

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 Bohrlochbereich 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.

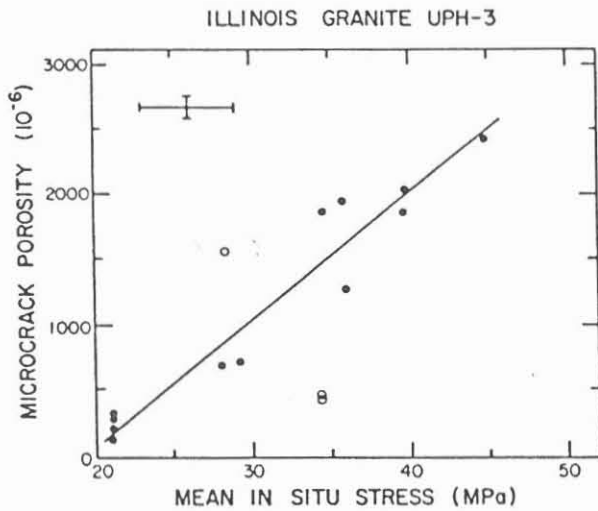


Abb. 1: Die Mikroriß-Porosität in Abhängigkeit von der mittleren Spannung in der Illinois-Bohrung UPH-3. Die Darstellung zeigt ein deutliches Ansteigen der Mikroriß-Porosität in den gewonnenen Kernen mit der mittleren Spannung des Gebirges (Nach CARLSON & WANG, 1986).

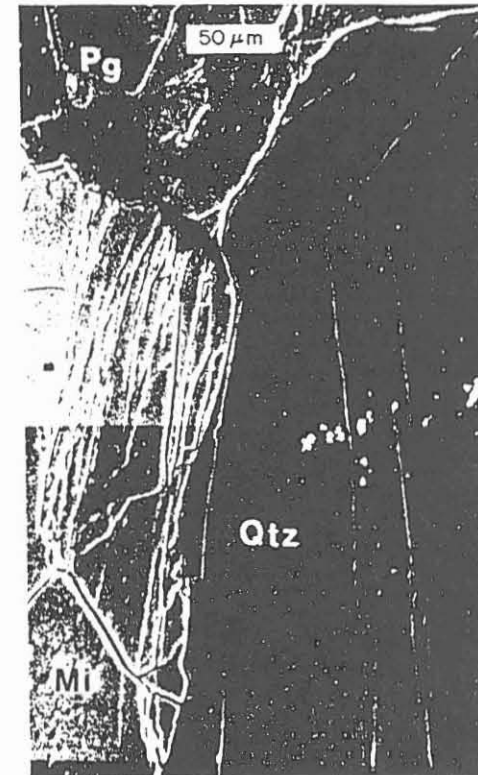


Abb. 2: Mikroskopische Aufnahmen von Mikrorissen in einem Westerly Granit nach einem Belastungsversuch. An den Korngrenzen und insbesondere im Mikrocline (Mi) zeigt sich deutliche Rißbildung, die wesentlich größer als im Plagioklas (Pg) und im Quarz (Qtz) ist. Die Belastungsrichtung der Probe war vertikal.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

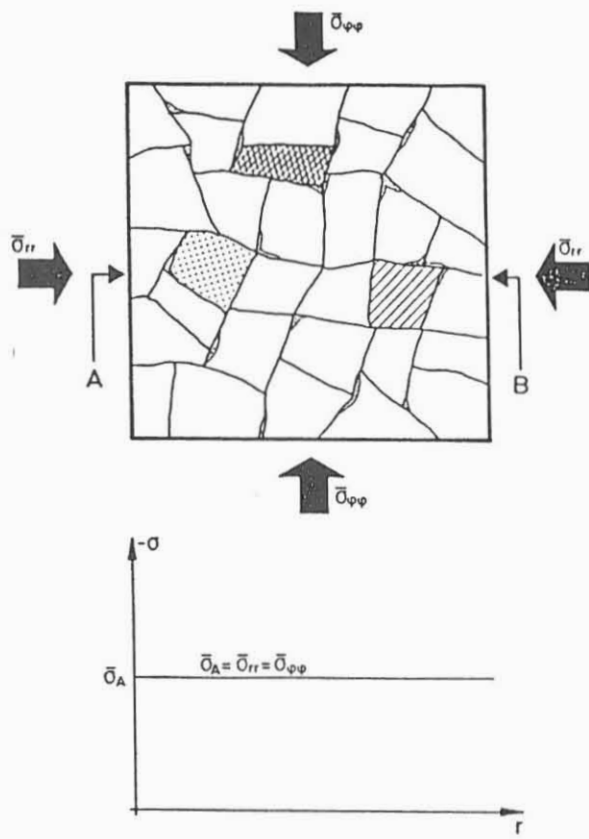
Graphit	< 3,0
Quarz	2,62
Granat	0,59
Olivin (Fayalit)	0,87
Augite	1,0
Hornblenden	1,3
Glimmer	2,2
Feldspäte	1,1 - 1,8
Kalkspat	1,38

