

FESTIGKEITSPROFILE DER LITHOSPHERE

Um das mechanische Verhalten der Lithosphäre unter verschiedenen Kräften zu studieren, muss die **Rheologie** der Lithosphäre in Betracht gezogen werden. Wörtlich beschreibt die Rheologie das Wissen, wie ein Material fließt. Als wissenschaftliche Disziplin beschreibt die Rheologie die Wechselwirkungen zwischen Verformung, Spannung und Zeit. Verformung und Spannung sind abhängig von der thermischen Struktur, vom Flüssigkeitsgehalt und von der Mächtigkeit der Schichten sowie von verschiedenen Randbedingungen. Ein anderer wichtiger Faktor ist die Zeitspanne, innerhalb derer die Last angewandt wird.

- In dem kurzen Zeitraum, in dem die seismischen Wellen (bis mehrere 10^2 Sekunden) auf Gesteine einwirken, verhält sich der Erdmantel bis tief innerhalb der Asthenosphäre elastisch.
- Über einen Zeitraum von 10^3 bis einigen 10^5 Jahren (z.B. das Abschmelzen einer Eiskappe), fließt der Erdmantel wie eine viskose Flüssigkeit.
- Über einen langen geologischen Zeitraum hinweg betrachtet ($> 10^6$ Jahre), verhalten sich die obere Kruste und der obere Erdmantel wie dünne elastische und plastische Platten, die über einem nichtviskosen Substratum lagern.

Die dimensionslose **Deborah-Zahl** D , die als natürliche Reaktionszeit / experimentelle Beobachtungszeit zusammengefasst wird, ist ein Mass des Einflusses der Zeit auf die Fließeigenschaften.

Sowohl Elastizität als auch plastisches Fließen und viskoses Kriechen sind folglich Bestandteile des mechanischen Verhaltens von Materialien in der Erde. Um die Fließprozesse in der Lithosphäre zu beschreiben, sollte jeder dieser drei Modi in Betracht gezogen werden. Diese langfristigen mechanischen Eigenschaften werden durch die **lithosphärische Festigkeit** beschrieben. Diese Festigkeit wird abgeschätzt durch die Integration der Fließgrenze mit der Tiefe. Das derzeitige Wissen über die Rheologie von Gesteinen ist ausreichend, um allgemeine Grundlagen des mechanischen Verhaltens zu liefern, weist aber auch erhebliche Grenzen auf. Zwei sehr wichtige Probleme sind die Skalierung der Gesteinseigenschaften über lange Zeiträume und über sehr grosse Längenskalen.

ELEMENTE DER RHEOLOGIE

Definitionen

Das Deformationsverhalten von verschiedenen Materialien variiert beträchtlich bei einem bestimmten angelegten Spannungssystem. Deformation kann entweder rückgewinnbar oder bleibend sein. Rückgewinnbare Deformation wird durch eine zeitunabhängige Spannungs-Verformungsbeziehung beschrieben - wenn die Spannung entfernt wird, geht die Verformung auf null zurück. Das schliesst **elastische Verformung** (*elastic deformation*) und **thermische Expansion** (*thermal expansion*) ein. Bleibende Verformung umfasst **plastisches** (*plastic*) und **viskoses** (*viscous*) **Fließen** (*flow*) oder **Kriechen** (*creep*) sowie **spröde** (*brittle*) Verformung (Bruchbildung, etc.) und erfordert zeitabhängige Beziehungen. Das **Fließverhalten** (*flow behaviour*) der Gesteine auf einwirkende Lasten oder Kräfte werden empirisch aus Laborexperimenten abgeleitet und es kann mit den theoretischen **Stoffgesetzen** (*constitutive equations*) verglichen werden.

Grobe geologische Unterscheidung

Indem Gesteine Kräften und Spannungen unter kontrollierten Bedingungen im Labor ausgesetzt werden, kann die Natur der Deformation und das spezifische Verhältnis zwischen Spannung und Verformung beobachtet und mathematisch beschrieben werden. Experimente erlauben ebenfalls, eine Probe unter veränderbaren und kontrollierbaren Bedingungen zu deformieren. Verschiedene Gesteinsarten reagieren unterschiedlich auf einwirkende Kräfte. Die Antwort jeder Gesteinsart hängt von den Bedingungen ab, unter denen die Kraft angewandt wird. Allgemeine Beobachtungen:

- Unter geringen Umgebungsdrücken und Temperaturen, wie in geringen Tiefen der Erdkruste, und innerhalb kurzer Zeit, kehrt die Probe, nachdem die Last entfernt ist, zu ihrer ursprünglichen Form zurück (dieses Materialverhalten ist **elastisch**) oder hat sich aufgrund von Brüchen verformt (das Material ist **spröd**).

- Unter hohen Umgebungsdrücken und Temperaturen, wie in grossen Tiefen der Lithosphäre, verformt sich die Probe langsam und gleichmässig ohne Bruchbildung. Sie verhält sich wie ein knetbares oder formbares Material, d.h. sie verformt sich **duktil** (*ductile*). Wenn die Last entfernt wird, kehrt die verformte Probe nicht zu ihrer ursprünglichen Form zurück. Die Probe hat sich wie ein **plastisches** Material verhalten.

- Unabhängig vom Deformationsregime gilt: zwei Schichten die durch eine „schwächere“ Schicht voneinander getrennt werden, verformen sich unabhängig; d.h. sie werden **entkoppelt** (*decoupled*). Andererseits werden Verformung und Spannungen über **gekoppelte** (*coupled*), physikalisch verbundene Schichten übertragen. Der Grad der Kopplung zwischen der oberen und unteren Kruste sowie zwischen der Kruste und dem Mantel beeinflusst den Deformationsmodus und die strukturelle Art in jedem möglichen Massstab.

Insgesamt zeigen die Experimente, dass sich kalte Gesteine im oberen Teil der Kruste spröde und heisse Gesteine im tieferen Teil der Erde duktil verhalten. Diese Einsicht erlaubt es, einige Deformationsmechanismen aufzuzeigen, von denen angenommen wird, dass sie in der Lithosphäre existieren. Allerdings können sich die tiefen und heissen Gesteine auch elastisch verhalten wenn sie sehr schnell verformt werden. Deshalb können sich seismische Wellen durch die gesamte Erde ausbreiten. Daher ist es unerlässlich die mathematischen Modelle, die in diesem Kapitel beschrieben werden, zu verstehen und anzuwenden, um das Gesteinsverhalten korrekt zu begreifen und zu quantifizieren.

Rheologische Stoffgesetze

Die Gleichungen, die das zeitabhängige Spannungs-/Verformungsverhalten kennzeichnen, werden als **rheologische Stoffgesetze** (*constitutive equations*) bezeichnet, da sie das Verhalten beschreiben, das aus der internen Beschaffenheit des Materials wie der thermischen Energie, Porendruck, Korngrösse, Zusammensetzung, Masse, Dichte usw. und anderen externen Parametern wie Druck, Temperatur, Chemie der Umgebung usw. resultiert. Das heisst, dass die rheologischen Stoffgesetze **intrinsische** (innere, *intrinsic*) Materialeigenschaften und **extrinsische** (äussere, *extrinsic*) Bedingungen einbeziehen. Für jedes rheologische Stoffgesetz wird ein mechanisches Model in Betracht gezogen. Jedoch ist es nicht möglich eine einzige Gleichung aufzustellen, die das Verhalten des Materials über die gesamte Spannweite der physikalischen Bedingungen befriedigend beschreibt. Diese Bedingungen würden zu viele Parameter umfassen um praktikabel zu sein (viskose + elastische + plastische Rheologie, die von Temperatur, Korngrösse, Umgebungsdruck und Erweichung des Reibungswinkels abhängig sind). Es ist besser, eine Anzahl idealer Verhaltensweisen von Materialien bei der Deformation (**Rheologien**, *rheologie*, wie elastisch, plastisch, etc.) zu betrachten. Eine der Aufgaben der Rheologie ist es, die verschiedenen Grade der Approximationen über die verschiedensten physikalischen Bereiche zu bestimmen (Beispiel: Deformationsverhalten von Kalk in Abhängigkeit der Temperatur). Einige Materialien haben solch einfache Rheologien. Meist sind es aber nur Annäherungen an das wirkliche Verhalten. Deswegen ist es zuerst nötig zwischen **Materialien** (*material*) und **Verhalten** (*response*) zu unterscheiden.

Materialieigenschaften

Mechanische Eigenschaften

Homogenität

Ein homogenes Material zeichnet sich dadurch aus, dass an allen Orten des Materials, also in allen Gesteinsproben, die mechanischen Eigenschaften und die Zusammensetzung gleich sind. Das heisst, die Materialeigenschaften sind unabhängig von der Position in der Probe oder im Gestein. Materialien können mechanisch **homogen** oder **inhomogen** sein.

Isotropie

Homogene Materialien können mechanisch **isotrop** oder, im Gegenteil, **anisotrop** sein. In isotropen Materialien sind die mechanischen Eigenschaften in allen Richtungen gleich. Das heisst, die Materialeigenschaften sind unabhängig von der Richtung, in welcher sie gemessen werden (im Gegensatz zu anisotrop). Beispiele homogener und isotroper Materialien sind Sandsteine und Granite. Geschichtete und geschieferte Gesteine können statistisch gesehen als homogene, anisotrope Materialien betrachtet werden, wenn das Ausmass der Schichtung relativ zum Ausmass der Deformation klein ist.

Parameter

Materialparameter sind Quantitäten, die physikalische Eigenschaften definieren. Materialparameter wie Elastizität, Steifheit, Kompressibilität, Viskosität, Fluidität sind eigentlich keine Konstanten. Sie sind skalar in den isotropen Materialien und tensoriell in den anisotropen Materialien (um die Richtungsabhängigkeit der Parameter aufzuweisen). Sie hängen auch von äusseren Parametern wie der Temperatur oder dem Umgebungsdruck ab und sind mit den rheologischen Materialeigenschaften verknüpft. Es ist daher sehr wichtig, die physikalischen Masseinheiten dieser Materialparameter zu kennen.

Formen des Materialverhaltens

Eine Spannung wird ein Material nur dann permanent verformen, wenn die **Festigkeit** des Materials überschritten wird. Einfacher gesagt, die Festigkeit ist die maximale Differentialspannung, die ein Material unter gegebenen Bedingungen aushalten kann. Theoretische Kontinuumsdeformation kann durch drei Modelle (rheologisches Verhalten) beschrieben werden: Elastizität, viskoses Fliessen und Plastizität. Diese drei Verhalten beziehen sich auf drei ideale rheologische Modelle, die charakteristische Beziehungen zwischen Spannung, Verformung und Zeit aufzeigen, belegt durch ein analoges Objekt, das verformt wird. Um die Deformation in Gesteinen zu verstehen, ist es üblich die drei rheologischen Modelle und deren Kombinationen separat zu betrachten:

- reversible elastische Rheologie bei kleinen Spannungen und Verformungen.
- irreversibles **Kriechen**, abhängig von der Deformationsrate (viskose Rheologie), normalerweise thermisch aktiviert.
- unmittelbares Fliessen, unabhängig von der Deformationsrate, unter hohen Spannungen (plastische Rheologie), häufig druckabhängig, aber Temperatur unabhängig.

In dieser Einführung, wird die Rheologie zuerst für das eindimensionale makroskopische Verhalten beschrieben.

Stoff zum Nachdenken

Lassen Sie in Gedanken folgende Objekte auf den Boden fallen: (1) Gelee oder einen Radiergummi, (2) ein Zwieback oder einen knusprigen Keks, (3) eine Kugel aus weicher Knete oder Ton, (4) etwas Honig oder dickflüssiger Sirup. Alle unterliegen der gleichen Schwerkraft und folgen der gleichen Flugbahn. Beschreibe den Unterschied, wenn sie den Boden erreichen und verbinde ihr Verhalten mit dem bereits Beschriebenen.

Elastische Deformation

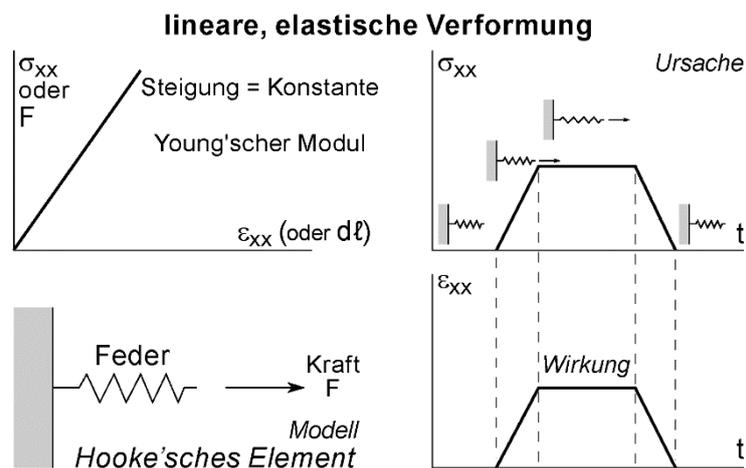
Die elastische Rheologie hat breite Anwendungen in der Geodynamik und ist ein Fundament der Theorie der Plattentektonik, nach welcher sich die lithosphärischen Platten über geologische Zeiträume nicht wesentlich intern verformen. Die lineare elastische Deformation kann mit der Längskompression oder -extension einer schraubenförmigen Feder verglichen werden.

Definition

Die Art des Verhaltens, bei dem augenblicklich und spontan bei Belastung Spannung oder bei Entlastung Entspannung einsetzt, und die Verformung ausschliesslich proportional zur Spannung ist, nennt man **elastisches Verhalten** (*elastic response*). Ein elastisches Material verformt sich unter lokalen Spannungen ohne Verzögerung und umkehrbar, und es besitzt kein **Gedächtnis** (*memory*) der letzten Verformung und Spannung. Nur wenn Spannung existiert, gibt es auch Verformung. Es spielt keine Rolle ob Verformung in Sekunden oder über Millionen Jahre auftritt; elastische Verformung ist **zeitunabhängig** (*time independent*) und **rückgewinnbar** (*recoverable*). Wichtig hierbei ist, dass die Verformungshauptachsen mit den Spannungshauptachsen in den isotropen Materialien übereinstimmen müssen. Ein elastisches Material speichert die Energie, die verwendet wurde um dieses zu verformen. Dies ist wichtig: Die elastische Energie, die während der elastischen Gesteinsdeformation gespeichert (*stored energy*) wurde, kann plötzlich während eines Erdbebens ausgelöst werden.

Vorkommen in Gesteinen

Wenn eine seismische (akustische) Welle eines Erdbebens oder einer Explosion einen Gesteinskörper durchquert, werden die einzelnen Partikel im Gestein örtlich von ihrer Gleichgewichtslage infinitesimal verschoben. Nach der Störung kehren die Partikel wieder in ihre Grundposition zurück. Unter solchen Umständen sind die durch die Störung entstandenen Spannungen klein, die **Verformungsraten** (*strain rates*) aber relativ gross (mindestens in der Grössenordnung 10^{-3}s^{-1}). Durch diese Art der Deformation entsteht keine bleibende Verformung (*permanent distortion*) des Gesteins. Die gleiche Art temporärer oder vollständig **rückgewinnbarer Verformung** (*recoverable deformation*) entsteht, wenn eine Gesteins- oder Mineralprobe im Labor mit einer relativ geringen Spannung (letzteres ist in Wirklichkeit eine Differentialspannung), unter niedrigem hydrostatischem Druck und tiefer Temperatur, axial belastet wird. In dem Moment, in dem die Probe belastet wird, beginnt diese sich zu verformen. Die ideale Beziehung zwischen der Axialspannung und der **longitudinalen Verformung** (*longitudinal strain*) ist linear. Vorausgesetzt, dass Spannung und Verformung klein bleiben und die Probe nicht zerbricht, kehrt diese beim Entfernen der verformenden Last augenblicklich wieder in ihre ursprüngliche, unveränderte Form und Grösse zurück.



Elastizitätsmodul

Die lineare Beziehung zwischen Spannung und longitudinaler Deformation in Extension sowie in Kompression wird als Hooke'sche Elastizität bezeichnet und kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\sigma = E \varepsilon = E(\ell - \ell_0)/\ell_0 \quad (1)$$

wobei σ die angewandte Spannung ist,

ε die dimensionslose Streckungsverformung proportional zu σ ,

ℓ = die neue Länge, ℓ_0 = die ursprüngliche Länge, und

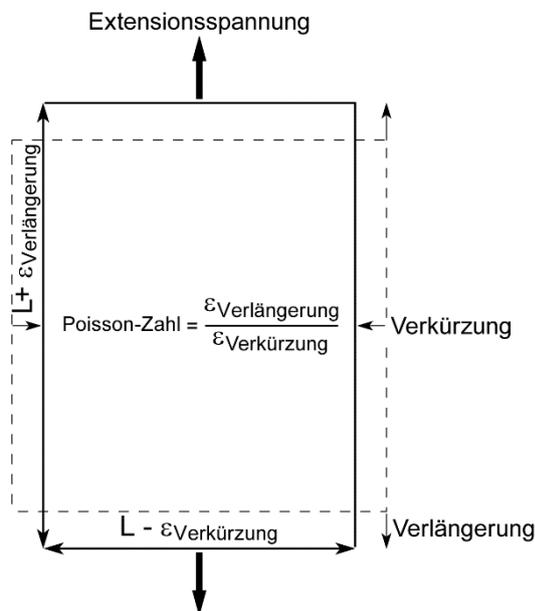
E = eine Proportionalitätskonstante (z.B. die Stärke der Feder), als **Young Modulus** oder **Elastizitätsmodul** (*Young's modulus*) bekannt. E besitzt die gleiche Dimension ($[M] [T] [L]^{-1}$) und Einheit (Pa) wie die Spannung, da die Verformung dimensionslos ist. Für Gesteine liegt E meist zwischen $0.5 \cdot 10^5$ und $1.5 \cdot 10^5$ MPa.

Bemerken Sie, dass $d\varepsilon/dt = 0$. Es gibt keine zeitabhängigen Effekte.

Querkontraktionszahl

Der **Poisson-Koeffizient** ν , wird verwendet, um das Verhältnis zwischen der Änderung des Volumens und der Spannung auszudrücken. Der Koeffizient beruht auf dem Phänomen, dass elastische Materialien, die in einer Richtung verlängert werden, gleichzeitig senkrecht dazu verkürzt werden. Dieser seitliche Verformungseffekt wird **Poisson Effekt** genannt. Die dimensionslose Poisson-Zahl ist das Verhältnis der elastischen lateralen Verkürzung eines gedehnten Stabes zu seiner längsseitigen Streckung.

$$\nu = \varepsilon_{\text{parallel-to-extensional-stress}} / \varepsilon_{\text{perpendicular-to-extensional-stress}} \quad (2)$$



Infinitesimale kleine Verformung eines isotropen, elastischen Körpers und Definition der Querkontraktions- (Poisson-) Zahl

Gleichungen (1) und (2) zeigen, dass die Verkürzung, die durch eine einzige Hauptspannung in seiner Richtung in isotropen Materialien erzeugt wird, zu Zugspannungen ebenso in den anderen Koordinatenrichtungen führt:

$$\varepsilon_{xx} = \sigma_{xx}/E \quad \varepsilon_{yy} = -\nu(\sigma_{xx}/E) \quad \varepsilon_{zz} = -\nu(\sigma_{xx}/E)$$

Da diese Gleichungen linear sind, ist die elastische Dehnung in jeder Hauptspannungsrichtung die Summe der Verformungen durch jede Hauptspannung:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= (1/E) \left[\sigma_{xx} - \nu(\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \right] \\ \varepsilon_{yy} &= (1/E) \left[\sigma_{yy} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \right] \\ \varepsilon_{zz} &= (1/E) \left[\sigma_{zz} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \right] \end{aligned}$$

Diese Gleichungen zeigen weiter, dass die normalen Verformungen unabhängig von den Scherspannungskomponenten in isotropen Materialien sind.

Der Poisson-Koeffizient ν zeigt, wie viel ein Gesteinszylinder ausbaucht, während er sich verkürzt. Im Allgemeinen haben Gesteine **Poisson-Werte** (*Poisson number*) zwischen 0.25 und 0.33, was darauf hindeutet, dass die seitliche Verformung etwa einen Viertel der auferlegten Verformung ist.

Schermodul

Die vorhergehenden Gleichungen (1) und (2) beschreiben eindimensionale Dehnungs- oder Kompressionsexperimente. Wenn Deformation durch einfache Scherung entsteht, wird auch der elastische Widerstand gegen das Gleiten auf einer Ebene eine konstante Proportionalität: das **Schermodul** G (*shear modulus*), im Verhältnis Scherspannung τ zu Scherverformung γ definiert:

$$\tau = G\gamma$$

Kompressionsmodul

In Druckversuchen wird die Gesteinprobe einem kontrollierten hydrostatischen Druck ausgesetzt. Da es Volumenverformung, Längenverformung und Scherverformung gibt, die mit entsprechenden Spannungen verbunden sind, werden eine Anzahl anderer Konstanten, die E ersetzen, für ein isotrop elastisches Material definiert.

Für einen gleichförmigen hydrostatischen Druck P , der eine gleichförmige **Dilatation** (*dilatation*) produziert, beschreibt das **Kompressionsmodul** (*bulk modulus* oder *incompressibility*) K das Verhältnis des hydrostatischen Druckes zu jener Dilatation.

$$P = K \frac{V - V_0}{V_0} = K \frac{dv}{v}$$

wobei V und V_0 das End- beziehungsweise Ausgangsvolumen sind.

Die Inverse des Kompressionsmoduls $k = 1/K$ ist die Kompressibilität. Die Masseinheit des Kompressionsmoduls ist Pa.

Nur zwei Parameter sind für isotrope elastische Materialien unabhängig. Deswegen sind die vier Größen E , ν , G und K miteinander in der folgenden Ausdrucksweise verbunden:

$$G = E / [2(1 + \nu)] = [3K(1 - 2\nu)] / [2(1 + \nu)]$$

Beziehung zwischen elastischer Verformung und Spannung

Für eine rein elastische Verformung fallen die Dehnungsrichtungen mit den Spannungsrichtungen zusammen. Normalspannungen (z.B. hydrostatischer Druck) neigen dazu, das Volumen des Materials zu ändern und widerstehen dem körpereigenen Kompressionsmodul, das vom Elastizitätsmodul und dem Poisson-Koeffizient abhängig ist. Scherspannungen neigen dazu das Material ohne Änderung seines Volumens zu verformen und dem Schermodul des Körpers zu widerstehen.

Verformungsenergie

In einem idealen elastischen Körper bleibt die gesamte Energie, die während der Deformation zugeführt wird, für die Rückkehr des Körpers zu seinem ursprünglichen Zustand vorhanden. Diese gespeicherte Energie, die sogenannte **Verformungsenergie** (*strain energy*), wird nicht in Wärme umgewandelt. Die Elastizität ist das einzige thermodynamisch (verlustlos) umkehrbare rheologische Verhalten.

Bruchfestigkeit

Ein Körper, der sich elastisch verformt, kann brutal brechen: der Spannungswert an der Bruchstelle ist die Bruchfestigkeit.

Nicht-lineare Elastizität

Einige Materialien haben ein Elastizitätsmodul, das mit Spannung und Verformung variiert. Solche Materialien erlangen aber ihre ursprüngliche Form wieder entlang eines anderen Spannung-

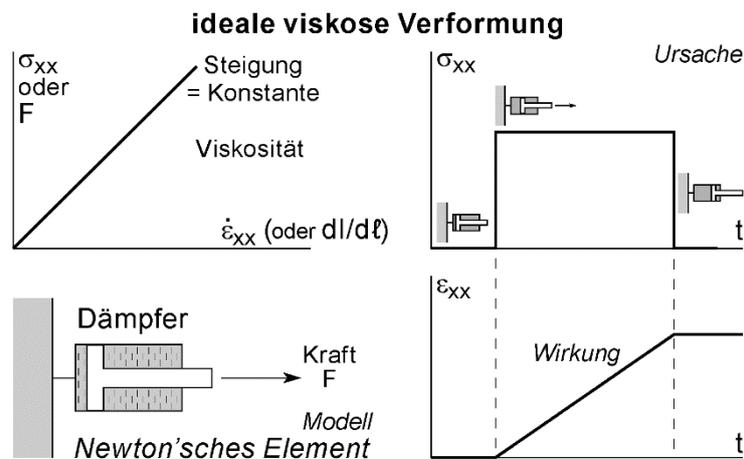
Dehnungs-Pfads als der Verformungsweg. Solche Materialien sind elastisch mit **Hysterese** (*hysteresis*).

Viskose Deformation

In vielen stark gefalteten Gebieten kommen unter bestimmten Bedingungen Gesteine vor, die grossen Verformungen ausgesetzt wurden, jedoch keinerlei Anzeichen von Bruchbildung oder anderweitigem Materialkontinuitätsverlust aufweisen. Die Strukturen, die für Geologen von Interesse sind, beinhalten **permanente** und irreversible Deformationen: Es erfolgt keine **Erholung oder Rückgewinnung** (*recovery*) nachdem die deformierende Spannung entfernt wurde. Dies bedeutet, dass das Gestein nach dem Abbau der deformierenden Spannungen in einem verformten Zustand verbleibt. Die Energiezufuhr um das Gestein zu verformen wird hauptsächlich als Wärme abgeführt. Daher gibt jedes Gestein, das sich viskos verformt, Wärme ab.

Definition

Das **ideal viskose (Newtonsche)** Verhalten kann am besten durch das Fließen von Flüssigkeiten veranschaulicht werden. Viskose Verformung kann durch ein mit Flüssigkeit gefülltes Zylindergefäss und einem sich darin bewegenden, in achslange Kompression oder Extension befindlichen, porösen Kolben beschrieben werden (ein Dämpfer). Wird auf den Kolben eine Kraft angewandt, bewegt sich dieser. Die Geschwindigkeit, mit der der Kolben sich bewegt, hängt von der Spannungsintensität. Der Widerstand der Flüssigkeit gegenüber dem Kolben, der sich durch die Flüssigkeit bewegt, stellt den viskosen Widerstand gegenüber dem Fließen dar. Wird die Kraft entfernt, bewegt sich der Kolben nicht zurück. Die Deformation (Bewegung) ist beendet, ist aber irreversibel (nicht umkehrbar) und permanent.



Viskosität

Ideal viskose Materialien sind inkompressibel. In diesen Materialien sind Spannung und Verformungsrate linear proportional zueinander:

$$\sigma = \eta \cdot \dot{\epsilon} \quad (3)$$

Wobei $\dot{\epsilon}$, die Verformungsrate (d.h. $d\epsilon/dt$, die gesamte Verformungsableitung nach der Zeit) ist und η als Proportionalitätskonstante stellt die **Viskosität** (*viscosity*) dar.

Die Einheit der Viskosität hat die Dimension der Spannung $[ML^{-1}T^{-2}]$ multipliziert mit der Zeit $[ML^{-1}T^{-1}]$. Das entspricht 1 Pa.s. Die Gesamtviskosität des Mantels ist in der Grössenordnung von 10^{21} Pa s. Typische geologische Verformungsraten sind $10^{-12} s^{-1}$ bis $10^{-15} s^{-1}$.

Gleichung (3) zeigt: Je höher die angewandte Spannung ist, desto schneller ist die Verformung des Materials. Eine schnellere Verformungsrate ist wiederum mit einer Zunahme der Grösse der Scherspannung verbunden. Die gesamte Verformung ist sowohl von der Magnitude der Spannung als

auch dem Zeitraum abhängig, in dem die Verformung stattfindet. Grosse permanente Verformungen können nur über grosse Zeiträume erzielt werden. Wie auch bei der Elastizität kommt es zum gleichzeitigen Auftreten und Verschwinden von Verformung und Spannung, was zur Folge hat, dass jede mögliche Deformation gleichzeitig eine lokale Scherspannung produziert. Sobald keine Spannungen mehr auf das Gestein einwirken, gibt es keine weitere Verformung.

