene Laboruntersuchungen lie-
ferten u. a. eine deutliche Korrelation zwischen der mitt-
leren Korngröße des Untersuchungsmaterials \bar{d} und der Frequenz
des allein die Longitudinalwelle beinhaltenden Teiles des Wel-
lenzuges f_D (berechnet mit modifizierter Phasenanalyse nach
Frei und Maximum-Entropie-Spektralanalyse). Bild 14 zeigt ein
Beispiel.

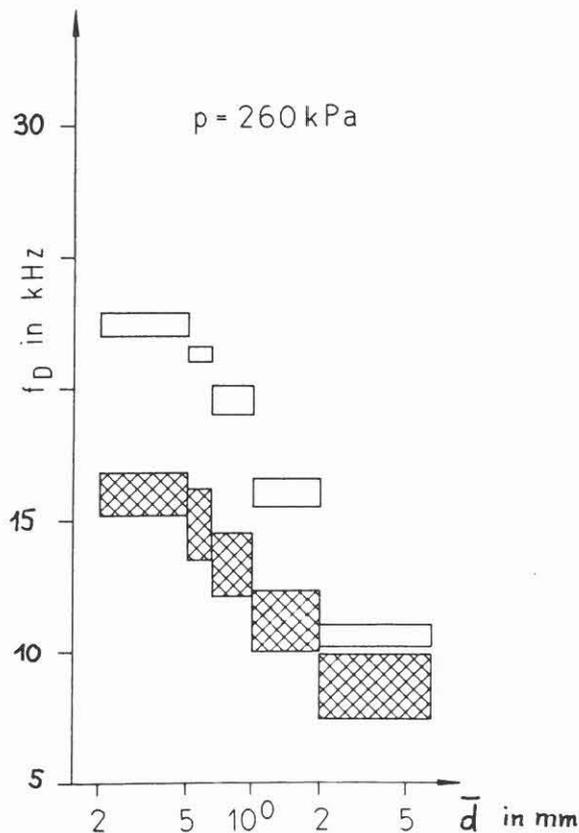


Bild 14 Frequenz des Longitudinalwelleneinsatzes in
Abhängigkeit von der Korngröße (vertikaler Druck
260 kPa; offene Felder - trockenes Sediment,
schraffierte Felder - wassergesättigtes Sediment)
Umgezeichnet nach Ergebnissen von Apel, 1985

Literatur

ARCHIE, G. E. :

The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. Trans. Americ. Inst. Mineral. Met. 146 (1942), S. 54-62

CHRISTALLE, H., STEINBRECHER, D.:

Abschätzung von Qualitätsparametern der Braunkohle mit geophysikalischen Bohrlochmessungen
Neue Bergbautechnik 12 (1982) 12, S. 693-695

FRICKE, S.:

Petrographische Profilgliederung an Hand von Bohrlochmessungen mit Computern.
Zeitschr. f. geolog. Wissenschaften 13(1985), 4, S.499-507

FRICKE, S. u.a.:

Grundlagen und Möglichkeiten der quantitativen Interpretation geophysikalischer Bohrlochmessungen im Nebengestein von Braunkohlenlagerstätten
Freiberger Forschungshefte C 408, Leipzig 1985,
S. 45-58

HAMILTON, E. L.:

Attenuation of shear waves in marine sediments.
J. Acoust. Soc. Am. 60 (1976) 2, S. 334-338

HARFF, J, PESCHEL, G.:

Komplexinterpretation geowissenschaftlicher Informationen mit determinierten Kriterien und ihre Anwendung zur Bearbeitung von Tiefbohrungen. - In: Z. angew. Geol. - Berlin 20 (1974) 12. - S. 558-565

REPSOLD, H.:

Über das Verhalten des Formationsfaktors in Lockersedimenten bei schwach mineralisierten Porenwässern.
Geol. Jahrbuch E 9, Hannover 1976, S. 19-39

SARMA, V. V. J., RAO, V. B.:

Variation of electrical resistivity of river sands, calcite and quartz powders with water content.

Geophysics 27 (1962) 470-479; 28 (1963) 310-313

SCHÖN, J.:

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Lockerböden und ihre Beziehung zu bodenmechanischen Kennwerten. Freiburger Forschungshefte, C 250, VEB Dt. Verl. Grundstoffind. Leipzig 1969.

SCHÖN, J.:

Petrophysik. Berlin: Akademie-Verlag 1983

SCHÖN, J.:

Electrical conductivities in unconsolidated sediments their correlation to other physical and petrographic properties. Trans. 9-th Intern. Formation Evaluation symp., Paris 1984

SCHÖN, J., BÖRNER, F.:

Untersuchungen zur elektrischen Leitfähigkeit von Lockergesteinen - der Einfluß matrixbedingter Leitfähigkeitsanteile. Neue Bergbautechnik 15 (1985) 6, S. 220-224.

SCHÖN, J., STEINBRECHER, D.:

Die quantitative Interpretation geophysikalischer Bohrlochmessungen - Grundlagen, Stand, Erfordernisse Geophysik und Geologie KMU Leipzig; Berlin Bd. III, H. 3, S. 47-55

SIEGEL, V., SMIGIEL, G., STILLER, D.:

Syntes krivych semielektrodnogo bokovogo karotaša dlja razvedki burogo uglja v GDR

Proc. 27-th. Int. Geophys. Symp. Bratislava 1982, vol. 2, p. 82-93

STEINBRECHER, D., KRESSER, K.-D., HÖNEMANN, G., CHRISTALLE, H.:

Geophysikalische Bohrlochmessungen in der Braunkohlen-
erkundung - Interpretationsmethodik, Aussagemöglich-
keiten, Perspektiven

Z. angew. Geologie 29 (1983) 3, 133-135

SZENDRÖ, D.:

Application of the statistical lithologie method for
the determination of geological formations. -In:Proc.
26th geophys. Symp. - Leipzig 1981. - S. 489-496

WYLLIE, M. R.J., GREGORY, A. R., GARDNER, L. W.:

Elastic wave velocities in heterogeneous and porous
media. Geophysics 21 (1956) 1, S. 41-70

**WIDERSTANDSMESSUNGEN IM KRISTALLIN UND IN SEDIMENTEN MIT
BESONDERER BERÜCKSICHTIGUNG DER GEOLOGISCH- UND
GERÄTEBEDINGTEN EINFLUSS- UND FEHLERGRÖSSEN**

J. K. Draxler

Zusammenfassung

Die Service-Industrie bietet verschiedene Bohrlochmeßsysteme an, mit denen Widerstand oder Leitfähigkeit des durchteuften Gebirges gemessen werden können.

Mit diesen Messungen können im Kristallin Zonen mit Porosität (Klüfte) nachgewiesen werden. In Sedimenten dienen sie in der Hauptsache zur Bestimmung der Wasser- bzw. Kohlenwasserstoff-sättigung in porösen Trägerbereichen. Außerdem können die räumliche Lage, das Einfallen und Streichen von Formationen oder Kluftsystemen daraus berechnet werden.

Die Widerstandsverhältnisse im Kristallin und in bestimmten Sedimentfolgen erfordern den Einsatz der Dual-Laterolog-Methode. Nur mit diesem Gerät können Widerstände bis 60.000 Ohm m und mit einer neueren Version der Firma Schlumberger bis über 500.000 Ohm m gemessen werden.

Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß diese Meßmethoden durch geologische - aber auch gerätespezifische - Einflüsse Fehlesungen ("Groningen-Effekt") ausgesetzt sind. Starke und abrupte Widerstandsänderungen zwischen dichtem und geklüftetem Kristallin oder in bestimmten Sedimentabfolgen, wie z. B. den Evaporiten des Zechsteins, können erst interpretiert werden, wenn die Lesungen vorher korrigiert worden sind (Bohrlocheinfluß, Schulterzonen).

Die Beeinflussung durch den Schulterzoneneffekt (shoulder beds) und die möglichen Korrekturen werden an Beispielen erläutert. Das Problem des Groningen-Effektes wird aufgezeigt und auf die bisherigen unbefriedigenden Lösungsversuche durch die Service-Firmen eingegangen.

Außerdem wird die Anwendung der korrigierten Widerstandswerte zur Bestimmung der Öffnungsweite von Klüften im Zechsteinkalk demonstriert.

1 Invasionsprofil

Um die Arbeitsweise von Widerstandsmessungen in Bohrungen verstehen zu können, ist es notwendig, sich die herrschenden Bedingungen zu vergegenwärtigen.

In porösen Sedimentgesteinen wird durch den druckstärkeren Spülstrom die Flüssigkeit in der Formation verdrängt. Eindringendes Spülungsfiltrat bildet einen "gefluteten Bereich" nahe der Bohrlochwand und eine "Invasionszone" im Gebirge. Diese Invasion findet solange statt, bis sich ein abdichtender Filterkuchen aufgebaut hat. In weiterer Entfernung vom Bohrloch bleibt die Formation unbeeinflusst.

Die Formationsflüssigkeit und die Spülung bzw. das Filtrat haben meist einen unterschiedlichen Widerstand. Daraus ergibt sich ein zonenbedingtes, variierendes Widerstandsprofil in den porösen und permeablen Zonen.

In Gesteinen ohne Permeabilität fehlt jede Invasion, daher auch jede Widerstandsveränderung. Sie begrenzen die porösen Lagen im Liegenden und Hangenden (Schulterzonen) und sind durch guten Widerstandskontrast erkennbar (Abb. 1).

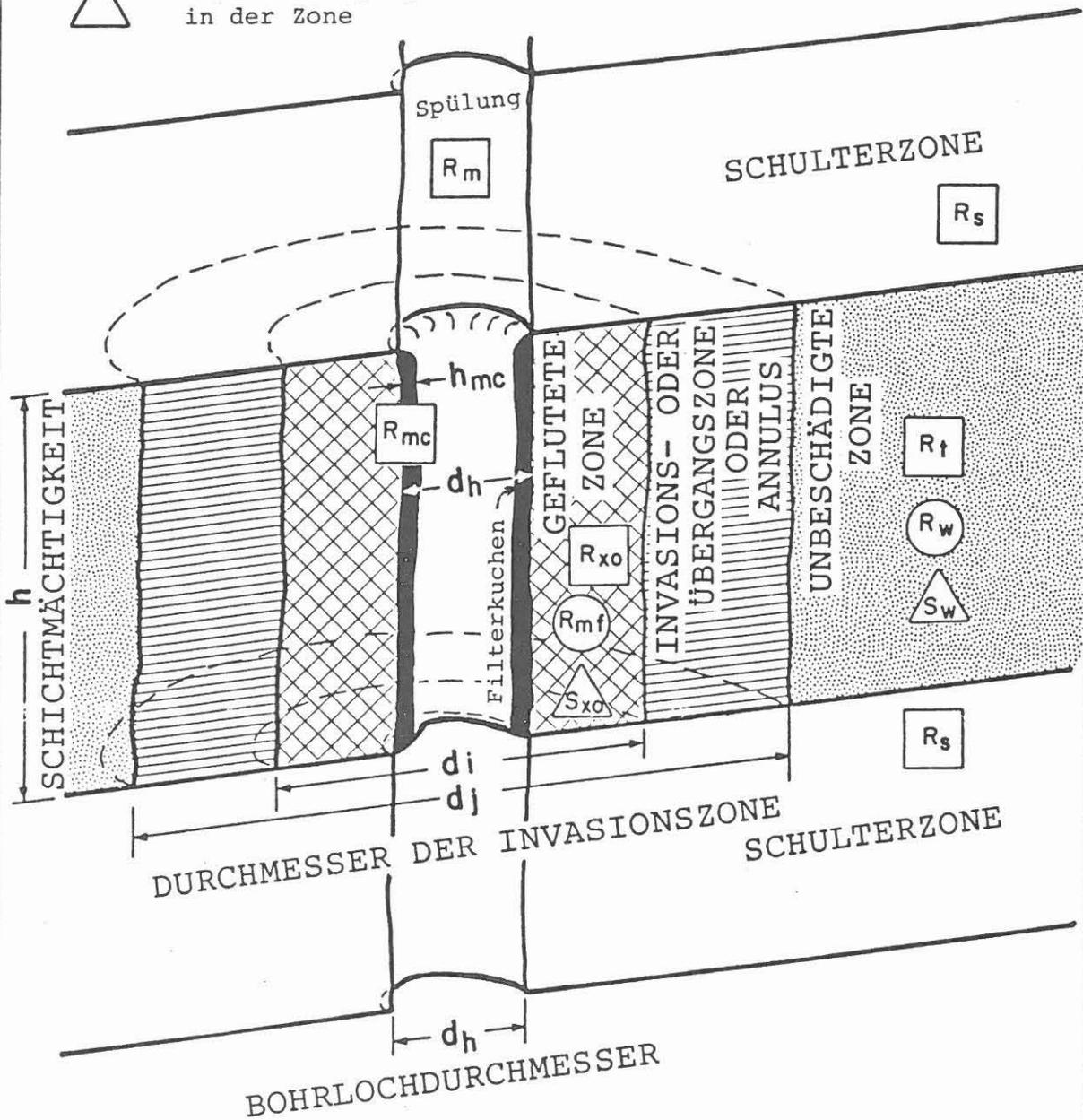
Im Kristallin muß von einer wesentlich anderen Widerstandsverteilung ausgegangen werden, da diese Gesteine nur sehr geringe Porositäten, meist Kluftporositäten, aufweisen. Eine Invasionsbeeinflussung erfolgt deshalb nur entlang dieser Klüfte und Risse; in unmittelbarer Nähe der Bohrung in Mikrorissen, die durch Spannungsentlastung entstehen, und tiefer im Gebirge durch vorhandene Kluftsysteme. Wenn diese sehr ausgeprägt sind, kann eine sehr weitreichende "Invasion" eintreten, da sich kein Filterkuchen aufbauen kann (Abb. 2).

2 Widerstands-/Leitfähigkeitsmeßmethoden

Von der Service-Industrie werden Systeme angeboten, mit denen versucht wird, diese komplizierten Verhältnisse meßtechnisch zu erfassen. Das Prinzip ist, mehrere Widerstandsmessungen mit unterschiedlicher Eindringtiefe zu vereinen, um daraus Korrekturen für die Invasion abzuleiten (Referenzen: 1 und 3). In Tab. 1 sind die "Makro-Widerstands-/Leitfähigkeitsgeräte" aufgelistet, die bis tief ins Gebirge lesen. Tab. 2 gibt die Geräte mit geringer Eindringtiefe - "Mikro-Widerstand" - und die Dipmetergeräte wieder. Letztere sind geeignet, das Streichen und Einfallen der Formationen zu bestimmen und Klüfte oder Kluftbereiche zu erkennen. Mit Hilfe des Diagrammes in Abb. 3 kann für die in einer Bohrung vorliegenden Verhältnisse das bestmögliche Meßsystem ausgewählt werden.

SEDIMENTE

- Widerstand der Zone
- Widerstand des Wassers in der Zone
- △ Wassersättigung in der Zone



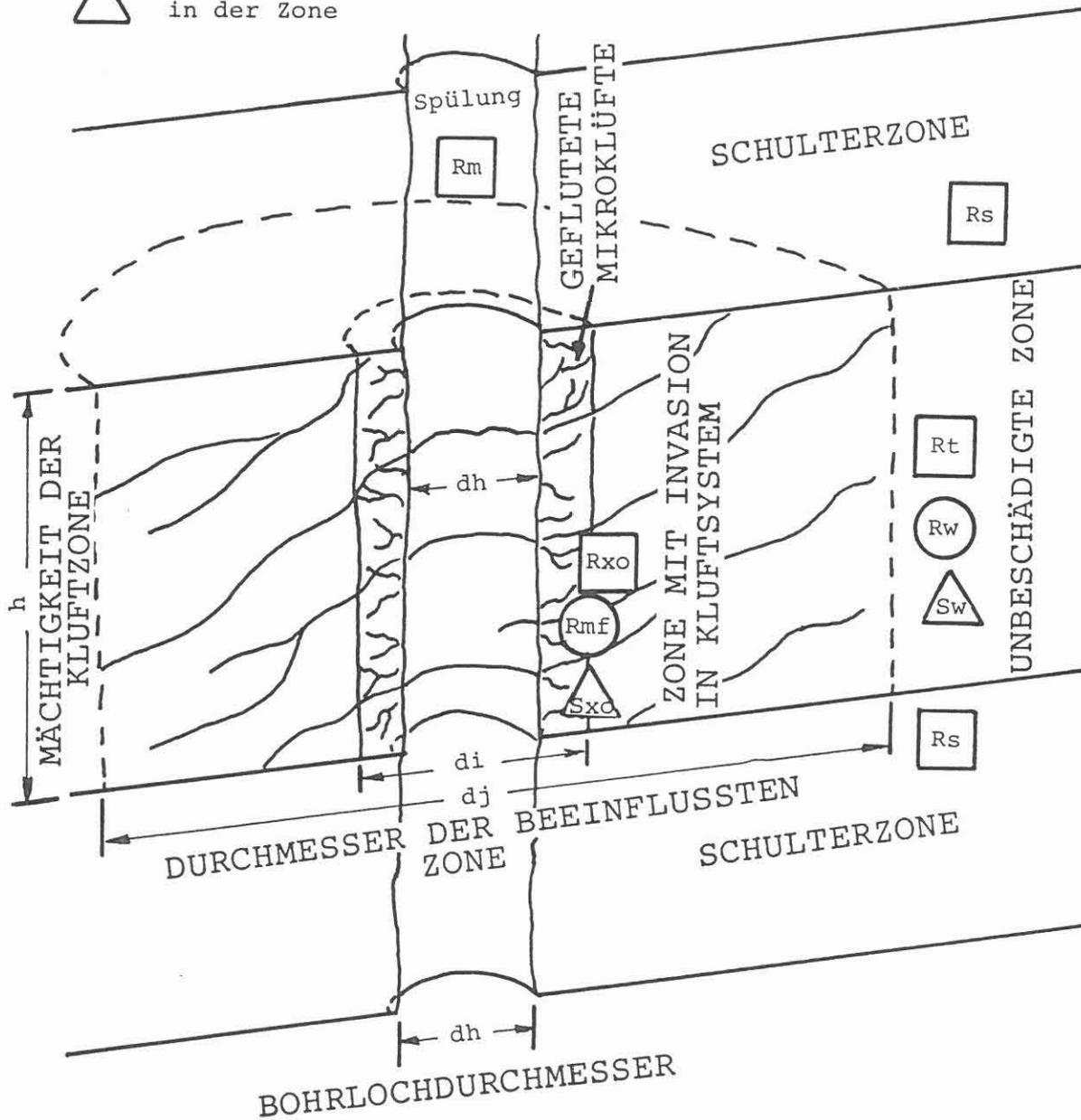
INVASIONSPROFIL

KT B

Abb. 1

KRISTALLIN

-  Widerstand der Zone
-  Widerstand des Wassers in der Zone
-  Wassersättigung in der Zone



INVASIONSPROFIL

KT B

Abb. 2

Schlumberger

DresserAtlas

DRESSER

Makro-Widerstand:

*ES	Electrical Survey
*LL3	Laterolog 3
*LL7	Laterolog 7
DLL	Dual Laterolog
ULSEL	Ultra Long Spacing Electrical Log
ISF	Induction Spherically Focused Log
DIS	Dual Induction Spherically Focused Log
IDPH	Phasor Dual Induction Log

*EL	Electrical Log
*LL3	Laterolog 3
*LL7	Laterolog 7
DL	Dual Laterolog
IEL	Induction Electrolog
DIFL	Dual Induction Focused Log

* veraltete Systeme

WIDERSTANDS- / LEITFÄHIGKEITSMESSUNGEN

KTB

Tabelle 1

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

Schlumberger

DresserAtlas

DRESSER

Mikro-Widerstand:

ML Microlog
MLL Microlaterolog
MSFL Micro-Spherically Focused
Log
PL Proximity Log
EPL Electromagnetic Propagation
Log

ML Minilog
MLL Microlaterolog

PXL Proximity Log
DCLL Dielectric Log (47MHz)
DCLH Dielectric Log (200 MHz)

Dipmeter:

HDT High Resolution Dipmeter
SHDT Stratigraphic High Resolution
Dipmeter
FMST Formation MicroScanner

DIP High Resolution 4-Arm
Diplog

WIDERSTANDS- / LEITFÄHIGKEITSMESSUNGEN

KTB
Tabelle 2

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

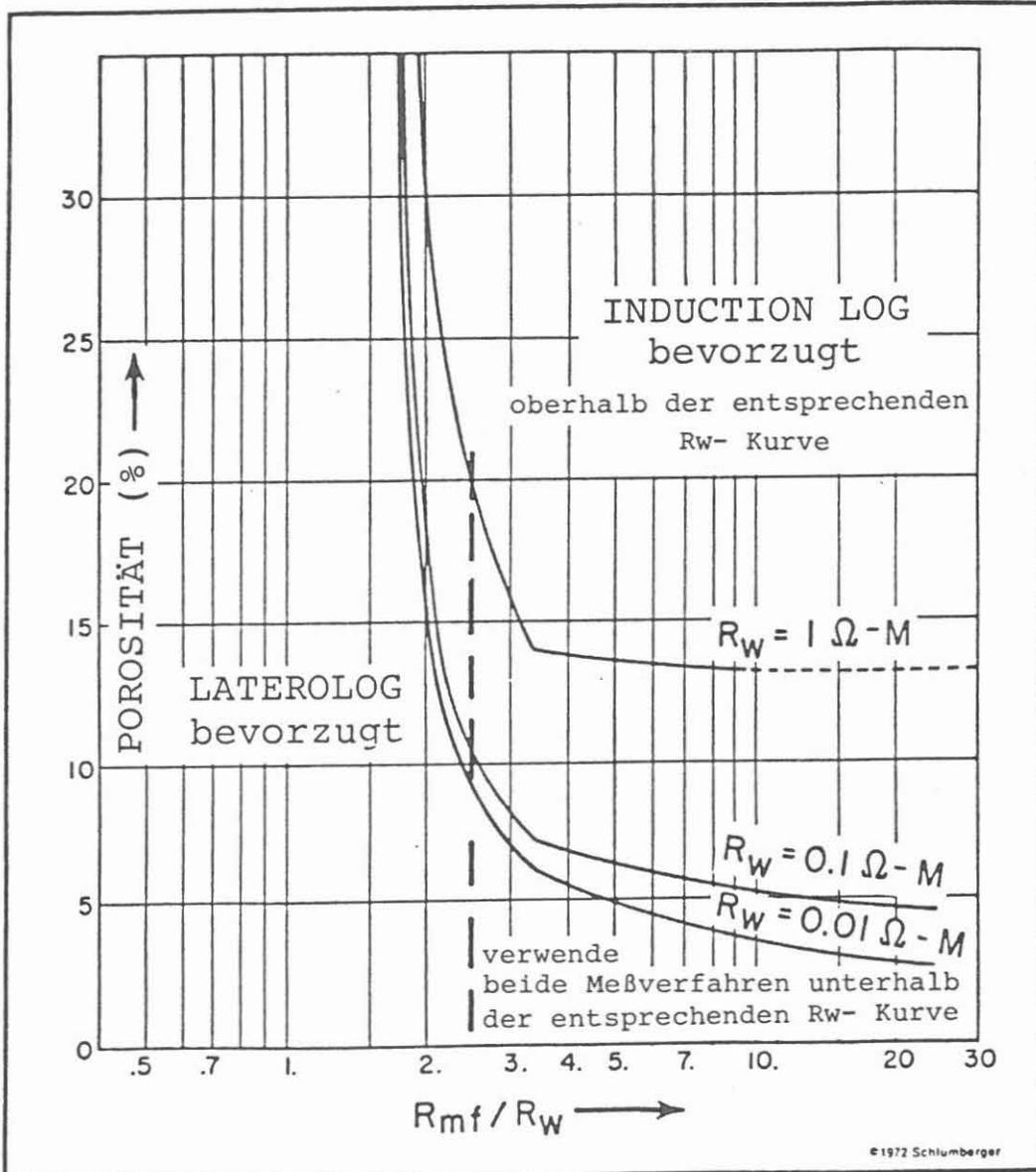
BEVORZUGTES MESSVERFAHREN

KRISTALLIN: niedrige Porosität
hoher Widerstand
geringe Wasserführung
niedrige Salinität

SEDIMENT: gute Porosität
niedriger Widerstand
gute Wasserführung
hohe Salinität

Beispiel: $\phi = 1.5\%$,
 $R_{mf}/R_w = 0.6/0.3 = 2$

Beispiel: $\phi = 20.0\%$,
 $R_{mf}/R_w = 0.2/0.05 = 4$



WAHL DES MESSVERFAHRENS

KTB

Abb. 3

Im Kristallin wird bei niedriger Porosität, hohem Widerstand, geringer Wasserführung und geringer Salinität das Laterolog und im Sediment bei guter Porosität, niedrigem Widerstand, guter Wassersättigung und hoher Salinität das Induction Log bevorzugt. Bei salzgesättigten Bedingungen - Filtrat und Formationswasser haben gleiche Salinität; das Verhältnis R_{mf}/R_w ist 1 und die Porosität liegt bei 12 % - wäre ebenfalls das Laterolog zu wählen (z. B. Zechstein, Rotliegend in Norddeutschland).

2.1 Meßprinzip Dual Laterolog: Schlumberger - Dresser Atlas

Dieses Meßsystem wird von beiden in Deutschland tätigen Service-Firmen angeboten. Eine nähere Betrachtung ist notwendig, da die gerätebedingten Fehllesungen unterschiedliche Ursachen haben. Bei Schlumberger ist die Stromrückführung für den Meß- und Fokussierstrom des Laterolog Deep (LLD) an Elektrode "B" auf Ackersohle, die Null Referenz "N" am Kabel, ungefähr 34 m von der Stromelektrode A_0 entfernt. Die Frequenz für das Laterolog Shallow (LLS) beträgt 270 Hz (Abb. 4).

Bei Dresser Atlas ist die Stromrückführung "B" für Meß- und Fokussierstrom von LLD am Kabel, die Null Referenz "N" auf Ackersohle und die LLS Frequenz beträgt 128 Hz (Abb. 5).

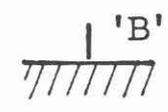
2.2 Korrekturen und Störeffekte

Es ist notwendig, die Messungen, die mit dem Dual Laterolog-System durchgeführt werden, zu korrigieren. Korrekturen für Bohrlocheinfluß etc. und für spezifische Fehllesungen sind in Tab. 3 zusammengestellt.

- Korrekturen

Beide Firmen haben in ihrem "Log Interpretation Chartbooks" Korrekturtabellen für Bohrlocheinfluß veröffentlicht. In der Ausgabe von 1985 hat Schlumberger erstmalig Korrekturen für Schulterzonen (Squeeze) vorgestellt (Abb. 6). Sie sind außerdem bereits im sogenannten SHOLAT (Shoulder bed correction Laterolog)-Computerprogramm integriert, das ein Teil der GLOBAL Interpretationsprogrammreihe ist.

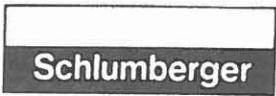
Beide Laterologmessungen (LLD und LLS) werden einer getrennten Korrektur unterzogen. Als Beispiel ist eine Messung über den Hauptdolomit des Zechsteins wiedergegeben. Der Widerstand reduziert sich um ca. 40 - 45 % im Hauptdolomit und erhöht sich um 30 - 35 % im Anhydrit für das LLD (Abb. 7). Das LLS weist im Hauptdolomit keine Abweichungen auf und zeigt eine Erhöhung um 15 % im Anhydrit (Abb. 8).



STROMRÜCKFÜHRUNG 'B'
ACKERSOEHLE

'N' NULL REFERENZ 'N'
KABEL

VI



MESSANORDNUNG

V

SCHIRMSTROM

SCHIRMSTROM

MESSTROM

MESSTROM

SCHIRMSTROM

SCHIRMSTROM

LLD:

LLS:

Frequenz 32 hz
Meßstrom 'Ao' - 'B'
Fokussierstrom 'A1'+ 'A2' - 'B'

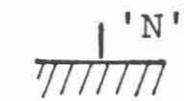
Frequenz 270 Hz
Meßstrom 'Ao' - 'A2'
Fokussierstrom 'A1' - 'A2'

Meßabstand 24"
Null Referenz 'N' am Kabel

DUAL LATEROLOG

KTBB

Abb. 4

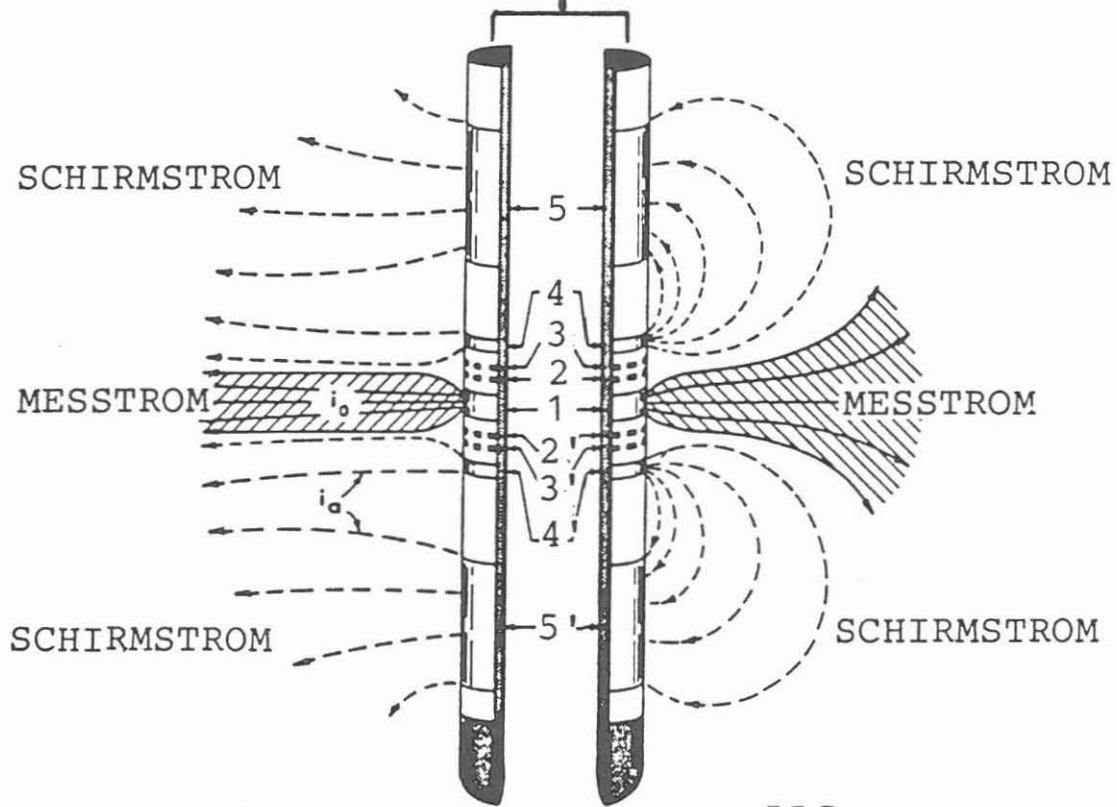


NULL REFERENZ 'N'
ACKERSOHL

'B' STROMRÜCKFÜHRUNG 'B'
KABEL



MESSANORDNUNG



LLD:

Frequenz 32 Hz
Meßstrom 1 - 'B'
Fokussierstrom 4 + 5 - 'B'
Distanz 1 - 'B' (Kabel) 35 m

LLS:

Frequenz 128 Hz
Meßstrom 1 - 5
Fokussierstrom 4 - 5

Meßabstand 24"
Null Referenz 'N' auf Ackersohle

DUAL LATEROLOG

KTBB

Abb. 5

KORREKTUREN:

BOHRLOCHEINFLUSS (Tabellen für LLD, LLS,
Schlumberger, Dresser)

SCHULTERZONEN (Tabellen für LLD, LLS,
Schlumberger)

STÖREFFEKTE:

DELAWARE EFFEKT (gelöst)

GRONINGEN EFFEKT (ungelöst)

DUAL LATEROLOG BEEINFLUSSUNG

KTB

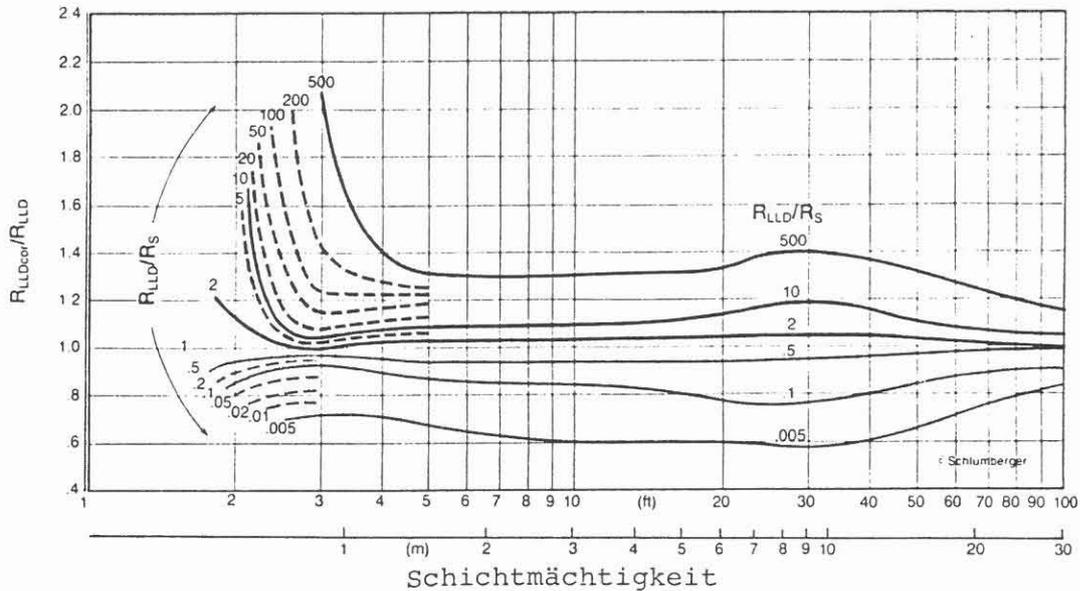
Tabelle 3

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung

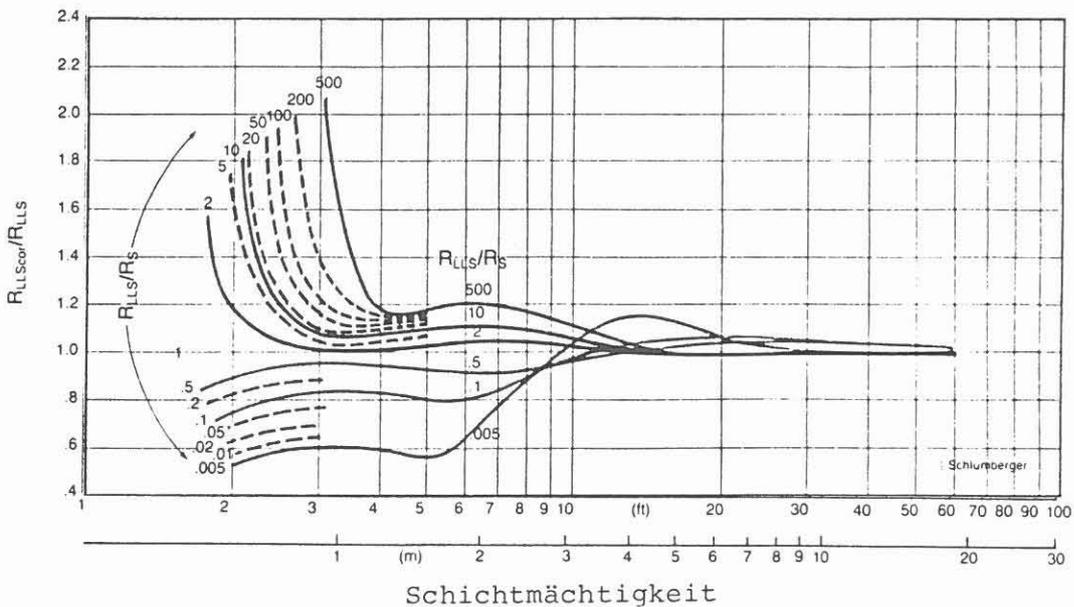
SCHULTERZONEN KORREKTUR (SQUEEZE)

Keine Invasion, "semi-infinite" Schulterzone,
8" Bohrloch

LLD DEEP LATEROLOG



LLS SHALLOW LATEROLOG



Geräte: DLL-D/E

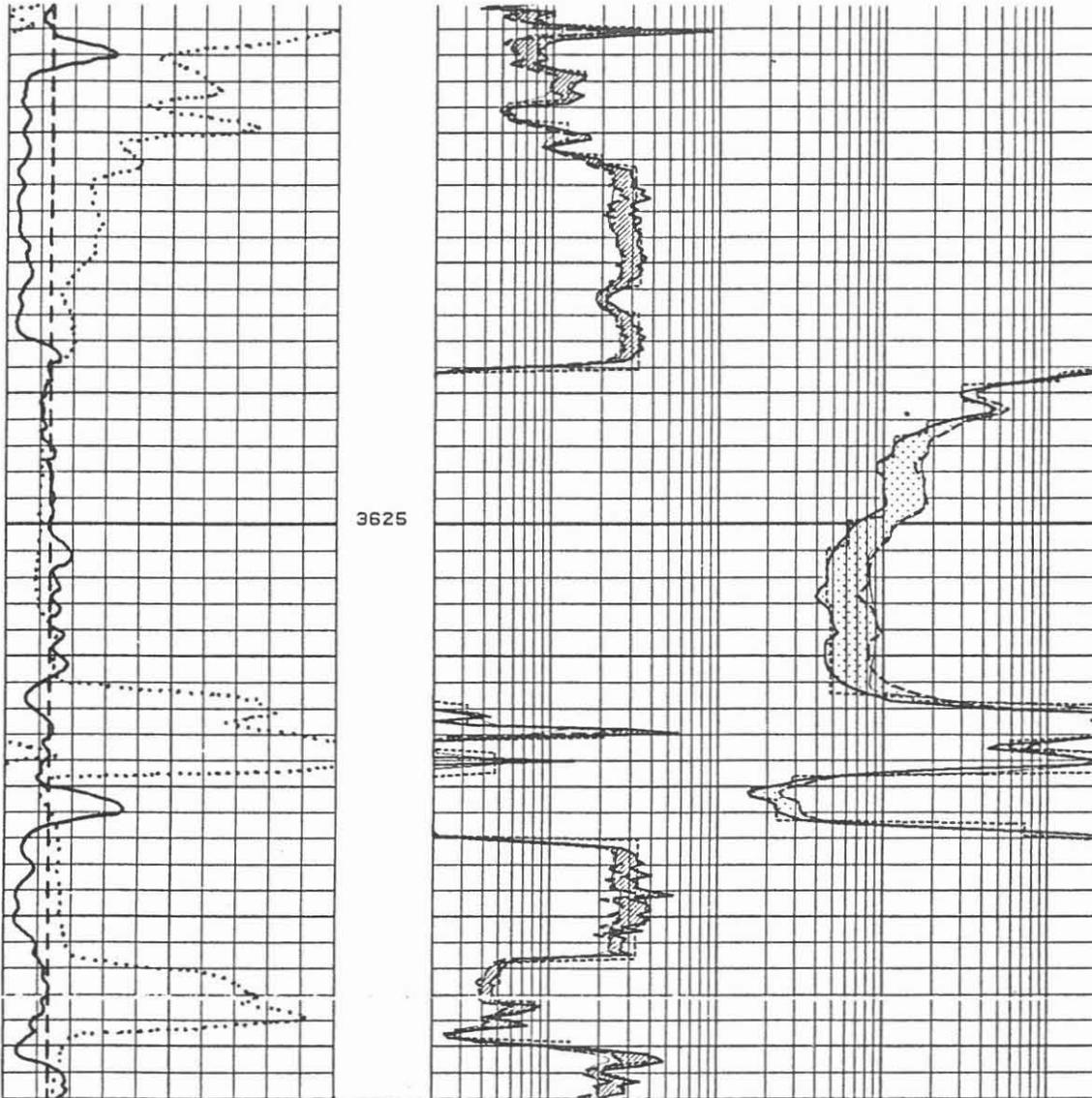
(Schlumberger)

DUAL LATEROLOG KORREKTUR

KT&B

Abb. 6

LLD SCHULTERZONEN KORREKTUR (SQUEEZE)
ZECHSTEIN (Hauptdolomit)



<p>'SHOLAT' (Schlumberger)</p>	1/200	2000.	B.U. NORMALIZED LLD	2.E06
		.2	NORMALIZED LLD	2000.
		2000.	B.U. CORRECTED LLD	2.E06
		.2	CORRECTED LLD	2000.
		2000.	B.U. RECONSTRUCTED LLD	2.E06
		.2	RECONSTRUCTED LLD	2000.
		2000.	B.U. RECTANGULAR LLD	2.E06
		.2	RECTANGULAR LLD	2000.

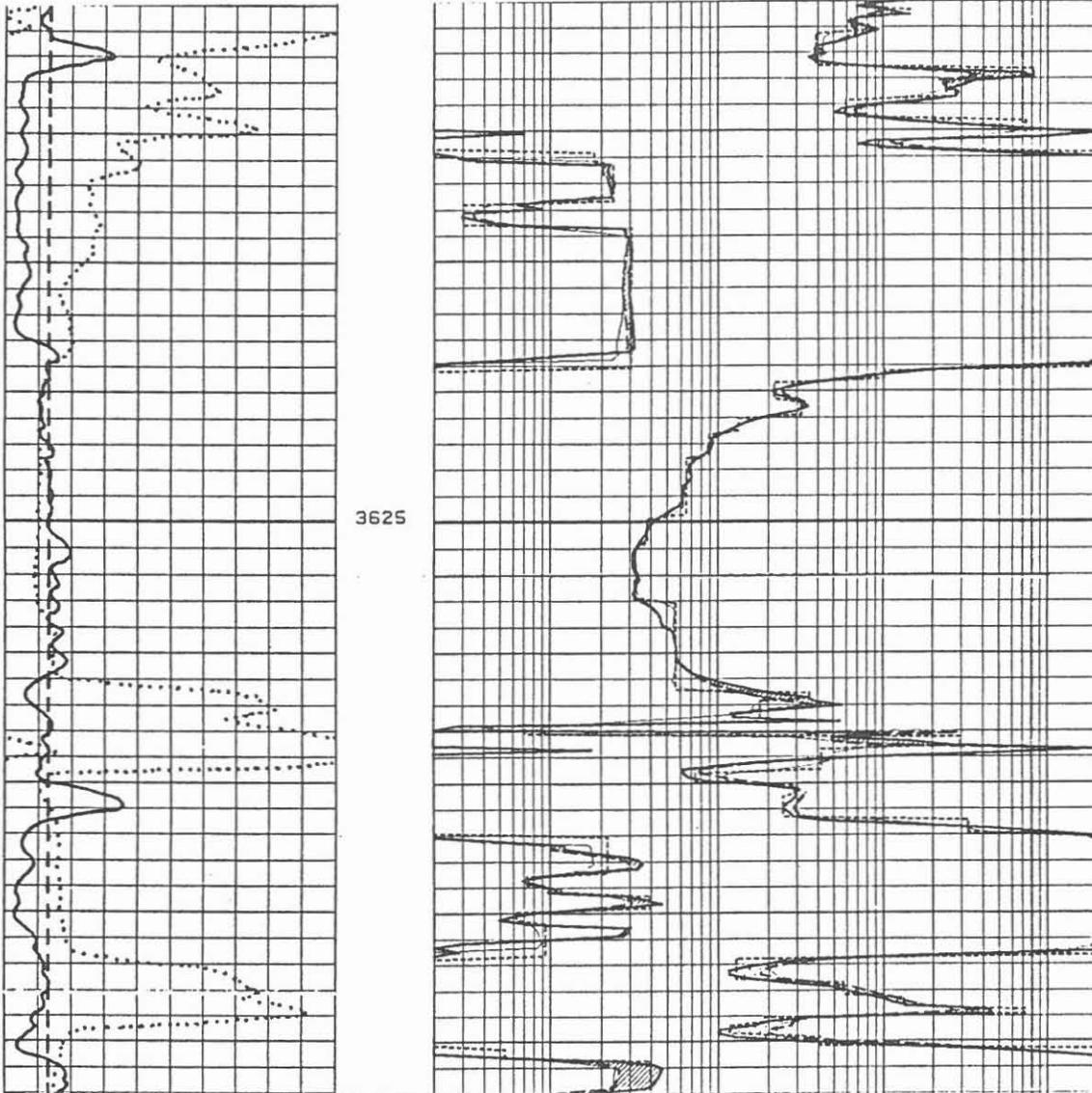
BS (IN)	
7.0000	17.000
CALI(IN...)	
7.0000	17.000
GR (GAPI)	
0.0	150.00

DUAL LATEROLOG KORREKTUR

KT B

Abb. 7

LLS SCHULTERZONEN KORREKTUR (SQUEEZE)
ZECHSTEIN (Hauptdolomit)



<p>'SHOLAT'</p> <p>(Schlumberger)</p>	<p>1/200</p>	<p>2000. B.U. NORMALIZED LLS 2.E06</p> <p>-----</p> <p>.2 NORMALIZED LLS 2000.</p>
		<p>2000. B.U. CORRECTED LLS 2.E06</p> <p>-----</p> <p>.2 CORRECTED LLS 2000.</p>
<p>BS (IN)</p> <p>7.0000 17.000</p> <p>-----</p> <p>CAL (IN)</p> <p>7.0000 17.000</p> <p>-----</p> <p>GR (GAPI)</p> <p>0.0 150.00</p>	<p>1/200</p>	<p>2000. B.U. RECONSTRUCTED LLS 2.E06</p> <p>-----</p> <p>.2 RECONSTRUCTED LLS 2000.</p>
		<p>2000. B.U. RECTANGULAR LLS 2.E06</p> <p>-----</p> <p>.2 RECTANGULAR LLS 2000.</p>

DUAL LATEROLOG KORREKTUR

KTBB

Abb. 8

Dresser teilte mit, daß Korrekturtabellen in Vorbereitung sind. Wie das Beispiel aus der Evaporitserie des Zechsteins zeigt, ist die Beeinflussung durch die Schulterzonen bemerkenswert und erfordert entsprechende Korrekturen. Bei noch größerem Widerstandskontrast im Kristallin sind sie unabdingbar.

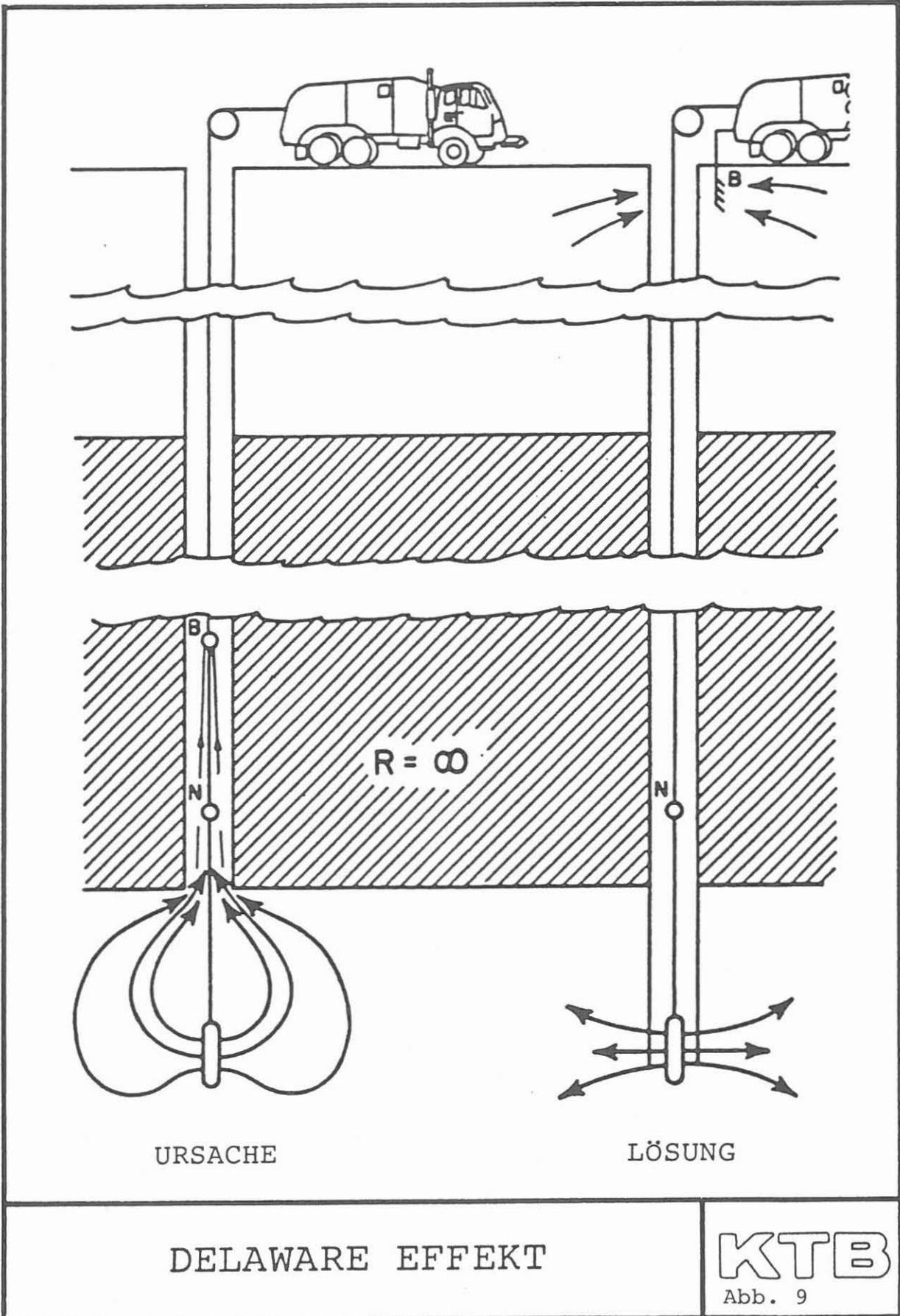
- Störeffekte

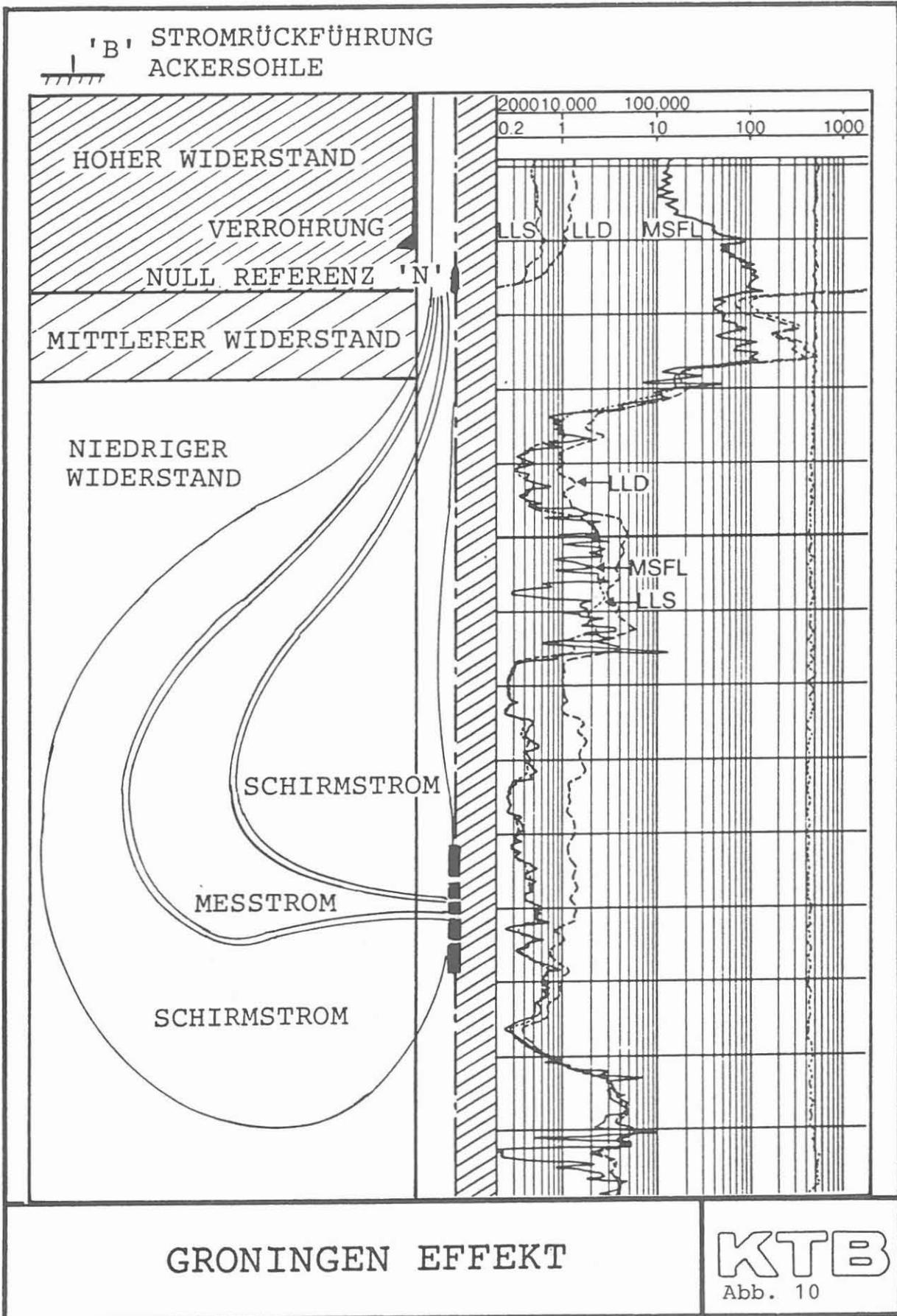
Als geologisch-gerätebedingte Störeffekte sind das "Delaware-" und "Groningen-Problem" bekannt geworden. Beide Effekte treten auf, wenn ungefähr gleiche geologische Verhältnisse vorliegen: Ein Bereich mit niedrigem Widerstand - z. B. Sandstein -, wird von einer mächtigen Zone hohen Widerstandes - z. B. Anhydrit oder Salz - überlagert. Diese Widerstandsbarriere im Hangenden zwingt den Meß- und Fokussierstrom, durch die gutleitende Spülung der Bohrung zu fließen.

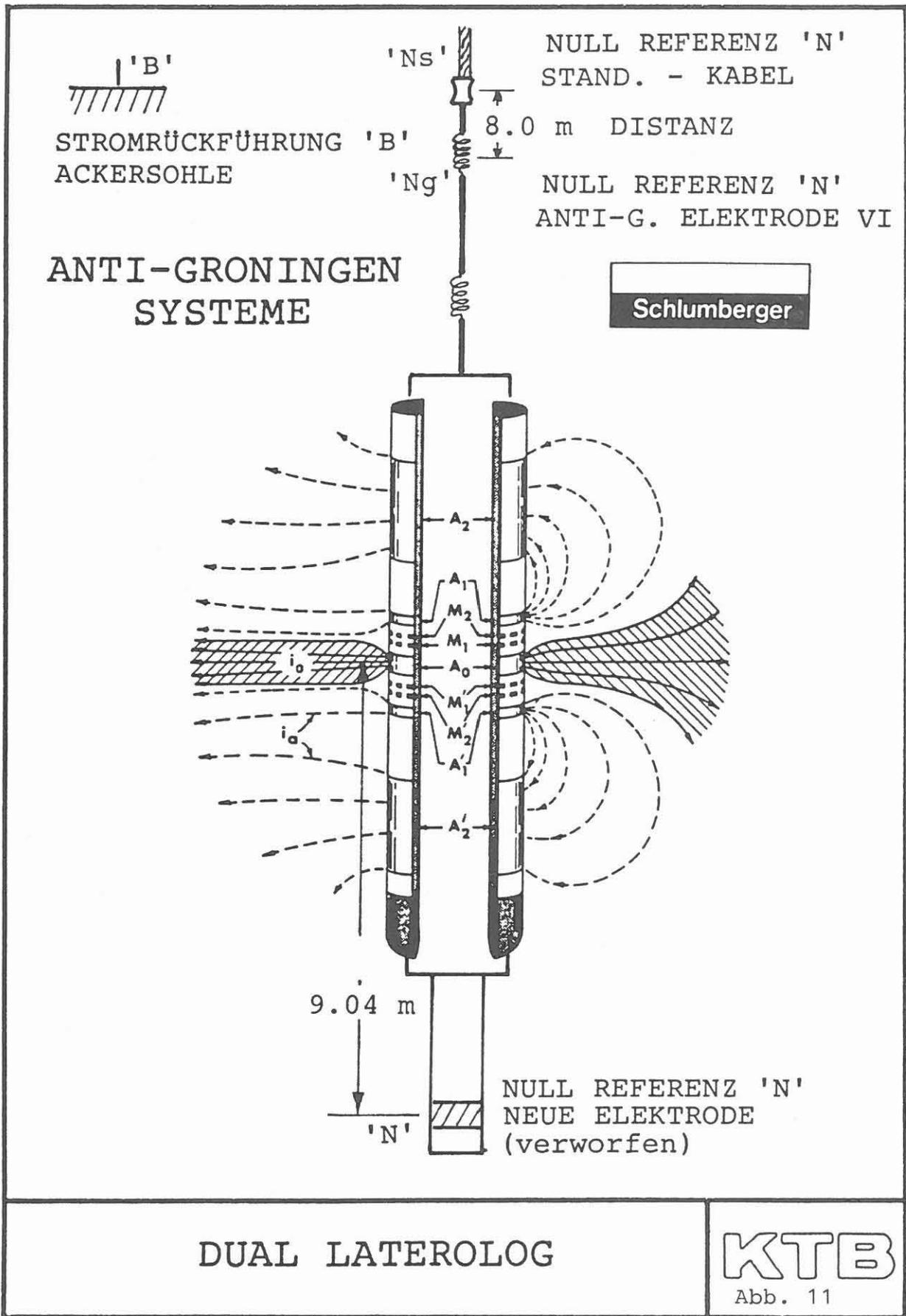
Der Delaware-Effekt trat besonders bei der LL-7-Messung auf und verursachte eine zu hohe Widerstandsmessung über 25 m unter der hochohmigen Zone, wenn Stromrückführungs- ("B") und Null Referenz ("N") im Meßsystem in der Bohrung installiert waren. Dieser Effekt wurde durch die Verlegung einer der beiden Elektroden beseitigt - Schlumberger "B" und Dresser "N" an Ackersohle (Abb. 9 - Schlumberger).

Nach der Einführung des Dual Laterolog Gerätes beobachtete man im Gasfeld Groningen erstmalig ebenfalls eine zu hohe Widerstandslesung am Laterolog Deep (LLD) unterhalb einer mächtigen Zone hohen Widerstandes. Da dieses Meßgerät nur die Null Referenz Elektrode "N" im Bohrloch hat, war ein neues Problem - der "Groningen-Effekt" - aufgetreten (Abb. 10). Er wird noch verstärkt, wenn, wie im Feld üblich, eine Verrohrung bis nahe der Basis des Basalanhydrites eingebaut ist. Die Fehllesungen des LLD beginnen meist 34 m unterhalb der Schichtgrenze Anhydrit - Sand oder Tonstein -, können sich aber über wesentlich längere Intervalle zeigen, wenn geringmächtige Zonen hohen Widerstandes zwischengelagert sind. Störungen auf 120 m Länge sind beobachtet worden. Beide Service-Firmen haben die Problematik dieses Fehlverhaltens des Meßsystems erkannt und versuchen durch neue Konzepte und veränderte Elektrodenanordnung eine Lösung zu finden.

Schlumberger versuchte bereits 1982, die Null Referenz "N" an eine Elektrode 9,04 M unterhalb der Stromelektrode A₀ an eine Verlängerung der Sonde zu bringen (Abb. 11). Die Vergleichsmessungen mit der Standard Sonde zeigten eine 9,0 m-Abweichung an Schichtgrenzen mit Widerstandswechsel (Abb. 12). Dieser Weg wurde als nicht befriedigend verworfen.



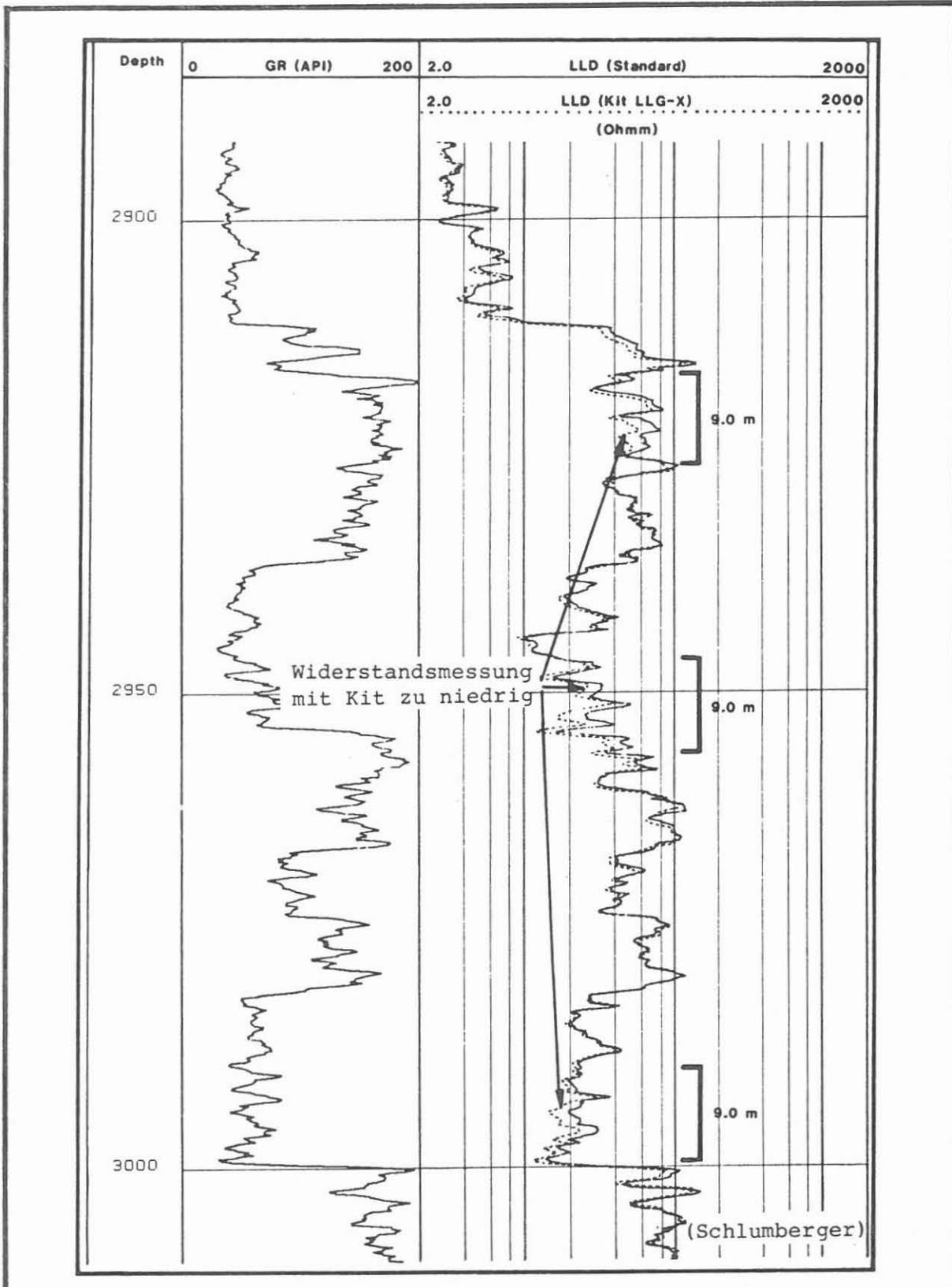




DUAL LATEROLOG

KTB

Abb. 11



DUAL LATEROLOG

GRONINGEN KIT (LLG-X) - verworfen

KT&B

Abb. 12

Heute bietet Schlumberger ein System mit zwei Null Referenzen an: Standard am Kabel und Anti-Groningen an Bridle Elektrode VI (Abb. 11). Dadurch ergibt sich ein Unterschied in der Entfernung von der Stromelektrode A₀ um 8,0 m. Dieser Längenunterschied verzögert den Einsatz der Fehllesung beim Anti-Groningen System und erlaubt dadurch eine Fehlerabschätzung.

Dresser stellte Anfang 1987 ein Anti-Groningen System vor (Referenz 2). Die Stromrückführungselektrode "B" wurde an eine Sondenverlängerung 5,0 m unterhalb der letzten Fokussierelektrode gelegt (Abb. 13). Erste Messungen zeigen eine starke Widerstandsreduzierung sowohl in Zonen hohen, wie auch niedrigen Widerstandes. Außerdem wurde eine unsymmetrische Ansprache beobachtet.

Kein bisher angebotenes Konzept hat eine brauchbare Lösung für den "Groningen-Effekt" gebracht. Die Forderung an die Service-Industrie, Verbesserungen zu suchen, besteht weiter.

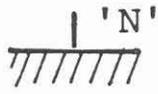
2.3 Option: Hohe Widerstände

Im Kristallin sind die gemessenen Widerstände wesentlich höher, als in den meisten Sedimentgesteinen. Die bisher verwendeten Dual Laterolog Ausrüstungen zeigten bei ungefähr 60.000 Ohm m einen Sättigungswert. In Sedimenten haben Messungen von höheren Widerständen keine geologische Relevanz und wurden deshalb nicht weiterentwickelt. Die Explorationstätigkeit in kristallinen Gesteinen verfolgt andere Ziele. Sie erfordern genaue Widerstandsangaben auch in Zonen mit sehr hohem Widerstand.

Schlumberger hat diese Notwendigkeit aufgegriffen und bietet eine Option: "Hohe Widerstände" für das Dual Laterolog an. Sie gibt eine quantitative Aussage bis Werte um 200.000 und qualitative bis 1.000.000 Ohm m. Das Beispiel auf Abb. 14 stammt aus einer Bohrung im Kristallin und zeigt die Lesungen über den Sättigungswert der Standard Dual Laterolog.

3 Bestimmung der Kluftweite

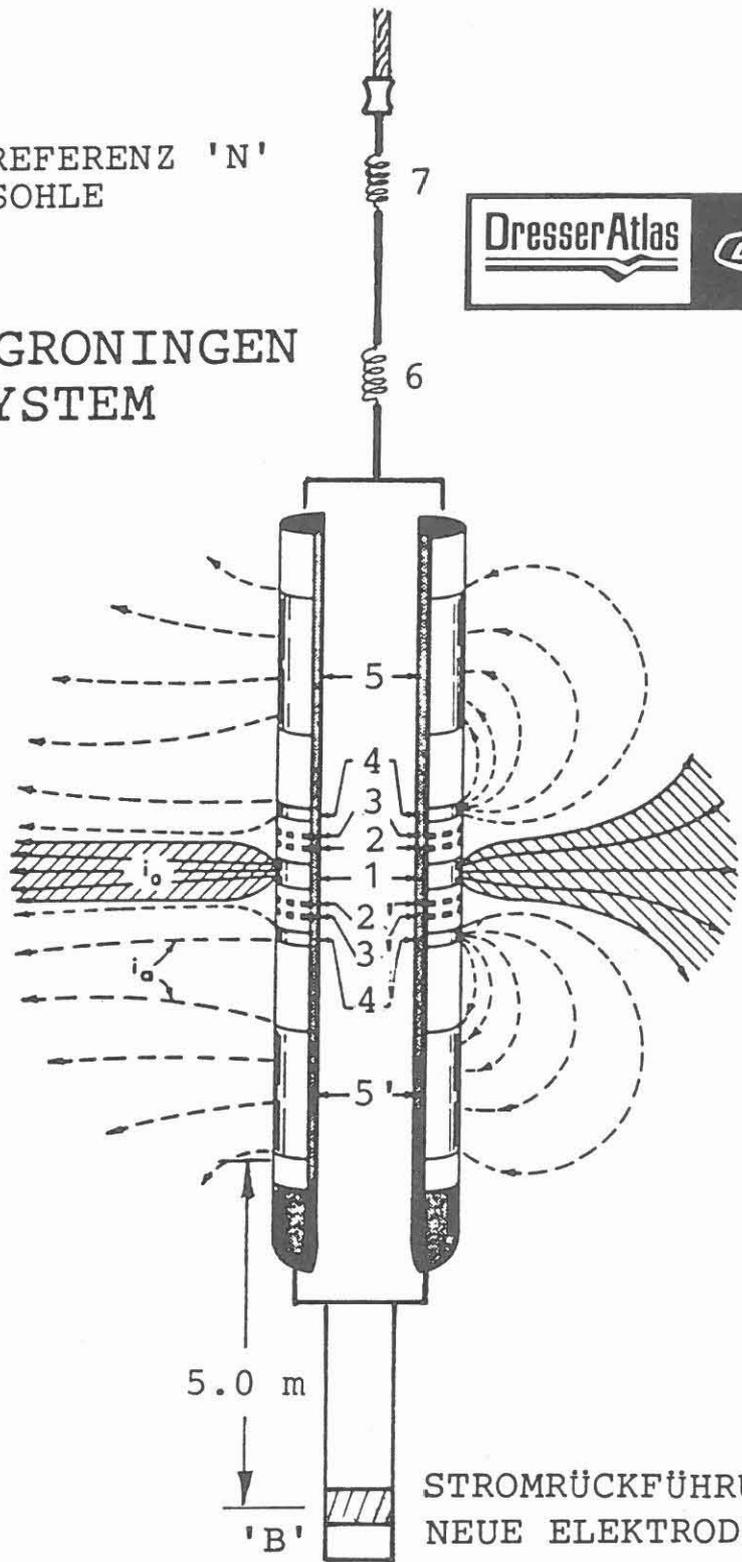
Das Hauptaugenmerk der Bohrlochmeßtechnik galt bisher der Erkennung von Einzelklüften oder Kluftbereichen. Nur über die integrierte Betrachtung aller zur Verfügung stehenden Meßsysteme war eine einigermaßen sichere Aussage möglich. Die Entwicklung des Borehole Teviewers (BHTV) und des Formation MicroScanner Gerätes (FMST) hat dies grundlegend verändert. Mit diesen beiden Meßgeräten, ergänzend eingesetzt, können heute offene und verheilte Klüfte klar erkannt werden. Wie groß nun die Porosität ist, die durch Klüfte erzeugt wird,



NULL REFERENZ 'N'
ACKERSOHL



ANTI-GRONINGEN SYSTEM



5.0 m

'B'

STROMRÜCKFÜHRUNG 'B'
NEUE ELEKTRODE

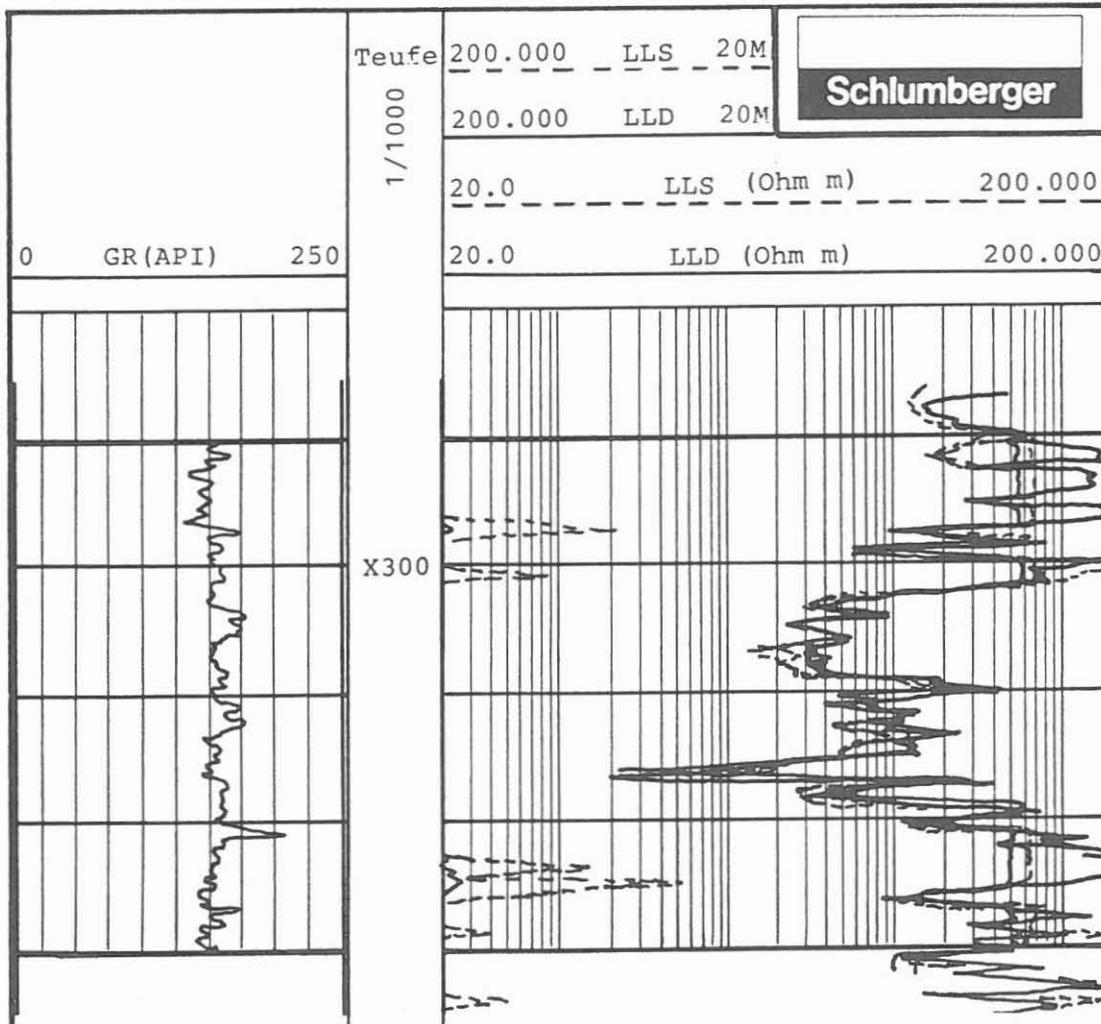
DUAL LATEROLOG

KTB

Abb. 13

OPTION: HOHE WIDERSTÄNDE

Beispiel: KRISTALLIN



Meßbereich erweitert :

quantitativ bis 200.000 Ohm m

qualitativ bis 1.000.000 Ohm m

DUAL LATEROLOG

KTB

Abb. 14

bleibt ungewiß, solange keine Aussage über die Kluftweite gegeben werden kann. Die ersten Versuche hierüber eine Antwort zu geben, stammen aus einer Computersimulation mit Annahmen wie sie in Abb. 15 gegeben sind. Die Tatsache, daß die beiden Lesungen des Dual Laterologs - LLD und LLS - aufgrund der unterschiedlichen Eindringtiefen voneinander abweichende Widerstände messen, kann genutzt werden, um eine Abschätzung der Kluftweite durchzuführen.

Abb. 16 zeigt das empirisch ermittelte lineare Verhalten zwischen Leitfähigkeit und Kluftöffnung bei konstantem Block- und Spülungswiderstand für vertikale Klüfte, wie auch die beiden Widerstandskurven für LLD und LLS im Verhältnis Widerstand gegen Produkt aus Kluftweite und Spülungsleitfähigkeit. Unter Verwendung der "Quick-Look"- Interpretationsmethode des Dual Laterologs (Referenzen 4 und 5) ergibt sich für das Beispiel der durch eine Borehole Televiwer und Formation MicroScanner Messung belegten Doppelkluft eine Gesamtweite von 4 mm (Abb. 17 und Abb. 18 - Overlays). Die Dual Laterolog Messung ist für Bohrlocheinfluß und Schulterzone korrigiert. Die Spülungsleitfähigkeit ist in diesem Beispiel sehr hochohmig.

Für eine Porositätsaussage muß diese Erkenntnis auf das untersuchte Intervall umgesetzt werden. Produktionsteste, die auf diese Zone durchgeführt worden waren, zeigen, daß diese ermittelte Kluftweite durchaus realistisch ist.

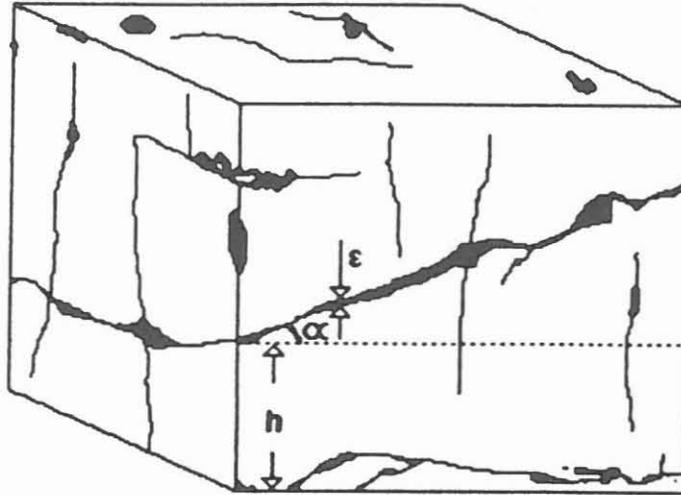
4 Schlußfolgerung

Das Dual Laterolog Meßprinzip ist am besten geeignet, hohe Widerstände zu messen. Die Fehllesungen, die durch den "Groningen-Effekt" hervorgerufen werden, müssen berücksichtigt werden. Die Service-Industrie muß sich weiter bemühen, einen brauchbaren Weg zu finden, um diesem Fehler wirkungsvoll zu begegnen. Die Option, extrem hohe Widerstände messen zu können, ist für Messungen im Kristallin unbedingt notwendig.

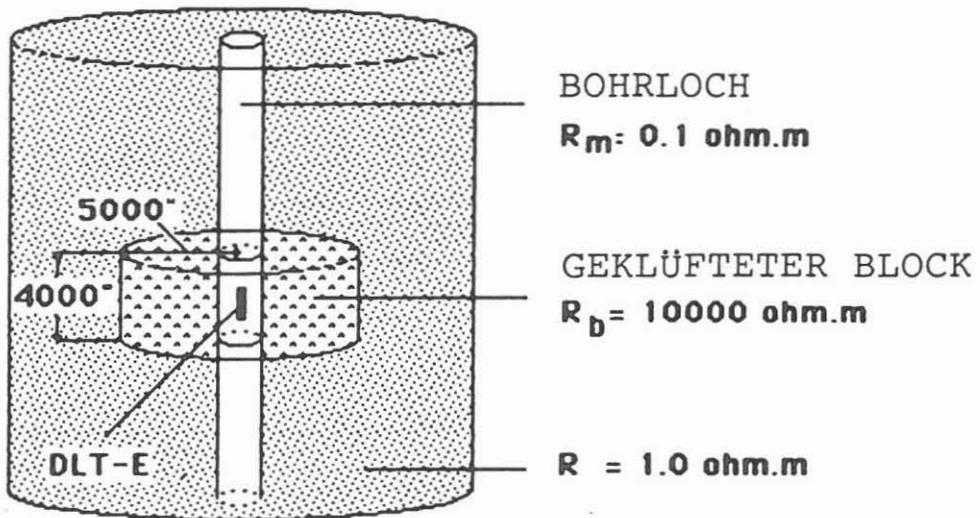
Die Bestimmung der Kluftweite mit Hilfe des Dual Laterologs eröffnet erstmalig eine Aussage über mögliche Kluftporosität. Diese Methode muß weiter erprobt und verfeinert werden.

