

ERWEITERTER DEHNUNGS - VERFESTIGUNGS - ANSATZ

PHÄNOMENOLOGISCHES STOFFMODELL

FÜR DUKTILE SALZGESTEINE

ZUR BESCHREIBUNG

PRIMÄREN, SEKUNDÄREN UND TERTIÄREN KRIECHENS

Von der Fakultät für Geowissenschaften, Geotechnik und Bergbau
der Technischen Universität Bergakademie Freiberg
genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor – Ingenieur
(Dr. - Ing.),
vorgelegt

von Dipl. – Ing. Ralf-Michael Günther
geboren am 01.10.1967 in Leipzig

Gutachter: Prof. Dr. - Ing. habil. Heinz Konietzky, Freiberg
Prof. i. R. Dr. - Ing. Friedhelm Heinrich, Freiberg
Prof. Dr. – Ing. Joachim Stahlmann, Braunschweig
Dr. - Ing. habil. Wolfgang Minkley, Leipzig

Tag der Verleihung: Freiberg, den 07.10.2009

Danksagung

Mit dem Beginn meiner Tätigkeit am Institut für Gebirgsmechanik in Leipzig (IfG) konnte ich mich jederzeit auf den Ratschlag, die fachliche Diskussionsbereitschaft und die Diskussionsfreude aller Mitarbeiter des Unternehmens verlassen. Dieses offene, freundschaftliche und dadurch überaus produktive Arbeitsklima war eine wichtige Voraussetzung dafür, dass ich mich über die Projektarbeit hinaus für die Stoffmodellentwicklung zu interessieren begann. Dafür möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Institutes für Gebirgsmechanik herzlich bedanken.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Klaus Salzer bedanken, der mich zunächst an die Thematik heranführte und der mir jederzeit mit seinem langjährigen Erfahrungsschatz zur Seite stand. Sein Vertrauen, seine Geduld und seine Beharrlichkeit gaben mir Bestätigung sowie Rückhalt und waren mir so ein Ansporn für meine Arbeit.

Bedanken möchte ich mich auch bei den beiden Geschäftsführern des Institutes für Gebirgsmechanik Herrn Dr. Wolfgang Minkley und Herrn Wolfgang Schreiner, die diese Dissertation fördernd begleiteten und auf deren fachlichen Rat ich jederzeit vertrauen konnte.

Abschließend gilt mein Dank Herrn Professor Heinz Konietzky für sein entgegengebrachtes Interesse an meiner Arbeit und für die Betreuung im Promotionsverfahren.

Ralf-Michael Günther

Inhaltsverzeichnis

KAPITEL 1

EINLEITUNG **1**

KAPITEL 2

PHÄNOMENOLOGISCHES VERHALTEN VON STEINSALZ UND VERFORMUNGSMECHANISMEN **5**

2.1 ÜBERSICHT	5
2.2 ELASTISCHES VERHALTEN	11
2.3 VISKO-PLASTISCHES VERHALTEN	13
2.3.1 Versetzungen als Träger der visko-plastischen Verformung	13
2.3.2 Verformungsverfestigung	15
2.3.3 Versetzungserholung	19
2.3.4 Schädigung und Dilatanz	23

KAPITEL 3

STOFFMODELLE FÜR SALZGESTEINE **31**

3.1 ÜBERSICHT	31
3.2 SEKUNDÄRES KRIECHEN	35
3.3 PRIMÄRES KRIECHEN	39
3.4 PHÄNOMENOLOGISCHE STOFFMODELLE FÜR PRIMÄRES UND SEKUNDÄRES KRIECHEN MIT MIKROSTRUKTURELLER BEGRÜNDUNG	44
3.4.1 Erweiterter Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz mit Berücksichtigung der Erholung	44
3.4.2 Verbundmodell (composite-model)	49
3.5 MODELLRHEOLOGISCHE STOFFMODELLE FÜR PRIMÄRES UND SEKUNDÄRES KRIECHEN	56
3.5.1 Rheologische Modellkörper	56

3.5.2	Visko-elasto-plastisches Modell – Modell Minkley	59
3.5.3	Stoffmodell Hou/Lux–ODS	60
3.6	STOFFMODELLE FÜR PRIMÄRES, SEKUNDÄRES UND TERTIÄRES KRIECHEN MIT BERÜCKSICHTIGUNG VON DILATANZ UND SCHÄDIGUNG	63
3.6.1	Allgemeine Übersicht zur Modellierung von Dilatanz und Schädigung	63
3.6.2	Composite–Dilatanz-Modell (CDM)	65
3.6.3	MDCF–Modell	68
3.6.4	Modell Hou/Lux – MDS	71
3.6.5	Visko-elasto-plastisches Stoffmodell - Modell Minkley	73

KAPITEL 4

SCHÄDIGUNG UND DILATANZ IM DEHNUNGS-VERFESTIGUNGS- ANSATZ

4.1	MODELLIERUNG VON SCHÄDIGUNG UND DILATANZ	77
4.2	BESCHREIBUNG DER DILATANZENTWICKLUNG	84
4.3	BERECHNUNGSPROGRAMM UND IMPLEMENTIERUNG	89
4.4	MODELLKALIBRIERUNG	89
4.5	BEHANDLUNG ELASTISCHER KONSTANTEN BEI DILATANZ	96
4.6	VOLUMENZUNAHME IM NUMERISCHEN VERFAHREN	98
4.7	VERHALTEN BEI ZUGVERSAGEN	99

KAPITEL 5

PARAMETERBESTIMMUNG UND VALIDIERUNG

5.1	METHODIK DER PARAMETERBESTIMMUNG	101
5.2	PARAMETERBESTIMMUNG ANHAND VON KRIECHVERSUCHEN	103
5.3	VERHALTEN IM LASTWECHSELVERSUCH	107
5.4	PARAMETERBESTIMMUNG ANHAND VON TRIAXIALVERSUCHEN	109

5.5 VERGLEICH ZWISCHEN BERECHNETEM FESTIGKEITS- UND DILATANZVERHALTEN UND LABORVERSUCHEN	116
5.5.1 Berechnungsergebnisse und Triaxialversuche für Na2 – Sondershausen	117
5.5.2 Berechnungsergebnisse und Triaxialversuche für Na2–Asse	119
5.6 KRIECHVERSUCH MIT TERTIÄRER PHASE	122

KAPITEL 6

ANWENDUNGSBEISPIELE 125

6.1 ÜBERSICHT	125
6.2 DISKRETISIERUNGSEINFLUSS	125
6.3 BERECHNUNG DES GEBIRGSMCHANISCHEN VERHALTENS IN DER UMGEBUNG DER MASCHINENSTRECKE EU1-SONDERSHAUSEN	130
6.4 KONVERGENZPROGNOSE UND STANDSICHERHEITSEINSCHÄTZUNG FÜR DEN KONZERTSAAL IM ERLEBNISBERGWERK DER GRUBE „GLÜCKAUF“ SONDERSHAUSEN	134
6.5 MODELLIERUNG EINER KAMMER-PFEILER-SITUATION	140

ZUSAMMENFASSUNG 153

EXTENDED SUMMARY 157

LITERATURVERZEICHNIS 175

ABBILDUNGSVERZEICHNIS 185

TABLE OF FIGURES 189

ANHANG	190
A.1 LISTE HÄUFIG VERWENDETER SYMBOLE	190
A.1.1 Allgemeine Symbole	190
A.1.2 Spezielle Symbole im Dehnung-Verfestigungs-Ansatz	193
A.1.3 Spezielle Symbole im Stoffmodell Minkley	194
A.1.4 Spezielle Symbole im Stoffmodell Hou/Lux	195
A.1.5 Spezielle Symbole in den Stoffmodellen MD und MDCF	195
A.1.6 Spezielle Symbole im Verbundmodell und im CDM	197
A.2 ZUSAMMENFASSENDER DARSTELLUNG DER STOFFMODELLGLEICHUNGEN FÜR DEN ERWEITERTEN DEHNUNGS-VERFESTIGUNGS- ANSATZ	198
A.3 ZUSAMMENFASSENDER PARAMETERDARSTELLUNG	200

Kapitel 1

Einleitung

Für die Beschreibung des Verhaltens von Salzgesteinen wurden in der Vergangenheit von verschiedenen Autoren eine Vielzahl unterschiedlicher Stoffmodelle vorgeschlagen (z.B. MENZEL & SCHREINER, 1977, 1978, LUX, 1984, MUNSON & DAWSON, 1984, LANGER, 1988, VOGLER, 1992, SALZER, 1993, HUNSCHE & SCHULZE; 1994, JIN ET AL., 1996, MINKLEY 1997, 2003, DÖRING, 1998, FOSSUM ET AL., 1998, HAMPEL, 2007 u. a.). Sie sind Ausdruck der kontinuierlichen Entwicklung der versuchstechnischen und numerischen Möglichkeiten, die zu einem immer besseren Verständnis der komplexen Mechanismen, die beim Kriechen von Salzgesteinen zusammenwirken, geführt haben. Wesentlicher Motor der verschiedenen Stoffmodellentwicklungen waren i. d. R. immer die jeweiligen praktischen Aufgabenstellungen. Abhängig vom Einsatzgebiet wurden Stoffmodelle benötigt, mit denen der interessierende Prognosebereich abgedeckt werden konnte. Im Gewinnungsbergbau z. B. kommt es hauptsächlich auf die Vorhersage des Konvergenz- und Tragverhaltens hoch belasteter Tragelemente unter Berücksichtigung fortschreitender, aus der Abbauentwicklung resultierender, Lastumlagerungen im Betriebszeitraum von einigen Jahren bzw. wenigen Jahrzehnten an. Hierfür waren Stoffmodelle erforderlich, die im transienten Bereich zuverlässige Prognosen und Aussagen zur zeitlichen Entwicklung der Standsicherheit ermöglichen. Bei der Deponierung von Abfällen oder Gefahrstoffen untertage bzw. bei der Planung von Endlagern sind dagegen Prognosen über Zeiträume von mehreren Jahrtausenden erforderlich, wozu Stoffmodelle, mit denen sich stationäres Kriechen beschreiben lässt, benötigt werden. Vor diesem Hintergrund ist es zu verstehen, dass insbesondere in der älteren Literatur Modelle angegeben werden, die nur einzelne Kriechphasen oder spezielle Effekte berücksichtigen.

Unter heutigen Gesichtspunkten ist es meistens nicht mehr gerechtfertigt, komplexe Aufgabenstellungen mit vereinfachten Stoffmodellen zu untersuchen, die hauptsächlich für ein bestimmtes Einsatzgebiet entwickelt wurden. Für die Deponierung gefährlicher Abfallstoffe in Salzlagerstätten ist es z. B. erforderlich, neben der Prognose des langzeitigen Kriechverhaltens nachzuweisen, dass die eingelagerten Gefahrstoffe langfristig dicht vom Salzgebirge eingeschlossen werden. Fragen zur Dichtheit der salinaren Schutzschicht oder auch zur Standsicherheit eines Tragelementes lassen sich aber nicht schlüssig beantworten, ohne neben dem

wirkenden Spannungszustand auch den Deformations- und Schädigungszustand zu kennen. Ausgehend von den vorhandenen Modellansätzen erfolgte deshalb eine kontinuierliche Weiterentwicklung bis hin zu den heutigen komplexen Stoffmodellen. Im Verlauf dieser Weiterentwicklung spiegelt sich das gewachsene Verständnis der Verformungsphänomene und -mechanismen wider.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Formulierung und Validierung eines Stoffmodells für duktile Salzgesteine, wobei für diese isotropes (in alle Raumrichtungen gleiches) Materialverhalten angenommen wird. Die für Salzgesteine charakteristischen Kriechphasen werden durch einen Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz beschrieben, der eine innere Zustandsvariable besitzt, die den Grad der Verfestigung kennzeichnet. Die Berechnung dieser inneren Zustandsvariable erfolgt durch makroskopische Verformungskenngrößen, für die eine Zuordnung zu den jeweiligen mikrostrukturellen Verformungsmechanismen im Kristallinneren und den resultierenden Verformungsphänomenen vorgenommen wird. Interkristalline Verformungsmechanismen, wie z.B. Korngrenzenkriechen, wurden in der Formulierung des Stoffmodells nicht explizit berücksichtigt. Es wird somit ein Stoffmodell für duktile Salzgesteine vorgestellt, das die Entwicklung primären, sekundären und tertiären Kriechens abhängig von makroskopischen Verformungsgrößen beschreibt, die aus Veränderungen der kristallinen Mikrostruktur resultieren. Durch Verwendung eines Energiekonzeptes wird das Festigkeits- und Dilatanzverhalten von Salzgesteinen standzeit- und geschwindigkeitsabhängig berechnet.

Im Kapitel 2 wird im Sinne einer allgemeinen thematischen Einführung die übliche phänomenologische Unterteilung des Kriechens in drei charakteristische Kriechphasen und deren Zusammenhang mit dem Festigkeits- und Dilatanzverhalten erläutert. Dazu werden die wichtigsten innerkristallinen Prozesse vorgestellt, aus deren Wechselwirkung die verschiedenen Kriechphasen resultieren, wobei der Schwerpunkt auf den Prozessen liegt, die in einem praxisnahen Spannungs- und Temperaturbereich das Verformungsverhalten dominieren. Aus diesem Grund wird z. B. auf Diffusionskriechen (bestimmend bei Spannungen $\sigma < 0,1\text{MPa}$) oder auf versetzungsfreies Fließen ($\sigma > 900\text{MPa}$) nicht eingegangen.

Im Kapitel 3 werden Grundlagen der Modellierung erläutert und verschiedene Stoffmodelle für Salzgesteine vorgestellt. Dieses Kapitel soll einen Überblick über die Entwicklung und

den derzeitigen Stand der Stoffmodellierung geben. Dabei wird ausführlich auf die unterschiedlichen Modellkonzepte eingegangen, die im Detail beschrieben und diskutiert werden.

Die Modellierung der Schädigungs- bzw. Dilatanzentwicklung und deren Rückkopplung auf das Kriechverhalten ist das Kernstück der in dieser Arbeit vorgestellten Stoffmodellentwicklung. In Kapitel 4 werden die dafür benötigten funktionalen Gleichungen und ihre Einbindung in das Dehnungs-Verfestigungs-Konzept beschrieben und diskutiert.

Die Bestimmung der für das Stoffmodell benötigten Parameter erfolgt auf der Basis von Laboruntersuchungen, die im Rahmen eines vom Bundesministerium für Bildung und Forschung geförderten Forschungsvorhabens (BMBF-Verbundvorhaben, HAMPEL & SCHULZE, 2007)

- am Institut für Gebirgsmechanik (IfG) in Leipzig
- am Lehrstuhl für Deponietechnik und Geomechanik der TU Clausthal und
- an der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR) in Hannover

durchgeführt wurden. Das Vorgehen bei der Parameterbestimmung und die Validierung des Stoffmodells durch Rückrechnung unterschiedlicher Laborversuche ist Gegenstand des 5. Kapitels.

Im 6. Kapitel werden Anwendungsbeispiele für das Stoffmodell sowie eine Vernetzungsstudie vorgestellt, mit der der Einfluss unterschiedlicher Vernetzungsdichten auf das Berechnungsergebnis untersucht wurde. Es wird anhand von drei unterschiedlichen In-situ-Problemstellungen das Leistungsvermögen des Stoffmodells bei der Modellierung realer großräumiger Strukturen demonstriert.

Kapitel 2

Phänomenologisches Verhalten von Steinsalz und Verformungsmechanismen

2.1 Übersicht

Salzgesteine sind durch Ausscheidung im Meerwasser gelöster Mineralien entstanden, deren Konzentration sich infolge lang anhaltender Verdunstung sukzessive erhöht hatte. Sie werden deshalb als Verdunstungsgesteine bzw. Evaporite bezeichnet. Die im Meerwasser gelösten Salzminerale wurden abhängig von ihrer Löslichkeit ausgefällt, wodurch innerhalb einer Salzlagerstätte unterschiedliche Salzgesteine mit charakteristischen Mineralvergesellschaftungen entstanden sind. Ungefähr 90 % des Volumens aller Salzlagerstätten weltweit wird dabei durch Steinsalz gebildet (HUNSCH & SCHULZE, 1994). Steinsalz besteht hauptsächlich aus dem Mineral Halit (NaCl) und beinhaltet nur geringe Beimengungen anderer Minerale und Verunreinigungen wie z. B. Kieserit, Polyhalit, Anhydrit und Ton. Es ist ein polykristallines Gestein, das aus Einzelkristallen besteht, die auch als Körner bezeichnet werden und durch Korngrenzen miteinander verbunden sind.