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

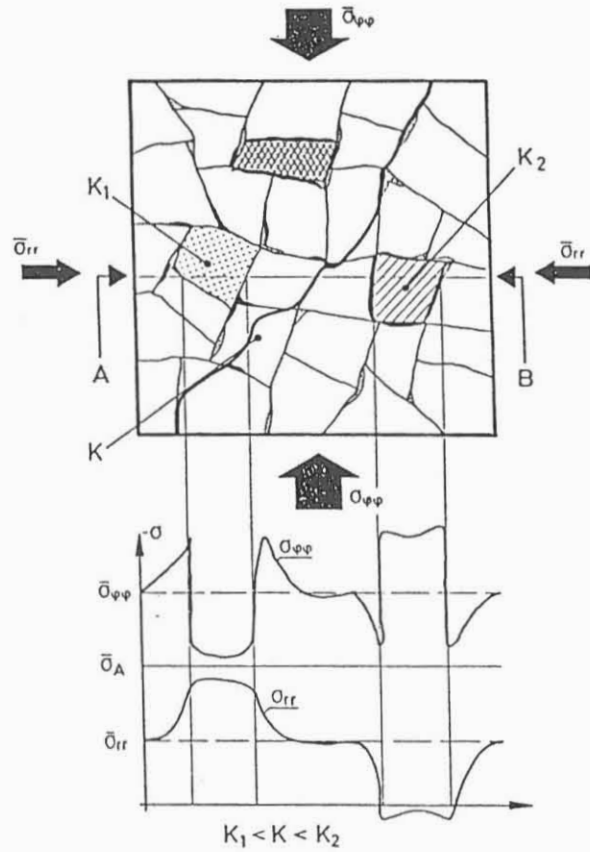
	c	⊥ c
Quarz	$6,99 \times 10^{-6}$ 1/°C	$13,24 \times 10^{-6}$ 1/°C
Kalkspat	$25,57 \times 10^{-6}$ 1/°C	$- 5,7 \times 10^{-6}$ 1/°C
Flußspat	$17,96 \times 10^{-6}$ 1/°C	$3,82 \times 10^{-6}$ 1/°C



Ursprünglicher Zustand

Abb. 3:

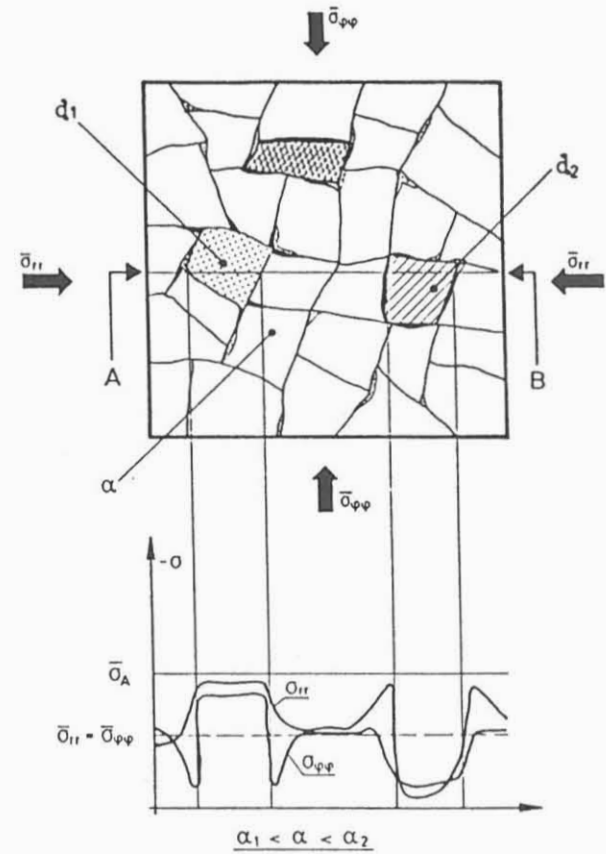
Makroskopischer (Pfeile) und mikroskopischer (Diagramm unten) Spannungszustand nach angenommenen Entspannungsprozessen durch Relaxation (im unverritzten Gebirge vor Erstellung der Bohrung).



Zustand nach Entlastung

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.



Zustand nach Abkühlung

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.