Literaturverzeichnis

- 1 DRESSER ATLAS, Service Catalogue
- 2 DRESSER ATLAS, Vortrag über Anti-Groningen Sonde, Log Analyst Arbeitskreis
- 3 SCHLUMBERGER, Service Catalogue, Open Hole
- 4 SCHLUMBERGER, Well Evaluation Conference, China 1985
- 5 SIBBIT, A.M., The Dual Laterolog Response in Fractured Rocks, SPWLA Annual Symposium, June 1985



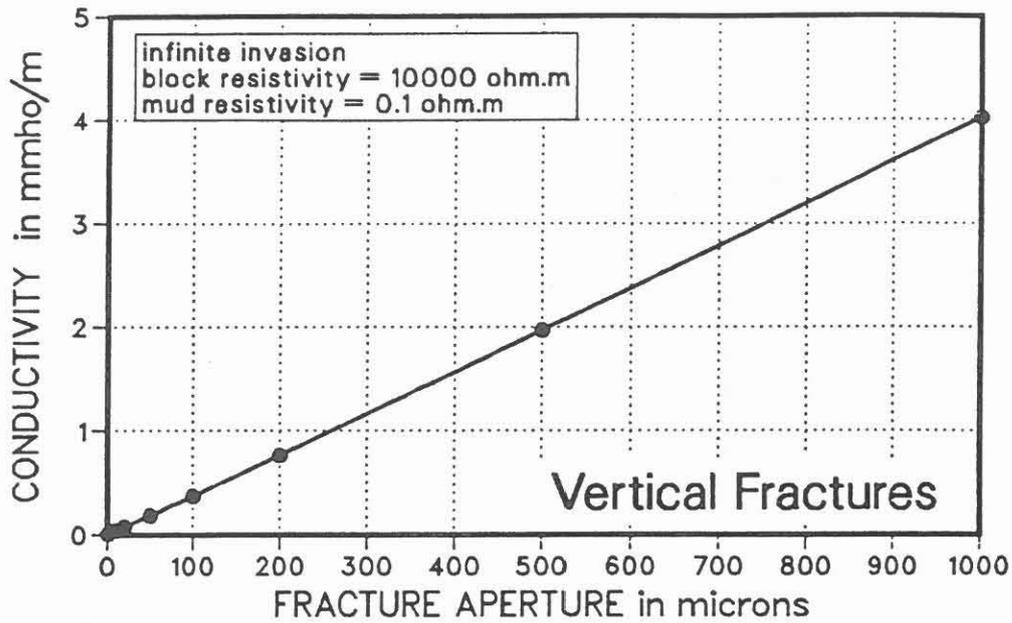
SCHEMA FÜR GEKLÜFTETES GESTEIN



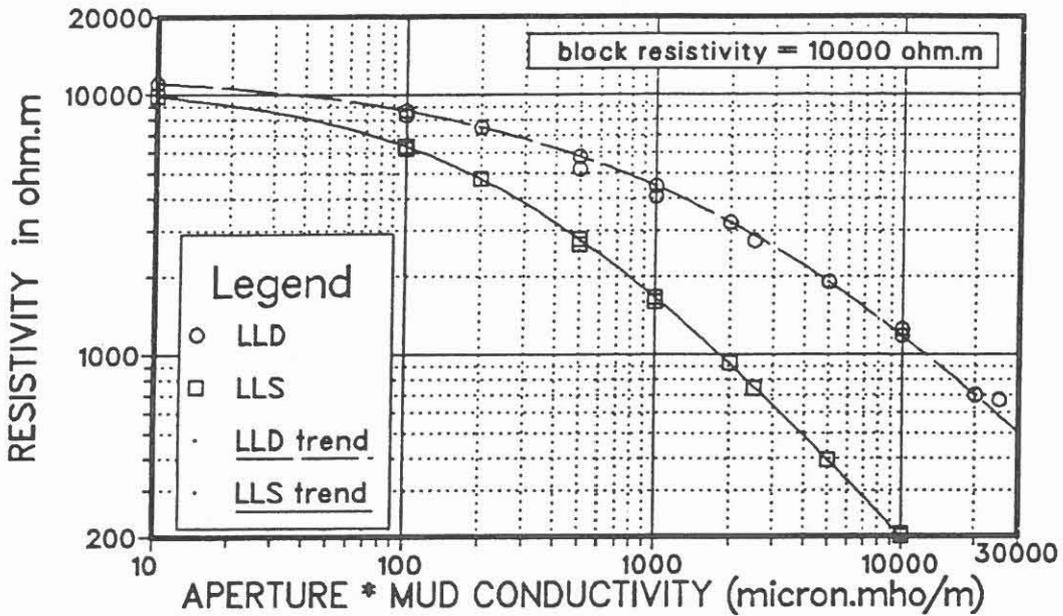
DARSTELLUNG FÜR EIN GERÄT IN EINEN
'FINITE ELEMENT' MODELL
(ohne Skala)

BESTIMMUNG DER KLUFWEITE

KT B
Abb. 15



Leitfähigkeitsunterschied ist proportional der Kluftweite (bei konstantem Block- und Spülungswiderstand).

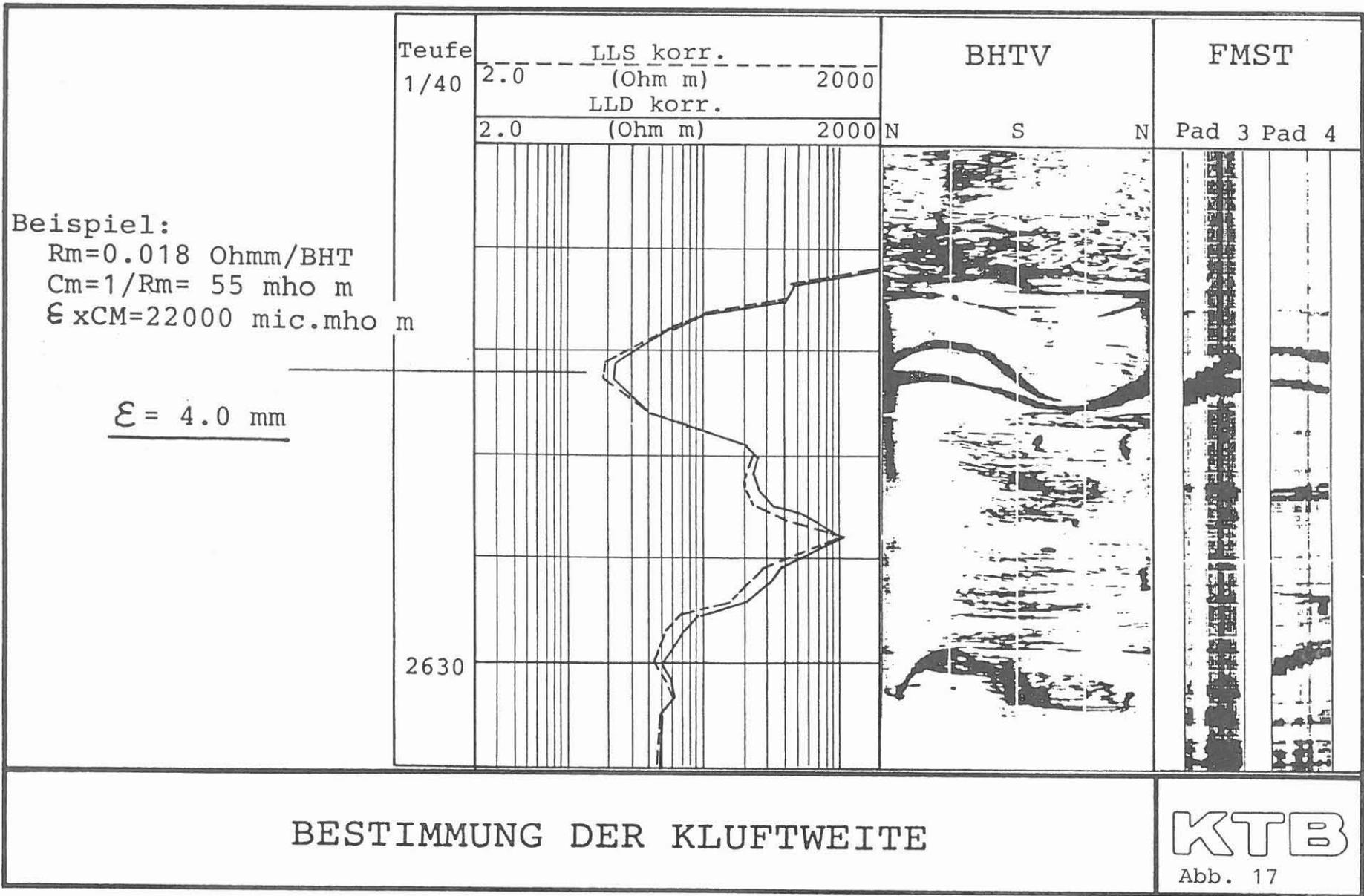


Verhältnis zwischen Widerstand und Kluftweite (ϵ) x Spülungsleitfähigkeit (C_m) in vertikalen Klüften.

BESTIMMUNG DER KLUFWEITE

KT B

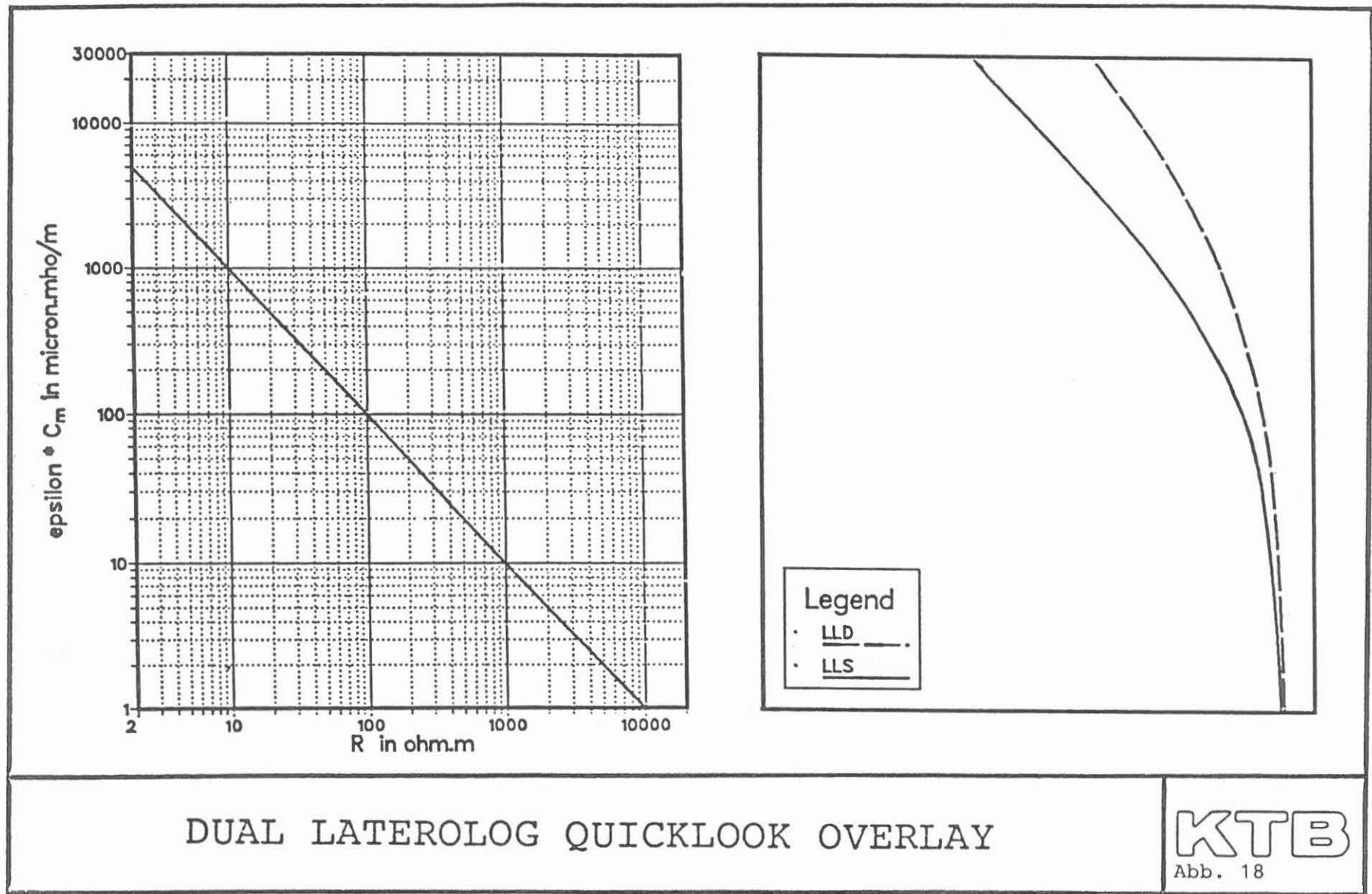
Abb. 16



BESTIMMUNG DER KLUFTWEITE

KTB

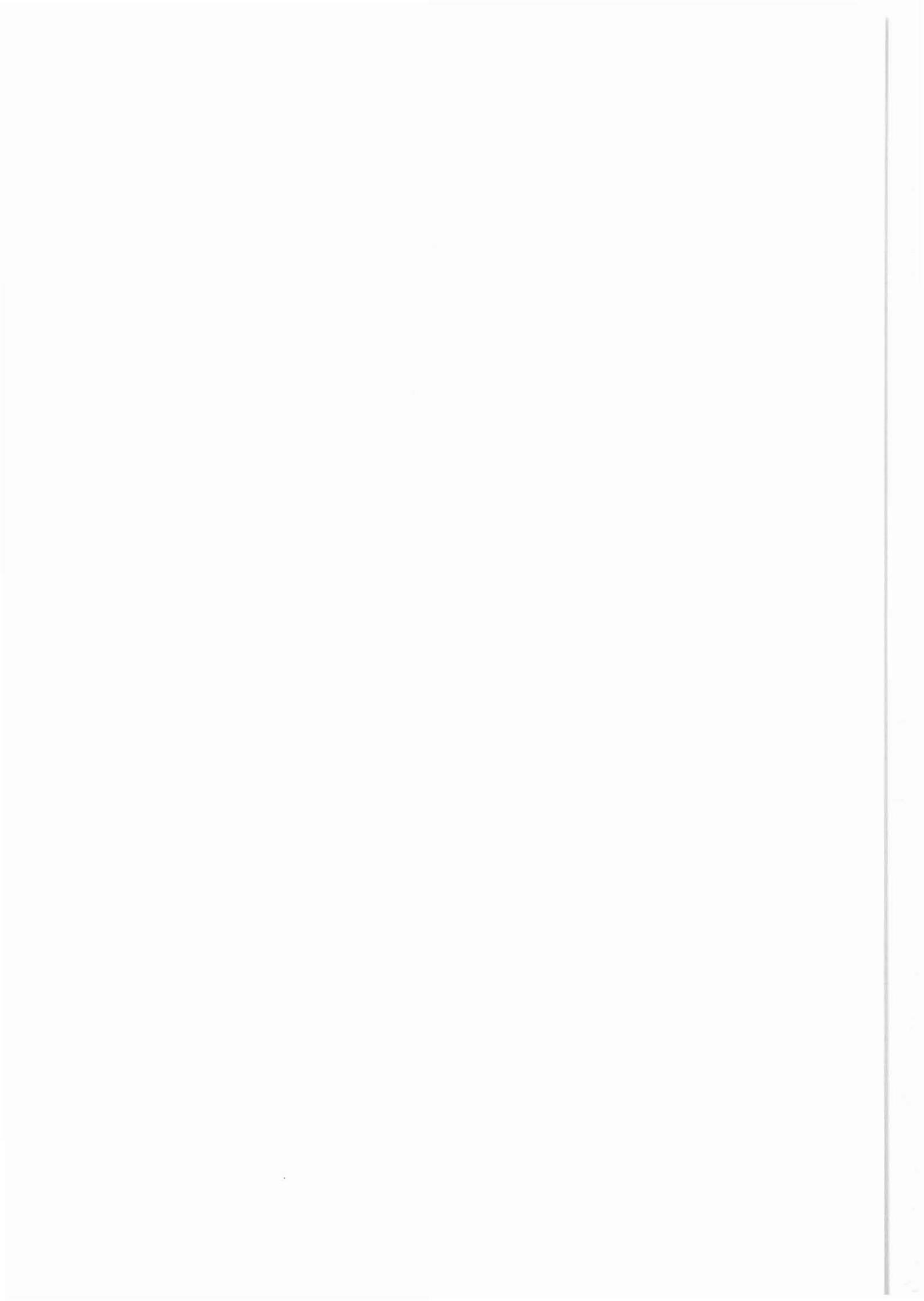
Abb. 17



DUAL LATEROLOG QUICKLOOK OVERLAY

KTB
Abb. 18

Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung



WIDERSTANDSANOMALIEN BEIM LATEROLOG:
DIAGNOSE UND KORREKTUR
Feldversuche und Modellrechnungen zum "Groningen-Effekt"

W. H. Fertl, L. Riepe, M. Schmelz

Zusammenfassung

Bereits in den 50er Jahren zeigten die mit fokussierten elektrischen Strömen arbeitenden Bohrlochmeßverfahren (Laterolog 7, Laterolog 3) unterhalb von hochohmigen Schichten (Anhydrit, Salz) Widerstandswerte an, die wesentlich größer als die tatsächlichen Widerstände waren ("Delaware-Effekt").

Eine ähnliche Anomalie ist später auch beim Dual Laterolog (DLL) für die stärker fokussierte und tiefer eindringende Widerstandsmeßkurve (Laterolog Deep) zuerst im Gasfeld Groningen beobachtet worden und wird seither als "Groningen-Effekt" bezeichnet.

Diese Effekte, die zu vorgetäuschten Kohlenwasserstoff-sättigungen führen können, sind u. a. unabhängig von der relativen Lage der Elektroden zum Rohrschuh und zu den hochohmigen Schichten sowie vom Widerstandscontrast.

Durch geänderte Anordnung der Stromrückführungs- bzw. Referenzspannungselektroden ist es prinzipiell möglich, das Auftreten des "Groningen-Effektes" zu erkennen und - unter günstigsten Voraussetzungen - auch meßtechnisch zu eliminieren.

Aus Modellrechnungen erzeugte Korrektur-Diagramme für die "Anti-Groningen"-Version des Dual Laterolog werden vorgestellt und der Einfluß der Elektrodenanordnung auf die Eindringtiefe der Widerstandsmessungen wird diskutiert.

In dem vorangegangenen Beitrag über Widerstandsmessungen sind bereits allgemein die gerätebedingten Einfluß- und Fehlergrößen bei Dual Laterolog-Messungen behandelt worden. Darin wurde der "Groningen-Effekt" als ein meßtechnisch ungelöstes Problem angesprochen. In unserem Beitrag berichten wir über Zwischenergebnisse neuester Untersuchungen, die sich mit meßtechnischen Korrekturmöglichkeiten des "Groningen-Effektes" befassen.

Das hier vorgetragene Material ist als vorläufiges Versuchsergebnis einer noch nicht abgeschlossenen Studie zu werten und beruht ausschließlich auf den gerätetechnischen Voraussetzungen des heutigen Dual Laterolog (Typ 1229) - Meßsystems von Dresser Atlas.

In zweierlei Hinsicht sind die hier vorgetragenen Untersuchungen von besonders aktueller Bedeutung:

1. Für die Kohlenwasserstoff-Exploration in Speicherhorizonten, die unterhalb hochohmiger Schichten liegen, wie z. B. bei Bohrungen im Zechstein.
2. Für die Untersuchungen extrem hochohmiger Schichten und Widerstandskontraste im Kristallin der KTB-Tiefbohrung.

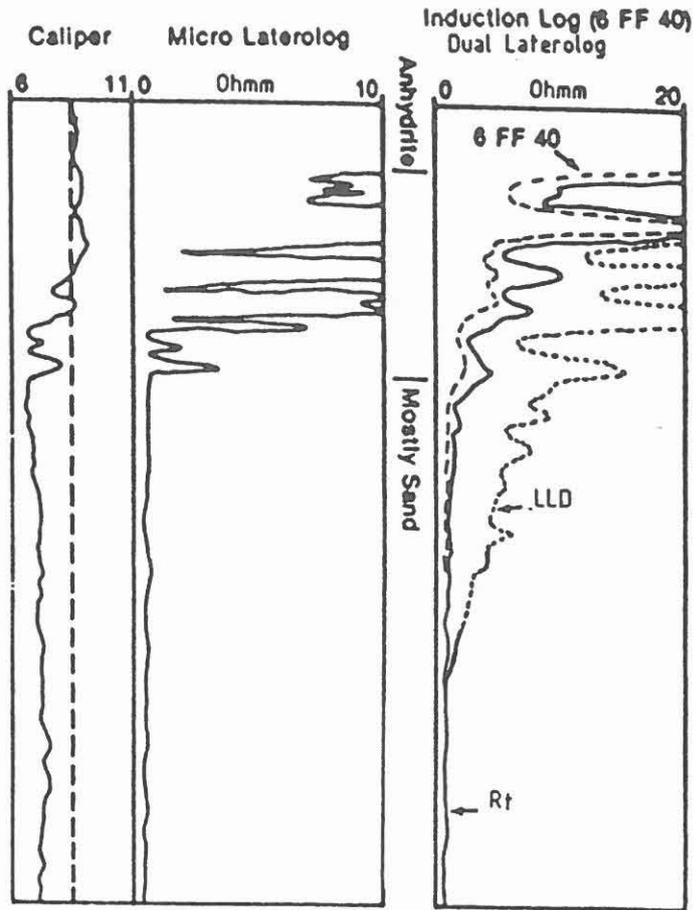
Abb. 1 ist ein typisches Beispiel zur Veranschaulichung des "Groningen-Effektes": unterhalb der extrem hochohmigen Anhydrit-Schicht zeigt die LLD-Kurve (Laterolog deep) ab einer bestimmten Teufe wesentlich höhere Widerstände mit nach oben zunehmender Tendenz, im Vergleich zu den beiden anderen Widerstandsmeßverfahren (Micro Laterolog, Induction Log).

Zusätzlich zu einer hochohmigen Grenzschicht ist das Vorhandensein einer Rohrtour (von der Grenzschicht bis zutage) die entscheidende Voraussetzung für das Auftreten des "Groningen-Effektes".

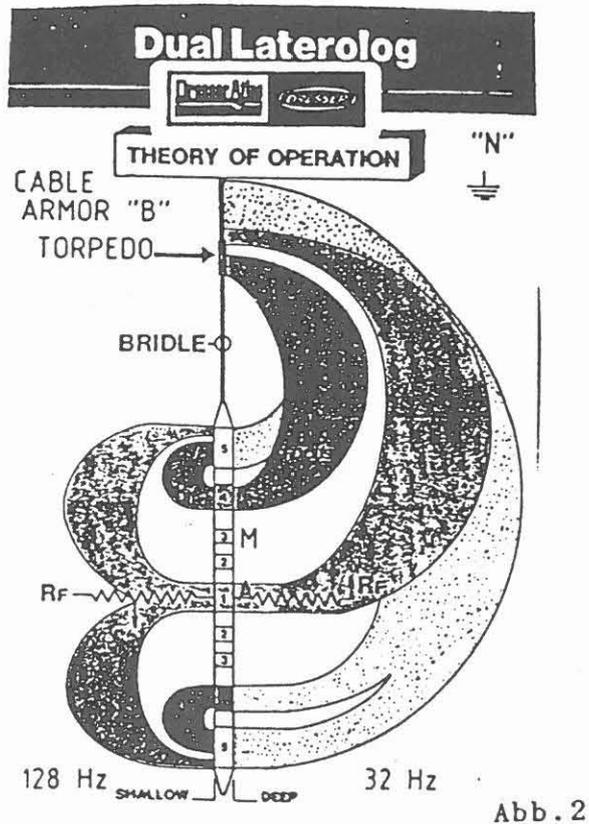
Abb. 2 ist die schematische Darstellung der Elektroden-Konfiguration mit den dazugehörigen Meß- und Fokussierströmen beim Dual Laterolog von Dresser Atlas.

Die symmetrische Meßsonde ist mit 7 Elektroden bestückt, die paarweise miteinander verbunden sind. Die metallischen Hüllrohre (5) der dazugehörigen Meßelektronik über und unter dem isolierten Sondenkörper dienen ebenfalls als Elektroden. Aus Strom- und Spannungsmessung läßt sich unter Einbeziehung der konstanten Sondengeometrie der Spezifische Formationswiderstand R ermitteln:

$$r = u/i \qquad r = R * L/A$$



Groningen-Effekt: LLD-Kurve,
Rohrschuh im Anhydrit-Bereich Abb. 1



Das "shallow" Meßsystem der linken Bildhälfte ist eine symmetrische Anordnung und bleibt damit unbeeinflusst vom "Groningen-Effekt". Anders sind die Verhältnisse beim "deep" Meßsystem in der rechten Bildhälfte:

Als Stromrückführungselektroden dienen Kabelarmierung und Torpedo. Dabei tritt der gesamte Strom nicht in einem eng begrenzten Kabelabschnitt zurück, sondern er verteilt sich normalerweise auf eine Wiedereintrittsstrecke von ca. 180 m. Wir stellen uns vor, daß sich dann die in Abb. skizzierte Potentialverteilung entlang des Bohrlochs einstellen würde.

Bedingt durch die verschiedenen großen Elektrodenflächen der Stromaustritts- (A) und Rückführungselektrode (B) ergeben sich unterschiedliche Übergangswiderstände, die zusammen mit der veränderlichen Größe des umgebenden spezifischen Widerstandes, das Abfallen des Potentials bestimmen.

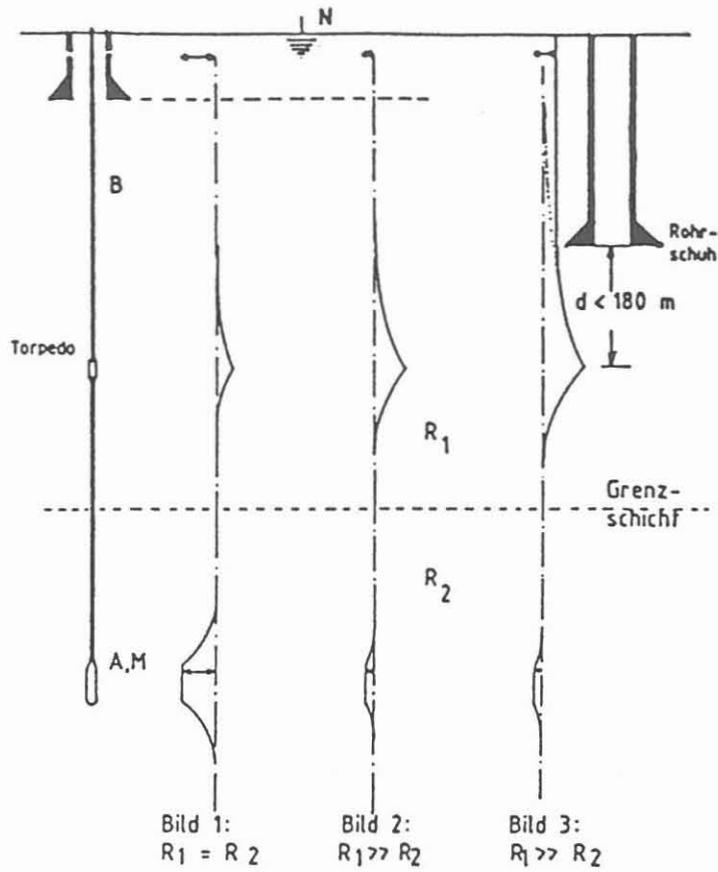
Im linken Teil (Bild 1) von Abb. 3 ist der qualitative Potentialverlauf skizziert für den Fall, daß der Formationswiderstand im zu messenden Abschnitt konstant bleibt.

Bild 2 in Abb. 3 veranschaulicht, welche Veränderung sich ergeben würde, wenn wir einen großen Widerstandskontrast einführen. Sowohl in Bild 1 als auch in Bild 2 ist die an der Oberflächenelektrode N abgegriffene Spannung ein unverfälschtes Maß für den Formationswiderstand in der Umgebung der Meßstromelektrode A.

Das stimmt nicht mehr, sobald die Entfernung zwischen Rohrschuh und Torpedo 180 m unterschreitet. Dann passiert (Bild 3) nämlich folgendes: im Vergleich zur Kabelarmierung besitzen die Rohre einen wesentlich geringeren Widerstand. Dieser Widerstand ist so klein, daß durch den Wiedereintritt des Meßstromes näherungsweise kein Potentialabfall entlang der Rohrtour entstehen kann. Damit herrscht an der Oberflächenelektrode N ein Potential, das ungefähr dem Potential am Rohrschuh entspricht. Damit wird der Spannungsabgriff an N verfälscht: eine zu große Spannung wird gemessen und ein entsprechend zu hoher Widerstand aufgezeichnet.

Mit dieser sehr vereinfachten Modellvorstellung können wir also das Zustandekommen des "Groningen-Effektes" meßtechnisch erklären.

Abb. 4 zeigt mit welcher meßtechnischen Änderung dieser Störeffekt ausgeschaltet werden kann: die Stromrückführungselektrode wird nach unten gelegt "B", so daß die Referenzelektrode N nicht länger durch Potentialänderungen entlang der Kabelarmierung bzw. der Rohrtour beeinflusst werden kann. (Abb. 4, Bild 4).



DLL: Standard-Konfiguration

Abb. 3

Potentialverlauf entlang des Bohrlochs

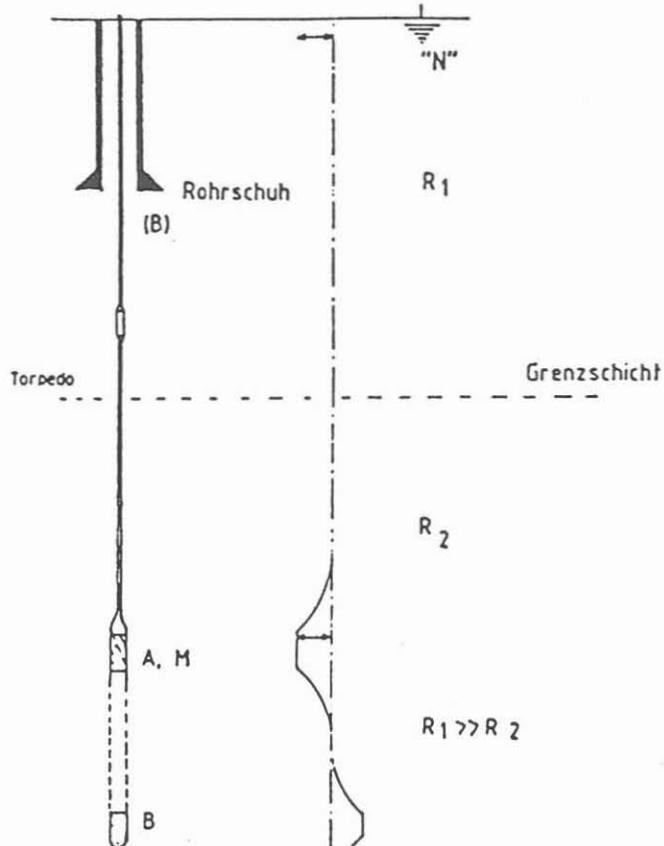


Abb. 4

Aus Abb. 5 geht hervor, in welchen Abständen unterhalb der MeBelektrode diese neue Stromrückführungselektrode bisher verwendet worden ist.

In der DLL-Standard-Konfiguration (Bild 1) beträgt der Abstand zwischen MeBelektrode und Stromrückführungselektrode (Torpedo plus Kabelarmierung) 26 m.

Beim Umschalten auf die untere Stromrückführungselektrode (bei der DLL-G-Kit Konfiguration) verkürzt sich dieser Abstand auf 9 m (Bild 2) bzw. auf 10,6 m (Bild 3). Außerdem verringert sich die effektive Oberfläche der Stromrückführungselektrode, was ebenfalls zu berücksichtigen ist.

Wie wirken sich diese geometrischen Änderungen auf das Meßergebnis aus?

Um diese Frage quantitativ beantworten zu können, wurden Modellrechnungen nach dem bekannten "Geometrical Factor"-Konzept durchgeführt.

Die Eindringtiefe von LLD in Abhängigkeit vom Abstand (zwischen Stromaustritts- und Rückführungselektrode) und vom Widerstandskontrast zwischen Spülung (R_m) und Formation (R_t) kann anhand von Diagrammen bestimmt werden.

Abb. 6 zeigt das Ergebnis für den Fall, daß anstelle des Standard-Abstandes von 26 m ein auf 7 m verkürzter Abstand gewählt wird.

1. Beispiel:

Bei der Standard-Konfiguration von 26 m und einem Widerstandskontrast von 1000:1 kommen 75% des LLD-Signals aus der Umgebung der Meßsonde bis zu einem Radius (bzw. Eindringtiefe) von knapp 49" (1,24 m). (Vorstellung eines zylindrischen Meßvolumens, konzentrisch zum Bohrloch). Durch die Verkürzung des Abstandes auf 7 m vermindert sich die Eindringtiefe auf 41,5" (1,05 m). Bei der Standard-Konfiguration (Abb. 5, Bild 1) bewirkt die Verkürzung des Elektrodenabstandes eine um ca. 15% geringere Eindringtiefe.

2. Beispiel:

Das Diagramm in Abb. 7 erlaubt die Abschätzung der Eindringtiefe für den Fall, daß die Stromrückführungselektrode unterhalb der Meßsonde angeordnet ist, nach der in Abb. 5, Bild 3 gezeigten Konfiguration.

Unter der Annahme eines Widerstandskontrastes von 1000:1 entspricht einem 75% Signal ein Meßvolumen-Durchmesser von 75" (1,90 m), d. h. die LLD-Messung hat eine radiale Eindringtiefe von 0,95 m.

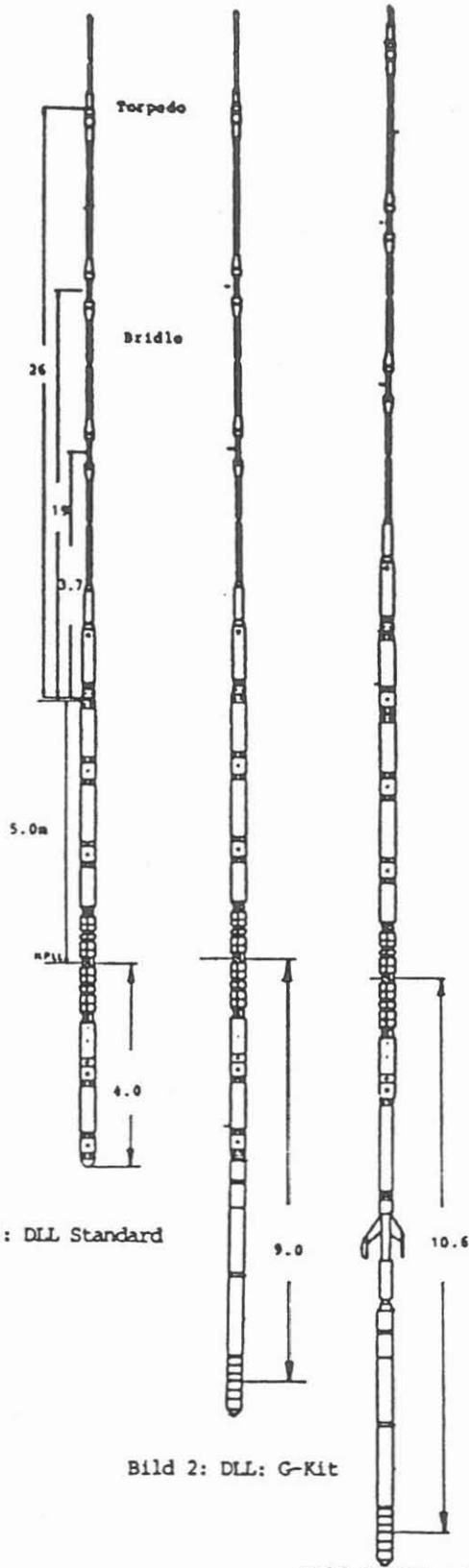
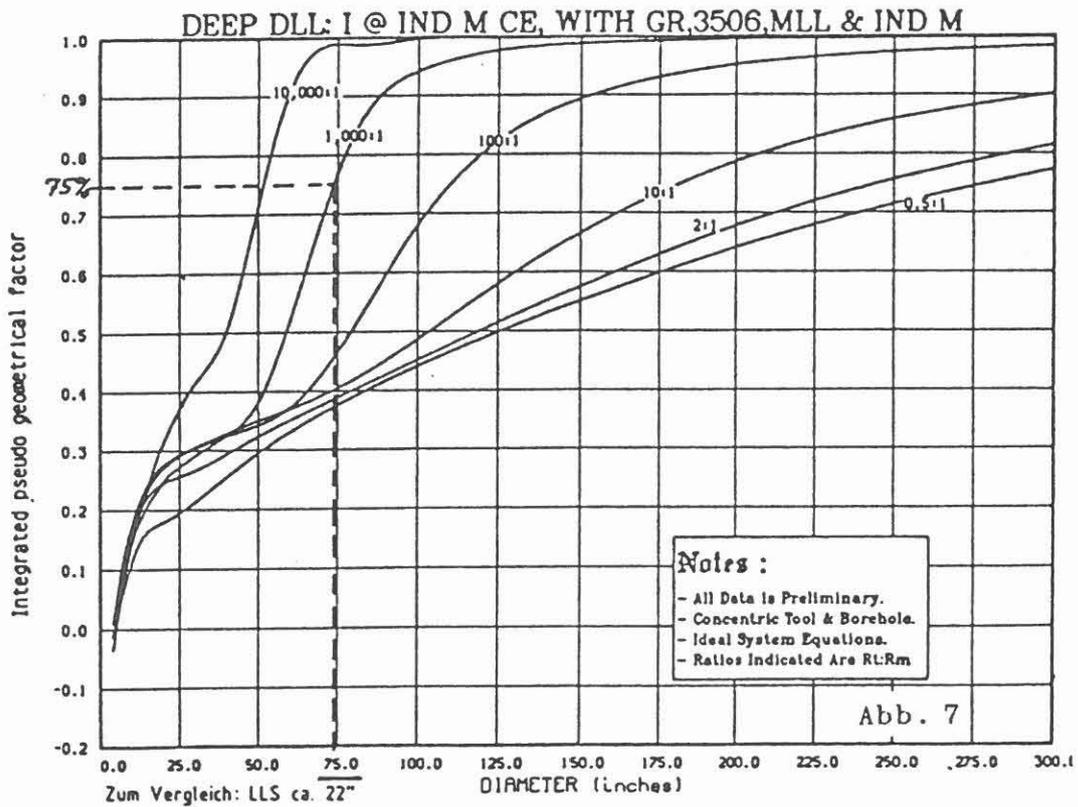
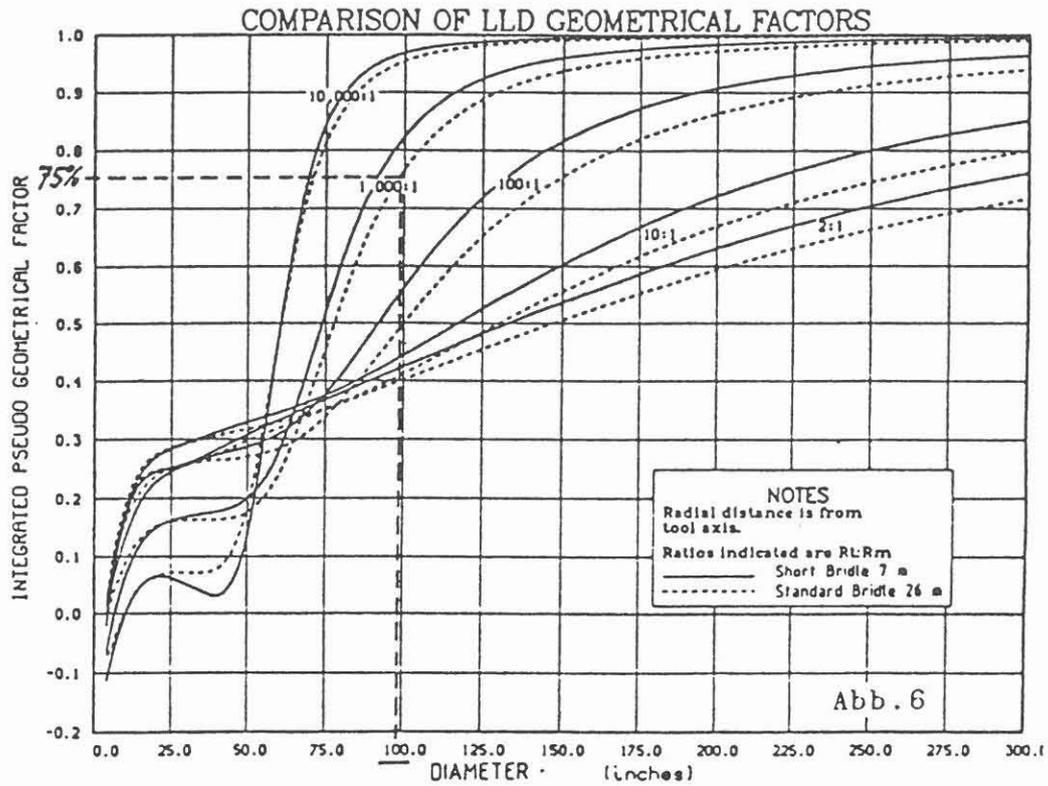


Bild 1: DLL Standard

Bild 2: DLL: G-Kit

Bild 3: DLL + MLL + G-Kit

Abb. 5



Demnach hat die Verlegung der Stromrückführungselektrode unter die Meßsonde eine ca. 24% geringere Eindringtiefe der LLD-Messung zur Folge. Damit bleibt jedoch der markante Unterschied zur Eindringtiefe des "shallow" Laterolog weiterhin gewahrt.

Schlußfolgerungen

Der Vergleich von Messungen mit unterschiedlichen Positionen der Stromrückführungselektrode ermöglicht das Erkennen des "Groningen-Effektes".

Außerdem liefert die mit Hilfe der G-Kit Konfiguration gemessene LLD-Kurve - unter bestimmten Voraussetzungen - quantitativ brauchbare Werte.

Das Feldbeispiel in Abb. 8 zeigt deutlich den Korrektur-Effekt der "Anti-Groningen" Version des Dual Laterolog (G-Kit). In mehreren Fällen konnten die LLD (G-Kit) Messungen durch Vergleiche mit anderen Widerstandslogs im Trägerbereich bestätigt werden. Diese Feldbeispiele wurden noch nicht zur Veröffentlichung freigegeben.

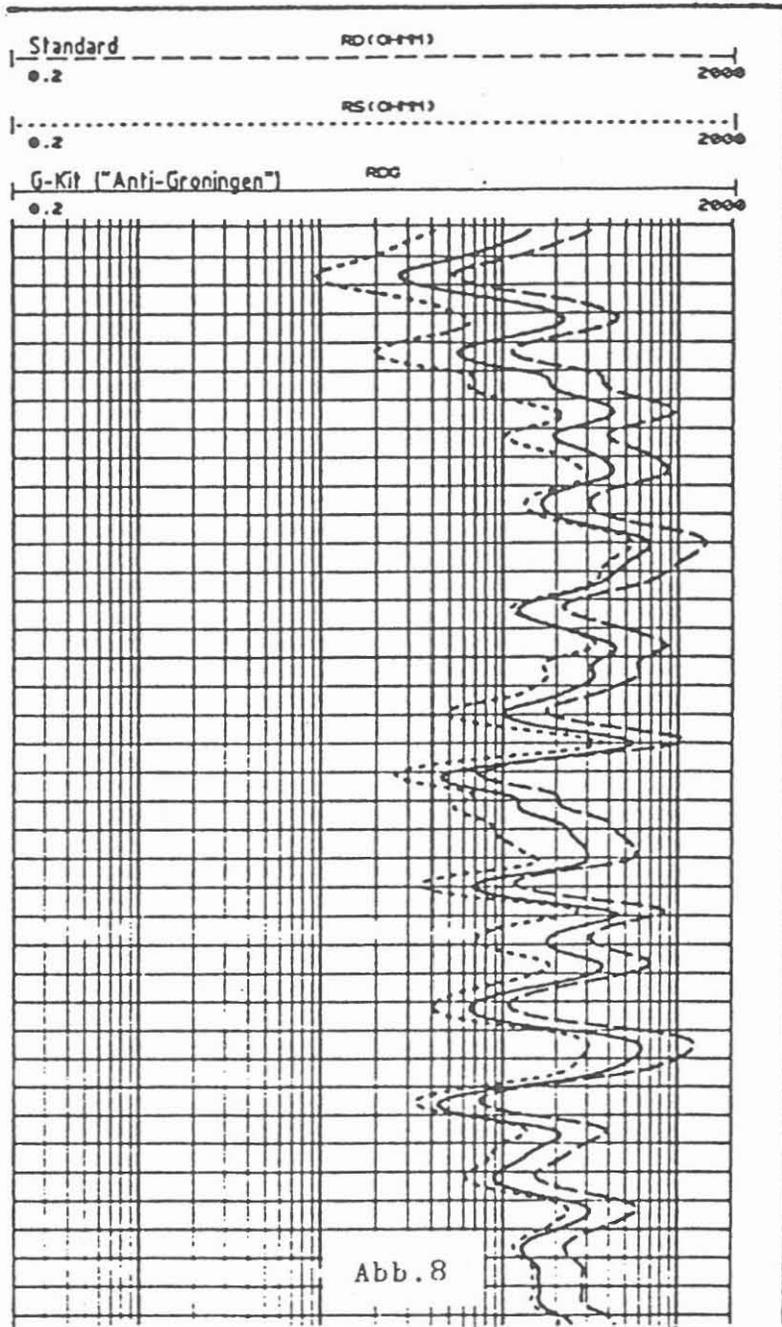
Da nach wie vor eine Asymmetrie in der Elektroden-Konfiguration gegeben ist, wurden beim Messen extrem hochohmiger Schichten Abweichungen gegenüber der Standardmessung beobachtet, die mit der noch zu geringen Elektrodenoberfläche bei der jetzigen G-Kit Konfiguration zusammenhängen.

Andere Störeffekte (z. B. kurz vor dem Einfahren in die Verrohrung) lassen sich durch den Einbau von isolierten Zwischenstücken im Meßgerätestrang ausschalten.

Ausblick

An der gerätetechnischen Verbesserung der G-Kit Konfiguration wird weiter gearbeitet, so soll u. a. demnächst die gleichzeitige Aufzeichnung von zwei LLD-G-Kit Kurven erprobt werden.

Ziel der laufenden Modellrechnungen ist die Erstellung eines kombinierten Korrektur-Algorithmus für die Laterologmessung, in dem die wichtigsten Einflußgrößen gleichzeitig erfaßt werden, darunter auch der "Groningen-Effekt" und die Auswirkung des Widerstandscontrastes geringmächtiger Schichten (Squeeze-Effekt) bzw. die "bed thickness correction" (Abb. 9 und 10).



DEEP LATEROLOG - BED THICKNESS CORRECTION

CONDUCTIVE BEDS $R_T/R_M = 20$ RESISTIVE BEDS $R_{SH}/R_M = 20$

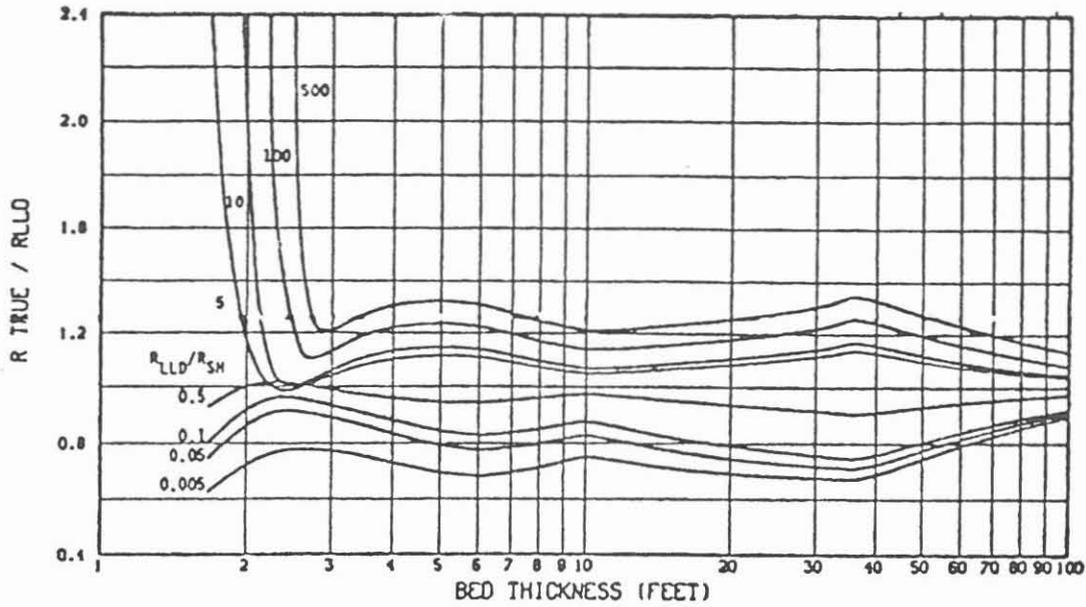
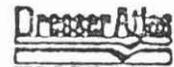


Abb. 9



SHALLOW LATEROLOG - BED THICKNESS CORRECTION

CONDUCTIVE BEDS $R_T/R_M = 20$ RESISTIVE BEDS $R_{SH}/R_M = 20$

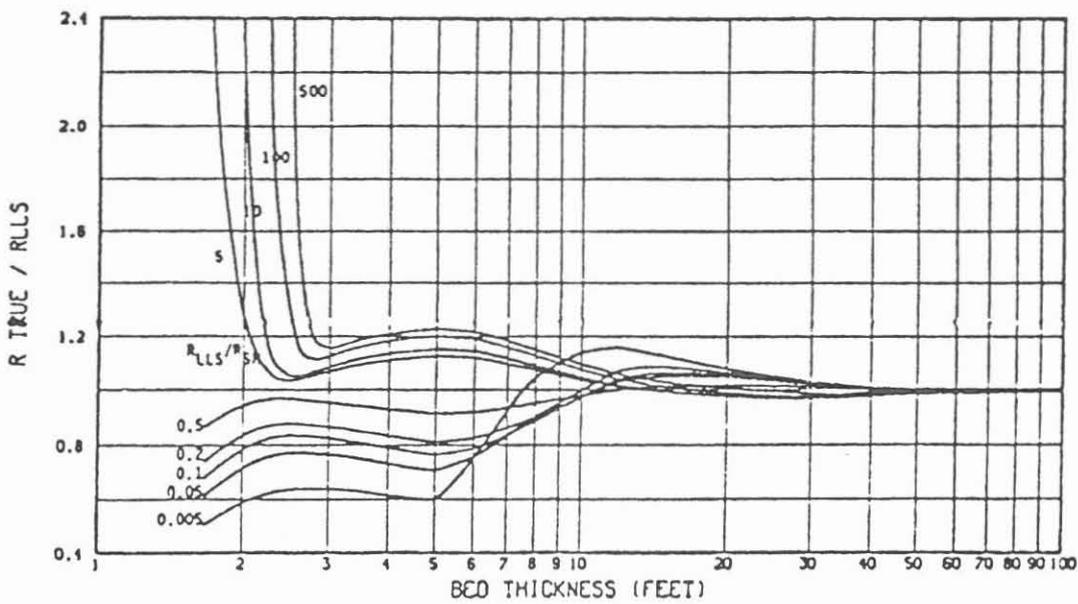
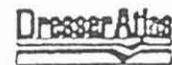


Abb. 10



Quellennachweis

Die Modellrechnungen wurden von R. W. Khokar (Dresser Atlas, Houston) durchgeführt. Außerdem wurden firmeninterne Berichte von H. Lechen (Dresser Atlas, Bremen) und von D. Beard (Dresser Atlas, Aberdeen) mit einbezogen.

Im Text verwendete Abkürzungen und Symbole:

G-Kit : "Groningen-Kit" bezeichnet die gerätetechnische Ausführung der "Anti-Groningen" Schaltung.
LLD : Meßkurve des "deep" Laterolog
RD : Meßkurve des "deep" Laterolog - Standard
RDG : Meßkurve des "deep" Laterolog - "Anti-Groningen"
RS : Meßkurve des "shallow" Laterolog
R : Spezifischer Widerstand (allgemein)
L : Länge
A : Querschnitt
u : Spannung
i : Strom

Literaturhinweise

- Dresser Atlas (1982): Well Logging and Interpretation Techniques, The Course for Home Study, 466 p., Houston (Dresser Industries)
- Bateman, R. M. (1985): Open-Hole Log Analysis and Formation Evaluation, 647 p., Boston (Reidel IHRDC), Dordrecht (Kluwer)
- Desbrandes, R. (1985): Encyclopedia of Well Logging, 584 p., Paris (Editions Technip)
- Fertl, W. H., Hammack, G. W. (1972): Resistivity Gradients Observed on the New Dual Laterolog and the Laterolog, in "The Log Analyst", July-August, 1972, 29-31

ANWENDUNGEN DES FORMATION-MICROSCANNERS IN DEUTSCHLAND UND ÖSTERREICH

P. M. Lloyd, R. Lingnau

Zusammenfassung

Durch den Einsatz des Formation-MicroScanners (FMS) in Explorationsbohrungen Deutschlands und Österreichs konnte vielfach ein weitaus höherer Informationsgewinn über fazielle und tektonische Zustände der durchteuften Formation erzielt werden. Hauptanwendungen lagen dabei auf

- der Erkennung von Klüften in Verlauf und Ausbildung,
- der Erkennung sekundärer Lösungsporositäten in Karbonaten,
- der Analyse nicht gekernter Bereiche und/oder von Zonen mit geringem Kerngewinn,
- der Erfassung von Sedimentstrukturen und geringmächtigen Wechsellagerungen zur Analyse der sedimentären Fazies,
- der Unterscheidung produktiver bzw. unterschiedlich vertonter Speicherfazies,
- der Erkennung von diagenetisch bedingten Änderungen der Speicherfazies.

In allen Anwendungsschwerpunkten erbrachte der Formation-Micro-Scanner einen eindeutigen Informationsgewinn, der in Verbindung mit den anderen "Standardlogs" eine weitaus umfassendere Analyse der durchteuften Formationen erlaubte. Gleichzeitig erbrachte die Analyse der FMS-Images häufig ein besseres Verständnis für die Ergebnisse der anderen gemessenen Logs.

I. Einleitung

Als die Gebrüder Schlumberger im Jahre 1927 mit den ersten Bohrlochmessungen begannen, bezeichneten sie dieses als "Elektrisches Kernen". Seitdem sind verschiedene Techniken entwickelt worden, um Porosität, Kohlenwasserstoffsättigung und Permeabilität der in einem Bohrloch durchteuften Schichten zu messen. Das Ziel, ein reales Abbild der Formation - ein "Kernphoto" - zu erhalten, ist aber noch immer nicht erreicht.

1985 wurde durch die Einführung des Formation-MicroScanners (FMS) ein weiterer Schritt in diese Richtung unternommen. Die Sonde liefert ein hochauflösendes Widerstandsprofil (Image) der Bohrlochwand, welches Schichtung, Klüfte, sedimentäre und diagenetische Änderungen der Speicherfazies erkennen läßt. Zahlreiche Tests in verschiedensten klastischen und karbonatischen Formationen zeigten im Vergleich mit vorhandenem Kernmaterial ausgezeichnete Ergebnisse. Im folgenden sollen einige Beispiele aus unterschiedlichen Anwendungen in Deutschland und Österreich vorgestellt werden.

II. Sondentechnik

Die FMS-Sonde ähnelt konstruktiv dem Standard-SHDT mit je 2 Meßelektroden auf 4 rechtwinklig zueinander stehenden Sondenarmen. Zusätzlich sind jedoch auf 2 orthogonalen Armen je 27 Meßelektroden angebracht, die 2 orientierte, ca. 7 cm breite Widerstandsprofile der Bohrlochwand ermöglichen.

Für ein 8 1/2" Bohrloch ergibt sich daraus eine Überdeckung der Bohrlochwand von ca. 20 %, die durch zwei- bis dreimaliges Überfahren der interessanten Bereiche auf 40-50 % gesteigert werden kann. Voraussetzung ist hier eine entsprechende Rotation der Sonde zwischen den einzelnen Meßläufen.

Das Gerät liefert simultan Standard-SHDT Daten und bei Bedarf - nach Zuschalten der zusätzlichen Elektrodenfelder - Daten für das FMS-Image. Die Darstellung der Daten erfolgt in der Regel nach einer zuvor notwendigen Geschwindigkeitskorrektur und einem Ausgleich der unterschiedlichen, technisch bedingten Elektrodenempfindlichkeiten als Widerstandsprofil gegen die Teufe. Die gemessenen Widerstände werden dabei relativ zueinander in eine 16-stufige Grauskala umgesetzt. Je höher die Leitfähigkeit einer Schichtenheit, desto dunkler die entsprechende Farbe in der Darstellung.

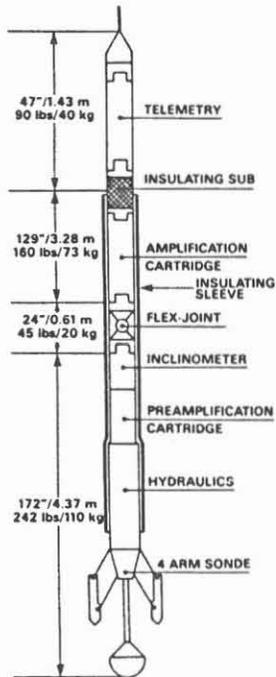
Hauptanwendungen der FMS-Sonde liegen in der Erkennung von Klfitten, sekundärer Porosität in Karbonaten, geringmächtigen Wechsellagerungen und Sedimentstrukturen sowie diagenetischen Veränderungen der Gesteinsfazies.

Einschränkungen in den Einsatzmöglichkeiten ergeben sich bei Ölspülungen und Drücken bzw. Temperaturen oberhalb von 1400 bar bzw. 175°C. Ebenso ist der Einsatz der Sonde derzeit auf Bohrlochdurchmesser größer als 5 7/8" begrenzt.

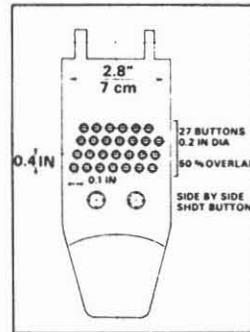
Einen Überblick über die technischen Merkmale des Formation-MicroScanners gibt Abb. 1.

The Tool - Technical Specifications

THE TOOL



THE PAD CONFIGURATION



20% BOREHOLE COVERAGE FROM IMAGES IN 8 1/2" HOLE

OUTPUTS

- ALL NORMAL DIPMETER INFORMATION.
- TWO SETS OF MICRO ELECTRICAL RESISTIVITY CURVES (2 PADS X 27 BUTTONS).
- TWO 7 cm WIDE BOREHOLE IMAGES SET AT RIGHT ANGLES TO EACH OTHER.
- (IMAGING ARRAYS ON PADS 3 + 4).

GENERAL SPECIFICATIONS

- Length	31 ft	(9.45 m)
- Weight	537 lbs	(243 kg)
- Minimum closing diameter	5.0 inches	(127 mm)
- Minimum recommended hole size	6 1/4 inches	(160 mm)
- Maximum opening diameter	21 inches	(533 mm)
- Pressure rating	20,000 psi	(1400 bars)
- Temperature rating	350 deg F	(175 deg C)
- Logging speed		
Dip and Images	1600 ft/hr	(500 m/hr)
Dip only	3200 ft/hr	(1000 m/hr)

OPERATIONAL LIMITATIONS

- CONDUCTIVE MUDS ONLY.
- TOOL ROTATION RATE SHOULD NOT EXCEED 1 TURN PER 40 ft (12 m).
- HOLE DEVIATIONS UP TO 70° CAN BE LOGGED WITHOUT ANY SONDE COLLAPSE.

III. Klufiterkennung und -beurteilung mit dem FMS

Eines der hervorragenden Anwendungsgebiete des FMS ist die Klufiterkennung. Er ermöglicht eine Bewertung der Käfte unter verschiedenen Aspekten:

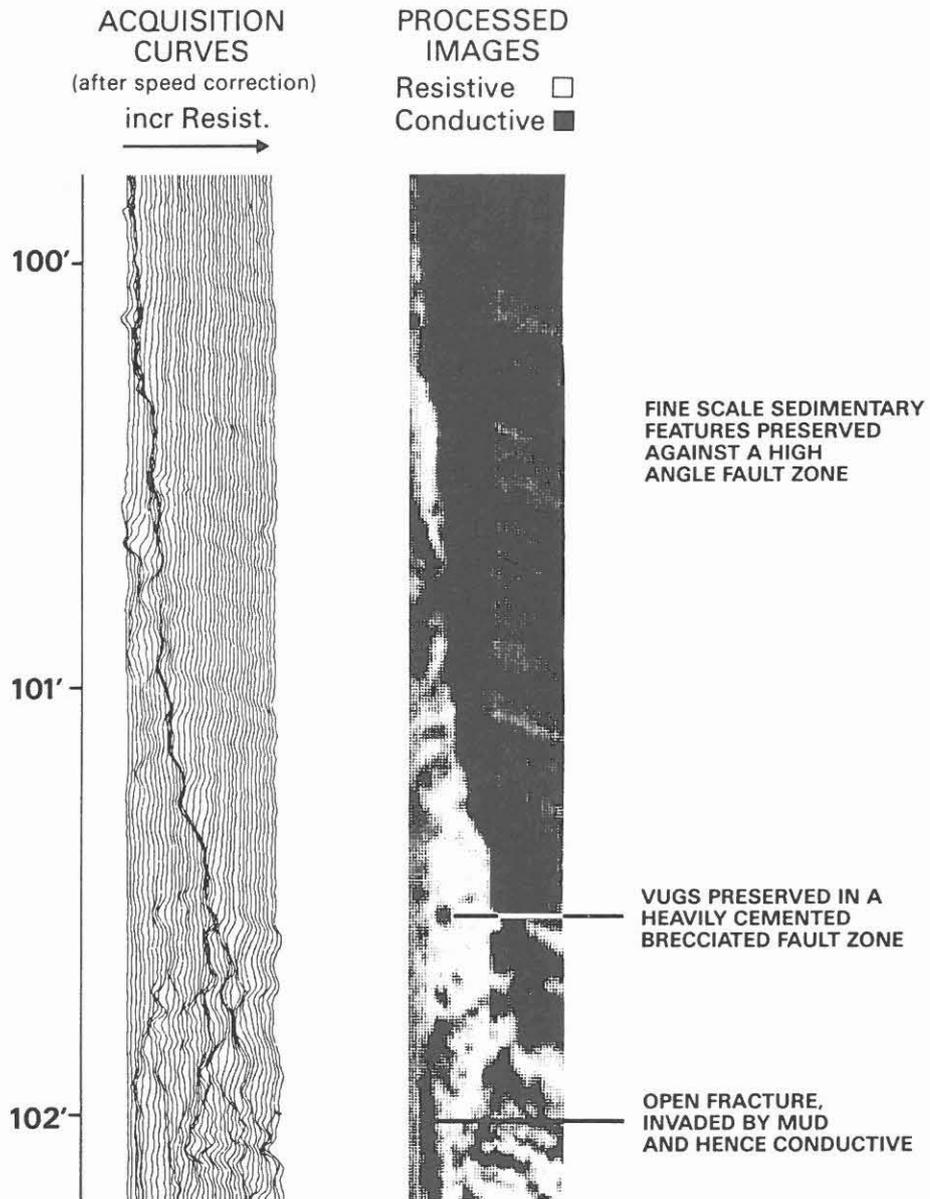
- offene oder mineral-verheilte Kluft
- Einfallrichtung und -winkel
- vertikale Kluftausdehnung im Bohrloch
- natürliche oder durch den Bohrvorgang induzierte Kluft.

Nachfolgend einige Beispiele zur Kluftbeurteilung aus Bohrungen in Deutschland und Österreich. Abb. 2 zeigt die bereits geschwindigkeitskorrigierten FMS-Meßkurven über einer steil einfallenden Störungszone und das resultierende Image. Die stark zementierte Störungszone hebt sich mit ihren hohen Widerständen auf dem Image deutlich gegen die permeablere, von der leitfähigen Spülung infiltrierten Formation ab. Innerhalb der ungestörten Formation ist, bedingt durch geringe Permeabilitätsunterschiede, eine feine sedimentäre Schichtung erkennbar. Einzelne größere Poren und steile offene Klüfte zeichnen sich ebenfalls durch dunkle Grautöne ab.

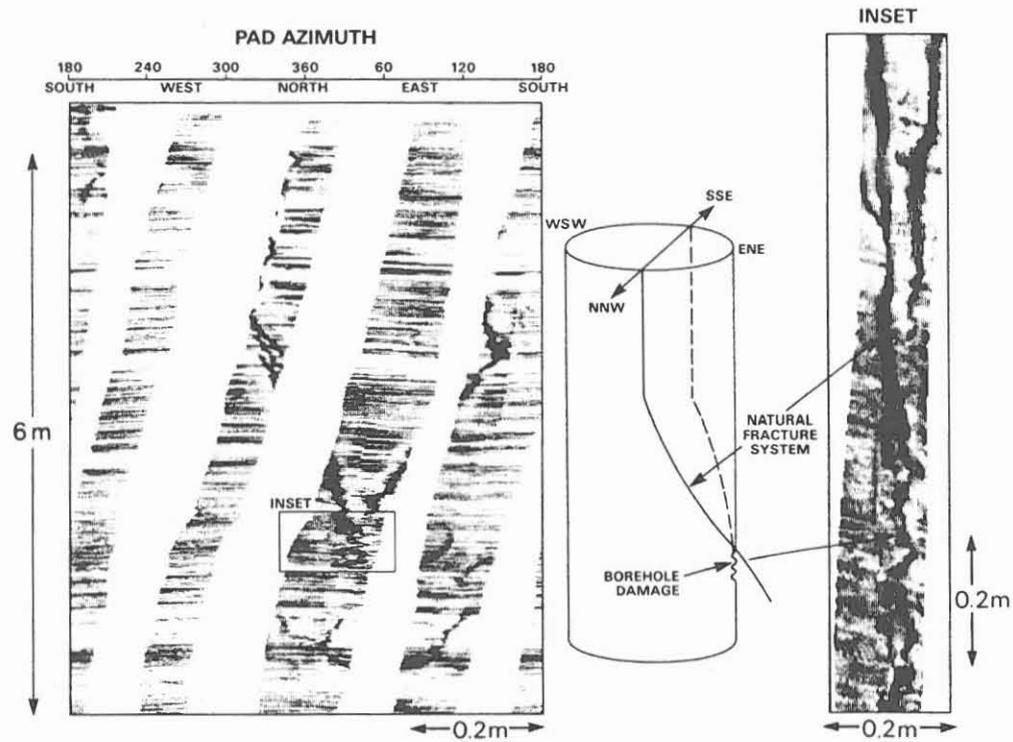
Abb. 3 zeigt ein orientiertes Zusammenspiel der Images aus drei Meßläufen über dieselbe Zone eines jurassischen Karbonatspeichers. Durch die Rotation der Sonde zwischen den einzelnen Meßläufen ergibt sich hier eine Überdeckung der Bohrlochwand von ca. 50 %, die eine räumliche Orientierung der auftretenden Klüfte erlaubt. Am unteren Endpunkt einer steil nach ENE einfallenden, von der Spülung infiltrierten Kluft zeigt sich eine weitere kurze ENE streichende Kluft, die als durch den Bohrvorgang induzierte Kluft interpretiert wird.

Bohrungs-induzierte Klüfte zeigt ebenfalls ein Beispiel aus dem Rotliegenden W-Deutschlands (Abb. 4). Während das vorliegende Kernmaterial keine Klüfte aufweist, lassen die FMS-Images deutlich nahezu vertikale spülungsinfiltrierte Klüfte erkennen. Der nahezu vertikale Verlauf der Klüfte parallel zur

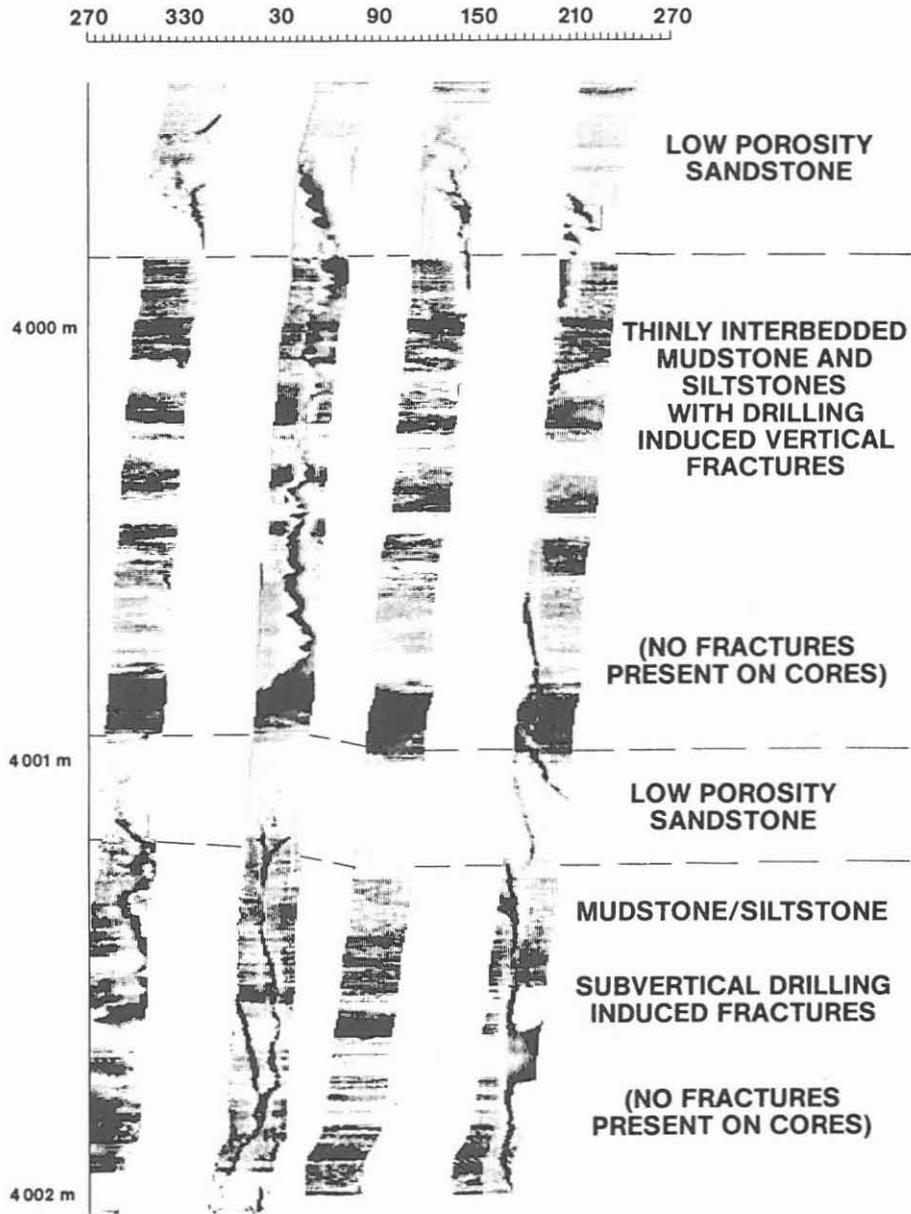
Image Processing



Analysis of Fracture Strike and Dip



Induced Fractures



Bohrlochwand und das Ausheilen an stärker zementierten Sandsteinlagen legen eine Interpretation als induzierte Klüfte nahe. Die oft unscharfe seitliche Begrenzung der Klüfte im FMS Image kann als weiterer Hinweis gelten. Ursache dürfte in diesem Beispiel eine über mehrere Tage erfolgte Erhöhung des hydraulischen Spülungsdruckes sein, die nötig wurde, um das festgefahrene Bohrgestänge zu lösen.

In tektonisch stark beanspruchten Zonen ist der erzielte Kerngewinn oft sehr gering, so daß nur stark eingeschränkte Aussagen über die durchteufte Formation gemacht werden können und ein Einhängen der gewonnenen Kernstücke nahezu unmöglich ist. Ein Beispiel aus dem Malm Süddeutschlands zeigt, wie auch hier mit Hilfe des FMS relativ detaillierte Informationen über Kluff- und Gesteinsausbildung gewonnen werden können (Abb. 5). Deutlich erkennbar ist ein engständiges offenes Kluftsystem in einer stark zementierten (hohe Widerstände) Gesteinsmatrix.

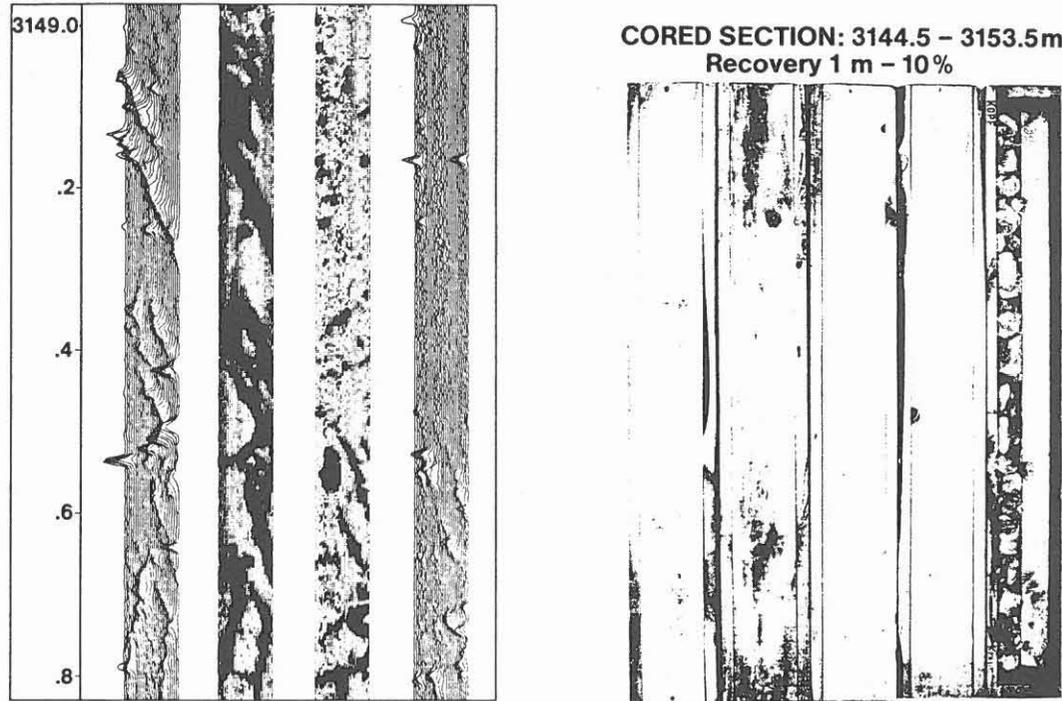
IV. Formationsanalyse mit dem FMS

Ein weiterer Schwerpunkt des FMS liegt in der Anwendung in Formationen, die aufgrund von geringmächtigen Wechsellagerungen, Heterogenitäten oder Faziesänderungen mit anderen Meßverfahren nur schwer interpretierbar sind.

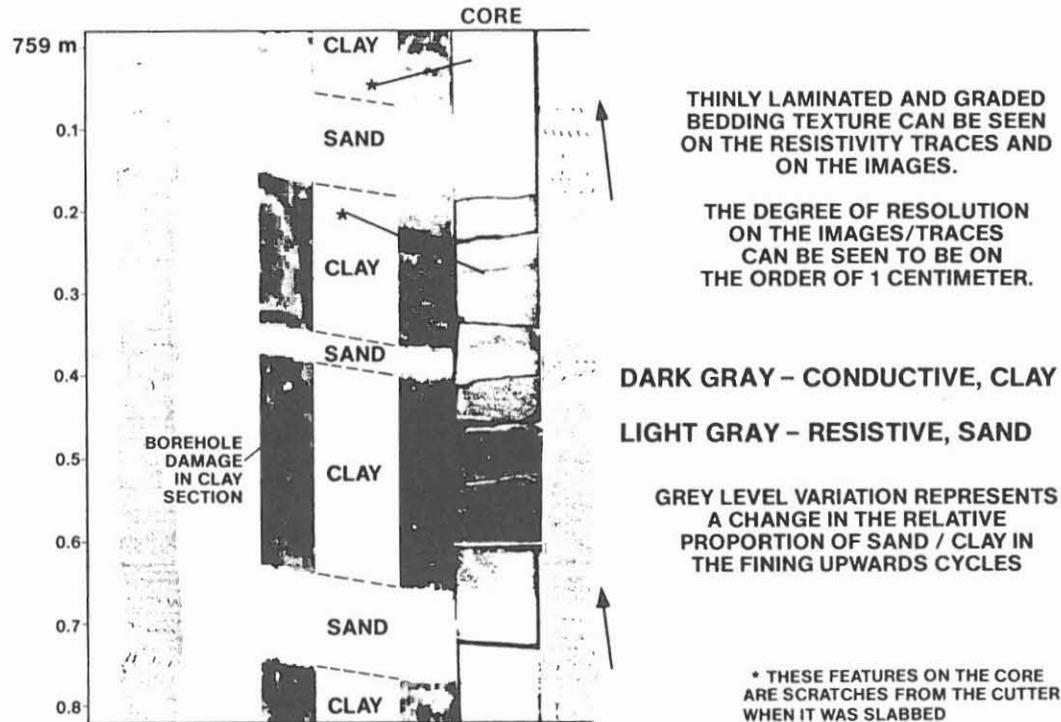
Ein Beispiel (Abb. 6) aus dem Molassebecken Österreichs zeigt die gute Vergleichbarkeit des FMS-Images mit S/W-Kernphotos. Einzelne dünne Sandlagen mit ca. 2 cm Mächtigkeit sind aufgrund ihrer höheren Widerstände ebenso erkennbar wie die feine Lamination und gradierte Schichtung individueller Sandlagen.