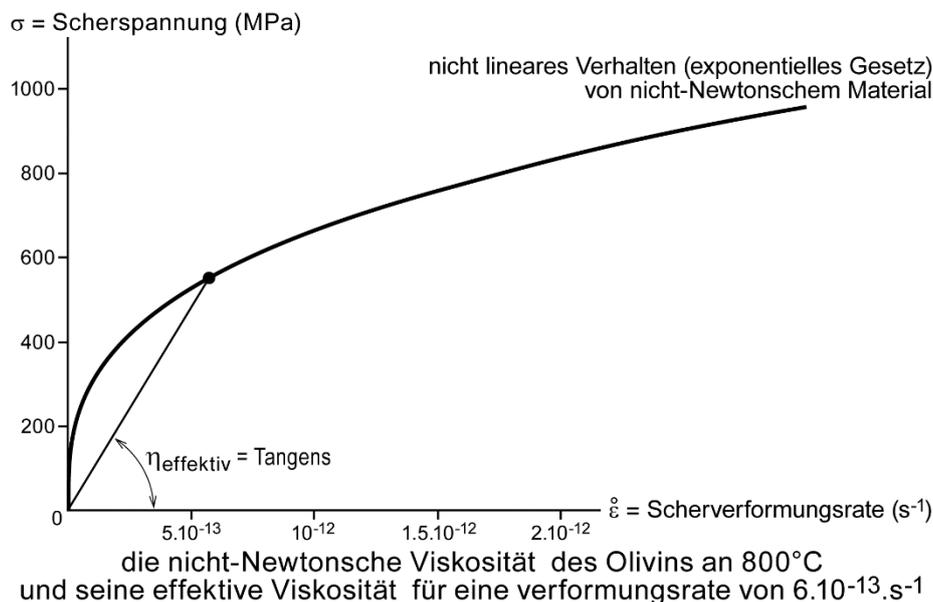
Beachten Sie, dass eine ideale viskose Flüssigkeit keine Scherfestigkeit hat und seine Viskosität unabhängig von der Spannung ist. Die ganze Verformungsenergie wird in Wärme umgewandelt. Das viskose Verhalten wird als dissipativ beschrieben.

Für anisotrope Materialien wird die Gleichung (3) durch ein System linearer Gleichungen ersetzt.

Nichtlineares Verhalten

Die lineare Viskosität ist eine genaue Annäherung an die Viskosität von wirklichem Gestein bei hohen Temperaturen (1000-1500°C) und niedrigen Verformungsraten (10^{-12} bis 10^{-14} s $^{-1}$). Diese physikalischen Umgebungsbedingungen entsprechen denen des oberen Mantels. Das viskose Verhalten der Gesteine des oberen Mantels und der Kruste wird durch zwei wichtige Tatsachen verkompliziert:

- (i) Die Viskosität ist eine starke Exponentialfunktion der Temperatur (das Arrhenius Verhältnis). Viskosität verringert sich mit höherer Temperatur.
- (ii) Die Beziehung zwischen Spannung und Verformungsrate ist normalerweise nicht linear, aber durch ein Gesetz beschrieben, wonach die Potenz der Spannung proportional zur Verformungsrate ist. Der Spannungsexponent der Gesteine liegt üblicherweise zwischen 3 und 5, weshalb die Anwendung einer doppelt so hohen Spannung eine 8- bis 32-mal höhere Verformungsrate produziert.



Die einfachste Gleichung, um das nichtlineare Verhalten zu beschreiben, ist:

$$\sigma^n = A\dot{\epsilon} \quad \text{or} \quad \sigma = B\dot{\epsilon}^{\frac{1}{n}} \quad (4)$$

wobei A und B komplexe Materialfunktionen sind. Gleichungen (4) setzen, wie Gleichung (3), die Spannung in Beziehung zur Verformungsrate. Die Potenz n ist eine dimensionslose Materialeigenschaft. Daraus folgt, dass die Viskosität von Gesteinen in einem dazugehörigen Spannungs-Verformungsrate-Diagramm eine Kurve beschreibt. Wegen des nicht linearen Verhaltens der Gesteine, verwendet man die **effektive Viskosität** η_{eff} (*effective viscosity*), die durch

das Verhältnis der Scherspannung zur Scherverformungsgeschwindigkeit definiert wird. Die effektive Viskosität ist ein Materialkoeffizient und keine Materialeigenschaft, aber eine adäquate Beschreibung der rheologischen Eigenschaften unter bekannten Druck/Temperaturbedingungen und Verformungsraten. Es ist jedoch wichtig, dass die effektive Viskosität entweder von der Spannung oder der Verformungsrate abhängig ist. Dies wird deutlich, wenn die Gleichungen (4) umformuliert werden:

$$\sigma = A\sigma^{1-n}\dot{\epsilon} \quad \text{or} \quad \sigma = B\dot{\epsilon}^{\frac{1}{n}-1}\dot{\epsilon}$$

$$\sigma = \eta_{\text{eff}}(\sigma)\dot{\epsilon} \quad \text{or} \quad \sigma = \eta_{\text{eff}}(\dot{\epsilon})\dot{\epsilon}$$

In der entsprechenden Kurve ist es leicht zu sehen, dass die Rheologie eine Verfestigung ist, da die Spannung mit zunehmender Verformungsrate zunimmt, aber auch Viskositätsenerweichung, weil die effektive Viskosität mit zunehmender Verformungsrate abnimmt.

Plastische Deformation

Plastizität beschäftigt sich mit dem Verhalten eines Festkörpers.

Definition

Ein **ideal plastisches** Material ist ein Festkörper, der sich nicht verformt bis ein bestimmter kritischer Spannungswert σ_c (d.h. die Festigkeit) erreicht ist. Der Festkörper ist nicht fähig einer Spannung grösser als die **kritische Spannung** (*yield stress*) σ_c standzuhalten. Es gibt keine bleibende Verformung, wenn die angelegte Spannung gering ist (d.h. kleiner als die kritische Spannung); beim Erreichen der kritischen Spannung (oder **Fliessgrenze**) verformt sich der Körper irreversibel, permanent, kontinuierlich und unendlich unter konstanter Spannung wie unter viskoser Verformung. An der Fliessgrenze ist es theoretisch möglich, unbegrenzte plastische Deformationen zu erzeugen. Die Grösse der Verformung, d.h. des plastischen Fliessens, ist so lange eine Funktion der Zeit wie die kritische Spannung beibehalten wird. Plastisches Fliessen im makroskopischen Massstab ist räumlich kontinuierlich (uniform). Die Geologen haben das Konzept erweitert, um die diskontinuierliche, nicht-lineare Gleitreibung (z.B. Bruchbildung, wenn die Kraft nicht proportional zur Bewegung ist) zu beschreiben. In beiden Fällen ist die Verformung eine Scherverformung mit konstantem Volumen und kann nur durch eine Scherspannung verursacht werden. Für Gesteine und Böden beziehen die so genannten **nicht-assoziiertem Fliessgesetze** (*non-associated plastic flow laws*) eine Volumenänderung während des plastischen Fliessens mit ein.

Festigkeit, von-Mises-Kriterium

Ideal plastisches Verhalten ist von der Verformungsrate unabhängig. Es wird angenommen, dass unterhalb der kritischen Spannung keine Deformation stattfindet und dass während der Deformation die Spannung nie die kritische Spannung übersteigen kann, ausser bei einer Beschleunigung der Deformation. Jedoch ist die Verformungsrate unabhängig von der Spannung. Die konstitutive Gleichung, in der die Spannung für Fliessen eine Konstante ist, heisst **von-Mises-Kriterium** (*von Mises yield criterion*):

$$\sigma \leq K$$

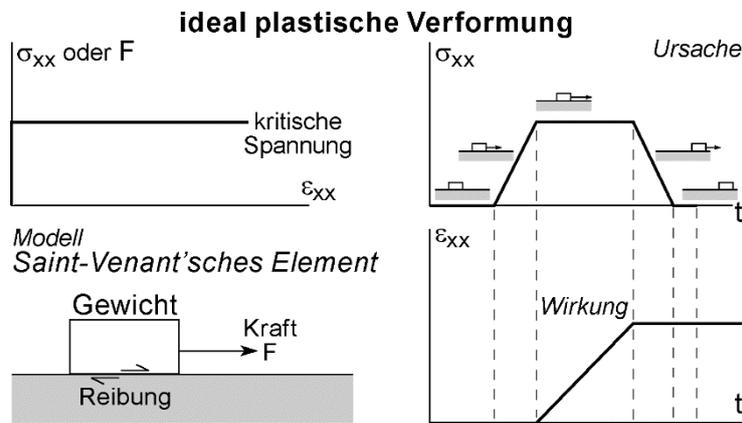
welches verlangt, dass die Magnitude der Spannung nie grösser als die kritische Spannung $K = \sigma_c$ wird. Diese bestimmte Spannung ist materialspezifisch und wird auch **Festigkeit** (*strength*) genannt. Die Festigkeit ist keine Konstante, sondern eine Funktion von den drei ausgeübten Hauptspannungen, der Temperatur, des Umgebungsdrucks, der Art des Materials, der chemischen Zusammensetzung der angrenzenden Gesteine und schliesslich der Deformationsgeschichte (d.h. die Zwischenschritte, bis zur Erreichung der Festigkeit). Zeit spielt keine Rolle im rheologischen Stoffgesetz. Weder hängt die Verformung noch die Verformungsrate mit der Spannung zusammen.

Modell

Das Modell für Plastizität ist ein ruhendes Gewicht, das auf einer rauhen und flachen Oberfläche liegt (Saint-Venant Körper). Das Gewicht wird nicht verschoben, solange die angewandte Kraft kleiner als der Reibungswiderstand ist. Ab einem Grenzwert für die Kraft beginnt sich das Gewicht zu bewegen. Eine konstante Kraft die oberhalb des Reibungswiderstandes liegt hält es in Bewegung. Wenn die Kraft entfernt wird oder unter den Grenzwert fällt, bleibt das Gewicht auf seiner neuen Position liegen. Die Analogie ist eigentlich keine plastische Deformation. Sie beschreibt nur das Verhältnis zwischen Spannung, Verformung (Versatz) und Zeit, aber das Gewicht selber bleibt undeformiert. Ein sich plastisch verhaltender Körper der verformt wird, zeigt hingegen ähnliche Verhältnisse zwischen Spannung, Verformung und Zeit. Das Fließgesetz ist eine Funktion der Spannung:

$$\dot{\varepsilon} = \begin{cases} 0 & \text{wenn } \sigma \leq K \text{ und } \dot{\sigma} = 0 \\ \dot{\Lambda} \cdot f(\sigma) & \text{wenn } \sigma = K \text{ und } \dot{\sigma} = 0 \end{cases}$$

In dieser Gleichung ist $\dot{\Lambda}$ ein positiver und unbestimmter Proportionalitätsfaktor. Diese Unbestimmtheit zusammen mit der Existenz von K unterscheiden eindeutig perfekt-plastische von viskosen Materialien.



Beachten Sie, dass die Spannung nicht die Verformungsrate bestimmt (sie sind nicht proportional), aber sich Spannung und Verformungsrate analog zueinander verhalten. Das ideal plastische Material zeigt eine andere charakteristische Art der Deformation: Verformung tritt nur örtlich auf, das heisst dort, wo die Spannung die Fließgrenze erreicht hat.

Visko-elastische Deformation

Natürliche Gesteine, ob in geringen oder grossen Tiefen der Erde, verbinden die Eigenschaften ideal viskoser, plastischer und elastischer Körper. Gesteine verformen sich elastisch, über kurze Zeiträume betrachtet, in denen seismische Wellen auf sie einwirken. Aber, über lange, plattentektonisch relevante Zeiträume verformen sich Gesteine plastisch, viskos oder eine beliebige Kombination dieser Verhaltensweisen. Die Gesteine sind **elasto-visko-plastisch**. Ein Material, das eine viskose Deformation mit einer ursprünglichen elastischen Deformation kombiniert, ist **visko-elastisch** (*visco-elastic*).

Visko-elastisches Verhalten eignet sich, um das Verhalten der Erdlithosphäre zu modellieren. Mechanische Modelle solcher Materialien werden dargestellt durch eine Feder und einen Dämpfungszylinder, die in Reihe oder parallel angeordnet sind.

Firmo-viskoses (d.h. stark-viskoses) Verhalten (Kelvin Körper)

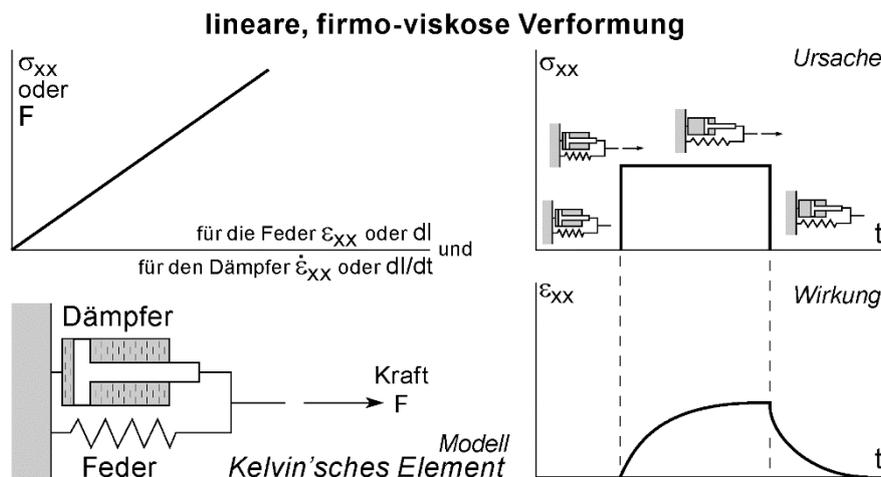
Die **firmo-viskose Deformation** wird durch eine Feder, die parallel zu einem Dämpfer ist, simuliert (Kelvin Körper). Durch Anwendung einer Kraft bewegen sich die Feder und der Dämpfer gleichzeitig. Die Deformation (d.h. die Verzerrung) ist in beiden gleich. Die Feder und der Dämpfer sind parallel angeordnet. Folglich ist die Gesamtspannung die Summe der Spannungen in der Feder

und im Dämpfer. Durch die Addition von Gleichungen (1) und (3) hat der Kelvin Körper das rheologische Stoffgesetz:

$$\sigma = E\varepsilon + \eta\dot{\varepsilon}$$

Beachten Sie, dass: Wenn $E \rightarrow 0$ (d.h., die Feder hat keine Festigkeit) ist das Material viskos.
Wenn $\eta \rightarrow 0$ (d.h. für niedrige Viskositäten) ist das Material elastisch.

Wegen der parallelen Anordnung des Dämpfers und der Feder, ist der Kelvin Körper durch die komplette Rückkehr in den Gleichgewichtszustand gekennzeichnet, wenn keine angewandte Kraft mehr wirkt. Aber der Dämpfer verzögert die elastische Verkürzung der Feder. Die Spannung fällt langsam ab, bis die gesamte elastische Verformung zurückgewonnen wurde. Wenn die Kraft entfernt wird, verschwindet die Verformung nicht sofort. Dies ist als **elastischer Nacheffekt** (*elastic after effect*) bekannt.



Beachten Sie, dass eine plötzlich angewandte Spannung infolge des parallel angeordneten Dämpfers keine sofortige Verformung verursacht.

Einige nicht verfestigte geologische Materialien zeigen annähernd dieses Verhalten. Allerdings ist dieses Modell unangemessen um die grossen tektonischen Verformungen zu beschreiben, weil die Spannungen zu gross werden, wenn die Auslenkung der elastischen Feder sehr gross wird.

Visko-elastisches Verhalten (Maxwell Körper)

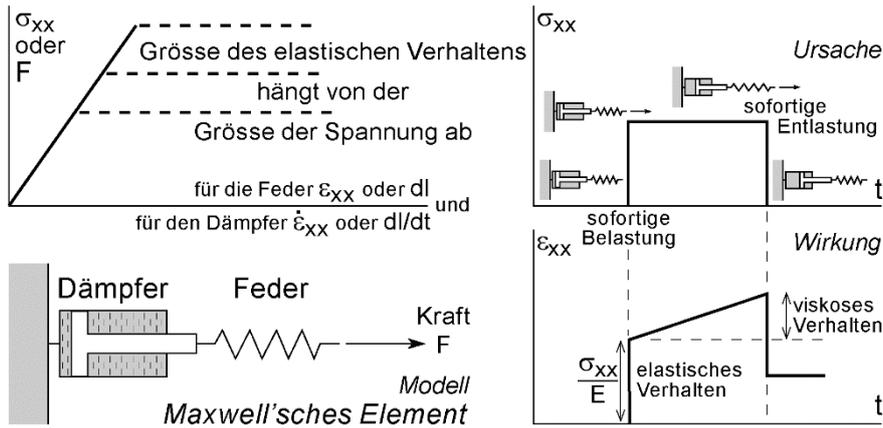
Ein visko-elastisches Material gehorcht grundsätzlich dem viskosen Gesetz (d.h. die Verformung ist eine Funktion der Zeit), aber verhält sich jedoch für kurz andauernde Spannungen und bei Beginn der Spannungsanwendung elastisch.

Rheologie

Dieses Verhalten wird durch einen Dämpfer und eine Feder, die hintereinander angeordnet sind, simuliert (der sogenannte Maxwell Körper). Diese Anordnung zeigt, dass die Feder und der Dämpfer die gleiche Spannung aufnehmen (die Kräfte und die Spannung, die sie darstellen, sind in der Feder und im Dämpfer gleich), aber die Gesamtverformung (sowie die Verformungsrate) resultiert aus der Summe der Federdeformation und der Dämpferdeformation.

Dieses Modell ist angemessen, um die tektonischen Verformungen zu beschreiben, da es keine Begrenzung der elastischen Feder gibt.

lineare, visko-elastische Verformung



Wenn ein Maxwell Körper einer Spannung unterworfen wird, besteht die lineare Verformungsrate $\dot{\epsilon}$ aus zwei Teilen: (1) die Feder wird unverzüglich und elastisch verlängert mit einer Verformungsrate, die zur Spannungsrate $\dot{\sigma}$ direkt proportional ist; (2) der Dämpfer reagiert nur auf den momentanen Wert der Spannung und bewegt sich mit einer konstanten Rate, die durch die Viskosität bestimmt wird, solange die Kraft angewandt wird. Mit Gleichungen (1) und (3) ist das entsprechende rheologische Stoffgesetz:

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{\eta} \tag{5}$$

Beachten Sie, dass: Wenn $E \rightarrow \infty$ (die Feder ist steif) verhält sich das Material bei langfristigem Lastdruck viskos.

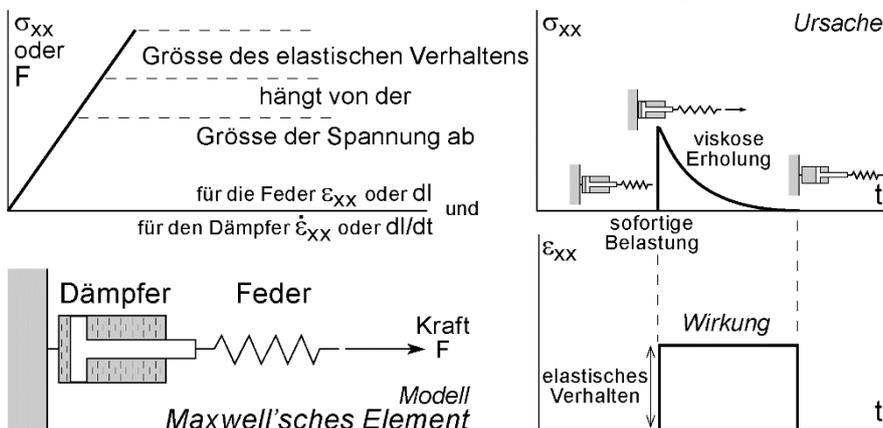
Wenn $\eta \rightarrow \infty$ (d.h. bei hohen Viskositäten) verhält sich das Material bei kurzfristigem Lastdruck elastisch.

Beachten Sie auch, dass im Gegensatz zum Kelvin Körper, eine plötzlich angewandte Spannung eine sofortige elastische Verformung verursacht, weil die Feder frei reagieren kann.

Erholungszeit

Um eine andauernde Deformation zu simulieren, wird die Feder gedehnt und in dieser gedehnten Position gehalten (d.h. das Material ist unter konstanter angewandter Deformation). Die Feder verformt sich unverzüglich und elastisch, sobald eine kleine konstante Kraft F angewandt wird. Die Feder speichert unverzüglich die Energie, die nach und nach in eine permanente viskose Verformung umgewandelt wird, während sich der Kolben des Dämpfers durch die Flüssigkeit mit einer konstanten Rate bewegt, bis die Feder ihre ursprüngliche Länge wieder erreicht hat.

lineare, visko-elastische Verformung



Vorausgesetzt, dass keine weiteren Kräfte angewandt werden, kann nur die Feder in ihre ursprüngliche Länge zurückkehren, aber der Dämpfer behält etwas nicht rückgewinnbare Verformung.

Die Viskosität der Flüssigkeit verzögert die elastische Rückgewinnung, die zuerst schnell ist, dann aber langsamer wird, wenn der Zug der Feder nachlässt. Wenn die Anwendung der Kraft aufhört, verschwindet die Spannung nicht etwa oder bleibt bestehen; sie baut sich exponentiell ab. Die Abschwächung der Spannung, die mit der Zeit unter einer festen, konstanten Verformung oder Verschiebung auftritt, wird **Spannungserholung** (*stress relaxation*) genannt.

Die Zeit, die benötigt wird, bis sich die Spannung zu einem Wert von $1/e$ ihres ursprünglichen Wertes abbaut, ist als **Maxwell Erholungszeit** (*Maxwell relaxation time*) t_M bekannt. e ist die Basis des natürlichen Logarithmus und die Erholungszeit t_M berechnet sich aus der Division der Viskosität durch das Schermodul:

$$t_M = \eta/G$$

Übung

Berechnen Sie die Erholungszeit für die Olivin-dominierten Gesteine (Erdmantel):

$$G = 10^{12} \text{ dyn.cm}^{-2} \text{ und } \eta = 10^{22} \text{ poise}$$

Die dimensionslose **Deborah-Zahl** (*Deborah number*) umfasst sowohl die Elastizität und die Fließfähigkeit eines viskoelastischen Materials. Die Definition ist das Verhältnis der charakteristischen materiellen Spannungserholungszeit (wie lange dauert es, bis natürlich zu entspannen/verformen) zu einem charakteristischen Prozess / Beobachtungszeit (Zeit der Materialreaktion in experimentellen oder numerischen Tests):

$$D = \eta \dot{\epsilon} / G$$

wobei η die Viskosität, $\dot{\epsilon}$ die Verformungsrate und G das Elastizitätsmodul ist. Kleine Deborah-Zahlen definieren viskose Materialien, die leicht fließen. Hohe Deborah-Zahlen definieren nicht-newtonsche bis elastische Materialien.

Die Deborah-Zahl hängt von der Beobachtungszeit ab. Was heisst das? Wasser verhält sich wie eine Flüssigkeit unter natürlichen und "üblichen" Bedingungen (d.h. über Gefrieremperaturen). Springen Sie als Experiment von hoch oben in einen Pool, Fluss oder das Meer: Sie könnten sich verletzen, als ob Sie gegen einen Festkörper gestürzt wären. Dies ist "Beobachtungszeit": Flüssigkeiten verhalten sich unter bestimmten Umständen wie Festkörper.

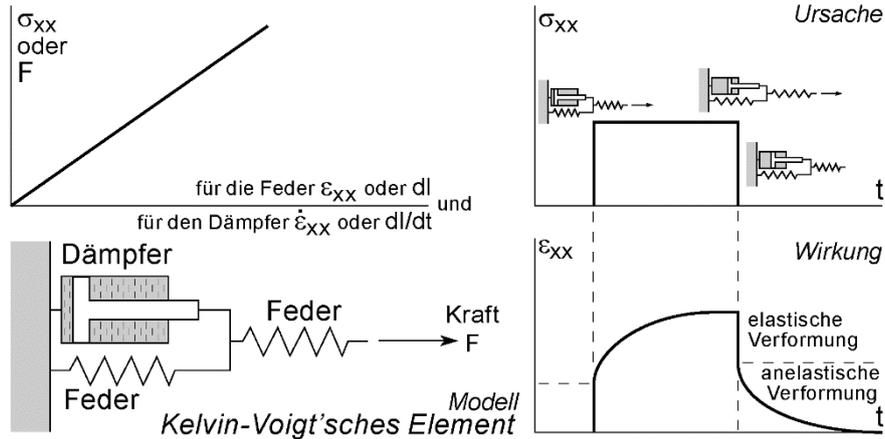
Anelastische Deformation (Kelvin-Voigt Körper)

Wenngleich die vor-seismische Verformung in der oberen Kruste meistens rückgewinnbar ist, ist die gesamte Reaktion des Gesteins nicht unmittelbar. Diese Art von nicht perfekt elastischem Verhalten, bei der die Verformung wieder rückgängig gemacht werden kann, jedoch nicht unmittelbar (zeitgebunden) ist, nennt man **anelastisch** (*anelastic*).

Das mechanische Modell, welches das anelastische Verhalten simuliert, wird durch die serielle Anordnung einer Feder und eines firmo-viskosen Körpers (eine Feder, die parallel zu einem Dämpfer ist [Kelvin Körper]) dargestellt.

Dies ist zu sehen in einem Diagramm, in dem die Verformung gegen die Zeit für eine axial geladene Probe graphisch dargestellt ist. Bei Anlegung einer Kraft entsteht eine sofortige elastische Reaktion infolge der ersten Feder. Die Ausdehnung der zweiten Feder wird durch die Viskosität der Flüssigkeit im Dämpfer mit dem die Feder parallel ist, gehemmt. Späteres Fließen enthält die elastische Deformation, die durch die Tätigkeit der Viskosität verzögert wird. Wenn die Kraft entfernt wird, entsteht wieder eine sofortige elastische Reaktion, und die Verformung fällt langsam asymptotisch auf null zurück.

lineare, anelastische Verformung

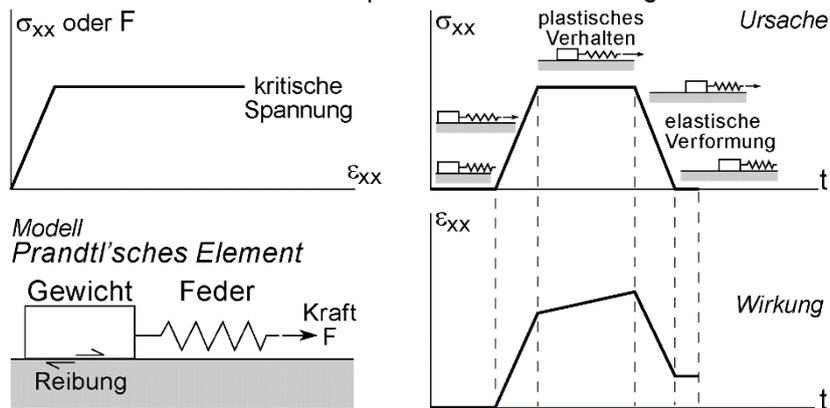


Die Anelastizität ist in vielen Problemen der mechanischen Gesteinsverformung von grosser Bedeutung, insbesondere im Zusammenhang mit Bergbau, Tunnelbau und Steinbrüchen. Anelastisches Verhalten ist mit reversiblen, zeitabhängigem Gleiten entlang von Kristallgrenzen (interne Reibung) verbunden. Dieses Verformungsverhalten absorbiert Energie von seismischen und allen Schallwellen, die sich in Gesteinen ausbreiten. Die Grösse dieser **Dämpfung** (*attenuation*) hängt von den Umgebungsparametern wie Temperatur, Druck und der Frequenz der sich ausbreitenden Wellen ab, z.B. während sie Teile des oberen Erdmantels durchqueren. Dieses Verhalten wird als rückgewinnbares, **vorübergehendes Kriechen** (*transient creep*) bezeichnet. Die anelastische Bewegung einer Flüssigkeit, entweder einer Schmelze oder einer wasserhaltigen Flüssigkeit, verursacht Energieverluste der Schallwellen, die sich in einem Gestein ausbreiten, und ebenfalls eine Abnahme der Wellengeschwindigkeit. Dieses Phänomen ist weitläufig als Ursache der Zone der niedrigen seismischen Geschwindigkeiten im oberen Erdmantel angegeben worden.