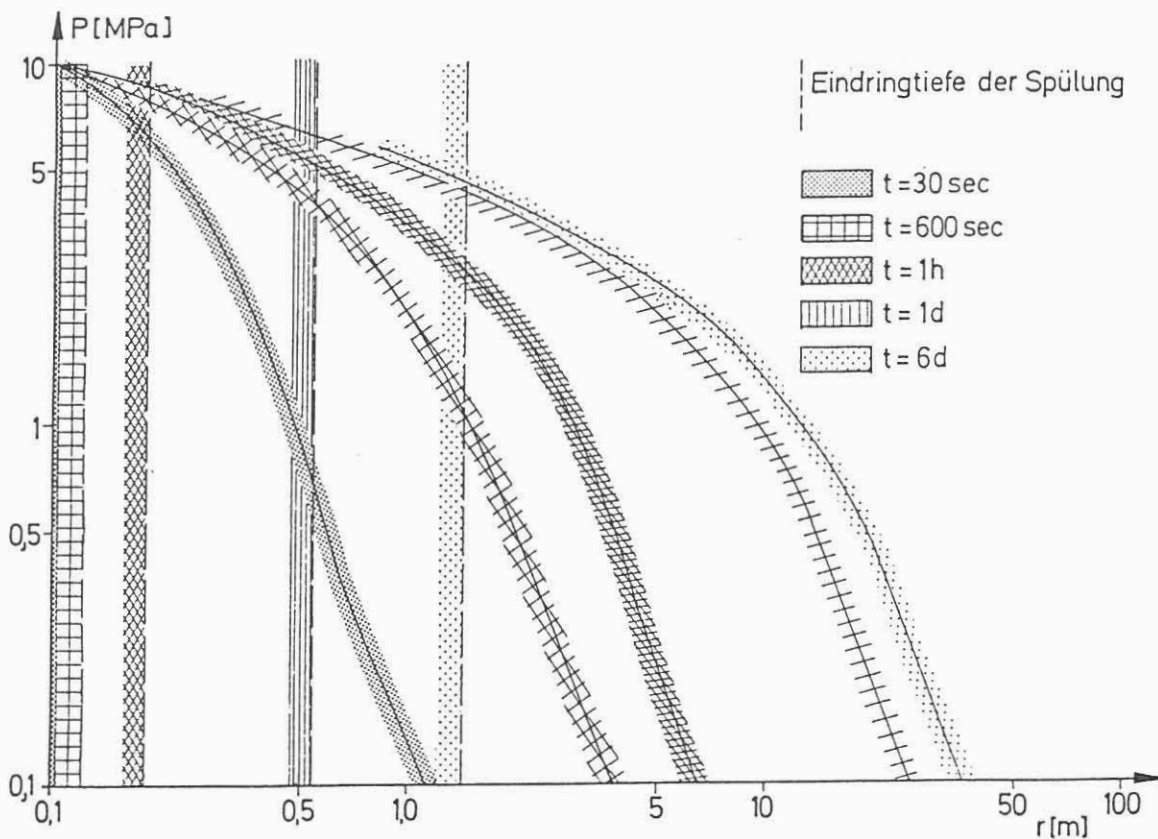


Abb. 6: Die zeitabhängige Druckerhöhung im Porenraum des Gebirges und das Eindringen der Spülung in den Porenraum bei einer schlagartigen Erhöhung des Spülungsdruckes um 10 MPa. Für die Eindringlinien wurde eine vollständige Verdrängung der ursprünglich vorhandenen Porenflüssigkeit angenommen. Zur Berechnung 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.