In der mehr proximalen Fazies dieser eozänen Puchkirchen Formation ist mit den Standardlogs eine Unterscheidung zwischen Konglomeraten mit sandiger bzw. toniger Matrix und/oder Sandsteinen und somit zwischen potentiell produktiver und nicht produktiver Speicherfazies kaum möglich. Mit Hilfe des FMS lassen sich hier weitere, für eine Lagerstättenanalyse wichtige Informationen gewinnen.

Zones of Poor Core Recovery



Thinly Bedded Sands 1



- 297 -

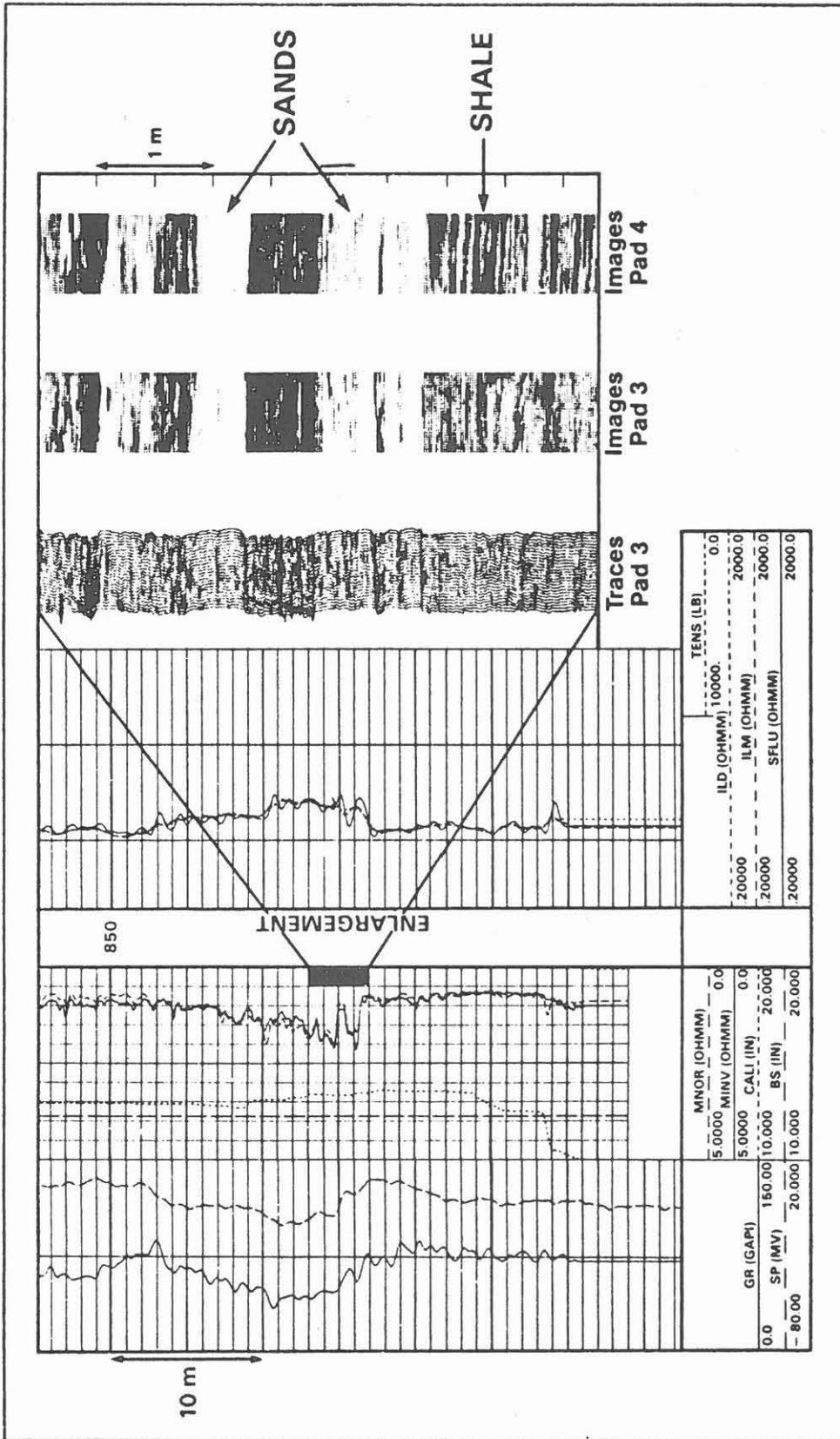
In dem gezeigten Beispiel (Abb. 7) wird eine Zone mit hohem Widerstand (Kalkpelit) scharf von einer mosaikartig gefleckten Zone überlagert, die ihrerseits in einen Bereich mit hohen Widerständen, der am Top einzelne Laminationen erkennen läßt, überleitet. Den Abschluß bildet ein Bereich mit niedrigen Widerständen. Aus dem Vergleich mit vorhandenem Kernmaterial ergab sich die folgende Faziesentwicklung: die Basis bildet ein Konglomerat mit leitfähiger toniger Matrix, welches unscharf in einen reinen Sandstein überleitet. Den Abschluß bildet nach einer geringmächtigen, feinlaminieren Sand-/Tonstein-Wechselfolge ein leitfähiger Tonstein. Insbesondere das Mosaikgefüge an der Basis aber auch die restliche Sequenz konnte in weiteren Bohrungen innerhalb dieser Formation wiedererkannt werden, so daß auch ohne vorhandenes Kernmaterial eine umfassende Analyse der lateralen Faziesentwicklung möglich war.

Ein anderes typisches Beispiel für fazielle Fragestellungen ergab sich im Randbereich eines Erdölfeldes mit kretazischen Speichergesteinen in Norddeutschland (Abb. 8).

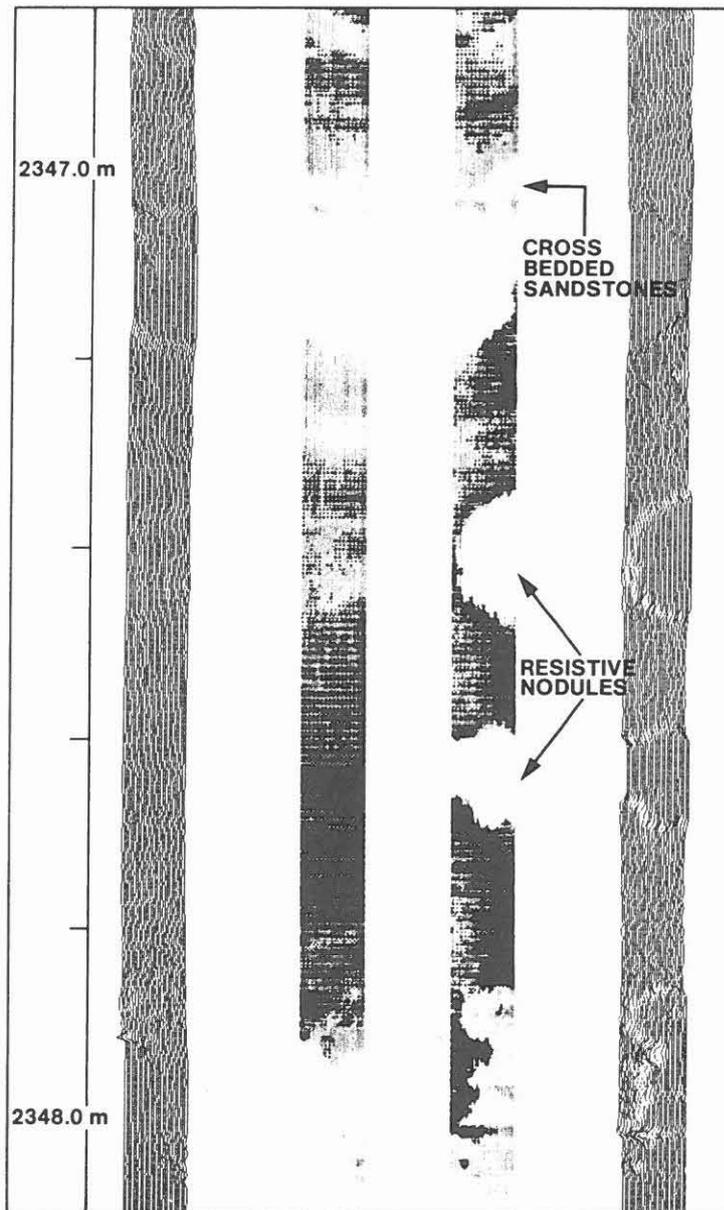
Mit Hilfe der Standardlogs ergab sich keine verlässliche Aussage, ob der vorliegende Speicher bereits vollständig vertont oder noch ein geringes Speicherpotential in Form dünner Sandlagen vorhanden war. Auf dem über die fragliche Zone gewonnenen FMS-Image sind deutlich die noch vorhandenen Sandsteinlagen von den leitfähigeren Tonsequenzen unterscheidbar. Ebenso läßt sich in der unteren, ca. 80 cm mächtigen Sandsteinbank, eine durch feine Tonlagen bedingte weitere Untergliederung in feinere Einheiten erkennen. Das Image liefert keine Aussagen über vorhandene Porositäten, erlaubt aber in Verbindung mit den übrigen Logs eine bessere Einschätzung der Lagerstättenfazies und somit des Speicherpotentials.

Ebenso wie sedimentäre Strukturen lassen sich häufig auch diagenetisch bedingte Änderungen einer Gesteinsfazies anhand des FMS-Images beurteilen. In dem gezeigten Beispiel (Abb. 9) ist in einem undeutlich schräggeschichteten Sandstein an der Basis die unregelmäßige Zementation des Gesteins an den

Abb. 8



Nodular Concretions



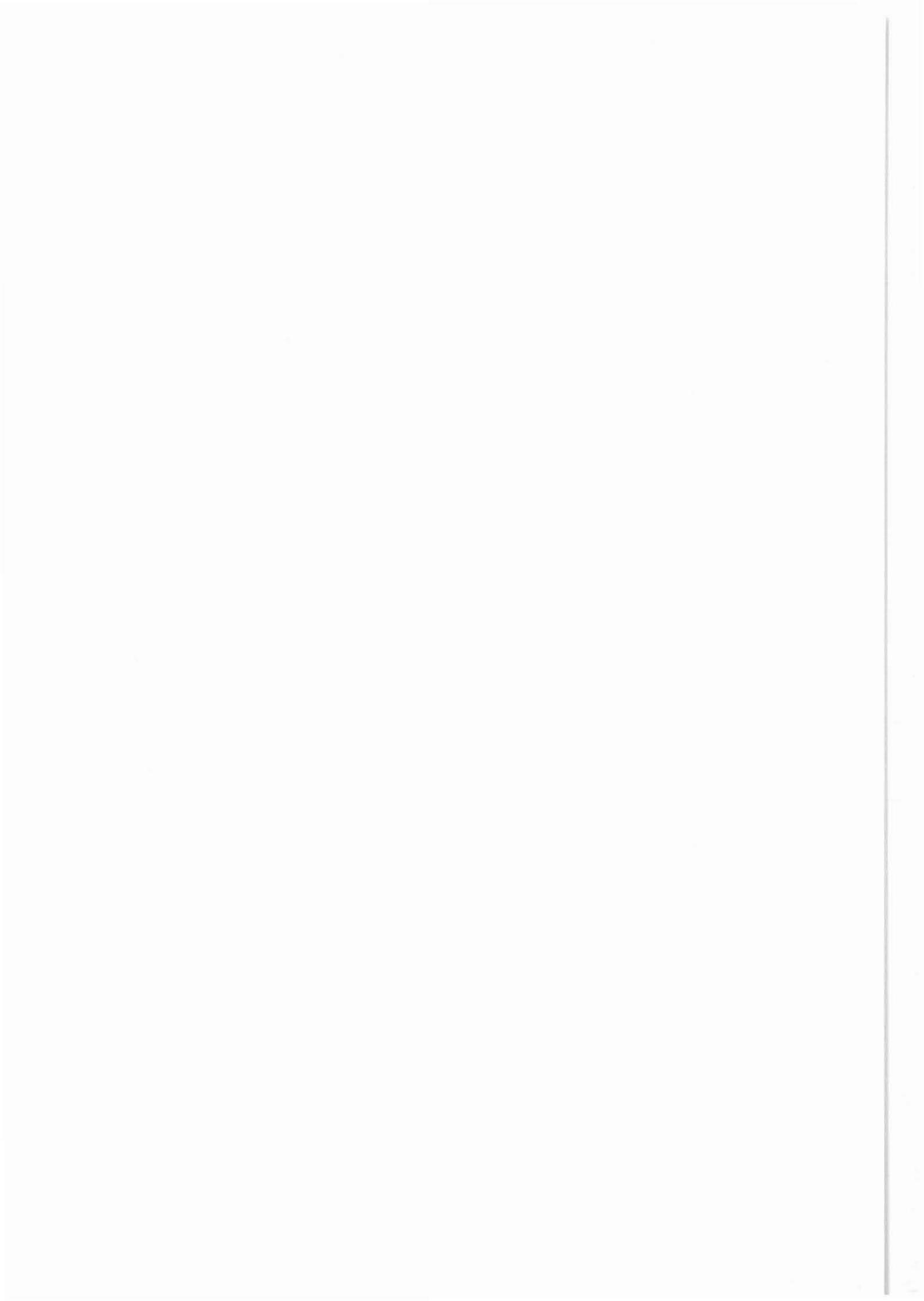
höheren Widerständen zu erkennen. Zum Hangenden treten verstärkt bis zu 10 cm große, dicht zementierte Konkretionen auf. Die Standard-Porositätslogs hatten hier eine gemittelte, einheitliche Porosität von 12 % angezeigt. Eine Aussage über unregelmäßige Porositätsverteilungen war aufgrund des geringeren Auflösungsvermögens dieser Sonden nicht möglich.

V. Literatur

Ekstrom M. P., Dahan C. A., Chen M. Y., Lloyd P. M. und Rossi D. J., Formation Imaging with Micro-Electrical Scanning Arrays, SPWLA 27th Annual Logging Symposium, Houston, 11.-12. Juni 1986.

Ekstrom M. P., Chen M. Y., Rossi D. J., Locke S. und Aron J., High Resolution Microelectrical Borehole Wall Imaging, SPWLA 10th European Symposium, Aberdeen, 23.-24. April 1986.

Lloyd P. M., Dahan C. und Hutin R., Formation Imaging from Micro Electrical Scanning Arrays: A New Generation of Stratigraphic High Resolution Dipmeter Logging Tool, SPWLA 10th European Symposium, Aberdeen, 23.-24. April 1986.



3-D SIMULATIONEN ZUM INDUCTION-LOG

Ch. Kuth, F. M. Neubauer

Zusammenfassung

Bei der Simulation und Interpretation von Bohrlochmessungen, insbesondere bei dem Induction Logging, konnten bisher aufgrund von begrenzten Rechnerkapazitäten nur zweidimensionale Modellgeometrien betrachtet werden (horizontale Schichtenfolge, Bohrloch, Filtratzone).

Diese Einschränkung kann die Interpretation von elektromagnetischen Bohrlochsondierungen beim Vorhandensein nicht axialsymmetrischer Leitfähigkeitsverteilungen erheblich verfälschen.

Um diesen Nachteil auszugleichen, wurde von uns ein numerisches Verfahren auf der Basis der Finite-Element Methode zur Simulation dreidimensionaler Modellprobleme entwickelt. Die hierfür notwendige große Anzahl von unterschiedlichen Modellgittern erforderte die Entwicklung eines Algorithmus zur automatischen Gittergenerierung. Die prinzipielle Arbeitsweise des Programmpaketes wird erläutert. Hierbei wird auch die spezielle Auslegung des Programms für eine Vektorrechner-nutzung erwähnt.

Unter Benutzung dieser numerischen Methode wurde die vektorielle Helmholtzgleichung für das elektrische Feld gelöst. Die hierfür wichtige Wahl geeigneter Randbedingungen (Dirichletsche- oder Impedanzrandbedingungen) wird diskutiert.

Anhand von einfachen dreidimensionalen geologischen Strukturen, wie z. B. schräg zum Bohrloch einfallenden Schichten, wird die Modifikation der elektrischen Feldkomponenten im Vergleich zu einer axialsymmetrischen Simulation untersucht.

Einleitung

In dieser Arbeit wird die Entwicklung und Anwendung eines dreidimensionalen numerischen Modells zum Induction Log beschrieben. Unter Benutzung dieses Modells ist es nun erstmals möglich, nicht-rotationssymmetrische Induction Log Probleme zu simulieren. Hierzu zählen insbesondere schräg zum Bohrloch einfallende Schichten wie auch in der Nähe des Bohrlochs gelegene Störkörper (z.B. Erzkörper oder Magmaintrusionen).

Im ersten Teil wird eine kurze Beschreibung der wichtigsten Programmodule gegeben. Bei der Entwicklung der Programme wurde besonders darauf geachtet, daß die einzelnen Module miteinander über genormte Ein-/Ausgaberroutinen verbunden sind, wodurch der Austausch einzelner Module zur Simulation anderer elektromagnetischer Verfahren vereinfacht wird.

Die Gültigkeit der berechneten numerischen Lösung wird im zweiten Teil durch einen Vergleich mit analytischen Verfahren belegt. Anschließend werden erste Ergebnisse einer Induction Log Simulation für ein geneigtes 2-Schicht Modell diskutiert.

Entwicklung eines 3-d Modells zur Simulation von Induction-logs

Die Simulation von dreidimensionalen Induction Log Sondierungen unterscheidet sich gegenüber zweidimensionalen, rotationssymmetrischen Modellen in der notwendigen Berechnung aller drei komplexen Feldkomponenten des elektrischen bzw. magnetischen Feldes. Für die Lösung der Helmholtzgleichung mit numerischen Methoden bedeutet dies die Berechnung von 6 Freiheitsgraden (3 komplexe Unbekannte) an jedem Gitterpunkt gegenüber nur 2 Freiheitsgraden beim rotationssymmetrischen Fall.

Die vektorielle Helmholtzgleichung wurde für das elektrische Feld mit einem Finite-Elemente (FE) Verfahren gelöst. Aus numerischen Gründen wurde vor der Berechnung des Variationsintegrals das primäre elektrische Feld \vec{E}^P vom totalen Feld subtrahiert. Es mußte somit folgende Differentialgleichung zweiter Ordnung gelöst werden

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}^S - k^2 \vec{E}^S + \vec{f} = 0 \quad (1)$$

mit

$$k^2 = i\omega\mu(\sigma - i\omega\epsilon) \quad (2)$$

und

$$\vec{f} := i\omega\mu[(\sigma_m - i\omega\epsilon_m) - (\sigma - i\omega\epsilon)]\vec{E}^P. \quad (3)$$

Die Parameter σ_m und ϵ_m entsprechen jeweils den Materialparametern des induzierten Mediums, in dem sich der Sender befindet.

Bei der Entwicklung unseres Programmpaketes mußten einige wichtige Aspekte berücksichtigt werden, die eine größtmögliche Optimierung des Algorithmus sicherstellen. Hier auf soll im folgenden näher eingegangen werden.

- Modularer Aufbau des Programmpaketes
- Automatische Gittergenerierung
- Bandbreitenreduktion der Knotennumerierung
- Berechnung der Elementmatrizen und Wahl der Randbedingungen
- Vektorisierter Gauß-Algorithmus für Matrix-Inversion
- Verwendung von Profil- und Frontlösungsrouitinen

Modularer Aufbau des Programmpaketes

Die Einhaltung eines modularen Programmaufbaues gewährleistet bei großen Programmpaketten einerseits die bestmögliche Optimierung innerhalb eines Moduls und andererseits ein weitgefächertes Anwendungsspektrum des gesamten Programmpaketes. Konkret bedeutet dies, daß das von uns entwickelte Programmsystem zum heutigen Zeitpunkt für das Induction Log Problem konzipiert ist, sich jedoch durch das Austauschen eines Moduls auch zur Simulation von anderen elektromagnetischen Verfahren eignet, die in der KTB eingesetzt werden.

Im folgenden sollen nun die einzelnen Module zur Simulation des 3-d Induction Log Problems näher beschrieben werden.

Automatische Gittergenerierung (NET3D)

Da für die numerische Simulation von Induction-logs an jedem Sondierungspunkt ein vollständig neues Gitter berechnet werden muß, war die Entwicklung eines automatischen Gittergenerierungsalgorithmus notwendig. Das Prinzip dieses Algorithmus läßt sich wie folgt beschreiben:

Im ersten Schritt wird das Modellgebiet in eine bestimmte Anzahl von Hexaedern unterteilt. Diese Hexaeder müssen so gelegt sein, daß sie genau die Schichtgrenzen repräsentieren, d.h. kein Hexaeder darf eine Schichtgrenze schneiden (s. Abb. 1 (a)). Ausgehend von dieser sehr groben Unterteilung wird nun im zweiten Schritt jeder Hexaeder in genau 12 Tetraeder gemäß der Konvention in Abb. 1 (b) unterteilt. Diese Initialtetraedisierung kann nun, beginnend mit dem jeweils größten Elementvolumen, solange in kleinere Tetraeder unterteilt werden, bis die gewünschte Zahl von Elementen erreicht ist. Bei diesem letzten Schritt werden alle Elementvolumen vor der Unterteilung mit einer vom Benutzer frei wählbaren Wichtungsfunktion multipliziert. Hierdurch läßt sich die Elementdichte im Modellgebiet steuern. Bei einer konstanten Wichtungsfunktion $WF = const.$ werden alle Elemente gleich gewichtet, während z.B. durch eine Wichtungsfunktion $WF = 1./r^3$ eine höhere Elementdichte im Ursprung erreicht wird. Eine derartige Wichtung ist besonders für Induction Log Probleme notwendig, da im Ursprung der Sender lokalisiert ist und somit dort sehr hohe Feldgradienten auftreten, die durch eine entsprechend feine Diskretisierung approximiert werden müssen. Abb. 1 (c) zeigt ein mit 2160 Tetraedern diskretisiertes 2-Schicht Modell (ohne Bohrloch, Schichtneigung 15 Grad).

Bandbreitenreduktion der Knotennumerierung (REDUC)

Bei diesem Modul handelt es sich um ein Standardsoftwarepaket zur Berechnung einer optimalen globalen Knotennumerierung (Crane et al. 1976). Eine derartige Optimierung ist speziell bei der Lösung sehr großer Gleichungssysteme notwendig, da die Bandbreite den benötigten Kernspeicherbedarf bestimmt. Die globale Bandbreite entspricht der größten vorkommenden Elementbandbreite, die aus der Differenz der größten und kleinsten in einem Element vorkommenden globalen Knotennummern berechnet wird. Für das in Abb. 1 (c) gezeigte Elementgitter aus 2160 Tetraedern betrug die Bandbreite vor der Umnumerierung 645, während eine optimierte Numerierung nur noch die Bandbreite 180 besitzt.

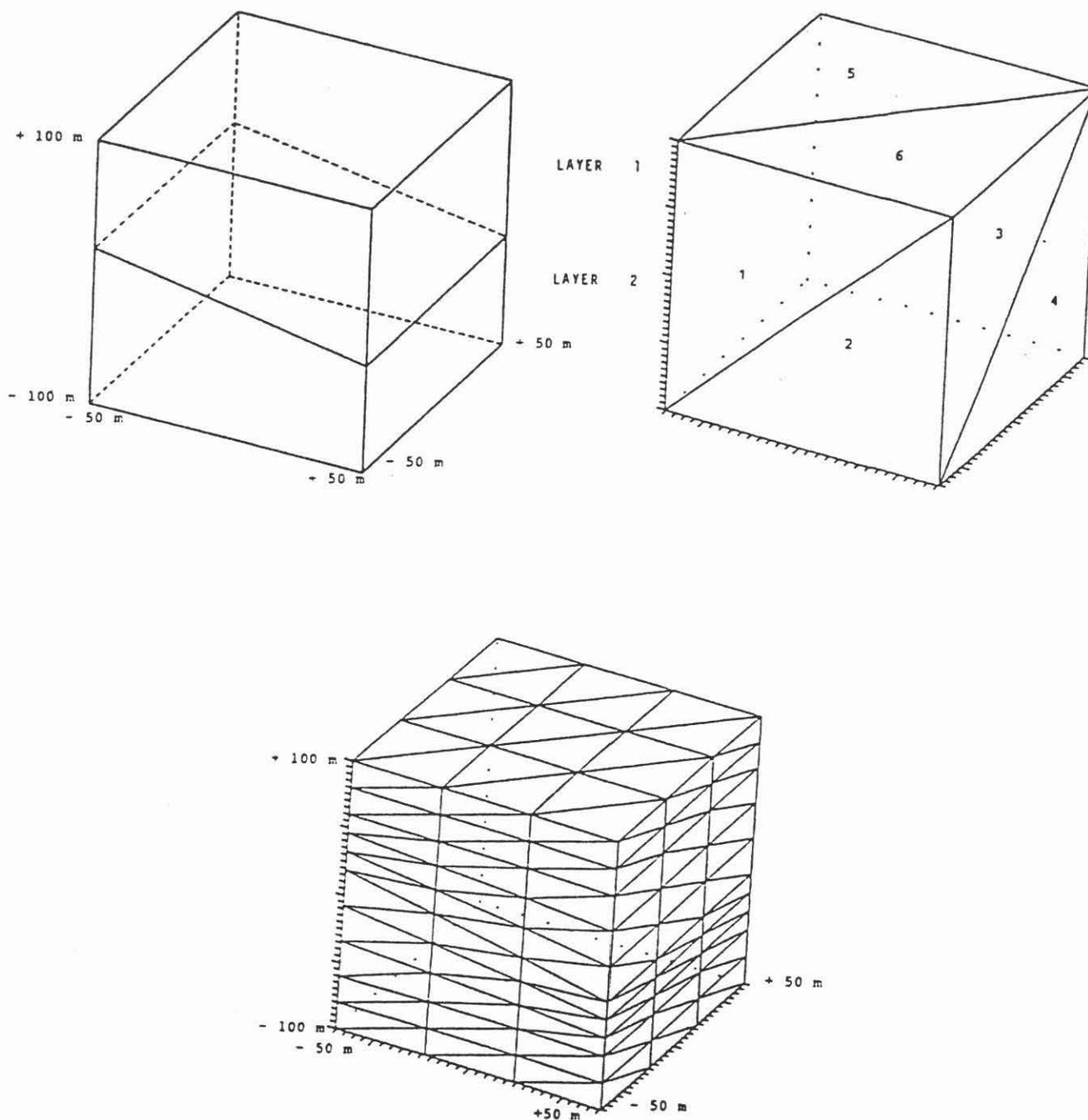


Abbildung 1: Schematischer Ablauf der Gittergenerierung.

- a) Unterteilung des Modellgebietes in Initialhexaeder.
- b) Unterteilungskonvention für jeden Initialhexaeder.
- c) Vollständig generiertes FE-Gitter für einen 2-Schicht Fall (2160 Tetraeder).

Berechnung der Elementmatrizen und Wahl der Randbedingungen (FIN3D)

Das Modul FIN3D stellt in diesem Programmpaket den eigentlichen Finite-Element Algorithmus dar. Hier werden für jedes Element im Modellgebiet die Elementmatrizen berechnet und der Einbau in die globale Elementmatrix durchgeführt. An dieser Stelle müssen auch geeignete Randbedingungen vorgegeben werden. Da für das dreidimensionale Induction Log Problem keine exakten Randbedingungen existieren, können vom Benutzer optional drei verschiedene Randbedingungen vorgegeben werden. Diese sind im einzelnen :

- Dirichletsche Randbedingung (alle Feldkomponenten sind Null). Diese Näherung eignet sich besonders für zum Rand hin stark abfallende Felder.
- Dirichletsche Randbedingung (alle Feldkomponenten entsprechen der homogenen Vollraumlösung). Diese Näherung eignet sich für schwache Leitfähigkeitskontraste oder für in der Nähe des Senders liegende Störkörper.
- Impedanz-Randbedingung (Jones 1964). Hier wird eine exponentielle Feldstärkeabnahme außerhalb des Modellgebietes angenommen.

Vektorisierter Gauß-Algorithmus für die Matrix-Inversion

Zur Lösung des globalen linearen Gleichungssystems wurde ein Gauß-Algorithmus für komplexe Variablen entwickelt. Das numerisch günstigere Cholesky-Verfahren konnte nicht verwendet werden, da die globale Elementmatrix zwar symmetrisch, jedoch nicht positiv definit ist (Pridmore 1981). Der von uns entwickelte Gauß-Algorithmus ist speziell für die Verarbeitung auf Vektorrechnern ausgelegt, d.h. es werden soweit wie möglich Vektorbefehle verwendet. Hierdurch wurde eine optimale Ausnutzung der jeweiligen Rechnerarchitektur erreicht.

Die Programmentwicklung und erste Testläufe wurden auf der CDC Cyber 76M des Rechenzentrums der Universität zu Köln durchgeführt. Die eigentlichen Modellläufe wurden auf Rechnern des Typs CDC Cyber 205 (Ruhr-Universität Bochum), Cray 1-S (DFVLR Oberpfaffenhofen) und Cray XMP-24 (Konrad-Zuse Zentrum für Informationstechnik Berlin) durchgeführt. In Tabelle 1 sind die Rechenzeiten für verschiedene FE-Gitter angegeben. Die Zeiten beziehen sich jeweils auf einen vollständigen Lauf des Programmoduls FIN3D.

Tabelle 1 : Rechenzeitvergleich für verschiedene FE-Gitter.

Rechenzeit (Sek.)	1080	2160	3840 Tetraeder
3-d Modell	1080	2160	3840 Tetraeder
CDC Cyber 76 M (Skalar)	1100	-	-
CDC Cyber 205 *	255	440	1490
CDC Cyber 205 **	145	305	1180
Cray 1-S *	110	245	-
Cray XMP-24***(vektoris.)	50	125	605

*: vollständig vektorisiert

** : teilweise vektorisiert; Unterprogramme mit überwiegend kurzen Schleifen wurden Skalar gerechnet.

***: vollständig vektorisiert, aber kein Multitasking

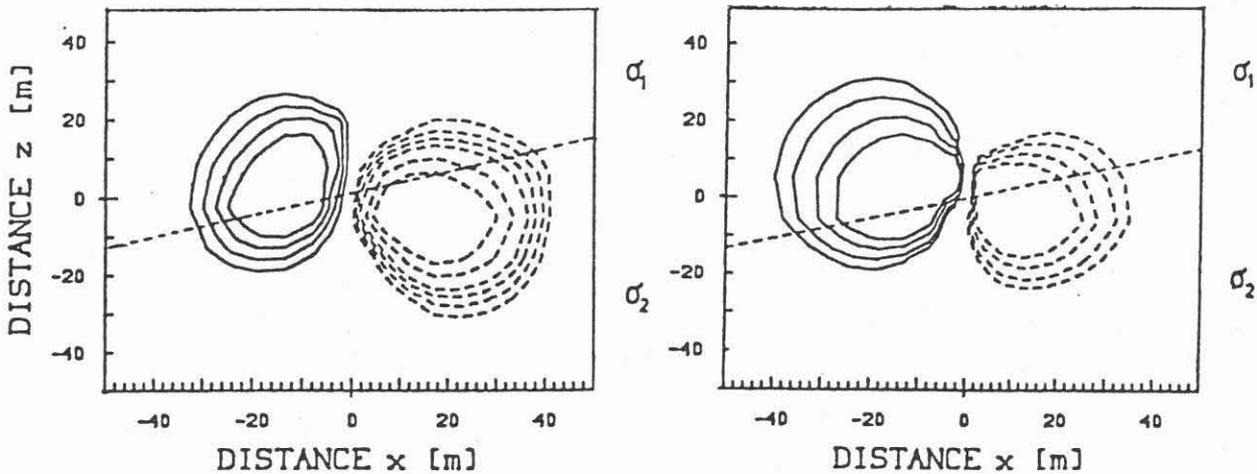


Abbildung 2 : Vergleich von numerischer (links) und analytischer Lösung (rechts) der E_x -Komponente bei $\Phi = 0^\circ$ für einen Neigungswinkel von 15° und einem Leitfähigkeitskontrast von $\sigma_2/\sigma_1 = 5$ ($\sigma_1 = 10^{-2} \text{ S/m}$).

Dieser Vergleich der Rechenzeiten zeigt sehr deutlich die Vorteile einer Vektorrechner-nutzung für dreidimensionale Induction Log Simulationen. Gegenüber einem schnellen Skalarrechner des Typs Cyber 76M ergibt sich eine Rechenzeitreduzierung bis zu einem Faktor 20 bei optimaler Vektorisierung. Das Beispiel der Cyber 205 zeigt, daß eine vollständige Vektorisierung nicht immer sinnvoll ist. Sie erreicht ihre volle Leistung erst bei einer Vektorlänge von 65535 Worten, während die Cray-Rechner ihre optimale Leistung bei einer Vektorlänge von 64 Worten und dessen Vielfachen erreichen. Dies führt bei kurzen Vektorlängen (20 - 40 Worte) im Fall der Cyber 205 aufgrund der hohen Startup-Zeiten für die Vektorbefehle (ca. 50 Maschinentakte á 20 nsec) zu einer erheblichen Erhöhung der Rechenzeit.

Profil- und Frontlösungs-routinen

Abschließend soll noch kurz auf die von uns entwickelten Profil- und Frontlösungs-routinen für den vektorisierten Gauß-Algorithmus eingegangen werden.

Vor der Lösung des globalen Gleichungssystems wird zunächst versucht, die untere Hälfte der symmetrischen Matrix in einem Profil abzuspeichern (Schwarz 1980). Bei einer sehr großen Anzahl von Variablen reicht der für diese Profilmethode benötigte Kernspeicherplatz nicht mehr aus und es können immer nur Teile der Matrix abgespeichert werden. Die vollständige Lösung der Gesamtmatrix erhält man dann durch ein spezielles Frontlösungsverfahren (Schwarz 1980), bei dem die Teilmatrizen von peripheren Massenspeichern bei Bedarf eingelesen werden. Es hat sich gezeigt, daß dieser Frontlösungsalgorithmus für die Finite-Element Verfahren wesentlich effektiver ist als das hardwaremäßige *paging* bei Rechnern mit virtuellem Adressraum (z.B. Cyber 205).

Verifizierung des 3-d Algorithmus

Die Richtigkeit der mit dem 3-d Algorithmus berechneten elektrischen Felder wurde auf zwei verschiedene Arten überprüft. Im ersten Fall wurde mit diesem Programm ein rotationssymmetrisches Modellproblem simuliert und die Lösung mit der analytischen 2-d Lösung verglichen. Bei diesem Modell handelt es sich um einen horizontal geschichteten 2-Schicht Fall mit einem Leitfähigkeitskontrast von $\sigma_2/\sigma_1 = 2$ ($\sigma_1 = 10^{-2} S/m$). Der quantitative Vergleich ergab ein maximales Residuum von 2 % zu der exakten Lösung.

Eine weitere Überprüfung der numerischen 3-d Lösung erfolgte anhand der von Hardman und Shen (1986) angegebenen Integralausdrücke für das elektrische Feld eines geneigten magnetischen Dipols. Die Integrale wurden mittels einer schnellen Hankel-Transformation (Anderson 1979) berechnet. Die Verifizierung erfolgte anhand von 2-Schicht Modellen mit Neigungswinkeln zwischen 5 und 45 Grad. Abbildung 2 zeigt die numerische (links) und die analytische Lösung (rechts) der E_{Φ} -Komponente bei $\Phi = 0^{\circ}$ für einen Neigungswinkel von 15° .

Deutlich zu erkennen ist die nun nicht mehr axialsymmetrische Feldverteilung. Bei allen Modellen ergab sich eine gute bis zufriedenstellende Übereinstimmung der verschiedenen Lösungsverfahren. Lediglich bei starken Neigungswinkeln und hohen Leitfähigkeitskontrasten (> 10) verschlechterte sich die Genauigkeit der numerischen Lösung für die E_z -Komponente im Bereich der Schichtgrenze, da die dort auftretenden hohen Gradienten nicht mehr durch die quadratischen Formfunktionen genau genug approximiert werden konnten.

2-Schicht Modell mit verschiedenen Neigungswinkeln

Im folgenden sind die Modifikationen der elektrischen Feldverteilung in Abhängigkeit vom Neigungswinkel und dem Leitfähigkeitskontrast untersucht worden. Es wurden Leitfähigkeitskontraste von $\sigma_2/\sigma_1 = 2, 5$ und 10 simuliert, wobei die Leitfähigkeit der oberen Schicht auf $\sigma_1 = 10^{-2} S/m$ festgelegt wurde. In den folgenden Abbildungen werden Isoliniendarstellungen des Sekundärfeldes, welches der Lösung der partiellen Differentialgleichung (1) entspricht, gezeigt. Diese Darstellungsart wurde gewählt, da hier am deutlichsten die durch die geneigten Schichten bedingten Effekte erkennbar sind. Bei allen Abbildungen befindet sich der Sender und der Durchstoßpunkt der Schichtgrenze im räumlichen Ursprung. Da bei den hier gezeigten Ergebnissen vor der Lösung von (1) das Primärfeld der oberen Schicht vom totalen Feld subtrahiert wurde, reduziert sich die "Sekundärleitfähigkeit" der oberen Schicht auf Null. Die gestrichelten Isolinien entsprechen negativen und die durchgezogenen Isolinien positiven E-Feldern.

In Abbildung 3 sind die berechneten E_y -Komponenten des Sekundärfeldes auf einer vertikalen Schnittfläche entlang der Linie $\Phi = 0^{\circ} \rightarrow 180^{\circ}$ dargestellt, d.h. die Schnittfläche verläuft genau in Fallrichtung und die E_y -Komponente entspricht hier der E_{Φ} -Komponente. Der Leitfähigkeitskontrast beträgt $\sigma_2/\sigma_1 = 2$.

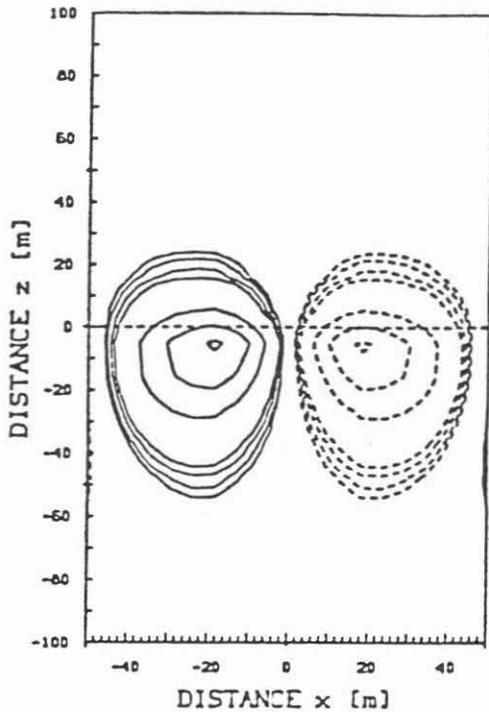
Deutlich zu erkennen ist in dieser Abbildung die exakt antisymmetrische Feldverteilung bei $\Theta = 0^{\circ}$. Mit größer werdendem Neigungswinkel folgen die Feldlinien der Schicht-

Realpart of E_y (Secondary Field)

Azimuthal Angle: 0°

Dip: 0.

Contourlines from $0.50E-016$ to $0.50E-015$

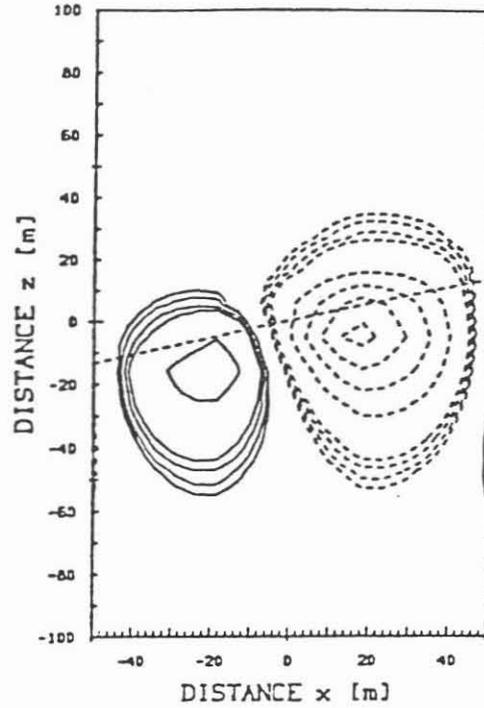


Realpart of E_y (Secondary Field)

Azimuthal Angle: 0°

Dip: 15.00

Contourlines from $0.50E-016$ to $0.50E-015$

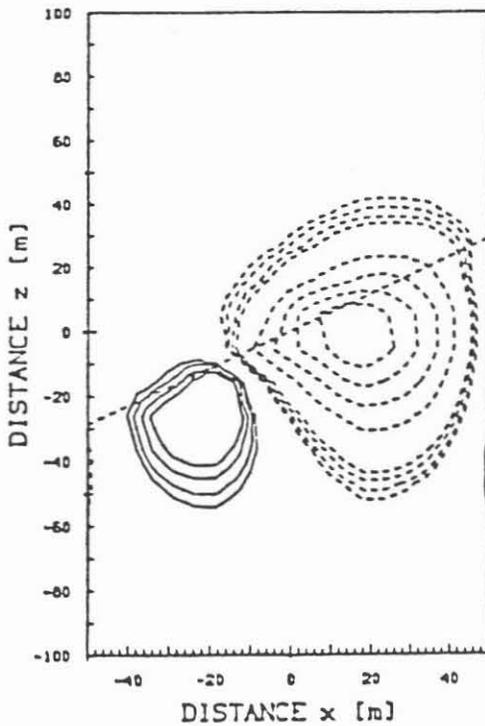


Realpart of E_y (Secondary Field)

Azimuthal Angle: 0°

Dip: 30.00

Contourlines from $0.50E-016$ to $0.50E-015$



Realpart of E_y (Secondary Field)

Azimuthal Angle: 0°

Dip: 45.00

Contourlines from $0.50E-016$ to $0.50E-015$

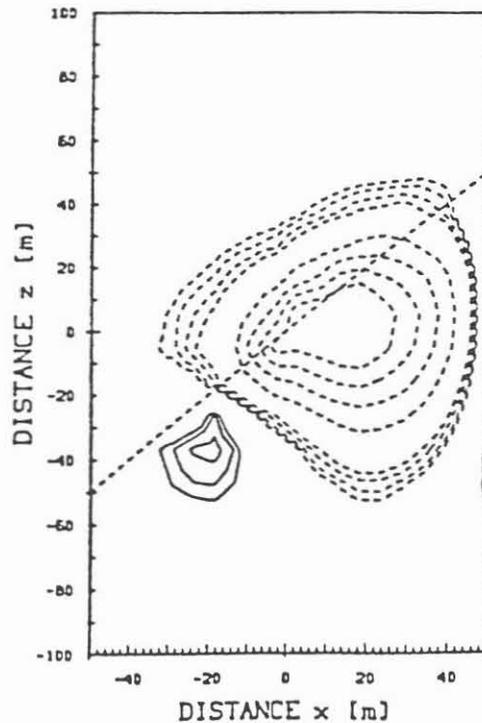


Abbildung 3: Isoliniendarstellung der E_y -Komponente des Sekundärfeldes auf einer vertikalen Schnittfläche in Fallrichtung für Neigungswinkel von $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ und 45° ; Leitfähigkeitskontrast $\sigma_2/\sigma_1 = 2$; Wertebereich der Isolinien: $(5., 4., 3., 2., 1.) \cdot 10^{-16} \text{ V/m}, (9., 8., 7., 6., 5.) \cdot 10^{-17} \text{ V/m}$.

grenze, wodurch die Axialsymmetrie schon bei kleinen Winkeln zerstört wird. Bemerkenswert ist hier, daß nur das Maximum der positiven Feldlinien seine Lage mit dem Neigungswinkel verändert, während das Maximum der negativen, in die Ebene zeigenden, Feldlinien im wesentlichen seine Lage beibehält. Aus dieser Feldstärkenverteilung ist ersichtlich, daß das Sekundärfeld im Nahbereich des Senders nur noch durch die in die Ebene zeigenden E_Y -Komponenten bestimmt wird.

Ferner wird ein mit zunehmender Schichtneigung größer werdender Feldgradient senkrecht zur Schichtgrenze beobachtet. Dieser Effekt ist besonders bei der in die Ebene zeigenden E_Y -Komponente (gestrichelte Linien) zu beobachten.

Ein völlig anderes Verhalten zeigt die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes auf einer vertikalen Schnittfläche in Streichrichtung ($\Phi = 90^\circ \rightarrow 270^\circ$). Hier entspricht die E_X -Komponente der E_\mp -Komponente, die in Abbildung 4 für Neigungswinkel von 0° und 45° dargestellt ist.

Bei nicht geneigter Schicht ergibt sich wieder exakt die gleiche Feldverteilung wie bei $\Phi = 0^\circ$ (Abb. 3). Vergrößert sich die Neigung der Schicht, so bleibt jedoch die Symmetrie bezüglich der Sondenachse erhalten. Bedingt durch die Unstetigkeit der E_X -Komponente an der Schichtgrenze ist insbesondere bei einem Neigungswinkel von 45° ein deutliches Abknicken der Feldlinien beim Eintritt in die obere Schicht erkennbar. Dieser Effekt verstärkt sich noch bei höheren Leitfähigkeitskontrasten.

Abschließend soll noch kurz auf das Verhalten der Vertikalkomponente des elektrischen Feldes eingegangen werden, die nur bei dreidimensionalen Modellproblemen auftritt. Abbildung 5 zeigt eine Isoliniendarstellung der E_Z -Komponente auf einem vertikalen Schnitt in Streichrichtung für Neigungswinkel von 15° und 45° . Aus dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß eine signifikante E_Z -Komponente nur in unmittelbarer Nähe der Schichtgrenze auftritt. Es bildet sich eine sowohl zur Schichtgrenze als auch zur Sondenachse antisymmetrische Feldverteilung aus. Die Lage der Extrema verändert sich kaum mit wachsenden Neigungswinkel, jedoch erhöht sich die Maximalamplitude der E_Z -Komponente mit größer werdender Schichtneigung und stärkerem Leitfähigkeitskontrast. Der daraus resultierende Feldgradient orthogonal zur Schichtgrenze kann als Maß für die Brechung der Stromlinien gelten. Die Entstehung einer derartigen Feldverteilung kann man sich durch folgendes Modell veranschaulichen :

Im Bereich positiver y -Koordinaten (rechte Bildhälfte) beobachtet man für die Tangentialkomponente E_X (s. Abb. 4) positive Feldstärken, gleichzusetzen mit einer aus der Bildebene kommenden Stromrichtung. Diese Ströme werden beim Auftreffen auf die

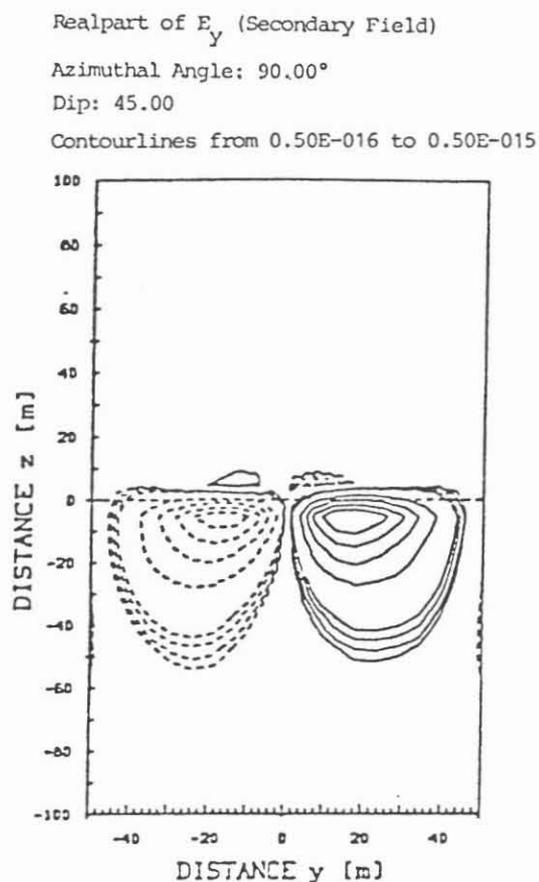
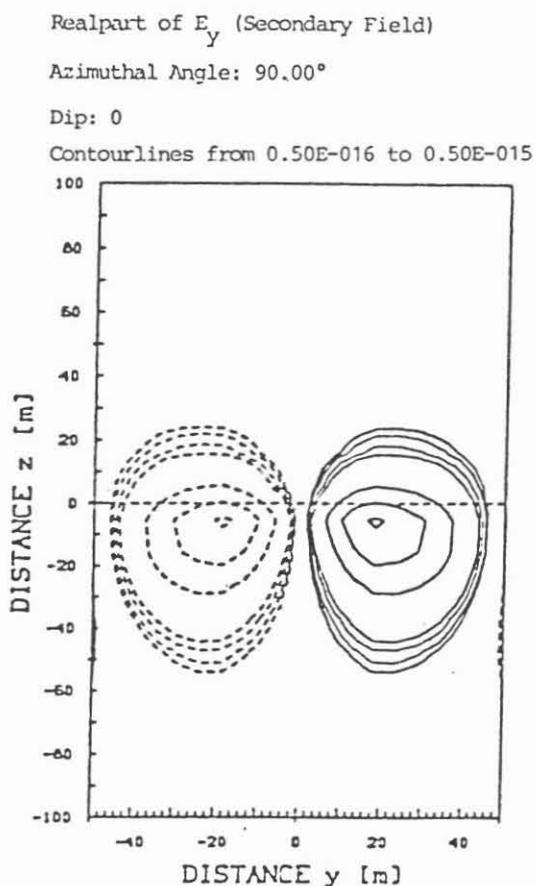


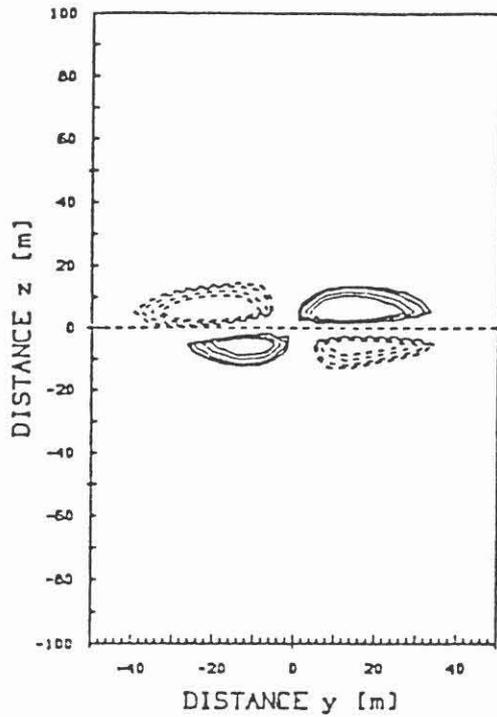
Abbildung 4 : Isoliniendarstellung der E_x -Komponente des Sekundärfeldes auf einer vertikalen Schnittfläche in Streichrichtung für Neigungswinkel von 0° und 45° ; Leitfähigkeitskontrast $\sigma_2/\sigma_1 = 2$; Wertebereich der Isolinien : wie in Abb. 3.

Realpart of E_y (Secondary Field)

Azimuthal Angle: 90.00°

Dip: 15.00

Contourlines from $0.50E-016$ to $0.50E-015$



Realpart of E_y (Secondary Field)

Azimuthal Angle: 90.00°

Dip: 45.00

Contourlines from $0.50E-016$ to $0.50E-015$

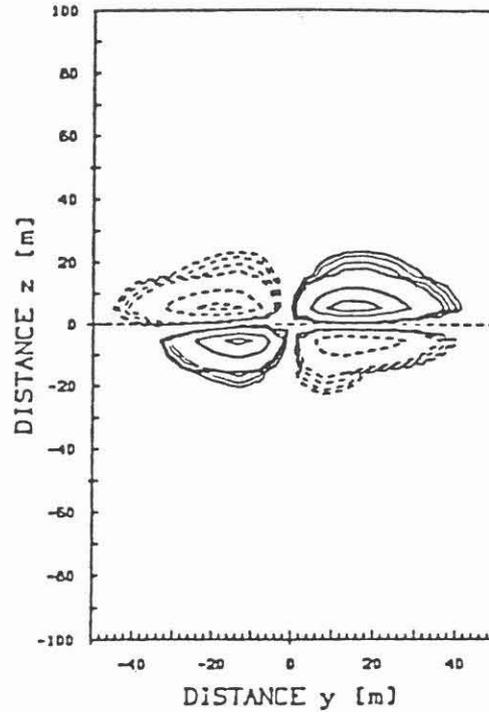


Abbildung 5 : Isoliniendarstellung der E_z -Komponente für Neigungswinkel von 15° und 45° und einen Leitfähigkeitskontrast von $\sigma_2/\sigma_1 = 2$.

geneigte Schicht entsprechend dem Neigungswinkel und dem Leitfähigkeitskontrast gebrochen und es bildet sich ein nach oben gerichteter Feldgradient der E_z -Komponente aus. Für das Gebiet negativer y -Koordinaten beobachtet man ein hierzu antisymmetrisches Verhalten.

Ziel der weiteren Arbeiten wird die Einbeziehung von Bohrloch und Filtrationszonen in das 3-d Modell sein. Diese wichtige Anwendung dreidimensionaler Simulationsrechnungen läßt sich allerdings zur Zeit aufgrund des hohen Kernspeicherbedarfs mit einem rein numerischen Modell nicht durchführen. Für diesen Fall erscheint die Kombination von analytischen und numerischen Methoden in sogenannten Hybridmodellen sinnvoll.

Literaturverzeichnis :

Anderson, W.L. 1979, Numerical integration of related Hankel transforms of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering, *Geophysics*, 44, 1287-1305.

Crane Jr., H.L., Gibbs, N.E., Poole Jr., W.G. und Stockmeyer, P.K. 1976, Algorithm 508: Matrix bandwidth and profile reduction, *ACM Transactions of Mathematical Software*, 2, No. 4, 375-377.

Hardman, R.H. und Shen, L.C. 1986, Theory of induction sonde in dipping beds, *Geophysics*, 51, 800-809.

Jones, D.S. 1964, *The theory of electromagnetism*, Oxford: Pergamon Press.

Pridmore, D.F. 1981, An investigation of finite-element modeling for electrical and electromagnetic data in three dimensions, *Geophysics* 46, 1009 - 1024.

Schwarz, H.R. 1980, *Methode der finiten Elemente*, Stuttgart: Teubner Studienbücher.

**VSP-MESSUNGEN AN KTB-VORERKUNDUNGSBOHRUNGEN
IM MITTLEREN SCHWARZWALD**

H. Stümpel, M. Gräber

Zusammenfassung

In den Jahren 1985 und 1986 führte das Institut für Geophysik der Universität Kiel in Zusammenarbeit mit dem geophysikalischen Institut der Universität Karlsruhe an verschiedenen Lokationen im mittleren Schwarzwald (Raum Haslach) Geophonversenkmessungen durch. Hierzu standen mehrere Bohrungen zur Verfügung, die im Rahmen der Voruntersuchungen zum kontinentalen Tiefbohrprojekt abgeteuft waren.

Mit diesen Feldversuchen sollen Einflüsse von Kluft- und Störzonen auf die Ausbreitung von Kompressions- und Scherwellen im Festgestein untersucht werden. Ein besonderes Augenmerk wird auch auf Rohrwellen gelenkt, die z. T. mit sehr starken Amplituden beobachtet werden. Mit einer Analyse von Reflexionen, Konversionen und der Polarisation dieser Wellen sollen Lokation, Permeabilität und Ausrichtungen von Kluftsystemen bestimmt werden. Da eine abschließende Auswertung des gesamten Datenmaterials noch nicht vorliegt, werden hier exemplarisch die Seismogramme zweier typischer Bohrungen vorgestellt.

Einleitung

Für die Geophonversenkmessungen wurde ein 3-Komponenten-Bohrlochgeophon mit 10 Hz Eigenfrequenz benutzt. Die Vertikal- und die beiden Horizontalkomponenten sind jeweils senkrecht zueinander angeordnet. Eine horizontale Ausrichtung des Bohrlochgeophones war nicht möglich. Zur Messung eines Referenzsignals wurden zusätzlich 3 Komponenten eines zweiten Bohrlochgeophons mitregistriert, das in derselben Bohrung in konstanter Tiefe von 30 m angekoppelt war. Weitere Referenzspuren waren an der Erdoberfläche eingesetzt.

Als Signalquelle diente eine kombinierte Kompressions- und Scherwellenquelle, die auf einen Anhänger montiert ist. Die seismischen Impulse werden dabei durch den Aufschlag eines pneumatisch beschleunigten Kolbens erzeugt, der in einem vertikalen bzw. horizontalen Druckluftzylinder geführt wird. Bei der Anregung von Scherwellen wird die Energie über eine Bodenplatte, die fest mit den Aufschlagflächen verbunden ist, auf den Erdboden übertragen. Die Bodenplatte wird zur Verbesserung der Ankopplung über zwei Hydraulikzylinder mit dem Gewicht des Hängers belastet. Durch abwechselnd links- und rechtsseitige Schläge werden SH-Wellen unterschiedlicher Polarität erzeugt.

In der benutzten Registrierapparatur wird dieser Polaritätswechsel während des on-line Stapelprozesses berücksichtigt. Es wurden jeweils 9 Spuren mit einer Digitalisierungstakt von 4 kHz registriert. Der Spurbestand im Bohrloch betrug 2 m. Über dem gesamten Teufenbereich wurden einheitlich 4 Stapelschritte on-line aufaddiert. Die Verstärkungseinstellung erfolgte getrennt für jeden Kanal über eine digitale Amplitudenregelung mit einer Dynamik von 72 dB. Die Abrißzeiten jeder einzelnen Signalanregung konnten in der Registrierapparatur durch Korrelationsanalysen der Referenzspuren über den gesamten Meßzeitraum auf die erste Registrierung bezogen werden. Die gewählten Meßparameter sollten eine genaue Analyse der Laufzeiten, Amplituden und Teilchenbewegungen erlauben.

Während der späteren Datenaufbereitung erfolgte eine Bandpassfilterung (60-200 Hz). Für die Analyse von Reflexionen und Konversionen wurde das Wellenfeld in abwärts und aufwärts laufende Anteile mit einer Geschwindigkeitsfilterung im Frequenz-Wellenzahl-Bereich zerlegt (Suprajihro und Greenhalgh, 1985).

Exemplarisch sollen die seismischen Daten der Bohrlokalationen Moosengrund und Mühlenbach vorgestellt werden.

Bohrung Moosengrund

Die Bohrung Moosengrund durchteuft den Triberger Granit bis zur Endteufe von 265 m. Die Mächtigkeit der Schuttüberdeckung beträgt ca. 6 m. Aus Kernbohrungen sowie weiteren geologischen Untersuchungen wurde vom geologischen Landesamt Freiburg ein geologisches Profil der Bohrung erstellt (Jenkner, 1986). Der Granit ist auf der 265 m langen Kernstrecke fast ausschließlich grobkörnig ausgebildet und ist über den gesamten durchteuften Bereich stark geklüftet. Deutlich sind zusammenhängende Klüftpakete im Bereich von 50 - 100 m, bei 150 m sowie bei 200 m zu erkennen. Das Einfallen der Klüfte schwankt zwischen 10 und 80°.

Im Frühjahr 1985 führte das NLFB geophysikalische Bohrlochmessungen durch. Im Hinblick auf seismische Geophonversenkmessungen sind hier die Resultate von Sonic- und Kaliber-Log von besonderem Interesse.

Das Sonic-Log zeigt über den gesamten Teufenbereich eine mittlere P-Laufzeit von ca. 60 $\mu\text{s}/\text{ft}$, entsprechend 5100 m/s. Laufzeitänderungen ergeben sich, in Übereinstimmung mit dem geologischen Profil, im Bereich der Klüftpakete. Hier erhöht sich die Laufzeit auf ca. 70 $\mu\text{s}/\text{ft}$, was einer Geschwindigkeitserniedrigung auf 4300 m/s entspricht. Das Kaliber-Log weist markante Sprünge im Bohrungsdurchmesser bei 100 m, 194 m und 204 m auf (Jenkner, 1986).

Der Versuch, in der Bohrung Moosengrund eine VSP-Messung mit horizontal polarisierten Scherwellen durchzuführen, scheiterte. Die Absorption in der 6 m mächtigen anstehenden Schotterschicht und im oberflächennah sehr stark geklüfteten Granit ist so groß, daß mit der uns zur Verfügung stehenden Signalquelle nicht genügend Energie erzeugt werden konnte. Die Kompressionswellenanregung zeigte dagegen eine sehr gute Energieausbeute.

In Abb. 1 sind die drei Komponenten des VSP bei Anregung mit vertikalem Schlag dargestellt. Neben dem Ersteinsatz der P-Welle sind im hinteren Laufzeitbereich, besonders in der Vertikalkomponente (1a), weitere amplitudenstarke ab- und aufwärts laufende Wellenzüge zu beobachten. Wegen ihrer niedrigen Ausbreitungsgeschwindigkeit müssen diese Einsätze einer Rohrwelle zugeordnet werden. Am Bohrlochende erfährt sie zwangsläufig eine Reflexion mit 180° Phasendrehung. Weitere Reflexionen ohne Phasendrehung sind bei Teufen von ungefähr 100 m, 150 m, 190 m und 210 m zu beobachten.

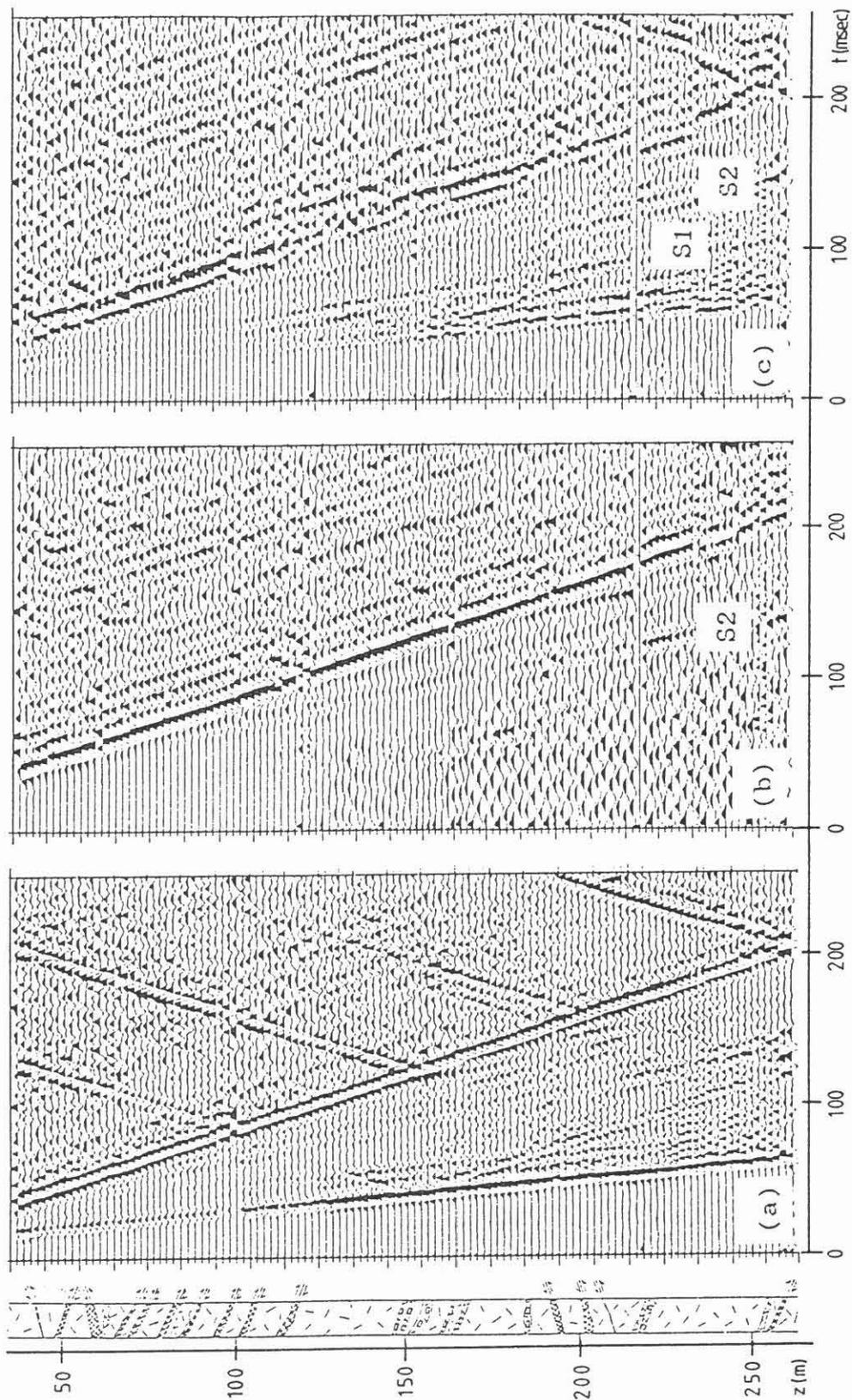


Abbildung 1
Geophonversenkmessung Moosengrund:
Vertikalanregung, amplitudengeregelte Darstellung,
S1 und S2 kennzeichnen Scherwelleneinsätze;
geologisches Profil (Granit) mit angedeuteten Störzonen.
a) Vertikalkomponente
b) 1. Horizontalkomponente
c) 2. Horizontalkomponente

Neben der Kompressions- und Rohrwellen ist auch der amplitudenschwache Einsatz einer Scherwelle zu beobachten, die sich mit einer mittleren Geschwindigkeit von 1390 m/s ausbreitet. Auf der H2-Komponente (Abb. 1c) sind zwei abwärts laufende S-Wellen (S1 und S2) zu erkennen, die ungefähr einen Laufzeitabstand von 20 ms aufweisen. Auf der Z- und H1-Komponente (Abb. 1a, 1b) tritt dagegen nur der zweite Einsatz (S2) deutlich hervor.

Zur weitergehenden Analyse der Wellenfelder sind verschiedene Frequenz-Wellenzahl-Filterungen angewandt worden. Abb. 2 zeigt das abwärts laufende Wellenfeld der drei Bohrlochkomponenten im Geschwindigkeitsbereich von 800 - ∞ m/sec. Dort ist auf allen drei Komponenten der Einsatz der Rohrwellen zu beobachten. Anhand der seismischen Geschwindigkeiten können auf Vertikal- und Horizontalkomponenten in 100 bzw. 150 m Tiefe Konversionen von Rohrwellen in Scherwellen identifiziert werden.

In einem weiteren Beispiel zeigt Abb. 3 die Z-Komponente für verschiedene Geschwindigkeitsbereiche. Abb. 3a stellt den Datensatz mit dem Durchlaßbereich von 1800 - ∞ m/s dar. Hier sind nur die abwärts laufenden Kompressions- und Scherwelleneinsätze enthalten. Der mittlere Bildteil zeigt den Geschwindigkeitsbereich von 1800 - 3000 m/s. Besonders deutlich ist auch hier die bei 150 m entstandene Scherwelle zu erkennen. Im rechten Bildteil mit dem Durchlaßbereich von 800 - 1800 m/s, sind dagegen nur noch die abwärts laufenden Rohrwelleneinsätze herausgearbeitet.

Zur Identifikation von Wellentypen können neben der Laufzeitinterpretation zusätzlich Polarisationsuntersuchungen herangezogen werden. Nach einer Amplitudenkorrektur mit Hilfe der Referenzspuren wurden Hodographen der seismischen Einsätze für unterschiedliche Teufen berechnet. Die Hodographen der Kompressionswelle zeigen erwartungsgemäß lineare Polarisation in Z-Richtung. Die Hodographen der Scherwelle sind zwar durch das interferierende aufwärts laufende Wellenfeld gestört, zeigen aber tendenziell prograde elliptische Polarisation. Die Hauptamplituden befinden sich auf der H1- und Z-Komponente.

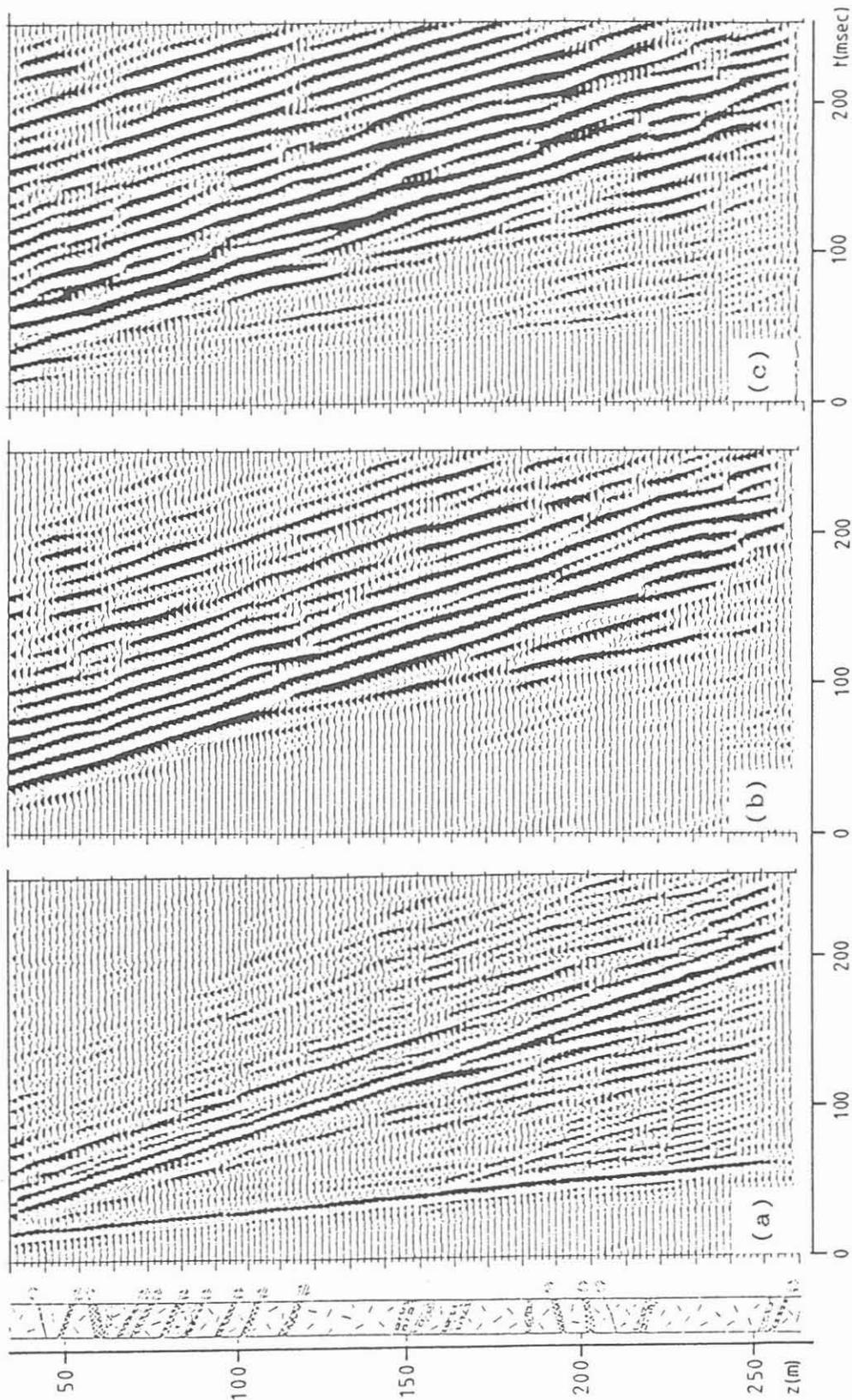


Abbildung 2
Geophonversenkungsmessung Moosengrund:
Vertikalanregung, amplitudengeregelte Darstellung;
geologisches Profil (Granit) mit angedeuteten Störzonen.
Die Sektionen sind im Durchlaßbereich von
800 - ∞ m/s gefiltert.
a) Vertikalkomponente
b) 1. Horizontalkomponente
c) 2. Horizontalkomponente

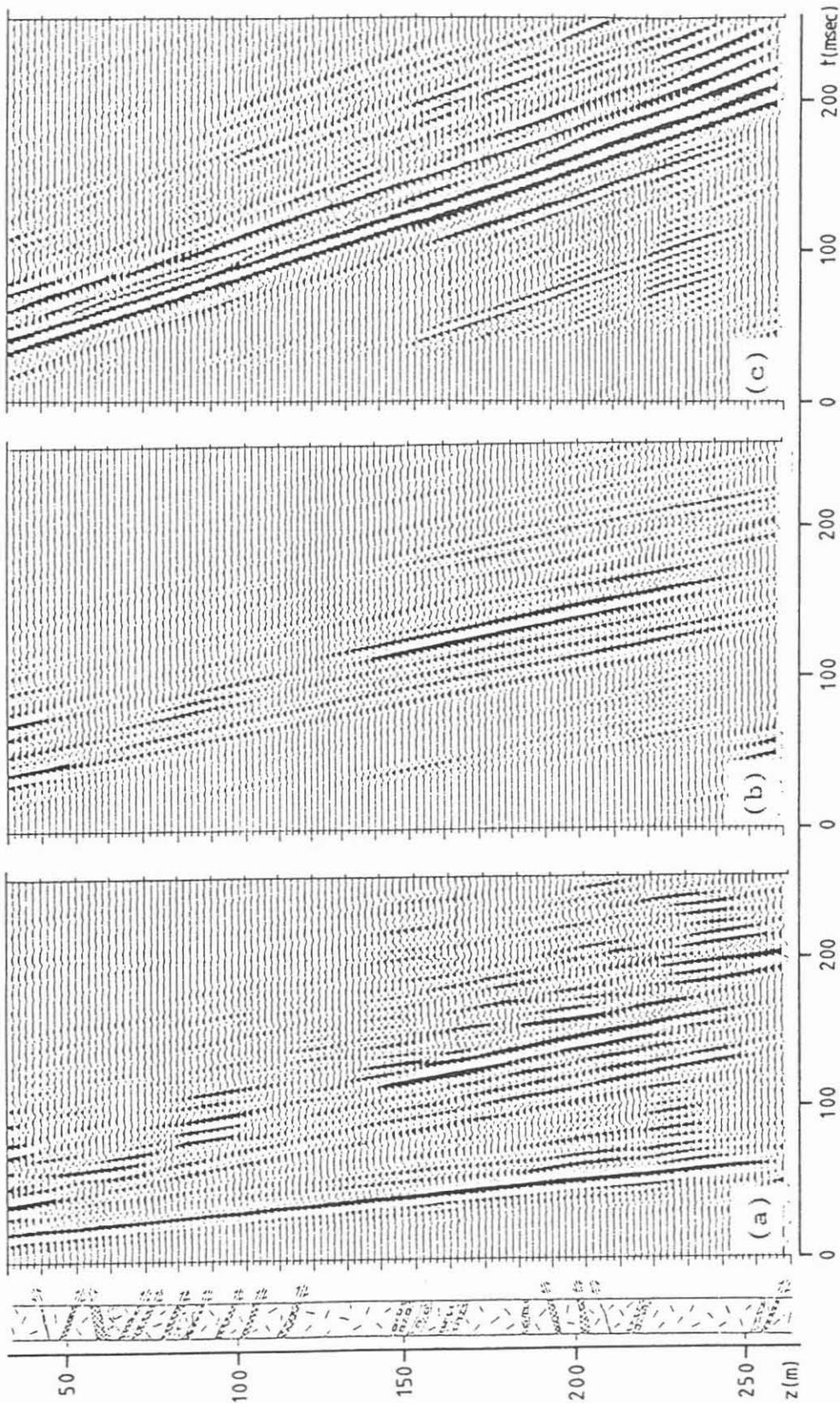


Abbildung 3
Geophonversenkmessung Moosengrund:
Vertikalanregung, amplitudengeregelte Darstellung;
geologisches Profil (Granit) mit angedeuteten Störzonen.
Die Vertikalkomponente ist in 3 Durchlaßbereichen
gefiltert dargestellt.
a) 1800 - ∞ m/s
b) 1800 - 3000 m/s
c) 800 - 1800 m/s

In Abb. 4 sind einige Hodographen der abwärtslaufenden Rohrwelle dargestellt. Sie reagieren aufgrund ihrer großen Amplituden weniger stark auf Interferenzen mit dem aufwärts laufenden Wellenfeld. Die Rohrwelle schwingt im wesentlichen auf der H1- und Z-Komponente. Sie ist retrograd elliptisch polarisiert, und die Polarisationsellipse ist gegen die Vertikale geneigt. Die Lage der Ellipsenachse wandert mit zunehmender Tiefe gegen 90° . Diese Aufrichtung der Ellipsenachse kann durch eine Polarisation bei der Transmission der Rohrwelle durch Kluftsysteme erklärt werden (Lee, 1987).

Die Zahlenwerte an den Hodographen zeigen den Winkel der Ellipsen-Hauptachsen an. Die Drehrichtung ist durch Pfeile gekennzeichnet.

Bohrung Mühlenbach

Die Bohrung Mühlenbach durchteuft Gneise mit eingelagerten dünnen, brekziösen oder mylonitischen Störzonen. Der Bohrbefund zeigt, daß mit starken Neigungen der Kluftzonen gerechnet werden muß. (Jenkner, 1986) Im Gegensatz zur Bohrung Moosengrund konnten an der Bohrung Mühlenbach, wie auch in allen übrigen Bohrungen im Gneis, horizontal polarisierte Scherwellen mit genügender Energie angeregt und über den gesamten Teufenbereich registriert werden.

Abb. 5a zeigt die Z-Komponente bei Kompressionswellenanregung und in Abb.5b ist eine Horizontalkomponente der Scherwellenregistrierung geplottet. Das Wellenfeld ist hier wesentlich einfacher aufgebaut als in der Bohrung Moosengrund. Markante Zweiteinsätze und Konversionen fehlen. Lediglich im Kompressionswellenfeld (Abb.5a) sind noch einige Rohrwelleinsätze geringer Amplitude zu erkennen. Hier handelt es sich um die direkt am Bohrlochmund entstandene Rohrwelle (R1) sowie um eine Kompressions-Rohrwellen-Konversion (R2) aus ca. 50 m Tiefe.