Das mechanische Verhalten von Steinsalz ist deshalb wie bei allen polykristallinen Festkörpern abhängig von den Kristalleigenschaften und vom Korngrenzenverhalten. Plastische Verformungen entstehen innerhalb der Körner durch Versetzungen, die durch das Abgleiten von Gitterbereichen auf dichtest besetzten Gitterebenen gebildet werden (KLEBER ET AL., 1968) und durch Verschiebungen entlang der Korngrenzen. In welchem Umfang das mechanische Verhalten mehr durch Prozesse im Korninneren oder durch Interaktion zwischen den Körnern bestimmt wird, ist stark von der wirkenden Spannung, der Temperatur und der Korngröße abhängig.

Die kleinste Baueinheit eines Kristalls, deren dreidimensionale Aneinanderreihung das Kristallgitter liefert, wird als Elementarzelle bezeichnet. Die Elementarzelle von Halit besteht aus zwei kubisch-flächenzentrierten (kfz) Gittern, die von Natrium- und Chloridionen gebildet werden und die ineinander verschoben sind. Da die kristalline Mikrostruktur von Steinsalz sehr ähnlich der kubisch-flächenzentrierter Metalle ist, lassen sich viele in der Metallkunde

erarbeiteten Erkenntnisse bezüglich des mikrostrukturellen Aufbaus und der innerkristallinen Prozesse und Mechanismen polykristalliner kfz-Metalle prinzipiell auf Steinsalz und andere vergleichbar strukturierte Salzgesteine übertragen. Unterschiede gegenüber kfz-Metallen bestehen dagegen u. a. in der Korngröße und der Textur, auch erfolgt beim NaCl eine Gleitung anders als bei Metallen bevorzugt auf {110}-Ebenen (WEIDINGER, 1998).

Mechanisch bedeutsam ist aber, dass sich für Salzgesteine im Gegensatz zu polykristallinen Metallen keine eindeutige Fließgrenze festlegen lässt, ab der plastisches Verhalten einsetzt. Ein Grund dafür könnte sein, dass in Spannungsbereichen, in denen innerkristalline Verformungsprozesse inaktiv sind, Verschiebungen entlang der Korngrenzen das Verformungsverhalten dominieren. Ein solcher Mechanismus, bei dem in natürlich feuchten Salzgesteinen plastische bzw. viskose Verformungen zwischen den Körnern auftreten können, ist z. B. das so genannte Drucklösungskriechen (URAI & SPIERS, 2007), das bei Spannungen von weniger als ca. 10 MPa bestimmend ist. Da Tragelemente im Salzbergbau i. d. R. aber wesentlich höher belastet sind, hängt deren Festigkeits- und Verformungsverhalten mehr von innerkristallinen Prozessen ab, zumindest solange sich das Material im Vorbruchbereich befindet. Daraus folgt, dass das für Salzgesteine charakteristische Festigkeits- und Verformungsverhalten im Bereich praxisnaher Beanspruchungen weitgehend aus dem Ergebnis innerkristalliner mikrostruktureller Prozesse und Wechselwirkungen resultiert.

Da Salzgesteine unter natürlichen, unkontrollierten Bedingungen entstanden sind, ist davon auszugehen, dass auch innerhalb eines makroskopischen Homogenbereiches die kristalline Mikrostruktur uneinheitlich sein kann, wodurch eine repräsentative Analyse der Mikrostruktur erschwert wird. Nach Weidinger sind z. B. als homogen anzusprechende natürliche Steinsalze vor allem hinsichtlich ihrer Phasenstruktur sehr viel inhomogener als metallische Werkstoffe aufgebaut. Deshalb sollten zur Analyse der Mikrostruktur von Steinsalz die untersuchten Gefügebestandteile repräsentativ sein, wobei Weidinger diesbezüglich auch auf die Gefahr der Subjektivität hinweist (WEIDINGER, 1998). Die inhomogene Mikrostruktur geogener Salzgesteine, aber auch geologische Einflüsse, wie z. B. lokale Lagerungsstörungen oder der fein-stratigraphische Aufbau können dazu führen, dass das mechanische Verhalten des Salzgebirges innerhalb ein und des selben makroskopisch identifizierten Homogenbereiches einer gewissen Streuung unterliegt. Unter diesem Aspekt ist die Übertragung des mikrostrukturellen

Verhaltens auf das Verformungs- und Tragverhalten ganzer Tragelemente oder gar Baufelder im Bergbau mit großen Unsicherheiten behaftet.

Alternativ dazu bietet es sich an, das mechanische Verhalten über die gebirgsmechanischen Kenn- und Messgrößen Spannung σ , Verformung ε und Verformungsrate $\dot{\varepsilon}$ zu beschreiben, die sich im Zusammenwirken aller Inhomogenitäten innerhalb eines Gebirgselementes, als integrale makroskopische Größen für das jeweilige Gebirgselement ergeben. Auf dieser Basis kann die Beschreibung des integralen gesteinsmechanischen Verhaltens unabhängig von der lokalen Mikrostruktur erfolgen, wodurch belastbare gebirgsmechanische Prognosen z. B. für die standsichere Dimensionierung von Tragelementen oder auch für den Nachweis der Barriereintegrität ermöglicht werden.

Abbildung 2.1 zeigt das typische Verhalten eines Steinsalzprüfkörpers im verformungsgeregelten Festigkeitsversuch. Bei diesem Versuchsregime wird der Prüfkörper mit einer konstanten Verschiebungsrate gestaucht und die dabei eingetragene Prüfkörperspannung gemessen.

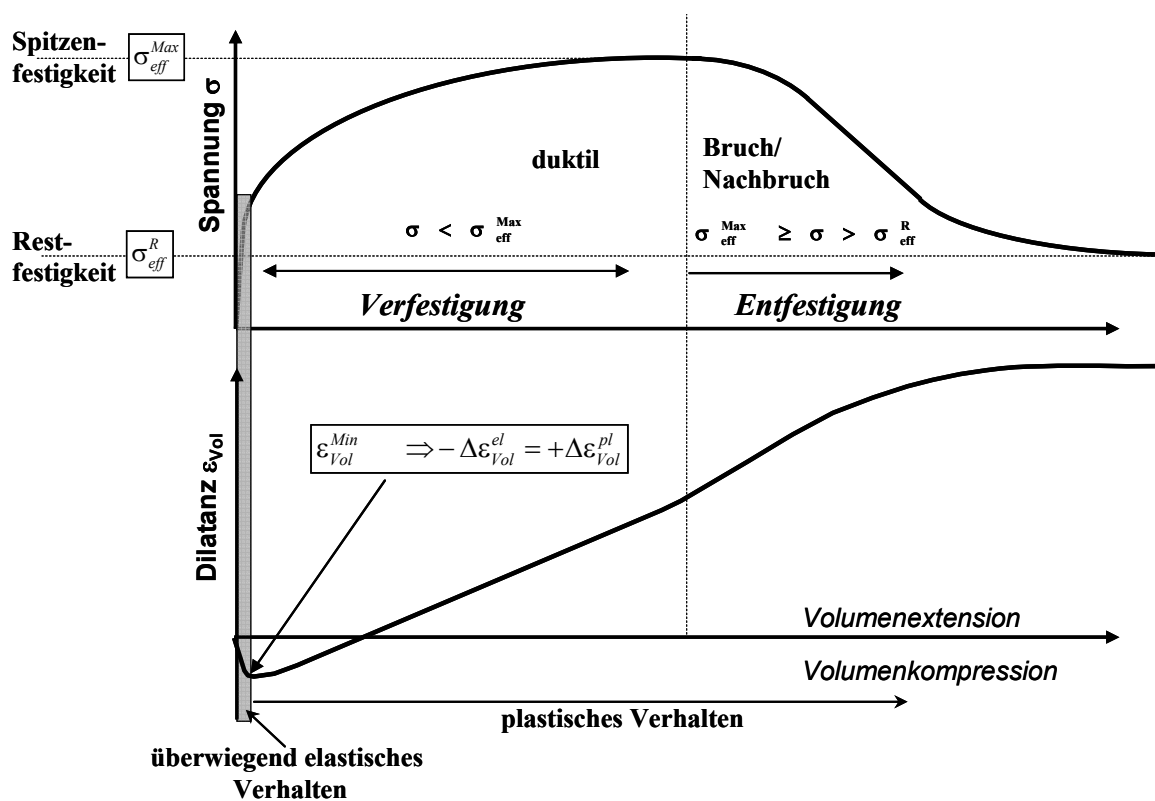


Abbildung 2.1: Charakteristisches Spannungs-, Verformungs- und Dilatanz-Verhalten von Steinsalz im Festigkeitsversuch

Grundsätzlich enthält die gemessene Deformation eines Festkörpers einen elastischen, einen thermischen, einen plastischen und einen viskosen Verformungsanteil. Die daraus resultierende Gesamtdeformation ε ergibt sich aus der Addition der einzelnen Verformungskomponenten.

$$\varepsilon = \varepsilon^{\text{el}} + \varepsilon^{\text{th}} + \varepsilon^{\text{p}} + \varepsilon^{\text{v}} \quad (2.1)$$

Bei gleich bleibender Temperatur verschwindet die thermische Verformungskomponente ε^{th} , so dass sich die Gesamtverformung aus elastischen, viskosen und plastischen Anteilen zusammensetzt.

Charakteristisch für Salzgesteine ist ihre Fähigkeit zu kriechen, d. h. sich unter Belastung signifikant zeitabhängig plastisch zu verformen. Wegen dieser ausgeprägten Zeitabhängigkeit der Deformation lassen sich versuchstechnisch plastische und aus dem Kriechen resultierende viskose Deformationsanteile nicht eindeutig trennen. Die inelastischen Deformationsanteile werden deshalb zur visko-plastischen Deformation zusammengefasst, so dass sich die Gesamtverformung ε dann aus einem elastischen Verformungsanteil ε^{el} und einem visko-plastischen ε^{vp} zusammensetzt (LUX, 1984).

$$\varepsilon = \varepsilon^{\text{el}} + \varepsilon^{\text{vp}} \quad (2.2)$$

Die visko-plastische Deformation ε^{vp} wird im Folgenden mit dem aus dem Kriechen resultierenden Deformationsanteil ε_{cr} gleichgesetzt.

Bei schnell ablaufender Belastung dominiert im unteren Spannungsbereich elastisches Verhalten (Abb. 2.1), das aus einer Deformation des Kristallgitters resultiert, bei der die Gitteratome zwar verschoben, die Bindungen zwischen den Atomen aber intakt bleiben. Die induzierte Verformung erfolgt instantan mit der Belastung und ist vollständig reversibel, da sich das Gitter bei Entlastung umgehend rückverformt.

Mit steigender Belastung wächst der Anteil nicht reversibler plastischer Verformung an der Gesamtverformung (Abb. 2.1). Plastische Verformungen, die vor dem Bruch eintreten, werden als duktil bezeichnet, wobei die Duktilität von der Kriech- bzw. Fließfähigkeit eines Stoff-

fes, also den viskosen Eigenschaften, abhängt. Da mit der plastischen Deformation auch eine Volumenzunahme (Dilatanz) verbunden ist, kennzeichnet der Punkt, in dem die plastische Volumenzunahme $+\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^{\text{pl}}$ und die elastische Volumenkompression $-\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^{\text{el}}$ gleich groß sind, den Beginn des duktilen Bereiches, in dem plastisches Verhalten überwiegt (Abb. 2.1).

Im duktilen Bereich wächst die Spannung mit fortschreitender Verformung zunächst noch weiter an, bevor das Versagen eintritt. Grund dafür sind Veränderungen der kristallinen Mikrostruktur, die mit zunehmender plastischer Deformation zu einer Verfestigung des Materials führen. Der Bruch wird in diesem Fall als duktiler Bruch bezeichnet (FLÜGGE, 1958). Bei Salzgesteinen, die ausgeprägtes duktilen Verhalten aufweisen, können mit dem Kriechen Schädigungen akkumuliert werden, deren Entwicklung über die Volumendilatanz im Festigkeitsversuch direkt messbar ist (Abb. 2.1). Da sich der Bruch aus dem Schädigungsprozess entwickelt, ist das Festigkeitsverhalten duktiler Salzgesteine bis zum Bruch und darüber hinaus eng mit dem Kriechen selbst verbunden.

Entwickelt sich der makroskopische Bruch dagegen direkt aus dem elastischen Verhalten, also ohne nennenswerte vorangegangene visko-plastische Verformung, spricht man vom Spröbruch (FLÜGGE, 1958). Dieses Festigkeitsverhalten ist z. B. für Carnallitit charakteristisch, der im Vergleich zum Steinsalz wesentlich weniger kriechfähig ist.

Im Bruch- und Nachbruchbereich brechen die Bindungen zwischen den Körnern auf, so dass die plastische Verformung zunehmend von Entfestigungsprozessen, die sich entlang makroskopischer Bruch- und Scherflächen entwickeln, bestimmt wird. Die messbare Materialfestigkeit reduziert sich im Nachbruchbereich bis zum Erreichen der Restfestigkeit, die aus den Reibungseigenschaften des vollständig entfestigten Materials resultiert.

Im Kriechversuch unter konstanten Spannungsbedingungen (Abb. 2.2) zeigt sich, dass das Kriechen im Allgemeinen in folgende drei Kriechphasen unterteilt werden kann:

- I primäres Kriechen – auch als transientes (instationäres) bzw. Übergangskriechen bezeichnet,
- II sekundäres bzw. stationäres Kriechen und
- III tertiäres Kriechen bzw. Kriechbruch.

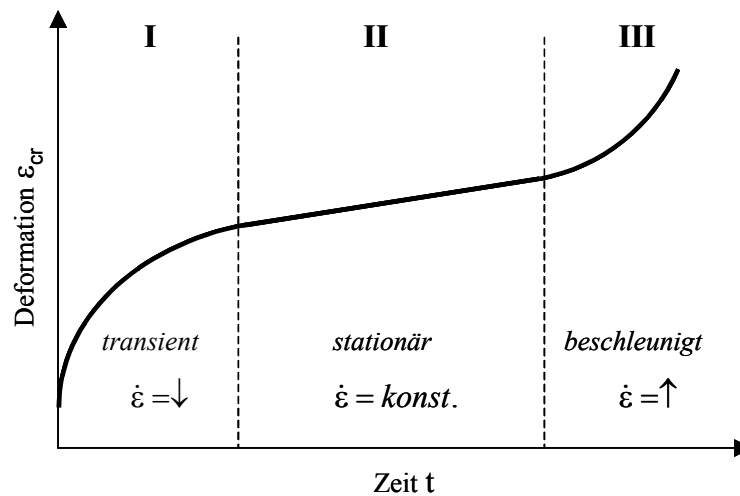


Abbildung 2.2: Kriechversuch mit drei Kriechphasen

Diese drei Kriechphasen sind eng miteinander verknüpft und gehen im Ergebnis innerkristalliner Verformungsprozesse ineinander über. Diese Prozesse werden im Folgenden in ihrem Zusammenwirken nur kurz erläutert, da später im Abschnitt 2.3 eine weiterführende Diskussion dazu erfolgt.

Das primäre Kriechen ist durch große Verformungsraten gekennzeichnet, die mit fortschreitender Deformation rasch kleiner werden. Bestimmend für primäres Kriechen sind Versetzungen innerhalb der Gitterstruktur des Salzkristalls, die sich mit zunehmender Spannung zu bewegen beginnen. Mit wachsender Deformation verringert sich das Bewegungspotenzial vorhandener Versetzungen. Läuft die Deformation weiter, entstehen deshalb neue Versetzungen im Gitter. Die dabei wachsende Versetzungsdichte erzeugt einen zunehmenden Widerstand gegen die Verformung selbst, so dass für die Erhaltung einer konstanten Verformungsrate eine immer größere Kraft benötigt wird (Verfestigung - Abb.2.1) bzw. die Verformungsrate unter gleich bleibender Belastung absinkt (transiente Kriechphase I- Abb. 2.2). Dieser mit der Verformung wachsenden Materialverfestigung wirkt die Versetzungserholung entgegen, die die Vernichtung vorhandener Versetzungen beschreibt. Aus der Wechselwirkung beider Mechanismen entwickelt sich das stationäre Kriechen, indem die Versetzungsbildungsrate und die Versetzungserholungsrate gleiche Werte anstreben. In dieser Kriechphase gehen Versetzungsdichte, Verformungswiderstand und deshalb auch die Kriechrate in Konstanten über (stationäre Kriechphase II - Abb. 2.2) (BLUM, 1978).