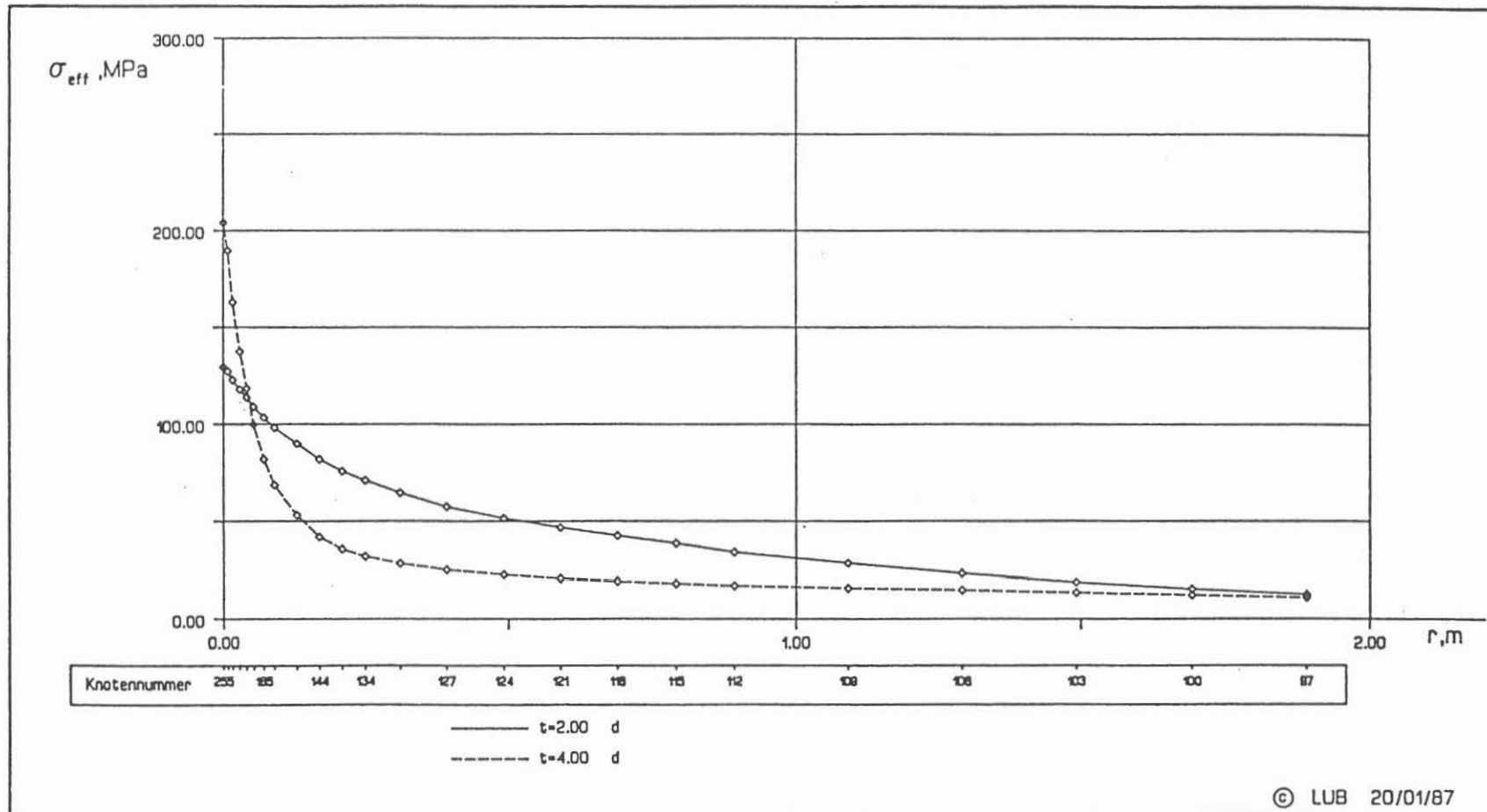


Abb. 7: Die thermomechanisch induzierte Scherspannung in Abhängigkeit vom Bohrlochabstand bei einer sprunghaften Temperaturänderung im Bohrloch zum Zeitpunkt $t = 0$ um $150\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nach 2 Tagen Auskühlung zeigt sich eine deutliche Verminderung der Effektivspannung am Bohrlochrand. 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.