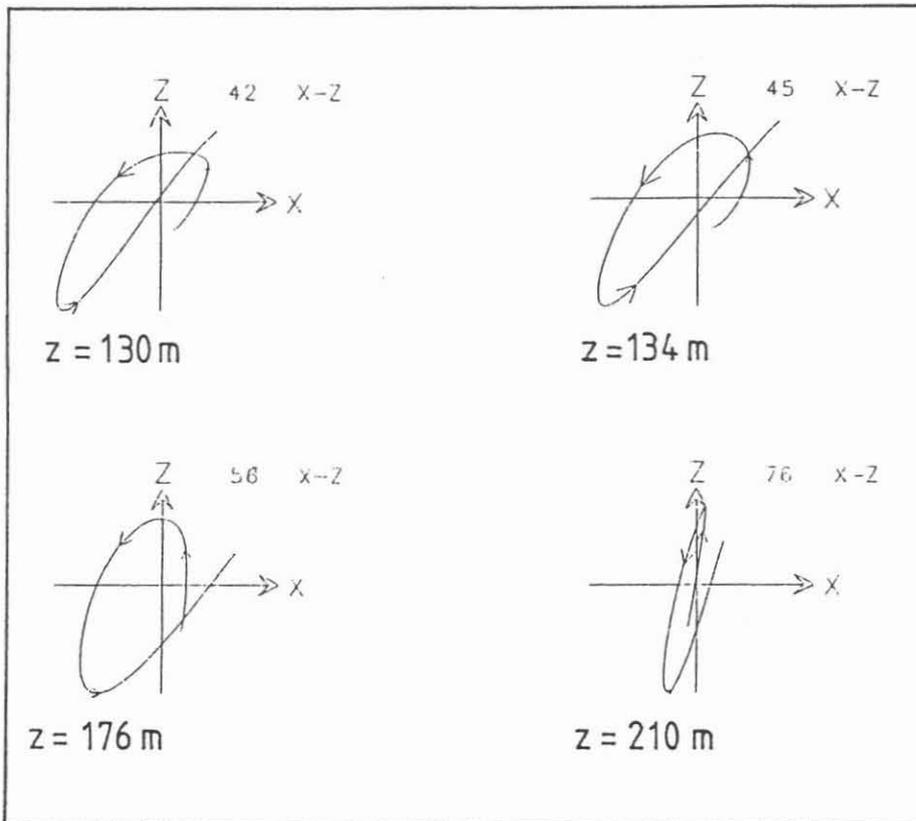


Abbildung 4
Geophonversenkmesung Moosengrund:
Vertikalanregung, Hodographen der Rohrwelle aus der
1. Horizontal- und der Vertikalkomponente (X/Z) für 4
Tiefen dargestellt. Die Zahlenangabe an den Hodographen
gibt die Lage der Ellipsenachse in Grad an.

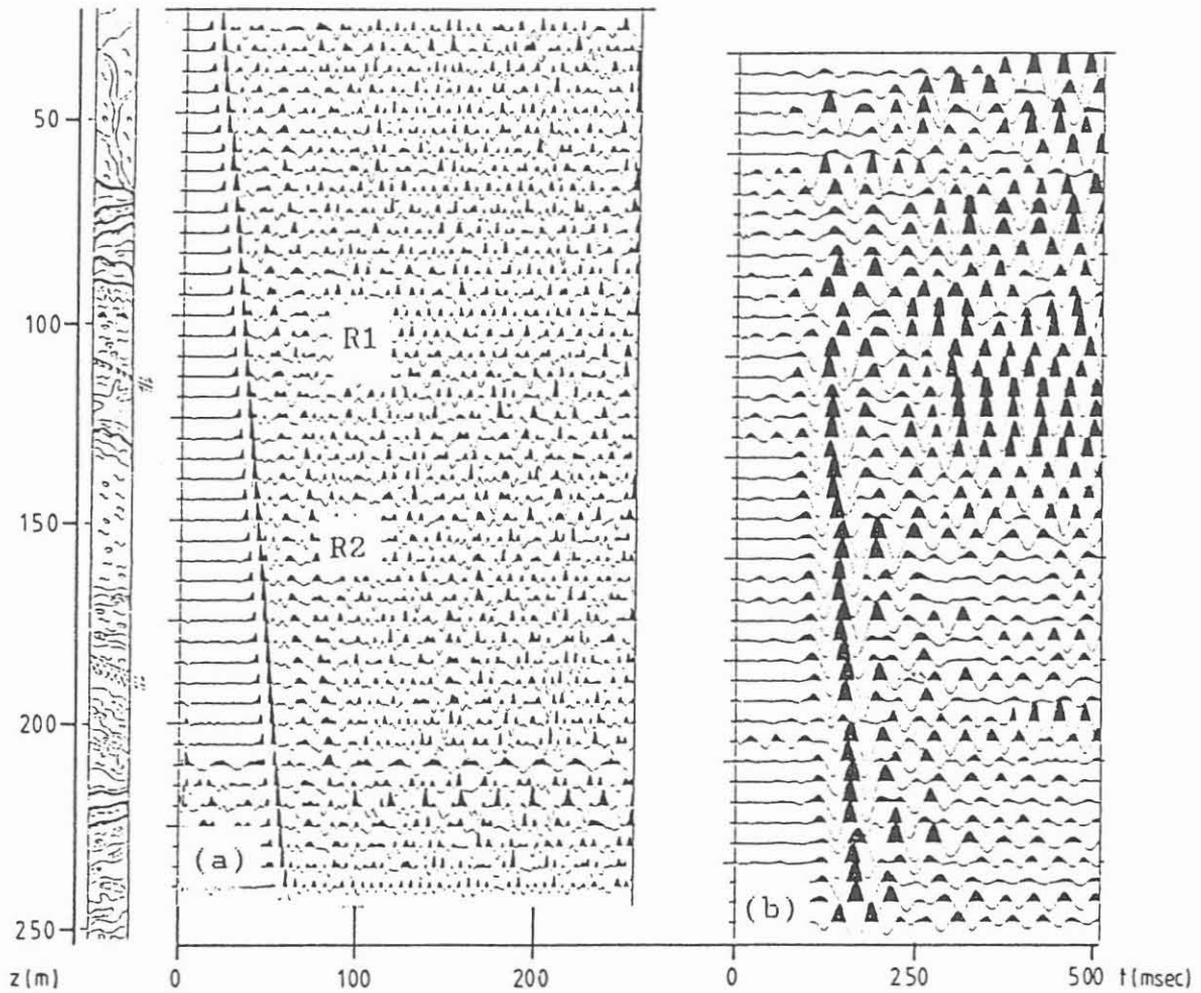


Abbildung 5
Geophonversenkmessung Mühlentbach:
amplitudengeregelte Darstellung,
geologisches Profil (Gneis) mit angedeuteten Störzonen
R1 und R2 kennzeichnen Rohwelleneinsätze geringer
Amplitude.
a) Vertikalkomponente, Vertikalanregung
b) Horizontalkomponente, Scherwellenanregung

Ergebnisse

In Tabelle 1 sind die Geschwindigkeiten der verschiedenen seismischen Wellen in den Bohrungen Moosengrund und Mühlenbach zusammengestellt. Während die Geschwindigkeiten der Kompressions- und Rohrwelle in beiden Bohrungen annähernd gleiche Werte zeigen, tritt bei der Scherwelle mit fast 1.000 m/s ein deutlicher Unterschied auf. Hierbei ist zu beachten, daß in Mühlenbach eine horizontal polarisierte Scherwelle und in Moosengrund eine S_V -Welle beobachtet wurde. Die relativ starke Geschwindigkeitserniedrigung der S-Welle gegenüber der P-Welle ist im Triberger-Granit offenbar auf die starke Zerküftung zurückzuführen, die sich in der P-Welle nicht gleich deutlich ausprägt.

Lokation	V_P (m/s)	V_S (m/s)	V_{Rr} (m/s)	V_P/V_S
Moosengrund (Granit)	5.100	2.450 ¹	1.390	2,08
Mühlenbach (Gneis)	5.050	3.300 ²	1.375	1,53

Tabelle 1 : Zusammenstellung der seismischen Geschwindigkeiten:

V_P = Kompressionswelle

V_S = Scherwelle: (1) S_V -Welle (2) S_H -Welle

V_{Rr} = Rohrwelle

Eine Umrechnung von Rohr- in Scherwellengeschwindigkeiten bei Annahme einer konstanten Formationsdichte erfolgt häufig mit der Formel (1).

$$(1) \quad V_{Rr} = \frac{1}{(d_w(1/\mu + 1/k_w))^{1/2}} \quad (\text{White, 1965})$$

mit

V_{Rr} = Rohrwellengeschwindigkeit

d_w = Dichte der Flüssigkeit in der Bohrung (1 g/cm³)

k_w = $d_w V_w^2$ Kompressionsmodul der Bohrflüssigkeit

V_w = Geschwindigkeit in der Flüssigkeit (1500 m/s)

μ = $d_s V_m^2$ Schermodul der Formation

d = Dichte der Formation

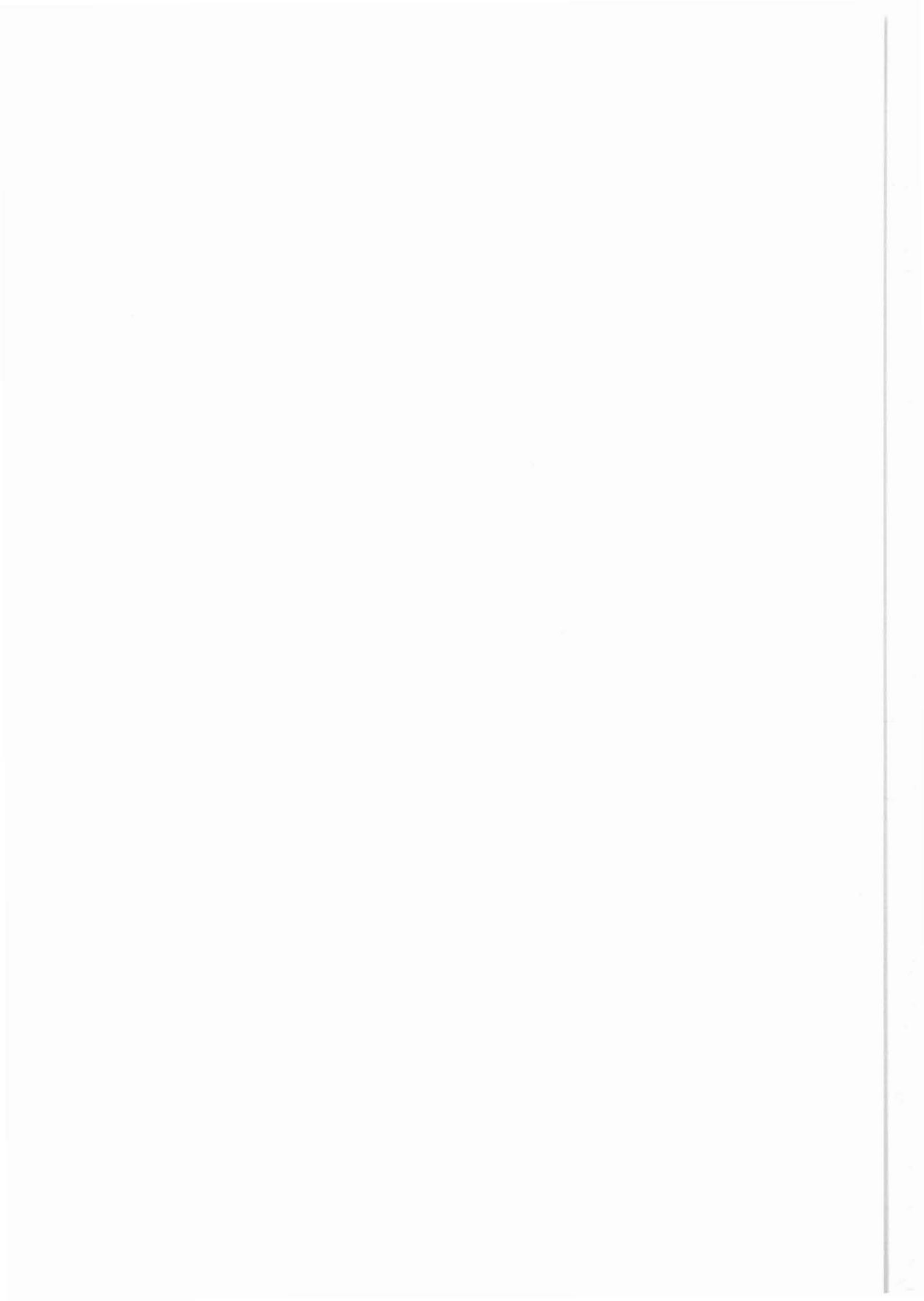
Aus den gemessenen Geschwindigkeiten berechnet sich die Formationsdichte an der Bohrung Moosengrund zu $d = 2,3 \text{ g/cm}^3$. Der zu erwartende Wert für Granit liegt bei $2,6 \text{ g/cm}^3$. Eine Variation der Rohrwellengeschwindigkeit um $\pm 15 \text{ m/s}$ bedingt Änderungen der Formationsdichte um $\pm 0,4 \text{ g/cm}^3$. Dieses Beispiel verdeutlicht, daß diese Methode empfindlich ist gegen Ungenauigkeiten in der Geschwindigkeits- bzw. Dichtebestimmung. Aus der Bohrung Mühlenbach kann mit den gemessenen Geschwindigkeiten kein vergleichbar gutes Ergebnis gewonnen werden.

Rohrwelleneinsätze, bei VSP-Messungen im Sedimentgestein häufig noch als Noise betrachtet, zeigen in diesen Beispielen Möglichkeiten zur Kluftanalyse auf. Häufig beobachtete Phänomene sind Konversionen von Kompressions- in Rohrwellen, Reflexionen von Rohrwellen oder auch Konversionen von Rohr- in Scherwellen. Die Ursache hierfür kann in Dichteänderungen der Bohrflüssigkeit oder in Volumenänderungen des Bohrloches liegen. Da der erste Fall gewöhnlich ausgeschlossen werden kann, können die beobachteten Phänomene als Kluftindikator angesehen werden.

Neben der reinen Lokation von Klüften kann eine weitere Analyse der Polarisierung von Rohrwellen und ihrer Konversionen Aussagen über die Permeabilität und Ausrichtung von Kluftsystemen liefern. Da diese Arbeiten noch nicht abgeschlossen sind, können hierzu noch keine weiteren Ergebnisse vorgelegt werden.

Literatur:

- Hardage, B.A., 1981: An examination of tube wave noise in vertical seismic profiling data. Geophysics Vol. 46, p 892-903
- Jenkner, B., 1986: Geothermievorbohrungen im Mittleren Schwarzwald für das Kontinentale Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland. - Zwischenbericht 1984/85, Geologisches Landesamt - Württemberg, Freiburg i.Br.
- Lee, J.M., and Alexander, S.S., 1987: P, S, and Tube-waves Observed by Hydrophone VSP in the Kent Cliffs, N.Y. Test Borehole, Abstracts for the AGU Spring Meeting 1987, EOS 68, 351
- Suprajihro, M. and Greenhalg, S.A., 1985: Separation of upgoing and downgoing waves in vertical seismic profiling by continuous slice filtering. Geophysics Vol. 50, p 950-962
- White, J.E., 1965: Seismic waves.
McGraw-Hill Book Co., Inc.



TRENNUNG ABWÄRTS UND AUFWÄRTS LAUFENDER WELLEN DURCH STAPELUNG VON GEOPHON- UND HYDROPHONSPUREN

K. Köhler

Zusammenfassung

In Vertikalen Seismischen Profilen werden sowohl abwärts laufende als auch aufwärts laufende Wellen beobachtet, die sich gegenseitig überlagern. Bei der Datenverarbeitung kann man diese Wellen gewöhnlich aufgrund ihrer entgegengesetzten Scheingeschwindigkeiten trennen. Diese Wellentrennung ist jedoch problematisch, wenn nicht genügend viele Empfängertiefen für die Mehrspurfilterung vorliegen, wenn die Signalformen in benachbarten Tiefen verschieden sind oder wenn die Scheingeschwindigkeiten wegen der Überlagerung der Wellen nur ungenau gemessen werden können.

Bei Verwendung von Bohrlochsonden mit Geschwindigkeitsempfängern (Geophonen) und Druckempfängern (Hydrophonen) besteht eine zweite Möglichkeit zur Wellentrennung, bei der die unterschiedlichen Richtungsempfindlichkeiten der beiden Empfängertypen ausgenutzt werden. Durch Stapelung der Spuren von beiden Empfängertypen kann man je nach Wahl der Amplitudenfaktoren entweder die abwärts laufenden oder die aufwärts laufenden Kompressionswellen isolieren.

Erste praktische Erfahrungen dieses Verfahrens werden vorgestellt.

1 Einleitung (Physikalische Grundlagen)

Bei der Messung Vertikaler Seismischer Profile enthalten die Bohrlochsonden in manchen Fällen sowohl Geschwindigkeitsaufnehmer (im folgenden kurz "Geophone" genannt) als auch Druckaufnehmer (im folgenden kurz "Hydrophone" genannt). Ein Qualitätsvergleich der mit diesen beiden Empfängertypen gemessenen Spuren fällt meist zugunsten der Geophonspuren aus, wie es auch Dürschner und Stein (1985) gezeigt haben. Folglich scheinen Hydrophone in Bohrlochsonden nur von geringem Nutzen zu sein.

Bei genauer Betrachtung ergibt sich jedoch, daß Geophone und Hydrophone verschiedene Eigenschaften der seismischen Wellen messen, nämlich die Partikelgeschwindigkeit im Gestein bzw. die Druckschwankung in der Spülung der Bohrung. Der Einfachheit halber werde jetzt angenommen, daß die Druckschwankungen in der Spülung näherungsweise proportional zu den Druckschwankungen im Gestein seien, so daß wir davon ausgehen können, daß das Hydrophon die Druckschwankungen im Gestein mißt. Die Verhältnisse bei der Messung einer Kompressionswelle sind in Bild 1 skizziert.

Für Kompressionswellen hat Helbig (1983) ausführlich abgeleitet, daß Partikelgeschwindigkeit und Druck einander proportional sind, wobei die seismische Impedanz der Proportionalitätsfaktor ist. Jedoch ist zu beachten, daß die Partikelgeschwindigkeit ein Vektor ist, wohingegen der Druck ein Skalar ist. Der Meßwert des Geophons ist daher zusätzlich vom Cosinus des Winkels α zwischen der Partikelgeschwindigkeit und der Schwingungsrichtung des Geophons abhängig.

Die unterschiedlichen Richtcharakteristiken von Geophon und Hydrophon kann man nutzen, wenn man Wellen mit verschiedenen Ausbreitungsrichtungen voneinander trennen will. So haben Löwenthal und Jakubowicz (1983) vorgeschlagen, durch gleichzeitige Messung mit Geophonen und Hydrophonen auf See das seismische Quellsignal von den Reflexionen an der Meeresoberfläche oberhalb des Streamers zu isolieren.

Bei Vertikalen Seismischen Profilen ist die Nutzung der Richtcharakteristiken besonders naheliegend, weil dabei die Trennung der abwärts und aufwärts laufenden Wellen ein wesentlicher Schritt der Datenverarbeitung ist. Der Kern eines entsprechenden Verfahrens ist die Stapelung der Hydrophonspuren auf die Geophonspuren.

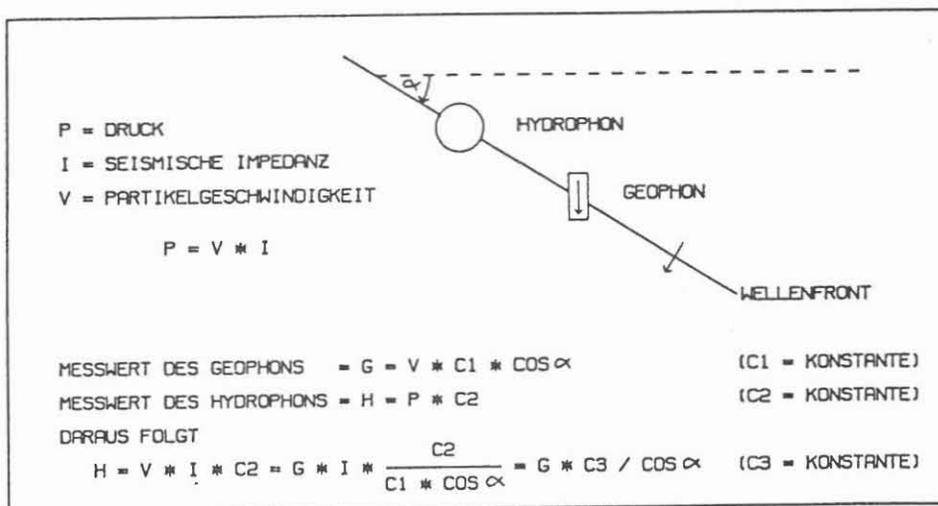


Bild 1: Vergleich der Meßwerte eines Geophons (Geschwindigkeitsempfänger) und eines Hydrophons (Druckempfänger) beim Durchgang einer Kompressionswelle.

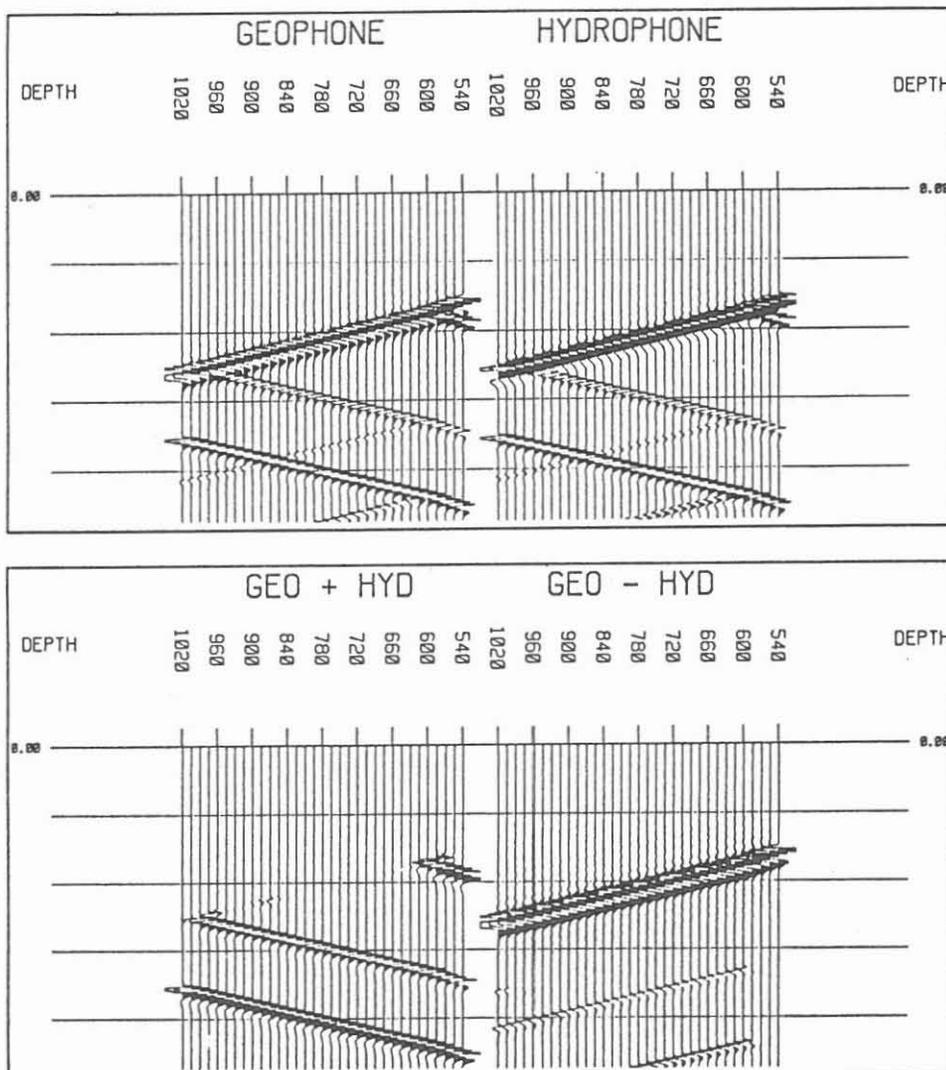


Bild 2: Wellentrennung in einem synthetischen VSP (DEPTH = Empfängertiefe).
 Oben: Meßwerte von Geophon und Hydrophon.
 Unten links: Summe beider Arten von Meßwerten ergibt das aufwärts laufende Wellenfeld.
 Unten rechts: Differenz beider Arten von Meßwerten ergibt das abwärts laufende Wellenfeld.

2 Anwendung des Verfahrens auf ein synthetisches Beispiel

Bild 2 enthält im oberen Teil die Geophonspuren und Hydrophonspuren eines VSP, das mit einem Programm von Müller und Temme (1982) berechnet worden ist. Die Laufzeiten in beiden Sektionen sind gleich, aber die Amplituden der abwärts laufenden Wellen sind entgegengesetzt gepolt. Die Stapelung der beiden Sektionen führt zu der Sektion links unten, in der die abwärts laufenden Wellen gelöscht sind. Werden vor der Stapelung die Amplituden in den Hydrophonspuren umgepolt, so entsteht die rechts unten gezeigte Sektion, in der die aufwärts laufenden Wellen gelöscht sind.

An diesem synthetischen Beispiel wurde das Grundprinzip des Verfahrens gezeigt. Wie sich das Verfahren in der Praxis bewährt und welche Komplikationen dort auftreten, wird in den folgenden Beispielen gezeigt werden.

3 Anwendung des Verfahrens auf das Beispiel A

In den Bildern 3 und 4 sind die Geophonspuren bzw. Hydrophonspuren des Beispiels A dargestellt. Die Energiequelle war ein Luftpulserarray mit 3 Luftpulsern von zusammen 1,53 l Inhalt (1 x 0,33 l + 2 x 0,6 l, 150 bar), das je Empfängertiefe viermal ausgelöst wurde. Die Spuren mit gleichen Empfängertiefen sind in den gezeigten Sektionen schon gestapelt. In beiden Sektionen kann man deutlich die abwärts laufende Welle erkennen, wohingegen die reflektierten Wellen nicht sichtbar sind.

Die Stapelung der Hydrophonspuren auf die Geophonspuren führt zu den Sektionen in den Bildern 5 und 6. In Bild 5 sind die abwärts laufenden Wellen geschwächt und einige reflektierte Signale kommen zum Vorschein, insbesondere die von dem Reflektor bei etwa 1900 m Tiefe. Bei dem Stapelergebnis in Bild 6 dagegen, das mit umgekehrter Polung der Hydrophonspuren berechnet wurde, sind die abwärts laufenden Wellen erhalten.

Das mäßige Signal/Rauschen-Verhältnis in Bild 5 weist darauf hin, daß im Widerspruch zur anfangs gemachten Näherungsannahme die Signalformen auf den Hydrophonspuren von den Signalformen auf den Geophonspuren abweichen. Zur Verbesserung der Stapelergebnisse ist also eine Signalanpassung naheliegend.

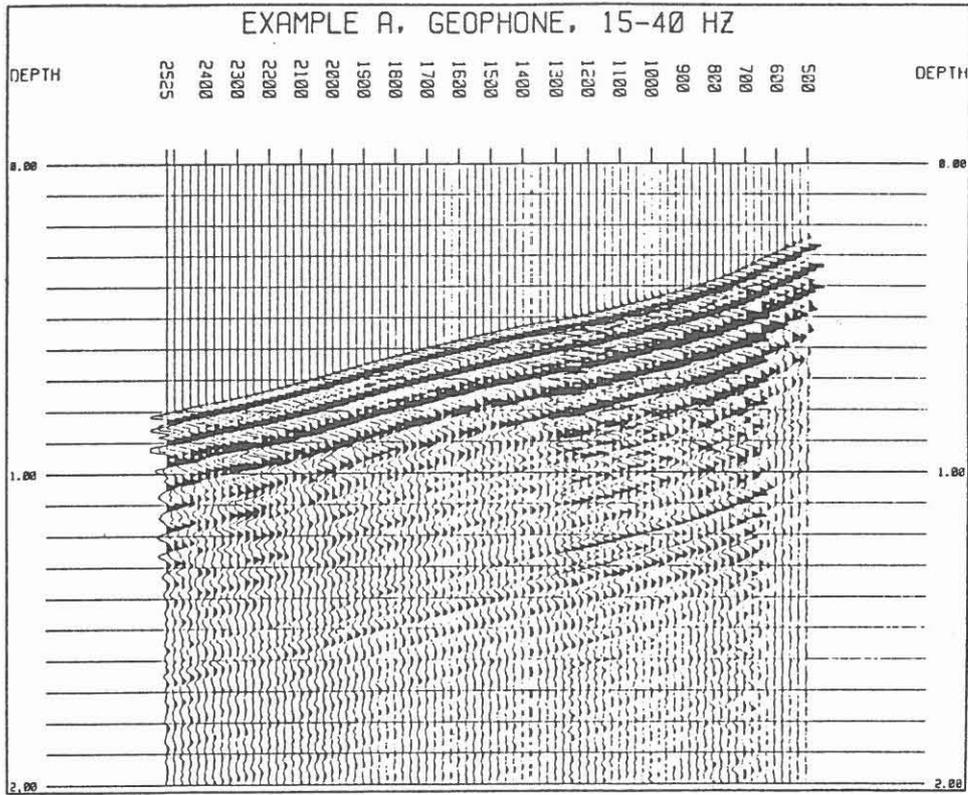


Bild 3: Geophonspuren des Beispiels A. Energiequelle = Luftpulserarray 4fach gestapelt.

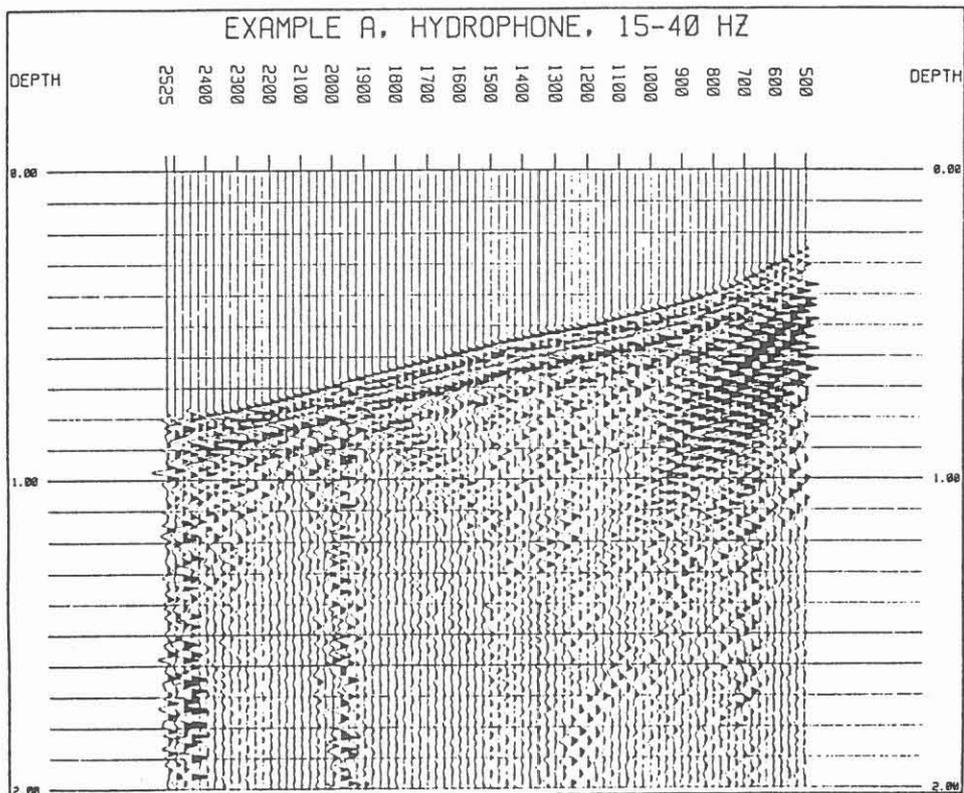


Bild 4: Hydrophonspuren des Beispiels A, Energiequelle = Luftpulserarray 4fach gestapelt.

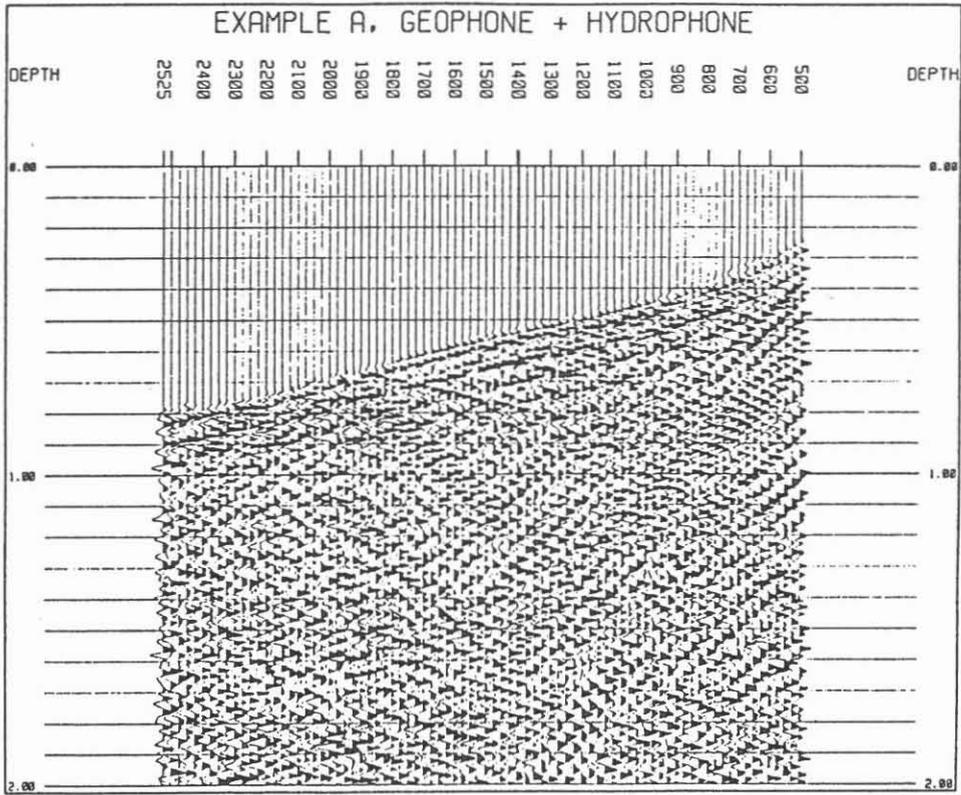


Bild 5: Summe von Geophon- und Hydrophonspuren (300 ms Regelfensterlänge). In etwa 1900 m Tiefe löst sich eine reflektierte Welle ab.

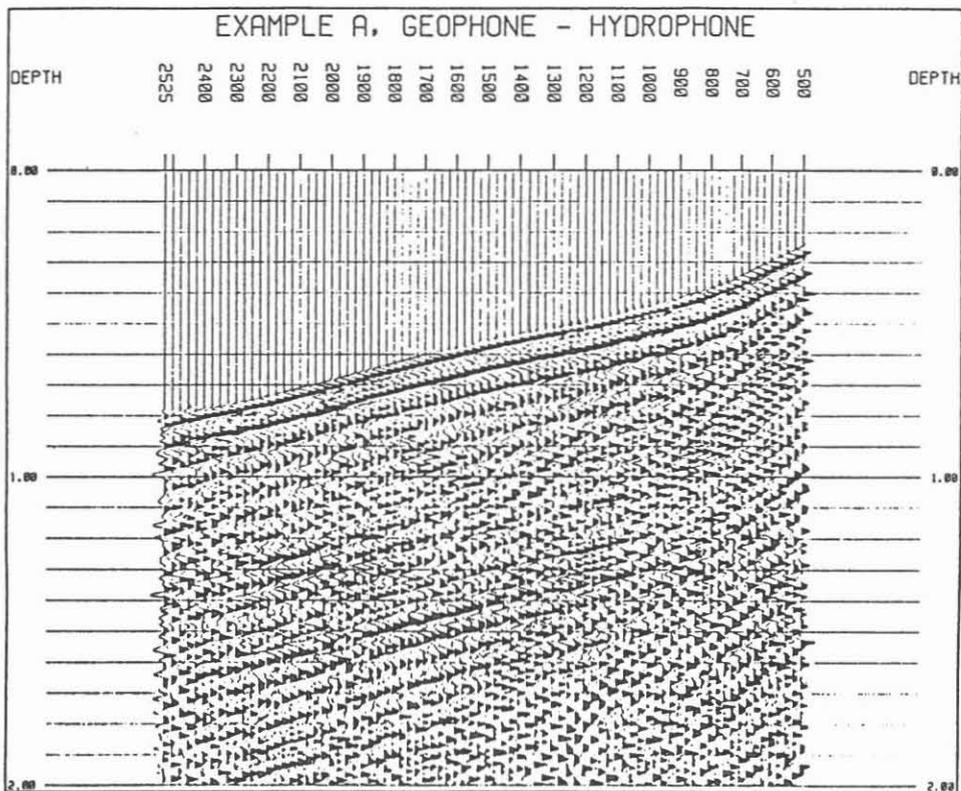


Bild 6: Differenz von Geophon- und Hydrophonspuren (300 ms Regelfensterlänge). Das abwärts laufende Wellenfeld ist sehr deutlich dargestellt.

Die Signalanpassung wurde im vorliegenden Beispiel mit einer Dekonvolution versucht, die wegen der starken Reverberationen ohnehin notwendig ist. Das gewählte Verfahren ist eine Spike-Dekonvolution mit 200 ms Operatorlänge. Für die Bestimmung der Dekonvolutionsoperatoren für die Geophonspuren einerseits und die Hydrophonspuren andererseits wurden die Autokorrelationsfunktionen über jeweils 11 Empfängertiefen gemittelt. Die Ergebnisse der Dekonvolution sind in den Bildern 7 und 8 dargestellt.

In den Ergebnissen der Dekonvolution sind reflektierte Wellen schon schwach sichtbar. Außerdem sollten jetzt die Signalformen auf den Hydrophonspuren ähnlich den Signalformen auf den Geophonspuren sein, so daß die Wellentrennung durch Stapelung bessere Erfolgsaussichten als vor der Dekonvolution hat. In den Ergebnissen der Stapelungen in den Bildern 9 und 10 kann man deutlich die aufwärts laufenden bzw. abwärts laufenden Wellen erkennen. Leider sind die Ergebnisse nicht völlig zufriedenstellend, weil die aufwärts laufenden Wellen in Bild 9 durch langsame Wellen überlagert werden, die wahrscheinlich in der Spülung der Bohrung geführt werden.

Zum Vergleich mit dem Ergebnis in Bild 9 wurde auch eine Mehrspurfilterung auf die dekonvolutionierten Geophonspuren in Bild 7 angewendet. Für diese Mehrspurfilterung wird die Laufzeitkurve der direkten Wellen benötigt. Bild 11 enthält die in den Geophonspuren (Bild 7), den Hydrophonspuren (Bild 8) und den isolierten abwärts laufenden Wellen (Bild 10) gemessenen Laufzeitkurven.

Da die in den Geophonspuren gemessene Laufzeitkurve einen relativ glatten Verlauf hat, wurde sie für die Mehrspurfilterung der Geophonspuren genutzt. Das Ergebnis in Bild 12 entspricht dem üblichen Ergebnis einer Wellentrennung und hat ein besseres Signal/Rauschen-Verhältnis als die Sektion in Bild 9, jedoch bestätigt es die in Bild 9 sichtbaren Reflexionssignale.

4 Anwendung des Verfahrens auf das Beispiel B

Die Geophon- bzw. Hydrophonspuren des Beispiels B sind in den Bildern 13 und 14 dargestellt. Die Energiequellen waren jeweils 0,5 bis 1 kg Sprengstoff 26 m unterhalb der Erdoberfläche. Beide Sektionen wurden bereits mit einer Spike-Dekonvolution behandelt, deren Operatoren aus den Abzeitspuren bestimmt wurden. Sowohl abwärts laufende Wellen als auch aufwärts laufende Wellen sind zu erkennen.

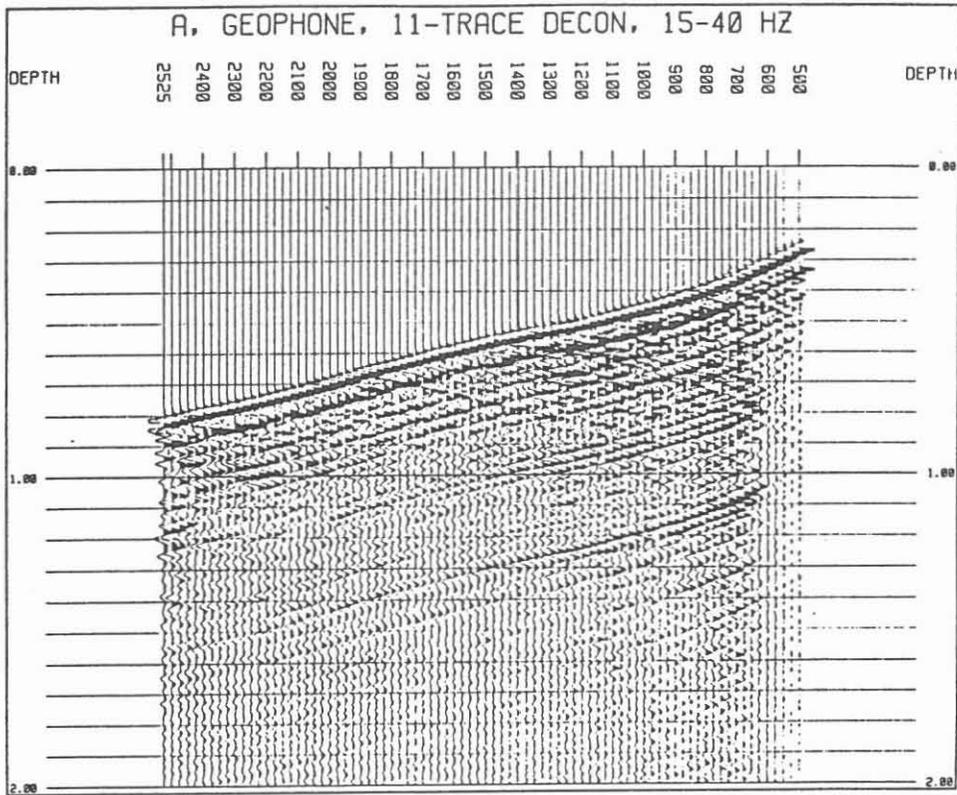


Bild 7: Geophonspuren nach Spikedekonvolution mit 200 ms Operatorlänge. Die Operatorberechnung erfolgte aus jeweils 11 Nachbarspuren.

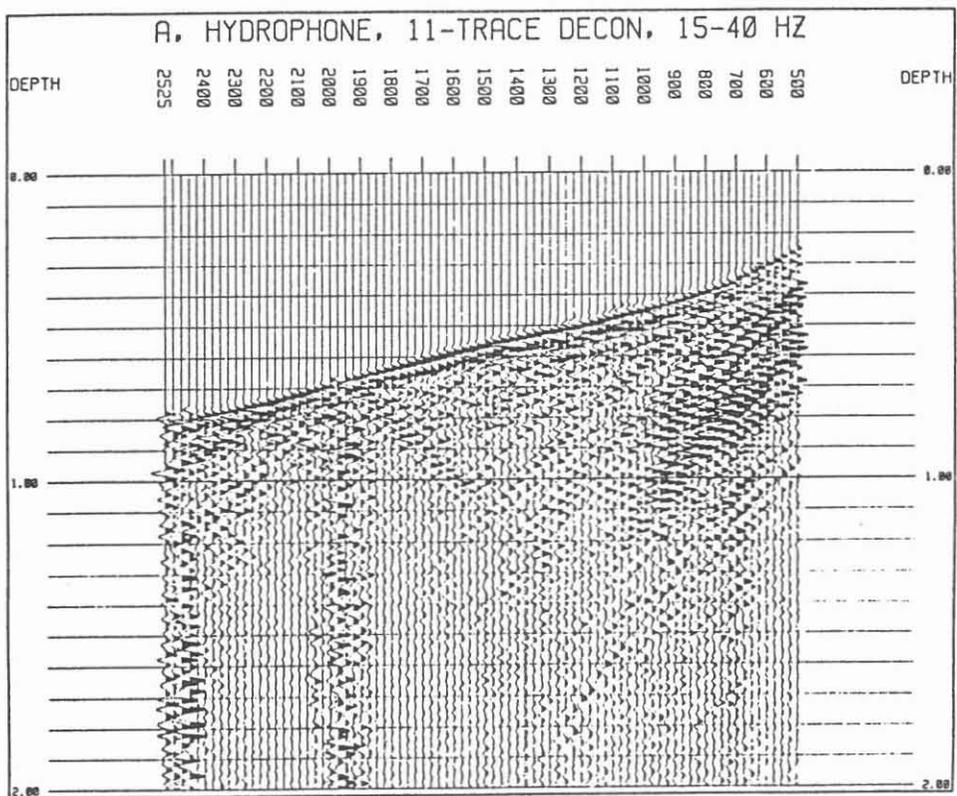


Bild 8: Hydrophonspuren nach Spikedekonvolution mit 200 ms Operatorlänge. Die Operatorberechnung erfolgte aus jeweils 11 Nachbarspuren.

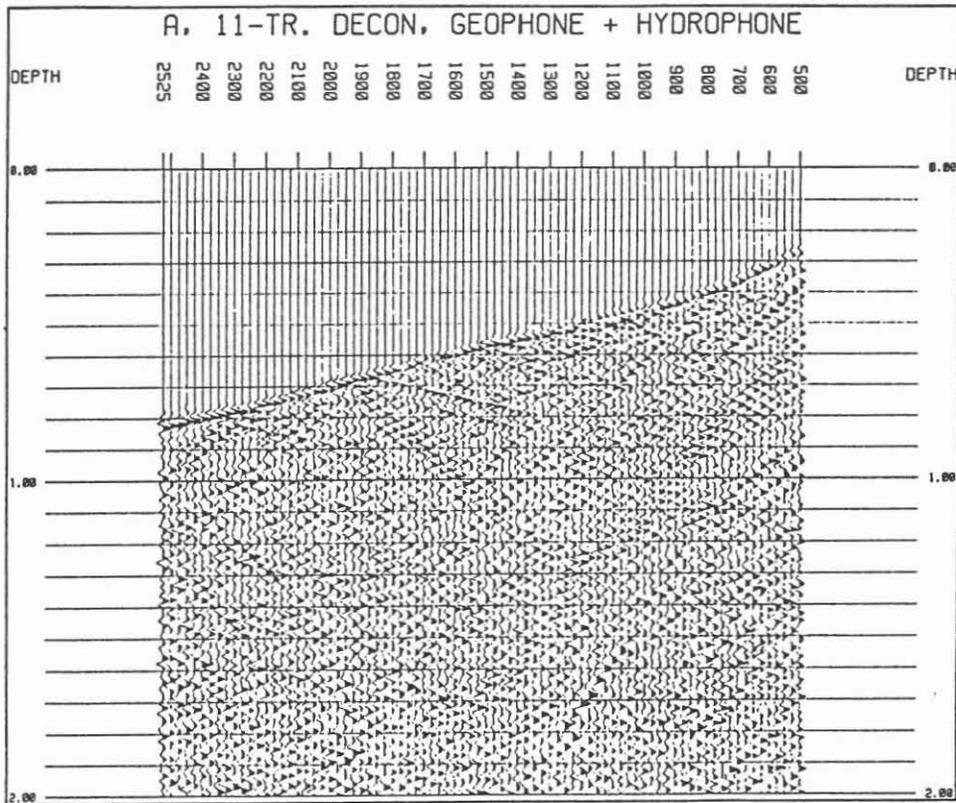


Bild 9: Summe von Geophon- und Hydrophonspuren nach Spikedekonvolution (300 ms Regelfensterlänge). Das Signal/Rauschen-Verhältnis ist gegenüber Bild 5 verbessert.

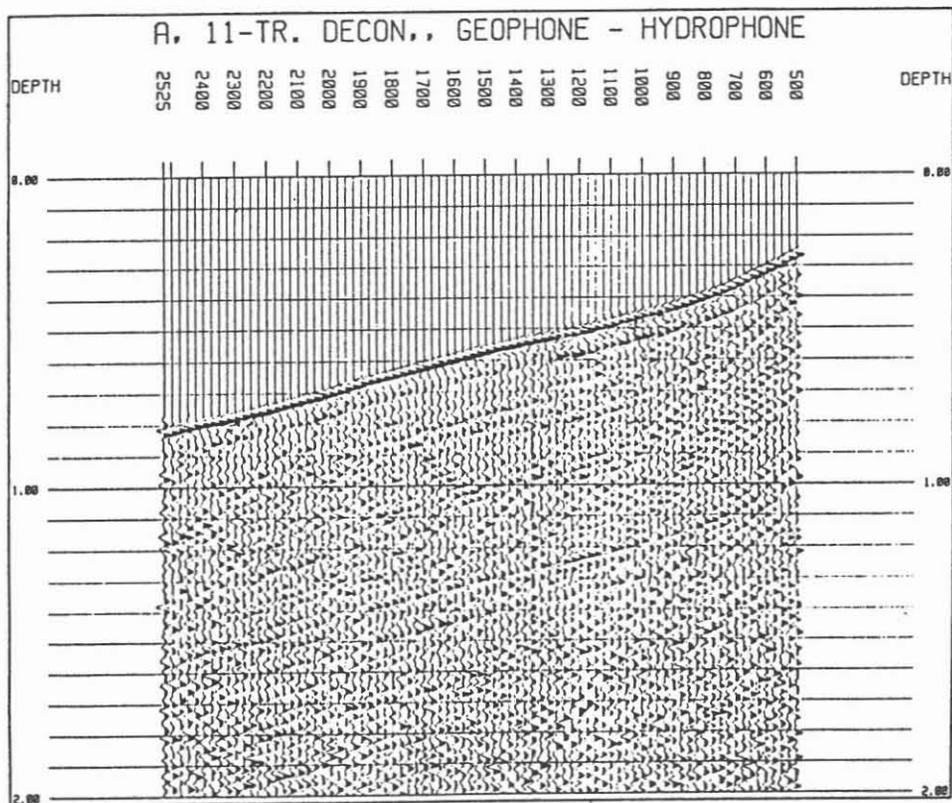


Bild 10: Differenz von Geophon- und Hydrophonspuren nach Spikedekonvolution (300 ms Regelfensterlänge). Die Signalform der abwärts laufenden Wellen ist sehr kurz.

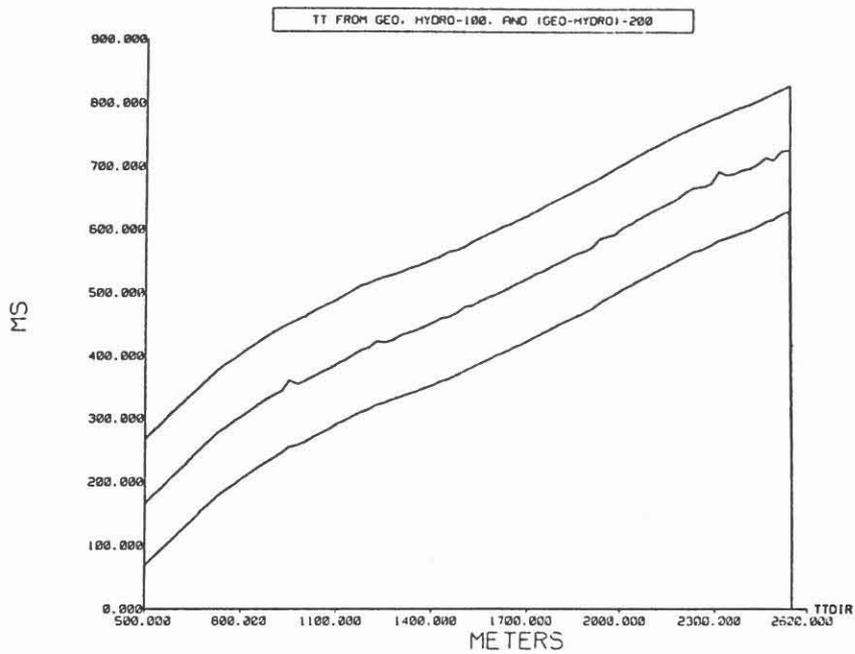


Bild 11: Laufzeitkurven der direkten Welle in Beispiel A, jeweils um 100 ms versetzt dargestellt.

Oben: Analyse der Geophonspuren (siehe Bild 7)

Mitte: Analyse der dekonvolvierten Hydrophonspuren (siehe Bild 8)

Unten: Analyse der Differenz von Geophon- und Hydrophonspuren (siehe Bild 10).

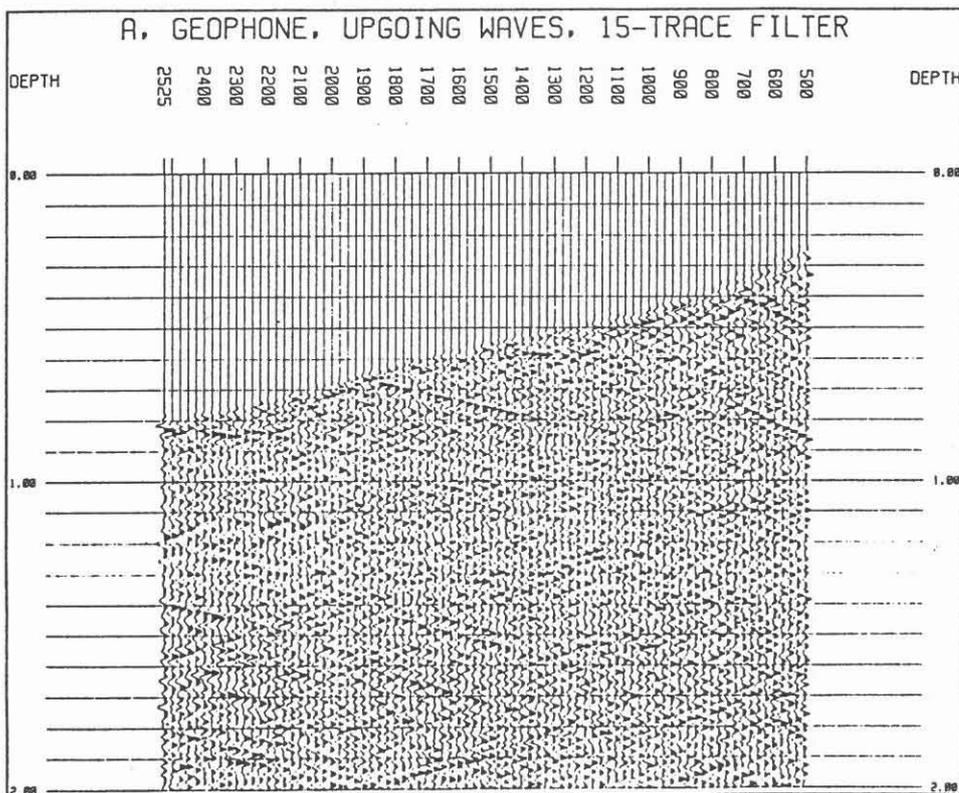


Bild 12: Aufwärtslaufendes Wellenfeld, berechnet mit einem Mehrspurfilter aus den Geophonspuren (siehe Bild 7). Die Reflexionssignale in Bild 9 werden bestätigt.

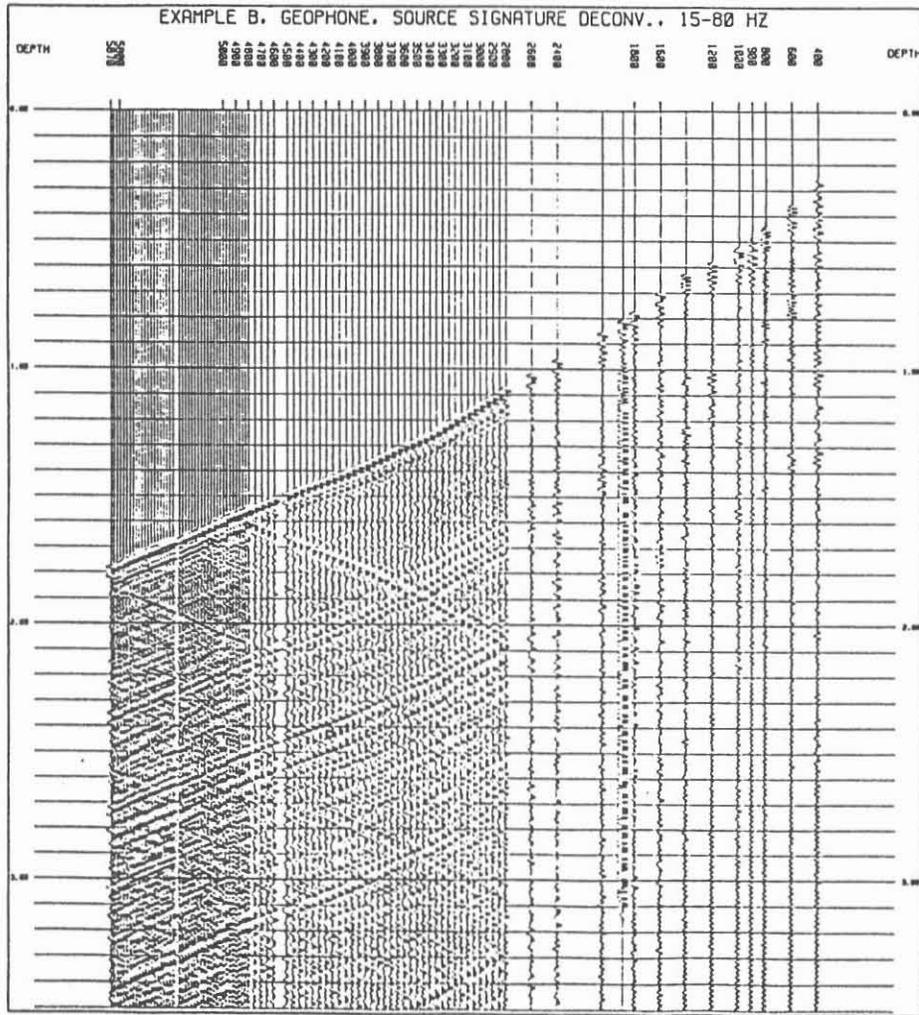


Bild 13: Geophonspuren des Beispiels B, Energiequelle = Sprengstoff.

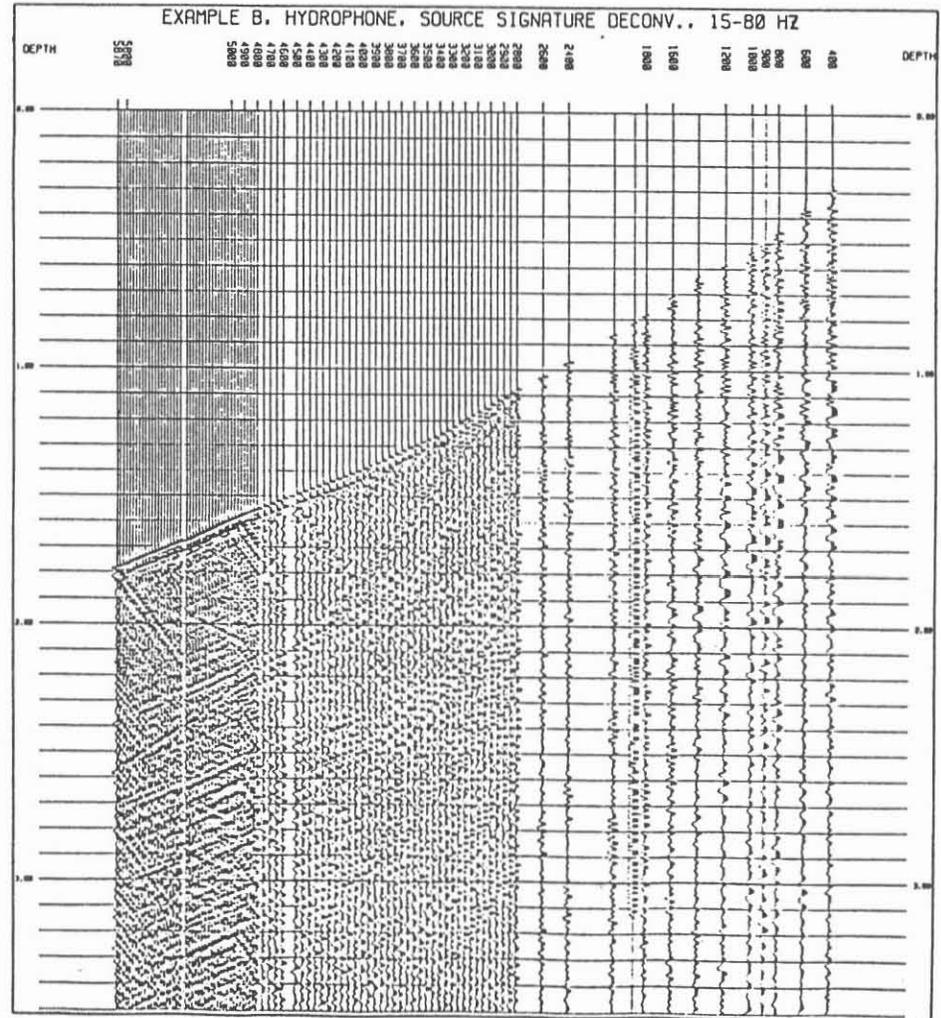


Bild 14: Hydrophonspuren des Beispiels B, Energiequelle = Sprengstoff.

Durch Kreuzkorrelation über ein Fenster um die Ersteinsätze auf den Spuren aus jeweils gleicher Empfängertiefe wurde geprüft, ob die Signalformen in beiden Sektionen übereinstimmen. Die gemittelte Kreuzkorrelationsfunktion wird in Bild 15 links gezeigt. Im Vergleich zu den rechts daneben abgebildeten gemittelten Autokorrelationsfunktionen der Hydrophonspuren und der Geophonspuren liegt die erwartete Vorzeichenumkehr vor. Die Asymmetrie der Kreuzkorrelationsfunktion weist auf zusätzliche kleine Phasenverschiebungen zwischen Geophon- und Hydrophonspuren hin.

Aus den Korrelationsfunktionen kann man einen Anpassungsoperator berechnen, der die Signalformen auf den Hydrophonspuren an die Signalformen auf den Geophonspuren anpaßt. Nach Anwendung dieses Operators ergab sich die rechts dargestellte gemittelte Kreuzkorrelationsfunktion, die bis auf das Vorzeichen mit der gemittelten Autokorrelationsfunktion der Geophonspuren übereinstimmt. Die angepaßten Hydrophonspuren sind in Bild 16 dargestellt. Der Unterschied gegenüber der unbehandelten Sektion in Bild 14 ist kaum sichtbar.

Die angepaßten Hydrophonspuren wurden mit zwei verschiedenen Polungen auf die Geophonspuren gestapelt, so daß die Sektionen in den Bildern 17 und 18 entstanden. Die aufwärts laufenden Kompressionswellen sind nur noch in Bild 17 zu finden, wohingegen die abwärts laufenden Kompressionswellen nur noch in Bild 18 zu finden sind.

In beiden Stapelergebnissen stören langsame Wellen, die die Kompressionswellen überlagern. Da diese Störsignale vorzugsweise von den Hydrophonspuren stammen, wurde ein Versuch unternommen, sie durch automatische zeitabhängige Gewichtung bei der Stapelung zu unterdrücken. Das Ergebnis der gewichteten Stapelung ist die Sektion mit den aufwärts laufenden Wellen in Bild 19. Im Vergleich zu Bild 17 sind dort die Störwellen zum größten Teil unterdrückt, ohne daß die Signale der aufwärts laufenden Kompressionswellen merklichen Schaden genommen haben.

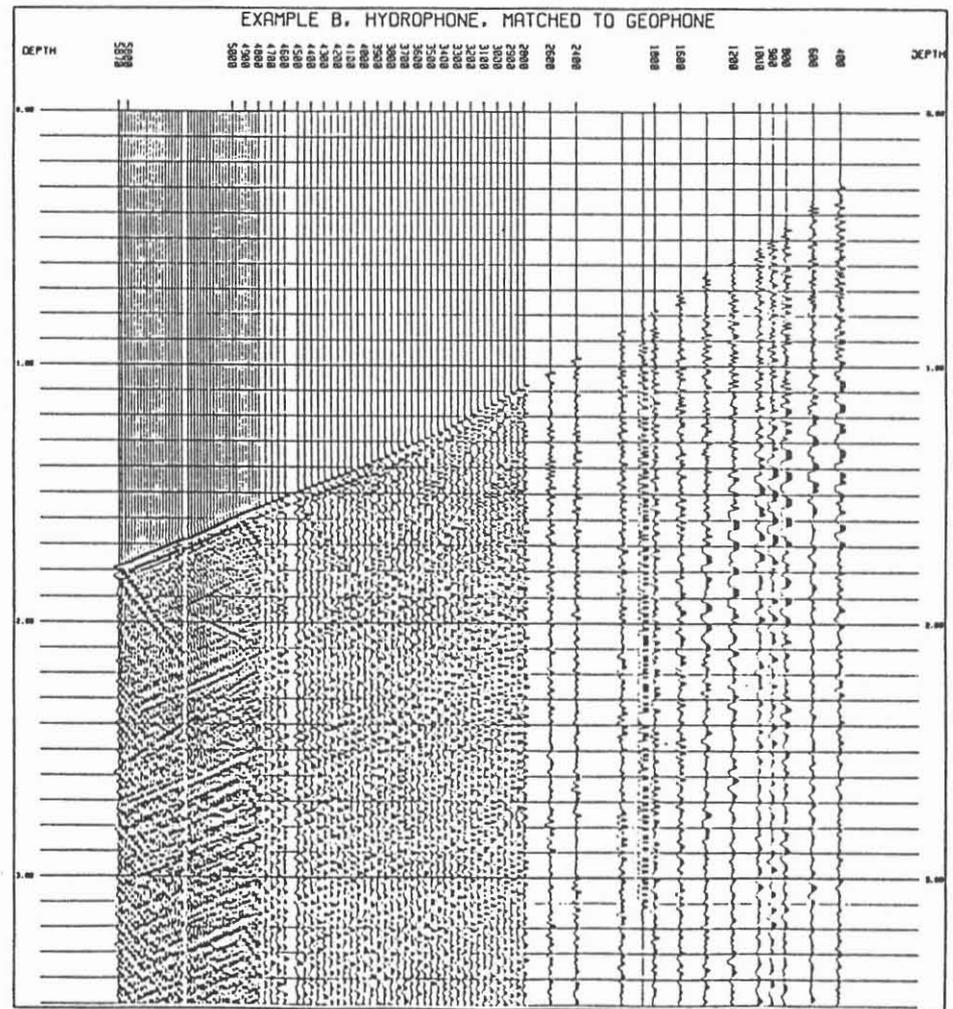
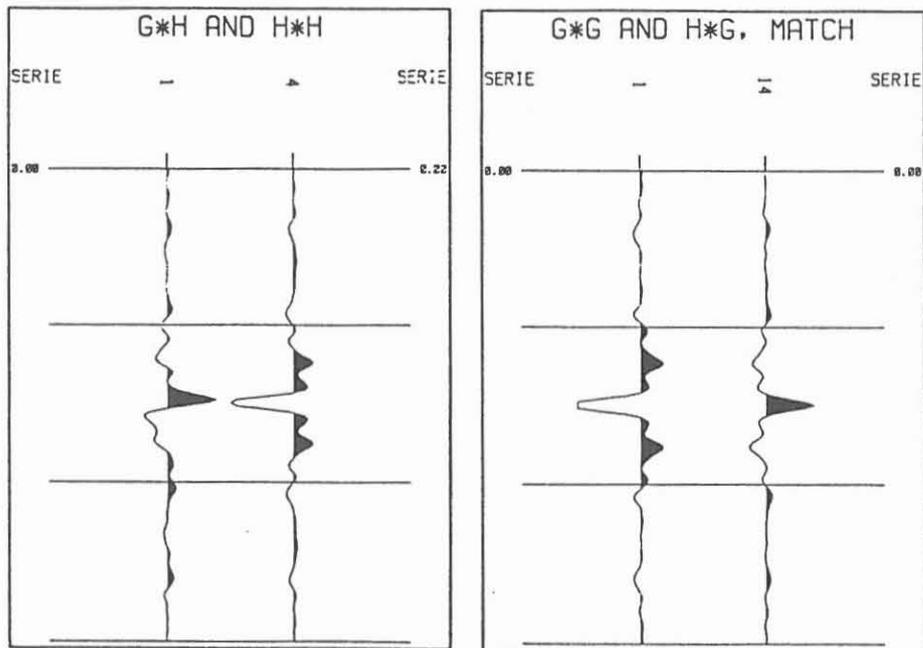


Bild 15: Gemittelte Korrelationsfunktionen (negative Zahlen schwarz).
 Links: Geophonspuren korreliert mit Hydrophonspuren
 2. von links: Autokorrelation der Hydrophonspuren
 2. von rechts: Autokorrelation der Geophonspuren
 rechts: Geophonspuren korreliert mit Hydrophonspuren nach Signalanpassung

Bild 16: Hydrophonspuren nach Signalanpassung an die Geophonspuren

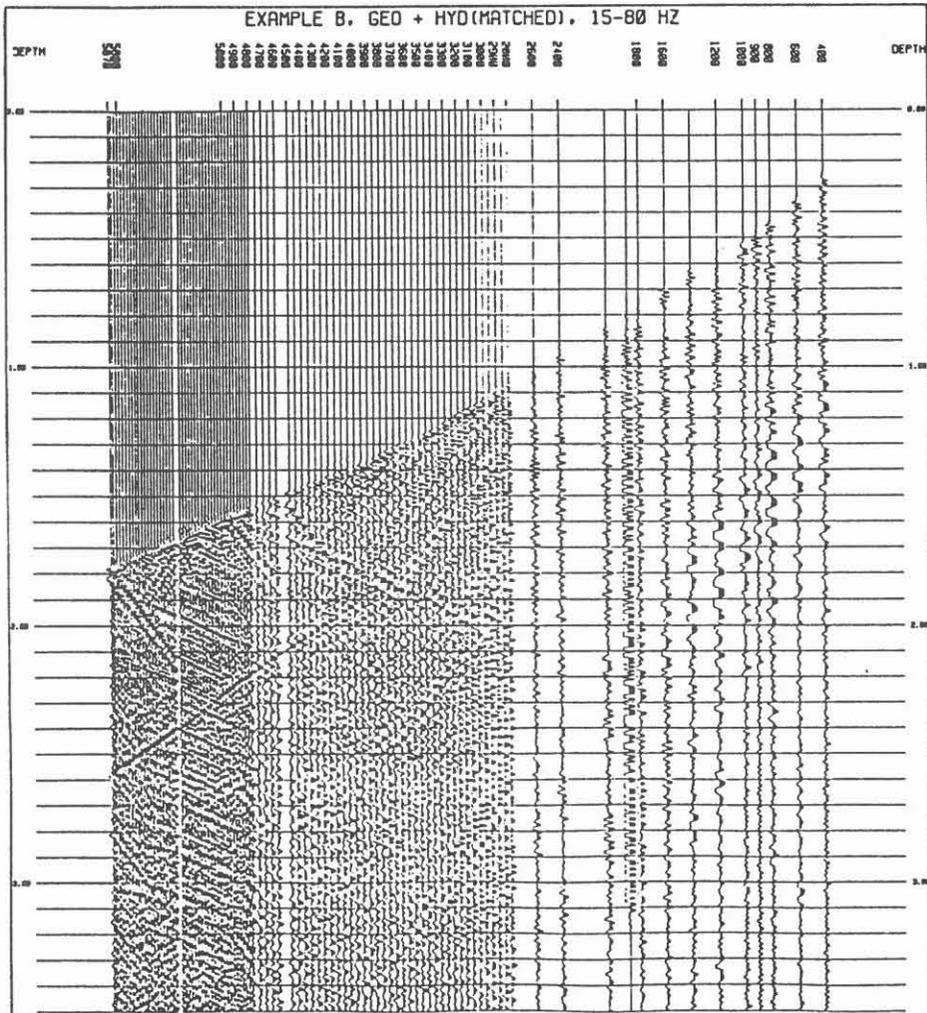


Bild 17: Summe von Geophon- und Hydrophonspuren nach Signalanpassung. Die abwärts laufenden Kompressionswellen sind unterdrückt, aber die reflektierten Wellen werden von langsamen Störwellen überlagert.

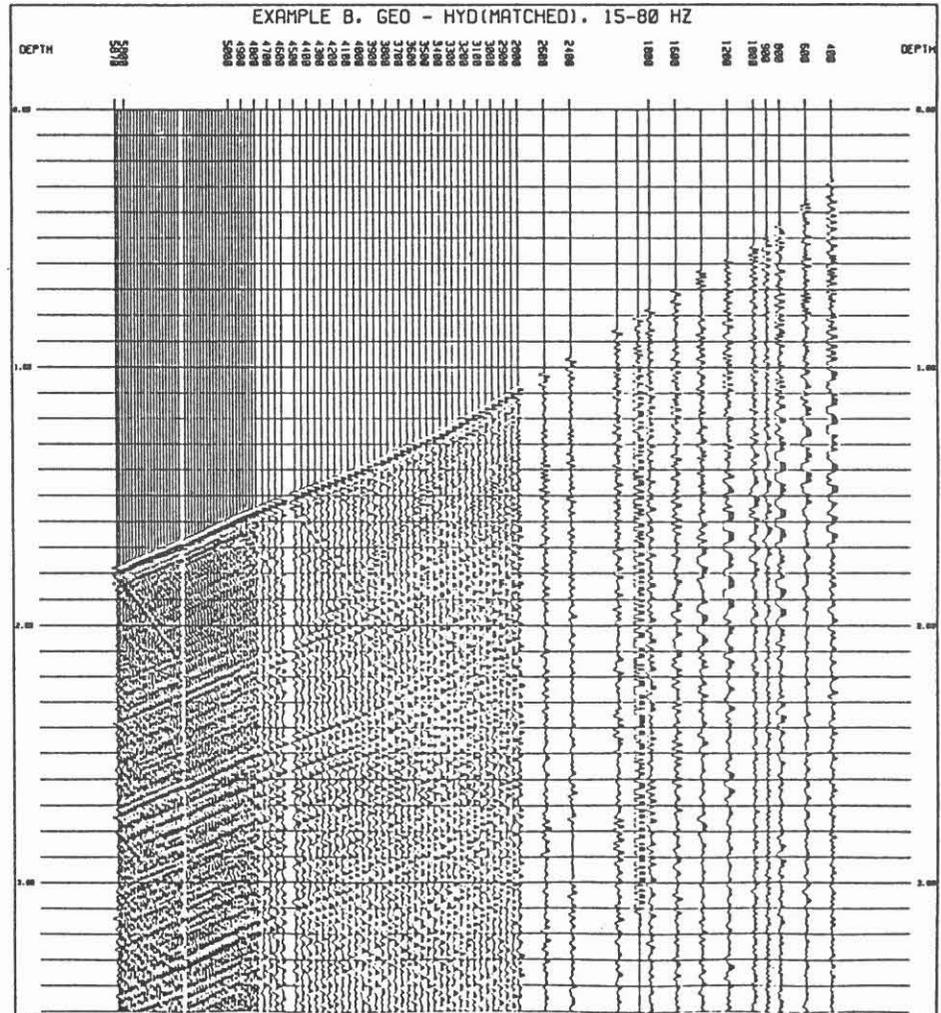


Bild 18: Differenz von Geophon- und Hydrophonspuren nach Signalanpassung. Die aufwärts laufenden Kompressionswellen sind unterdrückt.

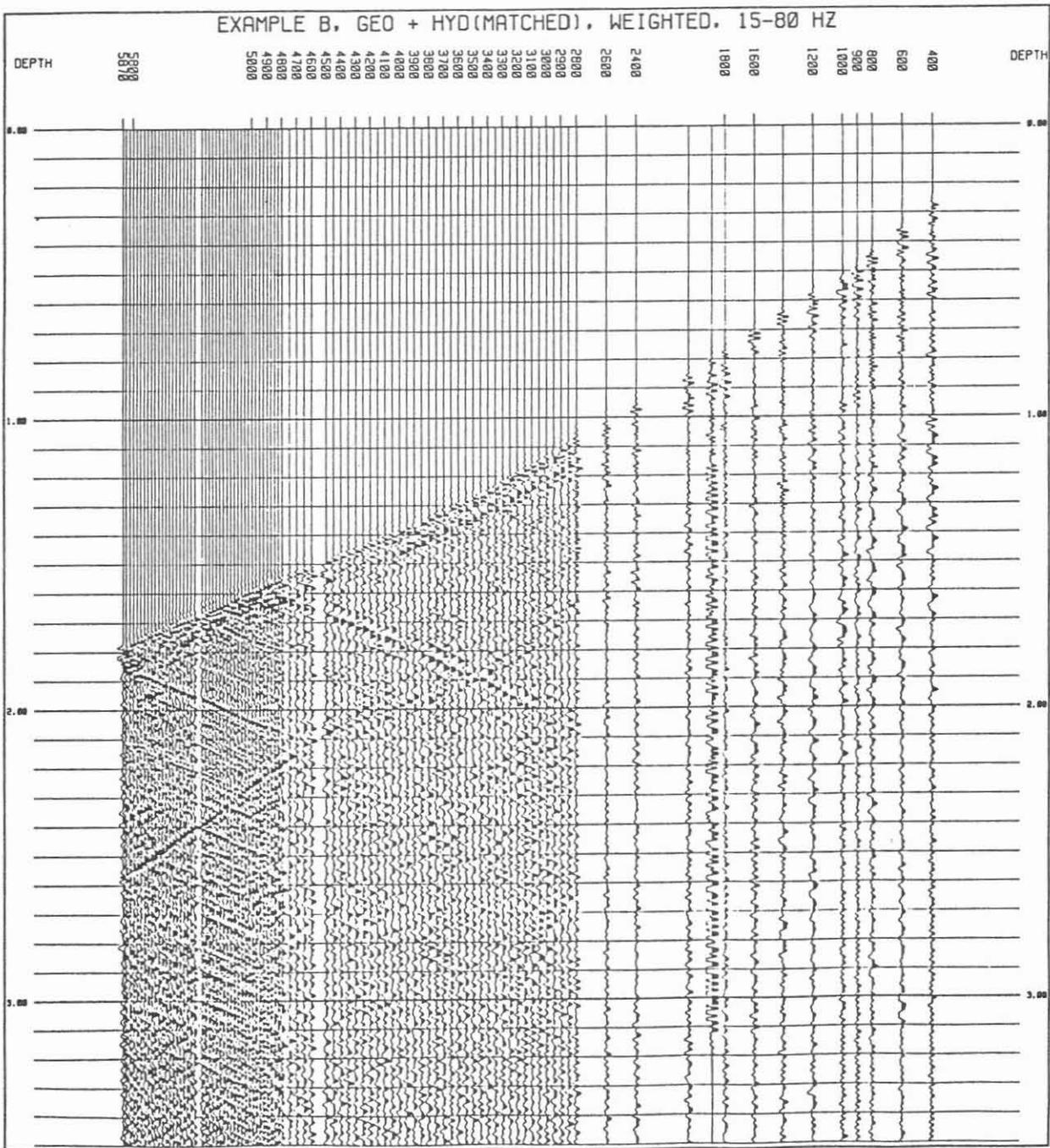


Bild 19: Gewichtete Summe von Geophon- und Hydrophonspuren nach Signalanpassung. Die reflektierten Kompressionswellen sind auswertbar.