Erreichen Schädigungs- und die mit ihnen verbundenen Entfestigungsprozesse, die im Spannungsraum über der Dilatanzgrenze einsetzen (HUNSCHE ET AL., 2003), ein kritisches Maß, so geht das Kriechen in die tertiäre Phase mit beschleunigter Kriechrate über und es entsteht ein Kriechbruch.

2.2 Elastisches Verhalten

Elastisches Materialverhalten wird durch das nach Robert Hook benannte Hook'sche Gesetz beschrieben. Elastische Verformungen entstehen unmittelbar mit dem Lasteintrag ohne nennenswerte zeitliche Verzögerung und sind deshalb zeitunabhängig. Nach einer Entlastung bildet sich die Verformung sofort vollständig zurück. Neben der Deformationsreversibilität ist die direkte Proportionalität zwischen aufgebrachtener Normalspannung σ_{yy} und Prüfkörperstauchung ε_{yy} bzw. Schubspannung σ_{xy} und Verzerrungswinkel γ_{xy} (Abb. 2.3) kennzeichnend für elastisches Materialverhalten. Der lineare Zusammenhang zwischen Normalspannung σ_{yy} und Stauchung ε_{yy} wird durch den Elastizitätsmodul E beschrieben, wogegen Schubspannung σ_{xy} und Verzerrung γ_{xy} über den Schubmodul G (auch Gleitmodul) miteinander verbunden sind (Gleichungen 2.3 und 2.4).

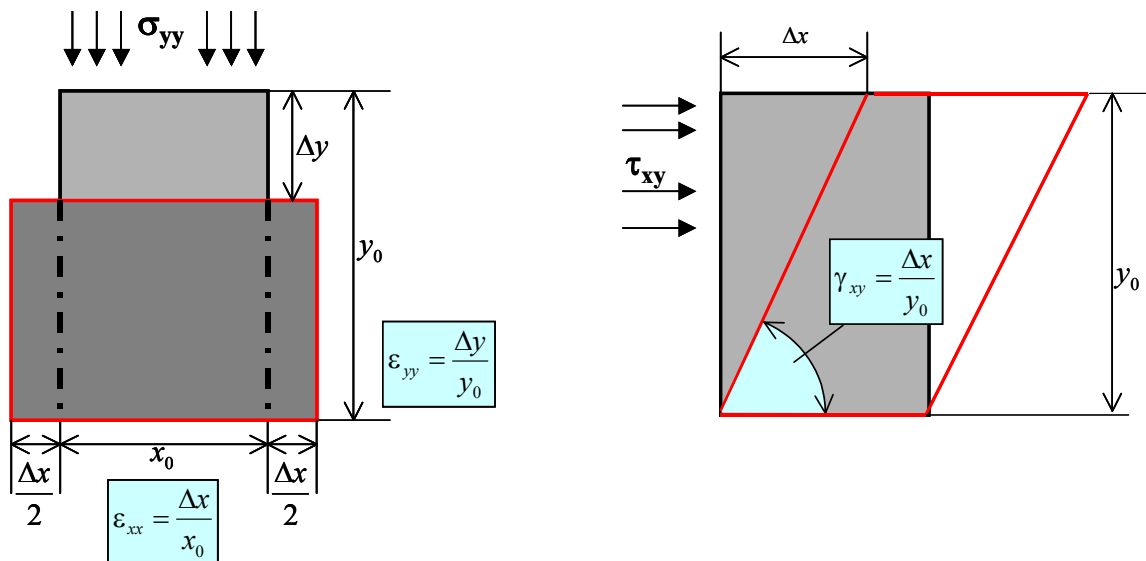


Abbildung 2.3: Elastische Prüfkörperverformung

$$\sigma_{yy} = E \cdot \frac{\Delta y}{y_0} = E \cdot \varepsilon_{yy} \quad (2.3)$$

$$\tau_{xy} = G \cdot \frac{\Delta x}{y_0} = G \cdot \gamma_{xy} \quad (2.4)$$

Das Verhältnis zwischen Querdehnung ε_{xx} und Stauchung ε_{yy} des Prüfkörpers wird durch die Poissonzahl ν beschrieben.

$$\nu = \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{yy}} \quad (2.5)$$

Mit der elastischen Deformation ist auch eine Volumenänderung verbunden. Zwischen dem allseitigen räumlichen Druck, der der Oktaedernormalspannung σ_0 entspricht, und der Volumenverformung ε_{vol} besteht ebenfalls ein linearer Zusammenhang, der durch den Kompressionsmodul K als Proportionalitätskonstante beschrieben wird.

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}}{3} = K \cdot \frac{\Delta V}{V_0} = K \cdot \varepsilon_{vol} \quad (2.6)$$

Das elastische Verhalten eines isotropen Körpers lässt sich vollständig mit Hilfe der vier oben genannten elastischen Parameter (E , K , G und ν) darstellen. Tatsächlich werden aber nur jeweils zwei benötigt, da diese ineinander umgerechnet werden können. Die Gleichungen 2.7 und 2.8 geben die Beziehungen an, die zwischen den vier elastischen Konstanten bestehen.

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (2.7)$$

$$K = \frac{E}{3 \cdot (1 - 2\nu)} \quad (2.8)$$

2.3 Visko-Plastisches Verhalten

2.3.1 Versetzungen als Träger der visko-plastischen Verformung

In den folgenden Kapiteln werden die wichtigsten Prozesse, die bei der Verformung duktiler Salzgesteine auftreten, sowie der Einfluss von Veränderungen der Mikrostruktur auf das makroskopische Verhalten anhand von Steinsalz erläutert.

Im Gegensatz zu idealen Kristallen enthält die Gitterstruktur realer Kristalle Fehler bzw. Defekte. Im Allgemeinen versteht man darunter eine Störung der Gittersymmetrie bzw. der periodischen Anordnung der Gitteratome im Realkristall. Gitterbaufehler besitzen einen großen Einfluss auf das Verformungsverhalten realer Kristalle. Abhängig von ihrer räumlichen Ausdehnung im Kristallgitter unterscheidet man folgende Arten von Fehlern (KLEBER ET. AL., 1968, SCHULZE, 1974):

Nulldimensionale oder Punktdefekte

Sie bezeichnen punktuelle Fehler im Gitter, wie z. B. das Fehlen einzelner Gitteratome (Leerstellen) oder auch die Einlagerung von Fremdionen.

Eindimensionale Fehler bzw. linienförmige Defekte

Darunter versteht man Stufen- und Schraubenversetzungen. Diese Fehler entstehen durch eine Störung der Gittersymmetrie, die sich über mehrere Gitterebenen nur in einer Raumrichtung ausbreitet. Der Betrag, um den sich die Gleitebenen gegeneinander verschieben, wenn sich eine Versetzung bewegt und deren Richtung, wird durch den Burgers-Vektor beschrieben. Steht der Burgers-Vektor senkrecht auf der Versetzungslinie, spricht man von einer Stufenversetzung, ist er parallel zur Versetzungslinie, von einer Schraubenversetzung.

Zweidimensionale- oder Flächendefekte

Breiten sich Gitterfehler in zwei Raumrichtungen über mehrere Gitterebenen aus, werden diese als Flächendefekte bezeichnet, wie z. B. Korn- und Phasengrenzen, wobei Phasengrenzen Kristallbereiche unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung voneinander trennen. Korngrenzen werden dagegen durch gekippte bzw. verdrehte

Gitterebenen gebildet. Ist der Winkel zwischen den gekippten Gitterebenen kleiner als 15° , spricht man von Subkorn Grenzen (ELLINGER, 2005).

Dreidimensionale Gitterbaufehler

Darunter versteht man eine räumliche Störung der Gitterstruktur, die mehrere Gitterebenen einschließt, wie es z. B. bei Poren und Mikrorissen der Fall ist.

Die duktile plastische Verformung von Polykristallen und damit auch aller Salzgesteine beruht im Wesentlichen auf der Bewegung und Erzeugung von Versetzungen (FOKKER, 1998). Das Versetzungskonzept wurde in der Metallkunde entwickelt, um den Widerspruch zwischen der theoretisch abgeleiteten hohen Fließgrenze metallischer Einkristalle und der tatsächlich gemessenen deutlich niedrigeren Fließgrenze erklären zu können. Frenkel hatte 1926 die theoretische Fließgrenze für fehlerfreie metallische Einkristalle aus dem Hook'schen Gesetz und für kleine Verformungen mit ca. $\tau_s \approx \frac{G}{2\pi}$ abgeschätzt (WAGNER, 1999). Dabei ging er davon aus, dass beim Erreichen der Fließgrenze ganze Gitterebenen gleichzeitig abscheren. Diese Abschätzung liefert Fließgrenzen, die aber bis zu zwei Größenordnungen über den tatsächlich gemessenen Werten liegen.

Durch Orowan, Taylor und Polany wurde etwa zeitgleich 1934 unabhängig voneinander vorgeschlagen, die plastische Verformung von Kristallen mit Hilfe von Versetzungen zu erklären (ODQVIST & HULT, 1962). Da für die Versetzungsbewegung nur relativ wenige atomare Bindungen gleichzeitig gelöst werden müssen, konnte mit dem Versetzungskonzept die deutlich geringere Fließgrenze der Realkristalle plausibel erklärt werden. Bei Belastung oberhalb der Fließgrenze verhält sich das Material duktil. Dabei verschieben sich nicht ganze Gitterebenen gleichzeitig, sondern es bilden sich Versetzungen, die durch das Gitter wandern, wie Abbildung 2.4 am Beispiel einer Stufenversetzung zeigt.

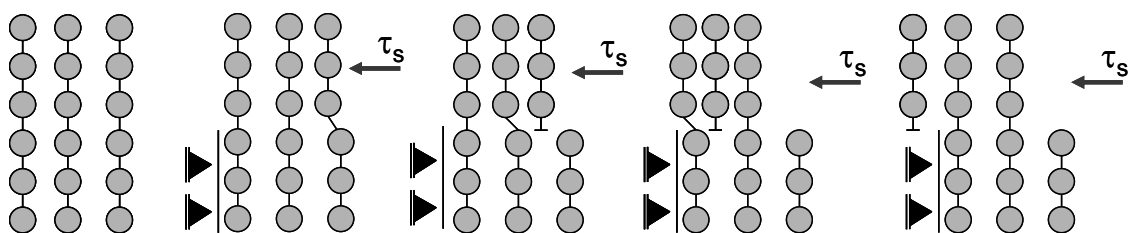


Abbildung 2.4: Versetzungsmechanismus

Mit dem in Abbildung 2.4 dargestellten Mechanismus können sich Versetzungen durch den gesamten Kristall bewegen und ihn dabei deformieren, bis sie auf ein Hindernis treffen (z. B. Verunreinigungen, Korngrenzen, andere Versetzungen) oder ausgelöscht werden. Die Versetzungsbewegung in einer Gleitebene (Abbildung 2.4) wird als Versetzungsgleiten bezeichnet (ELLINGER, 2005), dessen Wirkung anschaulich mit einer wandernden Teppichfalte verglichen werden kann, die ja ebenfalls dazu führt, dass sich der Teppich schon bei geringem Kraftaufwand verschiebt. Bewegt sich die Versetzung nicht in der Gleitebene, spricht man von Versetzungsklettern.

Die Anzahl vorhandener Versetzungen im Kristall wird durch die Versetzungsdichte ρ charakterisiert, die sich aus dem Verhältnis zwischen Gesamtlänge der Versetzungen und dem Kristallvolumen ergibt. Ist die Versetzungsdichte gering, treten Festigkeiten in der Nähe der theoretischen Schubfestigkeit auf. Mit wachsender Versetzungsdichte setzt die plastische Verformung bei niedriger Belastung ein. Auf der anderen Seite wird durch die wachsende Versetzungsdichte die Beweglichkeit freier Versetzungen zunehmend behindert, was zur Materialverfestigung führt.

2.3.2 Verformungsverfestigung

Im Festigkeitsversuch werden Salzprüfkörper mit einer konstanten Verformungsrate ($\dot{\epsilon} = \text{konst.}$) gestaucht. Wie Abbildung 2.1 (Abschnitt 2.1) zeigt, nimmt dabei die Prüfkörperspannung im inelastischen duktilen Vorbruchbereich zunächst noch weiter zu. Dieser Prozess resultiert aus einer innerkristallinen Verfestigung des Prüfkörpers, die sich mit der viskoplastischen Verformung ϵ_{cr} entwickelt, bevor im Bruch- und Nachbruchbereich eine Gefügeentfestigung stattfindet.

Im Dauerstandversuch bei konstant gehaltener Spannung ($\sigma = \text{konst.}$) führt die Verfestigung zu einer kontinuierlichen Reduzierung der Verformungsrate $\dot{\epsilon}$ (Abb. 2.5).

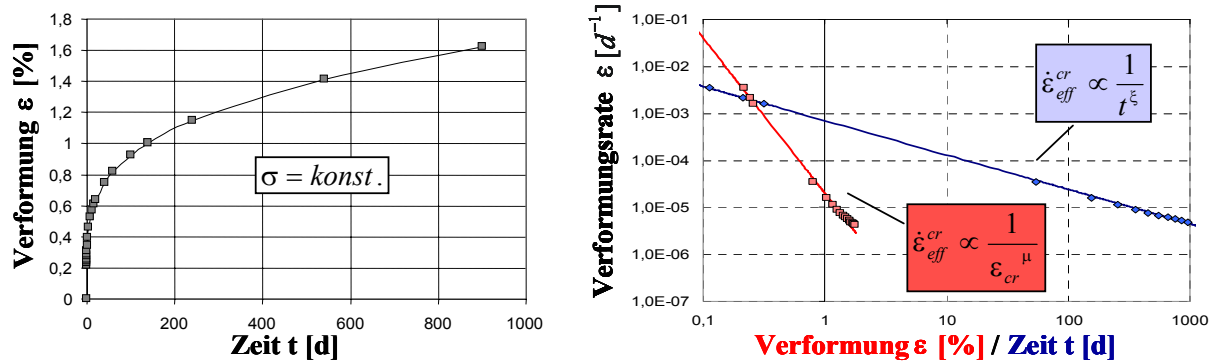


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der Verformungsrate von der Verformung und von der Zeit bei konstanter Spannung

Aus der Metallkunde ist bekannt, dass die Festigkeit polykristalliner Werkstoffe durch Fehler bzw. Defekte innerhalb des Kristallgitters beeinflusst wird. Bei der Herstellung künstlicher metallischer Werkstoffe werden deshalb gezielt Defekte eingebaut, um bestimmte mechanische Eigenschaften zu erhalten. Salzgesteine sind dagegen auf natürliche Weise durch die Verdunstung von Meerwasser entstanden. Die Realstruktur der Salzkristalle (inklusive der Gitterbaufehler) hängt von den Bildungsbedingungen sowie von der geologischen und tektonischen Entwicklung ab. Die Größe der Kristallkörner, Verunreinigungen durch Fremdphasen oder auch Fremdionen sind Strukturgrößen, die natürlich gegeben sind. Sie beeinflussen den Verfestigungsprozess indirekt, indem sie die Versetzungsbewegungen behindern, wodurch Versetzungsanstauungen entstehen. Im Bereich angestauter Versetzungen wird die Versetzungsbewegung zusätzlich blockiert, so dass eine wachsende Kraft notwendig ist, um das Versetzungsgleiten aufrecht zu erhalten (HAHN, 2003).

Versetzungshindernisse können in das Gitter eingebaute Fremdionen sein, durch die die Bindungsverhältnisse zwischen den Ionen lokal verändert werden. Trifft eine Versetzung auf ein solches Hindernis, ist eine größere Spannung notwendig, um die Bindungen zu lösen und das Hindernis zu durchlaufen, wodurch die Versetzungsbewegung behindert wird. In Polykristallen stellen Korngrenzen zusätzliche effektive Versetzungshindernisse dar, da diese durch Versetzungen prinzipiell nicht überwunden werden können (WAGNER, 1999).

Natürlich entstandenes Steinsalz enthält Verunreinigungen z. B. in Form von Anhydrit-Fremdphasen. Abhängig von ihrer Größe und Verteilung können diese fein verteilten Dispersionspartikel wirksame Versetzungshindernisse darstellen. Im Ergebnis von Untersuchungen zum Einfluss der Mikrostruktur auf das Kriechverhalten von Steinsalz (HUNSCHKE ET

AL., 1996) konnte gezeigt werden, dass die Anzahl und insbesondere die Verteilung der Anhydrit-Fremdphasen großen Einfluss auf die Festigkeits- und Verformungseigenschaften von Steinsalz besitzen.