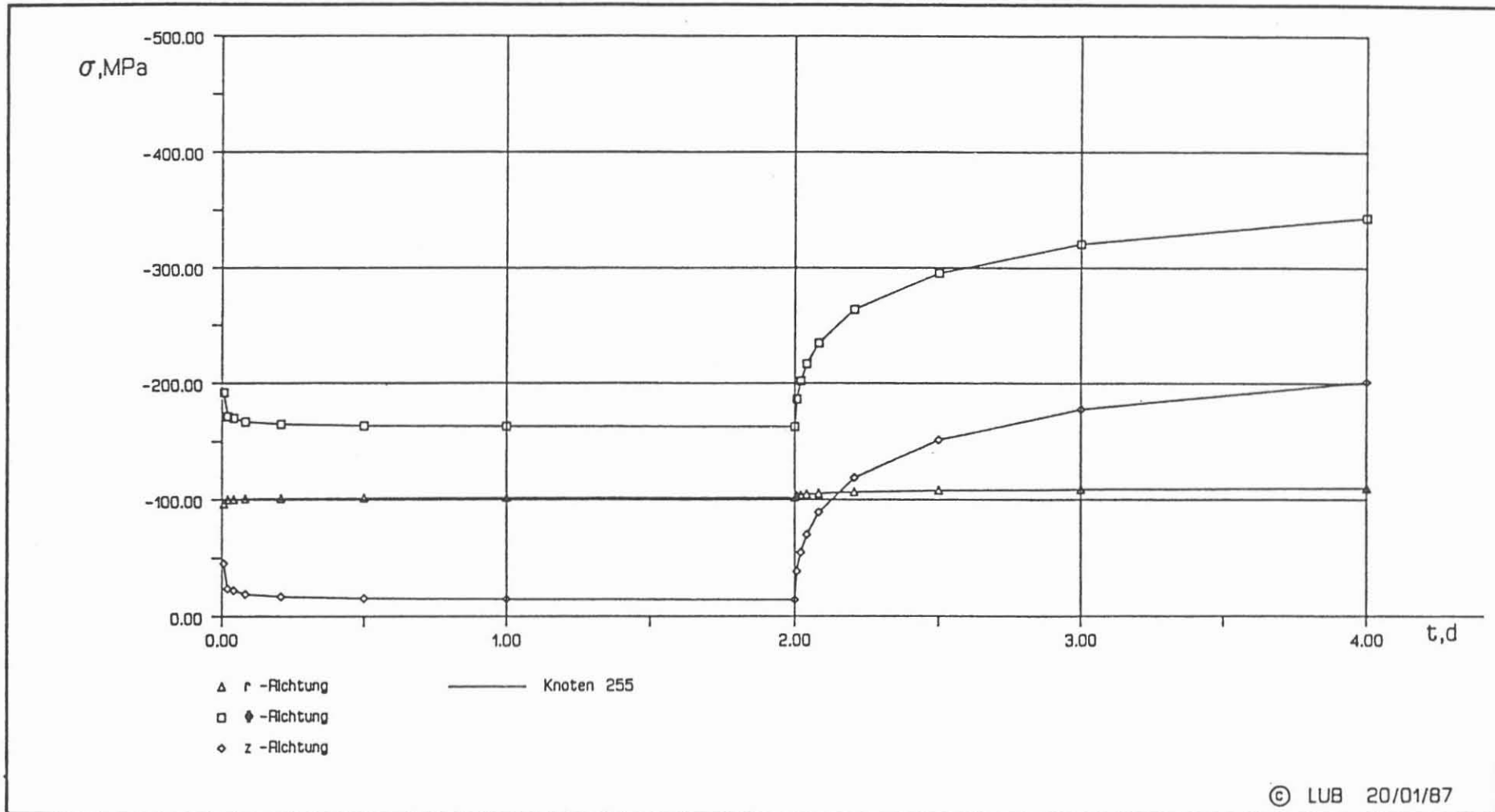


Abb. 8: Die zeitabhängigen thermomechanisch induzierten Schwankungen der Spannung am Bohrlochrand bei einer sprunghaften Temperaturänderung um 150 °C zum Zeitpunkt $T = 0$ und einer Beendigung der Bohrlochauskühlung nach 2 Tagen. Die Rechnung wurde von ZANDER (1987) für eine Bohrlochtiefe von 10 km für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

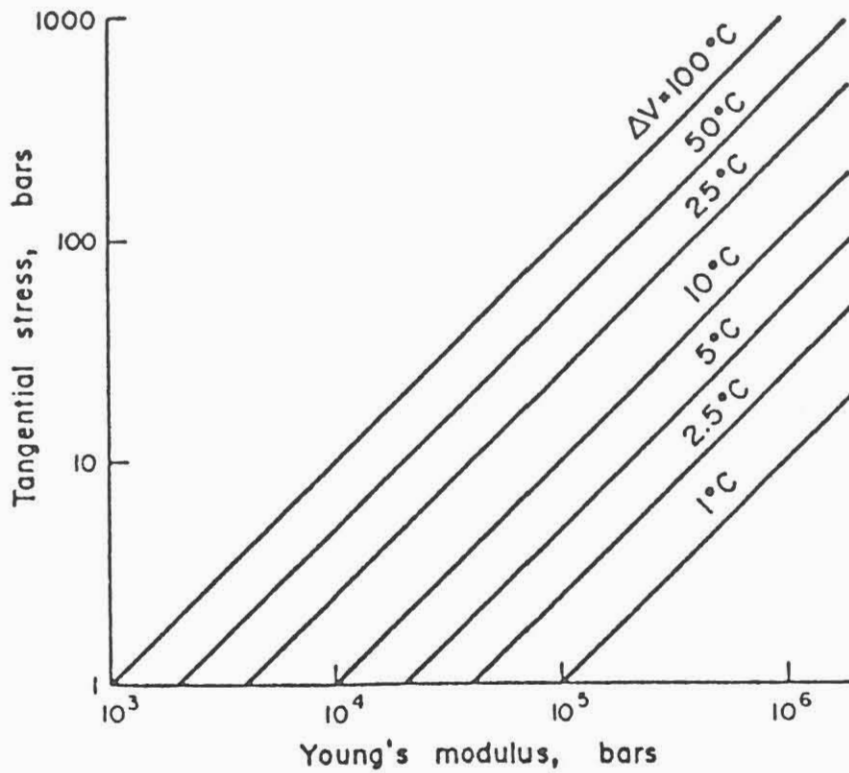


Abb. 9: Analytische Berechnung der durch Temperaturänderung am Bohrlochrand induzierten tangentialen Spannungskomponenten in Abhängigkeit vom Elastizitätsmodul und der Temperaturänderung am Bohrlochrand. Bei der Berechnung wurde von einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $8 \times 10^{-6} \text{ C}^{-1}$ 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.