Elasto-plastisches Verhalten (Prandtl Körper)

Die **elastoplastische** (*elasto-plastic*) Deformation wird durch die serielle Anordnung einer Feder und eines Gewichts simuliert (der Prandtl Körper).

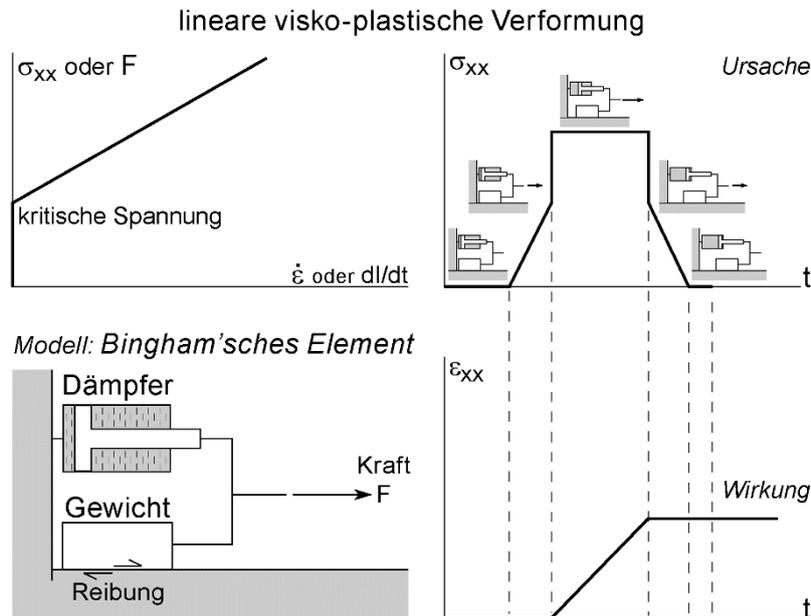
lineare elasto-plastische Verformung



Die Spannung unterhalb der kritischen Spannung dehnt zuerst die Feder. Dann wird das Gewicht unter kritischer Spannung in die Nähe des Reibungswiderstands des Gewichts gezogen und kommt in einer neuen Position zu liegen, in der der Spannungszustand gleich dem Spannungszustand im Ausgangszustand ist. Die **Fliessgrenze** (*yield*) definiert den Punkt, an dem eine dauerhafte Verformung beginnt.

Viskoplastische Deformation

Um die Unbestimmtheit von $\dot{\Lambda}$ in der Fließregel von perfekt-plastischen Materialien zu beseitigen, muss die Verfestigung im Modell eingebaut werden. Das Modell für Materialien, die sich linear visko-plastisch verhalten, ist ein ruhendes Gewicht auf einer rauhen und flachen Oberfläche (Saint-Venant Körper) parallel zu einem Dämpfer (Newton Körper).



Diese Anordnung bezeichnet man als Bingham Körper. Wenn die Spannung kleiner ist als die kritische Spannung, welche das Gewicht zum Gleiten bringen würde, dann ist das Modell steif. Ab der kritischen Spannung wirkt eine sogenannte Überspannung ($\sigma - K$) auf den Dämpfer. Dementsprechend ist die Fließregel eines viskoplastischen Materials:

$$\dot{\epsilon} = \begin{cases} 0 & \text{if } \sigma < K \\ (\sigma - K)/\eta & \text{if } \sigma \geq K \end{cases}$$

Visko-elasto-plastische Deformation

Wenn ein viskoelastisches Material ebenfalls eine kritische Spannung hat, ist das Verhalten visko-elasto-plastisch. Visko-elasto-plastische Materialien werden durch die serielle oder parallele Anordnung einer Feder, eines Dämpfers und eines Gewichts auf einer rauhen Oberfläche (Hooke + Newton + Saint-Venant Körper) dargestellt. Die Deformation wird zwischen den verschiedenen Rheologien entsprechend ihrer Materialeigenschaften aufgeteilt.

Bei Anlegen einer Kraft erfolgt sofort die elastische Verformung der Feder. Wenn die angewandte Kraft grösser ist als der Reibungswiderstand des Gewichts, kommt dieses Element zusammen mit dem Dämpfer ins Spiel und visko-plastisches Fließen findet mit einer konstanten Rate statt. Die Verformung/Zeit Kurve zeigt eine ähnliche Form wie das elasto-viskose Verhalten in Ladungs- und Entladungs-Phasen. Der Hauptunterschied ist, dass das Fließen nur dann beginnt, wenn die Kraft, die auf das Bingham Material angewandt wurde den Reibungswiderstand des Saint-Venant Körpers (der die Plastizitätsgrenze simuliert) bereits überstiegen hat. Unterhalb dieser kritischen Grenze kann nur elastische Deformation stattfinden. Fließen hingegen findet statt, egal wie niedrig die Last auf dem elasto-viskosen Körper ist. In dieser Hinsicht stellen visko-elasto-plastische Modelle die Eigenschaften der Gesteine genauer dar als andere Modelle.

Erweiterung für den zweidimensionalen Fall

Die folgenden mathematischen Beziehungen sind für zweidimensionale Räume, in die x- und y-Richtung, ausgeschrieben.

Der Ausgangspunkt für die Analyse von Verformungsgeschwindigkeiten ist der räumliche Geschwindigkeitstensor **L**:

$$\mathbf{L} = \begin{vmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial y} \end{vmatrix}$$

Das Symbol v steht für Geschwindigkeit. Mit **L** kann die Relativgeschwindigkeit eines materiellen Punktes Q am Ort $x+dx$ gegenüber einem materiellen Punkt P an der Stelle x angegeben werden:

$$d\mathbf{v} = \mathbf{L}d\mathbf{x}, \quad d\mathbf{v} = \begin{vmatrix} dv_x \\ dv_y \end{vmatrix}, \quad d\mathbf{x} = \begin{vmatrix} dx \\ dy \end{vmatrix}$$

L ist ein Tensor 2ter Ordnung und kann in einen symmetrischen und antisymmetrischen Tensor zerlegt werden:

$$\mathbf{L} = \mathbf{D} + \mathbf{W}$$

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \end{vmatrix}, \quad \mathbf{W} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 0 & \frac{\partial v_x}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial x} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} & 0 \end{vmatrix}$$

Die Koordinaten des symmetrischen Anteils **D** geben die Änderungen für Längen und Winkel materieller Linienelement an. Der Tensor **D** beschreibt die Verformung eines Materials und der Tensor **W** die Rotation.

Spannungsänderungen in einem Material werden generell durch Verformungen und nicht durch Rotationen verursacht. Die lineare Viskosität μ einer Flüssigkeit ist der Proportionalitätsfaktor zwischen Spannung und Verformungsgeschwindigkeit und wird für den eindimensionalen Fall definiert als:

$$\sigma_{xy} = 2\mu D_{xy} = \mu \frac{\partial v_x}{\partial y}$$

Eine Erweiterung auf zwei Dimensionen für nicht-kompressible Materialien liefert:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu D_{ij}, \quad i, j = 1..2$$

in der sogenannten Index-Schreibweise und ausgeschrieben:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -p + 2\mu \frac{\partial v_x}{\partial x} \\ \sigma_{yy} &= -p + 2\mu \frac{\partial v_y}{\partial y} \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

wobei p der Druck, δ_{ij} das Kronecker-Delta, und σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{xy} und σ_{yx} die Komponenten des zweidimensionalen Spannungstensors sind.

Spröd-duktilen Verhalten

Gesteine reagieren, wie viele gewöhnliche Materialien, nur bei kleinen Verformungen elastisch.

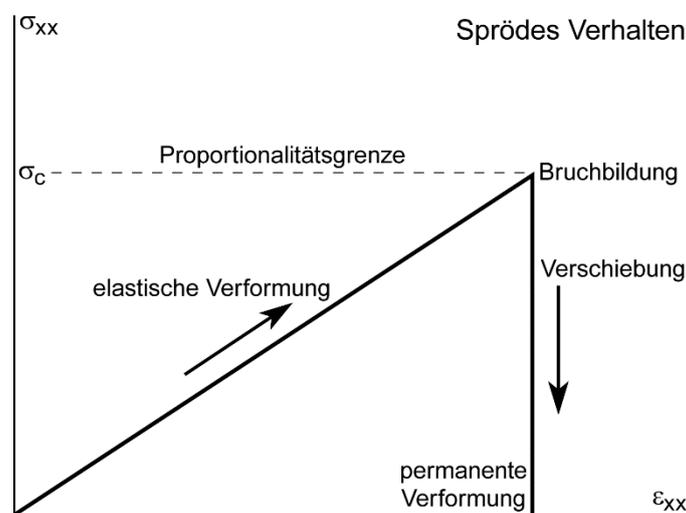
Wenn die Grenze der Elastizität erreicht wird, gibt es zwei mögliche Verhaltensweisen:

- Bruchbildung, wenn die Kontinuität der Verformung verloren geht. Dieses Verhalten wird als **spröd** (*brittle*) bezeichnet. Die elastische Deformation führt zum **Versagen** (*failure*) des Gesteins bevor es zur plastischen Deformation kommt. Das Material verliert durch die Entstehung von **Brüchen** (*fractures*) und **Verwerfungen** (*faults*) seine Kohäsion.
- Plastisches, irreversibles **Kriechen** (*creep*) erfolgt, wenn sich das Material scheinbar kontinuierlich weiter verformt. Die Deformation ist dem üblichen viskosen Fließen ziemlich ähnlich aber kann nur beobachtet werden, wenn die elastische Grenze erreicht wurde. Dieses Verhalten wird als **duktil** (*ductile*) bezeichnet.

Sprödes Verhalten

Die maximale Spannung, der ein Gestein vor Beginn der permanenten Verformung (anelastisches Verhalten) widerstehen kann, ist seine **Proportionalitätsgrenze** (*yield point*) oder auch sein **elastisches Limit** (*elastic limit*). An diesem Spannungswert und unter niedrigem Umgebungsdruck und niedriger Temperatur zerbrechen die meisten Gesteine und Mineralien nach einer gewissen elastischen Verformung in Fragmente. Lokalisierte Deformation an der kritischen Spannung ist permanent; folglich ergibt das spröde Verhalten eine plastische Deformation. Aufgrund dieser Definition bezieht sich sprödes Verhalten auf einen Spannungszustand, an dem Bruchbildung (d.h. Verlust der Kohäsion) auftritt.

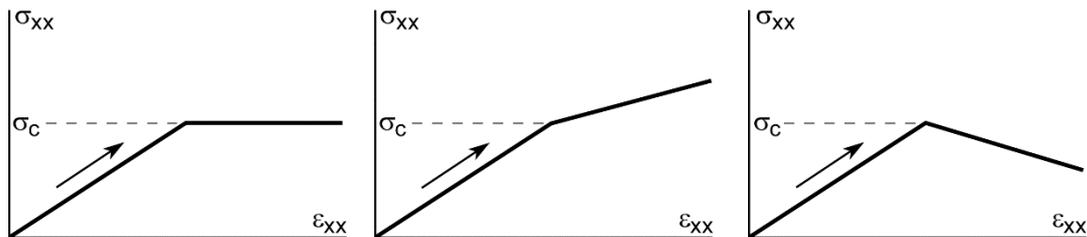
Spröde Deformation schließt Bruchbildung und Gleitung mit ein, und steuert folglich die Entwicklung von Störungen und Klüften. Offene Risse sind im Allgemeinen parallel zur Belastungsachse und es findet kein Versatz parallel zur Bruchfläche statt. Verwerfungen sind im Bezug zur Belastungsachse geneigt und zeigen einen beschränkten Versatz parallel zu ihrer Fläche.



Das **kataklastische Fließen** (*cataclastic flow*) wird erreicht durch die verteilte Zerbrechung und die relative Bewegung der Gesteinsfragmente. Die mechanischen Eigenschaften von Gesteinen, die sich spröde verformen, sind wenig temperaturabhängig, dafür aber stark deformationsraten- und druckabhängig. In der Tat hängt die Reibung kritisch vom Umgebungsdruck ab, der über Flächen wirkt. Deshalb ist die Reibungsfestigkeit von Gesteinen in der Nähe der Erdoberfläche am niedrigsten und wird nur durch die Bruchkriterien gesteuert. Die Reibungsfestigkeit steigt aber aufgrund der Zunahme des **lithostatischen Drucks** (*lithostatic pressure*) mit der Tiefe an. In Wirklichkeit wird die Reibung in jeder Tiefe aber meist durch den **effektiven Druck** (*effective pressure*, die Differenz zwischen dem lithostatischen Druck und dem **Porendruck**, *pore pressure*, der gegen den lithostatischen Druck wirkt) gesteuert.

Duktilen Verhalten

Duktilen Verhalten ist eine allgemeine, nicht-mechanistische und phänomenologische Bezeichnung, um den nicht-spröden Anteil der Deformation zu beschreiben; d.h. Gesteine überschreiten ihre Proportionalitätsgrenze, verformen sich, aber sie behalten ihre Kohäsion. Die Bezeichnung **Duktilität** (*ductility*) wird in der Geologie verwendet, um die Kapazität (wie viel % Verformung) eines Gesteins anzugeben, sich permanent und ohne die Entwicklung von makroskopischen Brüchen zu deformieren. Die duktile Deformation ist einerseits durch permanente und penetrative Verformung, andererseits durch kontinuierliche, stetige Verformungsänderung ohne sichtbare Diskontinuitäten charakterisiert. Der Begriff bezieht sich nicht auf die mikroskopischen Verformungsmechanismen:



Kriechen der duktilen Materialien

Das duktile **Fliessen** umfasst die Deformation der einzelnen Körner durch eine Anzahl von Festkörperdeformationsmechanismen wie kristallographisches Gleiten, Zwillingsbildung oder andere Prozesse, in denen Diffusion von Atomen eine Rolle spielt.

Diffusionsfliessen (*diffusion flow*) bezieht sich auf Materialtransport von einem Ort zum anderen. Die drei Diffusionsprozesse sind Volumendiffusion, Korngrenzendiffusion und Drucklösung. Mehrere Bedingungen (relative Hitze, Druck, Zeit, Flüssigkeiten, usw.) müssen erfüllt werden, bevor sich ein Gestein verformt.

Granulares Fliessen (*granular flow*) gilt für die durchdringenden Mikrorisse, die eine Bewegung der Mikrofragmente und Körner erlauben, was oft mit Strömung von trockenem Sand verglichen wird. Korngrenzengleitung spielt eine grosse Rolle. Der Mechanismus unter hohem Umgebungsdruck wird manchmal **superplastisches Fliessen** (*superplastic flow*) genannt, um die Reibung auf den Grenzen der sich bewegenden Teilchen (Körner) zu berücksichtigen.

Die Festigkeit von Gesteinen bei duktiler Verformung ist nahezu unabhängig von Druckvariationen, fällt aber exponentiell aufgrund von thermischer Schwächung mit der Tiefe ab. Das duktile Verhalten ist hauptsächlich temperaturabhängig und herrscht in den tiefsten kristallinen und lithosphärischen Niveaus oder in Regionen mit einem hohen thermischen Gradienten vor. Die Grösse der Spannung, die Verformungsrate und die Mineralzusammensetzung des Gesteins sind andere wichtige kontrollierende Parameter. Durch höhere Temperatur und niedrigere Verformungsrate werden **thermisch aktivierte** (*themally activated*) Prozesse wie Kristallgleiten und Atomdiffusion begünstigt. **Kriechen** (*creep*) bezeichnet das zeitabhängige Fliessen von festen Materialien unter konstanter Spannung. Kriechen kann viskos oder plastisch sein. **Plastizität** (*plasticity*) bezieht sich auf die Eigenschaft der Kristalle sich entlang von Gitterebenen permanent zu verformen. **Kristallplastizität** (*crystal plasticity*) ist im Wesentlichen auf die Bewegung von Versetzungen zurückzuführen und nicht streng proportional zur Zeit.

Die Gesteine beginnen unter niedrigen Spannungen zu kriechen, vorausgesetzt die Temperaturen sind genügend hoch. Das bedeutet, dass die duktilen Teile der Lithosphäre im Vergleich mit den festen elastischen Teilen sehr schwach sind und über lange Zeiträume wie viskose Flüssigkeiten behandelt werden können.

Spröd-duktiler Übergang

Erhöhter hydrostatischer Umgebungsdruck erschwert das Zerbrechen und die Bruchbildung. Wenn der Umgebungsdruck (d.h. der lithostatische Druck in der Erde) zunimmt, findet je nach Gesteinstyp

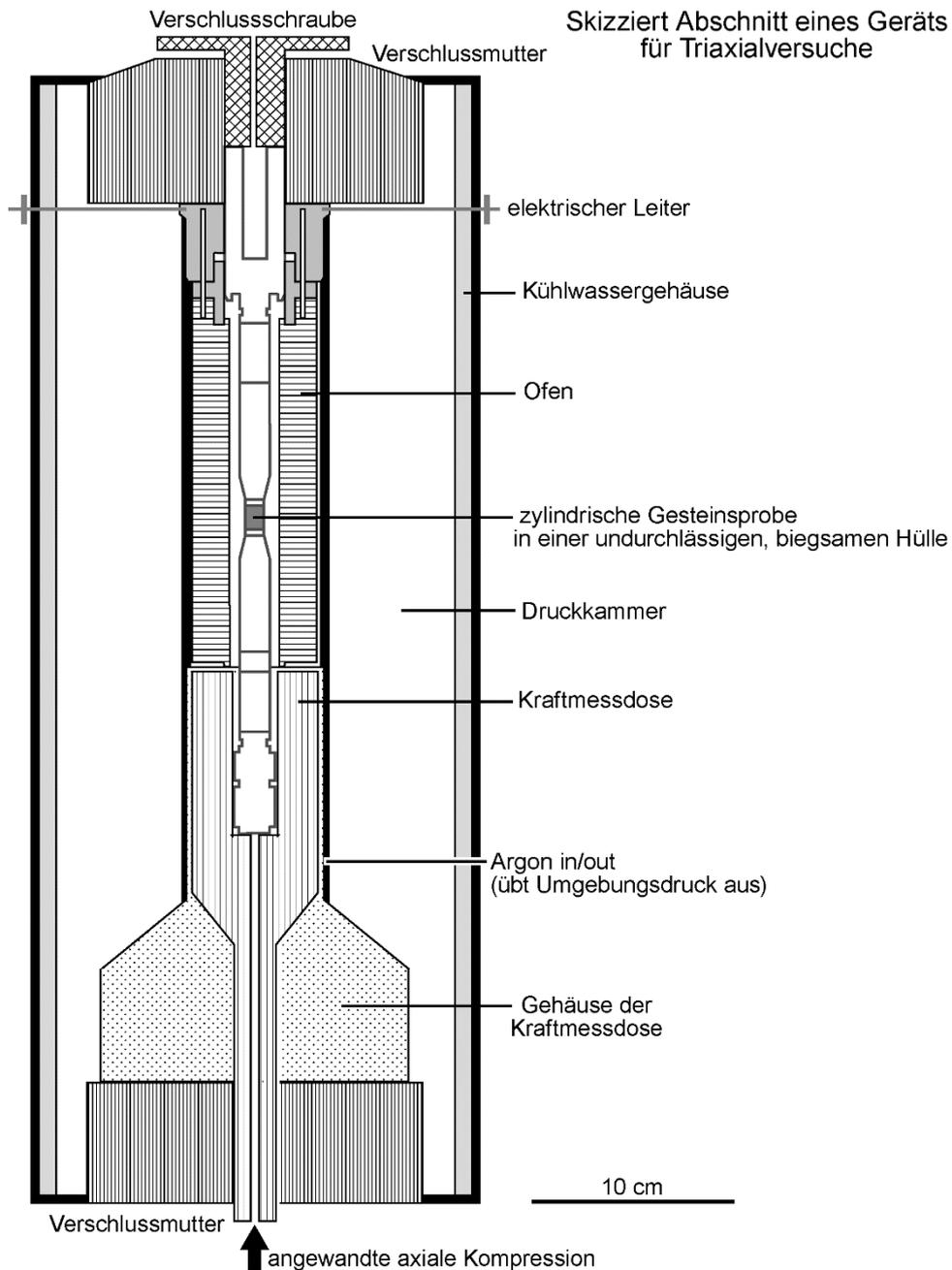
ab einem bestimmten Druck der Übergang von sprödem zu duktilem Verhalten statt. Diese Änderung im Deformationsverhalten nennt man **spröd-duktiler Übergang** (*brittle-ductile transition*). Seine Tiefe stellt im Allgemeinen die untere Grenze der seismischen Aktivität in der Erdkruste dar. Dieser Übergang ist allerdings nicht scharf und auch nicht in einer konstanten Tiefe oder bei einer konstanten Temperatur. Er ist auch von der Verformungsgeschwindigkeit abhängig. Generell kann gesagt werden: Je niedriger die Temperatur und der hydrostatische Druck, und je höher die Verformungsgeschwindigkeit, desto eher verhält sich ein Gestein spröde. Andererseits, je höher die Temperatur und der hydrostatische Druck, und je niedriger die Verformungsgeschwindigkeit (oder je länger Spannung angesetzt wird), desto eher verhält sich ein Gestein duktil. In der Tat, gibt es einen ausgedehnten Übergang zwischen sprödem und duktilem Verhalten, wobei "halb-spröde" oder "halb-duktil" Deformation eine Mischung der spröden und duktilen Prozesse auf der Mikroskala mit einbezieht.

SPANNUNG UND VERFORMUNG IN GESTEINEN

Gesteine und Mineralien sind natürliche, feste Materialien. Um möglichst viel über das Verhalten von Gesteinen aussagen zu können und wie Verformung und Verformungsraten mit Spannung in Beziehung stehen, werden Gesteine experimentell unter verschiedenen, kontrollierten Bedingungen (Temperatur, Druck, Flüssigkeiten und Zeit) deformiert. Solche Experimente sind die Grundlage für **Felsmechanik** (*rock mechanics*).

Die meisten Experimente bestehen darin, eine kleine zylindrische Gesteinsprobe entlang ihrer Achse unter Spannung zu setzen, indem mit einem Kolben auf ein Ende der Gesteinsprobe gedrückt wird, während an allen Seiten der Probe ein gleichmässiger Umgebungsdruck angelegt wird. Der Umgebungsdruck wird durch eine Flüssigkeit erzeugt, die unter Druck steht und die Probe in einer **Druckkammer** (*pressure vessel*) umgibt. Die Flüssigkeit überträgt einen gleichmässigen Umgebungsdruck auf die Probe mit Hilfe einer undurchlässigen, biegsamen **Hülle** (*jacket*), die üblicherweise aus Kupfer besteht. Kupfer ist ausreichend schwach unter den experimentellen Bedingungen, um die Messungen nicht zu verfälschen. Dieser Umgebungsdruck simuliert den Druck, dem Gestein tief in der Erde durch das Gewicht der darüberliegenden Gesteinsmassen unterworfen wird. Die axiale Kompression reproduziert eine realistische, tektonische Kraft. Diese Experimente sind als **Triaxialversuche** (*triaxial test*) bekannt, weil sie entlang jeder der drei Hauptspannungsachsen vorherbestimmbare Spannungen erlauben, mit der Hauptkompression parallel zur langen Achse des Zylinders. Jedoch sind zwei der Hauptspannungen dem Umgebungsdruck gleich.

Die Spannung entlang der Zylinderachse wird berechnet aus der axialen Kraft, die durch den Kolben auf die Enden des Testzylinders angebracht wird. Der Unterschied zwischen dem axialen Druck und dem Umgebungsdruck ist die **Differentialspannung** (*differential stress*) ($\sigma_1 - \sigma_3$). Porendruck, falls erforderlich, wird durch zusätzliche Vorrichtungen eingeführt. Indem man einen oder den gesamten Druck (axiale Last, Umgebungs- und Porendruck) verändert, kann man unterschiedliche Spannungskonfigurationen erhalten. Diese axiale Spannung kann entweder grösser (Kompression) oder kleiner (Dehnung) als der Umgebungsdruck sein. Die axiale Belastung erlaubt nur wenige Verformungsprozente. Experimente, die höhere Scherung erreichen, sind in Torsion, wo Proben zwischen zwei koaxial rotierenden Platten gewindet werden.



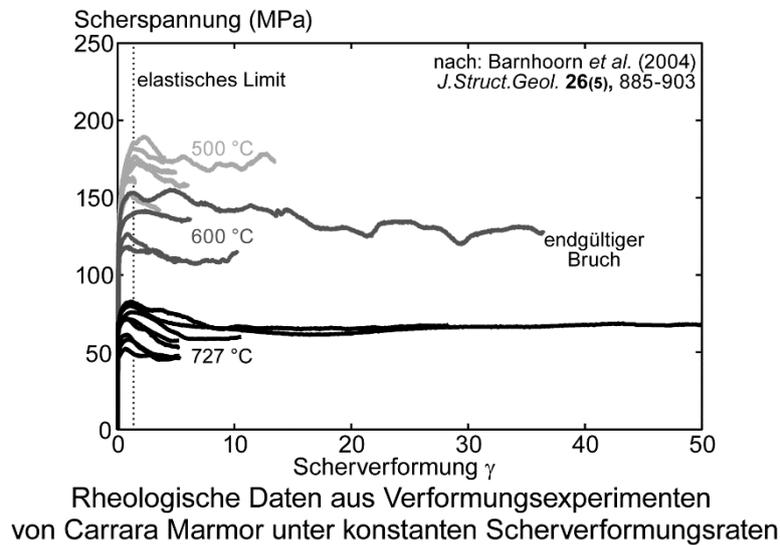
Die Resultate werden graphisch in Diagrammen dargestellt, wo die Differentialspannung ($\sigma_1 - \sigma_3$) gegen die resultierende Verformung ε aufgetragen wird. ε wird aus der gemessenen Kolbenbewegung Δl in Bezug auf die ursprüngliche Länge des Testzylinders l_0 berechnet: $\varepsilon = \Delta l / l_0$. Diese Bewegung ist zeitlich so, dass auf die Verformungsrate zurückgeschlossen werden kann. Die detaillierte Form der Spannungs-/Verformungskurve ist abhängig von der Geschwindigkeit der Belastung und von anderen Parametern, die nach der allgemeinen Beschreibung erläutert werden.

Versuche mit konstanter Verformungsrate - Auswirkungen der Spannungsvariation

In Experimenten mit konstanter Verformungsrate bewegt sich der Kolben des Apparates mit einer konstanten Rate. Die Probe wird mit einer konstanten Verformungsrate deformiert. Die Spannung, die dabei gemessen wird darf variieren, da die Verformungsrate konstant ist. Drei Hauptfelder können, in Bezug auf die progressive Spannungszunahme (elastisch, viskos und **endgültiger Bruch** = *ultimate failure*), auf einem typischen Verformungs-Zeit-Diagramm unterschieden werden.