Mit zunehmender plastischer Verformung werden Versetzungen im Bereich von Versetzungshindernissen aufgestaut. Dadurch und in Verbindung mit Versetzungsneubildung wächst die Versetzungsdichte ρ mit der Verformung kontinuierlich an. Da das Kristallgitter durch Versetzungen verzerrt wird, existieren in deren Umgebung lokale elastische Spannungen. Mit wachsender Versetzungsdichte verringert sich der Abstand zwischen den einzelnen Versetzungen. Die lokalen Spannungsfelder der einzelnen Versetzungen beeinflussen einander zunehmend, wodurch die Versetzungsbewegung erschwert wird. Je geringer der Versetzungsabstand ist, desto größer ist die für das gegenseitige Vorbeigleiten benötigte Spannung (\Rightarrow Verfestigung) (WAGNER, 1999). Versetzungen einer Gleitebene stellen deshalb Hindernisse für Versetzungen anderer Gleitebenen dar.

Da die Festigkeitszunahme über das Wandern von Versetzungen direkt mit der Verformung gekoppelt ist, wird dieser Prozess als Verformungs- oder auch Dehnungs-Verfestigung bezeichnet. Die Versetzungsdichte stellt eine innere Zustandsgröße der kristallinen Mikrostruktur dar, die sich mit der plastischen Verformung ändert. Die Materialfestigkeit kann deshalb abhängig von der Versetzungsdichte oder auch von der geleisteten plastischen Deformation mathematisch beschrieben werden. Die Beziehung zwischen den Größen ergibt sich aus Abbildung 2.5, die das prinzipielle zeitabhängige Verformungsverhalten von Steinsalz unter konstanter Belastung zeigt.

Bei diesen Versuchsbedingungen führt die wachsende Materialverfestigung mit zunehmender visko-plastischer Verformung ε_{cr} zu einer kontinuierlichen Reduzierung der Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$. Für konstante Spannungen ergibt sich entsprechend Abbildung 2.5 ein funktionaler Zusammenhang zwischen Verformungsrate und geleisteter Verformung. Mit dem Proportionalitätsfaktor A_p , der in diesem Zusammenhang ein Maß für die Viskosität ist und dem Parameter μ , der den Zusammenhang nichtlinear beschreibt, folgt Gleichung 2.9 mit:

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = f(\varepsilon_{cr}) = \frac{A_p}{(\varepsilon_{cr})^\mu} \quad \Rightarrow \quad \sigma_{eff} = \text{konst.} \quad (2.9)$$

Für veränderliche Spannungen wird Gleichung 2.9 mit einer Spannungsfunktion $g(\sigma_{\text{eff}})$ verknüpft, woraus Gleichung 2.10 folgt, die den Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz in allgemeiner Form beschreibt.

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}} = f(\varepsilon_{\text{cr}}) \cdot g(\sigma_{\text{eff}}) \quad (2.10)$$

Für kriechfähige Materialien wurde von Nadai 1938 vorgeschlagen, einen Potenzansatz für die Spannungsabhängigkeit zu verwenden. Daraus folgt Gleichung 2.11, mit der sich das Deformations-Verfestigungsverhalten von Salzgesteinen auf makroskopischer Basis gut beschreiben lässt (ODQVIST & HULT, 1962), wobei der Spannungsexponent n_p die für Salzgesteine charakteristische nichtlineare Spannungsabhängigkeit der Kriechrate kennzeichnet.

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}} = \frac{A_p}{(\varepsilon_{\text{cr}})^\mu} \sigma_{\text{eff}}^{n_p} \quad (2.11)$$

Infolge der Verfestigung der Mikrostruktur wächst auch die makroskopische Materialfestigkeit. Durch den Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz werden die damit verbundenen Veränderungen der Mikrostruktur nicht im Detail beschrieben, sondern deren Auswirkung auf das makroskopische Festigkeitsverhalten. Die Gleichung 2.11 stellt eine eindeutige Beziehung zwischen der Kriechgeschwindigkeit, der Spannung und der Dehnung dar. Mit zunehmender Verformung verringert sich die Verformungsrate bzw. es muss eine wachsende Spannung aufgewendet werden, damit die Verformungsrate konstant bleibt. Dabei ist die gesamte viskoplastische Verformung der innere Strukturparameter, der den Verfestigungszustand beschreibt. Die Gleichung 2.11 ist demnach eine Zustandsgleichung (ODQVIST & HULT, 1962), die auf makroskopischer Ebene das Wesen der mikrostrukturellen Verfestigung adäquat abbildet.

Wie Abbildung 2.5 zeigt, ist es auch möglich, die Verfestigung abhängig von der Zeit zu beschreiben. Im Gegensatz zur Deformations-Verfestigung spielt die Belastungs- und Deformationsgeschichte bei der Zeit-Verfestigung keine Rolle. Die Zeit ist dabei der alleinige Verfestigungsparameter, von dem das Verformungsverhalten abhängt gemacht wird (Gl. 2.12) (ODQVIST & HULT, 1962).

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}} = \frac{A^*}{t^{\xi}} \cdot f(\sigma_{\text{eff}}) \quad (2.12)$$

Mit einem Ansatz nach Gleichung 2.12 lässt sich das Verhalten bei konstanter Spannung einfach und mit guter Näherung beschreiben, wobei der Proportionalitätsfaktor A^* auch hier ein Viskositätsmaß darstellt. Solche Beziehungen werden für die Auswertung von Kriechversuchen (mit $\sigma_{\text{eff}} = \text{konst.}$) eingesetzt. Da die Verfestigungsentwicklung aber nur für einen konkreten Anfangsspannungszustand, beginnend vom Zeitpunkt $t=0$, zeitlich beschrieben wird, kann das Verhalten bei veränderlichen Spannungen nicht richtig wiedergegeben werden. Jede nachfolgende Spannungsänderung würde eine Nullsetzung der Zeitachse erfordern, damit der Verfestigungsverlauf für den geänderten Spannungszustand berechnet werden kann. Reale Problemstellungen im Salzbergbau sind immer mit komplexen veränderlichen Beanspruchungen, die z. B. durch zeitlich gestaffelte Hohlräumeauffahrungen verursacht werden können, verbunden. Deshalb verwenden die meisten Stoffmodelle keine Zeit-Verfestigung, um die Materialverfestigung zu beschreiben, sondern innere Strukturparameter, die entweder aus der Mikrostrukturentwicklung oder der makroskopischen Verformung abgeleitet werden.

2.3.3 Versetzungserholung

Die Materialverfestigung, die sich mit der plastischen Verformung entwickelt, wird durch einen Prozess begrenzt, den man als Erholung bezeichnet. Nach Blum (BLUM, 1978) ist die Erholung die Gesamtheit derjenigen Versetzungsreaktionen, die der Verfestigung entgegenwirken. Infolge der plastischen Verformung entstehen immer mehr Versetzungen, die sich in ihrer Bewegung gegenseitig behindern. Dieser verfestigend wirkende Prozess führt zu einem Anwachsen der inneren Energie des Materials, wodurch aber die Versetzungsstruktur immer instabiler wird. Durch die Erholung wird die in den Versetzungen gespeicherte innere Energie abgebaut, indem Versetzungen vernichtet oder aber energetisch günstiger angeordnet werden (HAHN, 2003). Dabei werden Versetzungen umorientiert und es bilden sich netzwerkartige Strukturen, aus denen sich in der Folge Subkörner entwickeln. Aus dem Subkorninneren werden Versetzungen durch Versetzungsgleiten an die Subkorn Grenzen verlagert. Dadurch reduziert sich die Versetzungsdichte im Subkorninneren, wogegen sie an den Subkorn Grenzen ansteigt (BLUM, 1978).

Da sich unterschiedlich orientierte Versetzungen gegenseitig anziehen, nimmt in Bereichen mit hoher Versetzungsdichte die Wahrscheinlichkeit der Vernichtung von Versetzungen durch Annihilation zu (FOKKER, 1998). Bei diesem Vorgang werden Versetzungen mit unterschiedlicher Orientierung ausgelöscht, wenn sie auf einer Gleitebene liegend aufeinander treffen und sich dabei vereinigen (Abbildung 2.6).

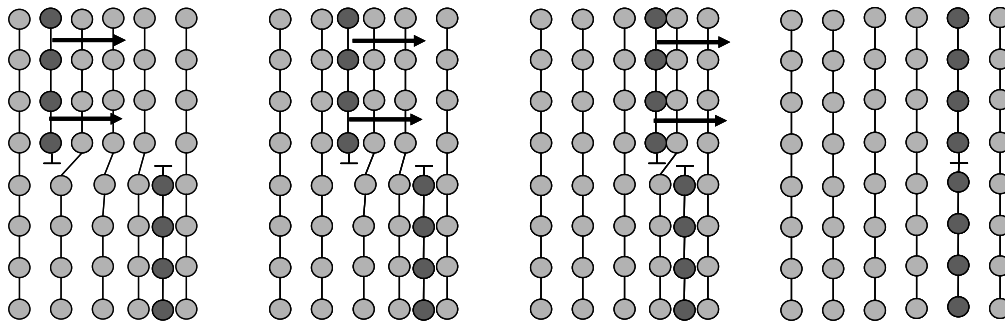


Abbildung 2.6: Vernichtung von Versetzungen einer Gleitebene durch Annihilation

Da Schraubenversetzungen keine bestimmte Gleitebene besitzen, können sie diese durch Quergleiten wechseln. Stufenversetzungen, die durch Hindernisse blockiert sind (Abb. 2.7a), können durch Klettern die Gleitebene wechseln. Bei diesem Mechanismus emittieren Versetzungen, die aufgrund ihrer räumlichen Orientierung zum äußeren Spannungsfeld nicht zur Deformation beitragen, nulldimensionale Punktdefekte (Leerstellen). Durch Diffusion gelangen die Leerstellen an blockierte Stufenversetzungen, wo diese angelagert werden (ELLINGER, 2005). Dadurch ändert sich die Gleitebene der zuvor blockierten Versetzung, wodurch Versetzungsgleiten wieder möglich wird (Abb. 2.7b). Die Leerstellendiffusion verläuft dabei umso rascher, je höher die Temperatur ist.

Der Erholungsmechanismus beruht demnach auf dem Klettern und Quergleiten von Versetzungen, wodurch Versetzungen unterschiedlicher Gleitebenen die Gleitebene wechseln können, um sich zu vereinigen und gegenseitig auszulöschen (Abb. 2.7c).

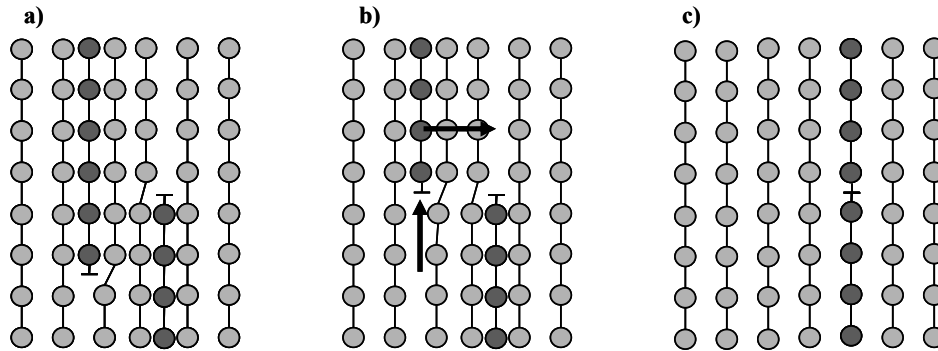


Abbildung 2.7: Versetzungsklettern und Annihilation

Die Erholung ist ein thermisch aktivierter Prozess, der auf Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Versetzungen beruht und der Erzeugung von Versetzungen entgegenwirkt. Dabei ist das Versetzungsquergleiten ebenso Teil des Erholungsmechanismus wie das Versetzungsklettern (BLUM, 1978).

Unter Berücksichtigung der Erholung lässt sich die Entwicklung der Versetzungsstruktur mit Gleichungen vom Typ:

$$\dot{\rho} = \dot{\rho}^+ - \dot{\rho}^- \quad (2.13)$$

beschreiben. Dabei ist $\dot{\rho}$ die Änderungsrate der Versetzungsdichte, die sich aus der Differenz zwischen der Erzeugungs- und Vernichtungsrate ($\dot{\rho}^+$ und $\dot{\rho}^-$) von Versetzungen ergibt (BLUM, 1978).

Die visko-plastische Gesamtverformung ε_{cr} entwickelt sich im Ergebnis aller Versetzungsreaktionen. Deren Rate setzt sich deshalb aus einem Anteil $\dot{\varepsilon}_{cr}^V$, der aus der Verfestigung sowie einem Anteil $\dot{\varepsilon}_{cr}^E$, der aus der Erholung resultiert, zusammen (Gl. 2.14).

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = \dot{\varepsilon}_{cr}^V + \dot{\varepsilon}_{cr}^E \quad (2.14)$$

Durch einfaches Umstellen von 2.14 erhält man Beziehung 2.15, die vom gleichen Typ ist, wie Gleichung 2.13 (SALZER, 1993):

$$\dot{\varepsilon}_{cr}^V = \dot{\varepsilon}_{cr} - \dot{\varepsilon}_{cr}^E \quad (2.15)$$

Gleichung 2.13 und Gleichung 2.15 beschreiben beide das Wesen der duktilen Verformung kristalliner Festkörper. Im Gegensatz zu Gleichung 2.13 beschreibt Gleichung 2.15 aber das Kriechen auf makroskopischer Ebene. Da makroskopisches Kriechen aus der Bewegung und Erzeugung von Versetzungen resultiert, ergibt sich auch die makroskopische Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ aus den Raten $\dot{\rho}^+$, mit denen Versetzungen im Inneren eines Volumenelementes erzeugt werden. Die inneren Versetzungsvernichtungsraten $\dot{\rho}^-$ verursachen ebenfalls eine äußere Verformung, die über die Erholungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^E$ beschrieben werden kann. Analog zu Gleichung 2.13 ergibt sich in Gleichung 2.15 aus der Bilanz zwischen $\dot{\epsilon}_{cr}$ und $\dot{\epsilon}_{cr}^E$ der Anteil der Verformungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^V$, aus dem die Verfestigung resultiert. Wird die viskose Gesamtverformung ϵ_{cr} in Gleichung 2.11 durch den verfestigend wirkenden Verformungsanteil ϵ_{cr}^V ersetzt, lässt sich auch die Kristallerholung im Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz entsprechend Gleichung 2.16 berücksichtigen, wodurch primäres und sekundäres Kriechen gekoppelt beschrieben werden. (SALZER 1993).

$$\dot{\epsilon}_{cr} = \frac{A_p}{(\epsilon_{cr}^V)^\mu} \sigma_{eff}^{n_p} \quad (2.16)$$

Solange die Rate des verfestigend wirkenden Anteils der Verformung $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ positiv ist, verformt sich das Material im transienten Übergangsbereich. Da die Verfestigungs- und Erholungsprozesse einem Gleichgewicht entgegen streben, gleichen sich die Erzeugungs- und Vernichtungsraten der Versetzungen an, wodurch die Rate des verfestigend wirkenden Anteils der Verformung $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ gegen Null strebt. In diesem Zustand ist die Mikrostruktur des Materials konstant, so dass sich der Verformungswiderstand unter gleich bleibender Beanspruchung nicht mehr verändert (BLUM, 1978). Makroskopisch bedeutet das, dass bei konstanter Spannung und Temperatur die Verformungsrate ebenfalls konstant wird und das Material ins sekundäre Kriechen übergeht. Setzt man eine konstante Verformungsrate voraus, folgt ideal plastisches Materialverhalten.

2.3.4 Schädigung und Dilatanz

Mikrorisse sind Schädigungen der Mikrostruktur, die bereits von vornherein angelegt sein können oder sich mit der visko-plastischen Verformung entwickeln. Aus der Metallkunde ist bekannt, dass Verzerrungen des Kristallgitters im Bereich aufgestauter Versetzungen Mikrorisse verursachen (KLEBERT ET AL., 1968). Das bedeutet, dass die Schädigungsentwicklung ursächlich mit der Verfestigung verbunden ist (Abb. 2.8).