5 Schlußfolgerungen

Die gezeigten Beispiele belegen, daß die Stapelung von Hydrophonspuren auf Geophonspuren ein wirksames Verfahren zur Trennung aufwärts und abwärts laufender Kompressionswellen ist. Ein schwerwiegender Nachteil gegenüber Geschwindigkeitsfilterungen mit Spuren aus mehreren Empfängertiefen ist jedoch die Empfindlichkeit der Hydrophonspuren gegen Störwellen. Das führt gewöhnlich zu einer Beeinträchtigung des Signal/Rauschen-Verhältnisses im Stapelergebnis. Das beschriebene Verfahren ist daher vorzugsweise in solchen Fällen in Erwägung zu ziehen, in denen eine Mehrspurfilterung aus irgendwelchen Gründen nicht oder nicht erfolgreich durchführbar ist.

6 Danksagungen

Den Gesellschaften Amoco Inc., BEB Erdgas und Erdöl GmbH und Mobil Oil AG danke ich für die Erlaubnis zur Veröffentlichung der gezeigten VSP-Beispiele. Der PRAKLA-SEISMOS AG danke ich für die Erlaubnis zur Vorbereitung und Präsentation dieses Vortrages.

Literaturhinweise

Dürschner, H. und Stein, B. [1985]

Beobachtung von unterschiedlichen seismischen Wellenfeldern und ihre Interpretation am Beispiel eines vertikalen seismischen Profils,
Vortrag auf der 45. Jahrestagung der DGG in München

Helbig, K. [1985]

Seismic impedance,
First Break, März 1983, S. 25 - 32

Loewenthal, D. und Jakubowicz, H. [1983]

Wave equation-based source signature deconvolution,
Vortrag auf der 53. Jahrestagung der SEG in Las Vegas

Müller, G. und Temme, P. [1982]

Numerical simulation of vertical seismic profiling

DAS VERHALTEN VON OBERFLÄCHENWELLEN IN BOHRLÖCHERN

D. Schröder, L. Engelhard

Zusammenfassung

Anhand von theoretischen Betrachtungen über die Ausbreitung von Oberflächenwellen innerhalb eines Bohrloches und numerischen Modellrechnungen sollen die Möglichkeiten einer erweiterten Interpretation des Full Wavetrain Acousticlogs untersucht werden. Dabei kann man aufgrund theoretischer Überlegungen Aussagen über das Dispersionsverhalten, sowie Formeln zur numerischen Modellierung von einzelnen Oberflächenwellentypen erhalten. Die daraus resultierenden Modellrechnungen erlauben Untersuchungen über Einflüsse von verschiedenen lithologischen Parametern auf den betrachteten Wellentyp, die auch für meßtechnische Fragestellungen und die Konstruktion von speziellen Sonden wichtig sein könnten. Die hier behandelten Untersuchungen sind auf das Beispiel der Stoneleywelle beschränkt, da sich bei diesem Wellentyp - aufgrund seiner geringen Dispersion - besonders einfache Auswertungsansätze ergeben.

Abstract

From theoretical considerations on propagation of interface waves in a borehole as well as from numerical model calculations the possibilities of an advanced interpretation of full acoustic wavetrain measurements will be investigated. On the basis of these theoretical considerations statements of dispersion can be made, as well as formulas for numeric modelling of isolated interface wave modes can be derived. The resulting model calculations allow investigations of influences of various lithological parameters to the concerning type of wave, being possibly relevant to measuring technique or for construction of special logging tools. The investigations dealt with here are restricted to the Stoneley wave only, a type of interface wave which shows low dispersion leading to an easy approach to interpretation.

1 Einführung

Sowohl den theoretischen Überlegungen als auch den Modellrechnungen soll das einfache zylindersymmetrische Bohrlochmodell der Abb. 1 zugrundeliegen, bei dem drei Bereiche - bezeichnet mit (a) für das umgebende Gestein, (b) für die zylindersymmetrische Flüssigkeitssäule und (c) für den Sondenkörper - zu unterscheiden sind.

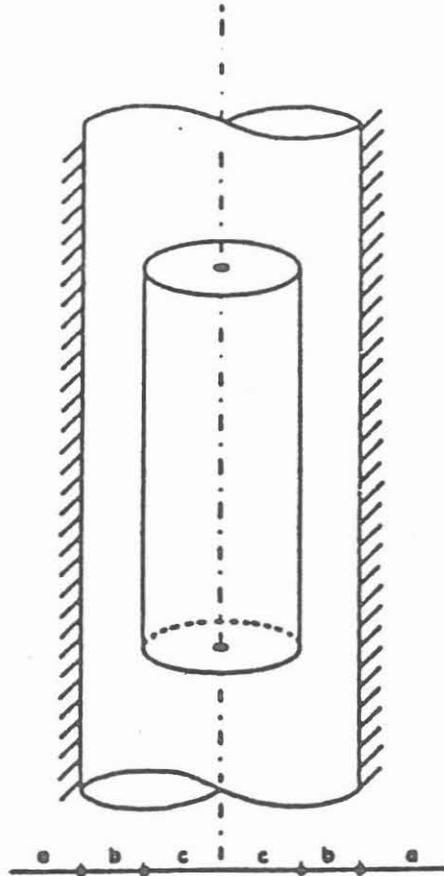


Abb. 1. Bohrlochmodell

Vereinfachend kann man den Sondenkörper durch Einführung eines effektiven Bohrlochradius, der sich aus der Differenz des tatsächlichen Radius mit dem Sondenradius ergibt, berücksichtigen (CHENG & TOKSÖZ 1981). Da die Geometrie insgesamt Axialsymmetrie aufweist, kann man bei der Separation der Wellengleichung nach Zylinderkoordinaten die Winkelkomponente unberücksichtigt lassen, denn bei dieser Näherung werden nur die das Bohrloch umlaufenden Wellen - sogenannte Circumferentials - vernachlässigt, die auch dann nicht angeregt werden, wenn die seismische Quelle genau in der Mitte der zylindrischen Flüssigkeitssäule zentriert ist. Wellen, die sich in z-Richtung ausbreiten, werden von dieser Näherung nicht betroffen.

2 Theoretische Überlegungen

Als Lösungssätze unter Berücksichtigung dieser Vereinfachungen für die Wellengleichung

$$\frac{1}{v} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \quad (1)$$

im Bereich der Flüssigkeit und der Formation finden sich für die z- und die t-Abhängigkeit komplexe Exponentialfunktionen und für die r-Abhängigkeit im allgemeinen komplexe Zylinderfunktionen. Aus Gründen der Anschauung ist es genau dann sinnvoll, reelle Zylinderfunktionen zu betrachten, wenn man sich einen Überblick über die Struktur der hier entstehenden Oberflächenwellen und ihrer Dispersion verschaffen will. Damit das Argument der Zylinderfunktionen für beliebige lithologische Verhältnisse reell bleibt, ist für die Lösung im Bereich der Flüssigkeit eine Fallunterscheidung notwendig. Je nachdem, ob die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_z der Oberflächenwelle größer oder kleiner als die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit v_f in der Flüssigkeit ist, erhält man schon in der Struktur ganz unterschiedliche Oberflächenwellentypen, die als Stoneleywelle ($v_z < v_f$), beschrieben durch die modifizierten Besselfunktionen I_n oder als Pseudo-Rayleigh-Welle ($v_z > v_f$), beschrieben durch die gewöhnlichen Besselfunktionen J_n , bezeichnet werden. Die mathematischen Zusammenhänge für die n Partikelauslenkung u in z bzw. in r im Bereich der Flüssigkeit (F) lauten für die Stoneleywelle

$$\begin{aligned} u_{Fz} &= \Phi_{F0} i k_z e^{i(k_z z - \omega t)} I_0(c_{F1} r) \\ u_{Fr} &= c_{F1} \Phi_{F0} e^{i(k_z z - \omega t)} I_1(c_{F1} r) \end{aligned} \quad (2)$$

und für die Pseudo-Rayleigh-Welle

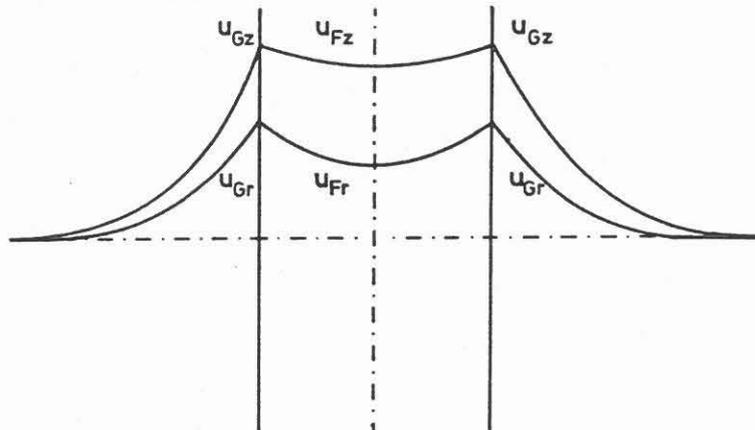
$$\begin{aligned} u_{Fz} &= \Phi_{F0} i k_z e^{i(k_z z - \omega t)} J_0(c_{F2} r) \\ u_{Fr} &= -c_{F2} \Phi_{F0} e^{i(k_z z - \omega t)} J_1(c_{F2} r) \end{aligned} \quad (3)$$

Im Bereich des Gesteins (G) benötigt man keine Fallunterscheidung, da die Scherwellengeschwindigkeit v_s in der Formation eine obere Grenzgeschwindigkeit für alle Oberflächenwellen darstellt. Die entsprechenden Beziehungen im Gesteinsbereich lauten für beide Wellen demnach

$$\begin{aligned} u_{Gz} &= e^{i(k_z z - \omega t)} \left[A_1 (K_0(c_1 r) + K_1(c_2 r)) + A_2 K_1(c_2 r) \right] \\ u_{Gr} &= c_2 \Psi_0 e^{i(k_z z - \omega t)} K_1(c_2 r) \end{aligned} \quad (4)$$

Die unterschiedliche Struktur der beiden Wellentypen, die hauptsächlich durch die jeweils auftretenden Besselfunktionen charakterisiert ist, läßt sich deutlich auf den beiden Skizzen der Abb. 2 erkennen.

Stoneley - Welle



Pseudo-Rayleigh - Welle ; 3. Mode

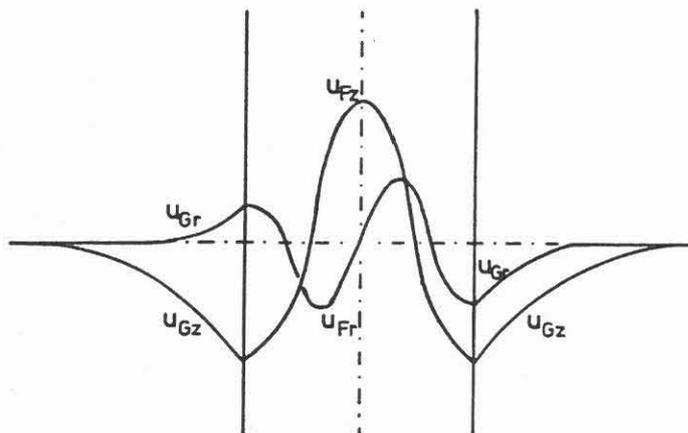


Abb. 2. Struktur der Partikelauslenkungen bei den beiden Wellentypen.

Man erkennt aus dieser Abbildung, daß die Stoneleywelle am besten nahe der Bohrlochwand zu registrieren sein wird, das heißt bei der hier vorliegenden Aufnahmegeometrie wird man eine Stoneleywelle im Seismogramm nur dann beobachten können, wenn der effektive Bohrlochradius klein genug ist. Die Modellrechnungen werden zeigen, daß dieses Kriterium - je nach den anderen lithologischen Parametern - schon für Bohrlöcher mit $R_{eff} < 0,3 \text{ m} - 0,5 \text{ m}$ erfüllt ist.

Die Pseudo-Rayleigh-Welle wird in mehreren Moden auftreten, deren Ordnung durch die Zahl der Schwingungsknoten im Bohrloch bestimmt ist. Für jeden Mode wird man eine charakteristische Abschneidefrequenz bekommen. Eine Analogie aus dem Gebiet der Elektrodynamik zu den Pseudo-Rayleigh-Wellen im Bohrloch stellen die Mikrowellen in einem Hohlleiter dar.

Um die Dispersionsbeziehungen für die Oberflächenwellen zu erhalten, müssen die Lösungen Gl. (2) - Gl. (4) gemäß den Randbedingungen für das Modellbohrloch, die durch das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= -p_F \\ u_{Gr} &= u_{Fr} \\ \sigma_{rz} &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

ausgedrückt werden können, wobei

$$\sigma_{ik} = \lambda \operatorname{div} \vec{u} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

die Elemente des Spannungstensors und

$$p_F = -\frac{\lambda}{v_f^2} \frac{\partial \Phi_F}{\partial t^2} \quad (7)$$

der durch die Wellenausbreitung hervorgerufene Druck der Flüssigkeit auf das Gestein, gleichgesetzt werden. Man erhält dann die bereits von BIOT (1952) hergeleitete Dispersionsgleichung

$$\begin{aligned} &4 \left(1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}\right) \left[\frac{v_z}{\omega R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}}} + \frac{K_0 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}}\right)}{K_1 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}}\right)} \right] - \frac{2v_z \left(2 - \frac{v_z^2}{v_s^2}\right)}{\omega R} \\ &\quad - \frac{\left(2 - \frac{v_z^2}{v_s^2}\right)^2 K_0 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}}\right)}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}} K_1 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}}\right)} \\ &= \frac{\rho_f v_z^4}{\rho_g v_f^4} \begin{cases} \frac{I_0 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_f^2}}\right)}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_f^2}} I_1 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_f^2}}\right)} & \text{für } v_z < v_f \\ \frac{J_0 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{\frac{v_z^2}{v_f^2} - 1}\right)}{\sqrt{\frac{v_z^2}{v_f^2} - 1} J_1 \left(\frac{\omega}{v_z} R \sqrt{\frac{v_z^2}{v_f^2} - 1}\right)} & \text{für } v_z > v_f \end{cases} \quad (8) \end{aligned}$$

Die numerische Lösung dieser impliziten Gleichung liefert die Dispersionskurven, wie in Abb. 3 dargestellt.

In diesen Dispersionsdiagrammen finden sich die bereits aus den Lösungen der Wellengleichung hergeleiteten Strukturen, wie das Auftreten der Pseudo-Rayleigh-Welle in verschiedenen Moden

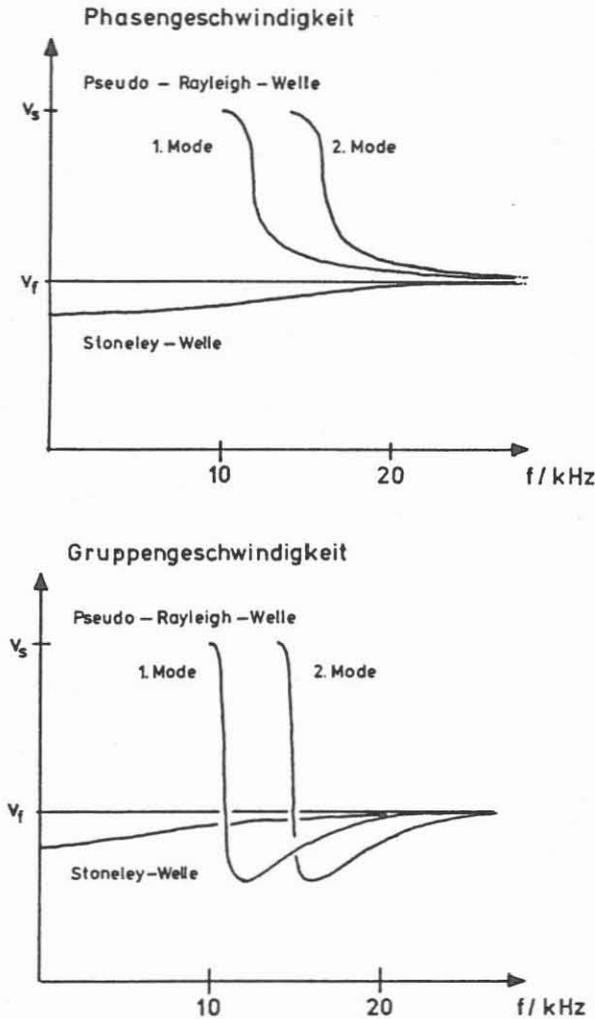


Abb. 3. Dispersionskurven der Bohrlochgrenzflächenwellen für Phasen- und Gruppengeschwindigkeit.

oder die Abschneidefrequenzen wieder. Bezogen auf die Auswertung von Mikroseismogrammen liefert die Betrachtung des Dispersionsverhaltens fünf konkrete Ergebnisse:

- 1.) Die Stoneleywelle existiert über den gesamten niederfrequenten Bereich, unterhalb der Grenzfrequenz des niedrigsten Pseudo-Rayleigh-Wellenmodes als Oberflächenwelle allein.

- 2.) Sie weist eine geringe Dispersion auf, so daß ihre Wavelets nur in geringem Maße auseinanderlaufen werden und daher die Gruppengeschwindigkeit als Näherung an die Signalgeschwindigkeit benutzt werden kann.
- 3.) Wegen der starken Dispersion der Pseudo-Rayleigh-Wellenmoden werden ihre Wellenzüge stark auseinanderlaufen und miteinander interferieren. Das Auseinanderlaufen der Wavelets muß durch einen zusätzlichen Term zur Gruppengeschwindigkeit berücksichtigt werden, um einen Ausdruck für die Signalgeschwindigkeit zu bekommen.
- 4.) Sowohl durch die Veränderung der Wellenpakete beim Auseinanderfließen als auch durch die Interferenz mit anderen Wellentypen wird eine Identifizierung eines Pseudo-Rayleigh-Wellenmodes direkt aus dem Mikroseismogramm ohne Anwendung komplexer numerischer Verfahren unmöglich. Ein vielversprechendes Verfahren zur Identifizierung einzelner Pseudo-Rayleigh-Wellenmoden könnte die multiple Filterung im Frequenzbereich darstellen MÖLLER (1987).
- 5.) Bei der Stoneleywelle ist eine direkte Auswertung aus dem Seismogramm möglich, wenn gewisse meßtechnische Anforderungen erfüllt werden, die sich aus den Modellrechnungen ergeben.

Zur einfachen Auswertung der Stoneleywellengeschwindigkeit wäre eine explizite Gleichung von Vorteil. Man kann aus der impliziten Dispersionsbeziehung eine explizite Näherungsgleichung bekommen, wenn für die Zylinderfunktionen Reihenentwicklungen - etwa nach ABRAMOWITZ & STEGUN (1965) - angesetzt werden. Betrachtet man dabei nur die 0. Ordnung, so erhält man die BIOT-sche Grenzformel

$$v_{z,ST} = \frac{v_f}{\sqrt{1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}}} \quad \text{für } \omega \rightarrow 0 \quad (9)$$

die allerdings nur in einem für die Praxis nicht vorkommenden Fall anwendbar ist und sonst nur eine untere Grenzggeschwindigkeit für die Stoneleywelle angeben kann. Um einen expliziten Näherungsausdruck für $v_{z,ST}$ zu erhalten, kann die Reihenentwicklung maximal bis zum quadratischen Term in die Berechnung miteinbezogen werden, und es ergibt sich dann

$$v_{z,ST} = \frac{v_f}{\sqrt{1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}}} + \left[\frac{v_f}{4v_s \left(1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}\right)^{\frac{3}{2}}} - \frac{\left(1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{2v_f \left(2\frac{\rho_f}{\rho_g} + 2\frac{v_s^2}{v_f^2} - \frac{\omega^2 R^2}{v_f^2}\right)} \right] \omega^2 R^2 \quad (10)$$

Diese Beziehung ist im streng mathematischen Sinn nur für $\omega R/v_f \ll 1$ anwendbar. Die Modellrechnungen zeigen jedoch, daß diese Formel - selbst bei ungünstiger aber gerade noch realistischer Wahl der Parameter - in den sehr niederfrequenten Bereich bis zu einigen hundert Hertz hinein, eine gute Näherung darstellen kann.

Als weiteres Ergebnis aus den theoretischen Überlegungen ergibt sich eine Formel zur Berechnung synthetischer Mikroseismogramme

$$p_r(z, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} X(\omega) A(k_z, \omega) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega \quad (11)$$

mit

$$A = -i\pi \frac{k_r^{(f)} R H_1^{(1)}(k_r^{(f)} R) M_{11} - \frac{\rho_f}{\rho_s} k_s^2 R^2 H_0^{(1)}(k_r^{(f)} R) M_{21}}{k_r^{(f)} R J_1(k_r^{(f)} R) M_{11} - \frac{\rho_f}{\rho_s} k_s^2 R^2 J_0(k_r^{(f)} R) M_{21}} \quad (12)$$

und

$$M = f(k_r^{(p)}, k_r^{(s)}, H_0^{(1)}(k_r^{(p)} R), H_1^{(1)}(k_r^{(p)} R), H_0^{(1)}(k_r^{(s)} R) H_1^{(1)}(k_r^{(s)} R), \dots) \quad (13)$$

wobei $A(k_z, \omega)$ die Übertragungsfunktion des Bohrlochsystems und $Q(\omega)$ das Fourierspektrum der seismischen Quelle ist. Wegen des Auftretens der drei komplexen Wurzelterme

$$k_r^{(p)} = \sqrt{k_p^2 - k_z^2} \quad k_r^{(s)} = \sqrt{k_s^2 - k_z^2} \quad k_r^{(f)} = \sqrt{k_f^2 - k_z^2} \quad (14)$$

ist zu beachten, daß ein mathematischer Raum mehrerer Riemannscher Flächen, verbunden durch frequenzabhängige Verzweigungsschnitte im k -Raum, bei den Vektoren k_p, k_s, k_f zur Lösung des Integrals betrachtet werden muß (Abb. P4).

Die Lösung der Integrale (11) als Wegintegral auf der reellen Achse im k -Raum und auf der Sommerfeld-Kontur im ω -Raum ergibt vollständige Mikroseismogramme TSANG & RADER (1979); CHENG & TOKSÖZ (1981). Sollen jedoch einzelne Wellen modelliert werden, so muß man sich das Integral gemäß der komplexen Integrationstheorie aus den Beiträgen der einzelnen Singularitäten gelöst vorstellen. Betrachtet man den Beitrag einer Singularität allein, so erhält man daraus das Seismogramm eines einzelnen Wellentyps isoliert, welches im folgen-

den als **Teilmikroseismogramm** bezeichnet werden soll. Als Singularitäten der Bohrlochübertragungsfunktion erhält man die drei schon erwähnten Verzweigungsschnitte und Polstellen

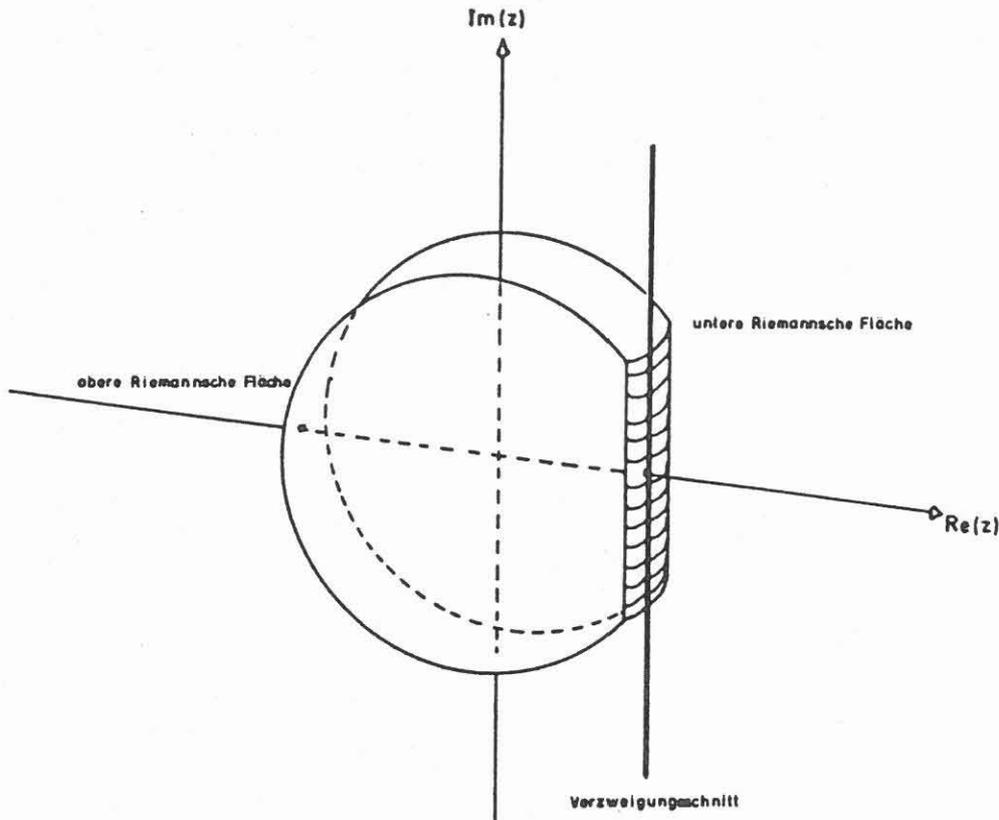


Abb. 4. Schematische Darstellung des komplexen k -Raumes zur Lösung des Seismogrammintegrals. Verzweigungsschnitte der Riemannschen Ebene befinden sich bei den Vektoren k_p, k_s, k_f .

im komplexen k -Raum. Die Durchführung der Verzweigungsschnittintegration über k_p, k_s, k_f gemäß

$$I(\omega, t) = \frac{1}{2\pi} \int [A^+(k_z, \omega) - A^-(k_z, \omega)] e^{ik_z z} dk_z \quad (15)$$

ergibt ein Seismogramm der betreffenden Raumwelle (p-, s-, f-Welle). Berechnet man die Residuenfunktionen $\text{Res}(w, z)$ der Polstellen, so erhält man daraus Seismogramme der jeweiligen Oberflächenwelle. Die Zuordnung des Wellentyps zu dessen Polstelle ergibt sich durch die frequenzabhängige Bewegung dieser im k -Raum. Während der Pol der Stoneleywelle sich für alle Frequenzen auf der reellen k -Achse - mit Werten größer als k_f - befindet, das heißt die Stoneleywelle kann sich für alle

Frequenzen mit der Geschwindigkeit $v_s < v_f$ ausbreiten, wandern die den Pseudo-Rayleigh-Wellen entsprechenden Pole nacheinander weit aus der komplexen Ebene für $\omega \rightarrow 0$ - wobei der Imaginärteil gleichbedeutend mit einer abgedämpften Ausbreitung ist - zur reellen Achse, die sie bei $\omega =$ Abschnidefrequenz bei $k = k_s$ erreichen. Bei weiterer Erhöhung der Frequenz wandern diese Polstellen auf der reellen Achse sehr schnell gegen den Punkt k_f , die Geschwindigkeit fällt also von v_s auf v_f ab. Es ist zu beachten, daß die Bahn der Pseudo-Rayleigh-Pole auf der oberen Riemanschen Fläche beginnt und dann kurz vor dem Auftreffen auf der reellen Achse auf die untere Riemansche Fläche wechselt. Abb. 5 zeigt die frequenzabhängigen Polbahnen im k -Raum.

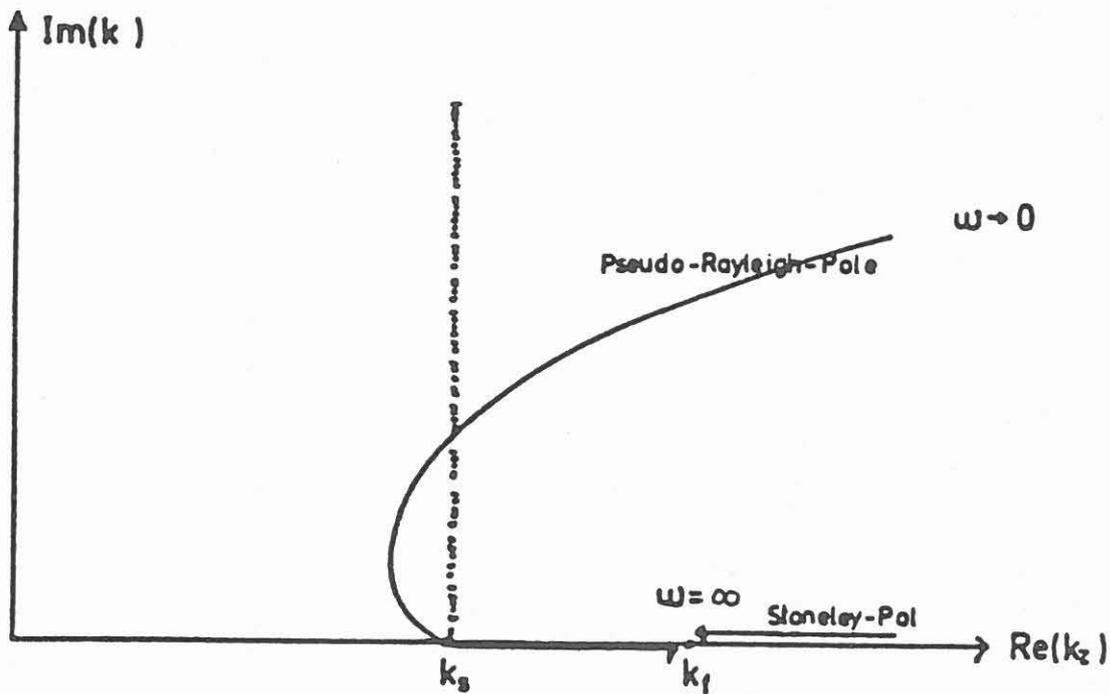


Abb. 5. Kurve der frequenzabhängigen Lage der Polstellen im komplexen k -Raum.

3 Ergebnisse aus den Modellrechnungen

Sowohl teilweise schon aus den theoretischen Überlegungen als besonders auch aus den Modellrechnungen ergibt sich, daß die Stoneleywelle gegenüber den lithologischen Parametern der Dichte in der Flüssigkeit und in der Formation, der seismischen Geschwindigkeiten v_s und v_f , des Bohrlochradius sowie der Frequenz des eingestrahlten Quellsignals empfindlich sein wird. Dagegen ergibt sich kein auswertbarer Einfluß auf die Stoneleywelle durch Variation der p-Wellengeschwindigkeit im Gestein.

In diesem Beitrag sollen Modellrechnungen der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Dichteverhältnisses ρ_f/ρ_g , des Geschwindigkeitsverhältnisses v_f/v_s und des Bohrlochradius diskutiert werden. Abbildungen, die eine Zusammenstellung von gerechneten Teilmikroseismogrammen - etwa bei Variation eines Parameters - enthalten, sind im Anhang aufgeführt und zur Unterscheidung von Textabbildungen mit einem 'A' vor der Bildnummer gekennzeichnet.

3.1 Die Stoneleywelle in Abhängigkeit der Dichte

Für die synthetischen Seismogramme bei variablem Dichteverhältnis wurden die anderen Parameter auf: $v_p = 3000$ m/s, $v_s = 2000$ m/s, $v_f = 1500$ m/s, $R = 0,1$ m sowie ein Sondenspacing $\Delta s = 2,44$ m festgelegt. Als Quellsignal wurde ein Wavelet mit der Hauptfrequenz $f_0 = 5000$ Hz verwendet. Als Dichteverhältnisse wurden $\rho_f/\rho_g = 1; 0,75; 0,5; 0,25$ gewählt. Die mit diesen Parametern modellierten Seismogramme (Abb. A1) zeigen nur einen sehr geringen Laufzeiteffekt als Funktion der Dichtevaryation, der sich auch nur erschwert auswerten lassen würde, da als Ausdruck für die Stoneleywellengeschwindigkeit nur Näherungen zur Verfügung stehen. Auswertbare Effekte ergeben sich demgegenüber aber aus dem Amplitudenwert und der Verschiebung der Hauptfrequenz. Die Abbildungen 6 und 7 zeigen diese Abhängigkeiten graphisch.

Mit allem Vorbehalt auf die zunächst noch sehr wenigen modellierten Seismogramme kann man die Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude durch eine Beziehung der Form

$$A = A_0 \left(\frac{v_f}{v_s}, f_0 \right) + m(f_0) \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^3 \quad (16)$$

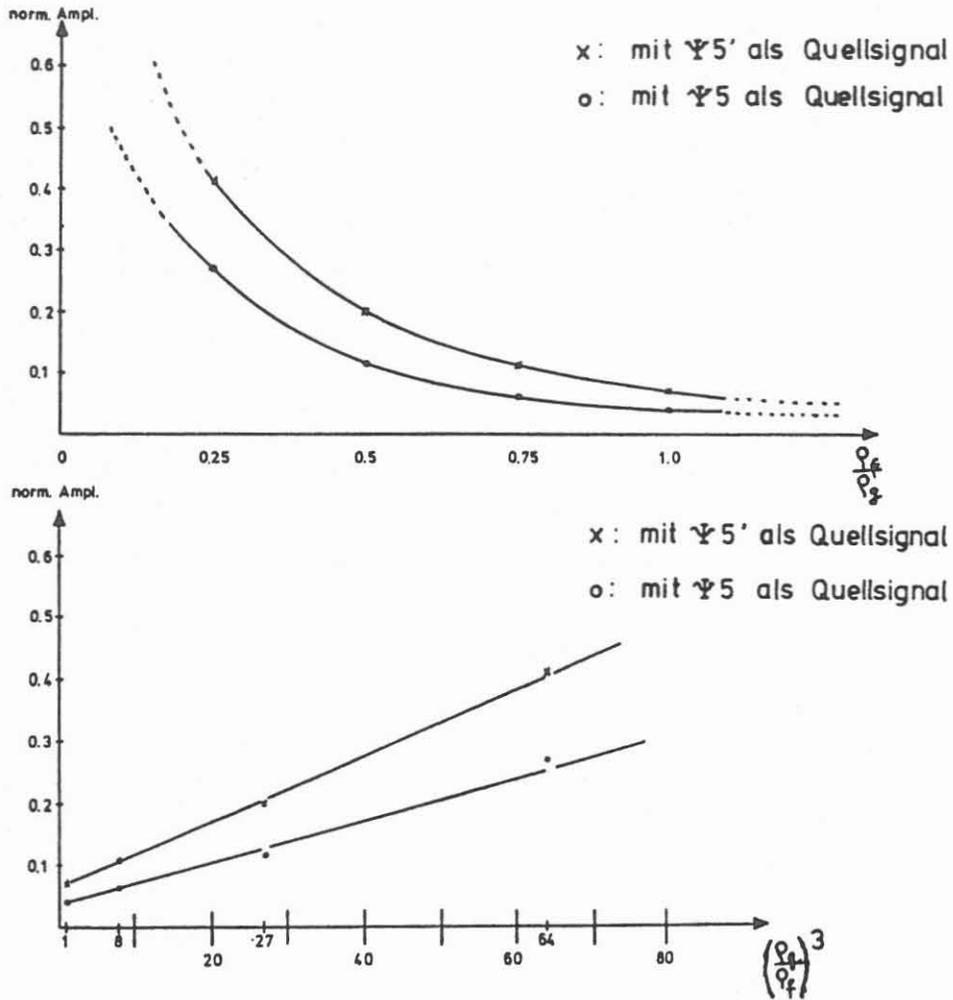


Abb. 6. Darstellung der Abhängigkeit der Stoneleywellen-amplitude vom Dichteverhältnis.

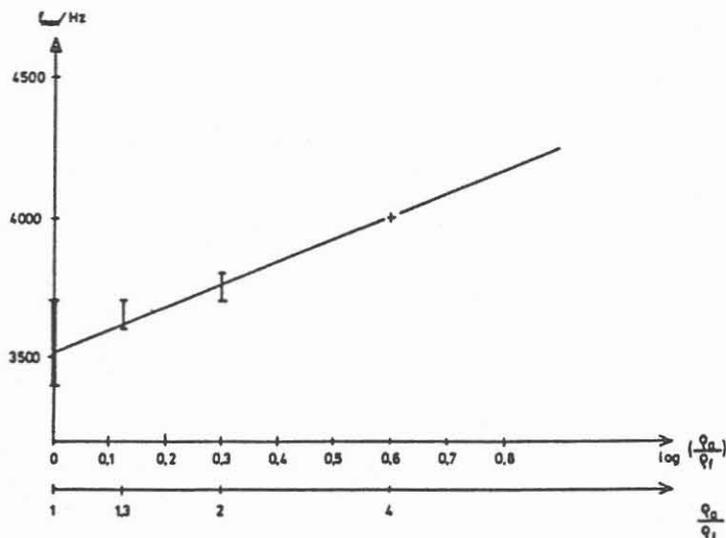


Abb. 7. Darstellung der Abhängigkeit der Hauptfrequenzver-schiebung vom Dichteverhältnis.

phänomenologisch beschreiben, wobei A_0 einerseits vom Geschwindigkeitsverhältnis v_f/v_s (siehe Abb. 8) und andererseits vom Frequenzinhalt des Quellsignals beeinflusst wird. Die Verschiebung der Hauptfrequenz als Funktion des Dichteverhältnisses ist durch eine logarithmische Beziehung zu beschreiben. Die Kombination dieser beiden Abhängigkeiten kann in einer Seismogrammsektion als ein gutes Indiz für eine Dichtevervariation angesehen werden, die dann nach Gl. (16) ausgewertet werden könnte. Eine noch günstigere Auswertungsmöglichkeit ergäbe sich, wenn man die seismische Quelle in ihrer Hauptfrequenz durchstimmen könnte. Die Frequenz, bei der eine Stoneleywelle im Seismogramm sichtbar wird, ist nämlich sehr empfindlich gegenüber Variationen des Dichteverhältnisses. Als Beispiel für diesen Effekt seien im Anhang die Abbildungen (A2) und (A3) aufgeführt, in denen Seismogramme der Stoneleywelle bei durchgestimmter Frequenz der Quelle für zwei Dichteverhältnisse gegenübergestellt werden.

3.2 Die Stoneleywelle in Abhängigkeit der Geschwindigkeiten

Die Parameter für die synthetischen Seismogramme in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis v_f/v_s sind auf $v_s = 3000$ m/s, $v_f = 2000$ m/s, $\rho_f/\rho_s = 1$, $r_s = 0,1$ m, $d_s^p = 2,44$ m, f_0 (Quelle) ≈ 5000 Hz sowie $v_f/v_s = 0,99; 0,75; 0,5; 0,25$ festgelegt. Die modellierten Seismogramme (Abb. A4) zeigen einen starken Laufzeiteffekt, der auf der großen Variation von v_f beruht. Mit diesem Laufzeiteffekt würde sich möglicherweise eine der beiden seismischen Geschwindigkeiten v_s oder v_f bestimmen lassen. Als weitere auswertbare Größen kämen wiederum die Amplitude der Stoneleywelle und die Verschiebung der Hauptfrequenz in Betracht. Eine Untersuchung dieser Größen ist schon allein deswegen angezeigt, da ein variables Dichteverhältnis ebenfalls auf sie einwirkt und man bei der Auswertung von Seismogrammsektionen beide Effekte zu separieren hat. Die Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude ergibt sich gemäß den Abb. 8 zu

$$A = A_0 \left(\frac{\rho_g}{\rho_f}, f_0 \right) + m(f_0) \left(\frac{v_s}{v_f} \right)^4 \quad (17)$$

Die Verschiebung der Hauptfrequenz (Abb. 9) in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses kann durch eine lineare Beziehung empirisch beschrieben werden. Durch eine Kombination der Amplitudenbetrachtungen mit Untersuchungen zur Verschiebung der Hauptfrequenz ergibt sich eine deutliche Unterscheidungsmöglichkeit des Amplitudeneffektes aufgrund einer Dichtevervariation gegenüber dem einer Geschwindigkeitsvariation.

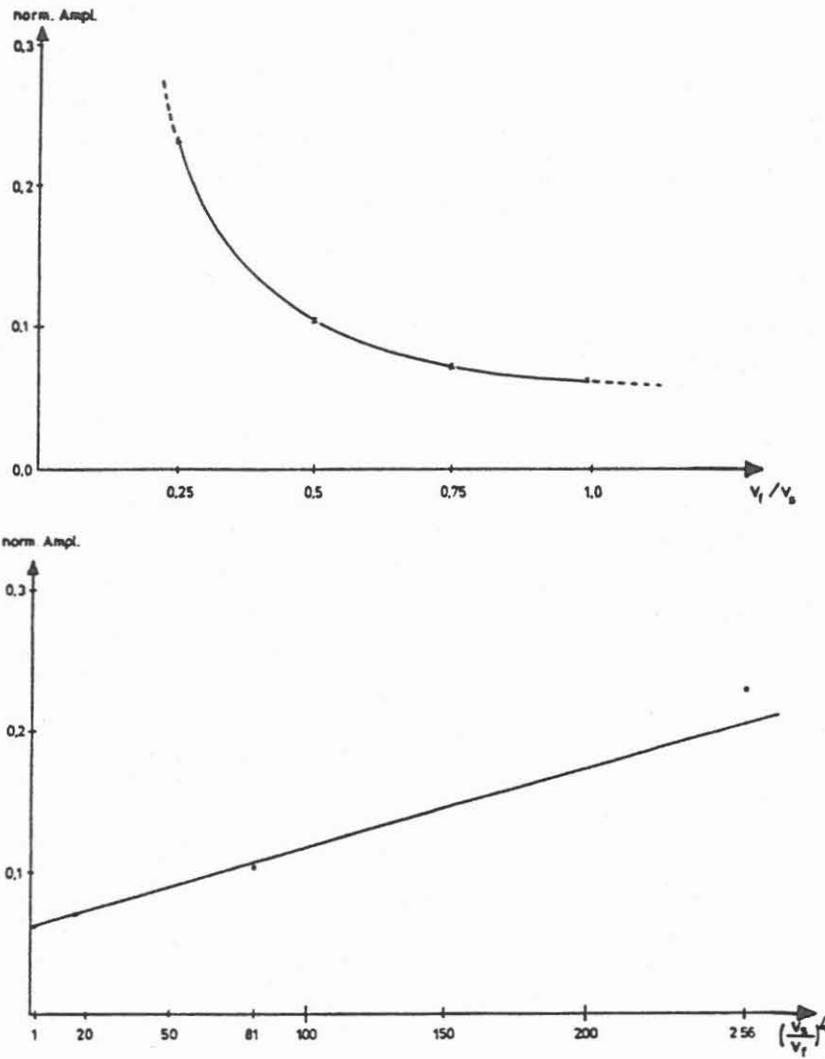


Abb. 8. Darstellung der Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude vom Geschwindigkeitsverhältnis.

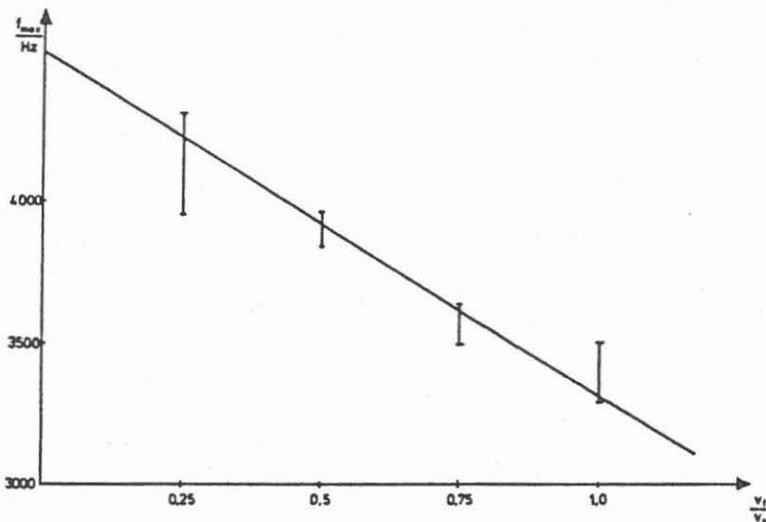


Abb. 9. Darstellung der Abhängigkeit der Hauptfrequenzverschiebung vom Geschwindigkeitsverhältnis.

3.3 Die Stoneleywelle in Abhängigkeit des Bohrlochradius

Als letzte Auswertung seien die Auswirkungen des Bohrlochradius auf die Stoneleywelle diskutiert. Die Modellparameter sind auf $v_p = 3000$ m/s, $v_s = 2000$ m/s, $v_f = 1500$ m/s, $\rho_f/\rho_g = 1$, $d_s = 2,44$ m und $f_0 = 5000$ Hz festgelegt. Für den effektiven Radius wurden die Werte 0,05 m; 0,1 m; 0,2 m und 0,4 m gewählt. Die Seismogramme (Abb. A5) zeigen eine sehr starke Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude vom Bohrlochradius (man beachte die Maßstabsänderung), die in Abb. 10 zusammengefaßt dargestellt ist.

Dieser Effekt ist allerdings für die Lokalisation von kleinräumigen Unregelmäßigkeiten an der Bohrlochwand, wie etwa kleineren Auswaschungen oder Klüften nicht geeignet, da die Geschwindigkeitsmessung einer Akustiksonde immer eine Mittlung über einen Tiefenbereich in der Größenordnung des Sonden-spacing beinhaltet. Darüber hinaus werden in klüftigen Zonen andere Parameter die Amplitude wesentlich beeinflussen, die durch das hier zugrundegelegte idealisierte Bohrlochmodell nicht in die modellierten Teilmikroseismogramme eingehen konnten. Wertvoll ist diese Untersuchung hingegen für Fragestellungen der Meßtechnik und der optimalen Registrierung dieser Welle im Bohrloch. So wäre etwa zu überlegen, ob man den Empfänger einer akustischen Sonde an die Bohrlochwand anpressen könnte, um den Stoneleywelleneinsatz im Seismogramm gegenüber den anderen Oberflächenwellen herauszuheben und eine leichtere Auswertung zu ermöglichen. Andererseits wird aber auch gezeigt, daß eine Stoneleywelle für realistische effektive Bohrlochradien $< 0,4$ m bei günstigen Signalbedingungen durch eine gewöhnliche Akustiklogsonde registriert werden kann, wenn das Quellsignal nur ausreichend niederfrequent ist.

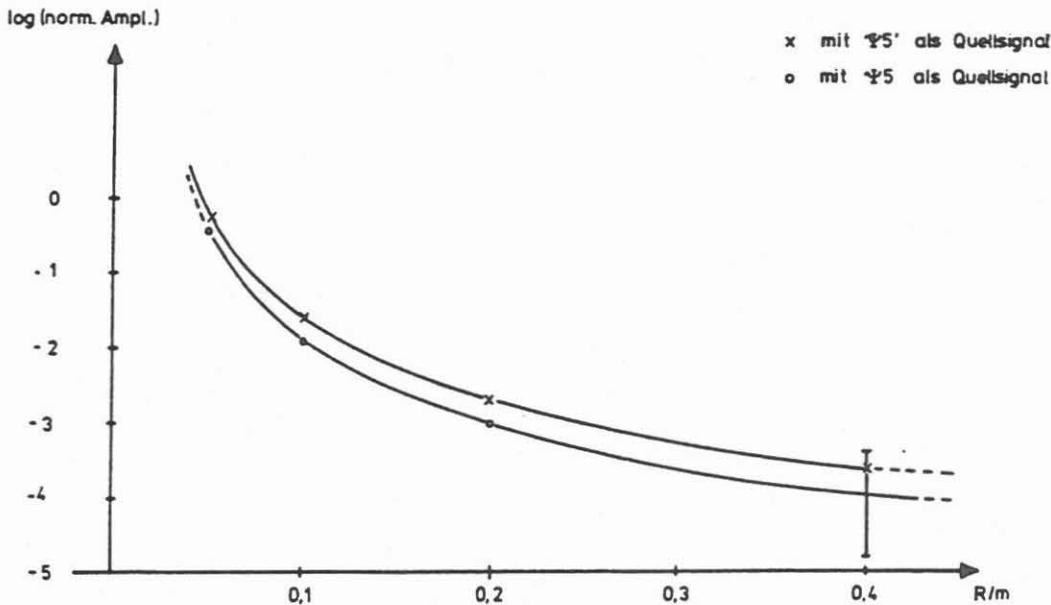


Abb. 10. Darstellung der Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude vom Bohrlochradius.

4 Resultierende Anforderungen an eine Stoneleywellenmessung

Aus den durchgeführten Untersuchungen lassen sich einige Anforderungen an die Eigenschaften einer Akustiksonde ableiten, damit die Stoneleywelle gegenüber den Pseudo-Rayleigh-Wellen im registrierten Mikroseismogramm wesentlich besser erkennbar ist:

- 1.) Durch die gegenüber allen anderen Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten kleineren Stoneleywellengeschwindigkeit kann eine Herauslösung des Stoneleywelleneinsatzes aus dem gesamten Wellenzug des Mikroseismogramms schon durch die Anwendung einer Sonde mit einem super long Spacing, bei dem die Sender-Empfänger-Entfernungen in der Größenordnung von 10 m liegen, erreicht werden. Dadurch ergäbe sich ein deutlicher Einsatz der Stoneleywelle am Ende eines Mikroseismogramms. Allerdings birgt eine solche Sonde die Nachteile einer geringeren Auflösung des Bohrprofils, der Mittelung der seismischen Geschwindigkeiten über einen großen Bereich und ein generell schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis, da die seismischen Wellen in z-Richtung auch gedämpft werden.
- 2.) Die Übertragungsfunktion des Bohrlochsystems zeigt für die Stoneleywelle sehr große Amplituden bei niedrigen Frequenzen. Regt man mit der seismischen Quelle Frequenzen unterhalb der Abschneidefrequenz des niedrigen Pseudo-Rayleigh-Wellenmodes an, so bekommt man einerseits eine gut erkennbare Stoneleywelle hoher Amplitude im Seismogramm und hat andererseits die Störungen durch interferierende Pseudo-Rayleigh-Wellen stark reduziert. Es genügt dabei eine Absenkung der Quellenhauptidefrequenz von derzeit über 10 auf 5 - 7 kHz. Für die Auswertung auf lithologische Parameter wäre es noch günstiger, könnte man die Hauptidefrequenz der Quelle variieren.
- 3.) Um im Bohrloch keine umlaufenden Wellen zu erzeugen, ist man auf eine Anregung in der Bohrlochmitte angewiesen. Die Empfängersonde könnte jedoch zu verbesserten Registrierung der Stoneleywelle an die Bohrlochwand angepreßt werden. Man bekäme damit durch definiertere Verhältnisse Amplitudenregistrierungen, die von einer Radiusvariation des Bohrloches unabhängig wären.

5 Literatur

- Abramowitz, M. & Stegun, I. A., 1965: Handbook of Mathematical Functions. - Dover Publications, New York.
- Biot, M. A., 1952: Propagation of Elastic Waves in a Cylindrical Bore Containing a Fluid. - Journal of Applied Physics, 23, No. 9, pp. 997-1005.
- Cheng, C.H. & Toksöz, M.N., 1981: Elastic Wave Propagation in a Fluid Filled Borehole and Synthetic Acoustic Logs. - Geophysics, 46, No. 7, pp. 1042-1053.
- Möller, L., 1987: Persönliche Mitteilung, Institut für Geophysik der Universität Hamburg, Bundesstraße 55, 2000 Hamburg 13.
- Engelhard, L., 1985: Shear Wave Well Logging from Wavetrain Analysis. - in: Handbook of Geophysical Exploration, Vol. 15A: Shear Waves, Hrsg.: G. Dohr, Geophysical Press, London.
- Tsang, L. & Rader, D., 1979: Numerical Evaluation of Transient Acoustic Waveforms Due to a Point Source in a Fluid Filled Borehole. - Geophysics, 44, No. 10, pp. 1706-1720.
- Weitere grundlegende Arbeiten zum Thema sind:
- Behle, A. & Möller, L., 1987: Inversion von Oberflächenwellen zur Bestimmung der Scherwellengeschwindigkeiten in oberflächennahen Schichten. - in: Seismische Geschwindigkeiten, Vorträge zum 7. Mintrop-Seminar, Hrsg.: L. Dresen, J. Fertig, H. Rüter, W. Budach, Kassel.
- Brilloun, L., 1960: Wave Propagation and Group Velocity, Academic Press, New York.
- Dziewonski, A., Bloch, S. & Landismann, M. A., 1969: A Technique for Analysis of Transient Seismic Signals, Bull. Seism. Soc. Am., 59, pp. 427-444.
- Engelhard, L., 1987: Direkte Geschwindigkeitsbestimmung aus Bohrlochmessungen. - in: Seismische Geschwindigkeiten, Vorträge zum 7. Mintrop-Seminar, Hrsg.: L. Dresen, J. Fertig, H. Rüter, W. Budach, Kassel.
- Ewing, W. M., Jardetzky, W. S. & Press, F., 1957: Elastic Waves in Layered Media, Mc Graw Hill, New York, London.
- Kurkjian, A. L., 1985: Numerical Computation of Individual Far Field Arrivals, Geophysics, 50, No. 5, pp. 852-866.

Möller, L., 1984: Seismische Untersuchungen in Sedimenten der Nordsee - Dispersion und Dämpfung von Grenzschichtwellen, Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe A, Heft 70, Wittenborn und Söhne, Hamburg.

Paillet, F. L. & White, J. E., 1982: Acoustic Modes of Propagation in the Borehole and their Relationship to Rock Properties, Geophysics, 47, No. 8, pp. 1215-1228.

Rader, D., 1982: Acoustic Logging: The Complete Waveform and its Interpretation. - in: Developments in Geophysical Exploration Methods, Vol. 3, Hrsg.: A. A. Fitch, Applied Science Publishers, London, New York.

White, J. E., 1965: Seismic Waves, Radiation, Transmission and Attenuation, Mc Graw Hill, New York, London.

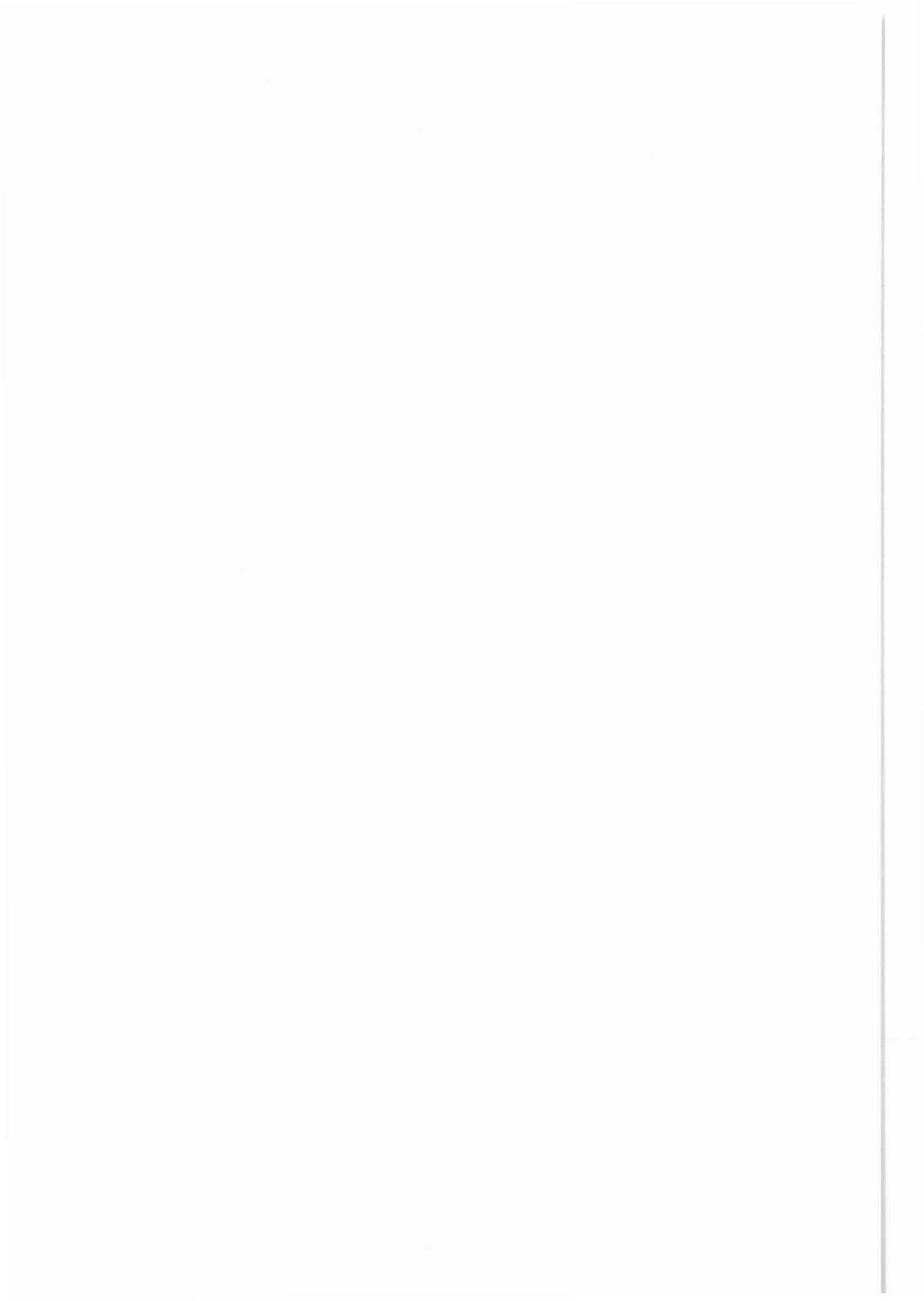
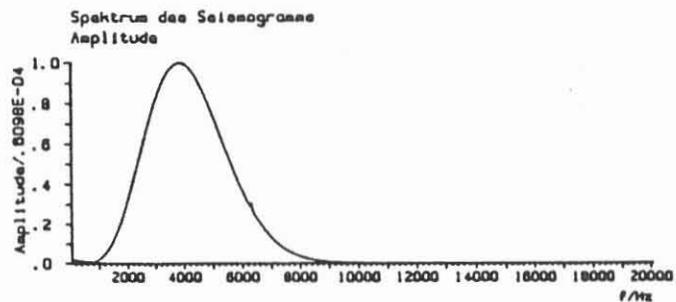
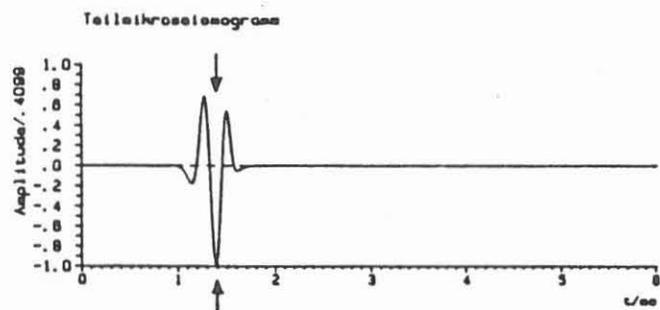
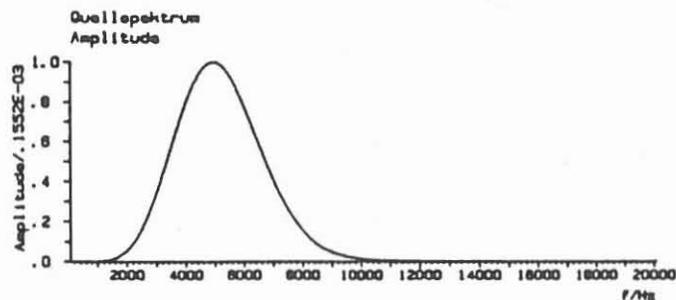
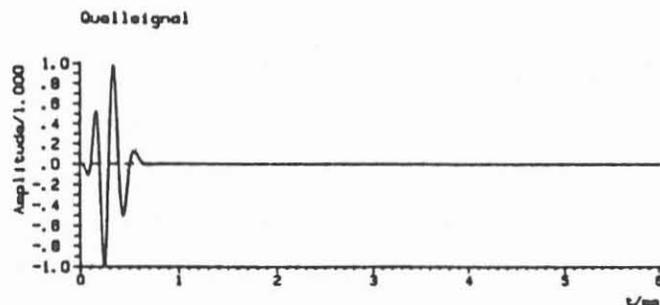


Abb. A1. Modellierete Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Dichteverhältnisses ρ_f/ρ_g mit ihren Amplitudenspektren (rechte Spalte). Die zugrundegelegten Dichteverhältnisse sind in der mittleren Spalte gegeben. Für die anderen Parameter siehe Abschnitt 3.1. Das den Modellrechnungen zugrundeliegende Quellsignal ist in der obersten Abbildungsreihe aufgeführt. Durch die Pfeile bei konstantem t in den Seismogrammen soll der geringe Laufzeiteffekt veranschaulicht werden.



1:4

Forts. Abb. A1. Teilkreisseismogramme

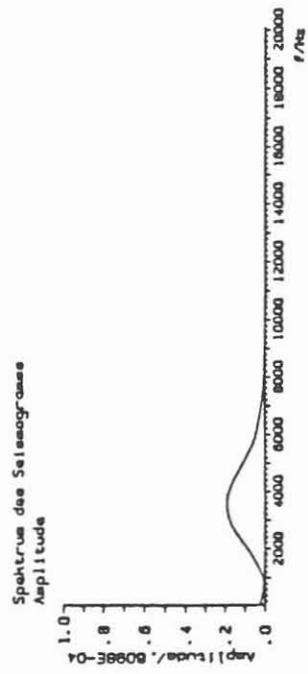
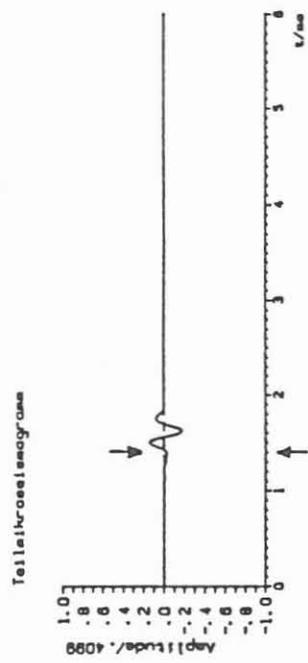
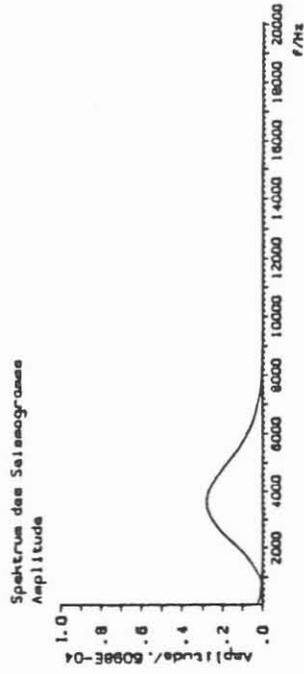
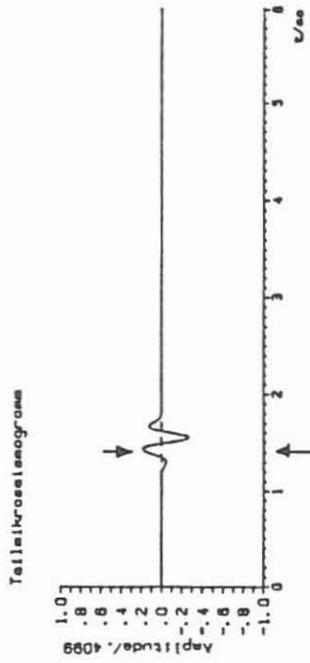
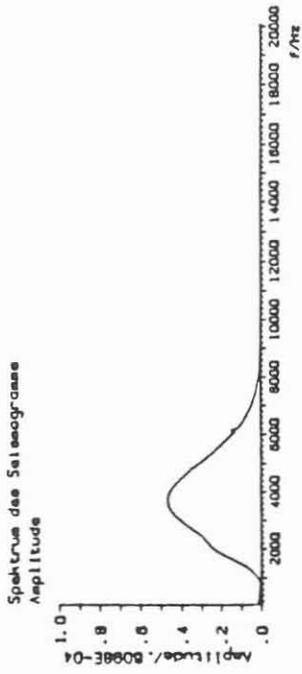
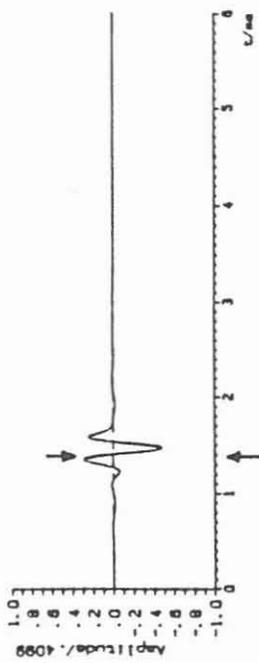
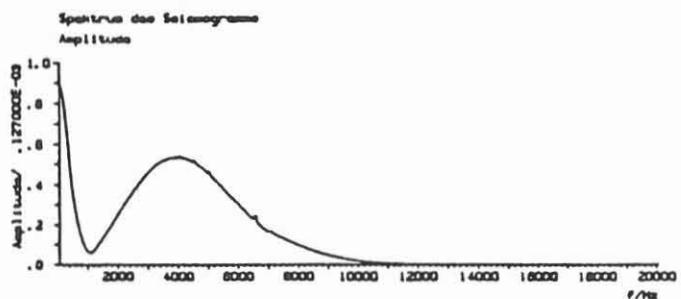
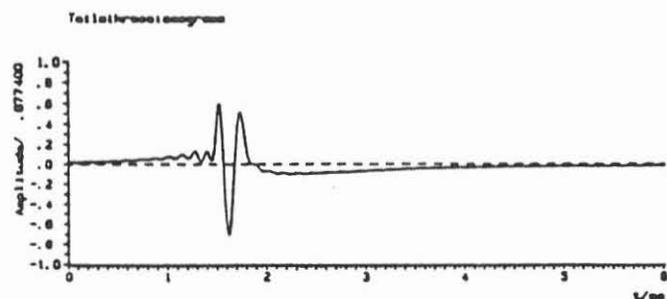
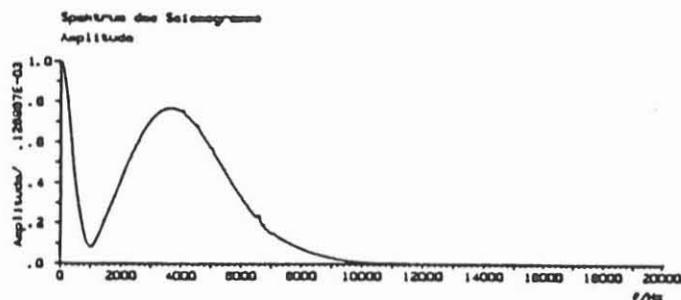
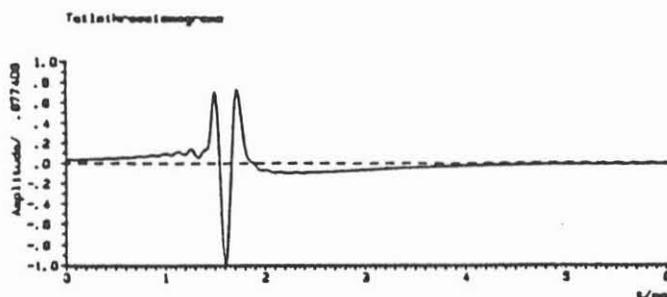


Abb. A2. Modellierter Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle und zugehörige Amplitudenspektren (rechte Spalte) mit $\rho_f/\rho_g = 1$ und durchgestimmtem Ricker w-5 Wavelet als Quellsignal. Die den Modellrechnungen zugrundeliegenden Hauptfrequenzen betragen (von oben nach unten) 5000 Hz, 5500 Hz, 6000 Hz, 7500 Hz, 10000 Hz. Die übrigen Parameter sind in Abschnitt 3.1 angegeben.



Forts. Abb. A2.

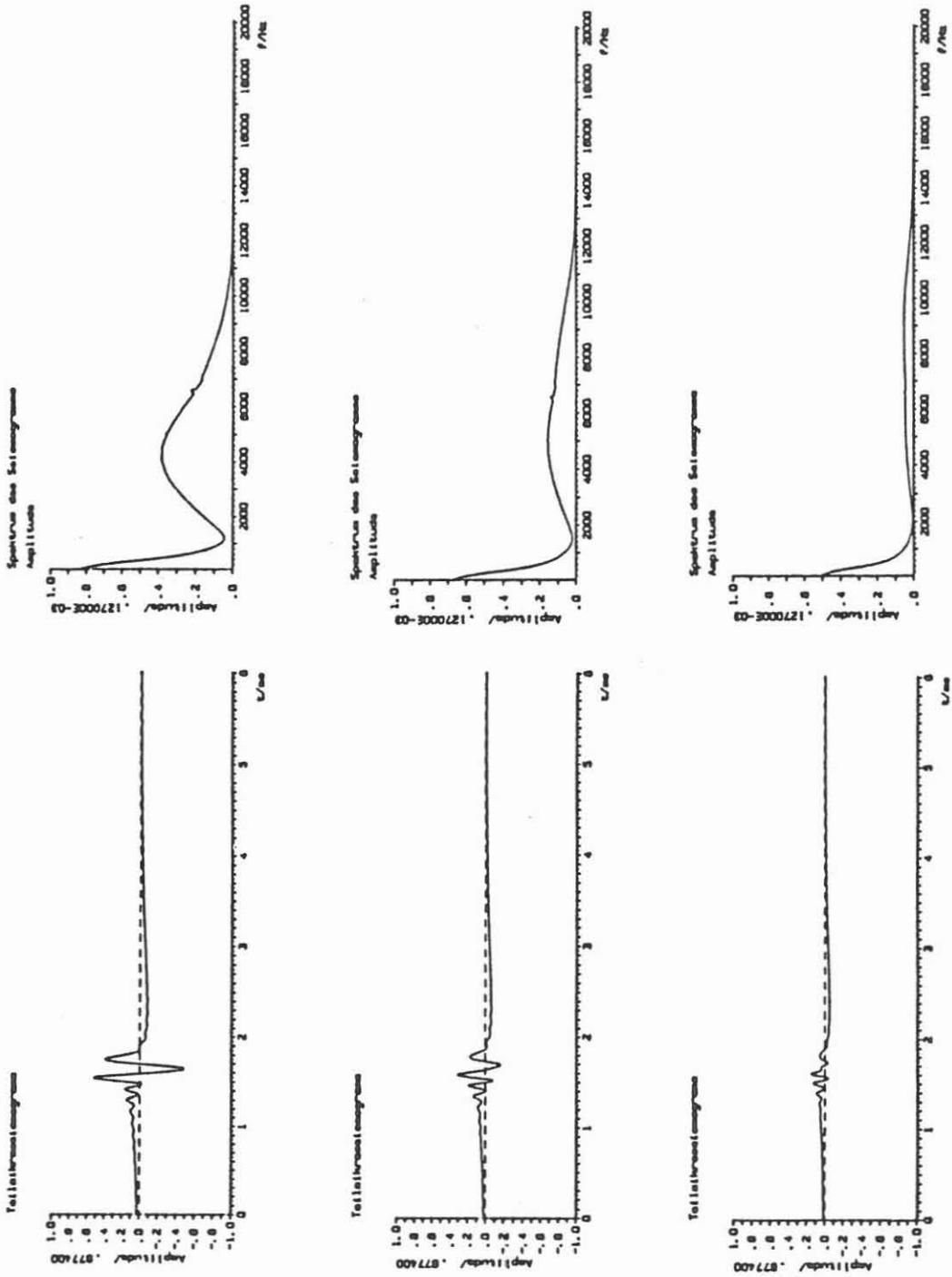
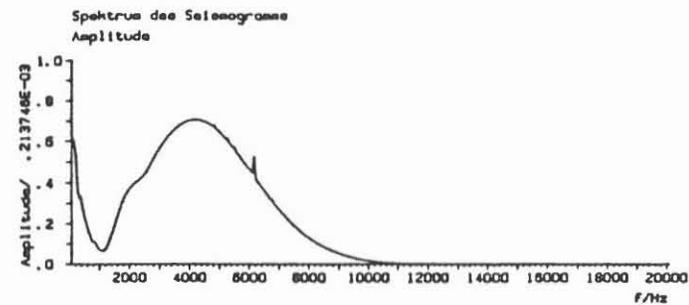
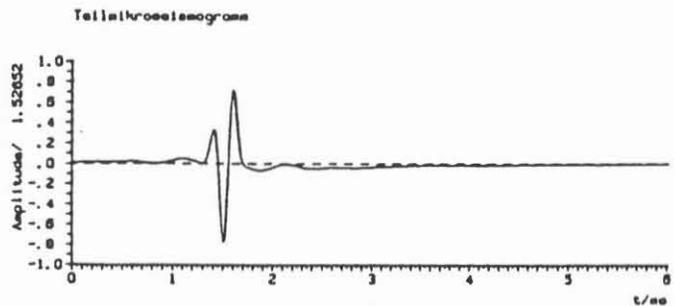
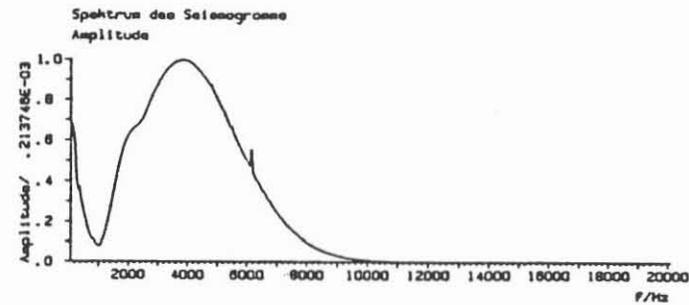
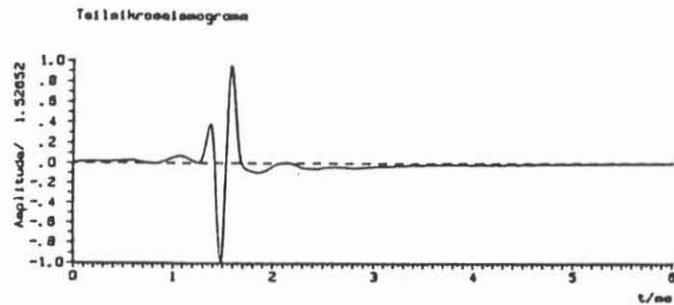


Abb. A3. Modellierete Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle und zugehörige Amplitudenspektren (rechte Seite) mit $\rho_f/\rho_g = 0,5$ und durchgestimmtem Ricker w-5 Wavelet als Quellsignal. Die den Modellrechnungen zugrundeliegenden Hauptfrequenzen betragen (von oben nach unten) 5000 Hz, 5500 Hz, 6000 Hz, 7500 Hz, 10000 Hz. Die übrigen Parameter sind in Abschnitt 3.1 angegeben.



Forts. Abb. A3.

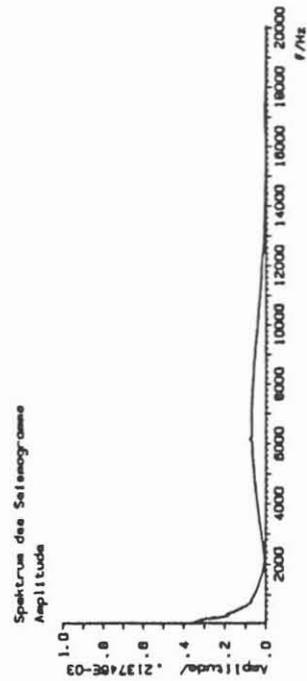
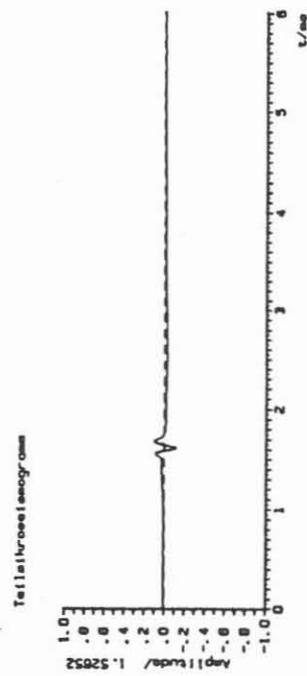
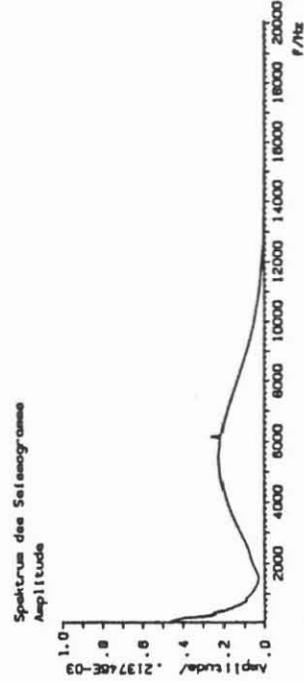
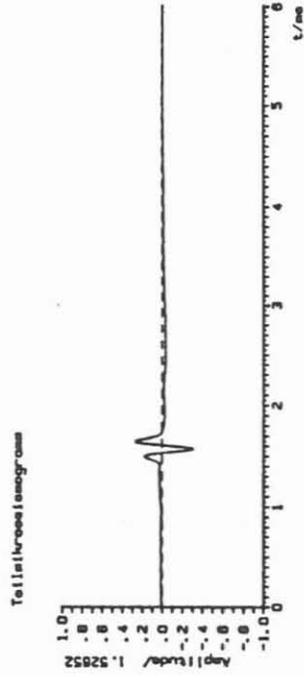
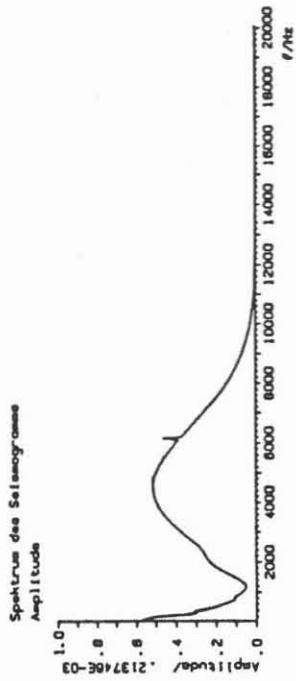
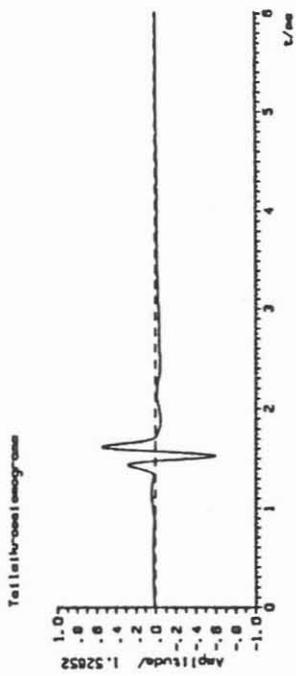
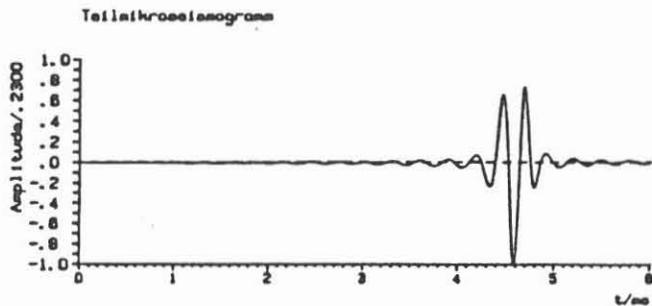
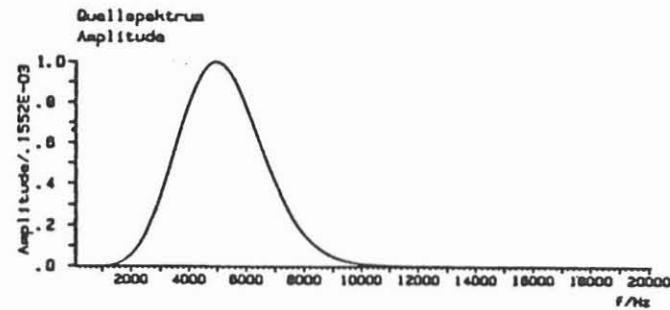
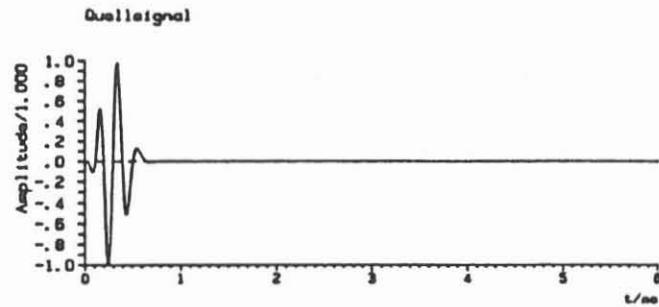
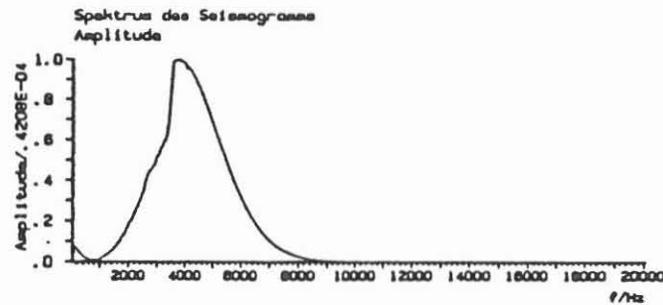


Abb. A4. Modellierter Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses v_f/v_g (in der Mitte angegeben) und zugehörigen Amplitudenspektren (rechte Spalte). Das zugrundeliegende Quellsignal ist in der obersten Abbildungsreihe aufgeführt. Für die übrigen Modellparameter siehe Abschnitt 3.2.