Elastisches Limit

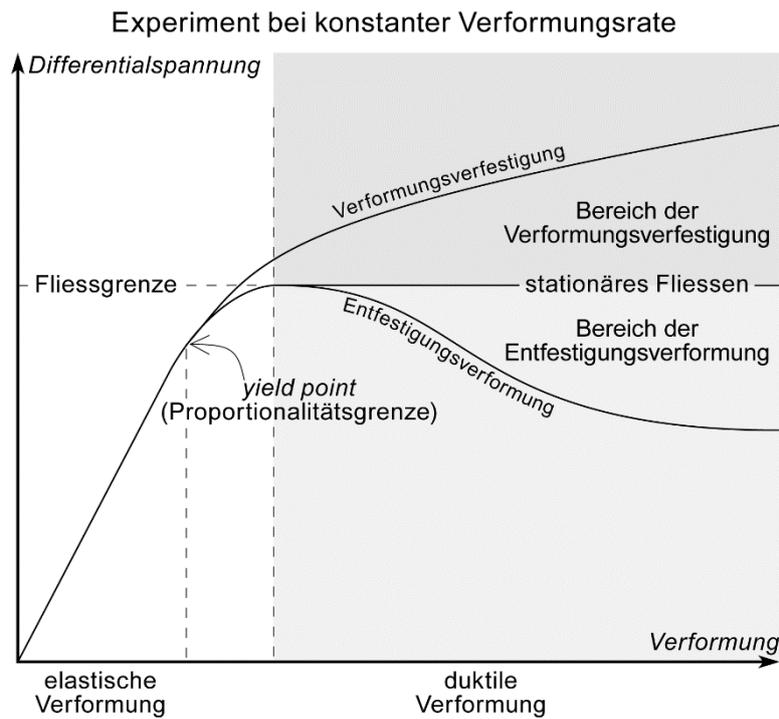
Die Verformungs-Zeit-Kurve beginnt am Anfang des Experimentes mit einem geraden linearen Segment, entlang dem das Verformungskrement zum Druckkrement proportional ist. Wenn die Last entfernt wird, gewinnt sofort die Probe seine ursprüngliche Länge zurück. Die lineare Kurve zeigt an, dass das Material sich zuerst perfekt elastisch verformt. Die Spannung, die dem Ende dieses linearen Abschnitts entspricht, wird **Proportionalitätsgrenze** (*proportionality limit*) genannt



Bei etwas grösserer Differentialspannung, zeigt eine Änderung im Anstieg der Kurve im Verformungs-/Spannungsdiagramm den Beginn der permanenten Deformation an. Die Spannung ist nicht mehr proportional zur Verformung. Der Punkt, an dem die permanente Deformation beginnt, ist die **Fliessgrenze** (*yield point*), was der **Fliessfestigkeit** (*yield stress*) entspricht. Diese kritische Spannung genau zu identifizieren ist im Allgemeinen schwierig, da die Kurve eher allmählich im Diagramm beginnt. In den meisten Materialien sind die Proportionalitätsgrenze und die Fliessgrenze praktisch gleich. Bei anderen Materialien, wie Gummi, dokumentiert das Segment der Spannungs-/Verformungskurve zwischen der Proportionalitätsgrenze und der höheren Fliessgrenze die **Unelastizität** (*inelasticity*, d.h. nicht-lineare Elastizität).

Verformungsverfestigung

Bei niedrigen Temperaturen beginnt sich die Steigung der Spannungs-/Verformungskurve von vielen Materialien ab der Fliessgrenze zu vermindern, doch diese bleibt immer positiv. Eine ständig steigende (aber langsamer als im elastischen Bereich) Spannung ist für die Deformation nötig, um von der Proportionalitätsgrenze an eine weitere plastische Verformung zu erzeugen. Das Material verhält sich duktil und erfährt eine permanente Deformation. Dieser Effekt wird als **Verfestigungsverformung** (*strain hardening*) bezeichnet.

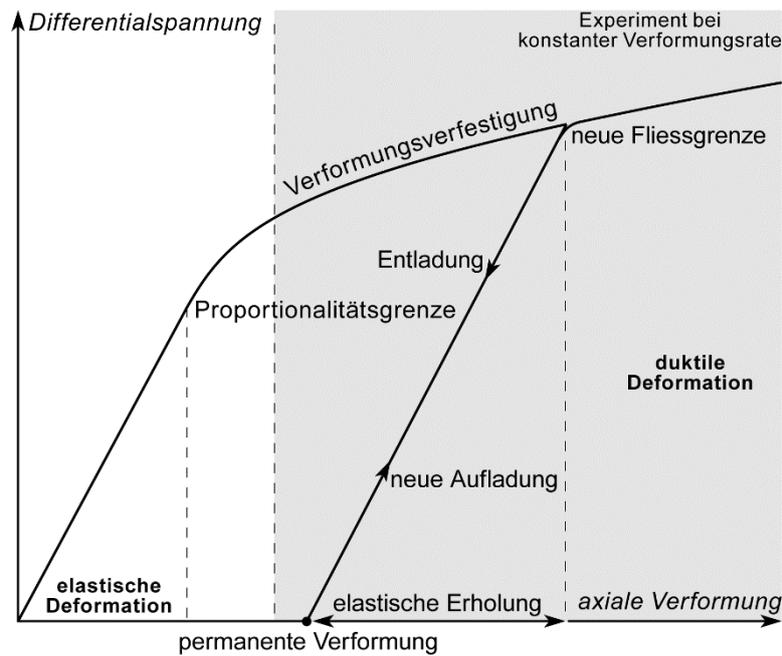


Die Verfestigung widerspiegelt intrakristalline Verformung. Die Verformung verdrängt Atome des Kristallgitters mit der Einführung von Versetzungen, die wiederum lokale elastische Dehnung erstellen. Die Bewegung dieser Versetzungen (das **Versetzungsgleiten**, *dislocation glide*) führt zur permanenten Verformung. Die Versetzungsdichte erhöht sich und damit die elastische Energie im Kristallgitter bei der Verfestigung, was erklärt, warum das Material stärker wird. Umgekehrt, kann die Verfestigungsverformung unterdrückt werden durch lang andauernde aber mässige Aufheizung (**Erholung**, *recovery*) oder durch intensive Erhitzung, die eine gesamte Rekristallisation des Materials („**Ausglühen**“, *annealing*) verursacht.

Elastische Rückverformung

Die Verfestigungsverformung ist noch für ein anderes Phänomen verantwortlich. Wenn die Last während eines Experiments entfernt wird, ist die Entlastungs-/Verformungskurve linear mit der gleichen Neigung wie die der ersten elastischen Gerade, bis auf die Verformungsachse. Die elastische Verformung wurde zurückgenommen, wohingegen die duktil-plastische Verformung erhalten bleibt. Wird an die gleiche Probe wieder eine Last angewandt, folgt die Spannungs-/Verformungskurve der gleichen Linie wie die der Entladestrecke bis zu dem Punkt, wo Entladung veranlasst wurde. Die Entlastung kreuzt nicht die Spannungs-/Verformungskurve.

Neu initiierte Verformung ist wieder elastisch, aber die neue Proportionalitätsgrenze liegt höher als die erste Proportionalitätsgrenze (jedoch bleibt die Steigung, d.h. das Elastizitätsmodul, gleich). Dann wird die Verfestigungskurve wieder fortgesetzt. Die Proportionalitätsgrenze der Probe hat sich erhöht (**Verfestigung**, *work hardening*), da sich die Originalstruktur, und damit die Eigenschaften der Probe, durch die permanente plastische Verformung verändert haben. Das Gestein hat mehr **Widerstandsfähigkeit** (*resilience*) erworben.

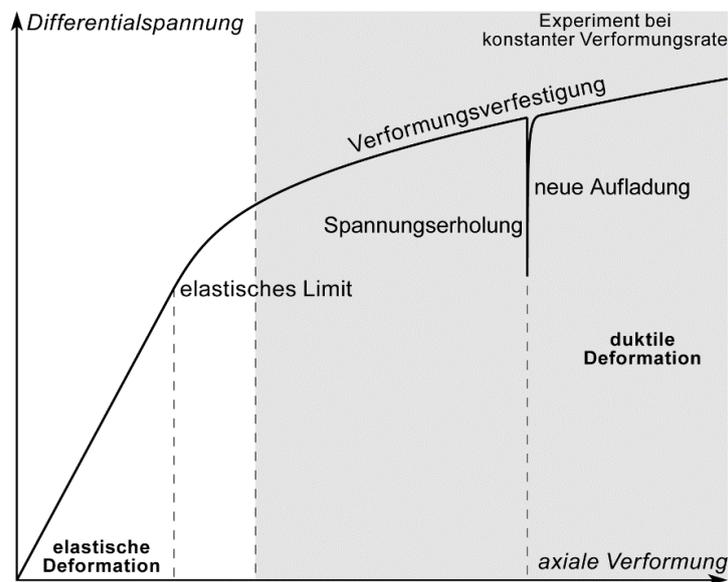


Idealisierte Spannung-Verformung Kurve eines Ladung-Entladung Experiments

Die Widerstandsfähigkeit ist die pro Volumeneinheit gespeicherte Verformungsenergie des Materials vor dem Versagen. Elastische Materialien geben diese Energie zurück, wenn die Last vor dem Versagen entfernt wird.

Spannungserholung

Wenn der Versuch abgebrochen wird und die Probe bei konstanter Verformung gehalten wird, wird die Spannung langsam zurückgehen.



Idealisierte Spannung-Verformung Kurve einer Probe, die bei konstanter Verformung gehalten wird

Wenn die Ladung wieder aufgenommen wird, wird die Probe sich so verhalten, als wenn sie entladen und elastisch wieder geladen worden wäre bis zu dem Punkt, wo Verformung unterbrochen wurde. **Spannungserholung** (*stress relaxation*) unterbricht nicht die Spannungs-/Verformungskurve.

Stationärer Zustand

Die **Fliessfestigkeit** (*yield strength*) ist eine Variable, die von der vorhergehenden plastischen Deformation der Probe abhängt. Bei hohen Temperaturen oder langsamen Verformungsraten wird die Kurve nach der Proportionalitätsgrenze horizontal: Die Verfestigungsverformung wird von keiner permanenten Deformation begleitet, und die Bedingungen nähern sich dem **stationären Zustand** (*steady state*) an. Weitere Verformungsinckremente finden mit weniger oder keiner Zunahme der Spannung statt. Diese langsame Verformung wird **Kriechen** genannt. Sie ist die wesentliche Eigenschaft der plastischen Verformung. Ein perfekt plastisches Material ist bei der Fliessgrenze und ab diesem Punkt auf dem Spannungs-/Verformungsdiagramm im stationären Zustand. Dem stationären Zustand der meisten Gesteine folgt häufig eine geringe Entfestigungsverformung.

Entfestigungsverformung

Oberhalb eines zweiten kritischen grössten Spannungswerts, genannt **Bruchfestigkeit** (*ultimate strength*), fällt manchmal die Kurve entweder zu einem Plateauwert oder (letztendlich) zu einem Punkt des Versagens ab. Das Material benötigt immer geringere Spannungen, um sich weiter zu verformen. Dieses Verhalten wird als **Entfestigungsverformung** (*strain softening*) bezeichnet.

Versagen

Die Spannungs-/Verformungskurve fällt während der experimentellen Entfestigung oder bis der stationäre Zustand am Ende des Experiments erreicht wird. Das Material zeigt vorwiegend beschleunigtes viskoses Fließen (Verengung in Dehnungsexperimenten), das zum Bruch an der **Bruchspannung** (*failure stress*) führt. Versagen der Probe vor der Fliessgrenze wird als **spröde Bruchbildung** (*brittle failure*) bezeichnet.

Scherbruch Kriterien

Bei einem **Bruchereignis** (*rupture*) stehen die Normalspannung σ_N und die Scherspannung σ_S , die auf einer Fläche wirken, in folgender Beziehung zueinander:

$$\sigma_S = f(\sigma_N) \quad (6)$$

Experimente haben gezeigt, dass in Materialien ohne kohäsive Festigkeit, wie Böden, die Beziehung gilt:

$$\sigma_S = \sigma_N \tan \phi$$

wobei ϕ als der **Winkel der inneren Reibung** (*angle of internal friction*, in dieser linearen Gleichung die Steigung einer Linie) bekannt ist. Die innere Reibung ist eine Materialeigenschaft, die den Gleitwiderstand entlang eines Bruches beschreibt.

Coulomb'sches Kriterium

Coulomb postulierte im Jahre 1773, dass Scherbrüche entstehen, wenn der Scherwiderstand auf einer potentiellen Bruchfläche einen bestimmten kritischen Wert erreicht und dann übersteigt: Die Beziehung (6) wird zum **Coulomb-Bruchkriterium** (*Coulomb failure criterion*).

$$\sigma_S = c + \mu \cdot \sigma_N \quad (7)$$

wobei: - c eine Materialkonstante ist, bekannt als **Kohäsion** oder **Scherfestigkeit** (*cohesion* oder *shear strength*) und

- μ ist eine weitere Materialkonstante, der **Koeffizient der inneren Reibung** (*coefficient of internal friction*) gleichbedeutend mit $\tan \phi$ in Böden.

Gleichung (7) nimmt an, dass ein Scherbruch in Festkörpern von zwei Faktoren abhängt:

- einerseits vom Brechen der kohäsiven Bindungen zwischen Partikeln des intakten Gesteins (mit c bezeichnet),

- andererseits vom Reibungsgleiten (bezeichnet mit μ , das proportional zur kompressiven Normalspannung σ_N auf der potentiellen Bruchfläche ist), das eine lineare Beziehung des Reibungsterms, analog zum Amonton'schen Gesetz ist, welches versucht, physikalisch reale Reibung zu beschreiben.

Diese physikalische Interpretation sagt eine lineare Zunahme der Gesteinsfestigkeit mit der Normalspannung voraus, die auf das Gestein wirkt, und stimmt mit sehr vielen Experimenten überein. Die Experimente ergeben Kohäsionsfestigkeiten in der Ordnung von 10-20 MPa für die meisten Sedimentgesteine und 50 MPa für Kristallingesteine. Der mittlere Winkel der inneren Reibung ist 30° .

Das Coulomb'sche Bruchkriterium sagt voraus, dass Scherbrüche bei weniger als 45° zu σ_1 entstehen. Dieses Kriterium, auch Mohr-Coulomb oder Navier-Coulomb Kriterium genannt, steuert die Bildung eines neuen Bruches.

Byerlee'sches Gesetz (Byerlee's law)

Die Reibungsfestigkeit auf Bruchflächen ist im Allgemeinen konstant. Der Koeffizient der inneren Reibung μ auf existierenden Brüchen in festen Gesteinen bestimmt, welche Scherspannung benötigt wird, um weitere Bewegungen auf der Störungsfläche zu erlauben.

$$\sigma_S = \mu \sigma_N \quad (8)$$

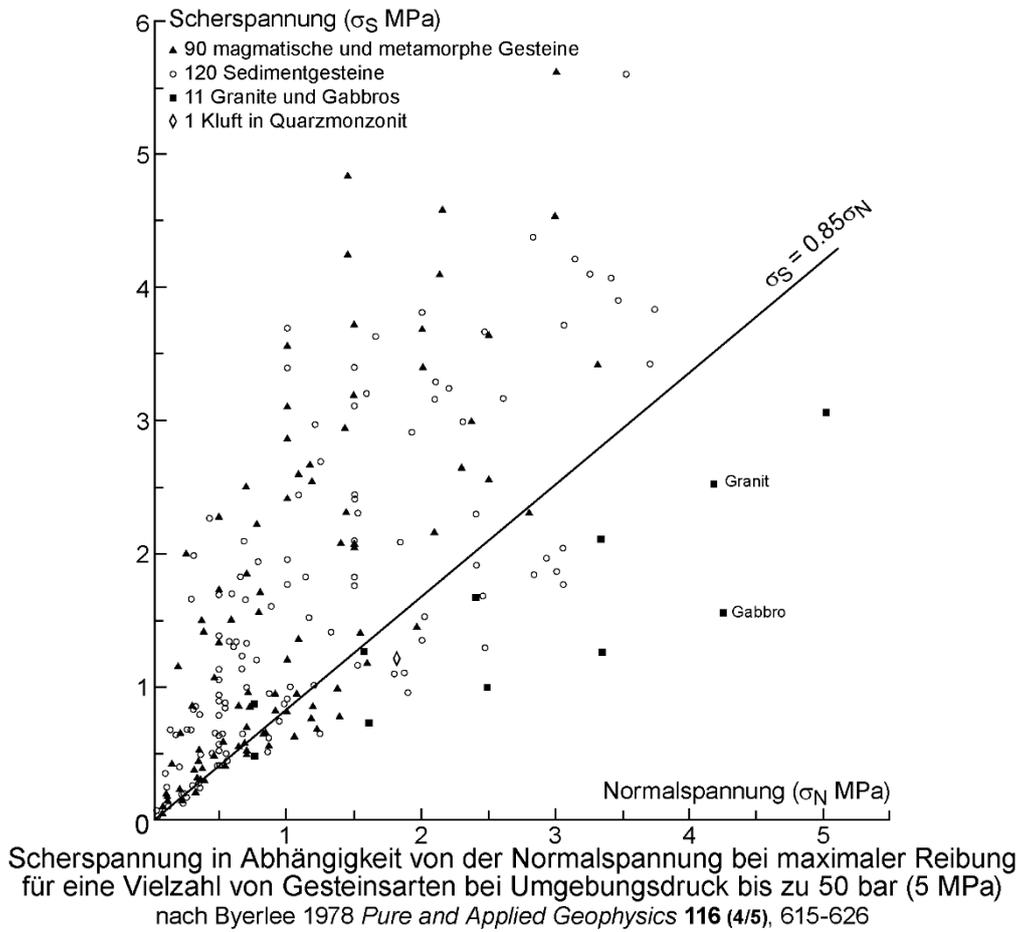
Diese Gleichung, die normalerweise gültig ist, wenn sich zwei raue Flächen berühren, ist als Amonton'sches Gesetz bekannt. Eine direkte Konsequenz dieses Gesetzes (und des Coulomb'schen Bruchkriteriums) ist, dass die Scherspannung, die für Gleitung notwendig ist, unabhängig vom Oberflächenkontaktbereich ist und sich mit der Normalspannung und folglich mit dem Umgebungsdruck erhöht. Der Parameter μ wird im Allgemeinen auch als **Koeffizient der statischen Reibung** (*coefficient of static friction*) bezeichnet.

James Byerlee, ein amerikanischer Geophysiker, kompilierte die Werte der Scherspannung, die für eine Vielzahl von Gesteinen experimentell bestimmt wurden und die zum Reibungsgleiten auf einer existierenden Störung benötigt werden. Er fand zwei Ausgleichsgeraden, die vom Umgebungsdruck abhängen. Bei Umgebungsdrücken, die geringen Krustentiefen entsprechen (bis zu 200 MPa \approx 8 km), wird $\mu = 0.85$ und Gleichung (8) wird:

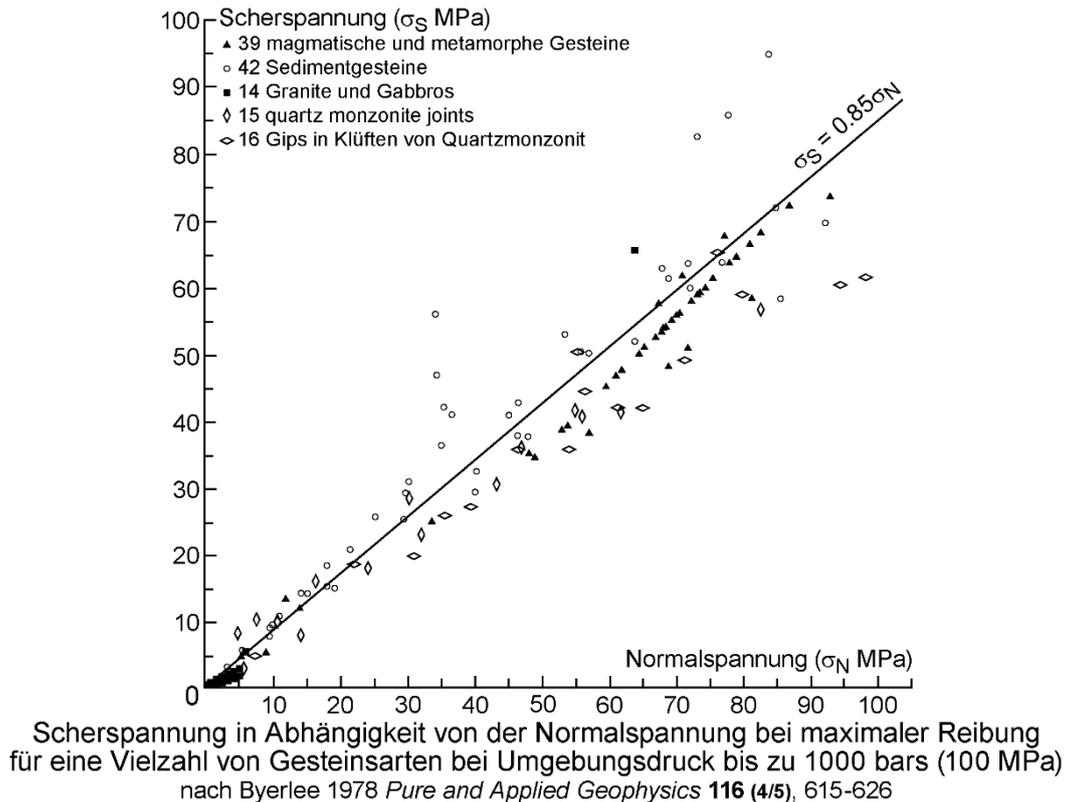
$$\sigma_S = 0.85 \sigma_N \quad (9)$$

Zwei Diagramme veranschaulichen diese lineare Funktion.

- Das erste bezieht sich auf sehr niedrige (< 5 MPa) Normalspannungsbedingungen.

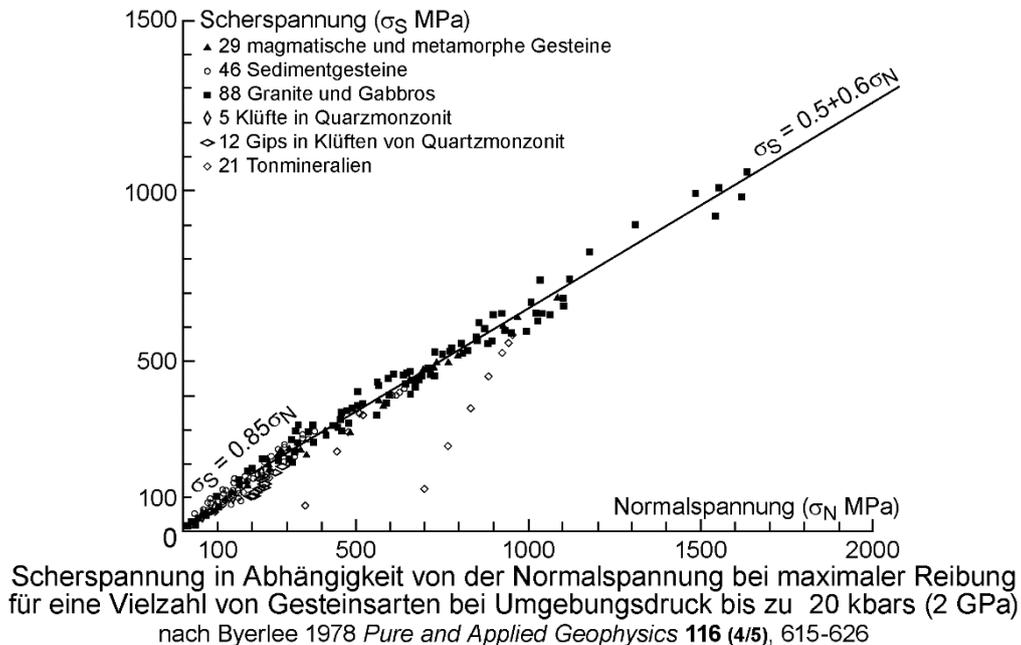


- Das zweite bezieht sich auf Laborresultate, die unter höheren Normalspannungen (bis 100 MPa) erzeugt wurden.

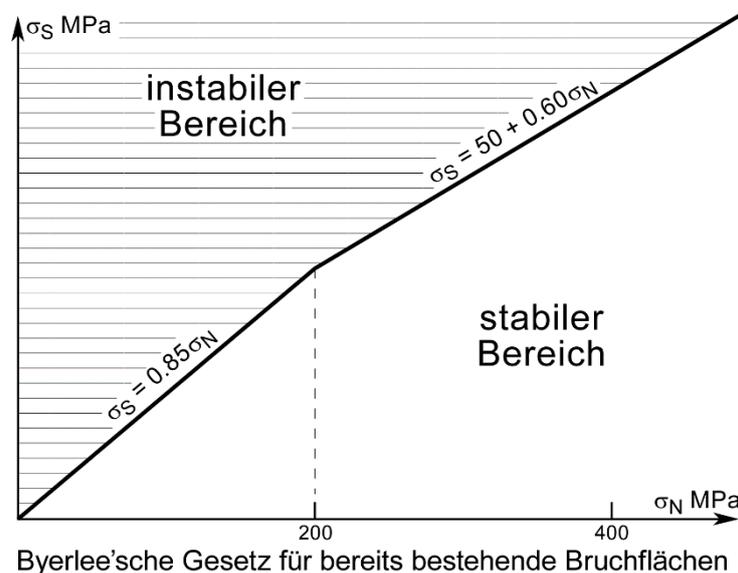


Die grosse Streuung der Datenpunkte für sehr niedrige Normalspannungen reflektiert die Oberflächenrauheit (Kontaktflächen zwischen den Unebenheiten), welche unter höherem Umgebungsdruck weniger beeinflusst wird, weil der Umgebungsdruck die Dilatanz des Scherbruchs verhindert, und sich die verwobenen Oberflächenunregelmässigkeiten folglich entriegeln. Stattdessen neigen Scherung und Schmierung von Unebenheiten dazu die Reibungseigenschaften zu stabilisieren. Bei Umgebungsdrücken zwischen 200 und 2000 MPa wird die Reibungseigenschaft von bereits vorher getrennten Gesteinen durch das Einfügen eines Parameters besser beschrieben:

$$\sigma_S = 50\text{MPa} + 0.6\sigma_N \quad (10)$$



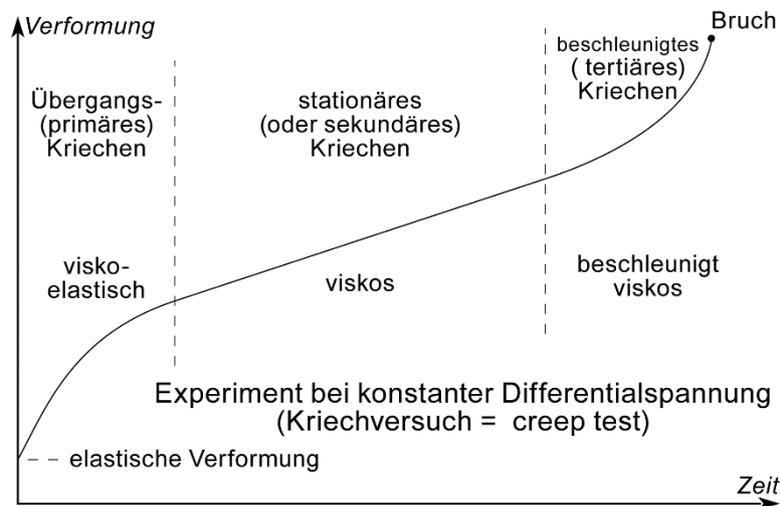
Gleichungen (9) und (10) für das Gleiten von Gesteinen werden zusammen als das Byerlee'sche Gesetz bezeichnet. Sie sind empirisch und besagen, dass die benötigte Scherspannung zur Aktivierung von Reibungsgleiten entlang einer bereits bestehenden Bruchoberfläche zum grossen Teil unabhängig von der Zusammensetzung der Gesteine ist. Diese Gesetze scheinen für Normalspannungen bis 1500 MPa und einer Temperatur $< 400^\circ\text{C}$ gültig zu sein, was die Definition einer unteren Grenzspannung für die spröde Lithosphäre erlaubt.