Entsprechend der Bruchtheorie von Griffith entsteht das makroskopische Festigkeitsversagen aus solchen Mikrorissen, indem ab einer bestimmten Risslänge die Rissentwicklung spontan weiterläuft und sich so diskrete Bruchflächen ausbilden. Dabei spielen wiederum Versetzungen eine wichtige Rolle. Je beweglicher die Versetzungen sind, desto leichter können sie die an der Risspitze konzentrierten Spannungen zügig durch Verformung abbauen, wodurch die Rissausbreitung verhindert wird. Dabei entstehen neue Versetzungen, die ein Abrunden der Risspitze bewirken. Mit wachsender Versetzungsdichte bzw. Verfestigung werden die Versetzungen aber zunehmend unbeweglicher (Abschnitt 2.3.2), wodurch die in Umgebung der Risspitze konzentrierten Spannungen immer schlechter umgelagert werden können – man könnte auch sagen - das Material versprödet. Überschreiten die lokalen Spannungen an der Risspitze ein kritisches Niveau, breitet sich der Mikroriss spontan aus.

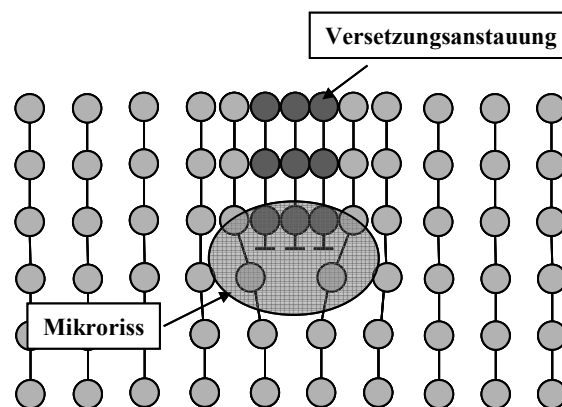


Abbildung 2.8: Mikrorissentstehung im Bereich aufgestauter Versetzungen

In Salzgesteinen kommt es mit der Mikrorissbildung auch zu einer Volumenzunahme. Die Größe, die den Anteil der durch Mikrorissbildung verursachten Volumenzunahme am Gesamtvolumen eines Gesteinselementes beschreibt, wird als Dilatanz ε_{Vol} oder auch Volumendilatanz bezeichnet.

$$\varepsilon_{\text{Vol}} = \frac{\Delta V}{V} \quad (2.17)$$

In duktilen Salzgesteinen setzt die Dilatanz mit Beginn der visko-plastischen Verfestigung bei Belastungen, die weit unterhalb der Kurzzeitbruchgrenze liegen, ein. In Abbildung 2.9 ist dieser Effekt exemplarisch anhand eines Steinsalzprüfkörpers im verformungsgeregelten triaxialen Festigkeitsversuch dargestellt, der ebenfalls zeigt, dass sich Dilatanz und Festigkeit gegenseitig beeinflussen. Mit wachsender Dilatanz nimmt die Verformbarkeit zu, wodurch sich der Anstieg der Spannungs-Verformungs-Kennlinie kontinuierlich reduziert. Im Bereich der Spitzenfestigkeit heben sich die Verfestigungs- und Entfestigungswirkung gerade auf, so dass der Anstieg der Festigkeitskurve Null ist (ideale Plastizität), wogegen sich im Nachbruchbereich das Material progressiv entfestigt, was mit einem überproportionalen Anstieg der Volumenzunahme verbunden ist.

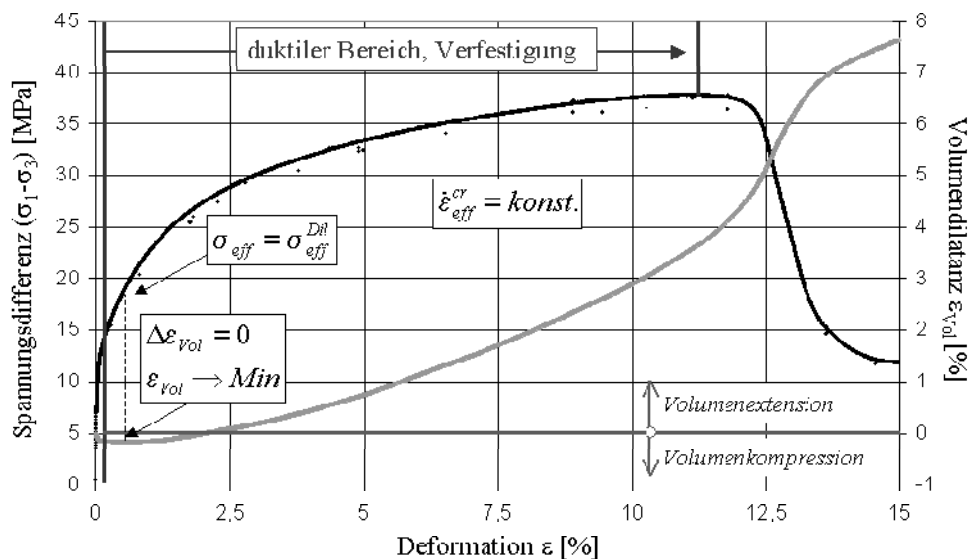


Abbildung 2.9: Prinzipielle Festigkeits- und Dilatanzentwicklung im verformungsgeregelten Triaxialversuch

Das Dilatanzverhalten von Steinsalz und anderer duktiler Salzgesteine ist dabei wesentlich ausgeprägter als bei Metallen. Als eine mögliche Begründung dafür gibt Weidinger die gegenüber Metallen deutlich geringere Zugfestigkeit von Steinsalz an (WEIDINGER, 1998), wodurch in Bereichen mit lokalen Zugspannungen im Steinsalz leichter Risse entstehen können als in metallischen Werkstoffen. Das bedeutet, dass in duktilen Salzgesteinen neben der Mikrorissbildung im Bereich von Versetzungsanstauungen auch lokales Zugversagen zur Volu-

mendilatanz beiträgt. Diese beiden Prozesse überlagern sich und wirken entfestigend. Die Dilatanz kann deshalb als integrales Maß für den Entfestigungszustand aufgefasst werden.

Auf Grund ihrer Kriechfähigkeit unterscheiden sich Salzgesteine im Festigkeitsverhalten von anderen nicht kriechfähigen Gesteinen. Das Festigkeitsverhalten von Gesteinen wird üblicherweise mit Hilfe von Triaxialversuchen untersucht, bei denen Prüfkörper bei verschiedenen Manteldrücken verformungsgeregelt mit relativ großen Verformungsraten, die in etwa in der Größenordnung von etwa $1 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1} - 3 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$ liegen, über den Bruch hinaus bis in den Nachbruchbereich beansprucht werden.

Das in Triaxialversuchen ermittelte Festigkeitsverhalten ist jedoch in hohem Maße von der Belastungsgeschwindigkeit abhängig, mit der die Prüfkörper belastet werden. Mit abnehmender Verformungsrate reduzieren sich die Spitzenfestigkeiten und die Verformung im Vorbruchbereich nimmt zu. Das bedeutet, dass man für Salzgesteine zwischen höheren Kurzzeitfestigkeiten bei großen Belastungsgeschwindigkeiten und reduzierten Langzeitfestigkeiten bei geringen Verformungsraten unterscheiden muss.

Um dieses Verhalten bei der Dimensionierung von Pfeilern im Gewinnungsbergbau berücksichtigen zu können, wurde von Menzel und Schreiner auf der Basis von Laboruntersuchungen und In-situ-Messungen ein rheologischer Sicherheitskoeffizient eingeführt, der die zu erwartende Standzeit in Abhängigkeit vom Ausnutzungsgrad der Kurzzeitfestigkeit beschreibt (MENZEL & SCHREINER, 1977). Die Grundlage zur Berechnung des rheologischen Sicherheitskoeffizienten bildet die Annahme, dass ein Festkörper vom Typ Steinsalz bei einem definierten mechanischen Zustand nur eine bestimmte Energie aufnehmen kann, ohne seine Festigkeit zu verlieren. Die spezifische Dissipationsleistung eines Festkörpers, d. h. die Arbeit der inneren Kräfte je Volumen- und Zeiteinheit, beträgt:

$$\dot{U} = \sigma_{ij} \cdot \dot{\epsilon}_{ij} \quad (2.18)$$

Für die spezifische Arbeit, die bei der Kriechverformung geleistet wird, folgt daraus:

$$U = \int_0^t \sigma_{\text{eff}} \cdot \dot{\epsilon}_{\text{cr}} dt \quad (2.19)$$

Menzel und Schreiner beschreiben demnach den Übergang zwischen Kurzzeit- und Langzeitfestigkeit von Steinsalz in Abhängigkeit von der spezifischen Formänderungsarbeit.

Eine Diskussion der im zügigen Triaxialversuch und im Langzeitverhalten jeweils aktiven Verformungsmechanismen zeigt, dass diese Annahme mikrostrukturell begründet werden kann. Wie bereits anfangs erwähnt, entstehen Schädigungen durch lokale Spannungsfelder und deren Überlagerung im Bereich angestauter Versetzungen (Abb. 2.8). Auf Grund der hohen Belastungsgeschwindigkeiten und wegen der kurzen Versuchszeiten spielt die Versetzungserholung im zügigen Triaxialversuch keine Rolle. Deshalb wird das Spannungs-Verformungsverhalten unter diesen Versuchsbedingungen nahezu ausschließlich durch Verformungsverfestigung und durch Mikrorissbildung (Schädigung) bestimmt. Mit fortschreitender Verformung findet eine Verfestigung statt, die aber gleichzeitig die zunehmende Mikrorissbildung entgegenwirkt. Nach Griffith entwickelt sich der makroskopische Bruch aus Mikrorissen, die sich infolge lokaler Spannungskonzentrationen ausbreiten. Vollständige Verformungsverfestigung ohne Erholung führt deshalb zu relativ großen Materialfestigkeiten, aber im Gegenzug auch zu einer Reduzierung der bruchfreien Verformungsreserve.

Mit abnehmender Verformungsrate bzw. bei längeren Standzeiten gewinnt der Prozess der Versetzungserholung zunehmend an Bedeutung. Dabei werden blockierte Versetzungen durch Versetzungsklettern wieder aktiviert, wodurch die Verformbarkeit bzw. die Kriechfähigkeit zunimmt. Entscheidend ist dabei, dass die Erholung selbst keine Schädigung verursacht, sondern durch Versetzungsannihilation zum Abbau innerkristalliner Spannungen beiträgt und somit dem Entstehen von Mikrorissen ursächlich entgegen wirkt. Dadurch werden bei kleinen Verformungsraten weniger Mikrorisse akkumuliert, woraus größere Gesamtverformungen bzw. längere Standzeiten resultieren, bevor der Bruch entsteht. Erreicht die Mikrorissdichte aber ein kritisches Maß, tritt der Bruch auch bei geringeren Spannungen ein.

Ausschlaggebend für die Festigkeit von Salzgesteinen sind demnach neben der wirkenden Spannung auch der Deformationszustand, was durch das von Menzel und Schreiner eingeführte Konzept der spezifischen Formänderungsarbeit beschrieben wird, und der Schädigungszustand des Materials.

Die Schädigung D ist i. d. R. als eine isotrope Zustandsgröße definiert, die den Anteil A^d der geschädigten Querschnittsfläche bezogen auf die gesamte Querschnittsfläche A eines Gebirgselementes beschreibt (HOU, 2007).

$$D = \frac{A - A^0}{A} = \frac{A^d}{A} \quad (2.20)$$

Nach Kachanov (1986) fließt die von außen auf einem Gebirgselement einwirkende Kraft F durch den nicht geschädigten Flächenanteil A^0 . Der geschädigte Flächenanteil A^d leistet dagegen keinen Beitrag zum Lastabtrag. Da der Kraftfluss konstant ist, steigt die Spannung in den ungeschädigten Bereichen an, woraus eine Beschleunigung der Kriechrate resultiert. Die schädigungsinduzierte Spannungszunahme ergibt sich aus der allgemein bekannten Spannungsdefinition, wobei aber die Kraft F auf die durch die Schädigung reduzierte nicht geschädigte Querschnittsfläche A^0 bezogen ist (Gl. 2.21).

$$\bar{\sigma} = \frac{F}{A^0} = \frac{F}{A - A^d} = \frac{F}{A(1 - D)} = \frac{\sigma}{1 - D} \quad (2.21)$$

Die Schädigung bewirkt auch eine Änderung des Elastizitätsverhaltens, die durch Gleichung 2.22 beschrieben wird.

$$D = \frac{E_0 - E_{\text{dyn}}^d}{E_0} \quad (2.22)$$

Dabei ist E_0 der Elastizitätsmodul im ungeschädigten Zustand und E_{dyn}^d der dynamische E-Modul des geschädigten Materials. Für die Bestimmung des dynamischen E-Moduls werden die Ultraschallwellengeschwindigkeiten der Longitudinalwellen v_p (P-Wellen) und Scherwellen v_s (S-Wellen) während eines Versuches kontinuierlich gemessen. Durch die Schädigung kommt es zu einer Volumenzunahme, die als Dilatanz, ε_{vol} bezeichnet wird, wodurch sich die Ultraschallwellengeschwindigkeiten v_p und v_s reduzieren (POPP, 2002, HUNSCHE & SCHULZE, 2003). Der zwischen diesen Größen bestehende Zusammenhang wird durch Gleichung 2.23 beschrieben. (HOU, 2007).

$$D = 1 - \frac{1}{1 - \varepsilon_{\text{Vol}}} \cdot \left(\frac{v_{\text{P}}}{v_{\text{P},0}} \right) = 1 - \frac{1}{1 - \varepsilon_{\text{Vol}}} \cdot \left(\frac{v_{\text{S}}}{v_{\text{S},0}} \right) \quad (2.23)$$

mit: $v_{\text{P},0}, v_{\text{S},0}$ - max. Schallwellengeschwindigkeit der P-/S-Wellen (ungeschädigt)

$v_{\text{P}}, v_{\text{S}}$ - Schallwellengeschwindigkeit der P-/S-Wellen im Versuch (unter Schädigungseinfluss)

Solange im Vorbruchbereich die Gefügeschädigung gering ist, ändern sich die Ultraschallwellengeschwindigkeiten kaum und die Dilatanz ist klein. Aus Gleichung 2.23 folgt dann, dass die Dilatanz ε_{Vol} und die Schädigung D näherungsweise gleich sind:

$$D = 1 - \frac{1}{1 - \varepsilon_{\text{Vol}}} \approx -\varepsilon_{\text{Vol}} \quad \text{mit} \quad \frac{v_{\text{P}}}{v_{\text{P},0}} = \frac{v_{\text{S}}}{v_{\text{S},0}} \approx 1 \quad \text{und} \quad |\varepsilon_{\text{Vol}}| \ll 1 \quad (2.24)$$

Der Spannungszustand, bei dem das Einsetzen von Dilatanz im Festigkeitsversuch gemessen wird, wird als Dilatanzgrenze $\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}$ bezeichnet (Abb. 2.9). Tatsächlich ist dieser Punkt aber nicht einfach festzulegen, da elastische Volumenkompression und plastische Volumendilatanz parallel verlaufende und sich gegenseitig überlagernde Prozesse sind.

Im Minimum der Dilatanzkurve ist das Dekrement der elastischen Volumenkompression identisch mit dem Inkrement der plastischen Volumendilatanz. Daraus folgt, dass die plastische Volumendilatanz bereits einsetzt, bevor sich im Dilatanzverlauf das Minimum einstellt. Das zeigen auch Ergebnisse von Durchschallungsmessungen an Prüfkörpern, bei denen sich infolge einsetzender Mikrorissbildung die Scherwellengeschwindigkeit v_{S} vor dem Erreichen des Minimums der Dilatanzkurve signifikant ändert (POPP, 2002, HUNSCHE & SCHULZE, 2003). Hunsche führt dafür den Begriff der Mikrorissgrenze ein, die den Beginn der Schädigungsentwicklung kennzeichnet (HUNSCHE ET AL. 2003). Als Dilatanzgrenze definiert er dagegen eine Fläche im Spannungsraum, bei der die volumetrische Dehnrates Null ist. Demnach ist die Dilatanzgrenze per Definition auf das Minimum der Dilatanzkurve festgelegt. Wie experimentelle Untersuchungen gezeigt haben, setzt die Dilatanz im Bereich dieser Grenze aber nur langsam ein. Tatsächlich handelt es sich bei der Abgrenzung des kompressiblen vom dilatanten Spannungsraum eher um ein unscharf abzugrenzendes Spannungsband (HUNSCHE &

HAMPEL, 1999), weshalb in der Literatur von verschiedenen Autoren unterschiedliche Dilatanzgrenzen angegeben werden.