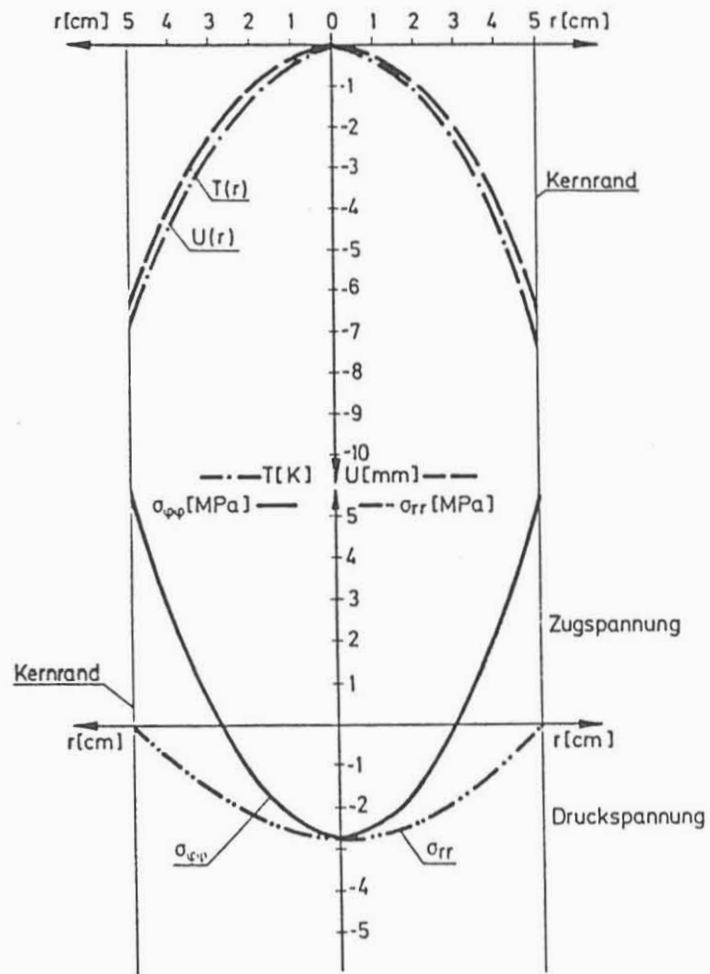


Abb. 10: Die in einem Kern beim Ziehen induzierten makroskopischen thermomechanischen Beanspruchungen bei einer Temperaturänderung von 0,01 K/sec (dies entspricht einer Kerngeschwindigkeit von ca. 1 km/h bei einem geothermischen Gradienten von 30 K/km). Der Abbildung liegt eine analytische Rechnung zugrunde.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

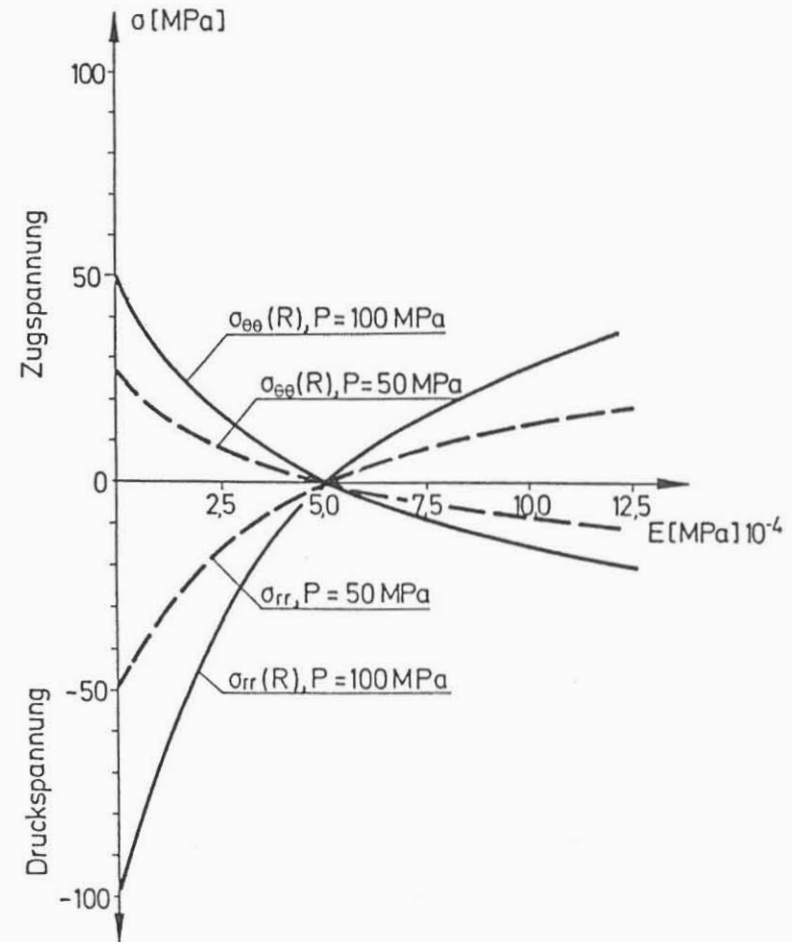


Abb. 11: Tangential- ($\sigma_{\theta\theta}$) und Radialspannung (σ_{rr}) um ein kugelförmig eingelagertes Mineral bei einer Druckentlastung P . Die Aufzeichnung erfolgte in Abhängigkeit vom E-Modul der Einlagerung unter der Voraussetzung, daß die umgebenden Mineralien ein E-Modul von 5×10^4 MPa besitzen.