Versuche mit konstanter Verformungsrate - Kriechversuche

Deformationsexperimente, die über Tage bei konstanten Differentialspannungen und Temperaturen durchgeführt werden, beinhalten im Allgemeinen das sehr langsame, kontinuierliche und plastische Kriechen (zeitabhängiges Fließen) der Probe. Die normalerweise daraus resultierende Verformungs-Zeit-Kurve kann nach der ursprünglichen elastischen Verformung in drei Teile unterteilt werden, die drei Typen von Kriechen (beschleunigend, gleichbleibend, verlangsamt) darstellen:

- Der erste Teil, in dem die Steigung der Kurve (d.h. die Verformungsrate) kontinuierlich abnimmt; dieses verlangsamende Verhalten heisst **primäres** oder **vorübergehendes Kriechen** (*primary* oder *transient creep*). Das vorübergehende Kriechen ist logarithmisch, weil die totale Verformung mit dem Logarithmus der Zeit ansteigt. Das Phänomen einer abnehmenden Kriechrate bei konstanter Spannung wird als **Kaltumformung** (*cold working*) bezeichnet, die eine Verfestigungsverformung ist, weil das Material mit zunehmender Verformung weniger duktil wird. Das primäre Kriechen ist reversibel, wenn die experimentelle Last beendet, wobei viskoelastische Verformung langsam nach sofortigem Abrufen der elastischen Verformung entfernt wird. Das primäre Kriechen ist in der Regel eine Verformung, die <1% der Summe der drei Kriechtypen gilt.



idealisierte Spannungs-Verformungs und Kriechkurve durch Gesteinsdeformationsexperimente
nach Tullis & Tullis (1986) *Geophysical Monograph* 36, 297-324

- Im zweiten, normalerweise grössten Teil der Kurve, ist die Steigung (die Verformungsrate) gleichbleibend und die plastische Restverformung unwiderruflich; dieses lineare Fließverhalten heisst **sekundäres** oder **stationäres** (*steady-state*) **Kriechen**. Weil das stationäre Kriechen bei konstanter Spannung unendlich lange andauern könnte, kann es die langandauernden Deformationsprozesse im Erdinneren repräsentieren. Deshalb ist dieser Teil für den Geologen am meisten interessant. Das Material verhält sich wie eine viskose, jedoch nicht-Newton'sche Flüssigkeit. Eine mögliche Erklärung in erster Näherung ist, dass das Kriechen aus den Erholungsprozessen resultiert, am meisten der thermischen Erweichung, welche die Verfestigungsverformung (wegen der Versetzungen) im selben Moment in dem sie auftritt wieder zerstört.

- Im dritten Teil, nicht immer zu beobachten oder eine sehr kleine Verformung, steigt die Verformungsrate exponentiell wieder an bis zum **Zerbrechen** (*rupture*) der Probe. Beschleunigtes viskoses Fließen entsteht gewöhnlich durch Ausbreitung von Mikrobrüchen oder Gleitoberflächen durch das Gestein, auf eine Weise, dass sie sich verbinden (Zerstörungssteigerung) und so fortlaufende, überall vorhandene Brüchen bilden, die Kohäsionsverlust und Bruchversagen verursachen. Der dritte Teil wird **tertiäres** oder **beschleunigtes Kriechen** (*tertiary* oder *accelerating creep*) genannt.

Versagenskriterien

Duktile, isotrope Materialien haben die gleiche oder nahezu gleiche Festigkeit unter einachsiger Dehnung und einachsiger Kompression. Das Versagen wird in der Regel durch die Gleitbewegung der Kristallebenen entlang der Ebene der maximalen Scherspannung verursacht. Daher wird ein bestimmter Punkt im isotropen Körper sich nicht plastisch verformen, so lange die maximale Scherspannung an diesem Punkt niedriger als die Fließfestigkeit ist, die die Plastizität definiert.

Tresca Kriterium

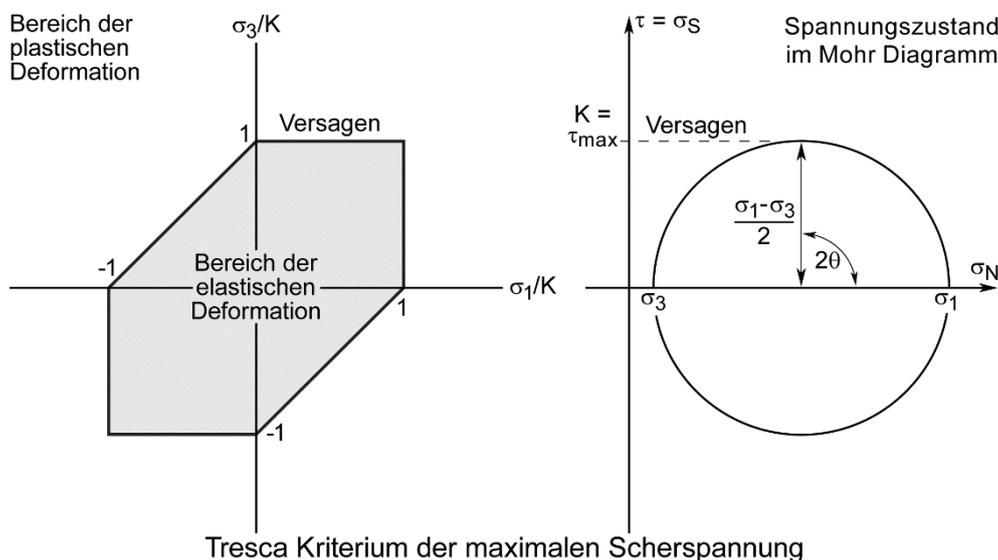
Das Tresca Kriterium der maximalen Scherspannung setzt voraus, dass die Differentialspannung und die maximale Hauptspannung kleiner sind als die plastische Scherfestigkeit K :

Bei einachsigen Druckspannungen: $\sigma_1 \leq K$;

Bei einachsigen Zugspannungen: $\sigma_3 \leq K$;

Im Allgemeinen: $\sigma_1 - \sigma_3 \leq K$

Graphisch erfordert dieses Kriterium die zwei wichtigsten Hauptspannungen in einem Sechskant des zweidimensionalen Spannungsraums zu plotten.



Das sechseckige Prisma im zweidimensionalen Diagramm ist ein Hexagon unendlicher Länge entlang der hydrostatischen Achse, die um 45° zu allen Hauptspannungsachsen (Ebenen maximaler Scherspannung bei 45° zu den Spannungsachsen) geneigt ist.

Von-Mises-Kriterium

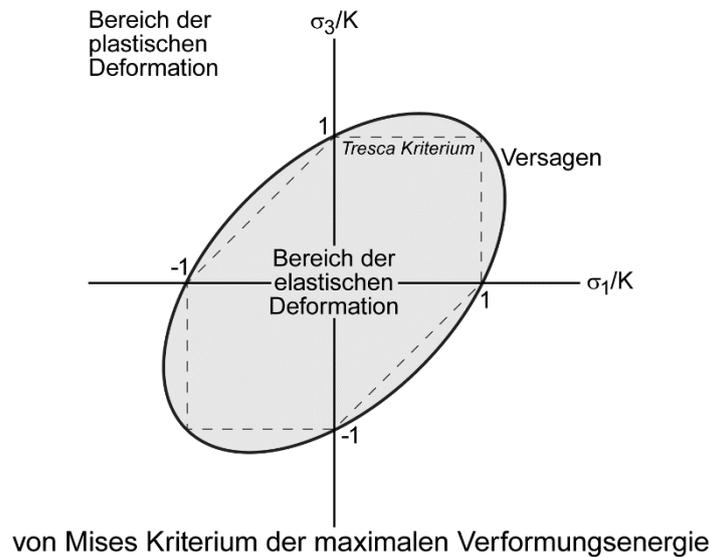
Das von-Mises-Kriterium der maximalen Verformungsenergie postuliert, dass das duktile Fließen durch Scherspannungen ausgelöst wird, wenn die Energie der Verformung pro Volumeneinheit die gleiche Energie wie für die Fließfestigkeit erreicht. Mathematisch wird dies wie folgt ausgedrückt:

$$\frac{1}{2} \left[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \right] \leq K^2$$

Die linke Seite dieser Gleichung ist als **Vergleichsspannung** (*equivalent stress*) bekannt. Die Gleichung ist unabhängig gültig von den relativen Größen von σ_1 , σ_2 und σ_3 . In ebenem Spannungszustand, $\sigma_2 = 0$, reduziert sich das Kriterium auf:

$$\sigma_1^2 - \sigma_1\sigma_3 + \sigma_3^2 \leq K^2$$

Diese Gleichung stellt eine Hauptspannungsellipse (in 2D, Ellipsoid in 3D) dar, in der das Tresca Sechseck eingeschrieben ist. Diese geometrische Beziehung zeigt, dass das Kriterium der maximalen Scherspannung konservativer ist als das von-Mises-Kriterium, da es im Inneren der von Mises Ellipse liegt.



Wie beim Tresca Kriterium ist die Ellipse eigentlich ein schräger Abschnitt eines unendlichen Zylinders entlang der hydrostatischen Achse $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$. Resultate von experimentellen Deformationstests können mit der von-Mises-Spannung besser wiedergegeben werden als mit dem Tresca Kriterium.

Funktion des stationären Kriechens

Kriechmechanismen hängen stark von der Temperatur ab. Das Versetzungsgleiten ist im unteren Temperaturbereich dominant. Es geht über in Versetzungs- und Gitterdiffusionskriechen (Nabarro-Herring) bei steigenden Temperaturen, gefolgt von Korngrenzendiffusionskriechen (Coble) bei sehr hohen Temperaturen. Diese Mechanismen werden hier nicht beschrieben. Im Allgemeinen wird die Differentialspannung ($\sigma_1 - \sigma_3$) mit der Verformungsrate $\dot{\epsilon}$ des stationären Kriechens berechnet. Es ist durch die folgende nicht-lineare, empirische (phänomenologische) Gleichung gegeben:

$$\dot{\epsilon} = A \sigma^n d^{-m} f_{\text{fluid}}^r \exp(-Q + pV)/RT$$

Hierbei ist A = ein materialabhängiger, konstanter Parameter, der als **frequency factor** bekannt ist (in $\text{Pa}^{-n} \cdot \text{s}^{-1}$);

σ ist die Differentialspannung;

n ist eine vom Material und dem Kriechmechanismus abhängige, experimentell bestimmte Konstante; gewöhnlich variiert sie zwischen 3 und 5, kann aber für das Versetzungsgleiten grösser sein;

d ist die Korngrösse mit dem Exponenten $-m$;

f_{fluid} ist die Flüssigkeitsflüchtigkeit (in der Regel Wasser) mit dem Exponenten r ;

Q = eine Konstante, die experimentell bestimmt werden muss und bekannt ist als **Aktivierungsenergie (activation energy)**. Q hat eine Einheit von kcal (oder Joules) /mol;

p ist der Druck;

V ist das Aktivierungsvolumen;

R ist die Gaskonstante (in $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$);

T ist die absolute Temperatur in Kelvin;

Die Korngrösse und die Flüssigkeitsflüchtigkeit haben fast keinen Einfluss auf das Versetzungskriechen weil es praktisch auf starrer Verschiebung des Materials durch die Bewegung an Kristallgitterdefekten (Versetzungen) beruht. Die verallgemeinerte Gleichung ist somit reduziert zu:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = A(\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp \frac{-Q}{RT} \quad (11)$$

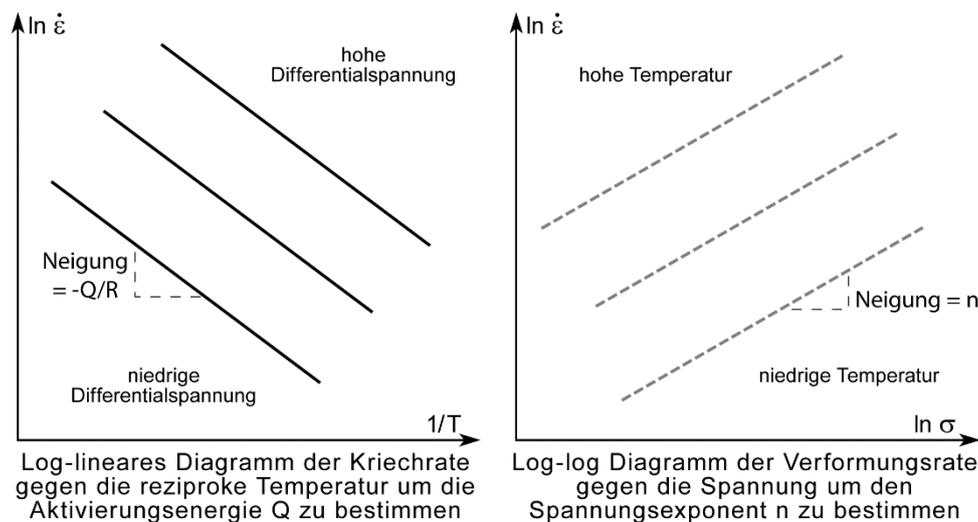
Der rechte Teil der Gleichung (11), die als Weertman Gleichung bezeichnet wird, deutet an, dass sich die Viskosität exponentiell mit der Temperatur verringert. Hochtemperatur-Diffusionskriechen beinhaltet das zusätzliche Potenzgesetz der Korngrößenabhängigkeit und einen Diffusionskoeffizient A. Da die Diffusion Materialtransport auf der Kornskala impliziert, ergeben größere Körner langsamere Kriechraten.

Gleichung (11) ergibt in logarithmischer Form angeordnet:

$$\ln \dot{\varepsilon} = \ln A + n(\ln \sigma) - Q/RT$$

Die thermische Aktivierungsenergie Q kann aus dem Gradienten $-Q/R$ des natürlichen linearen Logarithmus der Kriechgeschwindigkeit gegen die reziproke Temperatur erhalten werden.

Grafische Bestimmung der wichtigsten Materialparameter in der Gleichung des stationären Versetzungskriechens



Der Exponent n kann bestimmt werden, wenn die Verformungsrate als Funktion der Spannung in einem log-/log-Diagramm eingetragen wird.

Die **stationäre** (*steady-state*) Rheologie von Gesteinen ist von grosser Bedeutung um konstitutive Beziehungen aufzustellen, die Spannung, Verformungsrate und wesentliche Fliessparameter beinhalten. Eine bestimmte Verformungsrate liefert bei stabilem Zustand nur eine bestimmte deviatorische Spannung. Ein exponentielles Gesetz mit $n=3$ wird häufig benutzt um die Mantelgesteine darzustellen.

Auswirkungen von Zeit und Verformungsrate

Wenn $n = 1$ in der empirischen Gleichung (11), ist die Spannung proportional zur Verformungsrate und das Material verhält sich wie eine vollkommen viskose (Newton'sche) Flüssigkeit (Gleichung 3). Die Viskosität von Gesteinen mit $n > 1$ ist charakteristischerweise abhängig von der Verformungsrate. Die Verformungsrate $\dot{\varepsilon}$ ist zur angewandten Spannung über ein **exponentielles Gesetz** (*power law*) Gleichung (4) verbunden:

$$\sigma^n = A\dot{\epsilon} \quad (12)$$

mit $A = A \exp \frac{-Q}{RT}$ von Gleichung (11) als eine Funktion von Materialeigenschaften, Druck und Temperatur.

Da die Proportionalität zwischen Verformungsrate und Spannung **nicht-linear** ist, kann nur eine **effektive Viskosität** (*effective viscosity*) definiert werden:

$$\eta_{\text{eff}} = \sigma / \dot{\epsilon} = A^{1/n} \dot{\epsilon}^{(1/n)-1} \quad (13)$$

Es folgt aus Gleichung (13), dass ein kleiner Anstieg der Verformungsrate in einer starken Abnahme der effektiven Viskosität resultiert, vorausgesetzt $n > 1$. Aus diesem Grund wird die effektive Viskosität auch spannungsabhängige oder verformungsratenabhängige Viskosität genannt.

Auswirkungen von Materialfaktoren und Umgebungsparametern

Alle Effekte, die in diesem Absatz berichtet werden, unterscheiden sich von Gestein zu Gestein, Tonchiefer aber zeigt einige Besonderheit. Allerdings ist das Verhalten in der Regel in der Form gleich, jedoch nicht im Wert. Die folgenden Beschreibungen sind Zusammenfassungen, die keine detaillierte Materialeigenschaften und Reaktionen auf unterschiedliche Parameter dokumentieren.

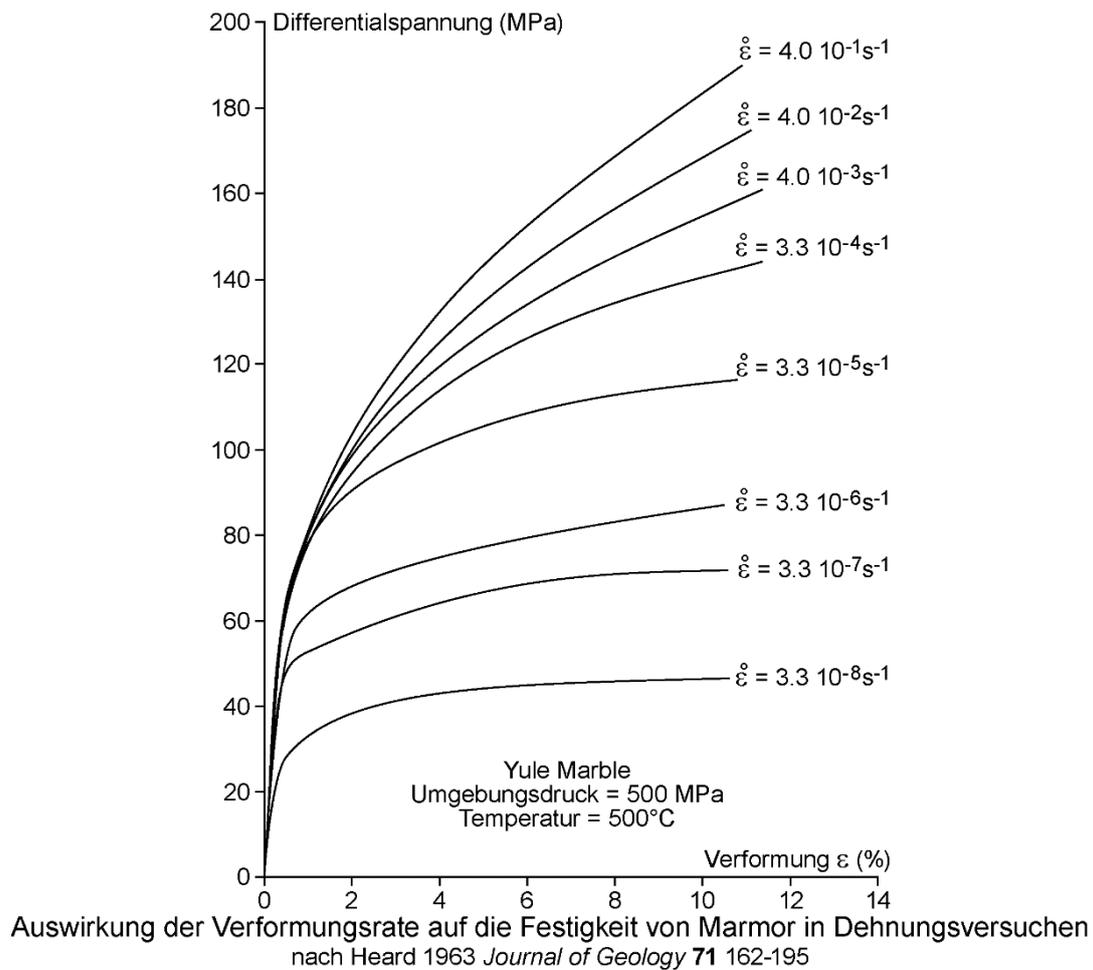
Zeitfaktor

Die Zeit spielt eine bedeutende Rolle in der Deformation. **Verformungsratenabhängige** (*rate sensitive*) Materialien weisen Spannungs-/Verformungskurven auf, die sich unter schneller Belastung anders verhalten als unter langsamer Belastung. Experimentell gesehen ist der Effekt einer langsamen Verformungsrate gleichbedeutend mit einer Zunahme der Temperatur; eine Verminderung der Verformungsrate verringert die Festigkeit und erhöht die Duktilität der Gesteine. Die Werte von Fließfestigkeit und Bruchfestigkeit der Gesteine sind viel höher wenn sie in kleinen Zeitabständen gemessen werden als über relevante geologische Perioden hinweg. Duktiles Fließen findet unter einer konstanten Langzeitbelastung statt, deren Wert um einiges niedriger ist als für elastische und plastische Grenzwerte (z.B. das Biegen von Grabplatten oder Kerzen unter deren eigener Last).

Dementsprechend fließen Gesteine die sich unter geologischer Überlast befinden bereits unterhalb der Fließfestigkeit, welche unter kurzfristigen Experimenten bestimmt wurde (mit Temperatur- und Umgebungsdruckbedingungen vergleichbar mit denen im Inneren der Erde).

Auswirkungen der Verformungsrate

Unter ähnlichen Temperatur- und Umgebungsdruckbedingungen, ändern Gesteine mit zunehmender Verformungsrate von duktil zu spröd. Diese Änderung entspricht einer Verringerung der Duktilität. Der gestiegene Beitrag der Kataklase ist besonders wichtig bei niedrigerem Umgebungsdruck, was die Granulierung und anschließende Dilatation während der spröden Kornrotation begünstigt.



Wenn $n = 1$ in der empirischen Gleichung (11), ist die Spannung proportional zur Verformungsrate und das Material verhält sich wie eine vollkommen viskose (Newton'sche) Flüssigkeit (Gleichung 3). Die Viskosität von Gesteinen mit $n > 1$ ist charakteristischerweise abhängig von der Verformungsrate. Die Verformungsrate $\dot{\epsilon}$ ist zur angewandten Spannung über ein **exponentielles Gesetz** (*power law*) Gleichung (4) verbunden:

$$\sigma^n = A\dot{\epsilon} \quad (12)$$

mit $A = A \exp \frac{-Q}{RT}$ von Gleichung (11) als eine Funktion von Materialeigenschaften, Druck und Temperatur.

Da die Proportionalität zwischen Verformungsrate und Spannung **nicht-linear** ist, kann nur eine **effektive Viskosität** (*effective viscosity*) definiert werden:

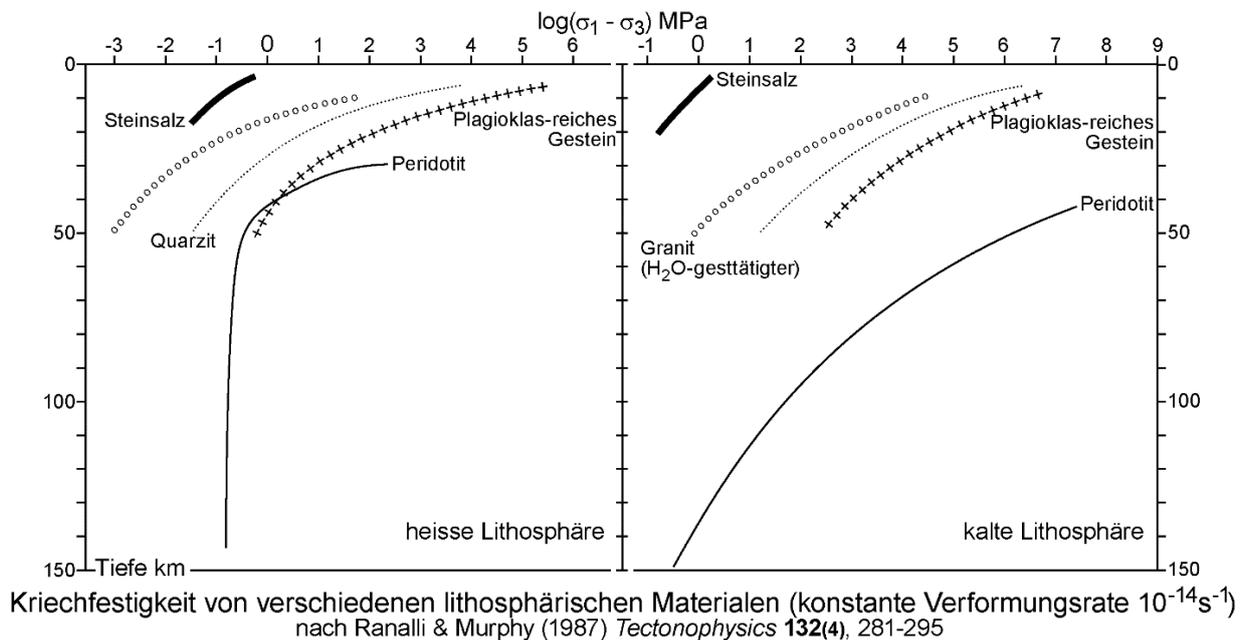
$$\eta_{\text{eff}} = \sigma / \dot{\epsilon} = A^{1/n} \dot{\epsilon}^{(1/n)-1} \quad (13)$$

Es folgt aus Gleichung (13), dass ein kleiner Anstieg der Verformungsrate in einer starken Abnahme der effektiven Viskosität resultiert, vorausgesetzt $n > 1$. Aus diesem Grund wird die effektive Viskosität auch spannungs- oder verformungsratenabhängige Viskosität genannt.

Die Konstante A ist auch abhängig von den Verformungsmechanismen (intra- / inter-kristallinen, Diffusion, usw.), die wiederum abhängig vom Gesteinstyp und von den Verformungsbedingungen sind. Für diese nichtlinearen Mechanismen, verändern allerlei Veränderungen der Verformungsrate deutlich die Gesteinsfestigkeit. Dies ist im Gegensatz zum granularen Fließen, das von der Zeit und damit der Dehnungsrate unabhängig ist.

Auswirkung der Temperatur

Bei zunehmender Temperatur unter konstanter Belastung wird die Fließgrenze kleiner, ohne Änderung der Form der Spannungs-/Verformungskurve. So beträgt z.B. die Fließgrenze von Marmor bei 800°C etwa einen Sechstel des Wertes als bei Zimmertemperatur. Die Verkleinerung der Fließgrenze wirkt als die Vergrößerung des Felds der permanenten Deformation auf Kosten von Elastizitäts- und Bruchfeldern. Ausserdem vergrößert sich die Rate mit der sich das Material unter einer gegebenen angewandten Spannung verformt, während sich die Verfestigungsverformung verringert oder sogar beseitigt. Folglich weist das Material eine Zunahme an Duktilität (d.h. % der Verformung, die ein Gestein ohne im makroskopischen Massstab zu zerbrechen, aufnehmen kann) auf. Eine vereinfachte Erklärung ist, dass Hitze die Bindungen zwischen den Atomen schwächt, ohne sie jedoch zu brechen. Der Temperatureffekt ist bei Schmieden sehr gut bekannt, die Metall erhitzen, um daraus Objekte aus einem duktilen Material, welches nicht bricht, zu formen. Ähnlich macht die Hitze in der Erde spröde Gesteine zunehmend duktil.



Diese Erklärungen stimmen mit geologischen Beobachtungen an metamorphen Gesteinen überein, die bei erhöhter Temperatur und Druck verformt wurden. Diese weisen auch viel duktilere Strukturarten auf als gleichartige Gesteine an der Oberfläche. In der Tat beeinflusst die Temperatur alle Eigenschaften der Gesteine (insbesondere die Dichte) und damit die mechanischen Eigenschaften der Lithosphäre.

Der geothermische Gradient, d.h. die Verteilung der Temperatur mit der Tiefe, variiert zwischen 15°C / km in stabilen Kratonen und 35°C / km in sehr dünner Kruste. Theoretische Überlegungen beziehen sich auf zwei Arten von geothermischen Gradienten:

- Stationäre geothermische Gradienten sind diejenigen, bei denen die Temperatur bei einer bestimmten Tiefe mit der Zeit konstant bleibt.
- Transiente geothermische Gradienten sind diejenigen, bei denen die Temperatur bei einer gegebenen Tiefe mit der Zeit variiert.

Stationäre geothermische Gradienten gelten für sofortige oder kurzlebige Prozesse; es ist offensichtlich, dass alle Parameter wie Temperatur und Tiefe über langlebige geologische Prozesse variieren. Diese Veränderung ist abhängig von Prozessen, die gleichzeitig die Wärme erzeugen, verbrauchen oder transportieren. In der Lithosphäre sind die Hauptmechanismen Wärmeleitung, Wärmeadvektion und Wärmeproduktion aus dem Zerfall radioaktiver Elemente.