Die praktische Bedeutung der Dilatanzgrenze erschließt sich aus der Konsequenz, dass in jedem Gestein, dessen Spannungszustand sich oberhalb der Dilatanzgrenze befindet, Schädigungen akkumuliert werden, die langfristig zum Versagen führen. Die Dilatanzgrenze entspricht deshalb in ihrer Bedeutung einer Langzeitstabilitätsgrenze (HUNSCHE ET AL. 2003).

Kapitel 3

Stoffmodelle für Salzgesteine

3.1 Übersicht

Im vorangegangenen Kapitel wurde dargestellt, wie sich aus dem Zusammenwirken innerkristalliner Verfestigungs-, Erholungs- und Schädigungsprozesse drei für das Kriechen charakteristische Kriechphasen entwickeln. In diesem Kapitel werden Stoffmodelle vorgestellt, mit denen das beobachtete Verhalten beschrieben werden kann. Resultierend aus den für die Kriechphasen verantwortlichen Mechanismen beinhaltet die Gesamtkriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ immer primäre und sekundäre Anteile ($\dot{\epsilon}_{cr}^p$, $\dot{\epsilon}_{cr}^s$), die schädigungsfrei sind und einen schädigungsinduzierten Anteil $\dot{\epsilon}_{cr}^d$, so dass gilt:

$$\dot{\epsilon}_{cr} = f(\dot{\epsilon}_{cr}^p, \dot{\epsilon}_{cr}^s, \dot{\epsilon}_{cr}^d) \quad (3.1)$$

Innerhalb der verschiedenen Stoffmodelle erfolgt die Verknüpfung der einzelnen Teilraten im einfachsten Fall additiv bzw. multiplikativ oder komplexer über innere Zustandsvariablen.

Da das primäre Kriechen ϵ_{cr}^p oft auch als transientes Kriechen ϵ_{cr}^{tr} bezeichnet wird, werden im Folgenden beide Bezeichnungen gleichwertig verwendet.

Zunächst werden einige Grundlagen der Modellierung erläutert, die sich weitgehend einheitlich auf die meisten Stoffmodelle übertragen lassen. Im Anschluss daran erfolgt die Darstellung ausgewählter komplexerer Stoffmodelle, die in der Salzmechanik derzeit Verwendung finden.

Ausgangspunkt für die Beschreibung des Materialverhaltens ist der Zusammenhang zwischen dem Tensor der plastischen deviatorischen Verformungszuwächse und der deviatorischen Spannung, der durch die Effektivspannung σ_{eff} und die Rate der effektiven Kriechverformung ϵ_{cr} beschrieben wird.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{cr} = \frac{3}{2} \dot{\epsilon}_{cr} \cdot \frac{S_{ij}}{\sigma_{eff}} \quad (3.2)$$

Für die effektive Verformung und die Effektivspannung, die auch als Vergleichsgrößen (ϵ_v, σ_v) bezeichnet werden, gelten dabei die bekannten Definitionen (BACKHAUS, 1983):

$$\begin{aligned} \epsilon_{eff} = \epsilon_v &= \sqrt{\frac{2}{3} \sum_{ij} \epsilon_{ij}^2} \\ \sigma_{eff} = \sigma_v &= \sqrt{\frac{3}{2} \sum_{ij} S_{ij}^2} \quad \text{mit } S_{ij} = \sigma_{ij} + \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Grundsätzlich ist die Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ abhängig von der Effektivspannung σ_{eff} , der Temperatur T, einem Strukturparameter V, der die Verfestigung beschreibt, und einem Strukturparameter D für die Schädigung.

$$\dot{\epsilon}_{cr} = f(\sigma_{eff}, T, V, D) \quad (3.4)$$

Zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ wird häufig die Arrhenius-Beziehung (Gl. 3.5) verwendet, die bei vielen Stoffmodellen multiplikativ mit der stationären Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}^s$ verknüpft ist:

$$f(T) = \exp\left[\frac{-Q}{R \cdot T}\right] \quad (3.5)$$

Dabei ist R die universelle Gaskonstante mit $R = 8,314 \cdot 10^{-3} \text{ kJ/mol}\cdot\text{K}$ und die Variable T die wirkende Temperatur. Die Aktivierungsenergie Q ist selbst temperaturabhängig und nimmt nichtlinear mit steigender Temperatur zu. Im Stoffmodell BGRb wird dieses Verhalten durch einen zweigliedrigen Arrhenius-Term, bei dem zwei verschiedene Aktivierungsenergien additiv überlagert werden, beschrieben. Für den Salzstock Gorleben geben Hunsche und Schulze Aktivierungsenergien von $Q_1 = 42 \text{ kJ/mol}$ und $Q_2 = 113 \text{ kJ/mol}$ an, wobei die Temperaturabhängigkeit bei Temperaturen $T < 100^\circ\text{C}$ mehr durch Q_1 und bei $T > 100^\circ\text{C}$ mehr durch Q_2 bestimmt wird. Das Stoffmodell BGRa beschreibt die Temperaturabhängigkeit von Asse-

Steinsalz dagegen im Temperaturbereich zwischen 22°C bis 200° einheitlich mit einer konstanten mittleren Aktivierungsenergie von $Q = 54 \text{ kJ/mol}$ (HUNSCHE & SCHULZE, 1994).

Grundsätzlich kann die verwendete Aktivierungsenergie aber auch nicht losgelöst vom eigentlichen innerkristallinen Verformungsmechanismus gesehen werden, der durch das Stoffmodell und dessen Parameter beschrieben wird. Daher sind in der Literatur sehr unterschiedliche Angaben zu Aktivierungsenergien für z. B. Steinsalz zu finden, die jedoch immer im Zusammenhang mit den durch die jeweiligen Modelle beschriebenen Verformungsmechanismen zu betrachten sind. Die nachstehende Auflistung zeigt beispielhaft die Bandbreite der in der Literatur, abhängig vom jeweiligen Stoffmodell, angegebenen Aktivierungsenergien Q :

Stoffmodell BGRa (HUNSCHE & SCHULZE, 1994)

- Potenzansatz für stationäres Kriechen (Asse-Steinsalz)
- bestimmender Verformungsmechanismus: Versetzungsklettern mit:

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}} = A_s \cdot \exp\left[\frac{-Q}{RT}\right] \cdot \left(\frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma_0}\right)^{n_s} \quad (3.6)$$

mit: $Q = 54 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ $n_s = 5$ $\sigma_0 = 1\text{MPa}$

Stoffmodell BGRb (HUNSCHE & SCHULZE, 1994)

- Potenzansatz für stationäres Kriechen (Salzstock Gorleben)
- bestimmender Verformungsmechanismus: Versetzungsklettern mit:

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}} = \left(A_{s,1} \cdot \exp\left[\frac{-Q_1}{RT}\right] + A_{s,2} \cdot \exp\left[\frac{-Q_2}{RT}\right] \right) \cdot \left(\frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma_0}\right)^{n_s} \quad (3.7)$$

mit: $Q_1 = 42 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ $Q_2 = 113 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ $n_s = 5$ $\sigma_0 = 1\text{MPa}$

Stoffmodell von Wawersik (WAWERSIK, 1988)

- Potenzansatz für stationäres Kriechen mit temperaturabhängigem Spannungsexponenten $n_s(T)$

- bestimmender Verformungsmechanismus: Quergleiten von Schraubenversetzungen mit:

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}} = D_s \cdot \left(\frac{\sigma_{\text{eff}}}{G \cdot A} \right)^{n_s(T)} ; n_s(T) = \frac{Q_{\text{cs}}}{RT} \quad \text{mit:} \quad Q_{\text{cs}} = 18,96 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \quad (3.8)$$

Verbundmodell (HAMPEL, 2007)

- Ansatz für primäres und stationäres Kriechen
- Explizite Modellierung der kristallinen Mikrostrukturentwicklung über verschiedene Strukturgrößen S^i mit mikroskopischer Aktivierungsenergie mit:

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}} = f(S^i, \sigma) \cdot \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \sinh\left(\frac{g(S^i) \cdot \sigma^*}{T}\right) \quad \text{mit:} \quad Q = 180 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \quad (3.9)$$

In der Modellierung weit verbreitet ist die Annahme einer mittleren Aktivierungsenergie von $Q = 54 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ in Verbindung mit Gleichung 3.5. Dieses Vorgehen beschreibt die Temperaturabhängigkeit des Kriechens i. d. R. mit einer mittleren Genauigkeit, die für die meisten praktischen Aufgabenstellungen ausreichend ist.

Die Kriechphase, in der sich das Material gerade befindet, ist abhängig vom aktuellen Zustand der Mikrostruktur (siehe dazu Kapitel 2.3). Solange sich die kristalline Struktur verändert, ändern sich auch die Verformungseigenschaften, woraus primäres bzw. transientes Kriechen oder auch schädigungsinduzierte Entfestigung folgt. Im mikrostrukturellen Gleichgewichtszustand, wenn sich die Struktur nicht verändert, sind auch die Verformungseigenschaften konstant, woraus sekundäres bzw. stationäres Kriechen resultiert. Der Übergang von einer veränderlichen zu einer stationären Mikrostruktur erfolgt kontinuierlich, abhängig davon wie Versetzungen vernichtet bzw. neu gebildet werden. In der Stoffmodellierung lässt sich dieser Prozess über die Änderung eines entsprechenden Strukturparameters beschreiben, der im sekundären Kriechen in eine Konstante übergeht. Stoffmodelle, die einen solchen Verfestigungsparameter nicht besitzen, können deshalb kein transientes, sondern nur sekundäres Kriechen beschreiben. Da die Mikrostruktur von Salzgesteinen letztlich immer einem stationären Zustand entgegenstrebt; sind diese i. d. R. einfach formulierten Stoffmodelle aber eine wichtige Grundkomponente aller komplexeren Stoffansätze.

3.2 Sekundäres Kriechen

Die sekundäre Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}^s$ im schadungsfreien Zustand ist von der wirkenden Effektivspannung σ_{eff} und von der Temperatur T abhängig, so dass die sekundäre Rate in folgender Form beschrieben werden kann:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^s(\sigma_{eff}, T) = f(\sigma_{eff}) \cdot g(T) \quad (3.10a)$$

bzw. mit Gleichung 3.5

$$\dot{\epsilon}_{cr}^s(\sigma_{eff}, T) = f(\sigma_{eff}) \cdot \exp\left[\frac{-Q}{R \cdot T}\right] \quad (3.10b)$$

Das stationäre Verhalten wird im Labor in Kriechversuchen bei konstanter Belastung ermittelt, wobei für die Untersuchung der Spannungsabhängigkeit mehrere Versuche mit unterschiedlichen Laststufen benötigt werden. Nach dem Abklingen der transienten Primärverformung wird die Stauchungsrate im Kriechversuch konstant. Dieser Zustand wird als stationäres Kriechen bezeichnet. Physikalisch bedeutet dies, dass sich Versetzungserzeugung und Versetzungsvernichtung in einem dynamischen Gleichgewicht befinden. Die Identifikation dieses Zustandes anhand der gemessenen Prüfkörperstauchung bzw. Stauchungsrate ist dabei wesentlich komplizierter als es zunächst scheint, da sich die Struktur während des transienten Kriechens diesem Gleichgewichtszustand asymptotisch nähert, so dass Änderungen der Struktur mit zunehmender Annäherung an das Gleichgewicht immer langsamer erfolgen. Dadurch ist es erforderlich, eine Probe genügend lange zu verformen, um den stationären Zustand zu erhalten (HAMPEL, 2007). Hampel führt dazu weiter aus:

„Die häufig angewendete Methode der Ermittlung aus der Steigung des schließlich annähernd linearen Anstieges der Kriechkurve in der Darstellung der Verformung über der Zeit hat sich vor allem bei Versuchen mit geringer Differenzspannung als fehleranfällig erwiesen, weil eine immer noch leichte Krümmung der Kriechkurve in einem fortgeschrittenem Stadium des transienten Kriechens nicht erkannt wird. Dies kann über längere Zeiträume jedoch zu einer weiteren, zum Teil noch erheblichen Veränderung der Kriechrate führen.“

In der Praxis führt dies häufig dazu, dass Kriechversuche zu zeitig abgebrochen werden. Daraus resultiert oftmals eine Überschätzung des in Laborversuchen bestimmten sekundären Kriechens gegenüber dem gemessenen In-situ-Verhalten, weshalb eine Korrektur der aus den Versuchen abgeleiteten Kriechparameter im Verlauf der numerischen Rückrechnung des „realen“ Gebirgsverhaltens notwendig werden kann.

Der funktionale Zusammenhang zwischen Spannung σ_{eff} und sekundärer Kriechrate $\dot{\epsilon}_{\text{cr}}^s$ wird häufig mit einer der nachstehenden Beziehungen beschrieben.

Potenzansatz

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}}^s(\sigma_{\text{eff}}) = A_s \cdot \sigma_{\text{eff}}^{n_s} \quad T = \text{konst.} \quad (3.11)$$

Exponentialansatz

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}}^s(\sigma_{\text{eff}}) = \frac{\sigma_{\text{eff}}}{3 \cdot \eta \cdot \exp[-m \cdot \sigma_{\text{eff}}]} \quad T = \text{konst.} \quad (3.12)$$

Der Potenzansatz (Gl. 3.11), der auch als Norton-Ansatz bezeichnet wird, ist in der Stoffmodellierung weit verbreitet. Die Modellparameter A_s und n_s in Gleichung 3.11 werden aus Kriechversuchen abgeleitet, wobei der Vorfaktor A_s ein Maß für die Viskosität des Materials darstellt und der Parameter n_s die Spannungsabhängigkeit beschreibt.

Im gebirgsmechanisch wichtigen Spannungsbereich etwa zwischen $10 \text{ MPa} > \sigma_{\text{eff}} > 25 \text{ MPa}$ wird von Hunsche und Schulze ein Spannungsexponent von $n_s = 5$ für Steinsalz der norddeutschen Salzstöcke Asse und Gorleben angegeben (HUNSCH & SCHULZE, 1994). In diesem Spannungsbereich ist der vorherrschende Mechanismus, der das stationäre Kriechen prägt, das Versetzungsklettern. Da aber abhängig von der wirkenden Belastung auch andere sich überlagernde Verformungsmechanismen das Kriechen beeinflussen, lässt sich für einen größeren Spannungsbereich kein einheitlicher Spannungsexponent angeben. So gewinnt mit wachsender Spannung z. B. das Quergleiten von Schraubenversetzungen zunehmend an Einfluss (FROST & ASHBY, 1982), für das in der Literatur ein Spannungsexponent von $n_s = 7$ angegeben wird (WEERTMANN & WEERTMANN, 1987).

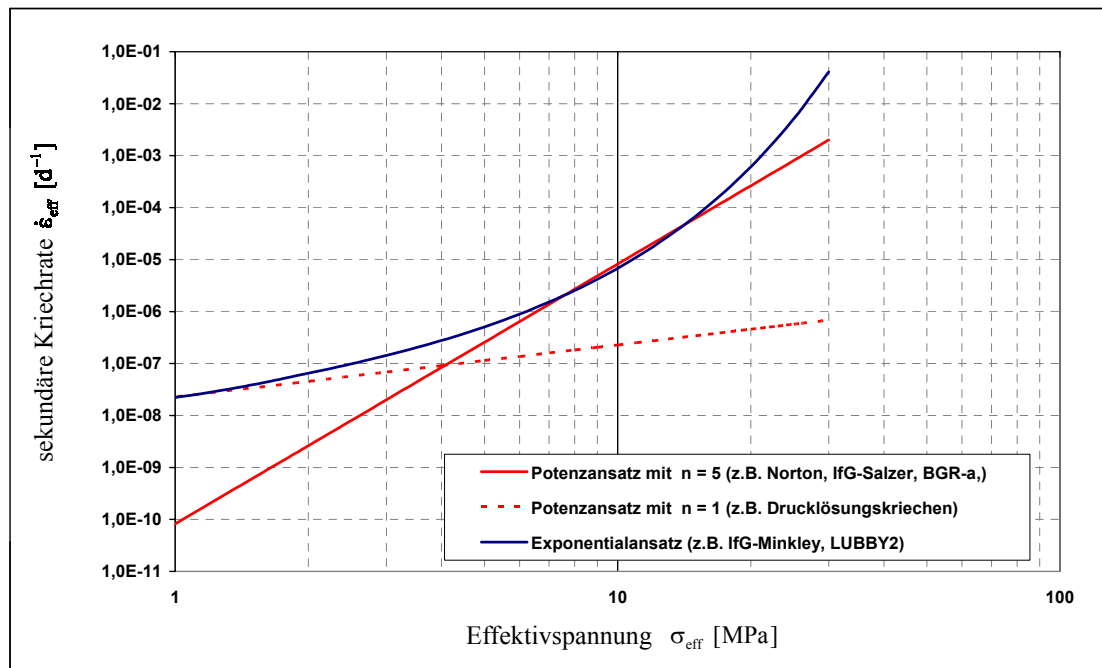


Abbildung 3.1: Vergleichende Darstellung von Stoffmodellen für stationäres Kriechen

Mit abnehmender Differenzspannung ist dagegen eine Reduzierung des Spannungsexponenten zu beobachten, der letztlich gegen $n_s = 1$ strebt.