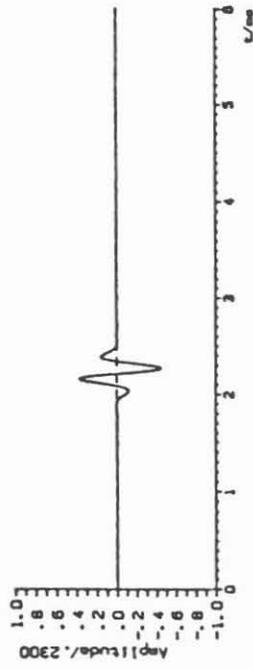


1:4

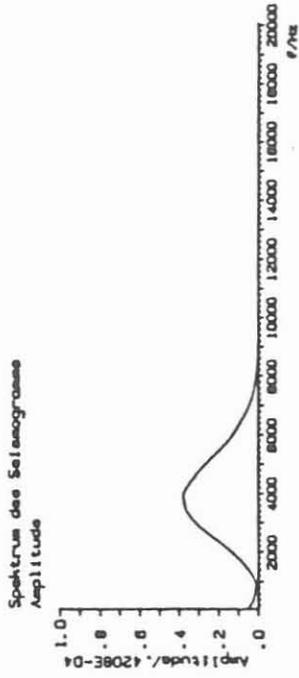


Forts. Abb. A4.

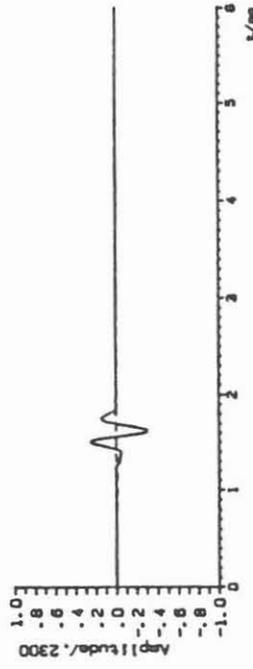
Teilspektrogramm



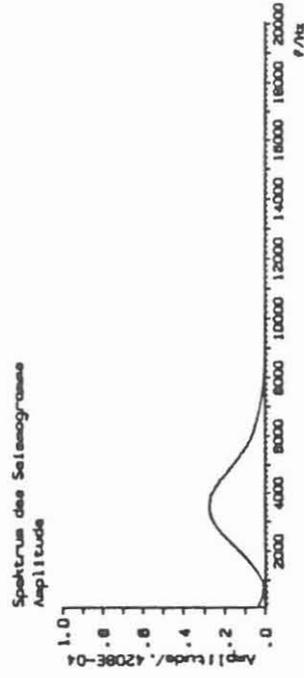
1:2



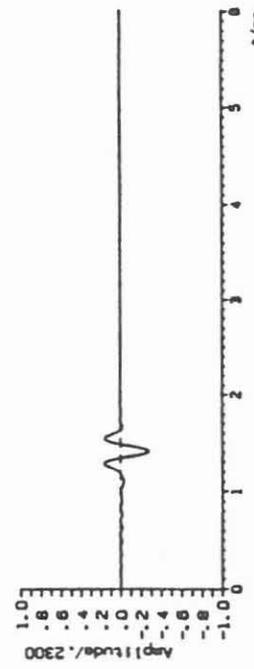
Teilspektrogramm



3:4



Teilspektrogramm



1:1.05

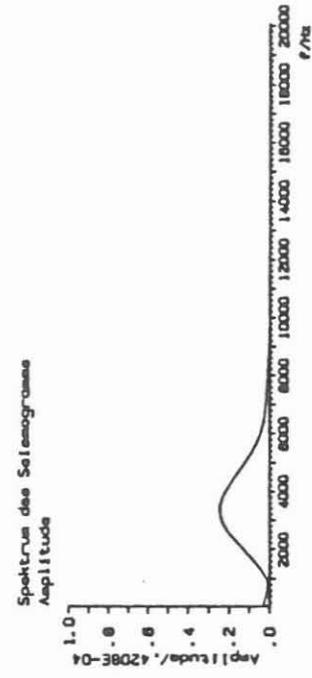
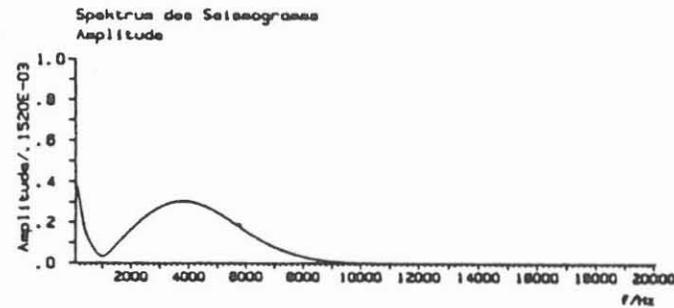
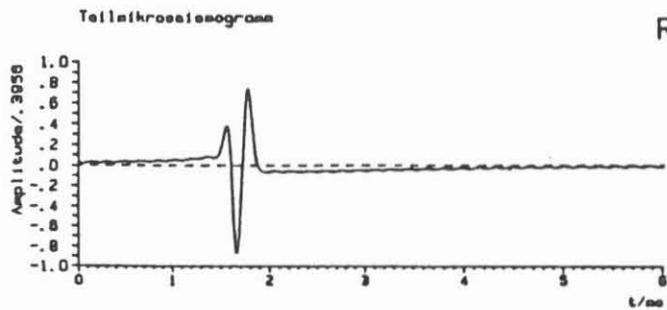
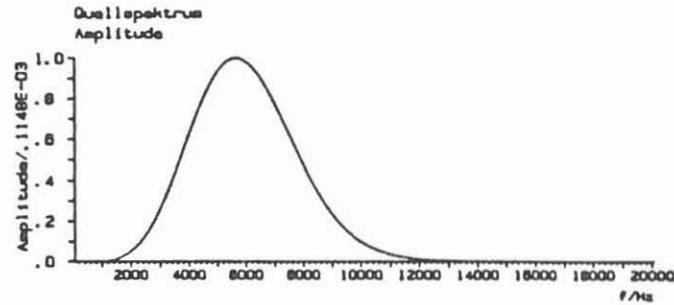
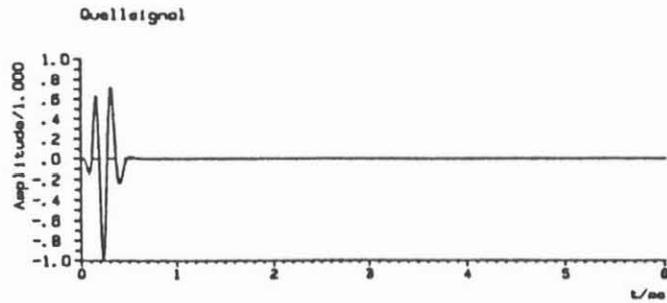
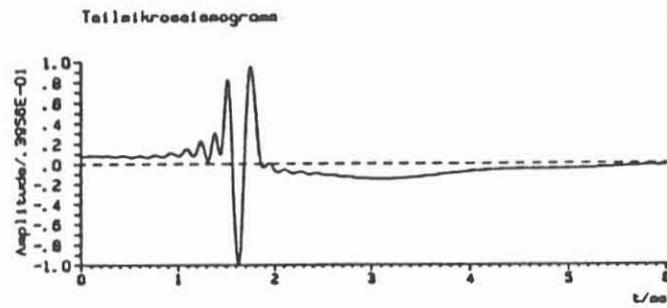


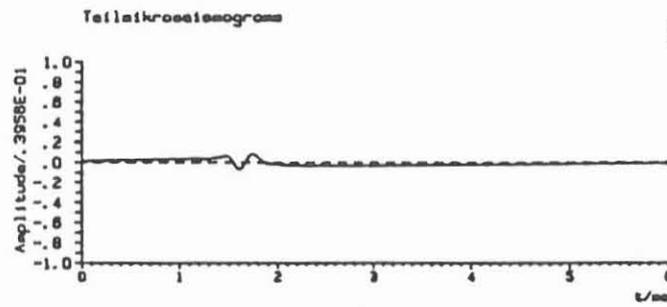
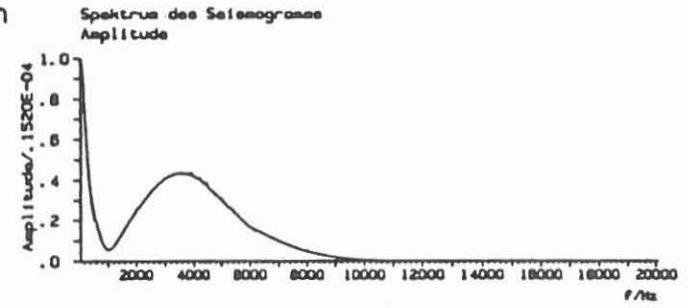
Abb. A5. Modellierete Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Bohrlochradius (in der Mitte angegeben) mit zugehörigen Amplitudenspektren (rechte Spalte). Das zugrundeliegende Quellsignal ist in der obersten Abbildungsreihe aufgeführt. Für die übrigen Modellparameter siehe Abschnitt 3.2. Man beachte, daß gegenüber der Diagrammreihe mit $R = 0,5$ m die nachfolgenden Seismogramme und Spektren mit einer 10-fach verstärkten Amplitude dargestellt sind.



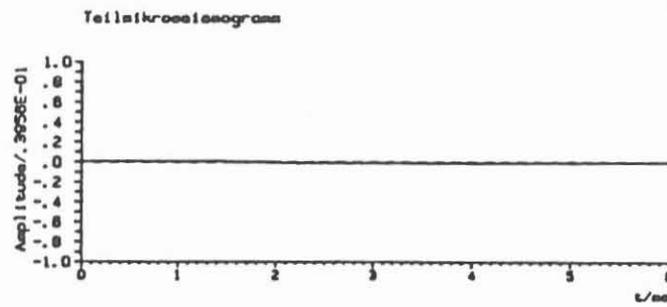
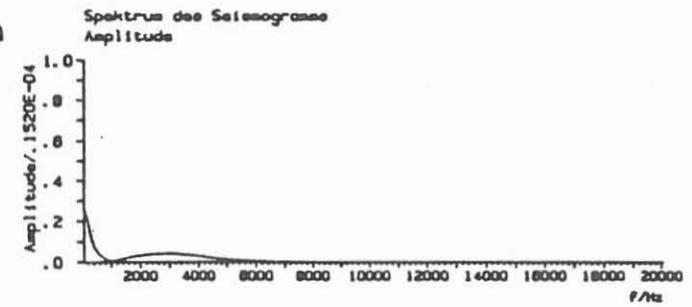
Forts. Abb. A5.



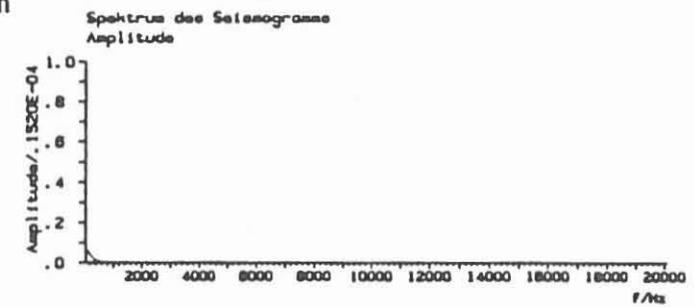
R = 0.10 m

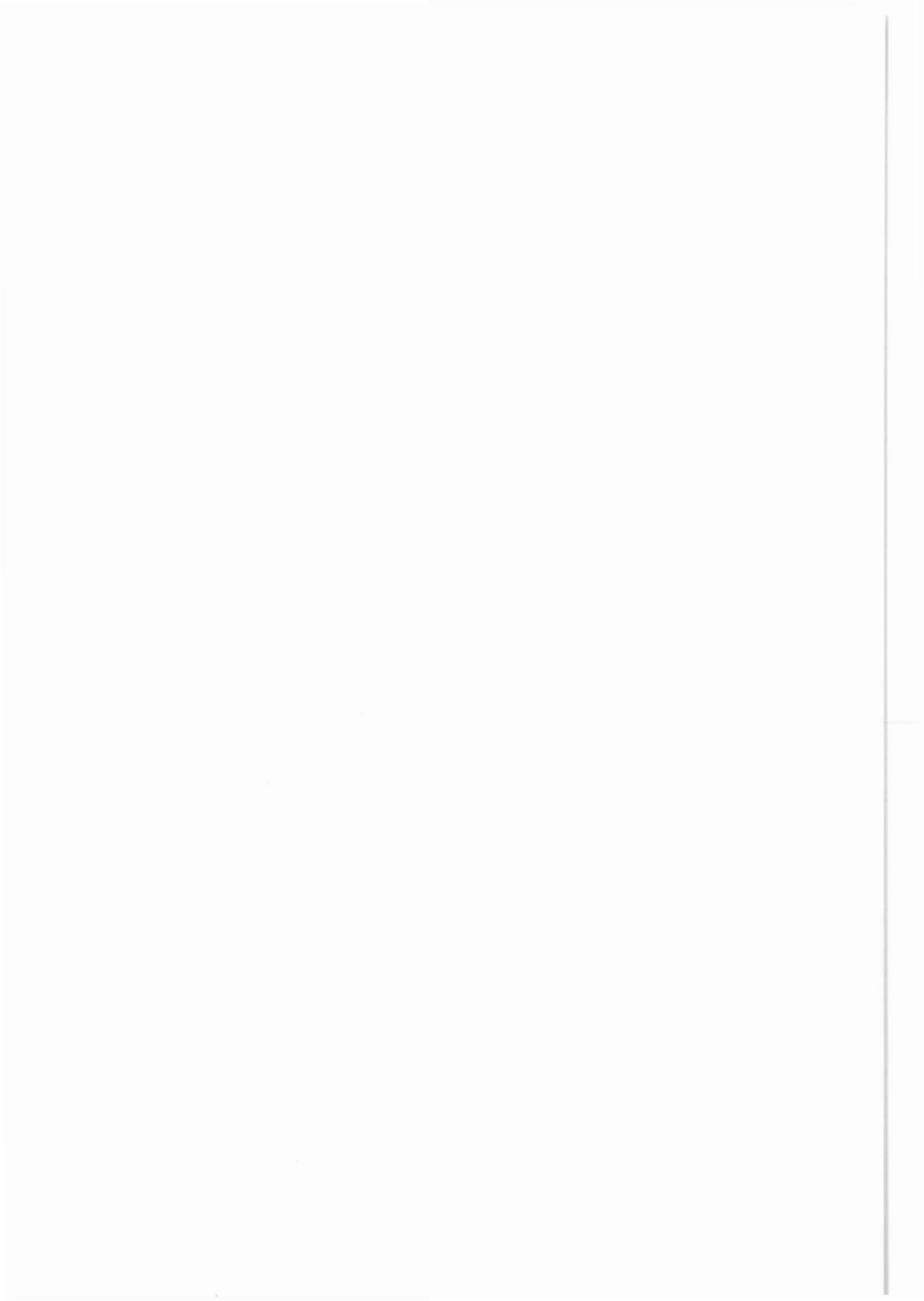


R = 0.20 m



R = 0.40 m





**MAGNETISCHE BOHRLOCHMESSUNGEN IN DER TIEFSEEBOHRUNG 418A
(BERMUDA RISE) UNTER VERWENDUNG EINES 3-D-
BOHRLOCHMAGNETOMETERS**

W. Bosum

Zusammenfassung

Im Rahmen der Meßfahrt LEG 102, die der Erforschung "alter ozeanischer Kruste" mit Hilfe geophysikalischer Bohrlochmessungen diente, wurden u. a. magnetische Messungen unter Verwendung eines 3-Komponenten Magnetometers ausgeführt. Nach einer Beschreibung des Meßsystems, der Meß- und Interpretationsmethodik werden die Ergebnisse diskutiert. Das Magnetik-Log, eine kontinuierliche Feldvermessung, bzw. seine Umrechnung in ein Magnetisierungsprofil liefert in erster Linie eine Klassifizierung der durchteuften Bereiche, die 3-D-Messung in konkreten Punkten erlaubt die Bestimmung der (totalen) Magnetisierung nach Betrag und Richtung. Unter Verwendung eines (magnetischen) Suszeptibilitäts-Logs (USGS) läßt sich die remanente Magnetisierung berechnen. Durch Vergleich mit einer paläomagnetischen Polwanderungskurve gelang es damit erstmalig, eine absolute Altersangabe aufgrund magnetischer Messungen in Bohrungen zu machen.

Abstract

In the framework of ODP-cruise LEG 102 geophysical borehole logging was carried out in Deep Sea Hole 418A to investigate oceanic "old basement". Among others a 3-axis-borehole magnetometer was used, the specification of which and the performance of measurements are described. The results are presented in form of the "magnetic log" and "3-D-measurements" in concrete points. The magnetic log and its transformation into a magnetization profile yield a detailed classification of the transversed rocks, in good correlation with the petrographic results. From the 3-D-measurements paleopole positions could be calculated, the first time in deep-sea drilling programs, which allowed an age-determination in combination with the polar wander path. The evaluation of the data was strongly supported by additional borehole susceptibility logging with an equipment of the USGS.

1 Einleitung

Die Meßfahrt LEG 102 des ODP führte mit dem Bohrschiff "Joides Resolution" an die Südspitze des "Bermuda Rise" (Abb. 1), wo die Tiefseebohrung 418 A 1977 durch die "Glomar Challenger" im sog. "alten Basement" abgeteuft worden war. Sie sollte wieder aufgetan werden, um unter Einsatz aller verfügbaren geophysikalischen Bohrlochmethoden ihre Eignung für anstehende Aufgaben des ODP zu prüfen, um die jeweiligen physikalischen Eigenschaften der durchteuften Gesteine zu bestimmen und einen Vergleich zwischen den Aussagemöglichkeiten von Untersuchungen im Bohrloch und an Bohrkernen anzustellen.

Zu diesen Messungen gehörten auch magnetische Bohrlochmessungen (BOSUM & SCOTT, im Druck), und zwar sowohl Messungen der Suszeptibilität (US Geol. Survey), als auch des magnetischen Feldes innerhalb der Bohrung (BGR). Letztere sollen im Folgenden beschrieben werden.

2 Das 3-D-Bohrlochmagnetometer, Aufbau und Meßmethodik

Die wesentlichen Komponenten des 3-D-Bohrlochmagnetometers (BOSUM & REHLI 1985) sind:

Förstersonden- (fluxgate-) Tripel und Gradiometer zur Messung des Magnetfeldes und seines Gradienten, Kreiseleinheit mit Beschleunigungsmesser zur Richtungs- sowie Neigungsbestimmung und Sonderelektronik (Datenübertragung). Sie besitzen folgende Empfindlichkeiten bzw. Eigenschaften:

Förstersonden-Tripel: 1 nT
Gradiometer : 2 nT/40 cm
Neigungsmesser : $5 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ$
Kreisel : Mittl. Drift in E-W-Stellung $0,5^\circ/\text{h}$.

Das magnetische Feld wurde kontinuierlich in Richtung der Bohrlochachse (Magnetik-Log) mit einer Geschwindigkeit von 5 m/min vermessen, das entspricht einem Meßintervall von ca. 8 cm. Da die Bohrung senkrecht ($< 2^\circ$ Abweichung) verläuft, entspricht die Meßgröße der Vertikalintensität. Daneben wurde in konkreten Punkten, i. a. im Abstand von 5 m, das magnetische Feld in 3 Komponenten (1 parallel, 2 senkrecht zur Bohrlochachse) gemessen (3-D-Messung).

Das Magnetik-Log liefert in erster Linie Aussagen über die Magnetisierung der an der Bohrlochwand anstehenden Gesteine und erlaubt daher eine Klassifizierung der durchteuften Bereiche nach magnetischen Gesichtspunkten. Einflüsse entfernter liegender Störkörper lassen sich aufgrund ihrer magnetischen Charakteristik (glatte, breite Anomalien im Gegensatz zu stark

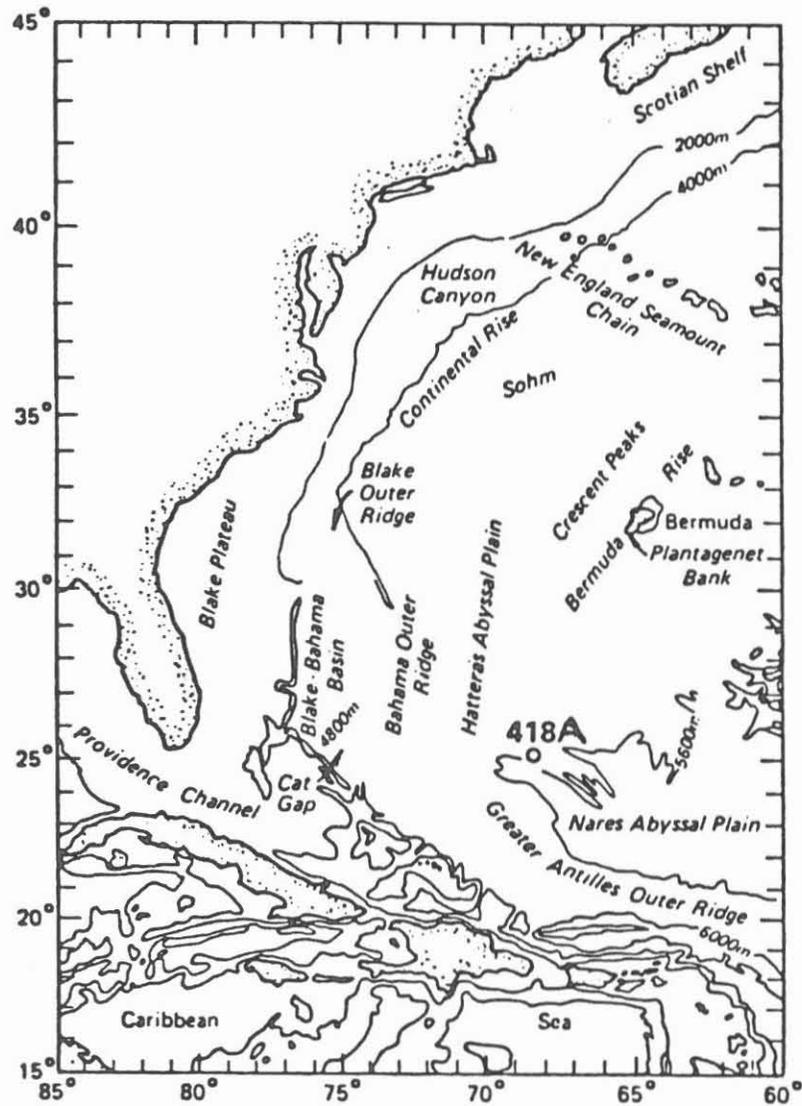


Abb. 1: Lage der Tiefseebohrung 418A.

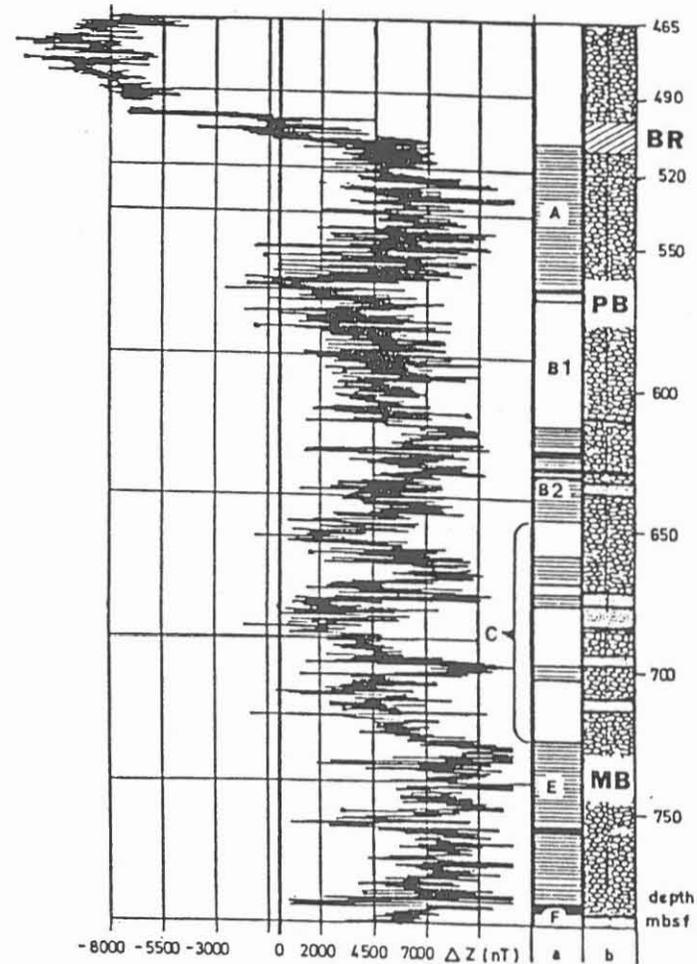


Abb. 2: Original Magnetik-Log der Bohrung 418A. Dargestellt sind die ΔZ -Anomalien, eine qualitative Gliederung nach magnetischen Gesichtspunkten (Spalte a) und eine lithologische Grobgliederung (Spalte b, BR: Breccienzone, PB: Pillow Basalt, MB: Massive Basalt). Tiefe in m unter Meeresboden (u. M.) entspricht mbsf (m below sea floor).

streuenden Werten im ersten Fall) abtrennen. Zur leichteren Korrelation mit dem petrographischen Bohrprofil und den anderen geophysikalischen Messungen wird eine Umrechnung der Vertikalintensität in Magnetisierung vorgenommen (BOSUM 1985). Die Werte über zusammenhängende Bereiche werden gemittelt.

Die 3-D-Messung erlaubt im Umfeld eines magnetischen Störkörpers seine Lokalisierung, im Innern die Berechnung der Richtung der Magnetisierung. Zur Veranschaulichung der Aussagen werden die Ergebnisse nach Umrechnung in Form von Vektoren und Polardiagrammen dargestellt.

3 Meßergebnisse und Interpretation

3.1 Das Magnetik-Log

Abb. 2 zeigt den Originalplot des Magnetik-Logs, wie er auf dem Schiff gewonnen wurde. Auffälligste Erscheinung ist der Vorzeichenwechsel der Vertikalintensität von etwa -10 000 nT auf +7 000 nT bezogen auf den Normalfeld $Z_0 = 37\ 200$ nT, in einer Teufe von ca. 504 m (unter Meeresboden, u. M.), das entspricht etwa 6 010 m unter Meeresniveau. Dieser Vorzeichenwechsel des Feldes weist auf eine Feldumkehr hin, die auch durch Laboruntersuchungen an Bohrkernen bestätigt wird (LEVI 1979). Sie fällt zusammen mit der Breccienzone (BR), die in Abb. 2 Spalte b schraffiert angezeigt ist. Unterhalb der Breccienzone kann das Magnetik-Log aufgrund der Anomaliencharakteristik, vor allem der Amplitude und des Schwankungscharakters, in verschiedene Einheiten unterteilt werden.

Die stärksten Vertikalfelder bei einheitlichem Schwankungscharakter beobachtet man zwischen 514 und 565 m u. M. (Abschnitt A in Spalte a), zwischen 565 und 610 m u. M. (B1) und zwischen 725 und 785 m u. M. (E).

Aus einem Vergleich mit dem petrographischen Profil folgt, daß die Einheiten A und B1 "Pillow Basalt (PB)", der Einheit E "Massive Basalt (MB)" entsprechen. Die Abschnitte B2 und C weisen aufgrund ihres unruhigen Feldverlaufs auf einen heterogenen Aufbau hin, in Übereinstimmung mit der Petrographie, die eine Wechsellagerung von "Pillow Basalt" und "Massive Basalt" anzeigt. Die Grenzen nach Petrographie und Magnetik (Spalten a und b) stimmen im Detail nicht unmittelbar überein, was durch den Schiffshub (einige m) und Lücken im Kernprofil erklärt werden kann.

Aus dem Magnetik-Log (Abb. 3) wurde die (totale) Magnetisierung der an der Bohrlochwandung anstehenden Gesteine berechnet. Abb. 3b zeigt das Ergebnis. Als Modell wird der in

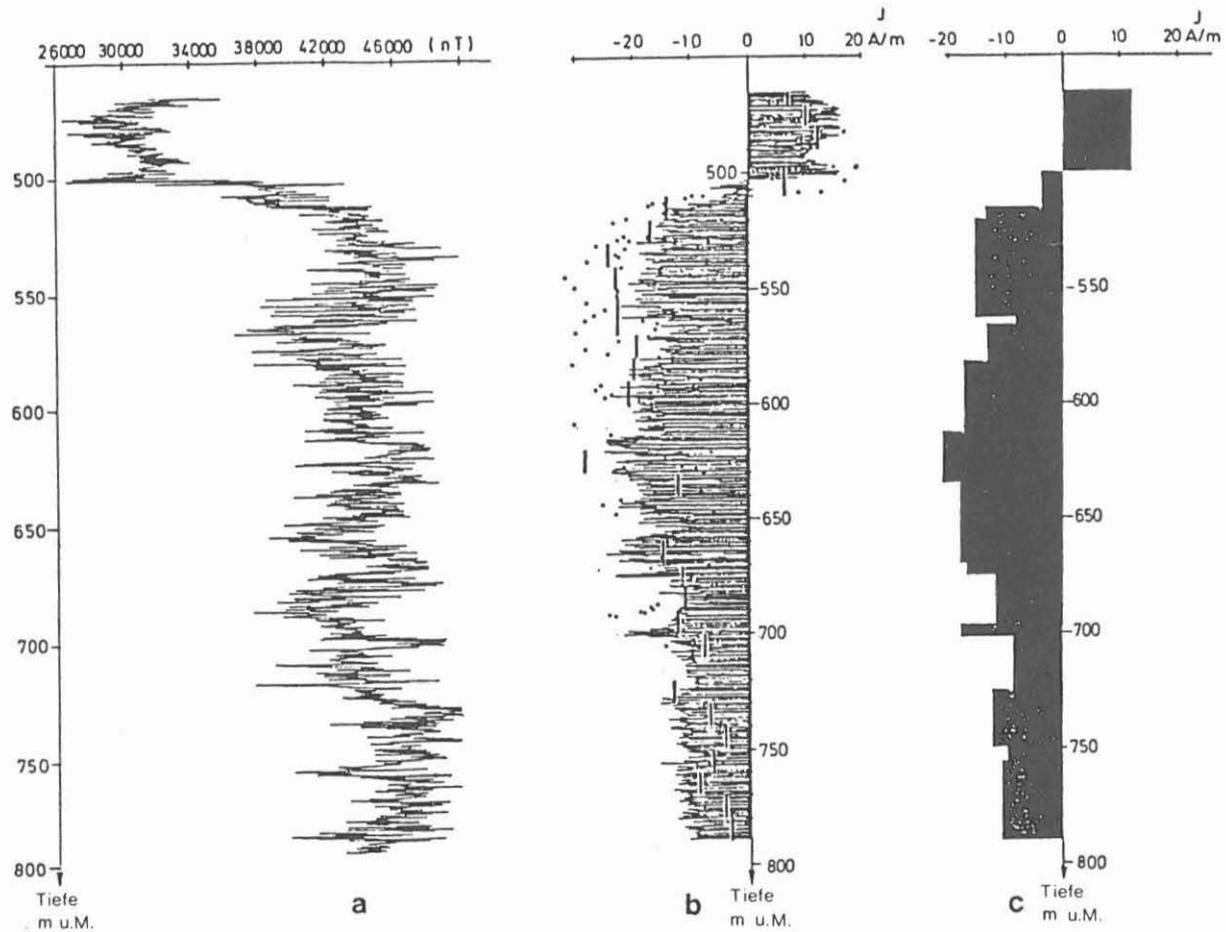


Abb. 3: Aus dem Magnetik-Log (a) errechnetes Magnetisierungsprofil (b) mit Mittelwerten (c). Mathematisches Modell: zum Bohrloch konzentrische Zylinderscheiben, äußerer Radius: 100 m. Die Punkte (Einzelmessungen) und Balken (Mittelwerte über 10 m) zeigen die Ergebnisse von Messungen der NRM an Bohrkernen. Tiefe in m u. M.

horizontale, zum Bohrloch konzentrische Scheiben zerlegte Untergrund verwendet (BOSUM 1985). Der äußere Radius wird iterativ ermittelt, indem das Ergebnis mit dem von Bohrkernuntersuchungen verglichen wird.

Die Ergebnisse der Laboruntersuchungen (LEVI 1979; LEVI et al. 1979) sind in Abb. 3b als Punkte (Einzelmessungen) bzw. Balken (Mittel über 10 m) eingetragen. Sie stellen die natürliche remanente Magnetisierung (NRM) dar, die jedoch wegen des hohen Königsberger Q-Faktor ($Q = J_R/J_i$; J_R : remanente Magnetisierung, J_i : induzierte Magnetisierung) zwischen 10 und 80 unmittelbar mit der aus dem Magnetik-Log erhaltenen Gesamtmagnetisierung J_T verglichen werden kann. Die Anpassung von J_T an die NRM war im Mittel bei einem äußeren Radius des "Einflußzylinders" von 100 m am besten, wobei im oberen Teil der Bohrung die NRM-Werte systematisch etwas größer, im unteren Teil systematisch etwas geringer sind als die J_T -Werte nach dem Magnetik-Log, woraus geschlossen werden kann, daß der Einflußzylinder im oberen Bereich geringer, im unteren Bereich größer als 100 m sein sollte. Die NRM der Einzelproben streut stärker als die J_T , was durch den Einfluß der starken Inhomogenität des Gesteins bei kleinen Gesteinsproben zu erklären ist.

Aus den errechneten Magnetisierungswerten wurden Mittelwerte gebildet (Abb. 3c). Sie zeigen, daß generell oberhalb etwa 675 m die Gesamtmagnetisierung mit ca. 17 A/m stärker ist als unterhalb, wo sie ca. 12 A/m im Mittel beträgt. Das Suszeptibilitätslog (BOSUM & SCOTT, im Druck) zeigt folgenden Verlauf: im oberen Teufenbereich bis etwa 610 m beobachtet man sehr niedrige Suszeptibilitäten, entsprechend ca. 0,2 A/m. Die Magnetisierungen variieren im mittleren Teufenbereich, entsprechend der Wechsellagerung vom Pillow und Massive Basalt zwischen 0,30 und 1,6 A/m und erreichen zwischen 645 und 725 m die höchsten Werte mit 2,2 A/m, im Mittel 1,5 A/m. Der untere Teufenbereich von 725 bis 785 m, wo der Massive Basalt aufgeschlossen ist, zeichnet sich durch eine relativ einheitliche Magnetisierung von 1,2 A/m aus.

Aus dem Vergleich zwischen Magnetik-Log und Suszeptibilitätslog lassen sich gesteinsmagnetisch interessante Schlüsse ziehen:

Die im oberen Teil der Bohrung bis ca. 610 m abzuleitende starke remanente Magnetisierung mit Q-Faktoren in der Größenordnung von 80 weist auf einen Gesteinstyp hin, der durch Feinkörnigkeit, also schnelle Abkühlung, gekennzeichnet ist, zutreffend für Pillow Basalt. Demgegenüber ergibt sich zwischen 725 und 785 m ein Q-Faktor von im Mittel $Q = 8$, d. h. ein Hinweis auf einen relativ grobkörnigen Gesteinstyp, entstanden bei relativ langsamer Abkühlung, wie man sie bei dem Massive Basalt erwarten kann.

Insgesamt spiegeln also die magnetischen Logs, insbesondere die Kombination von Magnetik-Log und Suszeptibilitätslog, den petrographischen Aufbau treffend wieder: Unterhalb der durch die Breccienzone gekennzeichneten Feld- bzw. Magnetisierungs-umkehr finden sich im oberen Bereich Pillow-Basalte, die nach einer Wechsellagerung von Pillow-Basalt und Massive Basalt in Massive Basalt im unteren Teil der Bohrung übergehen. Die Begrenzung des magnetischen Störkörpers könnte in relativ geringer Entfernung von 100 m zu finden sein, in Übereinstimmung mit der Interpretation der "Ocean floor"-Anomalie, aufgrund derer die Bohrung an die östliche Grenze des Mo-Störkörpers (entsprechend 105 m.a.) gesetzt worden war.

3.2 Die 3-D-Messung

Die Ergebnisse der magnetischen 3-Komponenten-Messungen, die in Abständen von 5 m erfolgten, zeigt die Abb. 4 in Vektordarstellung. Die Vektoren sind in Abb. 4a im Vertikalschnitt in ihrer wahren Länge wiedergegeben. Das Azimut läßt sich aus der Lage der Störfeldvektoren in der Horizontalebene (Abb. 4b) entnehmen. Die gleichzeitige Betrachtung der Polardiagramme (Abb. 5 und 6) erleichtert das Verständnis. Weiter sind in Abb. 7 die Inklination und in Abb. 8 die Deklination der Anomalievektoren (A in Abb. 7) dargestellt. Die Inklination der Magnetisierungsvektoren wurde aus der der Anomalievektoren errechnet (M in Abb. 7) (BOSUM 1985), ihre Deklination ist dieselbe.

Die auffälligste Erscheinung in dem Profil der Anomalievektoren ist der Vorzeichenwechsel in ca. 510 m u. M., verursacht durch die Umkehr des magnetischen Erdfeldes. Eine feinere Gliederung des Profils aufgrund der Inklinationswerte läßt sich aus Abb. 4a, jedoch besser noch aus Abb. 7 ablesen. Sie deutet auf Grenzen bei 580 und 720 m u. M. hin, entspricht also in etwa den o. g. Intervallen des Magnetik-Log.

Die Inklinationswerte oberhalb 510 m u. M. streuen stark, vermutlich aufgrund ihrer Nähe zur Breccienzone, verbunden mit der Feldumkehr. Unterhalb zeigen die Inklinationswerte der Magnetisierung (M) einen relativ glatten Verlauf. Bis etwa 590 m u. M. beträgt die Inklination ca. -25° , bis 700 m ca. -30° , unterhalb 700 m -40° im Mittel. Diese Werte stimmen gut mit denen der Laboruntersuchungen an Bohrkernen überein (LEVI 1979). Die Dreiteilung des Profils ist jedoch wesentlich klarer in den Bohrlochmessungen erkennbar, auch ist ihr Verlauf glatter.

Die Deklinationswerte (Abb. 8) streuen wesentlich stärker. Dieses ist dadurch bedingt, daß die Sonde in der Bohrung aufgrund des großen Bohrlochdurchmessers drehte (inzwischen

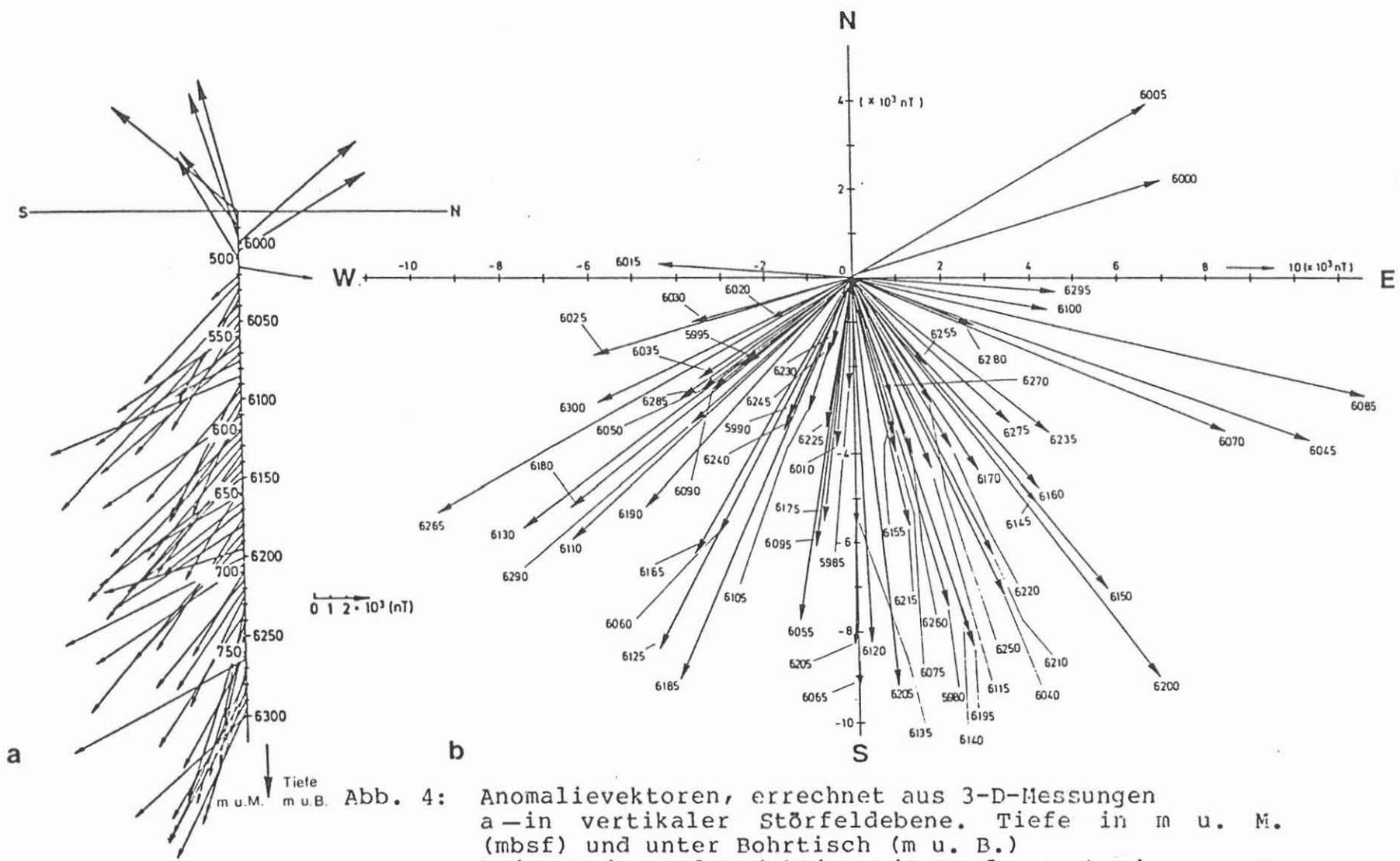


Abb. 4: Anomalievektoren, errechnet aus 3-D-Messungen
 a—in vertikaler Störfeldebene. Tiefe in m u. M.
 (mbsf) und unter Bohrtisch (m u. B.)
 b—in Horizontalprojektion mit Teufenangabe in m u. B.
 entspricht mbrf (m below rig floor).

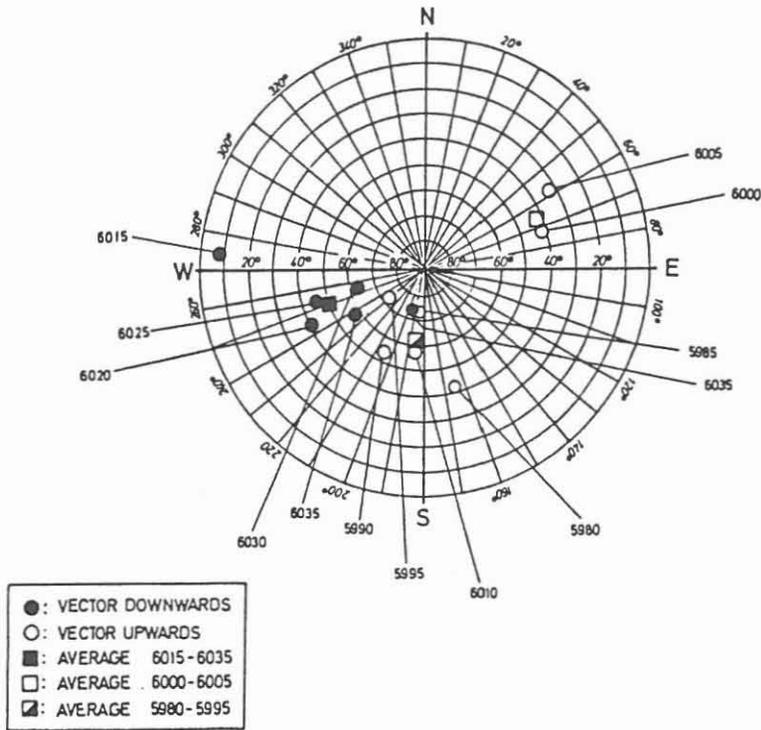


Abb. 5: Anomalievektoren des oberen Teils der Bohrung 418A in Polardiagramm-Darstellung. Zahlen geben die Teufe in m u. B. (unter Bohrtisch) an.

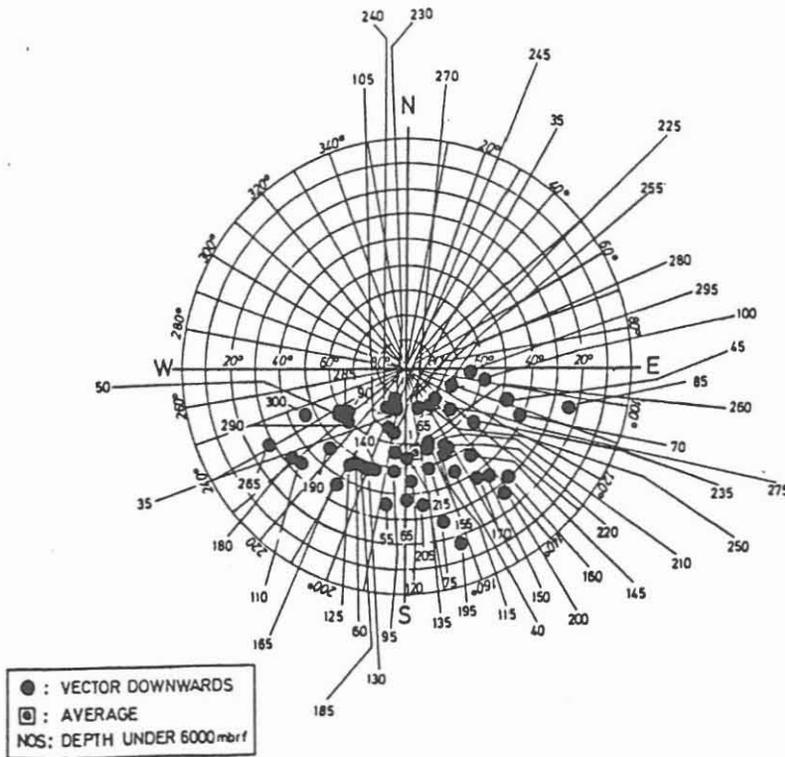


Abb. 6: Anomalievektoren des unteren Teils der Bohrung 418A in Polardiagramm-Darstellung. Zahlen geben die Teufe unterhalb des 6 000 m u. B.-Niveaus an.

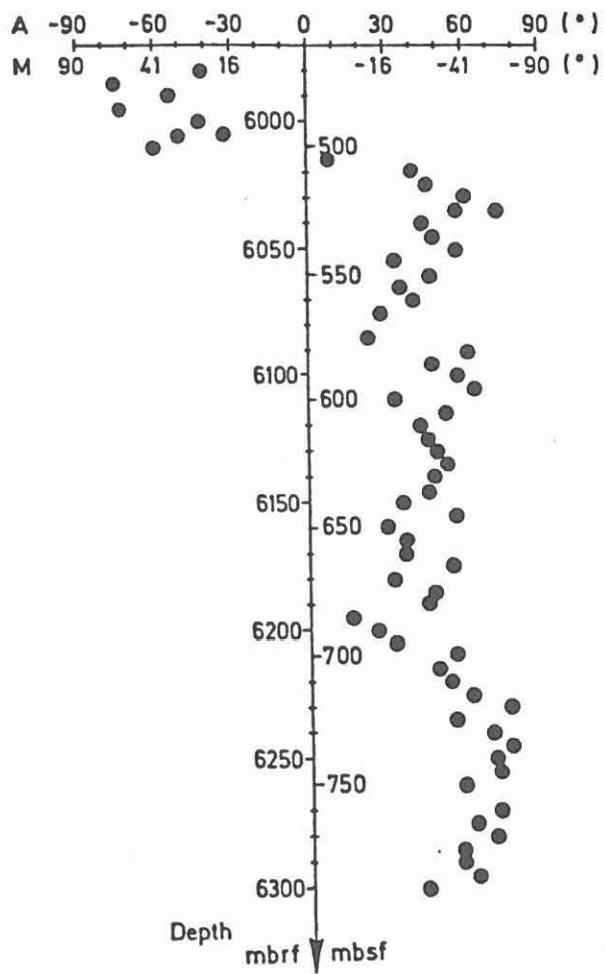


Abb. 7:
 Profil der aus 3-D-Messungen errechneten Inklination der Anomalievektoren (A) bzw. der Magnetisierungsvektoren (M). Tiefe in m u. M. (mbsf) und m u. B. (mbrf).

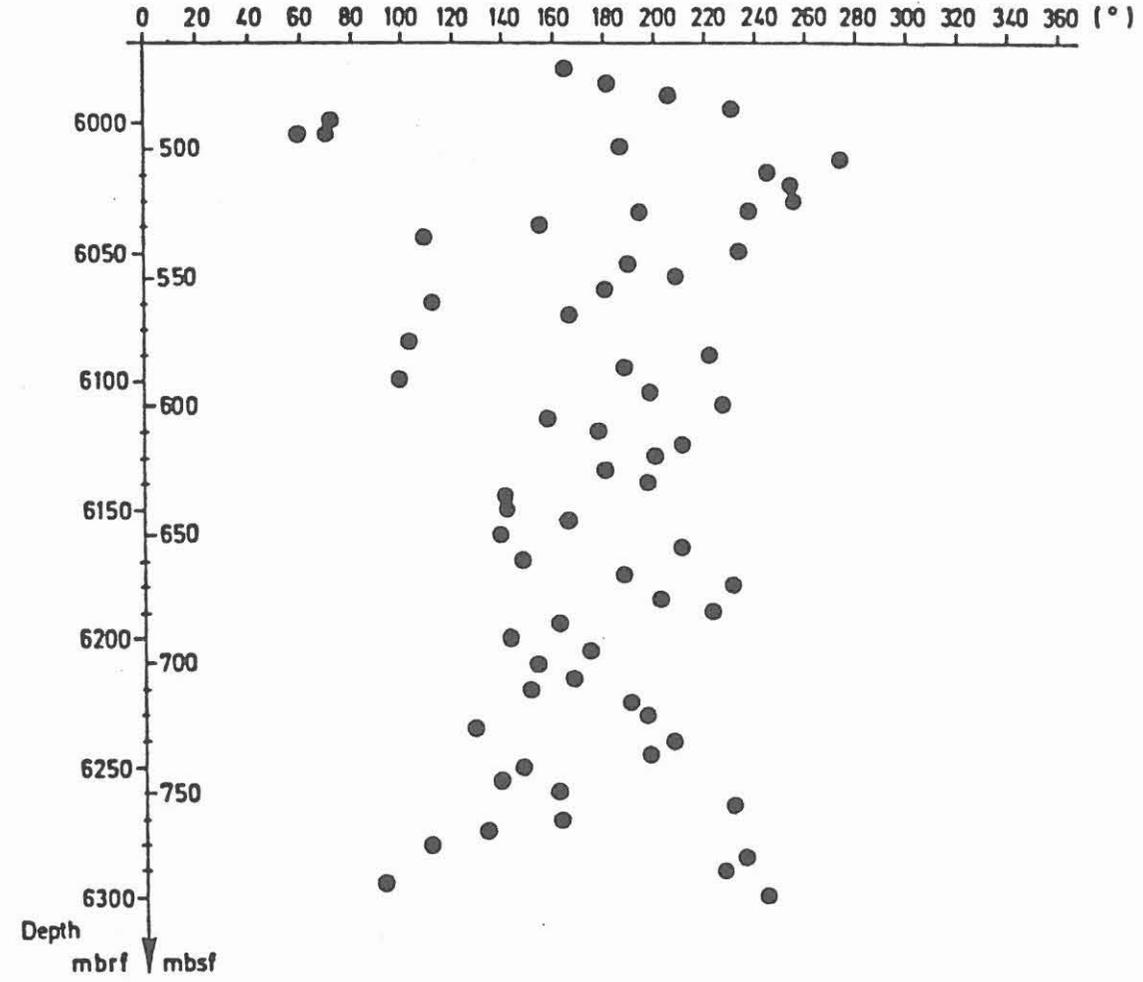


Abb. 8:
 Profil der aus 3-D-Messungen errechneten Deklination der Anomalie-/Magnetisierungsvektoren. Tiefe in m u. M. (mbsf) und m u. B. (mbrf).

wurde dieser Störeinfluß durch die Anbringung von Zentrierern beseitigt). Trotzdem ergeben sich brauchbare Mittelwerte, wie aus der Bündelung der Richtungsvektoren in Abb. 6 entnommen werden kann.

Diese Ergebnisse in Verbindung mit den kräftigen Q-Faktoren von im Mittel $Q = 35$ begründen eine Berechnung von Paläopol-lagen, um Altersangaben zu machen. Abb. 9 zeigt das Ergebnis, eingetragen in die Polar Wander Kurve (APWP) (LANDOLT-BÖRNSTEIN 1985) für Nord-Amerika. Wie zu erwarten, stimmen die Werte, errechnet aus der remanenten Magnetisierung, mit denen aus der Gesamtmagnetisierung vollkommen überein. Weiter sind Fischer-Kreise eingetragen, die die Gebiete angeben, innerhalb derer die Polposition mit 95 % Wahrscheinlichkeit zu suchen ist.

Die Polpositionen für die Tiefenintervalle 510 - 565 m u. M., 580 - 715 m u. M. und 530 - 790 m u. M. stimmen unter Beachtung der Fischer-Kreise gut mit der Unter-Kreide-Position überein, die aus geologischer Altersbestimmung folgt. Damit ist es erstmals im Rahmen von Tiefseebohrprogrammen gelungen, aus magnetischen Bohrlochdaten Altersbestimmungen aufgrund der Pollagen vorzunehmen.

Der Tiefenbereich 470 - 485 m u. M. liefert kein brauchbares Ergebnis; vermutlich sind diese Werte, wie oben ausgeführt, durch die Nähe zur Umkehrzone verfälscht. Der Tiefenbereich 720 - 790 m u. M. liegt ebenfalls außerhalb der Polwanderungskurve. Auch die gesteinsmagnetischen Messungen der Inklination zeigen hier anomale Werte. Als Erklärung können Bewegungen der Gesteinslagen, bzw. magmatischer Ergüsse, z. B. Fließvorgänge herangezogen werden (LEVI 1979; BLEIL & SMITH 1979).

4 Schlußfolgerungen

Die magnetischen Bohrlochmessungen, die hier eingehend beschriebenen 3-D-Magnetometer-Feld-Messungen, aber auch die Suszeptibilitätsmessungen liefern interessante Ergebnisse im Hinblick auf eine Gliederung der durchteuften ozeanischen Basement-Gesteine. Dabei ergänzen sich Magnetik-Log und Suszeptibilitätslog in ausgezeichneter Weise, sollten also auch in Zukunft immer gemeinsam eingesetzt werden.

Im Vergleich zu Laboruntersuchungen von Bohrkernen bieten die Bohrlochmessungen den Vorteil kontinuierlicher Profile mit entsprechend hoher Auflösung und detaillierten Aussagen.

Ein besonderer Vorteil der 3-D-Magnetometermessungen ist die Bestimmung auch der Deklination der Magnetisierung, womit erstmalig Paläopolbestimmungen und damit Altersangaben nach der Magnetik im Rahmen von ODP möglich waren.

Auf der anderen Seite liegt der Vorteil der Bohrkernvermessungen in den großen experimentellen Möglichkeiten im Labor

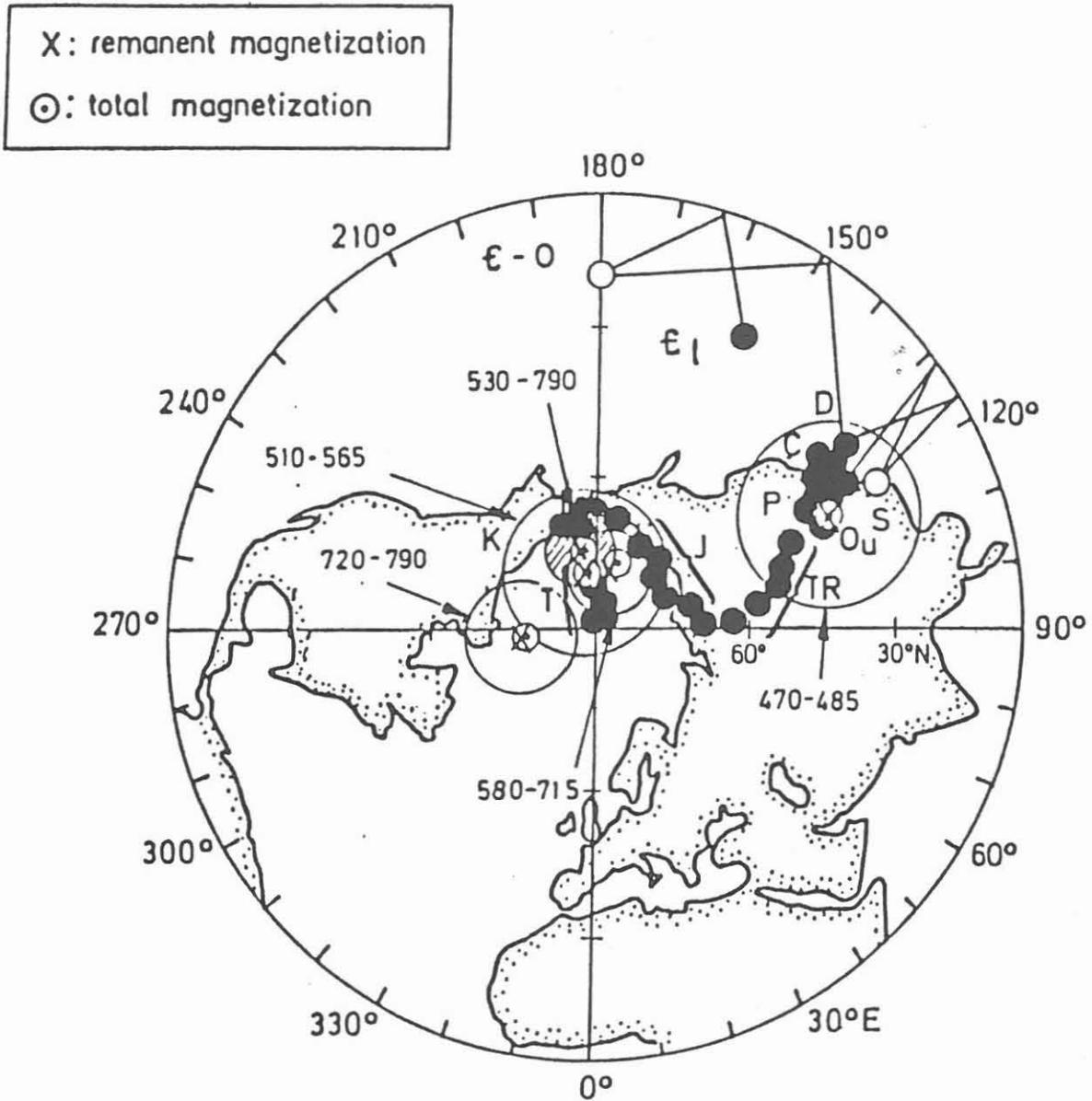
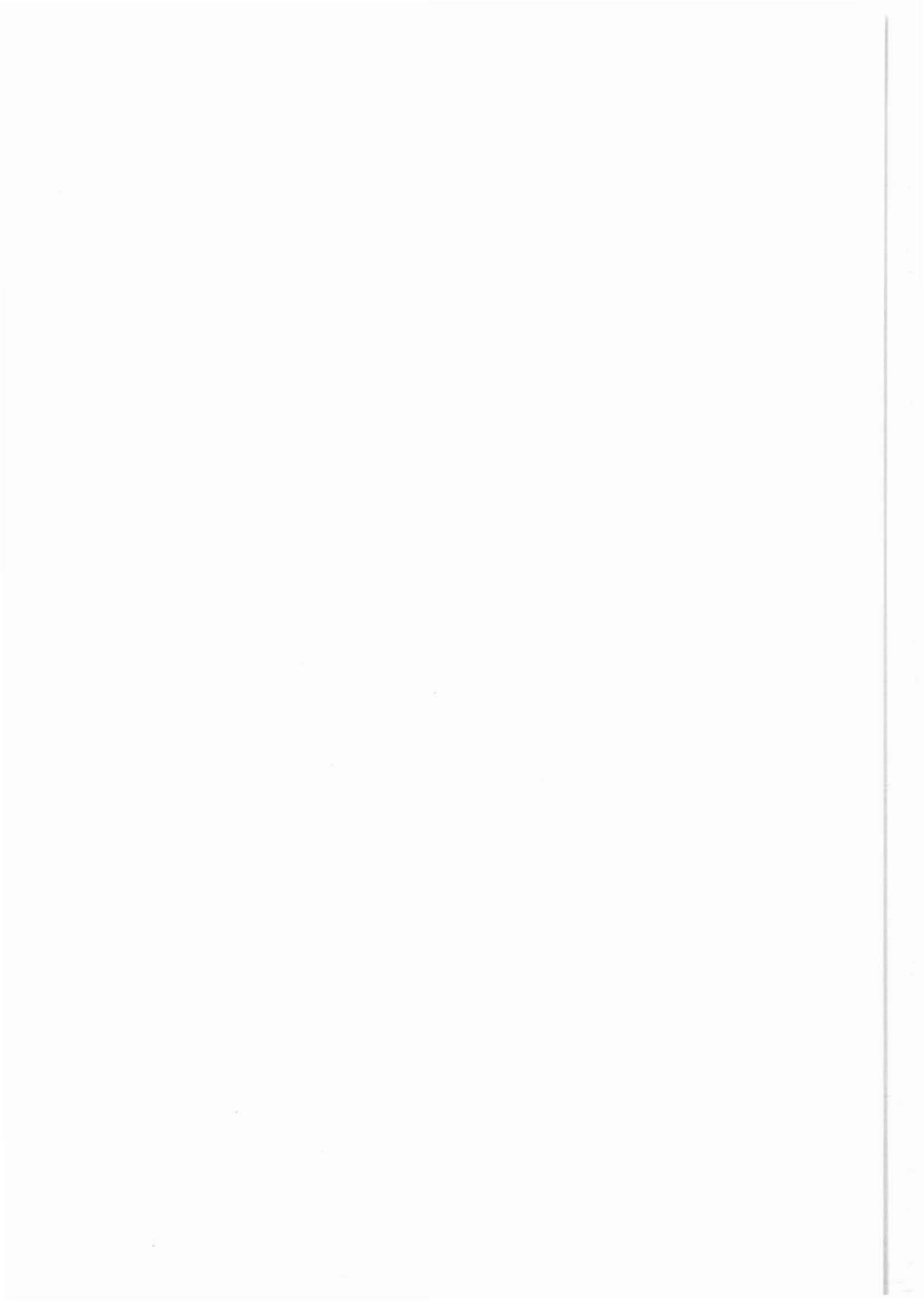


Abb. 9: Polar Wander Kurve (APWP) und Polpositionen errechnet aus den 3-D-Messungen in Bohrung 418A mit Angabe des Fehlerkreises "95" nach Fischer. Tiefenangaben in m u. M. T: Tertiär; K: Kreide; T_B: Trias; P: Perm; C: Karbon; D: Devon; S: Silur, O_B: Ob. Ordovizium, ε₀: Kambrium-Ordovizium, ε_L: Unteres Kambrium.

und den daraus resultierenden signifikanten Testen und Untersuchungen, wie Entmagnetisierung, CURIE-Punkt-Bestimmung, Hysterese- und Sättigungsmagnetisierungsmessungen, so daß die Kombination von Bohrloch- und Bohrkernuntersuchungen erst die Aussagemöglichkeiten der Magnetik voll erschließt.

Literatur

- Bleil, U. & Smith, B., 1979: Paleomagnetism of basalts, Leg 51. - In: Donnelly, T., Francheteau, J., Bryan, W., Robinson, P., Flower, M., Salisbury, M. et al., Init. Repts. DSDP, 51, 52, 53, Pt. 2: Washington (U. S. Govt. Printing Office), pp. 1351-1361.
- Bosum, W., 1985: Magnetische Bohrlochmessungen in den Bohrungen Kirchzarten 1, 2 und 3 unter Verwendung eines 3-D-Bohrlochmagnetometers. - In: Geol. Jahrb., E28, S. 237-261.
- Bosum, W. & Rehli, H.-J., 1985: Bau und Erprobung eines 3-D-Bohrlochmagnetometers. - In: Geol. Jb. E28, S. 191-217.
- Bosum, W. & Scott, J.H., im Druck: Interpretation of Magnetic Logs in Basalt, Hole 418A. - In: Salisbury et al., Proceedings, Init. Repts. (Part B) of the Ocean Drilling Program.
- Landolt-Börnstein, 1985: Numerical data and functional relationships in science and technology, new ser., group V. - In: Fuchs, K. and Soffel, H.: Geophysics of the Solid Earth, the Moon and the Planets, subv. B of Geophysics and Space Research, v. 2: Heidelberg (Springer-Verlag).
- Levi, S., 1979: Paleomagnetism and some magnetic properties of basalts from the Bermuda Triangle. - In: Donnelly, T., Francheteau, J., Bryan, W., Robinson, P., Flower, M., Salisbury, M. et al., Init. Repts. DSDP, 51, 52, 53, Pt. 2: Washington (U. S. Govt. Printing Office), pp. 1363-1378.
- Levi, S., Bleil, U., Smith, B. M. & Rigotti, P. A., 1979: Compilation of paleomagnetic and rock magnetic results of basalt samples from Deep Sea Drilling Project Legs, 51, 52, and 53. - in: Donnelly, T., Francheteau, J., Bryan, W., Robinson, P., Flower, M., Salisbury, M., et al., Init. Repts. DSDP, 51, 52, 53 Pt. 2: Washington (U. S. Govt. Printing Office), pp. 1337-1350.



ERPROBUNG EINES BOHRLOCHMAGNETOMETERS FÜR EINE VERTIKALE GRADIENTENSONDIERUNG ERDMAGNETISCHER VARIATIONEN

E. Steveling, B. Fluche, U. Schmucker

Zusammenfassung

Registrierung des tellurischen Feldes, wie sie in der Magnetotellurik (MT) zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit des Untergrundes üblich sind, können durch Messungen des Vertikalgradienten erdmagnetischer Variationen in einem Bohrloch ersetzt werden. Da in dieser vertikalen Gradientensondierung ausschließlich Magnetfeldvariationen registriert werden, entfallen Korrekturen, die in der MT wegen der oft durch kleinräumige Leitfähigkeitsanomalien verzerrten tellurischen Felder notwendig sind.

In der Bohrung Mardorf 9/Steinhuder Meer ist es ertmals gelungen, mit einem für gesteinsmagnetische Messungen gebauten Bohrlochmagnetometer der BGR zeitliche erdmagnetische Variationen zu registrieren und mit gleichzeitigen Aufzeichnungen eines zweiten Magnetometers an der Erdoberfläche zu vergleichen. Aus einem begleitenden Meßprogramm mit MT- und Geoelektrik-Sondierungen in der Umgebung des Bohrlochs konnten Tiefenprofile der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt werden. Die durch den Skineffekt verursachte, aus dem bestimmten Leitfähigkeitsprofil berechenbare Abschwächung des Magnetfeldes am Ort des Bohrlochmagnetometers ist deutlich kleiner als die in der Gradientenmessung beobachtete.

Genauere Testmessungen zur vertikalen Gradientensondierung sollen mit einem speziell für diesen Zweck gebauten Bohrlochmagnetometer durchgeführt werden, bevor das Verfahren in der kontinentalen Tiefbohrung zum Einsatz kommt.

Nachdem vom Institut für Geophysik Göttingen in den letzten Jahren mit einigen Experimenten der vertikale Gradient des horizontalen magnetischen Variationsfeldes in Bergwerkschächten (SCHMUCKER, 1986) gemessen worden ist, soll hier über erstmalige Variationsmessungen in einem Bohrloch berichtet werden.

Durch Absprache innerhalb der Gruppe "Bohrlochmagnetometer" der damaligen ARGE 2 des Kontinentalen Tiefbohrprogramms wurden uns von der BGR Hannover für die Experimente ein Bohrlochmagnetometer und die Bohrung Mardorf 9 am Steinhuder Meer (nordwestlich Hannover) samt Winde und Bohrlochkabel überlassen. Dadurch konnten diese ersten Testmessungen sehr kostengünstig durchgeführt werden, so daß trotz schwieriger geologischer Verhältnisse - die Bohrung ist über einem Salzstock abgeteuft - Mardorf eine gute Wahl war.

Die Ergebnisse der Gradientensondierung sollten mit magnetotellurischen Messungen verglichen werden. Deshalb wurden auf einem Profil etwa senkrecht zum Streichen des Salzstockes Husum (Abb.1) die gleichzeitig digital auf Kassetten registrierenden Stationen MA2, MA3, MA5, MA7 und MA9 eingerichtet. In der Zeit vom 14.3.-19.4.1985 wurde an allen Punkten mit Induktionsmagnetometern und Tellurikverstärkern und vom 24.6.-22.8.1985 als langperiodische Ergänzung mit einem Fluxgatemagnetometer und Tellurikverstärkern bei MA2 gemessen.

Für einen Vergleich ist es besonders wichtig, die Leitfähigkeit der oberflächennahen Schichten zu kennen. Das NLFB Hannover (WORZYK, 1986) hat unser Vorhaben daher mit Geoelektrischen Tiefensondierungen (Auslagen bis zu 6.8km Länge) unterstützt. Außerdem wurden an den Stationen MA2, MA5 und MA9 vom Institut für Geophysik der TU Berlin AMT-Messungen durchgeführt.

Abb.2 ist ein Versuch, Ergebnisse der MT-, AMT- und GTS-Messungen zusammenzustellen. Das ganz links angegebene Widerstandsmodell soll für die Bohrlochlokation bei MA9 gelten. Der Widerstandsbereich von der Erdoberfläche bis zum Salz (1000 Ω m) ist das Ergebnis einer Geoelektrik-Sondierung längs des Salzstocks. Der nach unten anschließende Bereich ist ab 2.2km Tiefe das Ergebnis einer 1D-Inversion, stammt also von MT-Messungen. Für das Gesamtmodell wurde die als durchgehende Kurve dargestellte $\rho^*(z^*)$ -Kurve berechnet.

Im oberen Bilddrittel kann man beurteilen, ob AMT und GTS zu ähnlichen Ergebnissen kommen. Die durchgezogenen Kurven für den Frequenzbereich 3.7 - 866Hz sind Bostick-Transformationen der AMT-Messungen in MA2 und MA9. Mit x bzw. + sind die xy-, mit o bzw. Δ die yx-Elemente markiert. Die Kurven von MA2 treffen die Tiefe des guten Leiters sehr gut, doch liegt MA2 ca. 4km westlich der Bohrung. MA9 liegt an der Bohrung; hier wird der gute Leiter mit dem richtigen Widerstand, aber in geringerer Tiefe gesehen. Möglicherweise wird die Kurvenverschiebung durch eine Verzerrung des tellurischen Feldes verursacht. Die AMT-Kurven von MA5 sind hier nicht dargestellt. Sie sind gegenüber MA2 und MA9 in größere Tiefen und zu höheren Widerständen verschoben. Ein guter Leiter ist dort nicht ganz so deutlich zu erkennen.

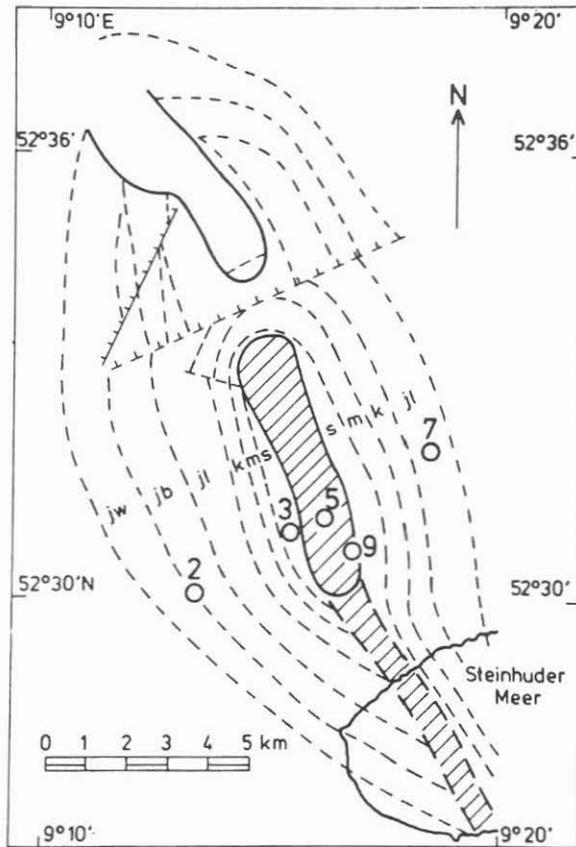


Abb.1: Salzstock Husum (aus Geol.LA Hannover, CLOSS 1946). Die mit 2-9 markierten Kreise geben die Lage der MT-Stationen MA2-MA9 an. Die Bohrung Mardorf 9 liegt 100 – 200m südlich von MA9.

Die punktierte Kurve gehört zu dem aus der 1D-Inversion ermittelten Modell. Sie stimmt im oberen Bereich nicht so gut mit den unten im Bild durch Kreuze dargestellten MT-Messungen von MA2 überein, da das Modell eine Mittelung der Ergebnisse von MA2 und MA7 ist.

Die Lage des Meßprofils senkrecht zum Streichen einer Anomalie legt es nahe, die Daten auch mit einer zweidimensionalen Modellrechnung zu interpretieren. Benutzt wurde dazu ein neu entwickeltes Programmpaket für inhomogene Schichten von SCHMUCKER.

Grundlage des Modells ist eine vorher durchgeführte eindimensionale Inversion der Daten. In das daraus ermittelte Modell wurde als symmetrische Aufwölbung der schlechtleitende Salzstock gelegt. (Abb.3). In vielen Versuchen wurden die Breite der Aufwölbung und der Deckschichtwiderstand solange variiert, bis die Übertragungsfunktionen d_D , C_{xy} und C_{yx} im Periodenbereich 9.4 – 150s mit den gemessenen möglichst gut übereinstimmten. Im Rahmen der Möglichkeiten kann die Anpassung als gelungen angesehen werden. Eine weitere Verfeinerung des Modells ist nicht sinnvoll, da eigentlich eine 3D-Interpretation nötig wäre. Wohl aus diesem Grunde ist die hier nicht gezeigte Anpassung der anomalen Vertikalkomponente weniger gut gelungen.