Geothermische Gradienten sind nicht linear, insbesondere in der kontinentalen Erdkruste, deren obere Teile in inkompatiblen Elementen (Elemente mit grossem Radius, wie U, Th und K, die in der

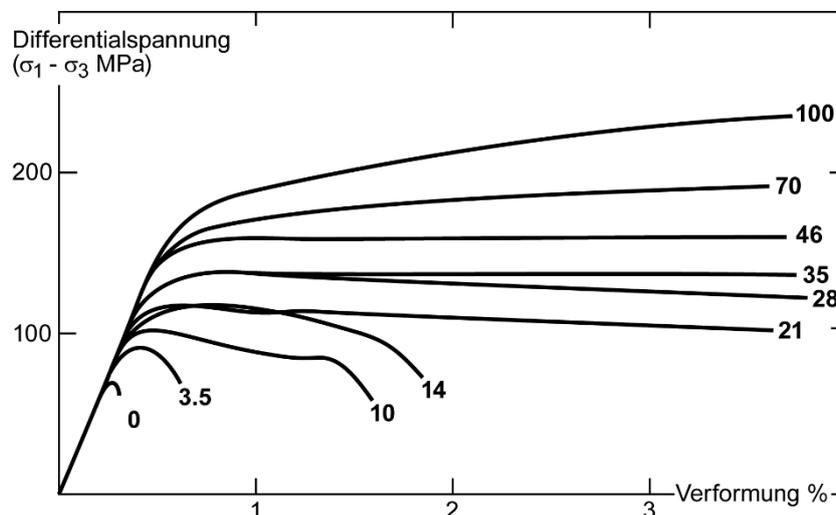
Schmelze transportiert zu werden tendieren) angereichert wird. Aufgrund wiederholter Ereignisse des Schmelzens / Magmatismus, verringert sich die kontinentale radiogene Wärmeproduktion mit der Tiefe.

Auswirkungen des hydrostatischen Drucks

Tiefliegende Gesteine sind dem **lithostatischen Druck** (*lithostatic pressure*, die vertikale Normalspannung σ_{zz}) unterworfen, der - so kann angenommen werden - effektiv hydrostatisch (also in alle Richtungen gleich gross) ist und grundsätzlich mit der Dicke und mittleren Dichte der überlagerten Gesteinssäule in Verbindung steht.

$$P_{\text{lith}} = g \int_0^z \rho(z) \cdot dz \quad (14)$$

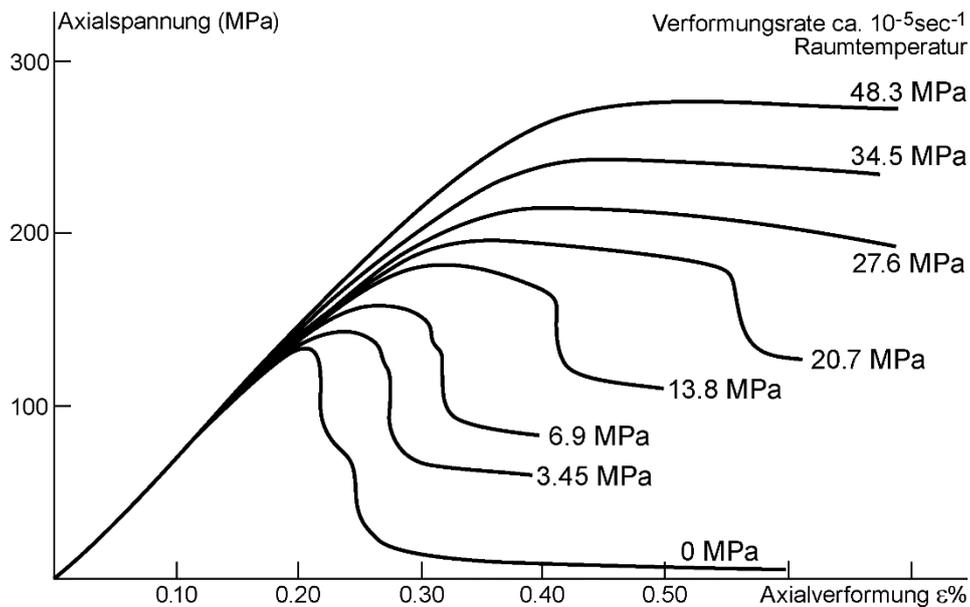
wobei ρ die durchschnittliche Dichte der Überlast, z die Tiefe und g die Schwerebeschleunigung ist. Realistische Umgebungsdrücke für die meisten natürlich verformten Krustengesteine erhöhen sich um 26 MPa / km in der Erdkruste und 35 MPa / km im Erdmantel. Der Druck an der Basis einer 35 km dicken Kruste ist ca. 10 GPa (10 kbar).



Spannungs-Verformungskurven bei Triaxialkompression von Wombeyan Marmor unter verschiedenen Umgebungsdrücken (fette Zahlen, MPa)

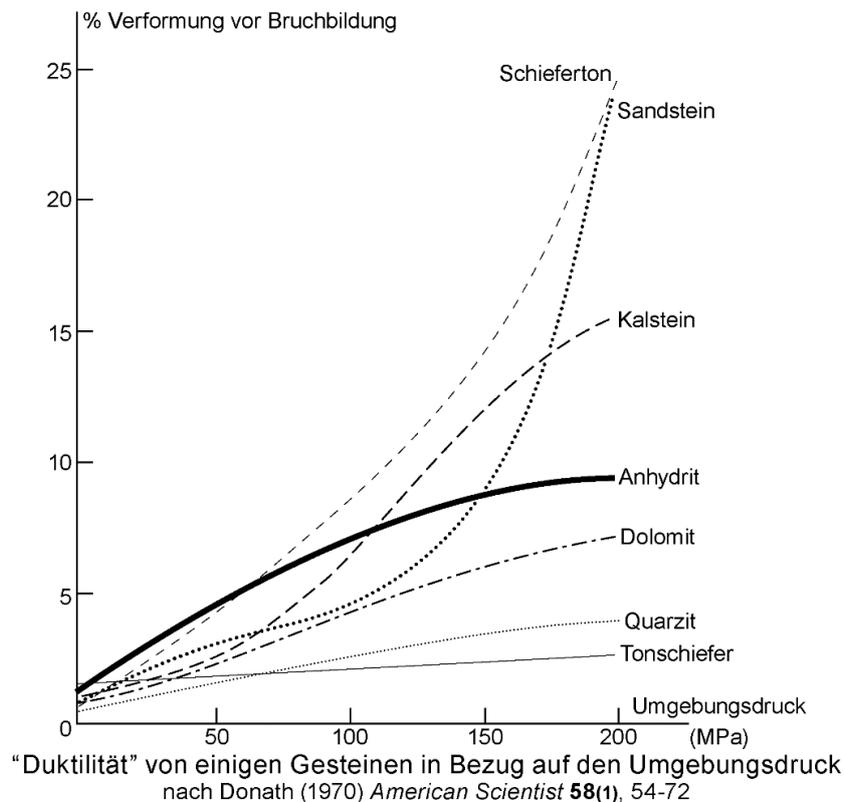
nach Paterson (1978) *Experimental rock deformation - the brittle field*. Springer Verlag, Fig. 47 s.163.

Variationen im **Umgebungsdruck** (*confining pressure*) werden in Experimenten eingeführt, um Spannungen tief in der Kruste und im Mantel zu simulieren. Der hydrostatische Druck (der experimentelle Umgebungsdruck) bewirkt eine elastische Volumenänderung, die von der Kompressibilität des Materials abhängig ist. Die Grösse dieser Volumenänderungen ist unwichtig, ausgenommen bei grosser Tiefe.



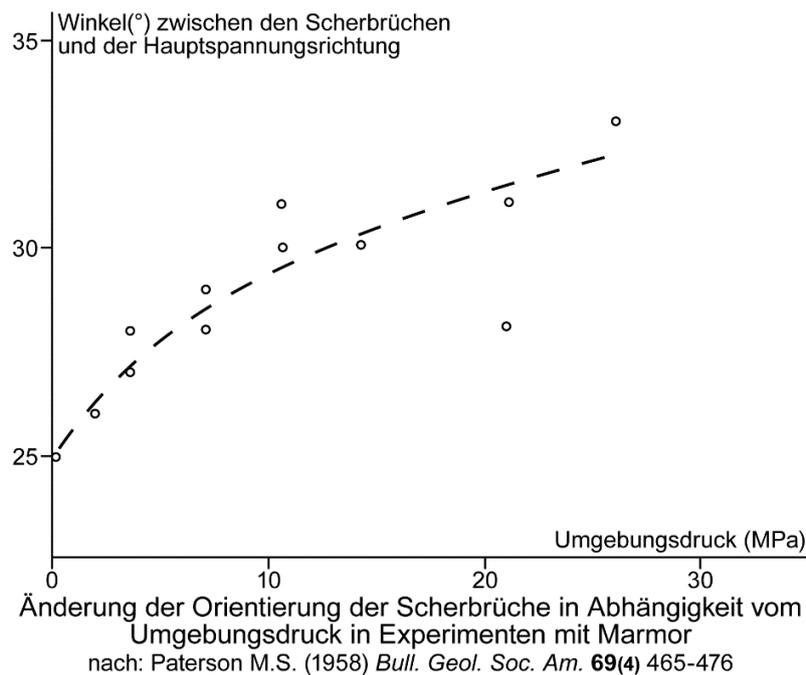
Spannungs-/Verformungskurven für Tennessee Marble unter verschiedenen Umgebungsdruckbedingungen
nach Wawersik & Fairhurst 1970 *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* **7**(5), 561-575

Ein wichtiger Aspekt des zunehmenden Umgebungsdrucks ist, dass er eine bedeutende (in der Regel fast lineare) Zunahme der Fließgrenze sowie der Bruchspannung verursachen wird, was dem Material grössere effektive Festigkeit verleiht, sei es in der Kompression oder in der Streckung. Das bedeutet, eine Erhöhung des Umgebungsdruckes erlaubt eine grössere Verformung vor dem Zerschneiden anzusammeln; sie begünstigt die Fähigkeit der Gesteine duktil zu fließen.



Um es einfach zu erklären: lithostatische Drücke nahe der Erdoberfläche erlauben den Atomen in den Gesteinen sich unter Spannung frei zu bewegen und ihre Bindungen werden deshalb leicht gebrochen. Als Resultat erleiden Gesteine nahe der Erdoberfläche unter genügend Spannung Sprödbüche. Das gleiche Gestein würde sich in mehreren Kilometern Tiefe plastisch verformen, weil der höhere lithostatische Druck die Bewegung von Atomen verhindert und deren Bindungen weniger leicht brechen.

Der Winkel zwischen konjugierten Brüchen vergrößert sich bei Zunahme des Umgebungsdruckes. Die experimentelle Beobachtung ist konsistent mit dem Mohr-Kriterium.



Auswirkung von Porendruck und Unreinheiten

Da der Porendruck hydrostatisch und dem lithostatischen Druck entgegengesetzt ist, ist eine Zunahme des Porendrucks analog zur Abnahme des Umgebungsdrucks. Flüssigkeiten in Gesteinen verringern die Gesteinsfestigkeit (das Versagen tritt bei niedrigeren Differenzspannung auf) und –duktilität (das Versagen tritt bei niedrigeren Verformung auf). Die Kombination von verringerter Duktilität und Festigkeit fördert das Fließen unter hohem Porendruck.

Die Anwesenheit von flüssigen Phasen in sich deformierenden Gesteinen ist auf zwei Arten wichtig.

- Erstens können mineralogische Reaktionen verursacht werden, vor allem bei hohen Temperaturen, die die mechanischen Eigenschaften des Gesteins beeinflussen.
- Zweitens kann als Folge des Porendrucks die Auswirkung des lithostatischen oder Umgebungsdruckes (die effektive Normalspannung) vermindert werden, durch das Entgegenwirken des direkten Drucks zwischen anstossenden Körnern. Der chemische Einfluss ist oft klein, verglichen mit dem mechanischen Einfluss des Porendrucks, der ausgedrückt wird durch:

$$P_{\text{eff}} = P_{\text{lith}} - P_{\text{flui}} \quad (14)$$

wobei P_{eff} der effektive Druck auf festes Material darstellt, P_{lith} für den Umgebungsdruck steht, und $P_{\text{fluid}} = \text{Porendruck}$.

Ein **Koeffizient des Porendrucks**, (*coefficient of fluid pressure*) λ , wird häufig verwendet, um das Verhältnis des Porendrucks zur lithostatischen Last auszudrücken:

$$\lambda = P_{\text{flui}} / P_{\text{lith}} \quad (15)$$

Übung

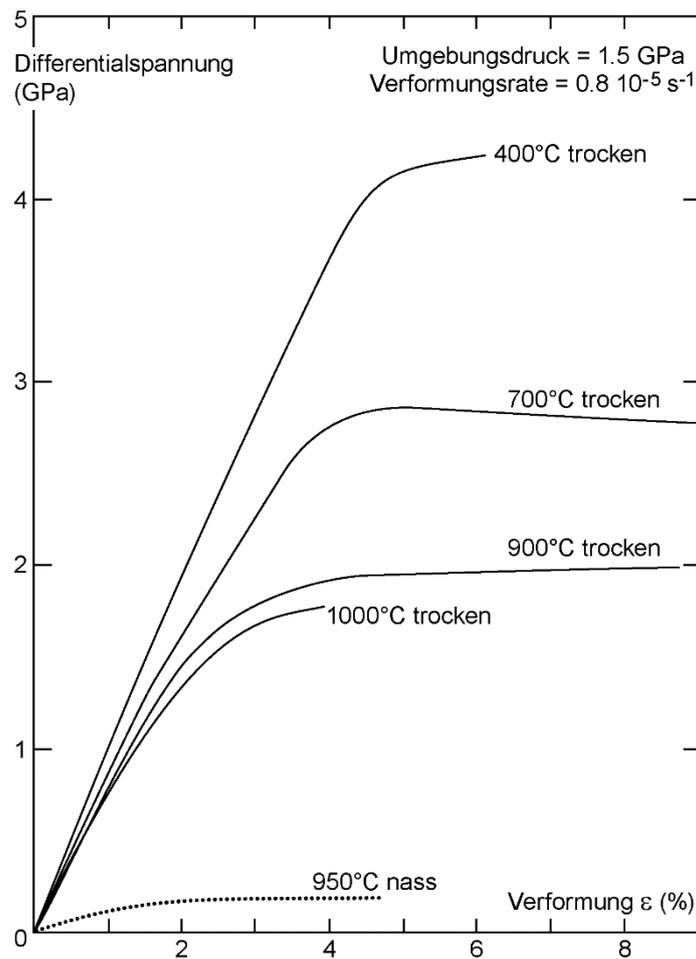
Berechnen Sie den Koeffizienten des Porendruckes im oberen Bereich der Kruste, in dem Brüche die Oberfläche erreichen.

Die Gesamtdichte der Gesteine ist $2400 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Wasserdichte = $1000 \text{ kg} / \text{m}^3$, (Säulenbildung in offenen Brüchen) und $\lambda = 0,42$

Für fluidgesättigtes Gestein, in dem der Porendruck sehr hoch sein kann, wird die Auswirkung des Umschliessungsdrucks aufgehoben, und die Festigkeit eines Gesteins wird zu Bedingungen nahe der Erdoberfläche reduziert. In Bohrlöchern kann hoher Porendruck zum Zerbrechen der Gehäuse- oder Wandsteine führen, während niedrige Porendrücke für das Ausbrechen und Schliessen der Bohrung verantwortlich sind.

Die Auswirkung von hohem Porendruck bei hohen Temperaturen auf Gesteine ist aus den Spannungs-/Verformungskurven für nasse und trockene Quarzkristalle ersichtlich. Die Spannung für die Fliessgrenze bei 950°C in nassem Quarz ist nur etwa ein Zehntel verglichen mit trockenem Quarz bei derselben Temperatur. In diesem Fall wird die Duktilität durch das Vorhandensein von Wasser erhöht. So kann man erkennen, warum gewisse Materialien, die auch bei hohen Temperaturen gewöhnlich fest sind, unter metamorphen Bedingungen bei Vorhandensein von wasserhaltigen Flüssigkeiten fließen können.



Verformungs-/Spannungskurven von nassen und trockenen natürlichen Quarzkristallen
nach Griggs 1967 *Geophysical Journal International* **14** (1-4) 19-31

Vergleichsweise ist die Aktivierungsenergie in Gleichungen (10) und (12) abhängig von jeder fluiden Phase oder Unreinheit, wie z.B. die Abhängigkeit der Diffusion von CO_2 durch die Kalzitstruktur oder Anteile von (OH) in der Quarzstruktur. Unreinheiten verkleinern in der Regel die Fließgrenzwerte und vergrössern das Viskositätsfeld in den Spannungs-/Verformungskurven.

Plastische Eigenschaften der Gesteine

Die Rheologie polymineralischer Gesteine wird durch das Verhalten der schwächsten Mineralien gesteuert, unter der Bedingung, dass die schwächsten Mineralien im Gestein miteinander vernetzt sind (allgemein ab 30% Volumenanteil). Da die natürlichen Gesteine meist polykristalline

Materialien sind, gibt es einige mathematische Techniken, wie die von Reuss und Voigt, um die Materialeigenschaften effektiv aus den einzelnen Phasen zu berechnen. Diese Techniken berücksichtigen die Volumenanteile der verschiedenen Komponenten, ihre physikalischen Eigenschaften aber eben nicht deren relative Anordnung.

Vereinfachte Berechnungen berücksichtigen nur Mischungen aus zwei laminierten oder linearen (Fasern), isotropen, rein elastischen oder rein viskosen Phasen. Das Voigt-Modell (axiale Belastung der Lamellen oder Fasern, Verformung ist überall gleichmässig) ergibt die oberen "Grenzen" der möglichen untersuchten effektiven Parameter. Das Reuss-Modell (senkrechte Belastung, Spannung ist überall gleichmässig) sagt die unteren "Grenzen" voraus. Die die wirkliche Antwort könnte zwischen diesen beiden Lösungen liegen. Komplexere Lösungen (z.B. Hashin-Shtrikman-Grenzen) wurden in den Materialwissenschaften entwickelt.

FESTIGKEITSPROFILE

Aufgrund der bekannten Grössen und Geschwindigkeiten der Plattenbewegungen, wurde die Rheologie der Lithosphäre als viskos angenommen. Jedoch zeigen verschiedenartige Beobachtungen, dass sich die Rheologie mit der Tiefe ändert. Geologen haben beobachtet, dass sich die Gesteine in den oberen krustalen Niveaus spröde verformt haben und in den tieferen krustalen Niveaus duktil verformt haben. Unterstützend tritt Seismizität innerhalb der oberen Kruste der starken und dünnen ozeanischen Lithosphären sowie in den verhältnismässig schwächeren und dickeren kontinentalen Lithosphären auf. Die rheologischen Modelle der Lithosphäre sollten diese Veränderungen erklären. Sie werden grafisch als Profile der Festigkeit gegen die Tiefe zusammengefasst und werden **Festigkeitsprofile** (*yield-strength envelopes*) genannt.

Festigkeitsprofile verwenden intuitive Beziehungen der Stoffgesetze, welche die lithosphärische Rheologie bestimmen. Die erste intuitive Grundregel ist die der Mindestanstrengung: ein Gestein bricht dann wenn es weniger an Spannung erfordert als zu fließen, und umgekehrt, entsprechend den betrachteten physikalischen Bedingungen. Mindestens zwei gegensätzliche und überlagerte lithosphärische Bereiche werden unterschieden: (1) Druckabhängige Bereiche mit festem elastischen Verhalten in denen die Gesetze der Bruchbildung leicht verfolgt werden und (2) temperaturabhängige Bereiche mit leichteren duktilen, nichtlinearen (viskosen oder plastischen) Fließgesetzen.

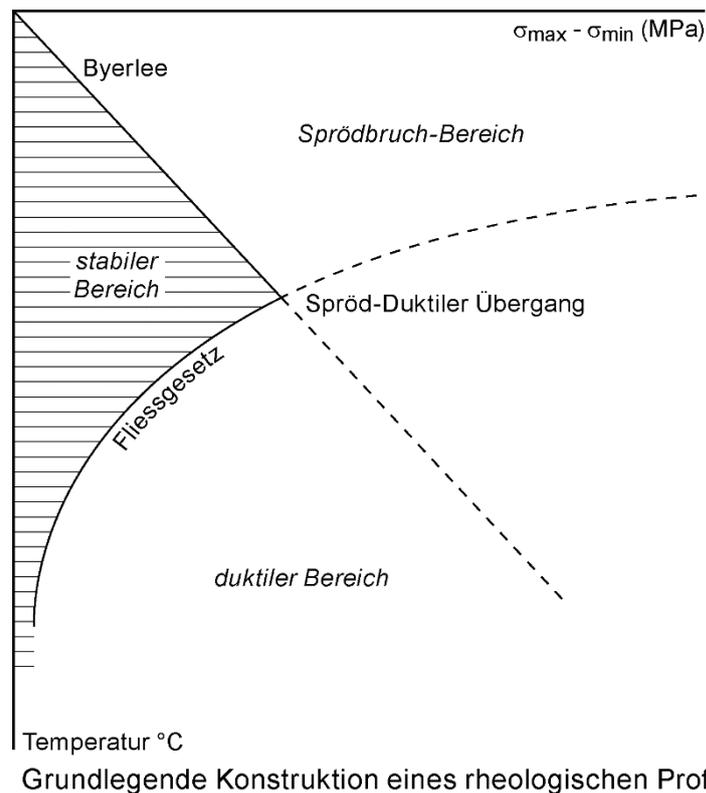
Konstruktion

Die Konstruktion der Festigkeitsprofile basiert auf Überlegungen von zwei Forschern, deren Namen mit dem resultierenden Modell verbunden sind: "Brace-Goetze Lithosphäre". Diese Modelle kombinieren die spröden und duktilen Deformationsgesetze in ein einfaches Festigkeitsprofil der Lithosphäre, d.h. das Profil der maximalen Gesteinsfestigkeit in Abhängigkeit von der Tiefe.

Wenn man annimmt, dass die rheologischen Daten, die man in Labortests zur Mechanik von kalten (spröden) und heissen (duktilen) Gesteinen und Mineralien gewonnen hat, in geologisch relevanten makroskopischen Skalen und Zeiten gültig bleiben, können diese dazu benützt werden, um Modelle erster Ordnung der maximalen Gesteinsfestigkeit in Abhängigkeit von der Tiefe in der betrachteten Lithosphäre zusammenstellen. Die **integrierte Festigkeit** (*integrated strength*) dieser Lithosphäre (in Nm^{-1}) wird durch die Integration über die Tiefe des versammelten rheologischen Profils definiert.

Spröde Bereiche

Den oberen Teil der Lithosphäre kann man auf eine Vielzahl von Zeiträumen (Hunderte von Millionen Jahren) als elastisch ansehen. Diese Hypothese erklärt die Tatsache, dass schwere Lasten wie **Tiefseeberge** (*seamounts*) und Gebirge von der Lithosphäre über Hunderte von Millionen Jahren gestützt werden. Auch auf kürzere Zeiträume betrachtet verhält sich die Erde elastisch wie im Falle von Erdbeben und der Ausbreitung seismischer Wellen. Der wichtigste Aspekt des elastischen Verhaltens von Gesteinen für geodynamische Prozesse liegt in der Tatsache, dass die Lithosphäre fest und im Stande ist, grosse tektonische Spannungen über lange Zeiträume hinweg zu tragen und aufzufangen.



Elastizität steuert das Spannungsfeld in den „steifen“ Gebieten, was wiederum die Position und Zeit der Deformation in den „nicht-steifen“ Gebieten kontrolliert. Das bedeutet, dass es unmöglich ist den Spannungszustand der Lithosphäre abzuschätzen, ohne die Effekte der Elastizität zu betrachten.

Spannungen in der Erde können nicht die Festigkeit der Gesteine übersteigen. Der obere Teil des lithosphärischen Festigkeitsprofils benützt das Byerlee'sche Reibungsgesetz für die begrenzende Festigkeit und nimmt einen hydrostatischen Porendruckgradienten an. Mit diesem Gesetz, das eine Null-Festigkeit an der Oberfläche beinhaltet (die Bruchbildungsumhüllende geht durch den Ursprung des Diagramms) wird angenommen, dass die obere Kruste von vielen Störungen jeglicher Form und Grösse durchzogen ist. Der entsprechende Deformationsprozess ist folglich das Gleiten entlang solcher bereits existierender Flächen. Ebenfalls wird ein(e) Anderson Spannungszustand und Bruchorientierung angenommen (das bedeutet, dass eine der Hauptspannungen vertikal ist und die konjugierten Bruchflächen einen spitzen Winkel bilden, der von der maximalen Hauptspannung halbiert wird).

Nach dem Byerlee'schen Gesetz nimmt die spröde Festigkeit der Gesteine linear mit der Tiefe zu und ist materialunabhängig. Demnach nimmt die spröde Scherfestigkeit der Lithosphäre in den Schichten der Kruste und des Erdmantels ungefähr linear mit der Tiefe zu.

Duktile Bereiche

Der untere Teil des lithosphärischen Festigkeitsprofils basiert auf der Extrapolation von relevanten Temperaturen eines Exponentialgesetzes (Gleichung 11) für das stabile Fließen eines geeigneten Gesteines (z.B. nasser Quarzit). Es wird im Allgemeinen angenommen, dass das durchschnittliche viskose Hauptverhalten der Lithosphäre durch ein nicht-lineares, temperatur- und spannungsabhängiges Gesetz beschrieben werden kann. Die viskose Festigkeit der Gesteine ist eine starke Funktion der Materialeigenschaften, der Verformungsrate und der Temperatur. Die gekrümmte Festigkeitskurve von Gesteinen in duktiler Verformung ist grösstenteils unempfindlich gegenüber Druckschwankungen (d.h. Tiefe), nimmt aber wegen thermischer Schwächung exponentiell mit der Tiefe ab. Folglich wird sich die viskose Scherfestigkeit vermutlich mit der Tiefe verringern. Abhängig vom Spannungszustand, der Korngrösse und der Zusammensetzung, folgen Gesteine mit einem nicht-linearen viskos/rheologischen Stoffgesetz bei gemässiger Temperatur/Tiefe, einem linearen newtonischen Gesetz bei sehr hohen Temperaturen.

Um die Festigkeit der Lithosphäre zu berechnen, müssen eine Verformungsrate und ein geothermischer Gradient an die entsprechenden Gesteine (z.B. nasser Quarzit in der Kruste, Olivin im Mantel) angewandt werden.

Effekt des Spannungsregimes

Die Mohr-Konstruktion zeigt, dass die Normalspannung σ_N und die Scherspannung σ_S mit den maximalen und minimalen Hauptspannungen zusammenhängen:

$$\sigma_N = \sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta \quad (16)$$

und

$$\sigma_S = \frac{1}{2} \sin 2\theta (\sigma_1 - \sigma_3)$$

auf einer Fläche, deren Normale einen Winkel θ mit σ_1 bildet (welcher der gleiche Winkel wie zwischen der Störungsfläche und σ_3 ist, Skript Spannungen).

Die Anwendung des Byerlee'schen Gesetzes auf die Lithosphäre erfordert, dass es in Hauptspannungen umgeschrieben wird, anstatt die Normal- und Scherspannung zu benutzen. Dadurch muss die totale Differentialspannung $(\sigma_1 - \sigma_3)$ bekannt sein, die nötig ist, um Bruchgleiten auszulösen. Zu diesem Zweck ersetzt man die Gleichungen (16) in Gleichungen (8) und (9).

$$\text{Für } \sigma_N \leq 200 \text{ MPa :} \quad (1/2) \sin 2\theta (\sigma_1 - \sigma_3) = 0.85 (\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta)$$

$$\text{Für } 200 \leq \sigma_N \leq 2000 \text{ MPa} \quad (1/2) \sin 2\theta (\sigma_1 - \sigma_3) = 50 + 0.6 (\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta)$$

Erinnerung an die trigonometrische Identität $\sin 2\theta = 2 \sin \theta \cos \theta$

$$\text{Für } \sigma_N \leq 200 \text{ MPa :} \quad (\sin \theta \cos \theta) (\sigma_1 - \sigma_3) = 0.85 (\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta)$$

$$\text{Für } 200 \leq \sigma_N \leq 2000 \text{ MPa} \quad (\cos \theta \sin \theta) (\sigma_1 - \sigma_3) = 50 + 0.6 (\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_3 \sin^2 \theta)$$

Durch die Entwicklung dieser Gleichungen, um σ_1 und σ_3 zu gruppieren, erreicht man:

$$\text{Für } \sigma_N \leq 200 \text{ MPa :} \quad \sigma_1 = \frac{\sin \theta (\cos \theta + 0.85 \sin \theta)}{\cos \theta (\sin \theta - 0.85 \cos \theta)} \sigma_3 = \tan \theta \frac{(\cos \theta + 0.85 \sin \theta)}{(\sin \theta - 0.85 \cos \theta)} \sigma_3$$

$$\text{Für } 200 \leq \sigma_N \leq 2000 \text{ MPa} \quad \sigma_1 = \frac{\sigma_3 \sin \theta (\cos \theta + 0.6 \sin \theta)}{\cos \theta (\sin \theta - 0.6 \cos \theta)} + \frac{50}{\cos \theta (\sin \theta - 0.6 \cos \theta)}$$

$\theta = \pi/3$ als Standardwinkel für numerische Anwendung annehmend, wird das Byerlee'sche Gesetz in den Hauptspannungen wie folgt ausgedrückt:

$$\begin{array}{lll} \sigma_1 = 4.85 \sigma_3 \approx 5 \sigma_3 & \text{für} & \sigma_3 < 101 \text{ MPa} \\ \sigma_1 = 3.12 \sigma_3 + 176 & \text{für} & \sigma_3 > 101 \text{ MPa} \end{array}$$

Übung

Zeichnen Sie ein Mohr Diagramm, das sich auf die letzten Gleichungen bezieht, und diskutieren Sie, wie es mit dem Byerlee'schen Gesetz übereinstimmt.