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-

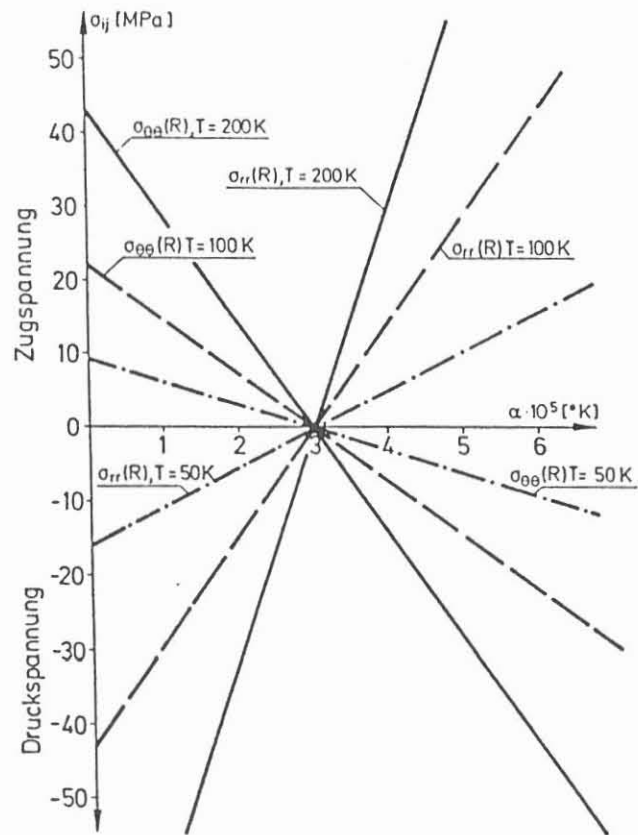


Abb. 12: Die Tangential- ($\sigma_{\theta\theta}$) und Radialspannung (σ_{rr}) um eine kugelförmige Einlagerung bei Abkühlung um die Temperatur T . Verändert wurde der thermische Ausdehnungskoeffizient α der Einlagerung, wobei die Umgebung einen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha = 3 \times 10^{-5}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