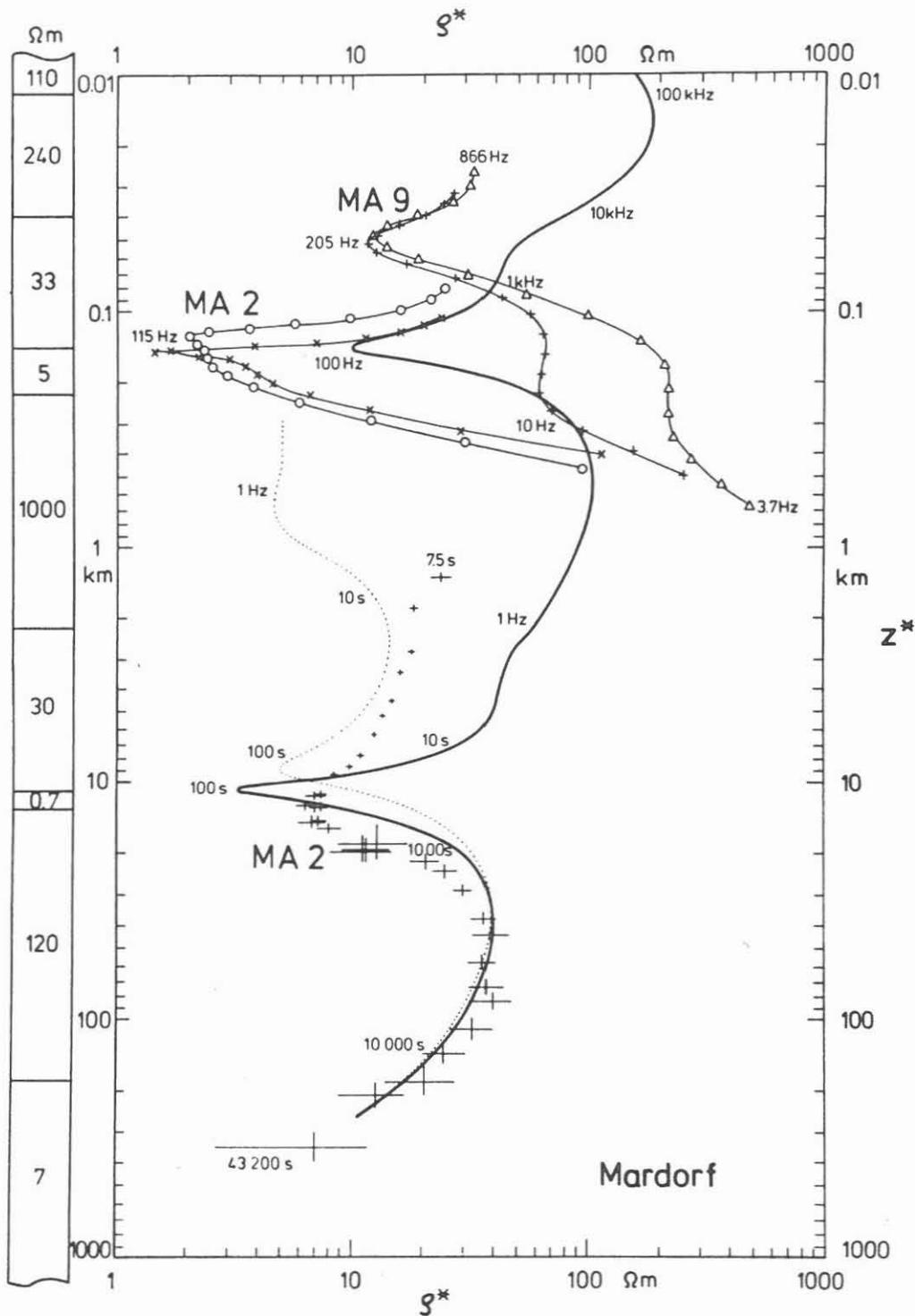


Abb.2: Gemeinsames Modell, aus Messungen der Magnetotellurik, Audiomagnetotellurik und Geoelektrischen Tiefensondierung abgeleitet. Die durchgehende Kurve ist die aus dem links angegebenen Widerstandsmodell berechnete $\rho^*(z^*)$ -Verteilung. Im oberen Drittel sind für beide Polarisationen BOSTICK-Transformationen von AMT-Messungen in MA2 und MA9 angegeben. Die Fehlerkreuze in der unteren Hälfte sind MT-Messungen der um 45° rotierten xy-Komponente von MA2. Die gestrichelte Kurve gehört zu dem aus der 1D-Inversion ermittelten Modell.

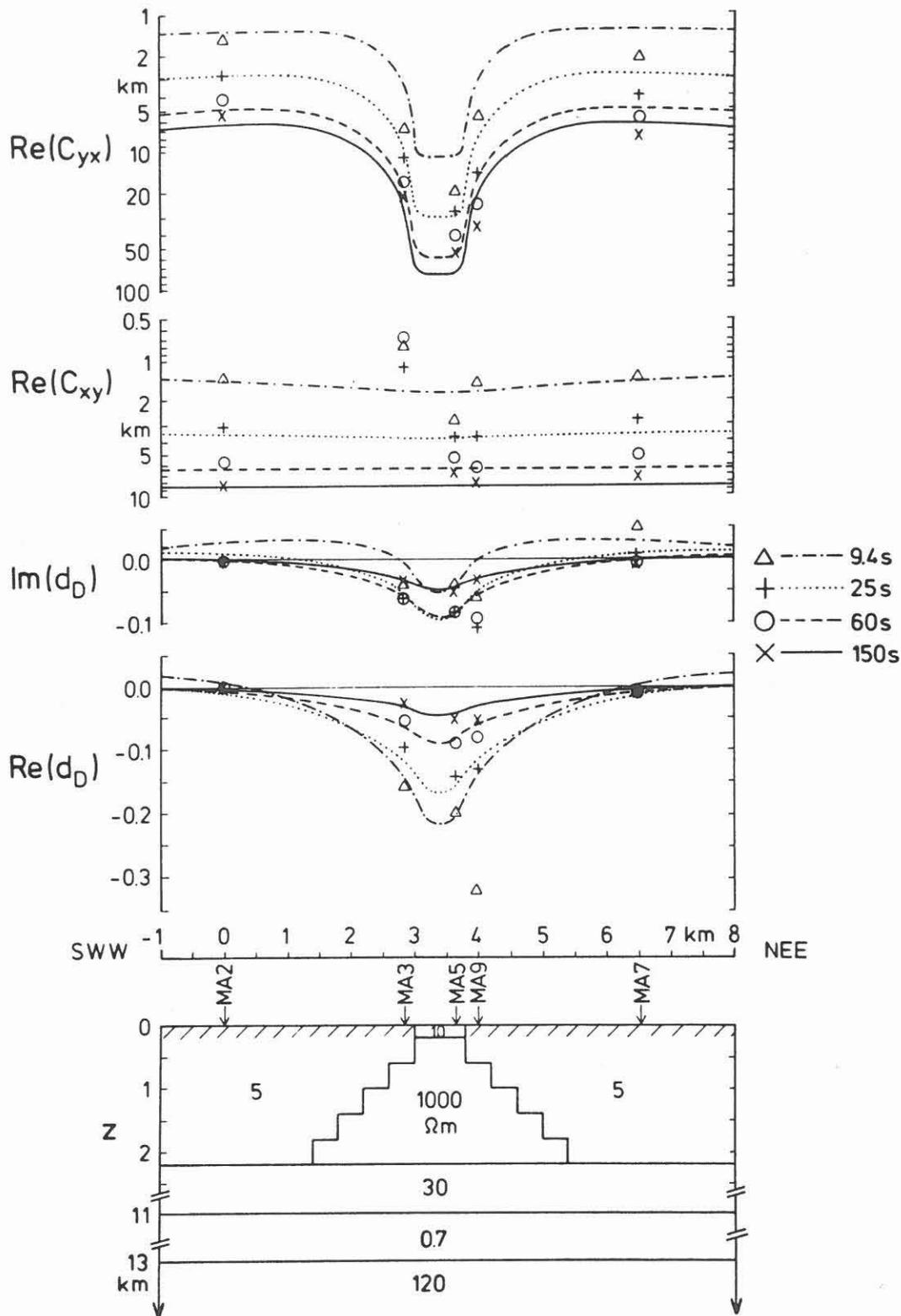


Abb.3: 2D-Widerstandsmodell des Salzstocks Husum. Für 4 Perioden von 9.4–150s werden gemessene Übertragungsfunktionen (mit Symbolen markierte Punkte) mit aus dem Modell berechneten (Linien) verglichen.

Das Modell zeigt über dem hochohmigen Salz ($1000\Omega m$) eine $200m$ mächtige gutleitende Deckschicht mit $10\Omega m$ spezifischem Widerstand, d.h. einer integrierten Leitfähigkeit von $20S$. Die Geoelektrische Tiefensondierung (vgl. Abb.3) ergab eine integrierte Leitfähigkeit von $19.4S$, also eine sehr gute Übereinstimmung. Außerdem passen die integrierten Leitfähigkeiten der normalen Deckschicht bis in $2.2km$ Tiefe und des guten Leiters in $11 - 13km$ Tiefe gut zu Ergebnissen eines Magnetotellurik-Profiles südlich des Steinhuder Meeres von LOSECKE (1972).

Soviel zu den begleitenden Messungen zur Erkundung der elektrischen Leitfähigkeit in der Umgebung des Bohrlochs. Das benutzte Bohrlochmagnetometer der BGR enthält u.a. ein triaxiales Fluxgatemagnetometer der Firma Förster mit einer Auflösung von $1.5nT$, einen Kreisel zur Messung des Azimuts und 2 Neigungsmesser. Die Meßdaten dieser Komponenten können über das Bohrlochkabel digital abgefragt werden. Als Vergleichsinstrument an der Erdoberfläche wurde ein EDA-Fluxgatemagnetometer benutzt. Zur gleichzeitigen Aufzeichnung der Bohrlochmagnetometer- und der Oberflächenmagnetometer-Daten ist von uns unter Benutzung eines digitalen 7-Spur Magnetbandgerätes eine mikroprozessorgesteuerte Registrierapparatur gebaut worden.

Am 8.7.1985 begann das Experiment zur vertikalen Gradientensondierung. Das Bohrlochmagnetometer wurde auf $350m$ Teufe abgesenkt, legte sich dort wegen der Neigung der Bohrung an die Bohrlochwand und blieb während der gesamten kontinuierlichen Meßzeit von 46 Stunden in dieser Lage. Das Salz wurde bei Mardorf 9 in $205m$ Tiefe erbohrt. Nur die oberen $242m$ der Bohrung sind verrohrt. Das Magnetometer befand sich also unverrohrt im Salz.

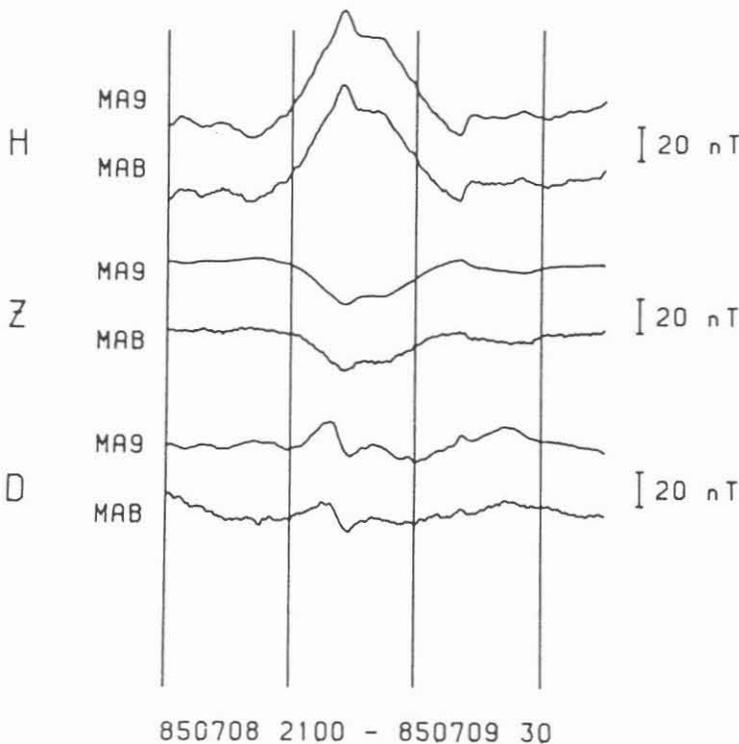


Abb.4: Registrierbeispiel übertage (MA9) und untertage (MAB)

Die 6 Kanäle des Bohrlochmagnetometers und die 4 Kanäle (einschließlich Temperatur) des Oberflächenmagnetometers wurden mit einer Taktrate von 6s aufgezeichnet. Der technische Ablauf war problemlos ohne Zwischenfälle. Wegen eines nicht vorhandenen Ersatzkreisels konnte eine ursprünglich geplante, deutlich längere Meßzeit nicht realisiert werden. Insbesondere fiel der wegen einer genauen Kalibrierung der Systeme vorgesehene Parallellauf beider Magnetometer an der Erdoberfläche aus.

Während der Meßzeit war die erdmagnetische Aktivität recht gering. So gab es für die Datenanalyse nur 3 auswertbare Effekte. Das beste der aufgezeichneten Zeitintervalle ist in Abb. 4 wiedergegeben. Für diese Darstellung wurden die Daten des Bohrlochmagnetometers mit Hilfe der mitregistrierten Lageinformation (Neigungsmesser und Kreisel) auf die üblichen H, D, Z-Richtungen transformiert. Ohne Analyse ist rein visuell die gute Übereinstimmung zwischen MA9 und MAB zunächst einmal erfreulich.

Wegen der zu geringen Anzahl der Effekte kam nur eine uni- und bivariate Analyse im Zeitbereich in Frage. Die bivariaten Ergebnisse weichen nicht signifikant von den univariaten ab. Im Mittel über die 3 Effekte ergibt die univariate Rechnung:

$$H_u = 0.94 \cdot H_o \quad D_u = 0.49 \cdot D_o \quad Z_u = 0.90 \cdot Z_o \quad (u = \text{unten}, o = \text{oben})$$

Die sehr starke Abschwächung der D-Komponente könnte darauf beruhen, daß die Orientierung des Bohrlochmagnetometers nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt war. Mögliche Korrekturen lohnen sich aber nicht, denn es zeigt sich, daß der hier scheinbar beobachtete Skineffekt zumindest in D viel zu groß ist. Für das Modell in Abb.2 erhält man die in der folgenden Tabelle ganz links stehenden Skineffekt-Verhältnisse $B_n(u)/B_n(o)$ (u =unten) / $B_n(o)$ (o =oben), wobei sich $B_n(u)$ auf eine Tiefe von 400m bezieht. Für den hier betrachteten 1D-Fall würde man also Skineffekte zwischen 1% für T=1 Stunde und 15% für T=10 Sekunden erwarten.

	$B_n(u)/B_n(o)$			$B_x(u)/B_x(o)$			$B_y(u)/B_y(o)$		
	Re	Im	Betrag	Re	Im	Betrag	Re	Im	Betrag
1 cph	0.99	-0.01	0.99	0.96	-0.01	0.96	0.97	-0.01	0.97
2 cph	0.98	-0.01	0.98	0.96	-0.02	0.96	0.96	-0.01	0.96
60 cph	0.94	-0.07	0.94	0.86	-0.15	0.88	0.88	-0.13	0.89
360 cph	0.85	-0.08	0.85	0.61	-0.19	0.64	0.70	-0.10	0.70

Tabelle: Berechnete Skineffekt-Verhältnisse

Berechnet man den Skineffekt für das in Abb.3 dargestellte 2D-Modell genau in der Modellmitte, so erhält man je nach Polarisierung unterschiedliche Skineffekte. Für B-Polarisierung (die induzierten Ströme fließen in der Bildebene) erhöht sich der Skineffekt auf 4% und 36%, wobei man sich dem gemessenen Wert für H (6%) annähert. Für E-Polarisierung (Ströme senkrecht zur Bildebene) sind die Skineffekte kleiner (3% bis 30%).

Die generelle Vergrößerung gegenüber dem 1D-Skineffekt ist der Zusammendrängung von Strömen in der dünnen gutleitenden Deckschicht über dem Salzstock zuzuschreiben. Der Unterschied der beiden Polarisierungen kommt durch die Stetigkeit des Stromes bei B-Polarisierung und die Stetigkeit des elektrischen Feldes bei E-Polarisierung an der Grenze Salz-Sediment zustande.

Da das 2D-Modell näherungsweise einen Ostwest-Schnitt darstellt, ist die beobachtete Abschwächung der H-Komponente von 6% diejenige für B-Polarisierung und so mit dem Modellwert von 4% vergleichbar. Zum Nachweis, daß dieser Meßwert tatsächlich als Skineffekt im 2D-Fall zu betrachten ist, fehlt eine Bestätigung durch die Frequenzabhängigkeit und Phasendrehung.

Obwohl wir also das Endziel unserer Messungen nicht erreicht haben, ermöglichen uns nun die gewonnenen Erkenntnisse den Bau eines speziell für die vertikale Gradientensondierung geeigneten Bohrlochmagnetometers. Damit soll dann das Bohrlochexperiment in Mardorf (oder einer anderen Bohrung) wiederholt werden.

Herrn Prof.Dr.Bosum danken wir für die Überlassung des Bohrlochmagnetometers, Herrn Dr.Thierbach für die Bereitstellung der Bohrung, Herrn Dr.Worzyk für die GTS-Ergebnisse, Herrn Brasse für die AMT-Messungen und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung des Vorhabens.

Literatur:

LOSECKE,W.: Über die Ortung von Salzstöcken mit Hilfe der Magnetotellurik. - BGR, Arch.Nr. 7548, Hannover 1972.

WORZYK,P.: Eine geoelektrische Tiefensondierung auf dem Salzstock bei Mardorf/Steinhuder Meer. Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Lerbach bei Köln, 1986.

SCHMUCKER,U.: Erfahrungen mit magnetischen Untertageregistrierungen. Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Lerbach bei Köln, 1986.

STEVELING,E. und B.FLUCHE: Test einer vertikalen Gradientensondierung in der Bohrung Mardorf. Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Lerbach bei Köln, 1986.

THE SUSCEPTIBILITY PROBE SUSLOG 403-1

K. Krammer, J. Pohl

Zusammenfassung

Die Suszeptibilitäts-Bohrlochsonde SUSLOG 403-1 (400 mm Abstand zwischen Sende- und Empfangsspule, 3 Spulen, Typ 1) ist die 120 °C-Version der zukünftigen Hochtemperatur-Suszeptibilitätssonde, die in der Kontinentalen Tiefbohrung (KTB) eingesetzt werden soll. Sie wurde mit im Vergleich zu Hochtemperatur-Bauteilen billigen elektronischen Schaltungen und Werkstoffen gebaut, um frühzeitig Erfahrungen in der Messung der magnetischen Suszeptibilität zu gewinnen und auftretende Probleme im Hinblick auf die Hochtemperatur-Version zu lösen. Ihre maximale Einsatztemperatur wird durch die Elektronik auf 120 °C begrenzt. Das Sondengehäuse wurde in der Druckkammer bis 75 MPa (750 bar) getestet.

Durch Messungen in einem Eichbohrloch und in verschiedenen anderen Bohrungen konnten anfängliche Mängel erkannt und behoben werden. Aus Vergleichsmessungen mit der Slimhole-Suszeptibilitätssonde GM250 (Geofizica Brno, Tschechoslowakei) konnte die Empfindlichkeit und der Meßbereich ermittelt werden.

Abstract

The susceptibility tool SUSLOG 403-1 (400 mm spacing between transmitter and receiver coil, 3 coils, first version) is the 120 °C prototype of a high-temperature probe, which will be developed for the Continental Drilling Program (KTB) of the Federal Republic of Germany. It was constructed to gain experiences with the measurement of the magnetic susceptibility in boreholes and to solve the problems which could arise in the development of the high temperature version. The maximum temperature of the tool is limited to 120 °C by the use of electronic components with military specifications. The housing of the probe has been tested in a pressure chamber up to 75 MPa (750 bar).

With the aid of measurements in a calibration pit and in various drillholes deficiencies could be recognized and several improvements of the tool were possible. In comparing the measurements with those of the calibrated slim hole tool GM250 (Geofizica Brno, Czechoslovakia) the resolution and the response characteristics could be deduced.

Anschrift der Autoren: Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik, Universität München, Theresienstr. 41, 8000 München 2

1 The principles of the measurement and the construction of the tool

The susceptibility probe is similar to an induction log probe used for measuring the electrical conductivity. The sensor consists of two vertically oriented coils in the bottom part of the probe placed inside a thick walled non-conductive and non-magnetic pressure barrel (Figure 1). This housing of the sensor is made of a pressure resistant ceramic tube surrounded by an elastomere layer of silicon rubber for shock absorption and a glassfibre reinforced epoxy resin against water invasion under high pressure. The housing has been tested in a pressure chamber up to 75 MPa (750 bar) without any failure. For drillholes to a depth of 2000 m a pressure barrel of pure glassfibre reinforced epoxy resin can be used which sustains pressures up to 30 MPa (300 bar).

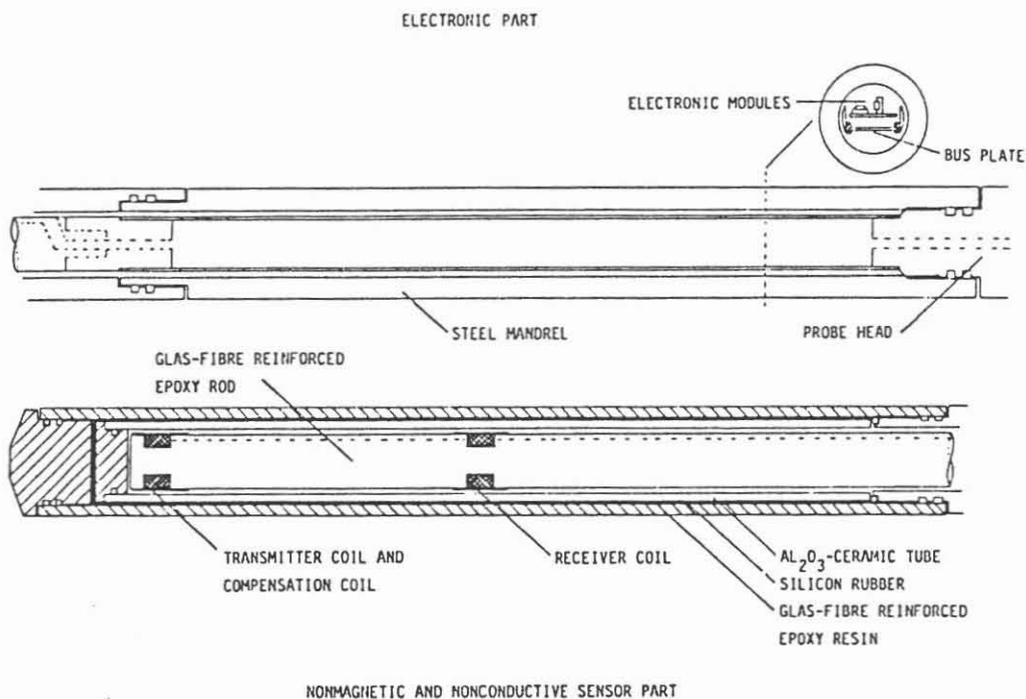


Figure 1: Electronic unit and sensor part of the magnetic susceptibility probe SUSLOG 403-1.

The lower coil (Fig. 1) is the transmitter coil producing an alternating magnetic dipole field with a frequency of 1000 Hz. In a second coil wound on the transmitter coil a voltage is induced, which is not influenced by the electromagnetic properties of the surrounding medium. This voltage is used to compensate that part of the voltage in the receiver coil which is induced in free air corresponding to the magnetic permeability μ_0 (susceptibility=0). The compensation circuit is that part of the electronic circuits determining mainly the the temperatur drifting of the sensor. To maintain stability over the whole range, it is necessary to keep the drifting below $0.02 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$.

The distance between transmitter and receiver coil of 0.4 m is twice of that of the slim-hole tool GM250 which is used for calibration. The reason for this choice is the smaller calibre correction due to the larger response volume of the tool with the longer spacing. From measurements and also from theoretical calculations one can estimate that 80% of the susceptibility-proportional signal is generated within a diameter equal to the transmitter receiver distance.

The electronic is placed in the top part of the tool, consisting of modules connected to a 10-conductor bus plate for easily exchange. The electronic units are developed considering the high temperature version in which only electronic parts, specified to a working temeprature up to 200°C , will be used.

In Figure 2 the electronic blocks of the probe are shown. The quadrature oscillator produces two voltages with 90° phase shift. The inphase voltage drives the output amplifier which supplies the transmitter coil, and it is also used to trigger the inphase detector. The dipolemoment of the magnetic AC-field is approximately 0.01 Am^2 . The quadrature detector is triggered by the 90° phase shifted voltage.

After eliminating the free air response in the receiver coil by the compensation circuit, the receiver voltage is preamplified

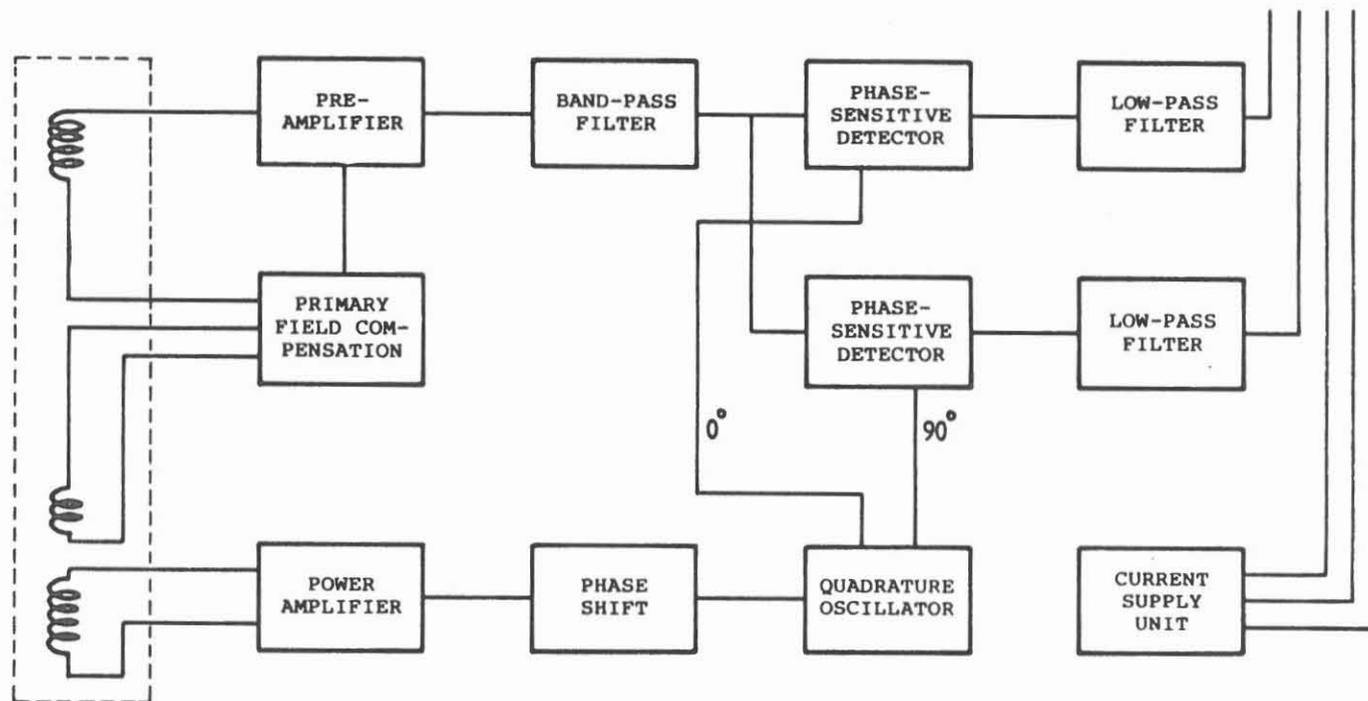


Figure 2: Electronic blocks of the susceptibility tool SUSLOG 403-1.

by a factor of 1000 and bandpass filtered to decrease induced noise and to suppress higher harmonics of the main frequency 1000 Hz.

The outputs of the two phase sensitive detectors are, in a first approximation, proportional to the magnetic susceptibility and the electric conductivity of the surrounding material. There is, however, also a small dependency of the susceptibility signal on the conductivity and vice versa. Recording both voltages, the inphase and the quadrature part, permits a correction for the susceptibility in the case of highly conductive surrounding material. But there is also additional information in the conductivity signal which can be used for better characterising of the drilled rocks.

Table 1: Specifications of the susceptibility probe Suslog 403-1.

Measuring range for susceptibility.....	2·10 ⁻⁵ to 0.2 SI
Measuring range for conductivity (appr.)...	0.01 to 10 S/m
Output voltage on both channels.....	0 to 10 V D.C.
Coil spacing	400 mm
Operating frequency.....	ca. 1000 Hz
Measuring velocity.....	0.3 to 0.5 m/s
Power supply.....	50 V D.C., 100 mA
Number of cores of the logging cable.....	Minimum 5
Length.....	2 m
Outer diameter.....	75 mm
Maximum temperature.....	125 °C
Maximum pressure.....	75 MPa (750 bar)

2 Necessary corrections

Beside the conductivity correction described above the most important correction is that for the influence of the borehole calibre. The recorded apparent susceptibility has to be multiplied by a factor which depends on the borehole diameter and on the diameter of the casing (only in the case of an insulating casing) to obtain the true susceptibility value.

The correction chart (Fig. 3) shows the dependency of this factor on the borehole diameter, deduced from measurements in a calibration and test pit. There are also curves for certain stand-offs of the probe from the borehole wall (difference between the diameters of the casing and of the borehole). The probe measuring in the centralized position (casing diameter 60 mm) has the highest correction factors, while measuring along the borehole wall demands smaller diameter corrections which seem to reach a constant value with increasing borehole calibre. Therefore the susceptibility probe has no centralizing devices.

Comparing the correction curves of the two tools GM250 and SUSLOG it is obvious that the tool with the smaller spacing has higher diameter corrections. As the probe SUSLOG is developed for deep drillholes (5 km or more) with large calibres, the longer spacing of 0.4 m has advantages: Beside the smaller diameter corrections the tool is also less sensitive to changings in the borehole calibre as break-outs or wash-outs. As with increasing spacing, the induced voltage in the receiver coil decreases proportional to L^{-3} (L = spacing) difficulties may arise with signal to noise ratio and with temperature drifting when the spacing is enlarged too much.

The larger diameter of the response volume of the SUSLOG tool is also advantageous for the conductivity measurements. The response volume of the conductivity signal however is small compared to usual induction log tools and the conductivity measurements with SUSLOG contain probably more information about the resistivity of the invaded zone than of the undisturbed rocks.

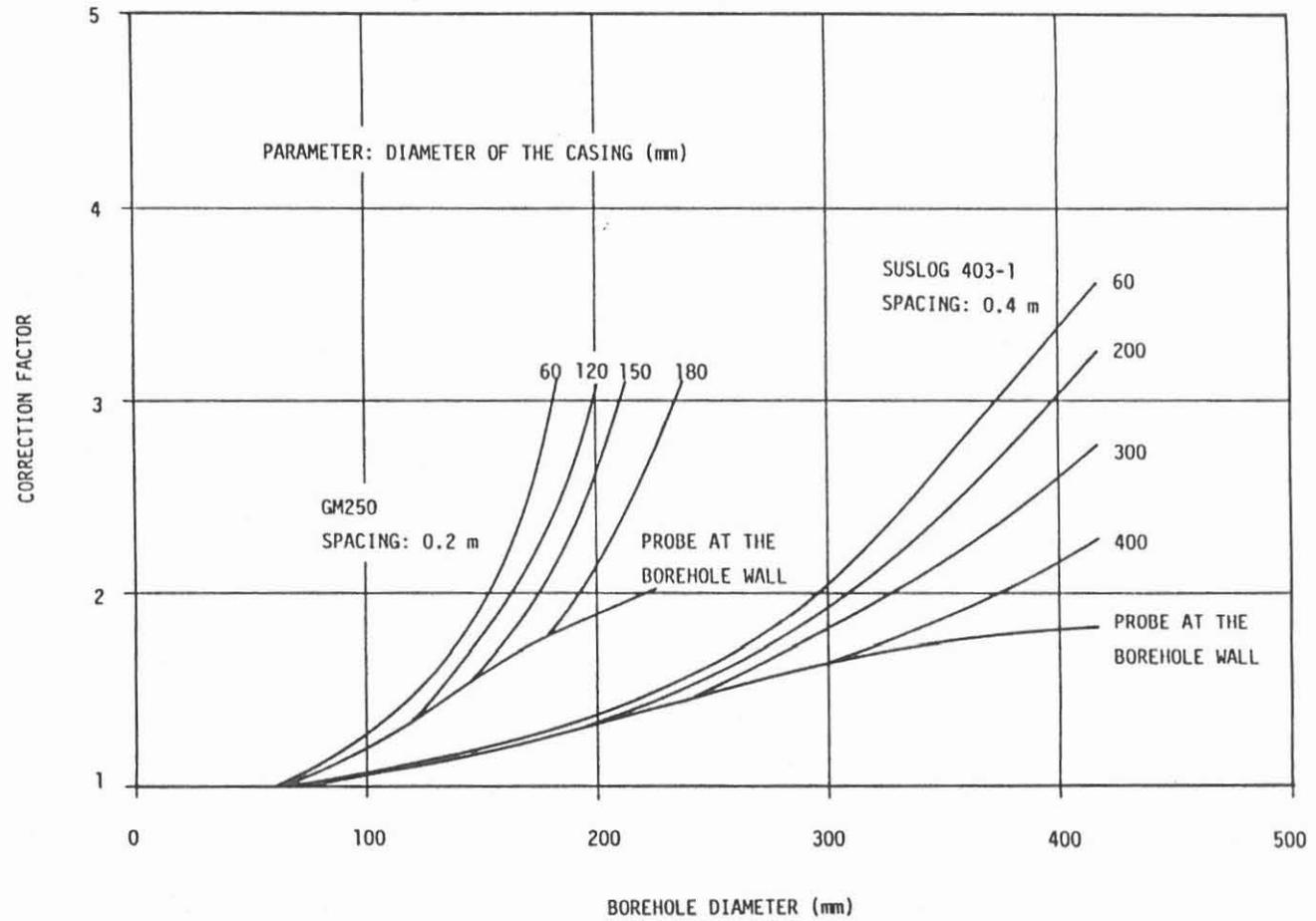


Figure 3: Borehole diameter correction curves for the susceptibility tools GM250 and SUSLOG 403-1.

3 Susceptibility logs of the borehole Griesbach

Within the geothermal preresearch of the KTB location many boreholes have been drilled which could be used for testing the tools. From the comparison of the logs measured with the two tools GM250 and SUSLOG the sensitivity, temperature drift and other tool characteristics could be deduced. For example the logs measured with the tools GM250 and SUSLOG in the borehole Griesbach (Oberpfalz) in October 1986 are shown in Fig. 4. The susceptibility values measured on the drill cores with a hand held device are also drawn in form of a log, to test the absolute resolution of the tools. Both logs are calibre corrected and for the SUSLOG log the elimination of a small temperature drift was necessary. This temperature drifting of the probe has been minimized in the meantime and also the resolution has been improved by a factor of 7. The specifications in Table 1 represent the status of January 1987.

The differences between the two logs can be explained by the different probe characteristics. But it is also possible, that the tools did not measure along the same track at the borehole wall, resulting in different amplitudes of the peak values. Comparing the logs with the core measurements in the zones of smooth and relatively constant susceptibility (110 - 170 m), the values correlate well ($0.8 - 1.0 \cdot 10^{-3}$ SI). Similar susceptibilities for the gneisses were obtained from other preresearch boreholes in the Oberpfalz (Püllersreuth $0.5 \cdot 10^{-3}$ SI, Poppenreuth $0.5 - 1.0 \cdot 10^{-3}$ SI).

In the zones of high susceptibility the distribution of the ferrimagnetic minerals is not as homogeneous as it seems from lithostratigraphy. The dominant ferrimagnetic mineral is pyrrhotit which is found together with nonferromagnetic pyrit bounded on fracture systems (70 - 75 m, 145 - 147 m, 172 - 180 m), but

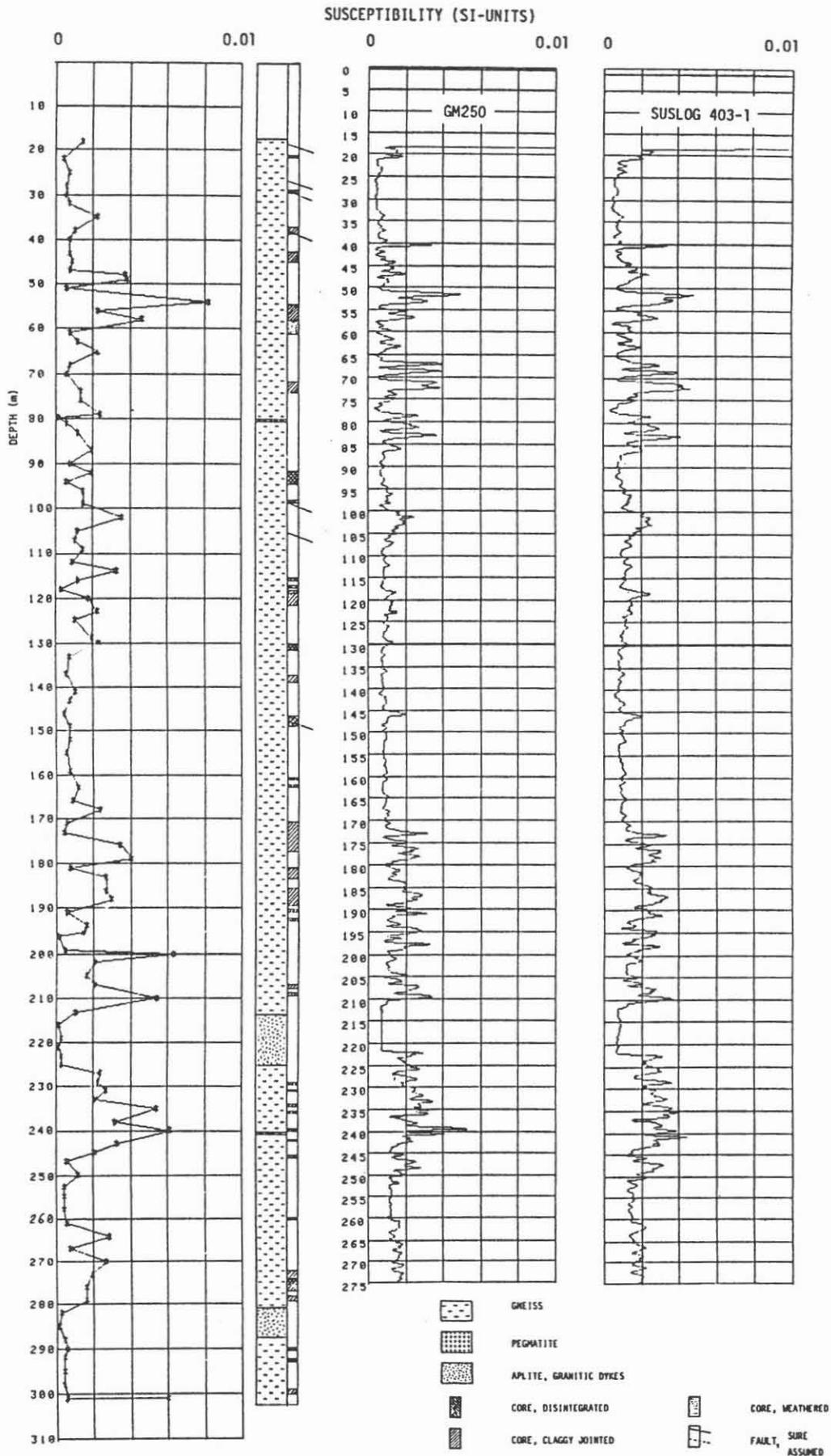


Figure 4: Susceptibility measured on cores (left) with lithostratigraphy (Burkhardt et al. 1987) and susceptibility logs measured with the tools GM250 (middle) and SUSLOG 403-1 (right) of the borehole Griesbach (Oberpfalz).

also appears fine disseminated within the gneisses. Laboratory investigations on core samples could not prove any vestige of magnetite (Wipperfurth 1986).

Remarkably sharp is the appearance of the layer in the depth between 210 and 222 m (log depth) with fine grained granites which show up in the stratigraphy from the cores in the depth of 214 - 225 m (Burkhardt et al. 1987). Measurements in other boreholes show the same characteristic appearance of the granites in the susceptibility logs, easily recognizable by their low and homogeneous susceptibility.

4 Further developments of the tool for the KTB

The test measurements in the preresearch boreholes of the KTB and also in Hole 395A of the Ocean Drilling Program (ODP) on Leg 109 have given a good proof of the functionality of the probe SUSLOG. Some problems and deficiencies which showed up in the tests have been eliminated or minimized. The influence of the temperature on the sensor for example has been decreased by heating experiments in the laboratory.

Similar to the probe SUSLOG a susceptibility tool will be developed for the extreme conditions in the KTB, using the same principle of measurement. The sensor is constructed in the same way with a difference in the material used for the coil carrier, which will be made of ceramic. The maximum temperature for the electronic part will be 200 °C. For measurements in boreholes with higher temperatures a heat shield, consisting of a dewar flask with integrated heat sink, limits the heating up of the electronic units for a certain time.

Also for the construction of the pressure barrel, especially for the sensor demanding non-magnetic and non-conductive material, the experiences with the SUSLOG tool are of usefull help. Again a ceramic tube with high compressive strength

together with high temperature plastic for shock absorption is scheduled for the sensor housing. This version of the SUSLOG tool for ultradeep boreholes is planned to be specified to a maximum temperature of 300 °C and to a pressure up to 300 MPa (3000 bar).

Acknowledgements

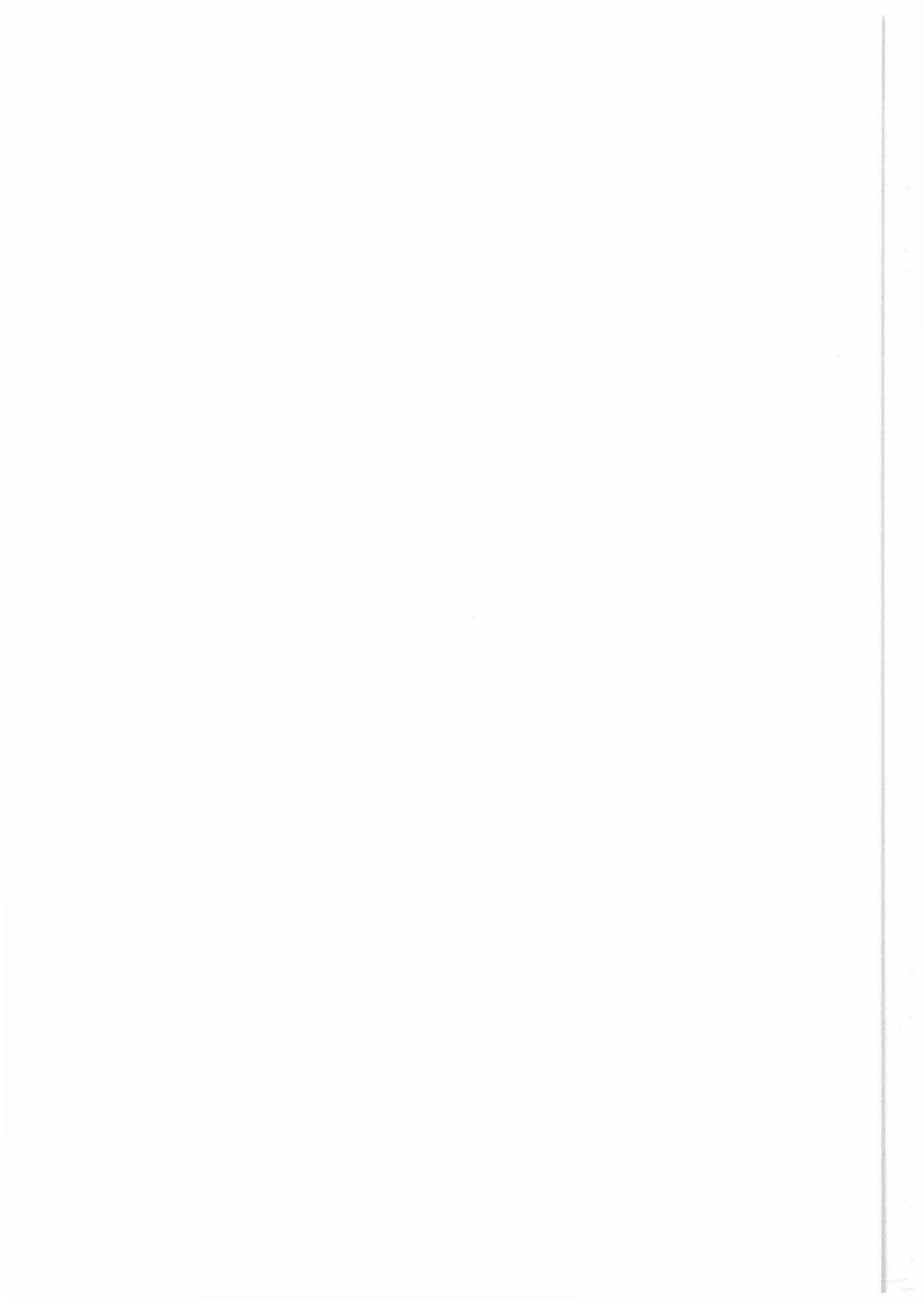
We thank Prof. A. Schult for critically revising the manuscript. The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft is gratefully acknowledged.

References

Burkhardt, H. et al., 1987: Geothermische Vorerkundung der Lokation Oberpfalz im Rahmen der Kontinentalen Tiefbohrung der BRD. Bericht zum BMFT Forschungsvorhaben, in press.

Krammer, K., Pohl, J., Franken, D. 1985: Magnetic susceptibility measurements in the borehole Konzen and rockmagnetic investigations on selected core samples. N. Jb. Geol. Paläont. Abh., 171: 157-168; Stuttgart

Wipfern, J., 1986: Gesteinsmagnetische Untersuchungen an Pyrrhotin-haltigen Bohrkernen. Diplomarbeit, Universität München, unpublished.



BOHRLOCH-REFLEXIONSRADAR MIT AZIMUTALER RICHTUNGSBESTIMMUNG

F. Sender, R. Thierbach

Zusammenfassung

Hochfrequente elektromagnetische Reflexionsverfahren nach dem Radar Prinzip haben sich zur geophysikalischen Exploration in geologischen Formationen mit geringer elektrischer Leitfähigkeit bewährt. Dies betrifft vorzugsweise Steinsalz- und Kalilagerstätten, aber auch Granite, Steinkohlenflöze und Permafrostgebiete.

Während Standard-Bohrlochlogs nur Informationen hinsichtlich der unmittelbaren Umgebung der Bohrung liefern, kann eine Radarsonde beispielsweise im Salz Eindringtiefen von mehreren hundert Metern erzielen. Bis zu diesen Entfernungen konnten z. B. Salzstöcke auf die Einlagerung von Tongestein, Anhydrit und Laugeneinschlüssen untersucht werden.

Mit der Entwicklung eines neuartigen Richtantennensystems ist es nunmehr möglich, einen wesentlichen Nachteil der herkömmlichen Bohrlochradartechnik zu überwinden, indem auch die azimutale Lage der Reflexionshorizonte bestimmt werden kann.

Für Tiefbohrlochmessungen bis zu ca. 3000 m wurde eine Sonde mit azimutaler Richtungsauflösung entwickelt und erprobt. Die Sonde hat einen Durchmesser von 88 mm und kann mit üblichen 7-adrigen Bohrlochkabeln gefahren werden.

Dieser Bericht beschreibt das Verfahren und die Ausrüstung. Es werden praktische Beispiele von Messungen in Tiefbohrungen präsentiert. Ebenfalls wird eine Übersicht hinsichtlich der Auswerteverfahren und weiterer Entwicklungstendenzen gegeben.

Hochfrequente elektromagnetische Reflexionsmessungen sind ein nützliches Hilfsmittel für die geophysikalische Exploration von Formationen mit geringer elektrischer Leitfähigkeit. Dies betrifft vorzugsweise Steinsalz- und Kali-, aber auch kristallines Gestein und Kohlelagerstätten. Hier können Unstetigkeitszonen für die Wellenausbreitung oft bestimmten petrographischen Eigenschaften zugeordnet werden, sodaß bestimmte Schichtgrenzen durch Auswertung der Laufzeiten von reflektierter elektromagnetischer Energie verfolgt werden können.

Betrachtet man dieses Verfahren mit den Augen eines Seismikers, so ist die Tatsache interessant, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen in festen Medien bei weitem nicht so grossen Schwankungen ausgesetzt ist, wie in der Seismik. Beispielsweise beträgt diese im Salz um 125 m/uSek. Unstetigkeiten, die zu nachweisbaren Reflexionen führen, werden vorwiegend durch Leitfähigkeits-, im Gegensatz zum Geschwindigkeitskontrast, verursacht. Hochfrequenzsysteme, welche im Frequenzbereich von 20 - 80 MHz arbeiten, erzeugen Wellenlängen um 6 m - 1,5 m, und bieten damit eine gute Voraussetzung zur Erkennung sehr dünner Schichten. Allerdings ist die maximale Reichweite auf ca. 1000 Meter begrenzt.

Die EMR-Technik hat vor allem im Kali- und Steinsalzbergbau ein weites Einsatzgebiet gefunden. Ein Großteil der petrographischen Strukturen kann nicht durch geophysikalische Oberflächenmessungen erfasst werden. Daher mußten EMR- Bohrlochmeßapparaturen entwickelt werden. Die Bilder 1 und 2 zeigen eine Tiefbohrlochsonde, wie sie von Prakla- Seismos in enger Zusammenarbeit mit der BGR für Messungen in Öl- gefüllten Bohrungen bis ca. 3000 m Tiefe entwickelt wurde. Um die Sonde in Verbindung mit Standard-Bohrlochkabeln einsetzen zu können, mußte ein spezielles Datenübertragungssystem entwickelt werden.

Für Messungen in bergwerksüblichen horizontalen Bohrlöchern wurde eine ähnliche Sonde entwickelt. (Bild 3 + 4) Im wesentlichen unterscheidet diese sich durch die Art des Verfahrens im Bohrloch. Diese Bilder zeigen die hydraulische Vorschubeinrichtung und die Kabel- Speicherwinde.

Sobald sich die gesamte Sonde im Salz - oder sonstigem Medium geringer elektrischer Leitfähigkeit - befindet können sich die Hochfrequenzsignale ausbreiten und werden von Schichtgrenzen reflektiert, wie in Bild (5) schematisch dargestellt.

Das empfangene Signal wird in 2 Nanosek. Intervallen abgetastet. Dabei wird von jedem Sendeimpuls nur ein Abtastwert gewonnen und in digitaler Form über das Kabel an die Aufnahmeapparatur

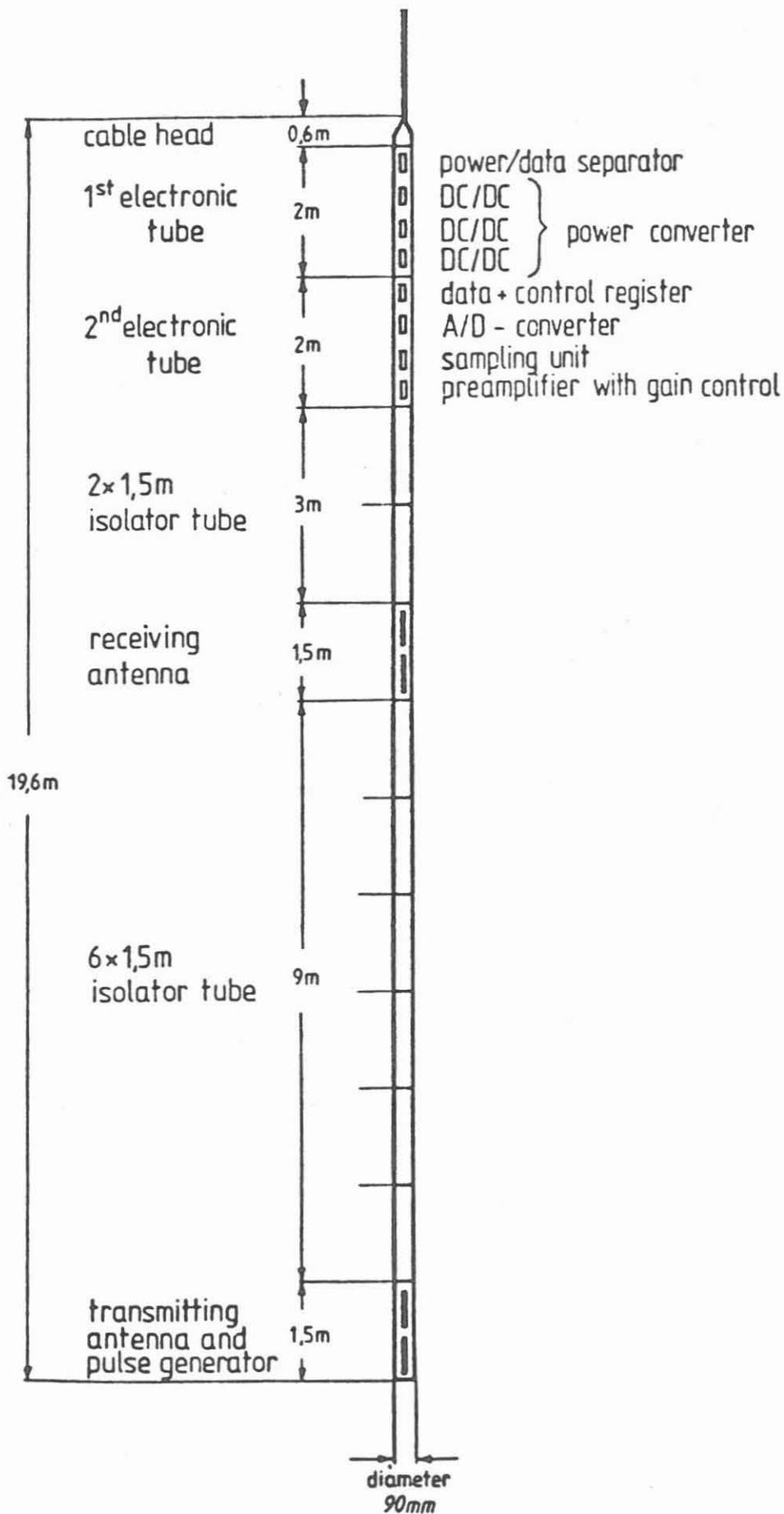


Bild 1 Tiefbohrlochsonde schematisch

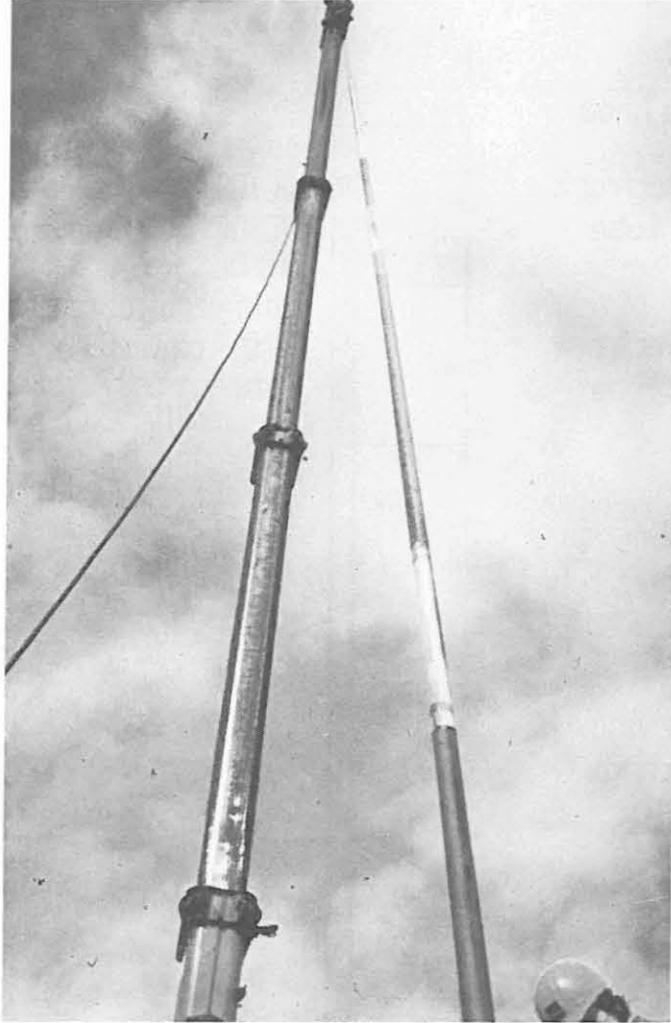


Bild 2: Tiefbohrlochsonde im Einsatz

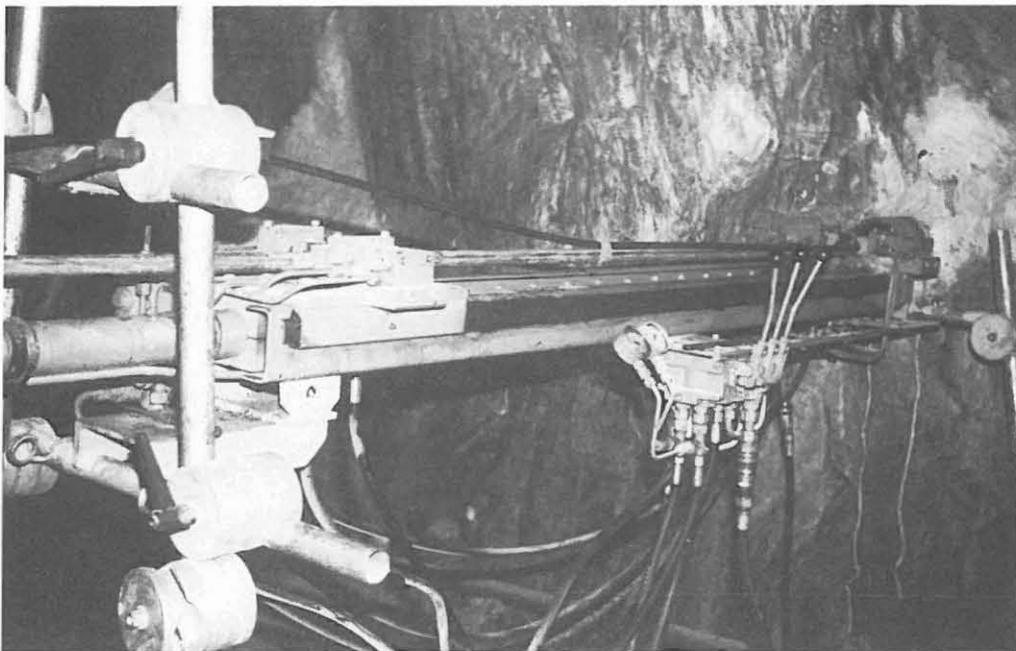


Bild 3: Vorschubeinrichtung für Horizontalsonde

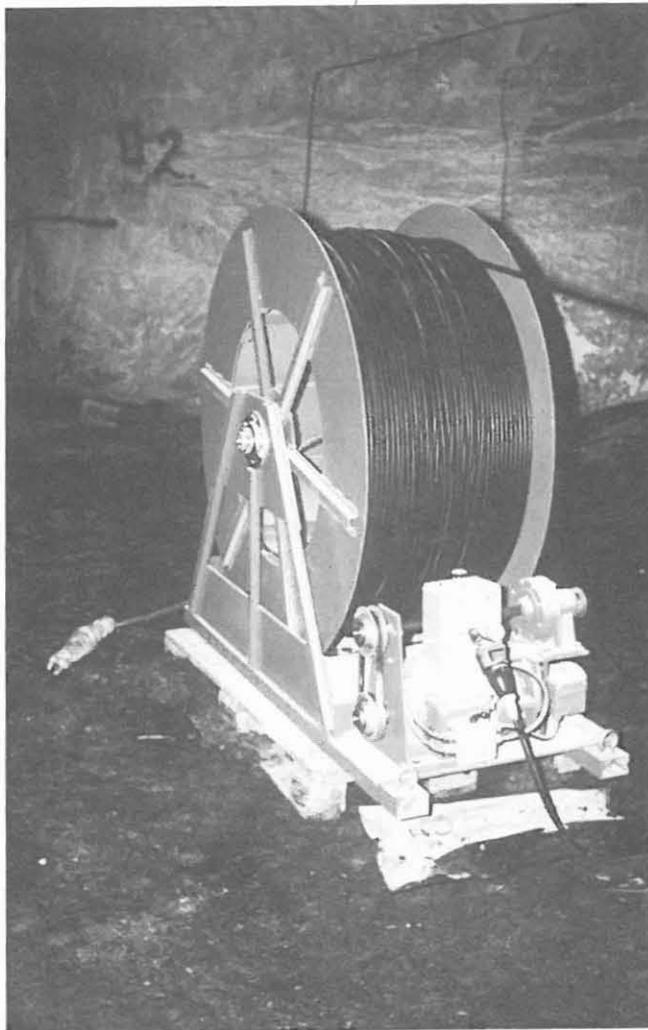


Bild 4: Kabelwinde für Horizontalsonde

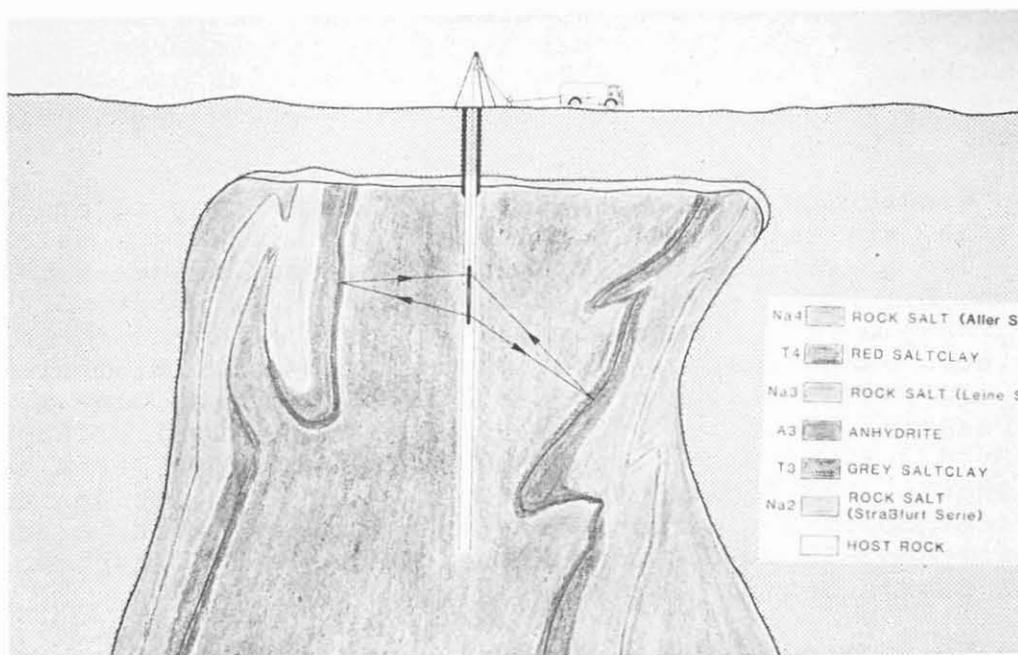


Bild 5: HF-Ausbreitung im Salz

übertragen. Für eine Registrierzeit der Radarsignale von 2 uSek. sind 1000 Abtastwerte zu übertragen. Dies entspricht bei einer typischen senderseitigen Pulsrate von 1000 Hz einer Aufnahmedauer von 1 Sek. Für die übliche Registrierzeit von 10 uS - entsprechend einer Reichweite von ca. 650 m - wird eine Aufnahmeauer von 5 Sek. benötigt.

Bild 6 zeigt eine typische Aufnahme. Diese setzt sich aus 5 Intervallen von je 2 uSek. zusammen, wobei der Verstärkungsgrad von Intervall zu Intervall steigend gewählt wurde. Es sind eine Reihe von Reflexionshorizonten bis in den 9 uS - Bereich, entsprechend ca. 600 m Entfernung zu erkennen. Im oberen Teil bis ca. 270 m Tiefe befand sich die Sonde noch im Anhydritbereich mit höherer Signaldämpfung.

Die Reflexionen können teilweise korreliert werden mit den von Bohrkernen gewonnenen petrographischen Schichtdaten, sofern diese von der Bohrung aufgeschlossen werden. Orientierte Bohrkern geben weiterhin Aufschluß hinsichtlich der azimuthalen Streichrichtung und dem Einfallen dieser Schichten im näheren Umgebungsbereich der Bohrung.

Im Bild 7 ist eine typische Darstellung durch Projektion der ausgewerteten Reflexionen in eine Ebene dargestellt. Bild 8 bietet eine aus der Sicht des Geologen weiterverarbeitete Darstellung. Es zeigt sich, daß ein Großteil der Reflexionen von Schichtfolgen stammen, welche nicht vom Bohrloch durchteuft wurden. Damit können zwar Aussagen über das Einfallen und die Art des Reflektors gemacht werden, nicht aber über das Azimut. Letzteres ist jedoch für das Erkennen der räumlichen Struktur wichtig.

Bild 9 zeigt einen typischen Fall, bei dem für zwei Reflektoren, welche nicht die Bohrung kreuzen, keinerlei richtungsmässige Zuordnung, weder absolut, noch relativ zu anderen Horizonten erfolgen kann. Dies ist dadurch bedingt, daß die Antennen der Bohrlochsonde rundum mit der gleichen Energie abstrahlen und empfangen.

Um eine eindeutige Bestimmung der Einfallsrichtung zu ermöglichen wurde eine spezielle Bohrlochantenne entwickelt, welche es erlaubt, den azimuthalen Einfallswinkel des empfangenen Signales zu bestimmen. Die normale Technik der Richtantennen setzt voraus, daß das Phasenfeld der einfallenden Welle über mehrere Elemente abgetastet und ausgewertet wird. Dazu müssen diese Elemente einen Abstand aufweisen, welcher in der Einfallsrichtung eine möglichst grosse Phasendifferenz erfaßt, z.B. eine Viertelwellenlänge oder mehr. Bild 10 zeigt etwa maßstabgerecht das Verhältnis von Wellenlänge zu Bohrlochdurchmesser bei einer Frequenz von 40 MHz. Es dürfte deutlich daraus hervorgehen, daß kein brauchbares Phasendifferenzsignal für eine Mehrelementantenne innerhalb eines normalen Bohrloches zur Verfügung steht.

Für die Belange der Bohrlochtechnik wurde eine spezielle schlanke

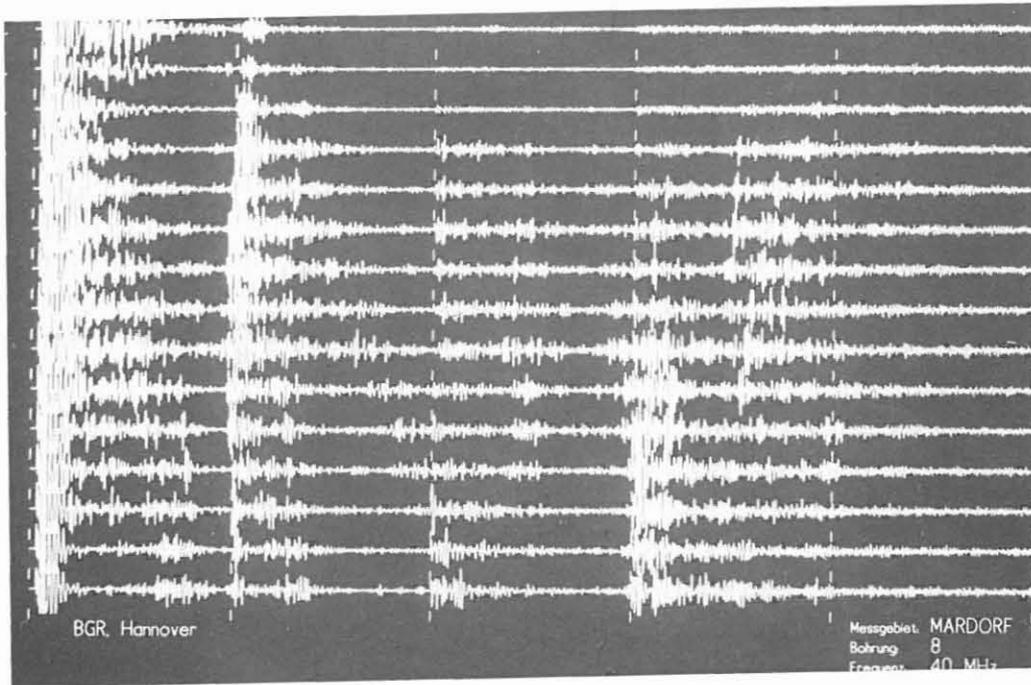


Bild 6: Typische Reflexionsaufnahme

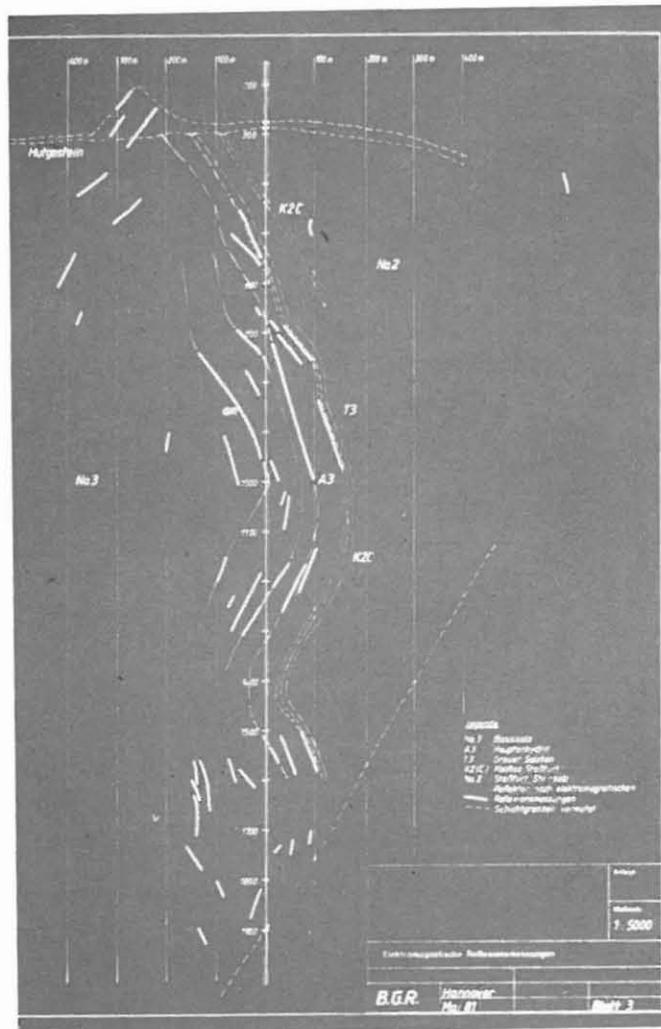


Bild 7: Reflexionsdarstellung in der Ebene

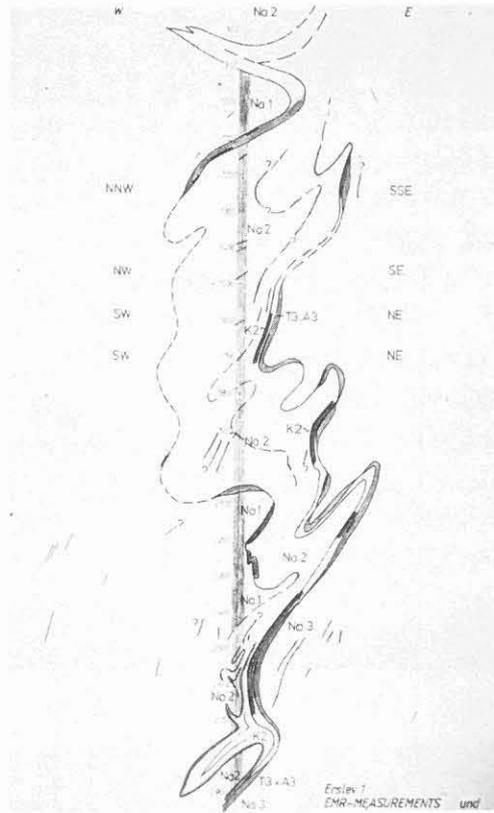


Bild 8: Auswertung einer Reflexionsdarstellung

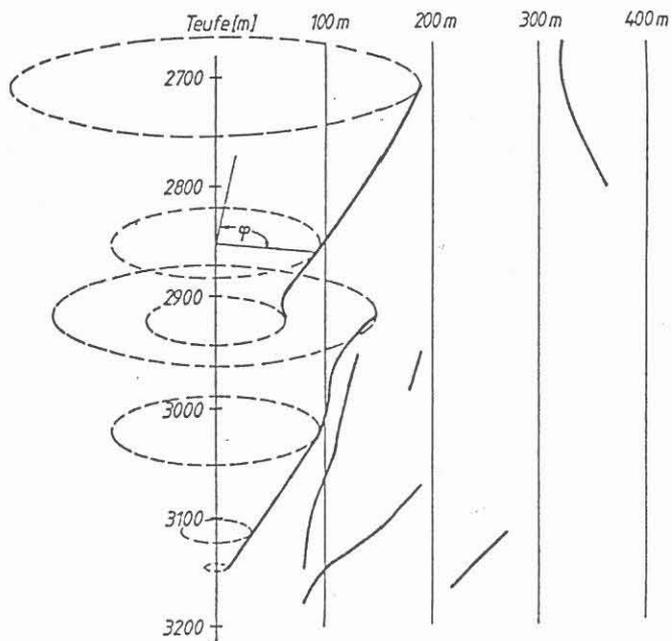


Bild 9: Rundumcharakteristik von zwei Reflexionen

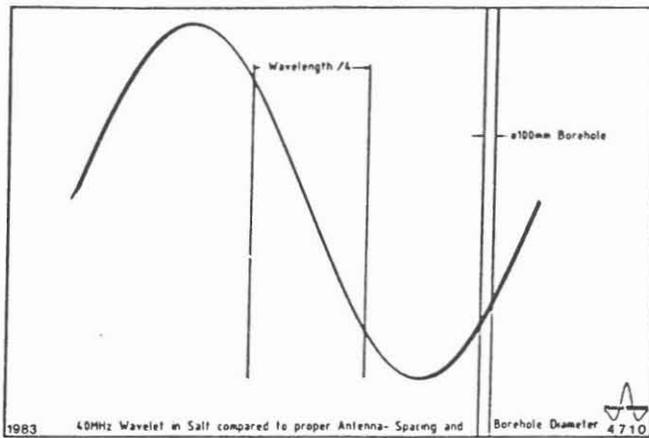


Bild 10: Verhältnis von HF-Wellenlänge zu Bohrlochdurchmesser

E - FIELD ANTENNA PATTERN -----
H - FIELD ANTENNA PATTERN - - - - -
CARDIOID - SUM PATTERN ———

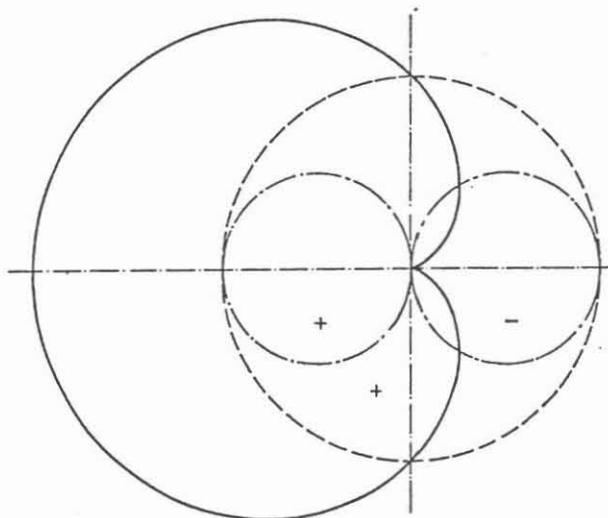


Bild 11: E-Feld-, H-Feld- und Kardioid-Charakteristik

Rahmenantenne entwickelt, welche auf den magnetischen Feldvektor anspricht. Die Rahmenantenne hat eine achtförmige Richtcharakteristik, deren Zweideutigkeit im Peilerggebnis durch die Kombination mit einer Dipolantenne beseitigt wird. Wie Bild 11 zeigt, ergibt die Kombination der Achter- mit der Rundumcharakteristik eine Kardioide mit einer eindeutigen Nullstelle.

Bild 12 zeigt schematisch die endgültige Ausführungsform dieser Antenne. Sie besteht aus zwei gestockten Kreuzrahmenantennen. Das mechanische Problem der Einpassung in den schlanken Sondenkörper konnte ebenso erfolgreich gelöst werden, wie das Problem der elektrischen Anpassung für Impulssignale. Eine spezielle elektrische Auskoppelschaltung erlaubt, die beiden Kreuzrahmenanordnungen gleichzeitig als Dipolantenne mit gemeinsamen Antennenmittelpunkt zu verwenden. Als Richtungsreferenz dient ein Bohrlochsonden-Magnetkompaß.

Wie Bild 13 zeigt, liefert die Antenne drei Ausgangssignale: Zwei azimutabhängige komplementäre Signale von den gekreuzten Rahmen, und ein winkelunabhängiges Rundumsignal vom Dipol. Diese Signale werden nacheinander mit drei Aufnahmen registriert.

Für die Richtungsbestimmung hat sich als zweckmässig erwiesen, nicht unmittelbar die Kardioide-Charakteristik aus Rahmen und Dipol anzuwenden. Vielmehr wurden rechnerisch die Kreuzrahmendaten kombiniert und so dargestellt, als ob ein Einzelrahmen in z.B. 15 Grad Schritten gedreht worden wäre. Bild 14 zeigt eine polare Darstellung der Signale. Die redundanten zwei Minima für die jeweiligen Reflexionen sind hier gut zu erkennen. Ein Vergleich der jeweiligen Maxima mit der Polarität des Dipolsignales erlaubt dann eine eindeutige Richtungszuweisung.

Während die Polardarstellung von Bild 14 besser den richtungsmässigen Zusammenhang veranschaulicht, erwiesen sich die Darstellungen in paralleler Zeilenstruktur des nächsten Bildes Nr.15 für die Auswertung als vorteilhafter.

Da die Empfangssignale in digitaler Form gewonnen werden, lag die Entwicklung eines rechnergestützten Auswerteverfahrens nahe, welches ohne Interpretation durch einen Auswerter direkt zu einer Richtungsangabe führt.

Die Amplituden der Rahmenspannungen sind infolge der orthogonalen Antennenanordnung jeweils proportional dem Sinus bzw. Kosinus des Einfallswinkels. Folglich könnte für den Fall, daß es sich um lineare Größen handelte, der Einfallswinkel direkt aus dem Arcustangens des Quotienten beider Spannungen errechnet werden. Im Falle von Wellenzügen, wie sie bei Reflexionen auftreten, ist ein grösserer Rechenaufwand nötig. Es müssen über ein Zeitsegment, welches etwa der Länge einer Reflexion entspricht, die Quadrat- und Produktsummen der einzelnen Signale gebildet, und verarbeitet werden. Eine detaillierte mathematische Darstellung würde den Rahmen dieses Vortrages sprengen.