In einem(r) Anderson Spannungszustand und Bruchorientierung, ist die Bedingung für Bruchbildung durch den Maximalwert der Differentialspannung gegeben:

$$(\sigma_v - \sigma_h)$$

wobei σ_h und σ_v die vertikalen und horizontalen Spannungen sind. In der Erde entsteht σ_v normalerweise aufgrund des Gewichts der Überlast (Gleichung 13). In Extension gilt $\sigma_v = \sigma_1$ und in Kompression $\sigma_v = \sigma_3$.

Für niedrige Spannungen, in Extension:

$$\sigma_3 = \sigma_h \approx \sigma_1/5 = \rho \cdot g \cdot z/5$$

Die Bedingung für Bruchbildung ist dann:

$$(\sigma_v - \sigma_h) = 4\rho \cdot g \cdot z/5$$

Ersetzt man $g = 9.81 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ und $\rho = 2800 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ergibt sich eine Steigung von $21.97 \text{ MPa}\cdot\text{km}^{-1}$ für Extension. Für hohe Spannungen ist die Steigung $18.6 \text{ MPa}\cdot\text{km}^{-1} + 67.7 \text{ MPa}$.

In Kompression tritt Bruchbildung dann auf, wenn die horizontale Druckspannung einen Wert erreicht hat, der genügt um die horizontale Spannung auszugleichen. Dies tritt auf wenn:

$$\sigma_h = 5\rho \cdot g \cdot z \quad (17)$$

Die Bedingung für Bruchbildung ist dann:

$$(\sigma_v - \sigma_h) = -4\rho \cdot g \cdot z \quad (18)$$

Ersetzt man g und ρ ergibt sich eine Steigung von $-109,87 \text{ MPa}\cdot\text{km}^{-1}$ für Kompression. Für hohe Spannungen ist die Steigung $-57.7 \text{ MPa}\cdot\text{km}^{-1} - 210 \text{ MPa}$.

Zusammenfassend: Auswirkungen von Zug und Druck sind nicht symmetrisch.

Das Byerlee'sche Gesetz gibt einen unteren Grenzwert für die kritische Spannung an, da es annimmt, dass die Lithosphäre bereits zerbrochen ist. Seismische Wellen pflanzen sich jedoch durch die Lithosphäre fort. Das zeigt, dass die Gesteine durch elastisches Verhalten dominiert werden und dass der normale Spannungszustand der Lithosphäre lithostatisch ist. Bruchbildung sollte für ein perfekt elastisches Material betrachtet werden. In einem perfekt elastischen Körper sind die Hauptspannungen gegeben durch:

$$\sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_1 \left[\nu / (1 - \nu) \right]$$

wobei ν der Poisson-Koeffizient (Gleichung 2) für Gesteine ungefähr 0,25 ist. Folglich gilt in der elastischen Lithosphäre:

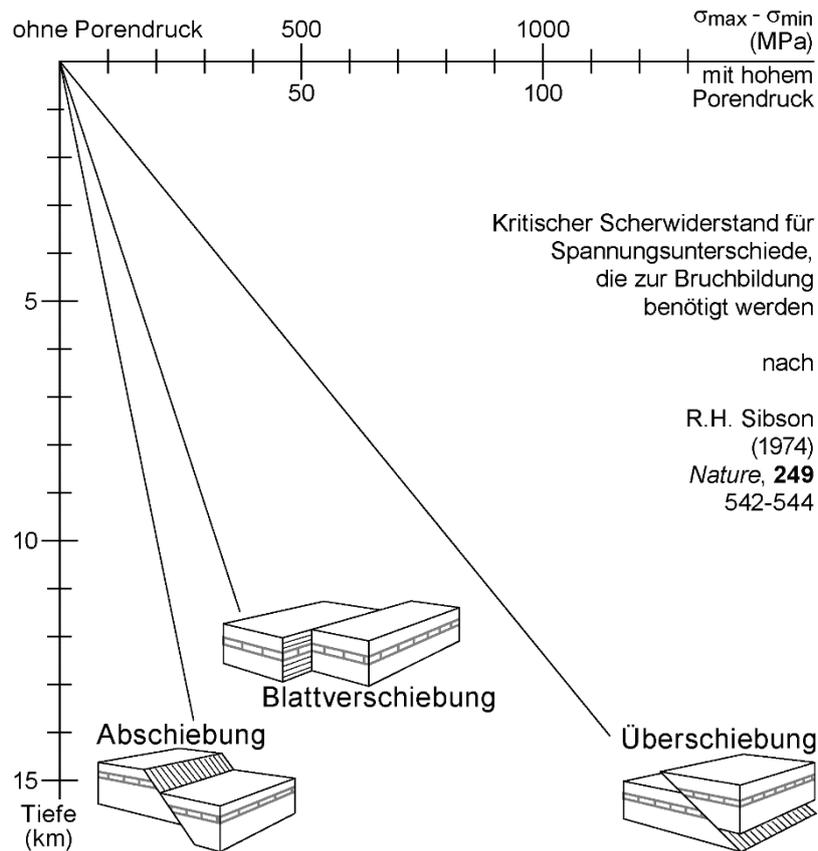
$$\sigma_1 = 3 \sigma_3$$

Wenn man das Gewicht der Überlast für die Hauptbelastungen einsetzt, sieht man, dass Bruchbildung auftritt wenn:

$$\text{In Extension} \quad (\sigma_v - \sigma_h) = \rho \cdot g \cdot z - (\rho \cdot g \cdot z/3) = 2 \rho \cdot g \cdot z/3 \quad (19)$$

$$\text{In Kompression} \quad (\sigma_v - \sigma_h) = \rho \cdot g \cdot z - 3 \rho \cdot g \cdot z = -2 \rho \cdot g \cdot z \quad (20)$$

Die gleichen Werte für g und ρ wie oben ergeben eine Steigung von $18.3 \text{ MPa}\cdot\text{km}^{-1}$ in Extension und $-54.9 \text{ MPa}\cdot\text{km}^{-1}$ in Kompression.



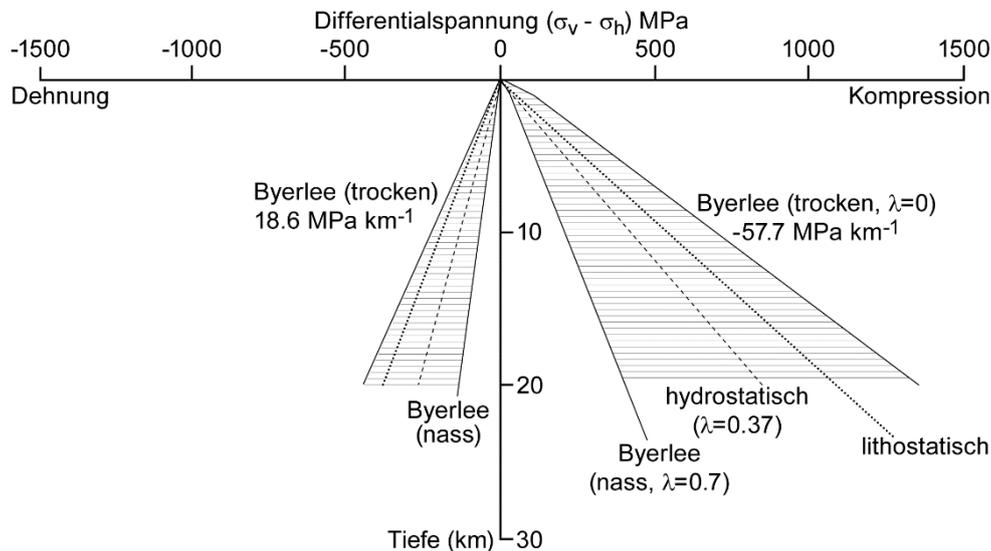
Der Anstieg der Reibungsfestigkeit mit der Tiefe ist unterschiedlich für Abschiebungen, Überschiebungen und Blattverschiebungen, aufgrund ihrer unterschiedlichen Orientierung zur vertikalen Spannung. Die Spannung die für Überschiebungen benötigt wird, ist sehr viel grösser als die Spannung für Abschiebungen. Die Spannung, die für Blattverschiebungen benötigt wird, liegt irgendwo dazwischen. Die minimalen Spannungsgrößen für die Bewegung auf Abschiebungen sind nur etwa ein Viertel der Spannungen, die zur Bewegung auf Überschiebungen benötigt werden und nur etwa die Hälfte von denen bei Blattverschiebungen.

Effekt des Porendrucks

Wasser kann ein Gestein durch hydrolytische Schwächung und diffusive Prozesse schwächen und sein duktilen Fließen fördern. Darüber hinaus ändert der Porendruck das Coulomb'sche Reibungsbruchkriterium (Gleichung 7), welches das spröde Verhalten der meisten Gesteine ausreichend beschreibt. Das Coulombreibungsgesetz kann wie folgt geschrieben werden:

$$\sigma_1 - \sigma_3 \geq \beta \rho g z (1 - \lambda) \quad (21)$$

wobei die gleichen Abkürzungen die gleichen Größen wie in den vorhergehenden Gleichungen beschreiben: ρ ist die durchschnittliche Dichte der Gesteine über die Tiefe z und λ ist das Verhältnis von Porendruck zu lithostatischem Druck (Gleichung 15). Der typische hydrostatische Wert für $\lambda = 0.4$. β ist ein numerischer Parameter vergleichbar mit dem Reibungskoeffizienten μ der Gleichung (8) und hängt von der Art der Bruchbildung ab, mit Werten von 3, 1.2 und 0.75 jeweils für Überschiebung, Blattverschiebung und Abschiebung. Diese Variablen erlauben eine Neuformulierung der Versagensbedingungen für jedes tektonische Regime. Dies geschieht mit der Beziehung zwischen Normal- und Scherbeanspruchung (Gleichungen 16) und der Gleichungen mit Porendruck:



Festigkeitsprofile für trockene und nasse Bedingungen in der Kruste

Die rheologischen Gleichungen sind:

für Überschiebungen:
$$(\sigma_1 - \sigma_3) = \frac{2[c + \mu \rho g z (1 - \lambda)]}{(\mu^2 + 1)^{1/2} - \mu} \quad (22)$$

für Abschiebungen:
$$(\sigma_1 - \sigma_3) = \frac{-2[c + \mu \rho g z (1 - \lambda)]}{(\mu^2 + 1)^{1/2} + \mu} \quad (23)$$

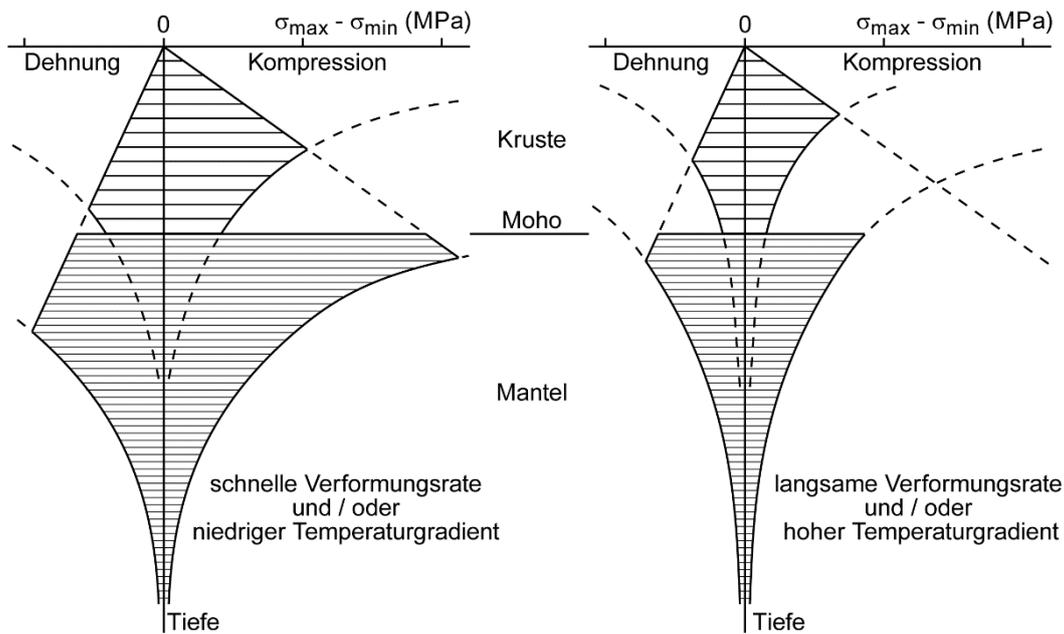
für Blattverschiebungen:
$$(\sigma_1 - \sigma_3) = \frac{2[c + \mu \rho g z (1 - \lambda)]}{(\mu^2 + 1)^{1/2}} \quad (24)$$

wobei μ der Reibungskoeffizient ist.

Dieser vereinfachte Ausdruck der Gleichungen (21), (22) und (23) zeigt, dass die Spannung für Gleiten niedriger ist, wenn der lithostatische Umgebungsdruck durch höheren Porendruck verringert wird, d.h. bei höherem λ .

Auswirkung der Verformungsrate

Gleichung 12 zeigt, dass die effektive Viskosität von der Verformungsrate abhängig ist. Die Verformungsrate hat eine vergleichbare Auswirkung wie die Temperatur auf das Verschieben des Exponentialflussgesetzes, meistens nach oben für eine langsamere Verformungsrate oder höhere Temperaturen, nach unten für eine schnellere Rate oder eine niedrigere Temperatur. Diese Verschiebung ändert den Schnittpunkt der duktilen, gekrümmten Kriechkurve mit der spröden, geraden Bruchlinie (Byerlee-Linie). Daher ändert sich für eine gegebene Modell-Lithosphäre mit Schichten konstanter Zusammensetzung die Tiefe und das Spannungsniveau, bei welchen das spröde Versagen auf duktiles Fließen wechselt. Wichtig ist, dass der oberste Mantel gerade unterhalb der Moho bei hohen Verformungsraten spröde bricht.



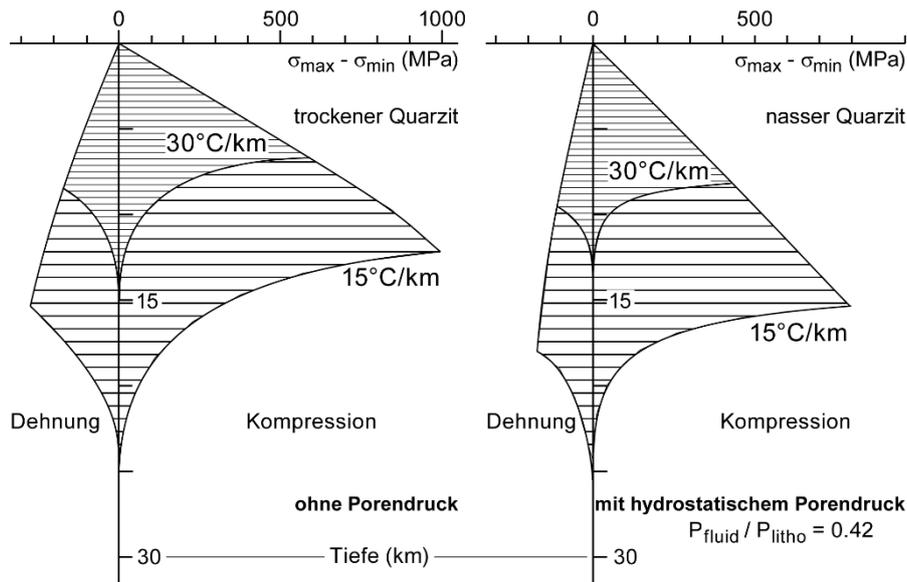
Qualitative Festigkeitsprofile einer zweischichtigen Lithosphäre unter verschiedenen regionalen Verformungsraten

Beschreibung

Ein Festigkeitsprofil zeigt, dass sich die relative Wichtigkeit von Temperatur und Druck in den spröden und duktilen Bereichen der Gesteinsverformung ändert. Das Ergebnis ist asymmetrisch und unterstreicht, dass die Festigkeit beim spröd-duktilen Übergang in Kompression bedeutend grösser ist und in flacheren Bereichen vorkommt als bei Extension. Die Fläche unterhalb des Festigkeitsprofils führt zur **integrierten Festigkeit** (*integrated strength*), die ein Mass für die Gesamtfestigkeit der Lithosphäre ist. Dies bedeutet, dass (1) die integrierte Festigkeit das globale plattentektonische Spannungsfeld überträgt und (2) die treibenden Kräfte der Plattentektonik die lithosphärische integrierte Festigkeit nicht übersteigen können. Dies stellt eine wichtige Begrenzung für die Geodynamik von Ozeanen und Kontinenten dar.

Die Festigkeit, die für den oberen, spröden, reibungsabhängigen Teil der Kruste vorhergesagt wird, hängt nur vom angenommenen Porendruck ab. Da die Steigung des spröden Festigkeitsprofils von der Art der Bruchbildung abhängt, werden zwei Profile zu beiden Seiten einer vertikalen Temperaturachse gezeichnet. Das Profil auf der Seite mit positiven Spannungen entspricht einem Profil in Kompression (Gleichungen 20 und 22) und jenes auf der Seite mit negativen Spannungen entspricht einem Profil in Extension (Gleichungen 19 und 23).

Die Festigkeit, die für den duktilen, unteren Teil vorhergesagt wird, hängt stark vom angenommenen Gesteinstyp, der Temperatur und der Verformungsrate ab. Normalerweise wird die kontinentale Kruste mit einer Quarzrheologie beschrieben. Die Gesteine ändern sich mit der Tiefe und die gleiche Art von Vorhersage kann für jede Mineralphase gemacht werden. Unterschiedliche viskose Umhüllende werden relevant und die Lithosphäre kann rheologisch geschichtet sein. Insbesondere an der Moho sind Mantelgesteine (Olivin) stärker als andere Silikate bei gleichen Temperaturen und besitzen mehr Kriechwiderstand.



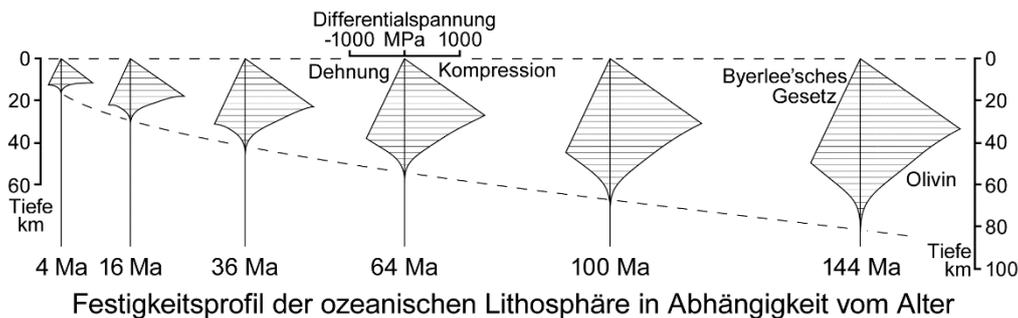
krustale Festigkeitsprofile für konstante Verformungsraten von 10^{-14} s^{-1}
 Effekt von Porendruck und Temperaturgradient

Das Byerlee'sche Gesetz kombiniert mit dem Fließgesetz für Quarz und Olivin, liefert ein maximales Spannungsprofil bis ungefähr 25 km beziehungsweise 50 km. Für einen Temperaturgradient von $15^\circ\text{C}/\text{km}$ ist die Spannung fast Null an der Oberfläche und erreicht ein Maximum von 600 MPa (Quarz) oder von 1100 MPa (Olivin) bei hydrostatischem Porendruck.

Die rheologische Schichtung der ozeanischen Lithosphäre unterscheidet sich von der der kontinentalen Lithosphäre.

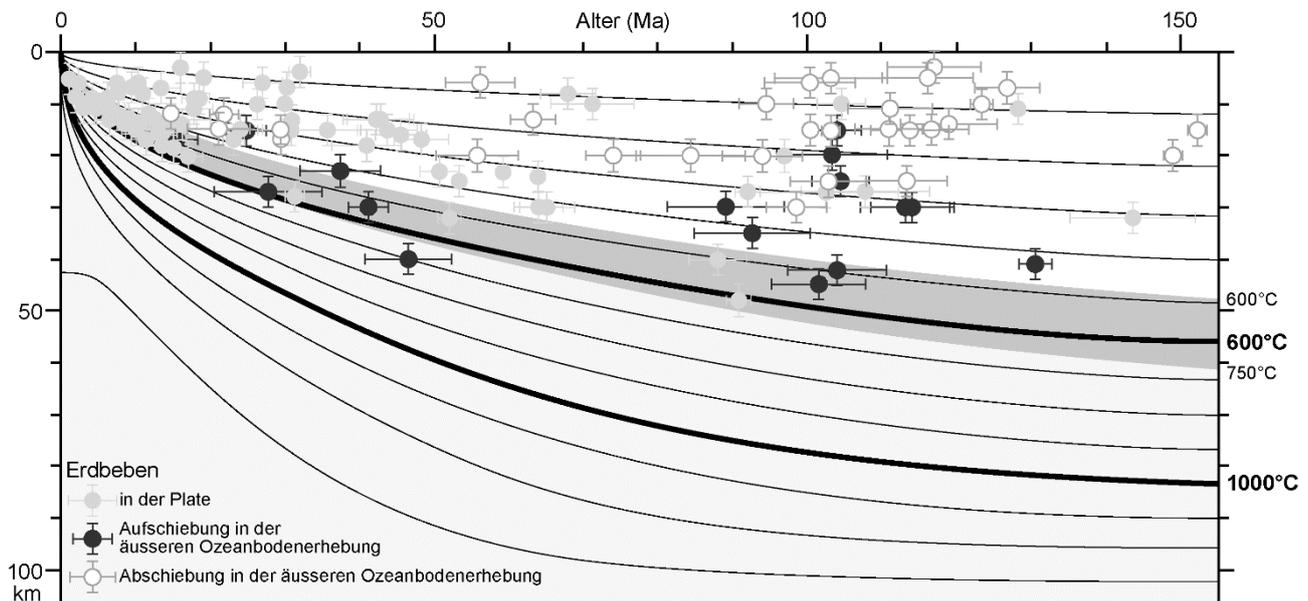
Ozeanische Lithosphäre

Das Festigkeitsprofil der ozeanischen Lithosphäre hat eine einfache Form. Die Basaltkruste hat am mittelozeanischen Rücken beinahe 0 km Dicke und die dünne sedimentäre Bedeckung ist unwesentlich, um die Rheologie der gesamten Lithosphäre zu beeinflussen. Die ozeanische Kruste verdickt sich zu ungefähr 5-7 km durch die Abkühlung des subkrustalen Erdmantels. Die Zusammensetzung einer ozeanischen Lithosphäre ist ziemlich konstant und die Rheologie von Olivin sollte ihr Gesamtverhalten bestimmen. Festigkeitsprofile erhöhen sich zuerst linear mit der Tiefe, was mit dem Byerlee'schen Gesetz übereinstimmt, verringern sich dann exponential entsprechend des exponentiellen Gesetzes für Olivin bis hin zu fast keiner Festigkeit der Asthenosphäre (Etymologie: ohne-Stärke-Sphäre). Da das Byerlee'sche Gesetz für alle Gesteine anwendbar ist, kann das Vorhandensein von Plagioklas und Pyroxen in der kalten basaltischen und gabbroiden Kruste ignoriert werden. Die spröden und viskosen Fließspannungskurven schneiden sich am spröduktilen Übergang.



Festigkeitsprofil der ozeanischen Lithosphäre in Abhängigkeit vom Alter

Während der Abkühlung nimmt die Tiefe des spröd-duktilen Übergangs zu und die Grösse der Fläche unterhalb des Festigkeitsprofils variiert. Das heisst, dass sich die Gesamtfestigkeit der ozeanischen Lithosphäre mit dem Alter erhöht, bis die Lithosphäre eine stationäre Dicke von ungefähr 90-100 km bei einem Alter von 60-80 Ma erreicht. Die Profile werden durch ein einzelnes Festigkeitsmaximum gekennzeichnet.



Isothermen und Erdbebeniefen in ozeanischen Platten
nach Jackson et al. 2008 *Journal of the Geological Society* **165**, 453-465; doi: 10.1144/0016-76492007-109

Übung

Zeichnen Sie die Entwicklung der Mächtigkeit der ozeanischen Lithosphäre vom MOR weg. Nehmen Sie an, dass die Mächtigkeit der ozeanischen Kruste am MOR 5km ist und anschliessend nicht mehr weiter zunimmt. Dagegen wächst die Dicke (D) der ozeanischen Mantellithosphäre gegen unten gemäss der Formel:

$$D(\text{km}) = 10 * \sqrt{\text{Alter in Millionen Jahren}}$$

Berechnen Sie die Mächtigkeit und die mittlere Dichte der Lithosphäre für die Alter 2.5, 5, 10, 20 Ma. Verwenden Sie für die Dichte der ozeanischen Kruste den Wert 2900 kg.m^{-3} und für die Mantellithosphäre den Wert 3300 kg.m^{-3} . Bei welchem Alter und welcher Mächtigkeit erreicht die ozeanischen Lithosphäre dieselbe mittlere Dichte wie die Asthenosphäre (3250 kg.m^{-3})? Kommentieren Sie dieses Resultat.

Kontinentale Lithosphäre

Das Konzept ist schwieriger auf Kontinente anzuwenden, da dort die Kruste heterogener und dicker ist als in den Ozeanen.

Kontinentale Kruste

Die Rheologie der Kruste wird gewöhnlich mit der Rheologie des am häufigsten vorkommenden Minerals, nasser Quarz, beschrieben. Nasser Quarz ist in geringen Tiefen spröd, wird aber bei Temperaturen zwischen $300\text{-}350^\circ\text{C}$ gewöhnlich duktil, was in Tiefen weit über der Moho (um 500°C) ist. Wenn die Kruste unter konstanter Verformungsrate deformiert wird, dann steigt ihre spröde Festigkeit mit der Tiefe an und schneidet die viskose Festigkeitskurve am "spröd-duktilen" Übergang, ungefähr in 15 km Tiefe für einen typischen geothermischen Gradient von 20°C km^{-1} . Die Kruste oberhalb dieses Übergangs verformt sich spröd. Unterhalb dieses Übergangs ist die Kruste viskos und die viskose Festigkeit nimmt mit der Tiefe ab. Der spröd-duktilen Übergang weist die höchsten

Scherspannungen innerhalb der Kruste auf und in dieser Tiefe kann die höchste Momentfreigabe von Intraplatten-Erdbeben angenommen werden. Mit zunehmenden Verformungsraten werden die viskosen Spannungen grösser und dadurch bewegt sich der spröde-duktiler Übergang abwärts, und umgekehrt für abnehmende Verformungsraten.