Während bei größeren Spannungen intrakristalline Versetzungsbewegungen das Kriechen bestimmen, werden bei Spannungen von weniger als ca. 10 MPa die Versetzungen im Kristallinneren immer unbeweglicher, so dass z. B. das so genannte Drucklösungskriechen (pressure solution creeping) den Verformungsprozess zunehmend beeinflusst. Dieser interkristalline Mechanismus beschreibt das viskose Abgleiten von Körnern entlang der Korngrenzen (URAI & SPIERS, 2007). Wirken dagegen sehr kleine Spannungen ($\sigma < \text{ca. } 1 \text{ MPa}$), sind Versetzungen praktisch vollständig unbeweglich. Bei solch geringen Spannungen erfolgt die viskose Verformung durch intrakristallines Diffusionskriechen (HUNSCHE & SCHULZE, 1994). Unabhängig davon, welcher dieser Prozesse tatsächlich das Verhalten im unteren Spannungsbereich dominiert, ist für Diffusionskriechen und Drucklösungskriechen in jedem Fall ein Spannungsexponent von $n_s = 1$ kennzeichnend (Abb. 3.1).

Die tatsächliche Spannungsabhängigkeit resultiert daher aus der Überlagerung verschiedener inter- und intrakristalliner Verformungsmechanismen, die abhängig vom Spannungszustand einen unterschiedlichen Einfluss auf das Kriechen besitzen. Daraus folgt, als wichtige Besonderheit des Potenzansatzes, dass bei Verwendung eines Spannungsexponenten (z. B. $n_s = 5$), der das Verhalten im mittleren Spannungsbereich (z. B. $10 \text{ MPa} > \sigma_{\text{eff}} > 25 \text{ MPa}$) zutreffend

beschreibt, die Kriechrate zunehmend unterschätzt wird, je mehr die Spannungen außerhalb des Anpassungsbereiches liegen (Abb. 3.1).

Mit dem Exponentialansatz nach Gleichung 3.12 kann der Übergang zwischen linearem zu nichtlinearem Verhalten bei kleinen Spannungen, aber auch die mit der Spannung überproportional zunehmende Abhängigkeit der sekundären Kriechrate besser nachvollzogen werden (Abb. 3.1). Dieser Ansatz basiert auf einem Newton-Modell, das ein Grundelement für alle linearen rheologischen Modelle darstellt. Die Viskosität η wird durch Kriechversuche ermittelt, wobei Gleichung 3.13 das Newton-Modell für ein- bzw. triaxiale Versuchsbedingungen ($\sigma_2 = \sigma_3$) beschreibt:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^s = \frac{\sigma_{eff}}{3 \cdot \eta} \quad (3.13)$$

Der für Salzgesteine beschriebene typische nichtlineare Zusammenhang zwischen Kriechrate und Spannung, der im Potenzansatz zu Spannungsexponenten zwischen $1 < n_s < 7$ führt, lässt sich durch Gleichung 3.13 jedoch nicht beschreiben. Deshalb wurde u. a. von Lux vorgeschlagen, die Viskosität η über Gleichung 3.15 mit dem Spannungszustand zu verknüpfen (LUX, 1984).

$$\dot{\epsilon}_{cr}^s = \frac{\sigma_{eff}}{3 \cdot \eta(\sigma_{eff})} \quad (3.14)$$

mit:

$$\eta(\sigma_{eff}) = \bar{\eta}^* \cdot \exp[-m \cdot \sigma_{eff}] \quad (3.15)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 3.15 wird die lineare Beziehung 3.13 in den Exponentialansatz nach Gleichung 3.12 überführt, mit dem die wachsende Nichtlinearität in der Spannungsabhängigkeit bei hohen Spannungen, aber auch der Übergang zum linearen Verhalten bei geringen Spannungen (mit $n_s = 1$), beschrieben werden kann (Abb. 3.1), so dass sich ein großer Spannungsbereich abbilden lässt. Der Übergang zur linearen Spannungsabhängigkeit im unteren Spannungsbereich ergibt sich dabei zwanglos, da bei kleinen Spannungen der Exponenti-

alterm in Gleichung 3.15 zunehmend an Einfluss verliert, wodurch Gleichung 3.12 wieder in die Grundgleichung der linearen Modellrheologie (Gl. 3.13) übergeht.

Dieser Ansatz wird z. B. in den Stoffmodellen Lubby2, Hou/Lux und dem visko-elasto-plastischen Stoffmodell nach Minkley verwendet, um stationäres Kriechen zu beschreiben.

In anderen Stoffmodellbeschreibungen ist das Maß der Spannungsabhängigkeit selbst noch einmal von der Höhe der Temperatur abhängig, so z. B. im Stoffmodell von Wawersik (Gl. 3.8), bei dem sich der Spannungsexponent direkt aus der aktuellen Temperatur berechnet (WAWERSIK, 1988), oder auch im Verbundmodell, in dem die Spannungsabhängigkeit über eine Sinus-Hyperbolicus-Funktion beschrieben wird, in die auch die Temperatur mit eingeht (Gl. 3.9).

Grundsätzlich wird mit den verschiedenen, hier vorgestellten Stoffmodellen der funktionale Zusammenhang zwischen Spannung und sekundärer Kriechrate innerhalb des in Laborversuchen zugänglichen Spannungsbereiches (ca. $10 \text{ MPa} < \sigma < 30 \text{ MPa}$) vernünftig beschrieben. Probleme entstehen bei der Extrapolation des Verhaltens in Bereiche kleiner Spannungen, bei denen andere Verformungsmechanismen bestimmend werden. Hier weicht das durch die einzelnen Stoffmodelle beschriebene Verhalten teilweise um mehrere Größenordnungen voneinander ab. Daraus wird ersichtlich, dass es i. d. R. erforderlich ist, jedes Stoffmodell für den Belastungsbereich optimal anzupassen, der für die jeweilige praktische Aufgabenstellung charakteristisch ist und, wenn möglich, eine Kalibrierung anhand von In-situ-Messungen durchzuführen.

3.3 Primäres Kriechen

Bei einer Laststeigerung werden bereits vorhandene Versetzungen aktiviert bzw. es entstehen neue Versetzungen. Daraus resultiert eine Zunahme der Versetzungsdichte, die eine Materialverfestigung bewirkt. Mit zunehmender Verfestigung reduziert sich die anfangs hohe transiente Verformungsrate, solange Bildung und Erholung von Versetzungen nicht im Gleichgewicht stehen, d. h. die Versetzungsdichte instationär ist. Die transiente (bzw. primäre) Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}^{tr}$ ist deshalb im Belastungsfall immer größer als die stationäre Rate $\dot{\epsilon}_{cr}^s$, der sie entgegenstrebt (Abb. 3.2).

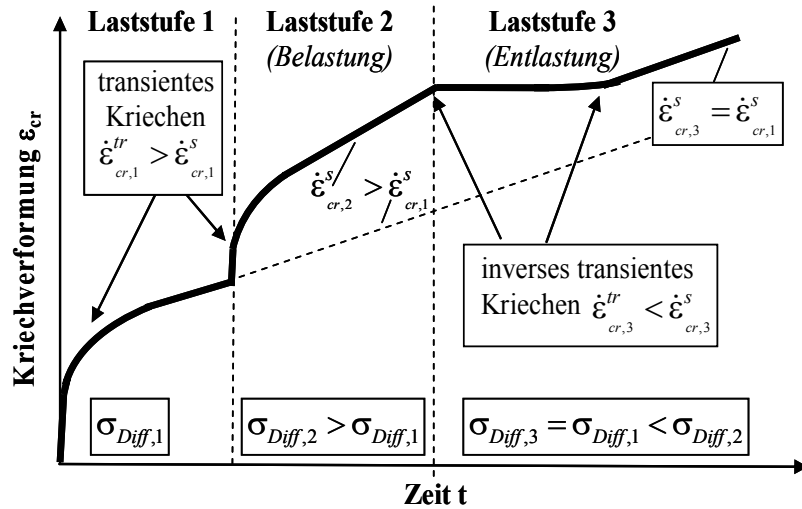


Abbildung 3.2: Prinzipielles Verhalten im Lastwechselversuch (Be- und Entlastung)

Bei Entlastung besitzt das Material innerkristalline Eigenspannungen, die aus einer Versetzungsstruktur resultieren, die durch eine vorherige höhere Belastung erzeugt wurde. Diese inneren Spannungen können gegenüber dem reduzierten äußeren Spannungsfeld so groß sein, dass vorhandene Versetzungen nahezu unbeweglich sind, wodurch die transiente Kriechrate sehr klein werden kann (Abb. 3.2). Da infolge Versetzungserholung aber Versetzungen langsam wieder abgebaut werden, strebt die transiente Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}^{tr}$ allmählich von „unten“ gegen die, dem aktuellen Belastungszustand entsprechende, stationäre Rate $\dot{\epsilon}_{cr}^s$. Dieses Verhalten wird als inverses transientes Kriechen bezeichnet (Abb.3.2) und ist charakteristisch für Spannungsumlagerungen infolge z. B. fortschreitender Gewinnungstätigkeit oder Ein- und Ausspeisezyklen beim Betrieb von Speicherkavernen. Nach Hunsche und Schulze muss ein Stoffmodell für transientes und inverses transientes Kriechen eine innere Zustandsvariable besitzen, die den Grad der Verfestigung beschreibt (HUNSCHE & SCHULZE, 1994).

Prinzipiell kann zwischen Zeit- und Dehnungsverfestigung unterschieden werden (Kapitel 2.3.2).

Bei der Zeitverfestigung wird davon ausgegangen, dass das aus einer Störung des mikrostrukturellen Gleichgewichtszustands zum Zeitpunkt $t^0=0$ resultierende transiente Verhalten, nach Ablauf einer bestimmten Zeit t , die auf t^0 bezogen ist, wieder abklingt und sich ein neuer stationärer Zustand einstellt. Bei Annahme einer Zeitverfestigung sind Zeit und Verfestigungsparameter identisch. Daraus ergibt sich ein wesentliches Problem bei der Beschreibung kom-

plexerer Belastungsvorgänge, welches sich anhand eines Kriechversuches mit zwei Laststufen (Abb. 3.3) beispielhaft verdeutlichen lässt, wobei ein einfacher Zeitverfestigungsansatz der Form

$$\dot{\epsilon}_{cr} = A^* \cdot \sigma_{eff}^n \cdot t^{-\xi} \quad (3.16)$$

für die Anpassung des Kriechversuches verwendet wurde.

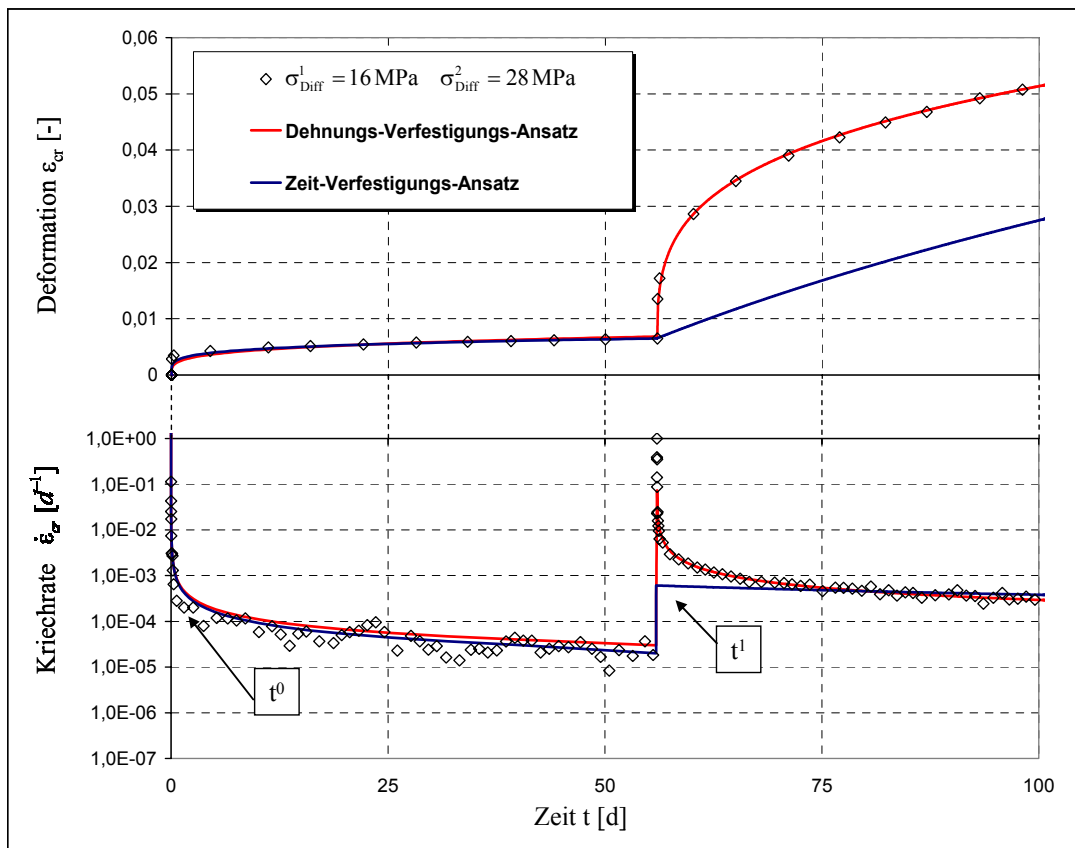


Abbildung 3.3: Vergleich zwischen Dehnungs- und Zeitverfestigung bei Laststeigerung

Eine zu einem späteren Zeitpunkt t^1 erfolgende Lasterhöhung kann mit Ansatz 3.16 nicht richtig beschrieben werden, da das transiente Verhalten in der ersten Belastungsstufe, also für den Zeitraum t^1-t^0 , als bereits abgeklungen berechnet wird. Je später die Belastungsänderung erfolgt, desto geringer ist deshalb das berechnete transiente Verhalten. Das durch die zweite Laststufe initiierte transiente Kriechen könnte nur dann richtig beschrieben werden, wenn eine Nullsetzung der Zeit zum Beginn der zweiten Laststufe erfolgen würde. Für die Untersuchung komplexer realer Probleme, die durch vielfältige Lastumlagerungsprozesse gekennzeichnet

sind und deren Berechnung für lange Prognosezeiten erfolgen soll, sind daher Zeitverfestigungsansätze wenig geeignet.

Demgegenüber steht das Konzept der Dehnungsverfestigung, bei dem die Verfestigung während des transienten Kriechens abhängig von der visko-plastischen Gesamtverformung beschrieben wird, die als innere Zustandsvariable im Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz (Gl. 2.11 - Abschnitt 2.3.2) den Grad der mikrostrukturellen Verfestigung kennzeichnet.

$$\dot{\epsilon}_{\text{cr}} = \frac{A_p}{(\epsilon_{\text{cr}})^\mu} \sigma_{\text{eff}}^{n_p} \quad (2.11)$$

Dieser Ansatz, der ursprünglich aus der Metallkunde stammt (ODQVIST & HULT, 1962), wurde bereits in den 1970er Jahren am Institut für Bergbausicherheit (IfB) Leipzig von Menzel und Schreiner für die Beschreibung des Verformungsverhaltens von Steinsalz verwendet (MENZEL & SCHREINER, 1978). In den nachfolgenden Jahren wurden Gesteinskennwerte für verschiedene Lagerstätten der ehemaligen DDR ermittelt. Die Stoffmodellkennwerte A_p , n_p und μ werden durch Auswertung von Kriechversuchen bei konstanten Spannungsbedingungen labortechnisch bestimmt. Für dilatanzfreies Verhalten im Kriechversuch und bei vorausgesetzter Isotropie des Salzgesteins nimmt Gleichung 2.11 die Gestalt

$$\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = \frac{A_p}{(\epsilon_1^{\text{cr}})^\mu} \sigma_{\text{Diff}}^{n_p} \quad \text{mit } \sigma_{\text{Diff}} = \sigma_1 - \sigma_3 = \text{konst.} \quad \text{und } \sigma_2 = \sigma_3 \quad (3.17)$$

an. Aus der Integration von Gleichung 3.17 folgt

$$\epsilon_1^{\text{cr}} = K_{\text{DVA}} \cdot (\sigma_1 - \sigma_3)^{n_{\text{DVA}}} \cdot t^{m_{\text{DVA}}} \quad (3.18)$$

mit

$$K_{\text{DVA}} = \left[(\mu + 1) A_p \right]^{\frac{1}{\mu+1}}, \quad n_{\text{DVA}} = \frac{n_p}{\mu + 1}, \quad m_{\text{DVA}} = \frac{1}{\mu + 1} \quad (3.19)$$

Die Parameter K_{DVA} , n_{DVA} und m_{DVA} werden aus Kriechversuchen abgeleitet und unter Verwendung der Beziehungen 3.19 erfolgt anschließend die Bestimmung der Stoffmodellparameter A_p , n_p und μ für den Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz in Gleichung 2.11 (MENZEL & SCHREINER, 1977, SALZER, 1993).