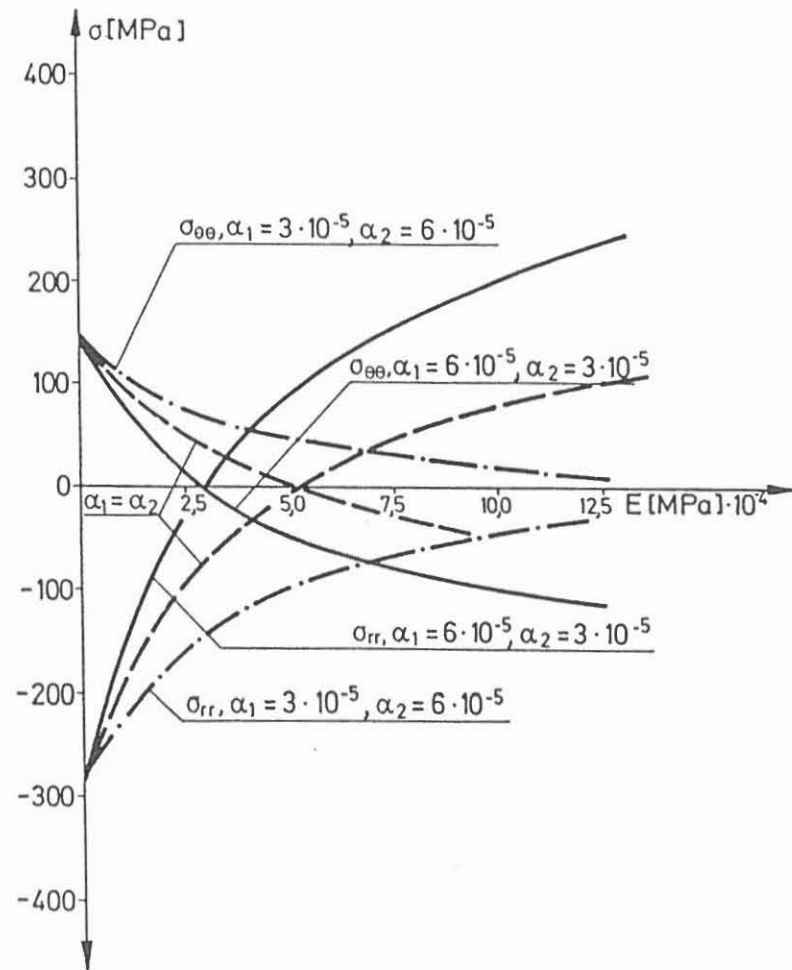


Abb. 13: Thermomechanische Spannungen, die um eine kugelförmige Einlagerung bei einer Kernentnahme aus 10 000 m Bohrlochtiefe erzeugt werden (Abkühlung um $T = 210^{\circ}\text{C}$ und Druckentlastung um $P = 280 \text{ MPa}$). Die Tangential- ($\sigma_{\theta\theta}$) und Radialspannungen (σ_{rr}) wurden 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.

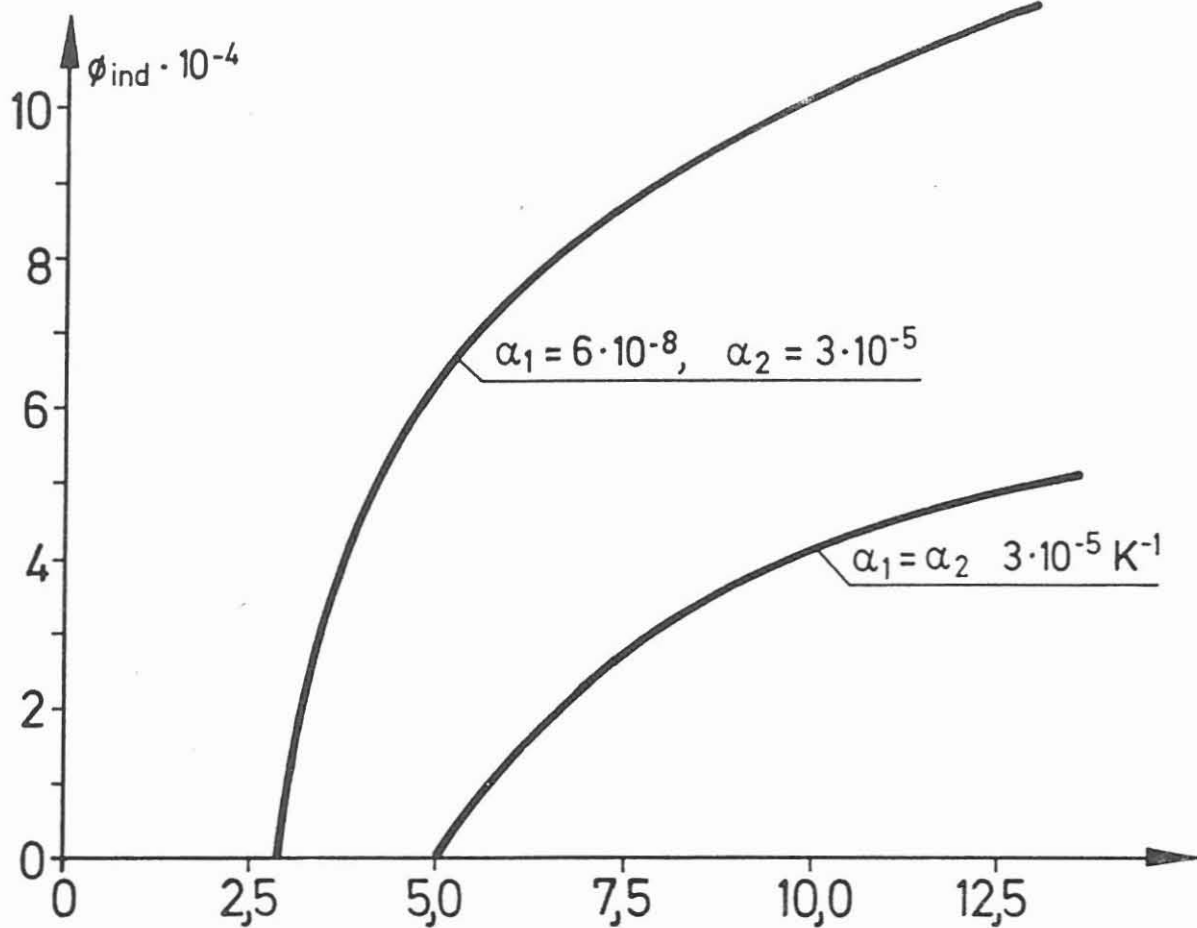


Abb. 14: Die durch Entlastung und Abkühlung maximal induzierbare Porosität bei vollständigem Abbau der mikroskopisch erzeugten Zugspannungen für eine kugelförmige Einlagerung mit dem Ausdehnungskoeffizienten α_1 (1/K). α_2 (1/K) ist der Ausdehnungskoeffizient der Umgebung. Diese besitzt einen E-Modul 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.