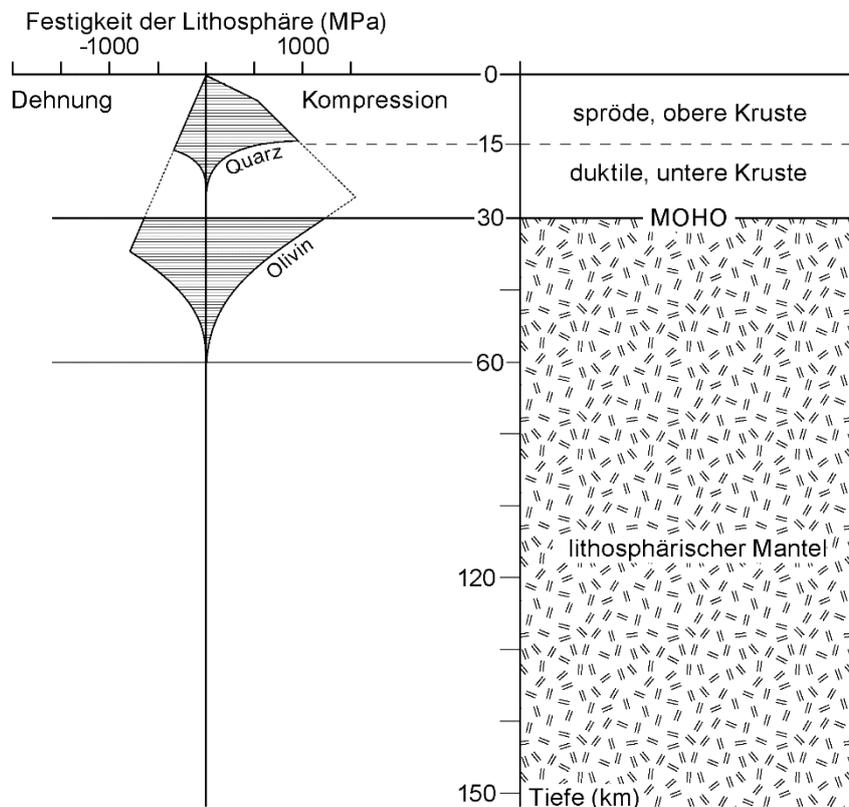
Erdmantel

Unterhalb der Moho wird die viskose Spannungskurve für nassen Quarz durch diejenige für Olivin ersetzt. Olivin weist wesentlich höhere Scherspannungen als Quarz auf und die Moho ist folglich die Region der höchsten Festigkeit der Lithosphäre. Wie für die ozeanische Lithosphäre ist die Festigkeit des kontinentalen lithosphärischen Mantels altersabhängig und am grössten für die ältesten Kratone.

Gesamte Lithosphäre

Bekannte Daten aus Experimenten scheinen aufzuzeigen, dass die untere Kruste direkt überhalb der Moho merklich schwächer ist als der peridotitische Mantel. Demzufolge besitzt die kontinentale Lithosphäre eine (am Boden der Kruste) oder zwei (die vorherige und eine zusätzliche in der mittleren Kruste) weiche duktile Lagen zwischen den spröden Lagen.

Das vorherrschende Modell (allgemein als das "Marmeladensandwich" (jelly-sandwich) Modell bezeichnet) ist das einer festen oberen Kruste, bis ungefähr 15 km Tiefe, die eine weiche mittlere bis untere Kruste (bis 20-30 km) und eine feste untere Kruste bis obersten Mantel überlagert (bis zu der Tiefe, für die das viskose Gesetz von Olivin zutrifft). Auf einem rheologischen Profil sind normalerweise die starken spröden Einheiten, die die Byerlee-Linie erreichen, überlagert und wechseln mit Festigkeits-, „Einbuchtungen“ ab, deren Tiefen ungefähr den Tiefen der duktilen Kruste entspricht. Die kontinentale Lithosphäre ist folglich rheologisch geschichtet. Entsprechend ihrer Form werden diese Diagramme allgemein als "Weihnachtsbaum-Diagramme" (*christmas trees*) bezeichnet. Die Annahme einer rheologisch geschichteten Lithosphäre hat im Allgemeinen eine gute Übereinstimmung mit der Tiefenverteilung von Erdbeben in ozeanischer und kontinentaler Lithosphäre ergeben.



idealisiertes Festigkeitsprofil einer kontinentalen Lithosphäre

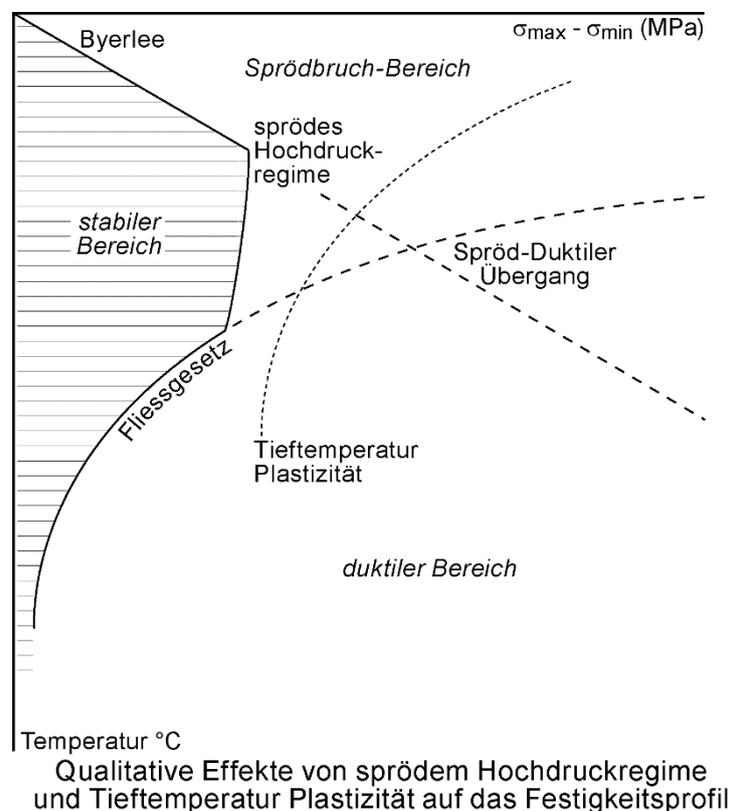
In diesem Modell liegt ein bedeutender Teil der Gesamtfestigkeit im lithosphärischen Mantel. Wo der geothermische Gradient sehr hoch ist, verdicken sich die viskosen Schichten, was die untere Kruste und den Mantel weicher werden lässt. Nach der gleichen Argumentation sind die starren Schichten in den alten, kalten kratonischen Regionen viel mächtiger als in den Regionen mit verdünnter Lithosphäre und hohem Wärmefluss oder in verdickten orogenen Zonen. Das kann eine langfristige Fokussierung der lithosphärischen Deformation in orogenen Zonen erklären. Ist ein Teil der kontinentalen Lithosphäre einmal der Ort einer internen Deformation oder krustalen Verdickung geworden, dann kann er für eine lange Zeit die Deformation konzentrieren, bis er soweit abkühlt, dass die Spannungen unter die Plastizitätsgrenze von Krustengesteinen fallen oder bis die tektonischen Kräfte aufhören.

Die rheologische Schichtung kann kompliziert sein wenn die untere Kruste mafisch oder granulitisch ist. In diesem Fall wird die Rheologie von Plagioklas oder von trockenem Quarz angewendet. Geschmolzene Gesteine können erheblich schwächer sein, was in entkoppelnden Horizonten resultiert, in denen unterschiedliche Rheologien auftreten. Dadurch kann der kontinentale Mantel durch positive thermische Abweichungen, z.B. verursacht durch Plumes, geschwächt werden.

Auf diese Weise kann man viele Schichten und eine Vielzahl von Festigkeitsprofilen auf die kontinentale Lithosphäre anwenden. Kurz gesagt, verhindern die viele Parameter eine einzige Standard-Festigkeit der kontinentalen Lithosphäre zu definieren. Jedoch ist die integrierte Festigkeit für den Kontinent normalerweise kleiner als die des Ozeans gleichen Alters.

Festigkeit des spröd-duktilen Übergangs

Verschiedene Geotherme, Verformungsraten und Mächtigkeiten werden benutzt, um rheologische Modelle zu bilden, welche eine Vielzahl geodynamischer Abläufe umfassen. In jedem Modell schneidet die Kurve für das Fliessgesetz die Kurve für das Byerlee'sche Gesetz in einer bestimmten Tiefe. Der Schnittpunkt der spröden und duktilen Gesetze wird benutzt, um den spröd-duktilen Übergang in der Erde zu kennzeichnen. Er ist der stärkste Teil der Festigkeitsprofile.



Andere Mechanismen wie die Tieftemperatur-Plastizität, können die deviatorischen Spannungen, welche ausgehalten werden können, limitieren. Für dieses Plastizitätsfeld sind keine experimentellen

Daten vorhanden. Tieftemperatur-Plastizität kann durch ein nicht lineares, konstitutives Gesetz ausgedrückt werden, das eine ähnliche Form wie Gleichung (11) besitzt, aber hauptsächlich zu tieferen Temperaturen für ähnliche deviatorische Spannungen verschoben ist. Als Resultat erscheint der spröd-duktilen Schnittpunkt an tieferen Temperaturen und Spannungen als auf dem einfachen Plot.

Hochdruck-sprödes Regime

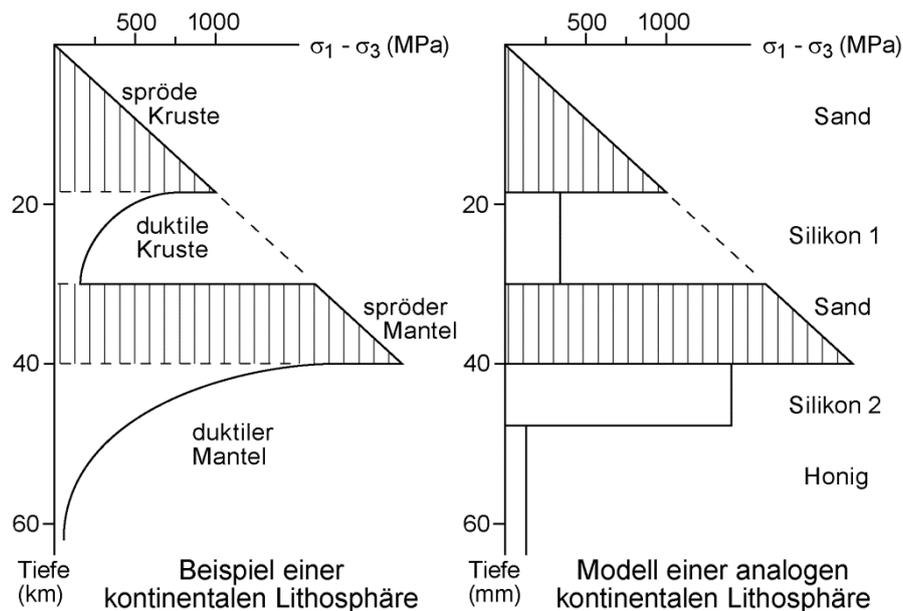
Reibungsgesetze (Byerlee'sches Gesetz) sind experimentell verifizierbar für Umgebungsdrücke bis zu wenigen hundert MPa, was der oberen Kruste entspricht. In den Festigkeitsprofilen werden diese linearen Gesetze üblicherweise in Tiefen der unteren Kruste und sogar des oberen Mantels extrapoliert. Diese Extrapolation ist nur dann gültig, wenn Scherbruchmechanismen druckunabhängig sind. Immer mehr experimentelle Beweise für Granit deuten auf einen Wechsel im Bruchmechanismus bei 250-300°C und ca. 1500 MPa. Ab diesem Punkt ist die Bruchfestigkeit nahezu konstant runter bis auf die Kriechfestigkeitskurve und nimmt mit zunehmender Temperatur ab. Die spröde Zone wird dementsprechend zweigeteilt: Die obere, reibungsabhängige Zone, in der die Festigkeit linear und deutlich mit der Tiefe zunimmt, und die untere, in der die Reibungsfestigkeit fast konstant mit der Tiefe bleibt. Das Ergebnis ist die Herabsetzung der Festigkeit des spröd-duktilen Schnittpunktes.

Niedrigtemperatur-Plastizität (Peierls Kriechen)

Darüber hinaus ist duktiler Kriechen verbunden mit intrakristalliner Versetzungsmobilität, die von einem komplexen Zusammenspiel zwischen Spannung und thermischer Aktivierung abhängt. Insbesondere zeigen Messungen und Berechnungen der Versetzungsdynamik, dass experimentell abgeleitete Kriechkurven die Festigkeit von gesteinsbildenden Mineralien bei niedriger Temperatur überschätzen. Die resultierende Spannungs-Verformungs-Kurve wird durch ein nicht lineares, konstitutives Gesetz ähnlicher Form wie Gleichung (11) ausgedrückt, wird aber hauptsächlich für ähnliche deviatorische Spannungen zu tieferen Temperaturen verschoben. Mit anderen Worten, die Kriechkurve schneidet die spröde Linie bei niedrigeren Spannungswerten als diejenigen, die aus Hochdruckversuchen abgeleitet werden. Extrapoliert auf natürliche Bedingungen, kann die **Niedrigtemperatur-Plastizität** (*low-temperature plasticity*, alias Peierls-Mechanismus) die deviatorische Spannung des spröd-duktilen Schnittpunktes begrenzen.

Anwendung

Das rheologische Wissen ist grundlegend für im Labor durchgeführte skalierte Experimente von Analogmodellen. Diese tektonischen Modelle in Miniaturausgabe sind Versuche die Deformation in der Lithosphäre (insbesondere grossräumige Hauptmerkmale wie sedimentäre Becken und Orogene) unter definierten Lastbedingungen begreifbar zu machen und mechanisch zu simulieren. Analogmodelle ergänzen die numerischen Modelle, weil die zugehörigen Beschränkungen jeder Methode unterschiedlich sind.



Theoretisch ergeben die rheologischen Profile der Lithosphäre eine untere Grenze für deren Festigkeit weil sie Spannungsgrößen beschreiben, die benötigt werden, um günstig orientierte Störungen zu aktivieren. In der Praxis liefern sie nur einen qualitativen Anhalt zur tatsächlichen Festigkeit, d.h. die grösste mögliche Spannung in Abhängigkeit von der Tiefe. Profile zeigen, dass die meiste Gesamtfestigkeit der Lithosphäre in der seismogenen Kruste liegt. Es ist auch klar, dass der thermische Aufbau einer sich verformenden Platte und folglich ihr Alter, sehr wichtig ist für den Mechanismus eines Phänomens. Solche Modelle werden dazu benützt, beobachtete Unterschiede im kristalen Aufbau einer verformten kontinentalen und ozeanischen Lithosphäre zu analysieren.

Einschränkungen

Gewisse Ungewissheiten begrenzen eine direkte Einschätzung der Rheologie der Lithosphäre. Eine genaue Kenntnis der Zusammensetzung der Gesteine in der Lithosphäre ist nicht möglich. Jedoch sind Gesteine heterogene Mineralaggregate, die aus einigen Hauptmineralien zusammengesetzt sind.

Zusammensetzung

Eine genaue Kenntnis der Zusammensetzung der Gesteine in der Lithosphäre ist nicht möglich. Jedoch sind Gesteine heterogene Mineralaggregate, die aus einigen Hauptmineralien zusammengesetzt sind. Die erste Annahme ist, dass die Hauptbestandteile die Rheologie der Gesamtheiten bestimmt. Gesteine werden daher auf ihre wichtigsten Bestandteile wie Feldspat und Quarz in der kontinentalen Erdkruste und Olivin im Erdmantel vereinfacht.

Ozeanische Lithosphäre

Die ozeanische Kruste ist basaltisch und nass. Nasse Basalte sind folglich die Bezugsrheologie.

Kontinentale Lithosphäre

Der Aufbau der kontinentalen Lithosphäre wird von drei Informationsquellen gewonnen: (a) seismische Daten (b) Petrologie der Oberflächenaufschlüsse und (c) Xenolithdaten. Alle führen zu sehr breiten rheologischen Näherungswerten.

Die Zusammensetzung der oberen kontinentalen Kruste wird gewöhnlich dominiert von Granitoiden, quarz-reichen Sedimenten und quarz-führenden Schiefern. Quarz könnte somit die Gesamtrheologie der oberen kontinentalen Kruste kontrollieren. Da der obere Teil der Kruste wasserreich ist, werden die rheologischen Parameter des nassen Quarzits als bester Näherungswert genommen.

Der Hauptteil der unteren kontinentalen Kruste zeigt im Allgemeinen seismische Geschwindigkeiten, die mit mafischen Gesteinen kompatibel sind. Jedoch können in einigen Regionen felsische Zusammensetzungen vorherrschen. Dementsprechend wird das mechanische Verhalten der

kontinentalen unteren Kruste mit den Kriechparametern von mafischen und felsischen Granuliten und auch von nassen oder trockenen Diabasen modelliert.

Diese krustale Abfolge ruht auf einem ultramafischen oberem Mantel. Deshalb sollten die Fliesseigenschaften von Olivin und von Peridotiten repräsentativ für das Verhalten des oberen Mantels sein. Eine nasse Rheologie kann für den kontinentalen lithosphärischen Mantel in den Zonen angenommen werden, die vor kurzem durch Subduktion der ozeanischen Lithosphäre und post-paläozoischen tektonischen und thermalen Ereignissen beeinflusst wurden; hingegen kann eine trockene Rheologie für ältere Regionen relevanter sein.

Zustandsgrößen

Eine weitere Ungewissheit kommt hinzu durch Fehleinschätzung der Zustandsvariablen wie z.B. Druck, Temperatur, Grösse der Scherspannungen, Korngrösse und Porendruck. Temperatur und Korngrösse haben einen direkten Einfluss auf das Kriechverhalten von Gesteinen, während der effektive Druck die Reibung innerhalb von Störungen kontrolliert. Die thermische Abkühlung der Lithosphäre zeigt eine Abhängigkeit der Rheologie vom Alter der Lithosphäre an.

Thermische Bedingungen in der kontinentalen Lithosphäre werden durch Annahmen über die Tiefenverteilung von wärmeproduzierenden Elementen und entweder festgelegter Temperatur der Asthenosphäre oder mit einem gewissen Wärmefluss über die Lithosphäre-/ Asthenosphärengrenze modelliert.

Der lithostatische Druck kann aus der Überlagerungslast innerhalb von angemessenen Grenzen geschätzt werden. Der effektive Druck (Gleichung 14) ist viel weniger sicher. Jedoch ist die typische krustale Permeabilität so, dass ein Porendruck, dergrosser ist als der lithostatische Druck, nicht über geologisch relevante Zeiträume aufrechterhalten werden kann.

Die Scherspannung reicht von 1 bis 150 MPa in Tiefen zwischen 1 und 100 km. Vermutlich überschätzt die lineare Extrapolation des Byerlee'schen Gesetzes die Scherspannung in Tiefen von mehr als 5-10 Kilometern (sie stimmt für Spannungen im KTB Bohrloch bei 8 Kilometern Tiefe; allerdings findet man nur 150 MPa bei 11 km im Kola Bohrloch).

Schlussfolgerungen

Die Rheologie bietet explizite Gleichungen, quantitative konstitutive Gesetze, die die Reaktionen der Gesteine zu inhärenten physikalischen Eigenschaften und verliehene Kräften vorhersehbar machen.

Der Umgebungsdruck erhöht die Gesteinsfestigkeit.

Zunehmende Temperatur schwächt die Gesteine.

Flüssigkeiten schwächen die Gesteine, während hoher Porendruck den effektiven Druck verringert.

Mit der Tiefe überwindet die Temperatur den Verstärkungseffekt des Umgebungsdrucks, der im Allgemeinen zu duktilem Verhalten führt, im Kontrast zu den Reibungsprozessen, die bei den niedrigen Temperaturen vorherrschen. Im Allgemeinen sind Druck und Temperatur stark von der Tiefe abhängig und verändern sich seitlich verhältnismässig weniger. Die Lithosphäre neigt dazu, horizontal geschichtete mechanische Eigenschaften zu haben. Unterschiedliche Faktoren wie die Zusammensetzung tragen zu dieser Schichtung bei. Der horizontal geschichtete Aufbau reflektiert die Überlagerung in den nicht-verfalteten Sedimenten oder in den Stapeln von strukturellen Einheiten, wie den überschobenen Decken.

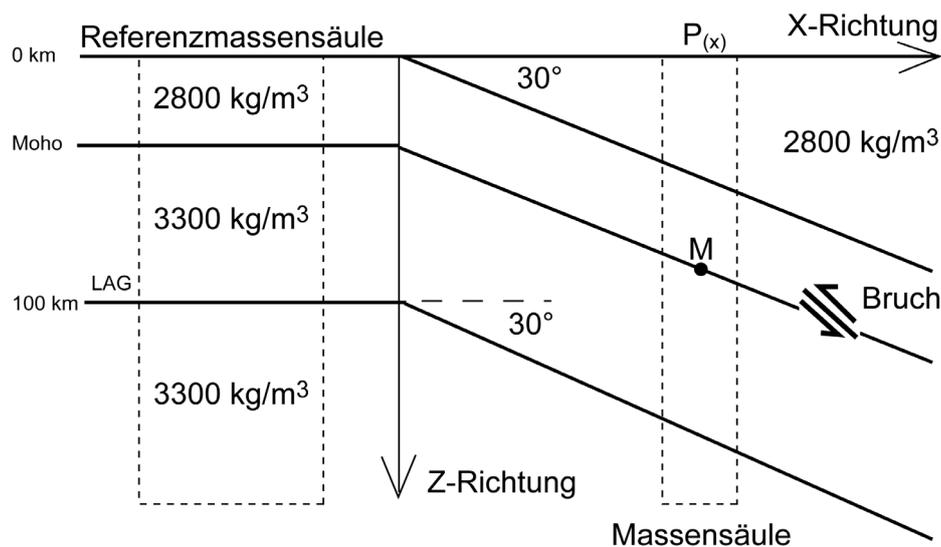
Die grossräumigen Eigenschaften eines lithosphärischen Systems zeigen eine zufriedenstellende Vereinbarung mit der geschlossenen rheologischen Struktur: Sub-horizontale Verminderung in Bereichen in denen die lithosphärische Rheologie stark geschichtet ist, sollte eher die Richtlinie als die Ausnahme sein. Die auffälligsten Faktoren jedoch sind das Maximum der Festigkeit am spröduktilen Übergang in der kontinentalen Kruste, und ein zweites Maximum an der Moho, an der die Gesteinszusammensetzung von Quarz-Feldspat-Gesteinen in Olivin dominierte Peridotite wechselt. Vergleiche der Gesamtrheologien im stationären Zustand für Krustengesteine mit Fließgesetzen für polykristalline Olivine weisen darauf hin, dass die Moho eine rheologische Diskontinuität sein sollte mit obersten Mantelgesteinen, die deutlich stärker sind als die unterste kontinentale Kruste.

Die Verformungsrate hat einen entscheidenden Einfluss auf die Rheologie der Gesteine: die Materialien, die sich unter niedrigen Verformungsraten verformen (geologisch realistisch) weisen Kriechen auf, während hohe Verformungsraten mit geologisch blitzschneller Belastung verbunden sind. Langsame Deformation und Kriechen erlauben diffusiven kristallplastischen Prozessen mit dem angewandten Druck einherzugehen.

Die Festigkeitsprofile zeigen annähernd, welches Niveau der Lithosphäre sich spröde oder duktil verhält. Das vorrangige rheologische Verhalten (spröde oder duktil) wird in jeder möglichen gegebenen Tiefe durch die relative Grösse der Reibungs- und Kriechfestigkeit bestimmt. Jedoch hängt die tatsächliche Veränderung der Festigkeit mit der Tiefe stark vom Deformationsmechanismus sowie von den Gesteinsarten ab. Der spröde-duktilen Übergang ist wahrscheinlich graduell. Dies ist ein Effekt zweiter Ordnung, der oft vernachlässigt wird. Die Festigkeit der Lithosphäre (d.h. die Gesamtkraft pro Flächeneinheit die notwendig ist, um einen lithosphärischen Abschnitt mit einer gegebenen Deformationsrate zu verformen) ist eine Funktion ihrer Zusammensetzung, der krustalen Mächtigkeit und des Geotherms.

Hausaufgabe

In der untenstehenden Figur sehen Sie eine kontinentale Lithosphäre, welche in eine (schematische, 30°-geneigte) Subduktion einbezogen wird.



(1) Zeichnen Sie in einem Diagramm die Auftriebskraft der subduzierenden Kruste an der Moho (Punkt M) als Funktion der Distanz (X) ab dem Knickpunkt. (Hilfe: Rechnen Sie den Auftrieb in drei Punkten M für die Massensäulen mit Einheitsquerschnitt bei $P_{(X=50\text{km})}$, $P_{(X=100\text{km})}$ und $P_{(X=200\text{km})}$, und tragen Sie die Resultate im obengenannten Diagramm ein).

(2) In welcher Tiefe wird die kontinentale Kruste brechen, wenn man eine mittlere Bruchfestigkeit der Kruste von 400MPa annimmt? (Hilfe: $1 \text{ MPa} = 10^6 \text{ Pa} = 10^6 \text{ Nm}^{-2}$; $g = \text{Erdbeschleunigung} = \text{ca. } 10 \text{ ms}^{-2}$; $1 \text{ N} = 1 \text{ kg} \cdot \text{ms}^{-2}$)

Empfohlene Literatur

Auf Deutsch

Stüwe K. 2000. Einführung in die Geodynamik der Lithosphäre. Springer Verlag. 405 S.

Auf Englisch

- Ashby M. F. & Verall R. A. - 1977. Micromechanisms of flow and fracture, and their relevance to the rheology of the upper mantle. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. **A288 (1350)**, 59-95, 10.1098/rsta.1978.0006
- Brace W. F. & Kohlstedt D. T. - 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*. **85 (B11)**, 6248-6252, 10.1029/JB085iB11p06248
- Burov E. B. - 2011. Rheology and strength of the lithosphere. *Marine and Petroleum Geology*. **28 (8)**, 1402-1443, 10.1016/j.marpetgeo.2011.05.008
- Byerlee J. D. - 1978. Friction of rocks. *Pure and Applied Geophysics*. **116 (4-5)**, 615-626,
- Jaeger J. C., Cook N. G. W. & Zimmerman R. W. - 2007. *Fundamentals of rock mechanics. Fourth edition*. Blackwell Publishing, Oxford. 475 p.
- Kirby S. H. - 1983. Rheology of the lithosphere. *Review of Geophysics and Space Physics*. **21 (6)**, 1458-1487, 10.1029/RG021i006p01458
- Kirby S. H. - 1985. Rock mechanics observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zones. *Tectonophysics*. **119 (1-4)**, 1-27, 10.1016/0040-1951(85)90030-7
- Kohlstedt D. L., Evans B. & Mackwell S. J. - 1995. Strength of the lithosphere : constraints imposed by laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research*. **10 (B9)**, 17587-17602, 10.1029/95JB01460
- Ranalli G. - 1995. *Rheology of the Earth*. 2nd, Chapman & Hall, London. 413 p.
- Ranalli G. & Murphy D. C. - 1987. Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics*. **132 (4)**, 281-295, 10.1016/0040-1951(87)90348-9
- Scholz C. H. - 1992. *The mechanics of earthquakes and faulting*. 2nd, Cambridge University Press, Cambridge. 439 p.
- Sibson R. H. - 1974. Frictional constraints on thrust, wrench and normal faults. *Nature*. **249 (5457)**, 542-544, 10.1038/249542a0
- Tullis T. E. & Tullis J. - 1986. Experimental rock deformation techniques. In: *Mineral and rock deformation: Laboratory studies*. (Hobbs B. E. & Heard H. C.), *Geophysical Monograph Series*, **36**, American Geophysical Union, 297-324, 10.1029/GM036p0297
- Turcotte D. L. & Schubert G. - 2002. *Geodynamics*. Second Edition, Cambridge University Press, Cambridge. 456 p.