Vielmehr sollen hier typische Ergebnisdarstellungen gezeigt werden. Bild 16 zeigt die Aufnahmesektion einer Durchstrah-

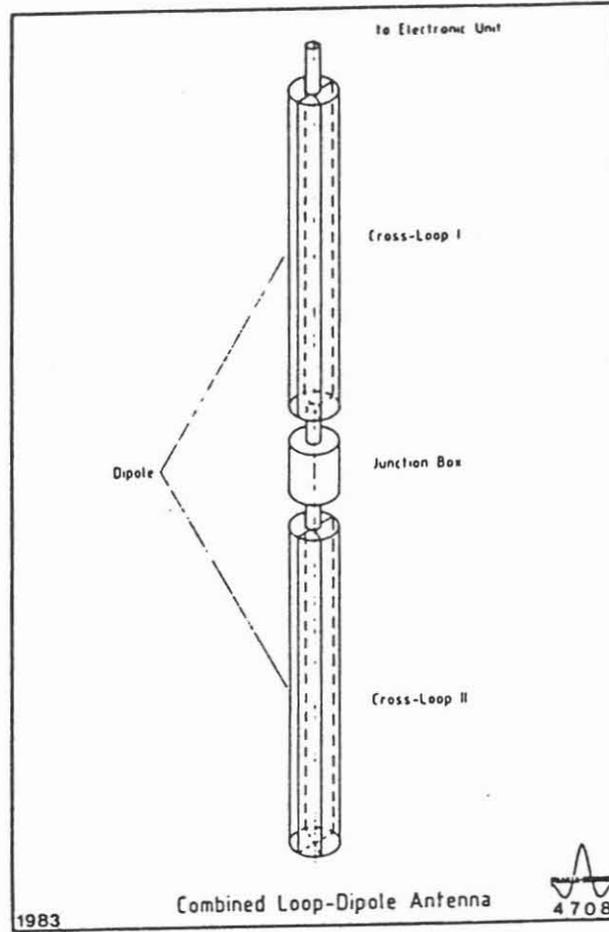


Bild 12: Dipol-Kreuzrahmen Antennenkombination

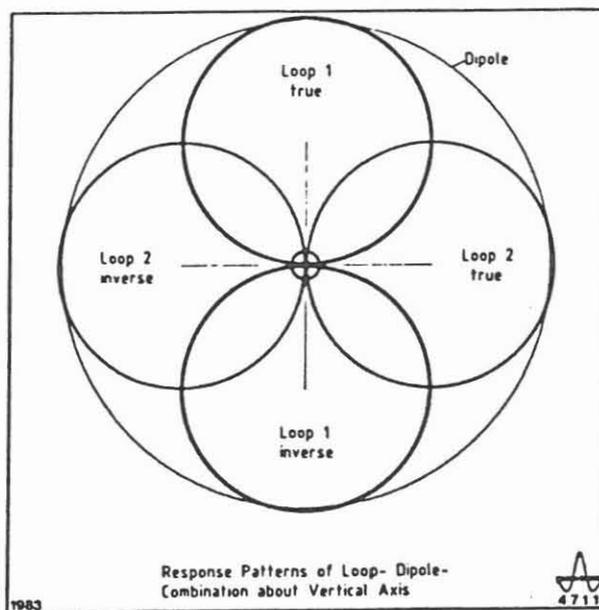


Bild 13: Darstellung der Dipol- und Kreuzrahmen-Richtcharakteristik

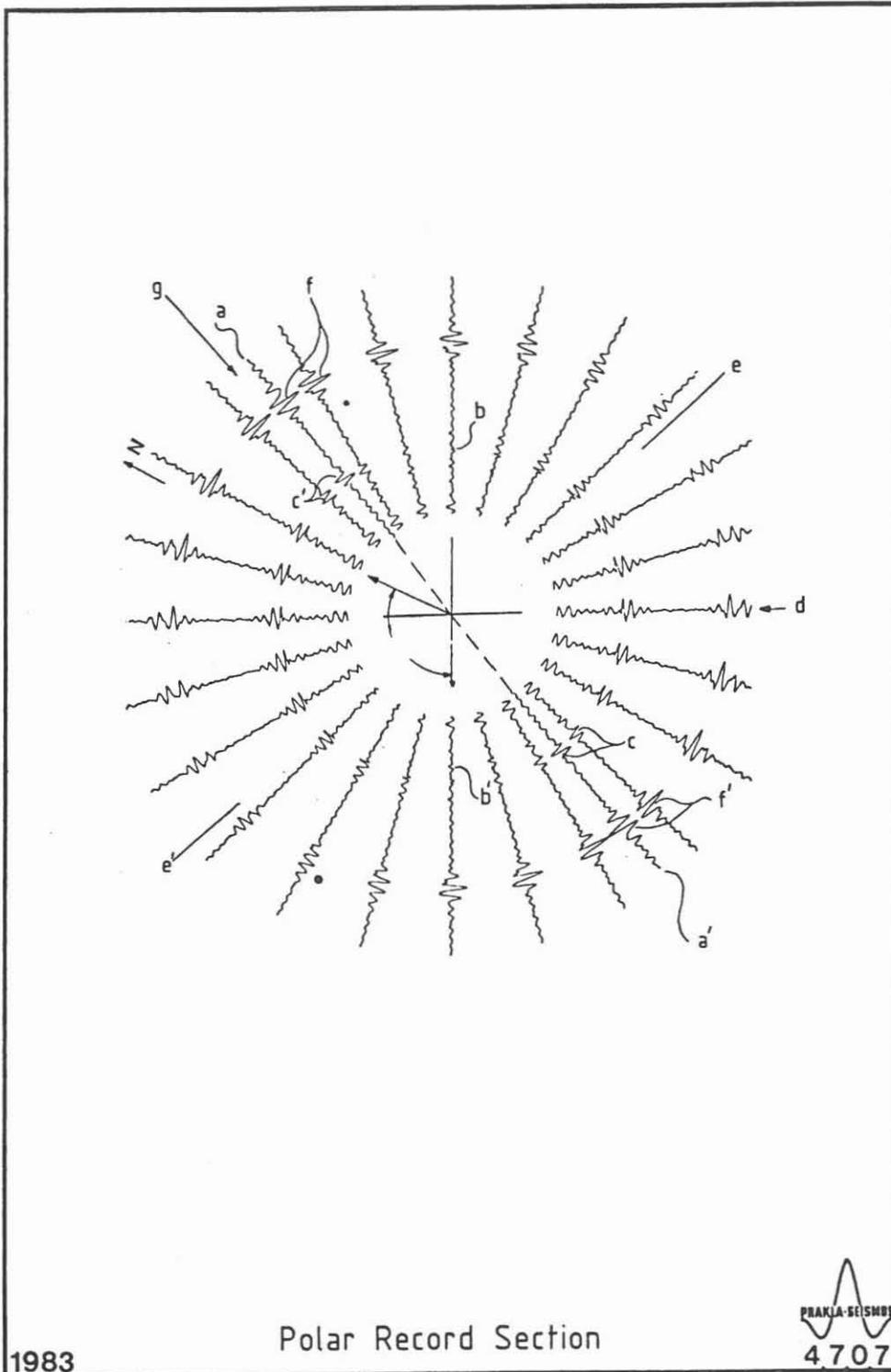


Bild 14: Polare Signaldarstellung

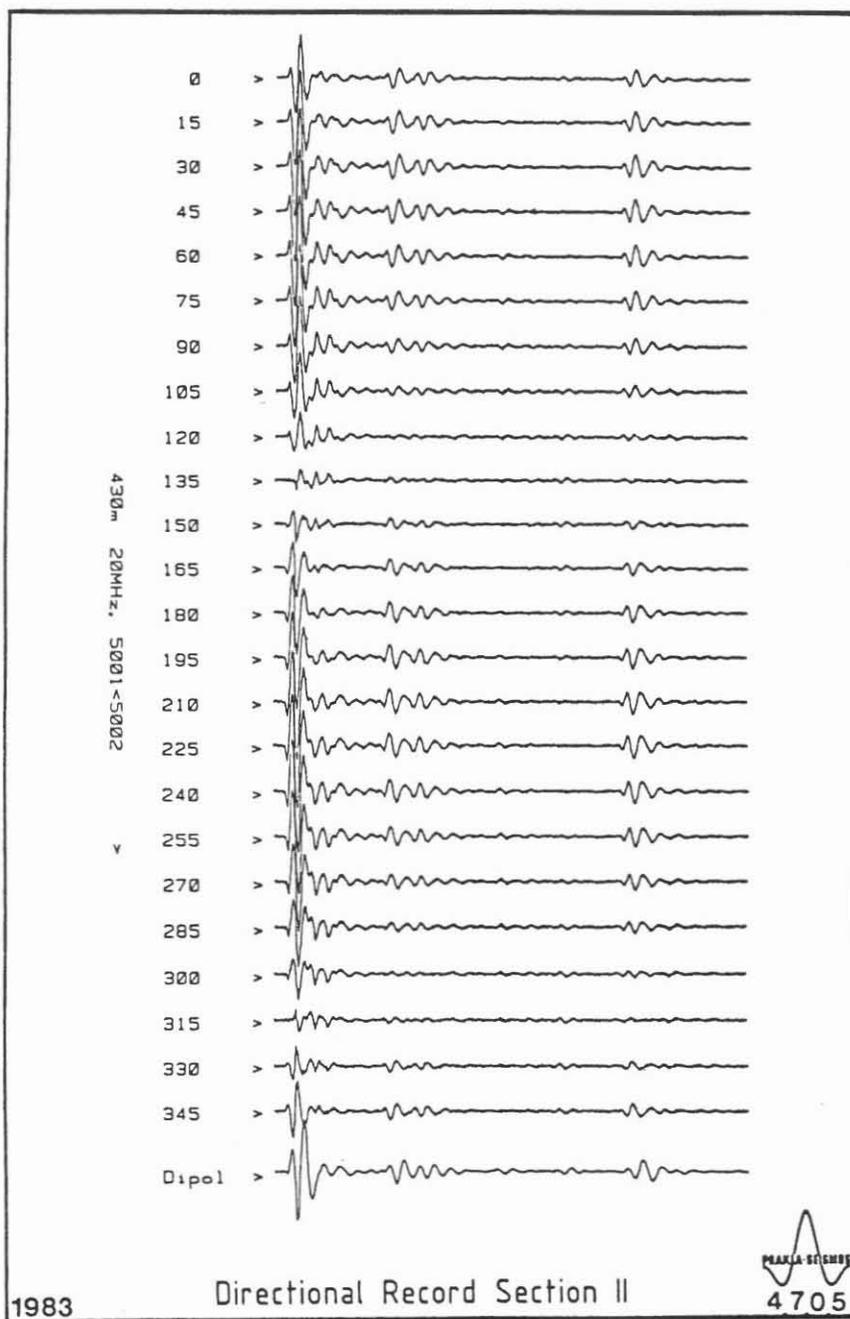


Bild 15: Zeilenweise Darstellung

lungsmessung zwischen den Bohrungen Mardorf 8 und Mardorf 9. Bei dieser Messung war der Sender von der Sonde getrennt und in der Bohrung M 9 separat eingefahren worden, während sich die Empfangssonde jeweils auf gleicher Teufe in der Bohrung M 8 befand. Dargestellt ist der Teufenbereich von 300 - 350 m. Die gesamte Aufnahmedauer beträgt 10 uS. Die Registrierung erfolgte in 5 aufeinanderfolgenden Zeitsegmenten à 2 uS Dauer.

Bild 17 zeigt eine Richtungsauswertung bei 300 m über den Zeitintervall 0 - 2 uS.

Die oberen drei Spuren beinhalten die Korrelationskoeffizienten von Rahmensignal 1 zu Rahmensignal 2, Rahmensignal 1 zu Dipol und Rahmensignal 2 zu Dipol. Der Bereich von Reflexionen verursacht jeweils hohe Korrelationen und gibt dadurch einen Hinweis auf Bereiche brauchbarer Richtungsinformation.

Es folgen dann die Signalaufzeichnungen von Rahmen 1, Rahmen 2 und Dipol.

Darunter folgt eine analoge Darstellung des Peilwinkels über der Aufnahmesegmentzeit. Für die endgültige Festlegung des Azimutwinkels muß der Peilwinkel noch um die Kompaßanzeige korrigiert werden.

Es ist deutlich zu erkennen, daß in Bereichen hoher Korrelation der berechnete Einfallswinkel stabile Werte annimmt.

Bild 18 zeigt eine Winkelsektion aus der gleichen Aufnahme des Tiefenprofiles von 300 - 350 m für den Bereich von 8 - 10 uS. Obwohl die Signale hier schon stark verrauscht sind, ist bei einer Reflexion um 9 uS noch eine starke Korrelation erkennbar. Es ergibt sich auch noch ein eindeutiger Wert mit geringen Toleranzen für den Azimutwinkel der georteten Reflexionselemente.

In Bild 19 ist die richtungszugeordnete Lage dieses Reflexionselementes maßstabgerecht in die Schwerefeldkarte des Salzstockes eingezeichnet. Das annähernd parallel zum Schwerefeld NNW-streichende Element liegt im Bereich der westlichen Salzstockflanke. Der mittlere Abstand des Elementes zu den Meßorten in den Bohrungen beträgt ca. 750 m.

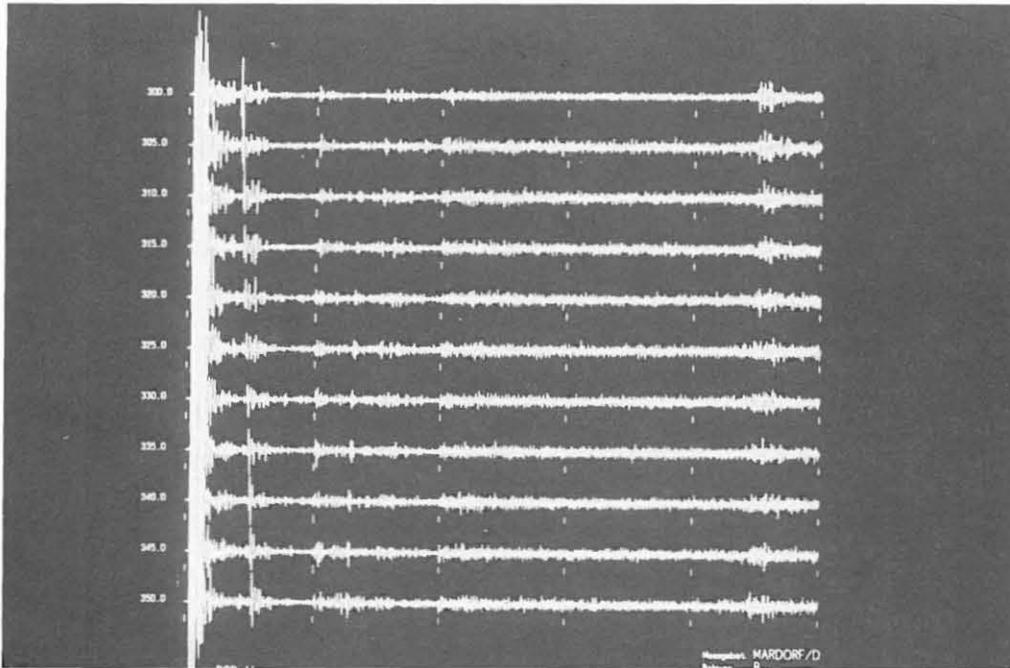


Bild 16: Aufnahmesektion einer Durchstrahlungsmessung

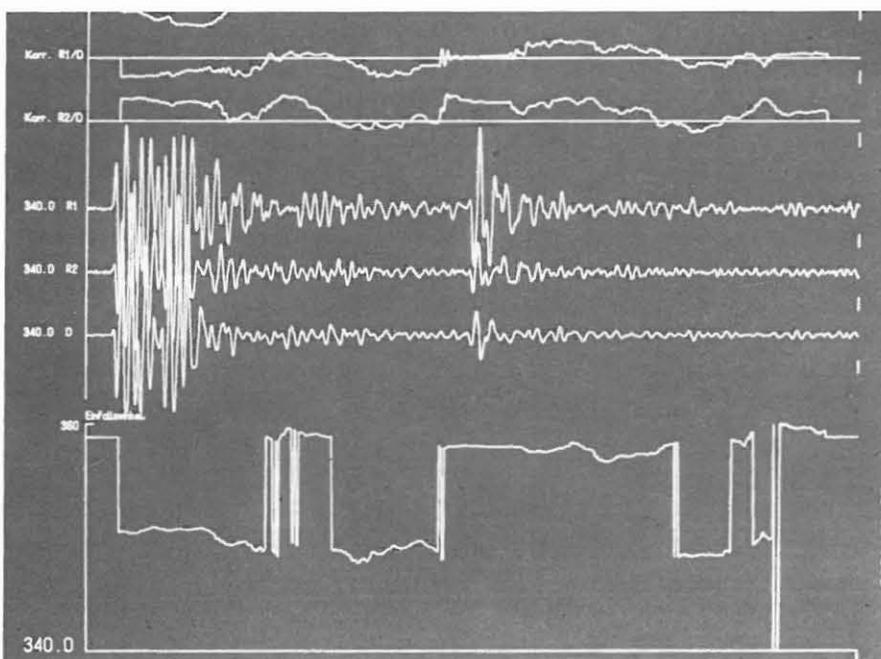


Bild 17: Richtungsauswertung bei 2 μ s

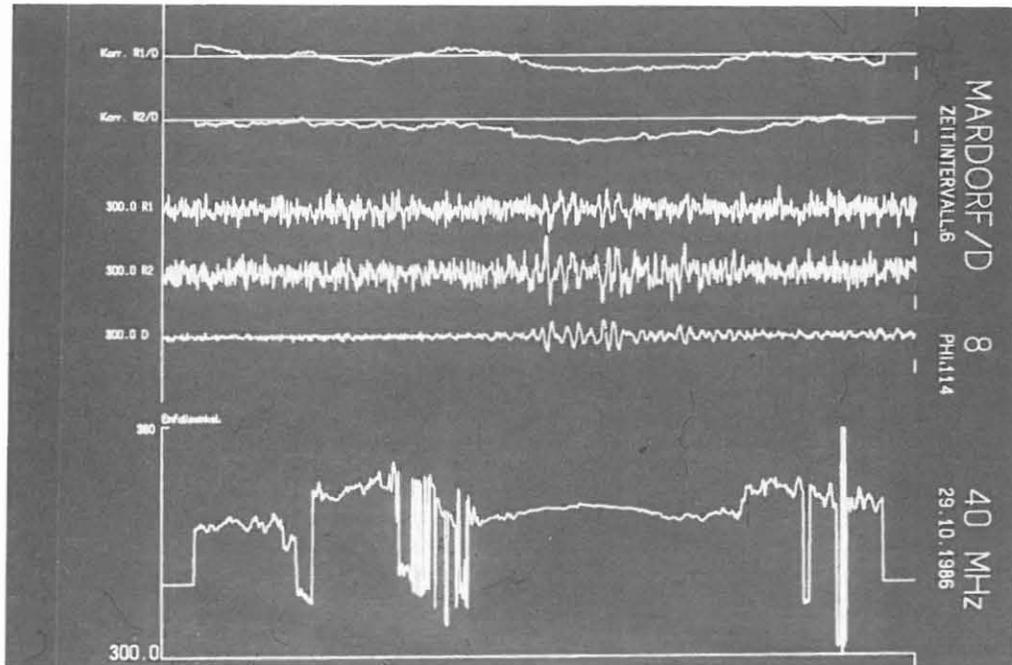


Bild 18: Richtungsauswertung bei 9 μ s

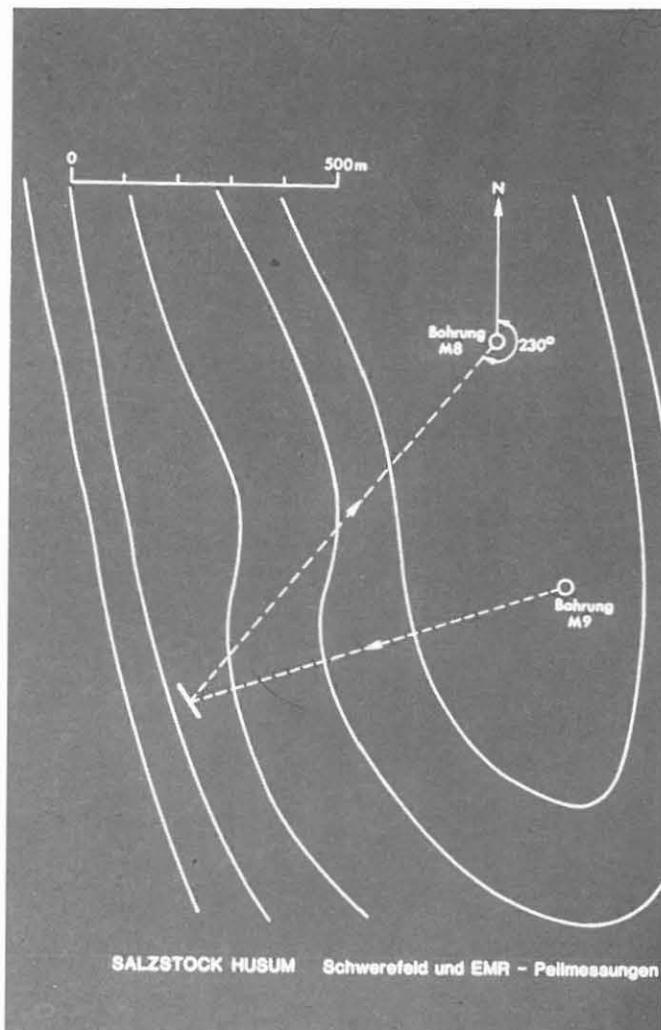


Bild 19: Darstellung eines Reflexionselementes

NEUERE ENTWICKLUNGEN BEI DER KORREKTUR VON KOMPENSIERTEN NEUTRONMESSUNGEN

R. Ramberger

Zusammenfassung

Die Kombination von zwei Detektoren in Neutron Geräten (CNL) dient dazu, unerwünschte Bohrlocheffekte zu vermindern. Dennoch kann die gemessene Porosität unter manchen Voraussetzungen stark von der theoretischen Neutronporosität abweichen. Zwei solcher Fälle wurden untersucht und entsprechende Korrekturen durchgeführt.

Beim Übergang zwischen Schichten verschiedener Porosität reagieren die beiden Zählraten unterschiedlich, so daß Wechselwirkungseffekte auftreten, namentlich ein Überspringen der angezeigten Porosität. Besonders gravierend wirken sich diese Effekte bei dünnen Schichten und/oder schlechten Bohrlochverhältnissen aus. Um sie zu vermeiden, wurde eine Methode entwickelt, wo der Meßpunkt der Short-Spacing-Zählrate gegenüber der Long-Spacing-Zählrate dynamisch verschoben und zugleich beide Zählraten einer Filterung unterworfen werden.

In elliptischen Bohrlöchern fährt das Gerät entlang einer Scheitellinie der großen Achse. Daher muß bei der Bohrlochkorrektur die Exzentrizität berücksichtigt werden. Unter Zuhilfenahme empirischer Formeln für die Zählraten kann man aufgrund theoretischer Überlegungen ein äquivalentes Kaliber ausrechnen. Dieses kann dann zur Bohrlochkorrektur verwendet werden.

1 Einleitung

Das Prinzip einer Neutron-Messung besteht im wesentlichen aus einer Quelle schneller Neutronen und einem Detektor für thermische oder epithermische Neutronen (Abb. 1); PIRSON 1963, PONTECORVO 1941, TITTLE et al. 1951. Die schnellen Neutronen werden durch die vorhandenen Wasserstoffatome auf thermisches Niveau abgebremst. Der gemessene Neutronenfluß bzw. die Zählraten sind daher ein Porositätsindikator. In der zentrierten Anordnung ist der Bohrlocheinfluß sehr groß (DEVAN 1956), daher wird das Gerät an die Bohrlochwand gedrückt (TITTMAN 1966).

Um den noch immer vorhandenen Einfluß des Bohrloches - besonders bei unregelmäßigem Kaliber - zu kompensieren, wurde erstmals von ALLEN et al. 1967 eine Zwei-Detektor-Anordnung vorgeschlagen (Abb. 2). Eine solche Konfiguration ist bei heutigen kompensierten Neutronmessungen (CNL) üblich.

Gemäß ALLEN et al. 1967 und TITTLE & ALLEN 1961, 1966, siehe Abb. 3, fällt bei Standardmeßgeräten der Neutronenfluß entlang des Bohrloches nach etwa 20 cm ab bzw.:

$$\psi(z) = a \frac{e^{-z/L(\phi)}}{z} \quad (1)$$

wobei $L(\phi)$ die porositätsabhängige "Diffusionslänge" und a einen Proportionalitätsfaktor darstellen. Die Größe a ist sowohl bohrlochabhängig als auch schwach porositätsabhängig, ändert sich aber kaum mit der Teufe z . Im Idealfall fällt dieser Proportionalitätsfaktor daher bei der Quotientenbildung heraus und es gibt

$$R = \frac{\psi(z_{\text{long}})}{\psi(z_{\text{short}})} \approx \frac{z_s}{z_e} \cdot e^{-\frac{z_e - z_s}{L(\phi)}} \quad (2)$$

mit R (= Ratio) dem Verhältnis, welches nunmehr nur noch von ϕ abhängt (Abb. 4).

2 Schichtgrenzeffekte

Neuerdings werden die Zählraten selbst wieder interessant. In einer kürzlich erschienenen Arbeit benutzten die Autoren (GALFORD et al. 1986) beide Zählraten, um eine verbesserte

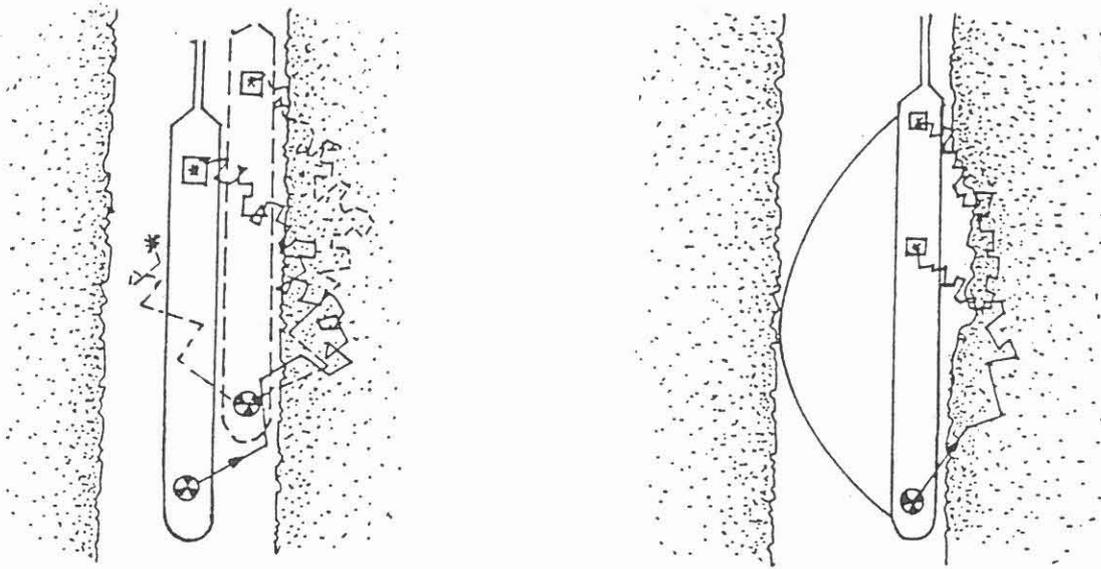


Abb. 1: Neutronen-Meßsonde in zentrierter und dezentrierter Lage. Abb. 2: Prinzip der kompensierten Neutronenmessung mit Hilfe von zwei Detektoren.

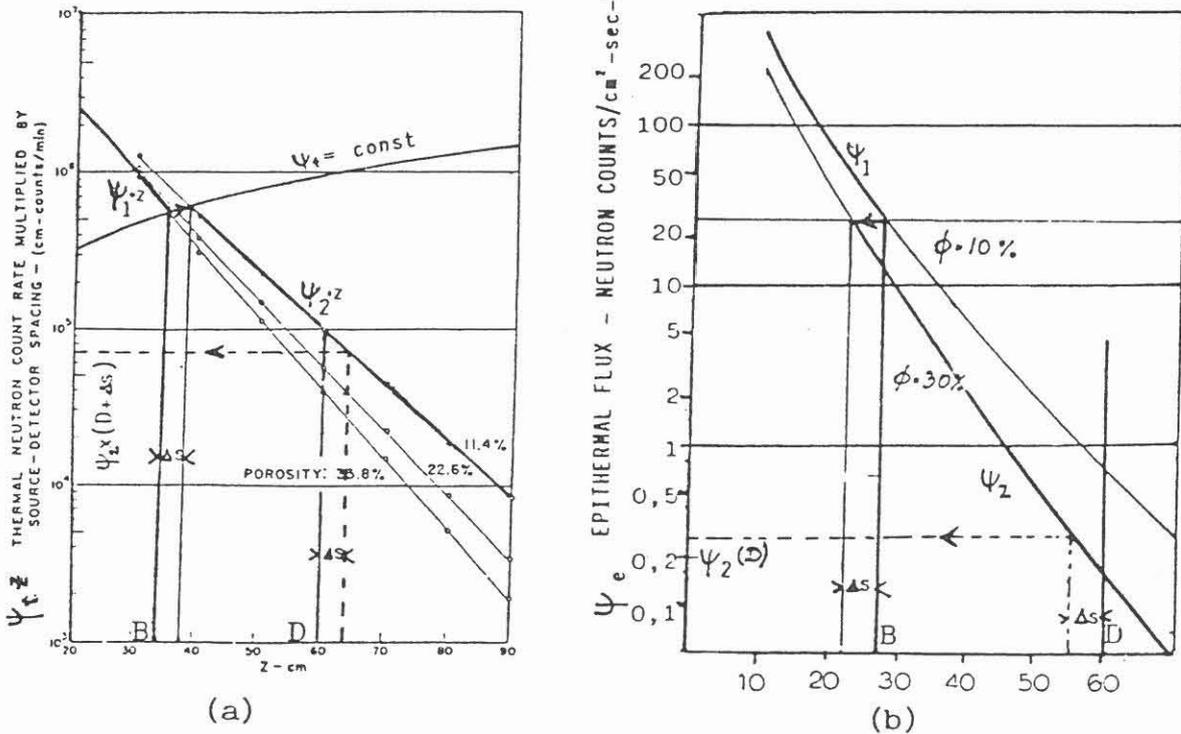


Abb. 3: Darstellungen aus TITTLE & ALLEN (1961, 1966) mit deren Hilfe der Neutronenfluß ψ_2 in einer Distanz D von der Quelle jenseits einer Grenzschicht abgeschätzt werden kann.

Auflösung zu bekommen. Sie gehen dabei von einem konstanten Verhältnis $\alpha = a_e/a_s$ über Bereiche von wenigstens 1 m aus und bekommen scheinbar die erwartete bessere Auflösung. Der Vergleich mit dem MSFL zeigt, daß dies zwar an manchen Stellen der Fall ist, manchmal aber als Überschwingen interpretiert werden muß (Abb. 6). Schon früher wurde nämlich darauf hingewiesen, daß an Schichtgrenzen bzw. bei dünnen Schichten a_{long} zu a_{short} in einem nichtkonstanten Verhältnis stehen -, selbst wenn die vertikale Auflösung der beiden Detektoren durch Glättung der Short-Spacing Zählrate angeglichen wird (RAMBERGER & WAGNER 1986).

Beim Übergang von einer höheren zu einer niedrigeren Porosität (Abb. 5) oder umgekehrt, wechselt der Neutronenfluß von einer Kurve in Abb. 3 zu einer anderen (Punkt B). Damit verschiebt sich die scheinbare Distanz Quelle - Detektor (D) um Δs . Auf dieser Basis kann man zeigen, daß an Schichtgrenzen Long- und Short-Spacing Zählraten nicht nur eine unterschiedliche Auflösung, sondern überhaupt eine unterschiedliche Charakteristik haben (Abb. 7); RAMBERGER & WAGNER 1986. Das sich ergebende Verhältnis LS/SS zeigt Nebenpeaks bzw. Überschwingungen, wie sie auch aus der Praxis bekannt und in der Literatur beschrieben sind (CASE 1982). Eine Verschiebung der Meßpunkte der beiden Detektoren, so daß diese auf die Mittelpunkte des jeweiligen Spacing fallen, verschlechtert die Situation sogar noch (Abb. 8). Besonders gravierend wirkt sich die unterschiedliche Charakteristik bei dünnen Schichten aus (Abb. 9).

Zu diesen theoretisch ableitbaren Effekten kommen außerdem noch Effekte von Bohrlochunebenheiten und von unregelmäßigen Bewegungen des Gerätes hinzu.

Eine Verbesserung besteht nun darin, die Zählraten

- durch simultanes Filtern der Short-Spacing-Rate und Invers-Filtern der Long-Spacing Rate in der Auflösung aneinander anzupassen und
- die so gefilterten Kurven teufenmäßig anzupassen, um die unterschiedliche Charakteristik und unregelmäßige Gerätebewegung auszugleichen (Abb. 10). Die teufenmäßige Anpassung geschieht durch eine automatische Korrelation der logarithmischen Zählraten. Dies entspricht einer dynamischen relativen Verschiebung der Meßpunkte von Short- und Long-Spacing Zählraten zueinander.

Aus den so angepaßten Zählraten werden dann R, und daraus abgeleitet, eine korrigierte Neutronporosität nach Abb. 4 berechnet.

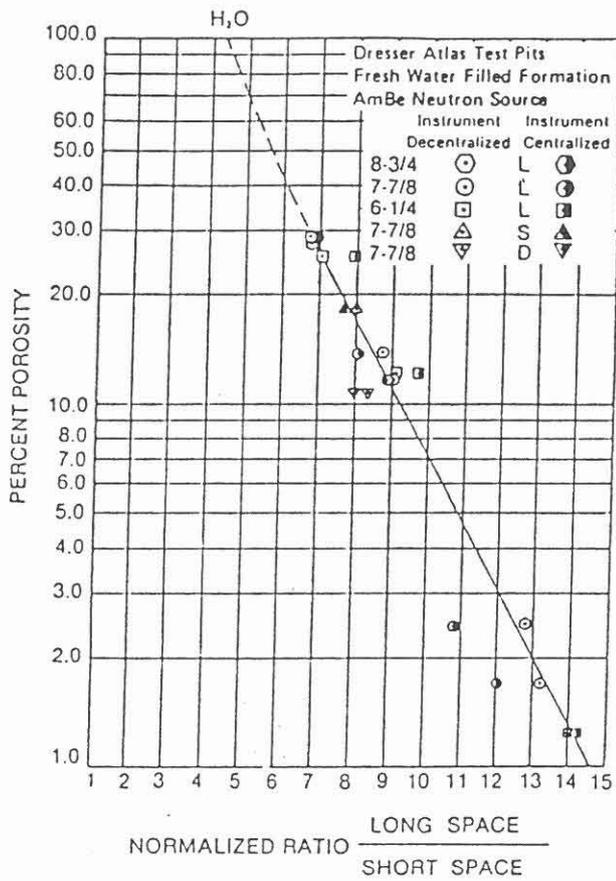


Abb. 4:

Kurve zur Kalibrierung
des CNL-Verhältnisses R;
WILSON & WICHMANN (1974, 1978).

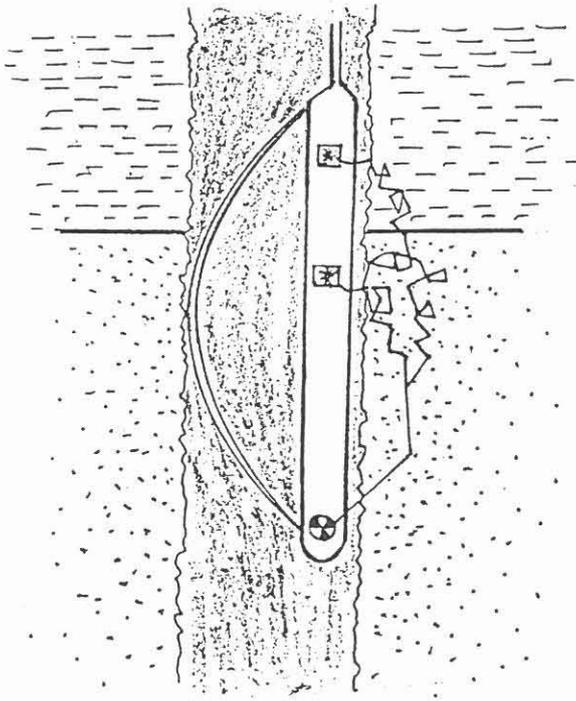
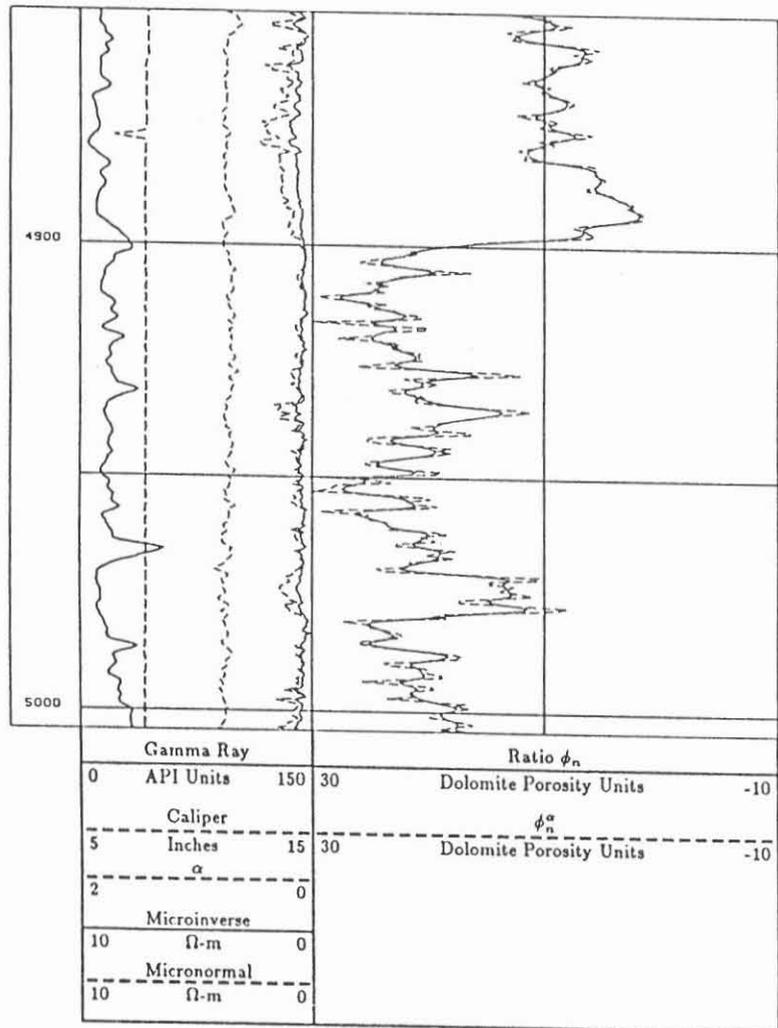
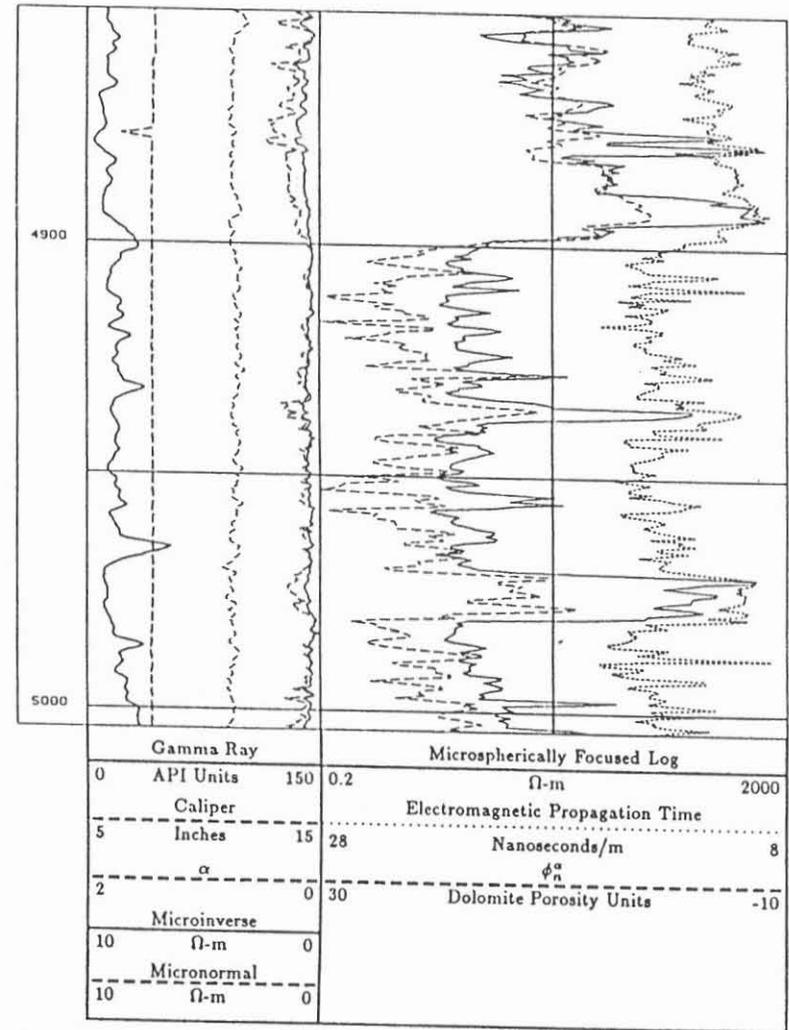


Abb. 5:

Neutronenbahnen, die sich
an der Grenze von zwei
Formationen unterschiedlicher
Porositäten ergeben.



- Enhanced-resolution porosity and ratio-derived porosity comparison in a west Texas carbonate.



- Enhanced-resolution porosity correlation with microspherically focused and electromagnetic propagation logs.

Abb. 6: Beispiel,
Erläuterungen siehe Text; GALFORD et al. (1986).

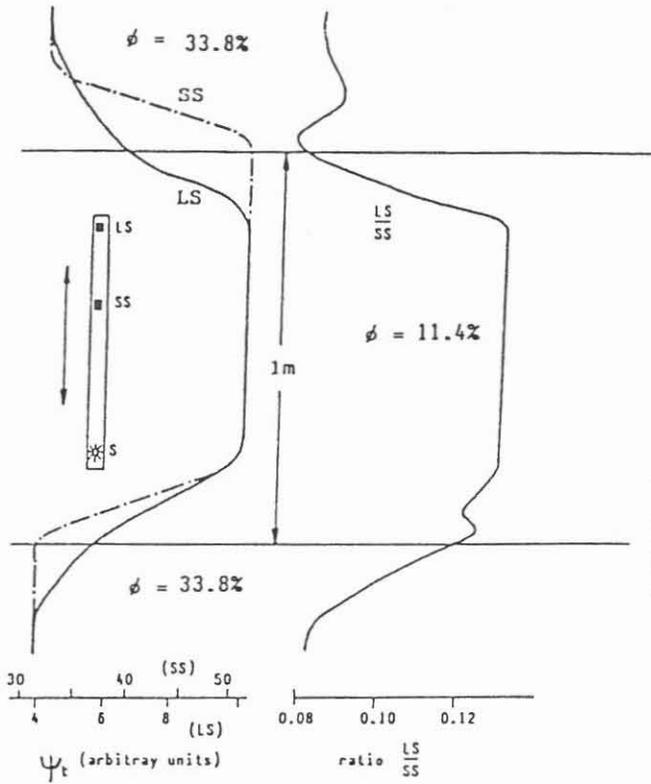


Abb. 7:

Wahrscheinliche Neutronen-Ansprachen auf Schichtgrenzen. SS und LS sind normalisiert dargestellt, die Meßpunkte sind auf SS-Position bezogen.
 (---) Short-Spacing-Zählrate, SS
 (—) Long-Spacing-Zählrate, LS

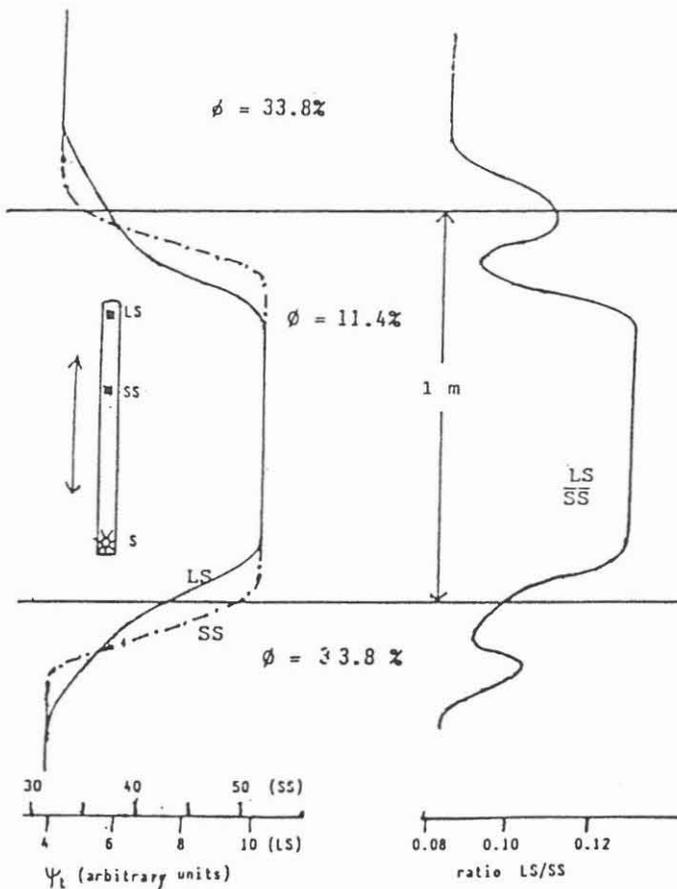


Abb. 8:

Wahrscheinliche Neutronen-Ansprache nach einer konstanten Tiefenverschiebung einer Zählrate. Der Meßpunkt fällt auf den Mittelpunkt des jeweiligen Spacings.

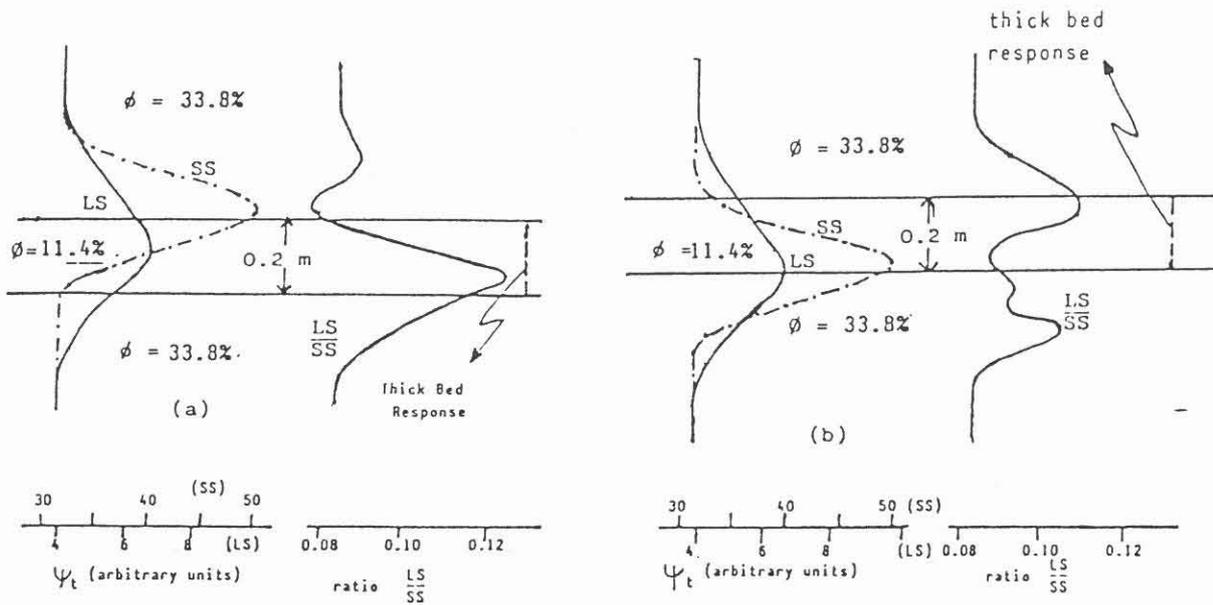


Abb. 9: Wahrscheinliche Neutronen-Ansprache für geringe Schichtmächtigkeit.
 (a) - Die Meßpunkte befinden sich in SS-Position.
 (b) - Die Meßpunkte befinden sich im Mittelpunkt des jeweiligen Spacings.

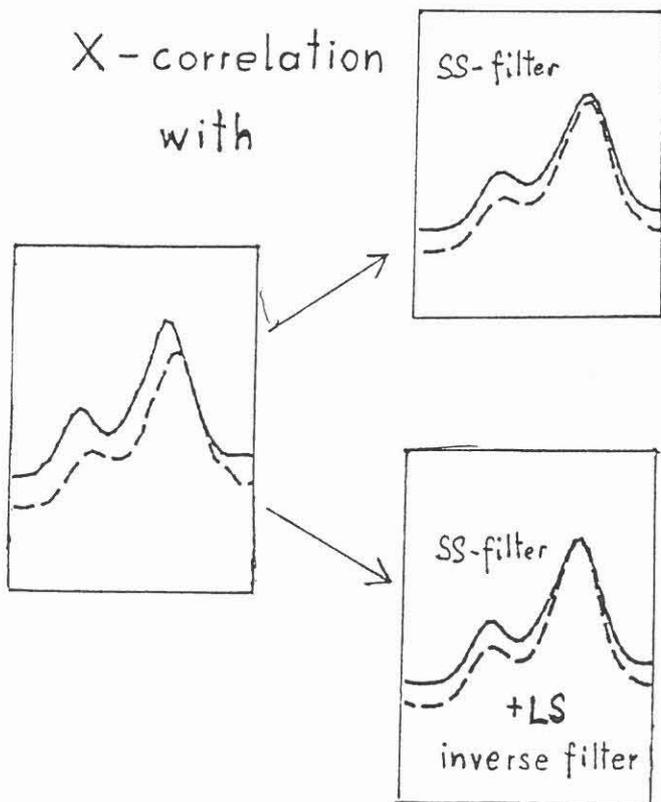


Abb. 10:
 Filterung und verbesserte Tiefenkorrelation der Zählraten vor der Bestimmung des Verhältnisses R.

Beispiele

Abb. 11 und 12 zeigen Vergleiche der rückgerechneten Porositäten (NPHI) mit der direkt aufgezeichneten Porosität (CNL). Besonders in Abb. 11 sind viele der hochfrequenten Ausschläge (Grenzeffekte) verschwunden, und NPHI läßt sich wesentlich besser zum Laterolog korrelieren. Die rückgerechnete Porosität hat die Teufe der Long-Spacing Zählrate und daher meist eine Verschiebung gegen die direkt gemessene Neutronporosität. Deshalb ist sie in Abb. 12 auch gegen die LL3-Kurve verschoben.

In beiden Beispielen wurde ein Dresser-Atlas 2413 CNLog verwendet. Als Zählraten wurden die Bandaufzeichnungen genommen, die leider eine gewisse Dämpfung durch die Meßelektronik beinhalten. Daher kann man an manchen Stellen auch eine etwas schlechtere Auflösung der korrigierten gegenüber der gemessenen Neutronporosität beobachten (Punkte A in Abb. 12). In Zukunft sollte daher versucht werden, die beschriebene Prozedur auf die ungedämpften Zählraten anzuwenden.

3 Ovale Bohrlöcher

Auch Form und Größe des Bohrlochs wirken sich auf das Verhältnis der Proportionalitätsfaktoren $a_{\text{long}}/a_{\text{short}}$ aus. Für kreisrunde Bohrlöcher stehen diese Korrekturen in Form der bekannten Charts zur Verfügung. Ist das Bohrloch hingegen oval, dann schmiegt sich das Gerät im allgemeinen besser an die Bohrlochwand an als bei einem kreisrunden Querschnitt. Daher sind die Wege der Neutronen auf der entscheidenden Anpreß-Seite weniger spülungsbeeinflusst (Abb. 13).

In einer Modellrechnung kann man bei gegebener Porosität \emptyset das Verhältnis der gemessenen Zählraten für eine beliebige Bohrlochform wie folgt bestimmen:

Der Querschnitt des Bohrloches sei durch die Funktion $r(\vartheta)$ gegeben, wo r der Abstand der Bohrlochwand in Richtung des azimutalen Winkels ϑ ist ($\vartheta = 0$ sei die Richtung des Anpreßpunktes). Die Zählrate N setzt sich aus den über alle Wege integrierten Zählraten zusammen (Abb. 13). Charakterisiert man einen Weg durch das mittlere Azimuth ϕ , so ist die mittlere dazugehörige Zählrate $n(\vartheta)$ in erster Näherung so groß, als ob sich das Gerät im Zentrum eines kreisförmigen Loches mit dem Radius $r(\vartheta)$ befände. Daraus ergibt sich:

$$N(\phi) = \int n(r(\vartheta), \phi) d\vartheta \quad (3)$$

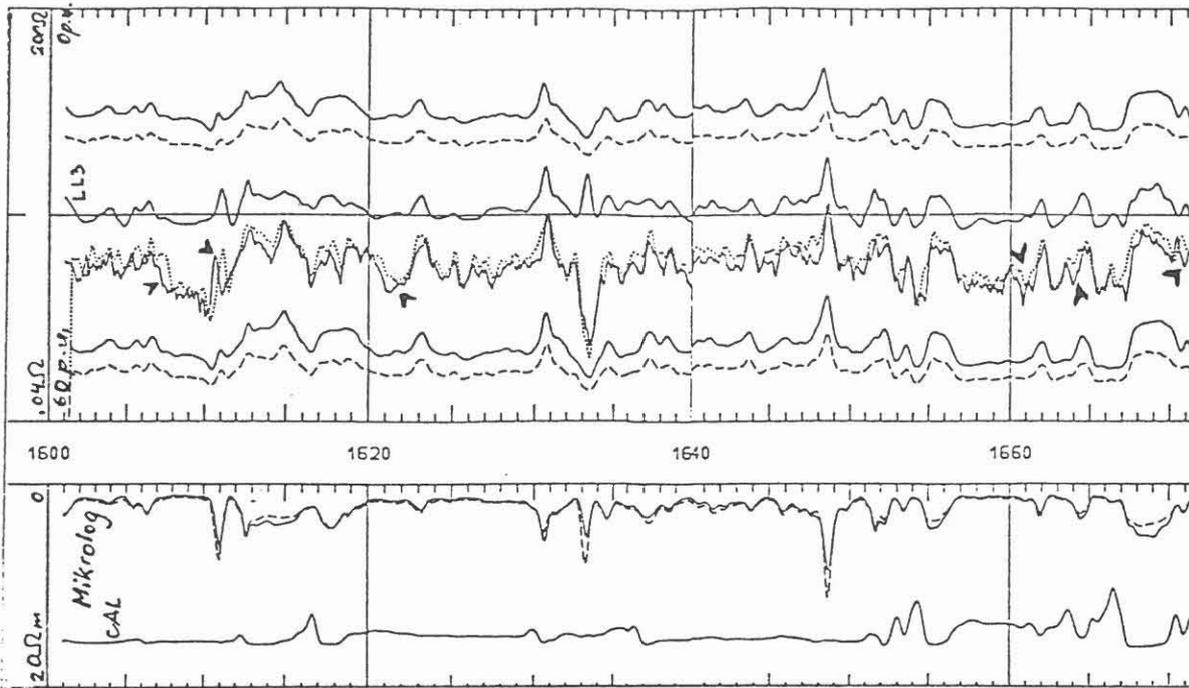


Abb. 11: Vergleich der rückgerechneten CNL-Porosität (NPHI) mit den Originaldaten (CNL) sowie tiefenkorrelierten Zählraten (NSC, NLC) mit den Originalzählraten (SSN, LSN). Deutliche Unterschiede sind mit A gekennzeichnet. Zum Vergleich sind außerdem Microlog- und Laterolog-Aufzeichnungen aufgetragen.

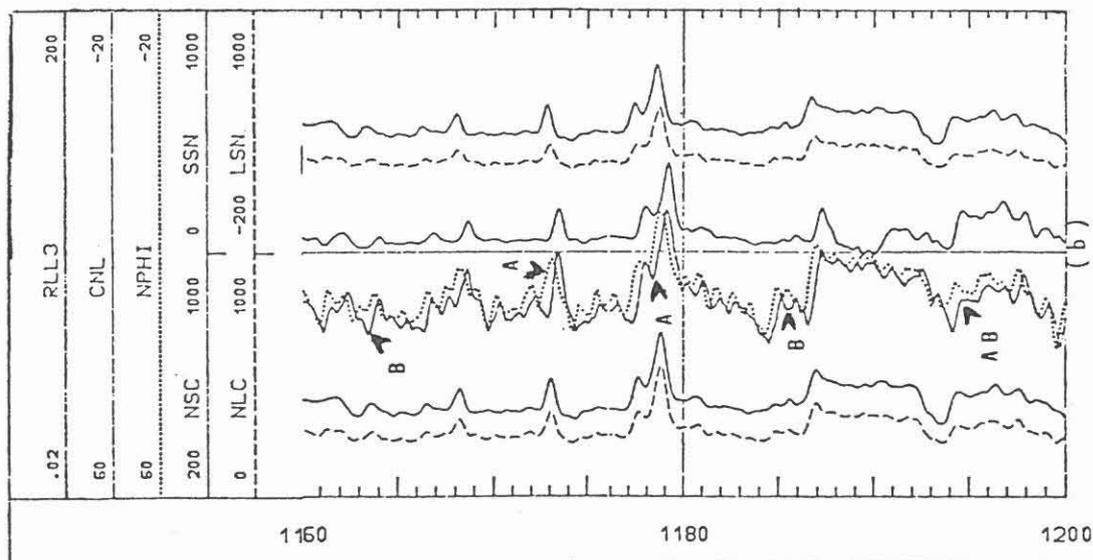


Abb. 12: Dynamisch tiefenkorrelierte Zählraten (untere Aufzeichnung) sowie rückgerechnete Porosität (punktierte Kurve).

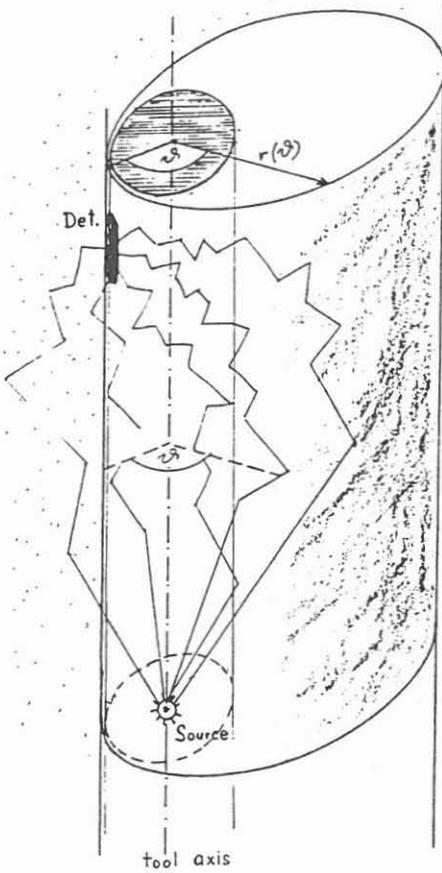


Abb. 13: Neutronen-Meßsonde und Neutronenbahnen in einem ovalen Bohrloch.

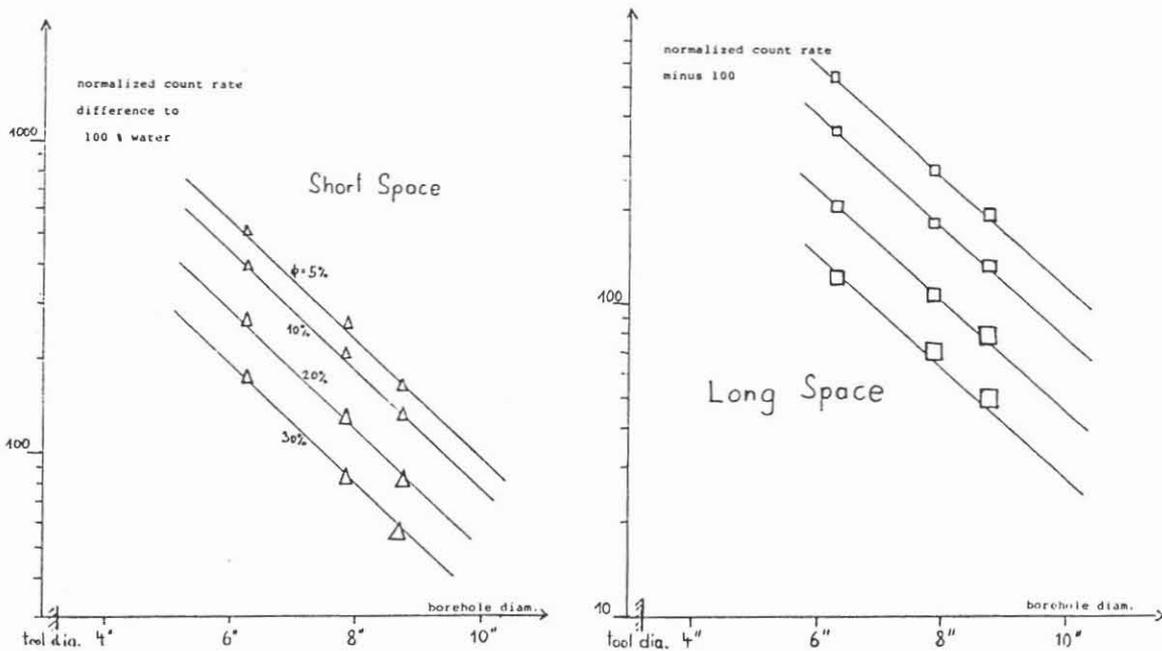


Abb. 14: Bestimmung der Zählraten basierend auf der Funktion $n = n_0 + K(\phi) \cdot 10^{-r/L_0}$

und:

$$R = \frac{\int n_{\text{long}}(r(\vartheta), \phi) d\vartheta}{\int n_{\text{short}}(r(\vartheta), \phi) d\vartheta} \quad (4)$$

Bei der Quotientenbildung werden wieder Abweichungen kompensiert, die aufgrund der vereinfachten Annahme $n = n(r(\vartheta), \phi)$ auftreten.

Die experimentellen Daten für die Zählraten am zentrierten Geräte (WILSON & WICHMANN 1974, 1978) lassen sich gut durch eine Funktion der Form:

$$n = n_0 - K(\phi) \cdot 10^{-r/r_0} \quad (5)$$

beschreiben (Abb. 14). Wenn Gl. (5) in Gl. (4) eingesetzt wird, kann man für eine gegebene Bohrlochgeometrie eine Beziehung zwischen R und Porosität ϕ erhalten.

Für den Fall elliptischer Bohrlöcher wurde R für einen weiten Bereich von langen und kurzen Kalibern bei verschiedenen Porositäten ϕ mit dieser Methode berechnet. Trägt man diese Werte in Abhängigkeit von den beiden Kalibern in ein Diagramm ein, so zeigt sich, daß sich die Linien eines konstanten Verhältnisses (ΔR) für verschiedene ϕ fast decken (natürlich mit jeweils anderen Werten von R). Diese Linien sind zugleich Linien gleicher Korrekturwerte. Man kann daher mit Hilfe eines 4-Arm-Kalibers die Korrektur von ϕ einfach auf die normale Kaliberkorrektur mit einem äquivalenten Kaliber zurückführen (Abb. 15).

Zunächst mag es vielleicht überraschen, daß das äquivalente Kaliber mit steigendem langem Kaliber sinkt. Der Grund ist einfach, weil nur die Umgebung des Pads von Bedeutung ist, und diese wird durch sinkende Krümmungsradien mit steigender Exzentrizität charakterisiert.

Beispiele

In Abb. 16 ist das Bohrloch oben stärker oval, die Kaliber liegen - mit Ausnahme der ausgekesselten Bereiche - zwischen 18" und 22". Gegenüber einer mit einem konstanten Kaliber von 19" berechneten CNL-Porosität ist die nach einem Chart in Abb. 15 berechnete Porosität daher im oberen Bereich um etwa 3 % höher. Dieses Ergebnis paßt auch besser zur Sonic-Porosität.

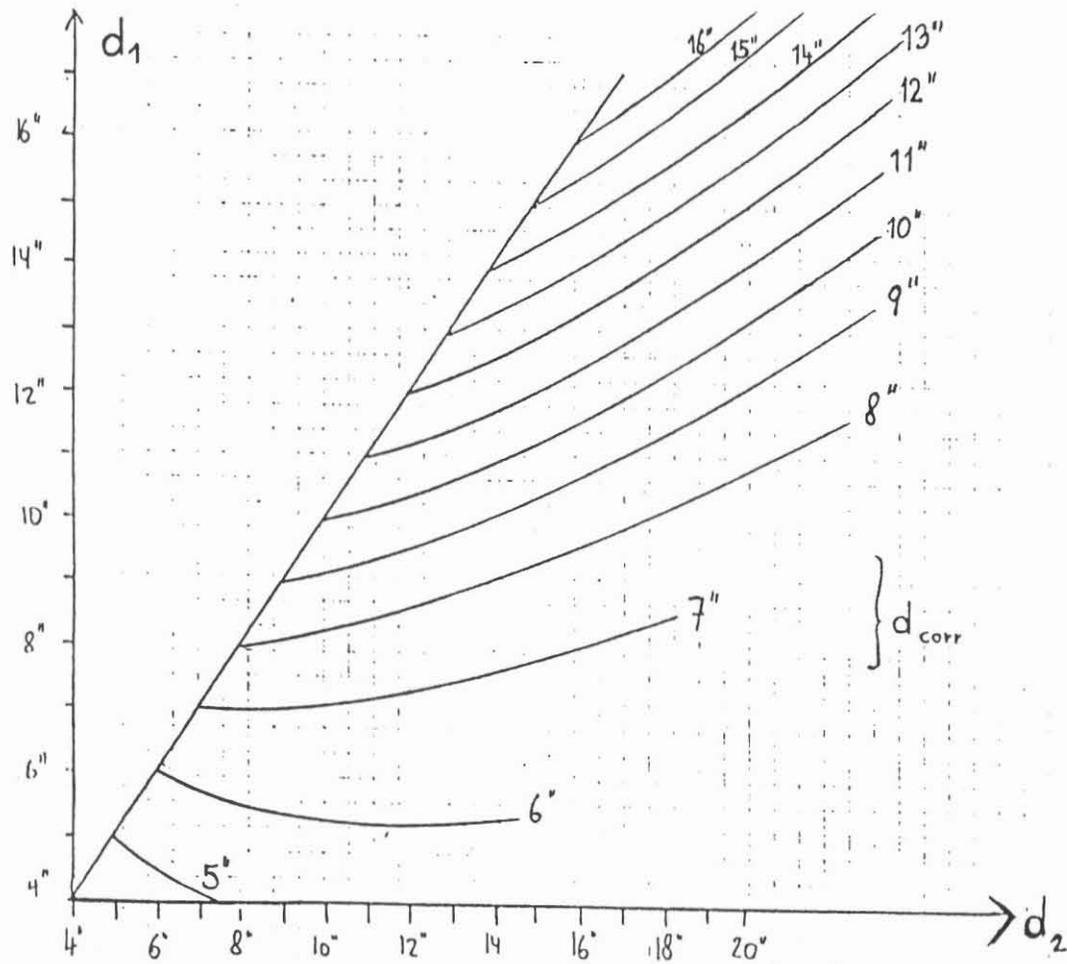


Abb. 15:

Diagramm zur Bestimmung eines "äquivalenten Kreisdurchmessers" einer elliptischen Bohrung. Die Kurven entsprechen einem konstanten Verhältnis R bei jeder gegebenen Porosität.

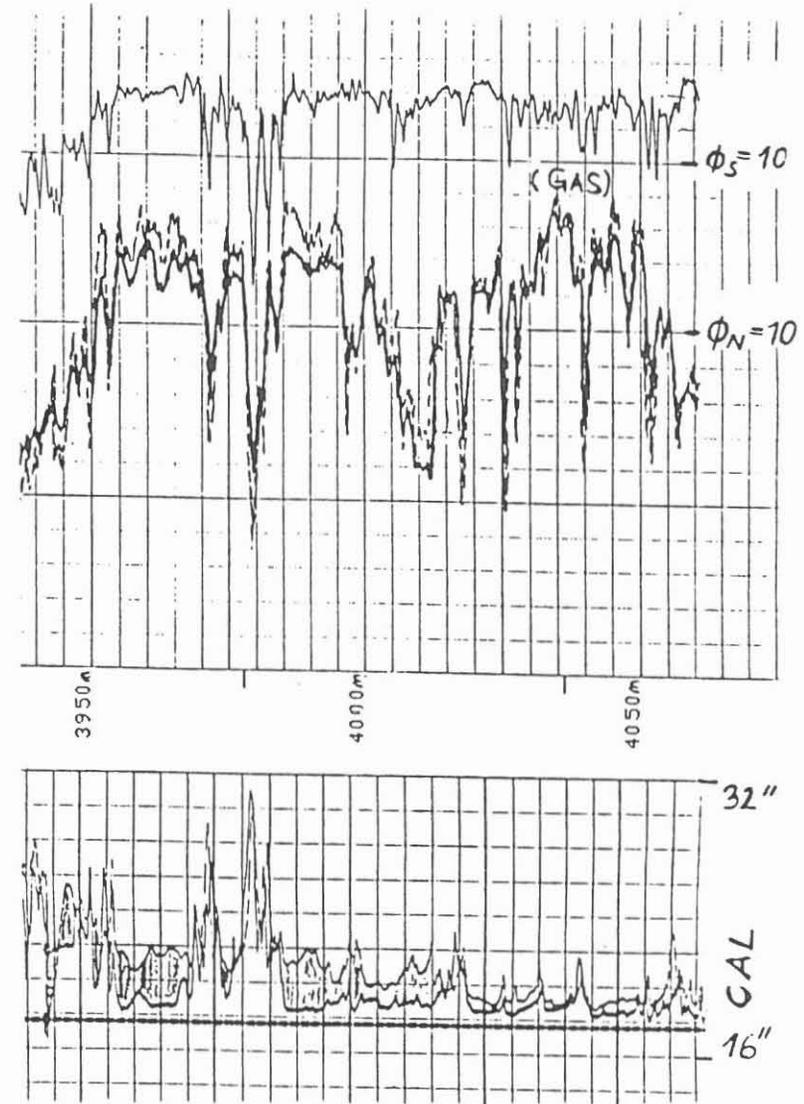


Abb. 16:

Beispiel zu Abb. 15. Gestrichelte Kurve entspricht konstanten Durchmesser, ausgeglichene Kurve wurde mit der CNL-Porosität für einen Abb. 15 ermittelt.

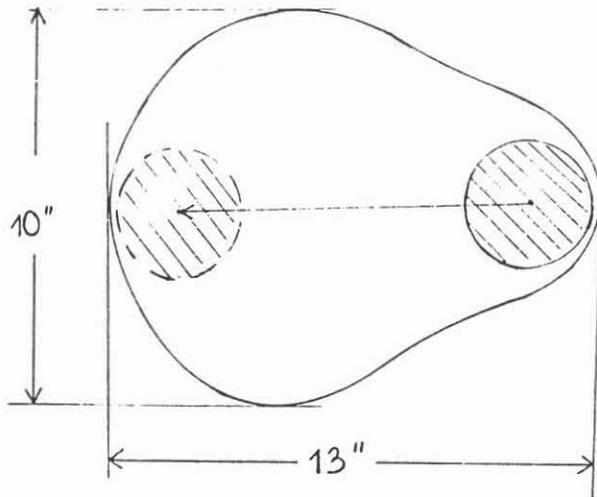


Abb. 17: Mögliche Lage einer Meßsonde in einem "Schlüsselloch".

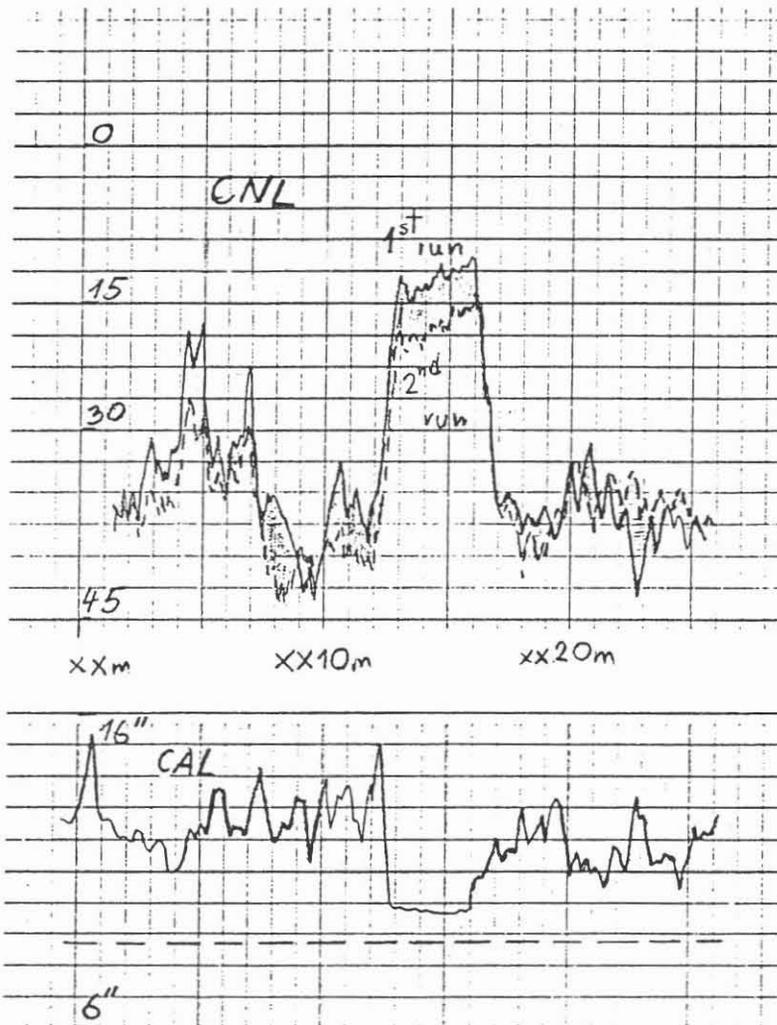


Abb. 18: Meßergebnisse eines 1. und 2. CNL-Runs sowie CAL aus einer Bohrung analog Abb. 17.

De facto treten leider oft unsymmetrische Bohrlochquerschnitte, z. B. Schlüssellocher auf. Da diese Situation oft durch eine Ablenkung des Bohrlochs entsteht, wird das Gerät meist an der Stelle der stärksten Krümmung zu liegen kommen. In diesem Fall entspricht das Ergebnis dem elliptischen Fall mit extremer Exzentrizität. In manchen Fällen kann das Gerät allerdings gerade an der gegenüberliegenden Stelle laufen, und dann entspricht die Situation eher einem kreisrunden Loch mit einem Kaliber, das etwas größer als das kurze Kaliber ist (Abb. 17).

Ein solcher Fall ist dann klar zu erkennen, wenn im Repeat-Run die CNL-Porosität um einen konstanten Wert verschoben ist (Abb. 18). Die Differenz zwischen den beiden Runs von etwa 6 % kommt durch ein Schlüsselloch der Größe von etwa 10" x 13" zustande (Abb. 17). Das effektive Kaliber beträgt im ersten Run 9" (vgl. Abb. 15) und im zweiten etwa 14".

4 Schlußfolgerungen

- Die Verwendung des Zählratenverhältnisses R kompensiert Bohrlocheinflüsse in vielen Fällen. Die volle Information der beiden Zählraten sollte nicht vernachlässigt werden.
- Bei Schichtgrenzen und an dünnen Schichten haben die beiden Zählraten eine unterschiedliche Charakteristik, daher treten Schwingungen in der direkt gemessenen CNL-Porositätskurve auf. Durch Filtern und Teufenangleichen gelingt es, eine bessere Schicht-Definition zu erreichen.
- In ovalen Bohrlöchern kann man mit Hilfe eines 4-Arm-Kalibers einen äquivalenten Durchmesser berechnen und so eine verbesserte Kaliber-Korrektur durchführen. Wenn es sich allerdings um ein unsymmetrisches Loch handelt, ist ein äquivalentes Kaliber nicht eindeutig ableitbar.

Dankadresse

Der Autor möchte sich bei der Firmenleitung der ÖMV, die diesen Vortrag ermöglicht hat, herzlich bedanken.

Literatur

- ALLEN L.S., TITTLE C.W. et al., 1967: Dual-spaced Neutron Porosity Log. - JPT, pp. 1351-1362.
- CASE C.R., 1982: CNT-G Tool Response to Bed Boundaries. - SWPLA 23rd Symp., paper L.
- DEWAN J.T., 1956: Neutron Log Correction Charts for Borehole Conditions and Bed Thickness. - Petroleum Trans. AIME 207/2, pp. 50-58.
- GALFORD J.E., FLAUM C., GILCHRIST Jr W.A. & DUCKET S.W., 1986: Enhanced Resolution Processing of Compensated Neutron Logs. - 61st Ann. Technical Conf. SPE, paper 15541.
- PIRSON S.J., 1963: Handbook of Well Log Analysis. - Prentice Hall, N.J.
- PONTECORVE B., 1941: Neutron Well Logging. - Oil & Gas J. 40/18, 32 p.
- RAMBERGER R. & WAGNER K., 1986: Dynamic Depth Shift of the Count Rates in Compensated Neutronlogs. - 10th Europ. Form Eval. Symp., paper I.
- TITTLE C.W. et al., 1951: Neutron Logging of Drill Holes: The Neutron Neutron Method. - Geophysics 16/4, 626 p.
- TITTLE C.W. & ALLEN L.S., 1961: Theory of Neutron Logging I & II. - Geophysics 26/1, pp. 27-39.
- TITTLE C.W. & ALLEN L.S., 1966: Theory of Neutron Logging I & II. - Geophysics 31/1, pp. 214-224.
- TITTMAN J. et al., 1966: The Sidewall Epithermal Neutron Porosity Log. - JPT, pp. 1351-1362.
- WILSON B.F. & WICHMANN P.A., 1974: The Compensated Neutron Log and the Effect of Environment. - SPE (AIME) paper 5118.
- WILSON B.F. & WICHMANN P.A., 1978: The Compensated Neutron Log and the Effect of Environment. - SPWLA 19th Symp., paper Q.