Wie Abbildung 3.3 zeigt, lässt sich mit dem Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz das gemessene transiente Verhalten nach der Lasterhöhung problemlos berechnen, da die Zeit als Parameter im Kriechansatz nicht mehr vorkommt und deshalb der Zeitpunkt der Lasterhöhung keinen Einfluss mehr auf das Kriechverhalten besitzt.

Alternativ zur Deformation lassen sich auch Strukturparameter definieren, mit denen der Prozess der mikrostrukturellen Verfestigung im Stoffmodell abgebildet werden kann. Dieses Vorgehen liefert ein ähnliches Verhalten wie die direkte Deformations-Verfestigung.

In vielen Stoffmodellen lässt sich die Beschreibung des primären und sekundären Kriechens oft nicht getrennt voneinander interpretieren, da beide Modellterme entweder eng miteinander mathematisch verknüpft sind oder nur ein einziger Term existiert, aus dem sich beide Kriechphasen ergeben. In den mathematischen Formulierungen der einzelnen Stoffmodelle spiegelt sich dadurch der ursächliche Zusammenhang wider, der zwischen der Verfestigung bzw. dem primären Kriechen und der Erholung bzw. dem sekundären Kriechen besteht. Die folgende Zusammenstellung beinhaltet eine kurze Darstellung einiger ausgewählter aktueller Stoffmodelle, mit denen sich primäres und sekundäres Kriechen beschreiben lässt.

3.4 Phänomenologische Stoffmodelle für primäres und sekundäres Kriechen mit mikrostruktureller Begründung

3.4.1 Erweiterter Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz mit Berücksichtigung der Erholung (SALZER, 1993)

Dieser Ansatz ist eine Erweiterung des Stoffansatzes Menzel/Schreiner für primäres und transientes Kriechen (Gl. 2.11 – Abschnitt 3.3). Durch Einführung eines inneren Zustandsparameters, der als effektive verfestigend wirkende Deformation ε_{cr}^V (im Folgenden kurz: effektive Verfestigung) bezeichnet wird, wird der Übergang vom primären/ transienten Verhalten zum sekundären Kriechen in sich geschlossen beschrieben. Eine Zerlegung der Gesamtkriechrate in separate primäre und sekundäre Anteile ist hierbei nicht möglich, da der allmähliche kontinuierliche Übergang vom primären zum sekundären Kriechen innerhalb eines arithmetischen Terms beschrieben wird.

Wie bereits im Kapitel 2.3.3 gezeigt wurde, setzt sich die Gesamtkriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ im erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz aus einem verfestigend wirkenden Verformungsanteil $\dot{\varepsilon}_{cr}^V$ und einem Anteil $\dot{\varepsilon}_{cr}^E$, der aus der Erholung resultiert, entsprechend Gleichung 2.14 zusammen.

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = \dot{\varepsilon}_{cr}^V + \dot{\varepsilon}_{cr}^E \quad (2.14)$$

Durch einfaches Umstellen der Gleichung (2.14) erhält man den Anteil der Verformungsrate, der zu einer Materialverfestigung führt (Gl. 2.15 – Abschnitt 2.3.3).

$$\dot{\varepsilon}_{cr}^V = \dot{\varepsilon}_{cr} - \dot{\varepsilon}_{cr}^E \quad (2.15)$$

Dabei soll für die Erholungsrate gelten:

$$\dot{\varepsilon}_{cr}^E = \frac{\varepsilon_{cr}^V}{t_0} \quad \text{mit: } t_0 - \text{Erholungszeit} \quad (3.20)$$

In natürlich entstandenen Salzkristallen wird die Verformung am Anfang der Belastung von Versetzungen dominiert, die primär im Kristall vorhanden sind. Deren Einfluss auf das Kriechverhalten kann im Stoffmodell über den Parameter Anfangsverfestigung $\varepsilon^{V,0}$ beschrieben werden. Wird in Gleichung 2.11 die Kriechverformung ε_{cr} durch den verfestigend wirkenden Verformungsanteil ε_{cr}^V aus Gleichung 2.15 ersetzt und wird zusätzlich die Anfangsverfestigung $\varepsilon^{V,0}$ berücksichtigt, folgt für den erweiterten Dehnungs-Verfestigungsansatz Gleichung 3.21 mit (SALZER, 1993, GÜNTHER & SALZER, 2007):

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = f(\sigma_{eff}, \varepsilon_{cr}^V) = A_p \frac{\sigma_{eff}^{n_p}}{(\varepsilon^{V,0} + \varepsilon_{cr}^V)^\mu} \quad (3.21)$$

Um die Bezeichnungen zu vereinfachen, wird im Folgenden der verfestigend wirkende Anteil der Verformung als „Verfestigung“ und analog der die Erholung beschreibende Anteil der Verformung als „Erholung“ bezeichnet.

Die Raten der einzelnen Verformungsanteile sind wechselseitig gekoppelt. Bei geringen Deformationen ist die Verfestigung ε_{cr}^V ebenfalls gering. Dadurch entstehen sehr große Kriechraten (Gl. 3.21). Solange die akkumulierte Verfestigung klein ist, ist auch die Erholungsrate aus Gleichung 3.20 klein, wodurch Verfestigung und Gesamtverformung anfangs näherungsweise gleich sind. Mit zunehmender Verfestigung ε_{cr}^V nimmt aber auch die Erholungsrate $\dot{\varepsilon}_{cr}^E$ zu, wodurch sich die Verfestigungsrate $\dot{\varepsilon}_{cr}^V$ in Gleichung 2.15 reduziert. Das Kriechen befindet sich im primären Übergangsbereich, solange die Verfestigungsrate größer Null ist und geht in die sekundäre (stationäre) Phase über, wenn die Verfestigungsrate $\dot{\varepsilon}_{cr}^V$ gegen Null strebt. Die akkumulierte Gesamtverfestigung ε_{cr}^V wird dann konstant, wodurch der Kriechansatz nach Gleichung 3.21 in einen Potenzansatz übergeht, mit dem stationäres Verhalten beschrieben wird (Abb. 3.4).

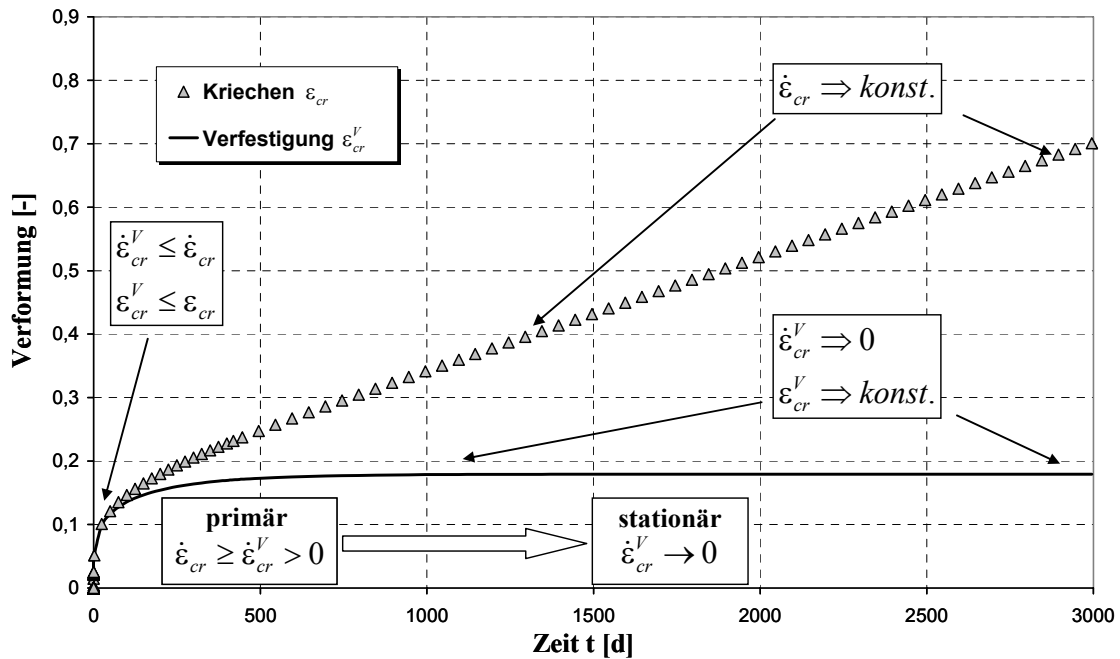


Abbildung 3.4: Beschreibung des primären und stationären Kriechens im erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz nach Salzer (1993)

Die Erholungszeit t_0 kann anhand von In-situ-Messungen bzw. von Kriechversuchen, die sich über einen langen Zeitraum erstrecken, durch Rückrechnung bestimmt werden. Da die Verfestigungserholung ein thermisch aktivierter Prozess ist, der bei höheren Temperaturen schneller abläuft, wird die Erholungszeit mit zunehmender Temperatur kleiner. Der funktionale Zusammenhang zwischen beiden Größen wird durch Gleichung (3.22) beschrieben,

$$t_0 = t_c \cdot e^{\frac{Q}{R \cdot T}} \quad (3.22)$$

wobei Q die Aktivierungsenergie für den Erholungsprozess und t_c eine Zeitkonstante bezeichnen. Für Raumtemperatur liegt die Erholungszeit t_0 im Bereich weniger Jahrzehnte.

Im stationären Zustand wird die Verfestigungsrate gleich Null ($\dot{\epsilon}_{cr}^V = 0$). Wird in einer vereinfachten Betrachtung die Vorverfestigung $\epsilon^{V,0}$ in Gleichung 3.21 Null gesetzt, ergibt sich aus Gleichung 2.15 die Verfestigung ϵ_{cr}^V im stationäre Kriechen mit:

$$\begin{aligned}
0 = \dot{\varepsilon}_{\text{cr}} - \dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{E}} &\Rightarrow \dot{\varepsilon}_{\text{cr}} = \dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{E}} \\
A_p \frac{\sigma_{\text{eff}}^{n_p}}{\varepsilon_{\text{cr}}^{V\mu}} &= \frac{\varepsilon_{\text{cr}}^V}{t_0} \\
\varepsilon_{\text{cr}}^V &= \left(A_p \cdot t_0 \cdot \sigma_{\text{eff}}^{n_p} \right)^{\frac{1}{1+\mu}}
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Durch Einsetzen von Gl. (3.23) in Gl. (3.21) ergeben sich Vorfaktor A_s und Spannungsexponent n_s für das stationäre Kriechen.

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}} = A_p \frac{\sigma_{\text{eff}}^{n_p}}{\left(A_p \cdot t_0 \cdot \sigma_{\text{eff}}^{n_p} \right)^{\frac{\mu}{1+\mu}}} = A_s \cdot \sigma_{\text{eff}}^{n_s} \quad \text{für } \varepsilon^{V,0} = 0 \tag{3.24}$$

und nach Umstellung:

$$A_s = A_p \left(\frac{1}{A_p \cdot t_0} \right)^{\frac{\mu}{1+\mu}} \tag{3.25}$$

$$n_s = \frac{n_p}{1 + \mu} \tag{3.26}$$

Mit Berücksichtigung der nach Gleichung 3.22 temperaturabhängigen Erholungszeit t_0 ergibt sich auch die Temperaturabhängigkeit für das stationäre Kriechen.

$$A_s = A_p \left(\frac{1}{A_p \cdot t_0} \right)^{\frac{\mu}{1+\mu}} \cdot e^{\frac{Q(1+\mu)}{\mu \cdot R \cdot T}} \tag{3.27}$$

Dieser Kriechansatz wurde erstmalig durch SALZER, 1993 beschrieben und eine zusammenfassende Darstellung der Anwendung dieses Ansatzes erfolgte durch SALZER ET AL., 1998.

Wie bereits im Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, werden die Parameter A_p , n_p und μ aus Kriechversuchen bestimmt. Der Modellparameter t_0 dagegen, der in die Berechnung der Erholungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^E$ eingeht (Gl. 3.20), kann nur im stationären Zustand ermittelt werden. Da sich dieser im Laborversuch aber wegen großer Versuchszeiten nicht mit Sicherheit erzeugen lässt (Kapitel 3.2), ist i. d. R. eine Kalibrierung von t_0 auf der Basis von In-situ-Messungen notwendig.

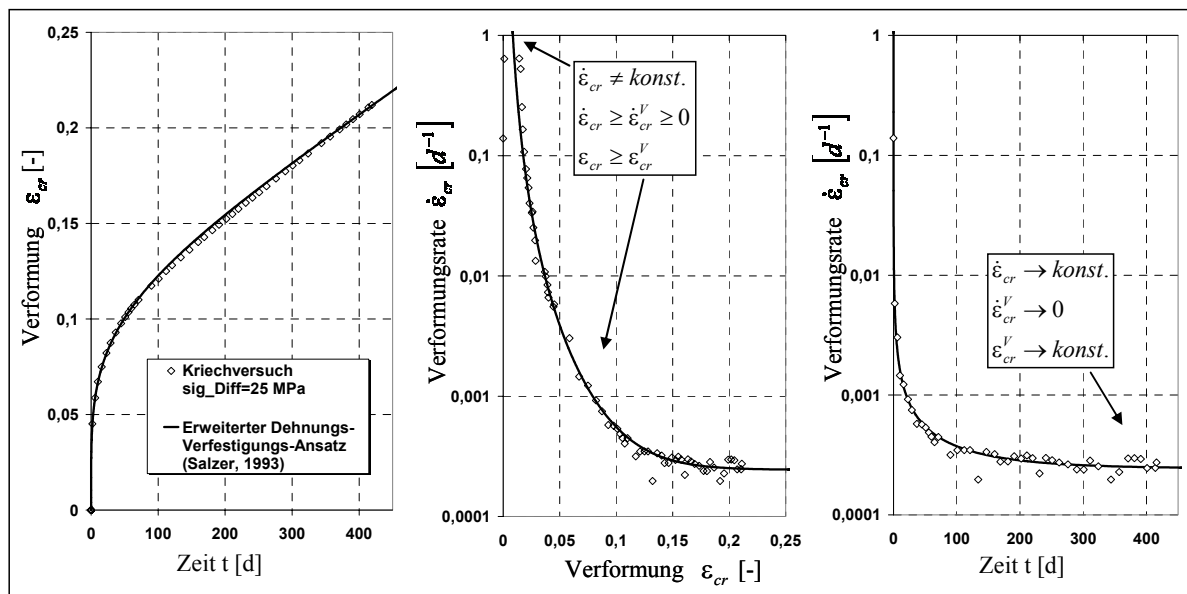


Abbildung 3.5: Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{Diff} = 25 \text{ MPa}$) mit dem erweiterten Dehnungs-Verfestigungsansatz nach Salzer (1993)

Abbildung 3.5 zeigt die Arbeitsweise des Ansatzes anhand der Nachrechnung eines Kriechversuches bei einer Spannungsdifferenz von $\sigma_{Diff} = 25 \text{ MPa}$. Das Modell beschreibt primäres Kriechen, solange die Verfestigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ größer Null ist. Mit wachsender effektiver Verfestigung ϵ_{cr}^V reduziert sich die berechnete Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ in gleicher Weise wie die im Versuch gemessene Rate. Der Übergang zum sekundären Kriechen erfolgt allmählich, indem die Verfestigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ gegen Null strebt und dadurch die Verfestigung ϵ_{cr}^V in eine Konstante übergeht. Die Kriechrate in Gleichung 3.21 ist dann nur noch von der Spannung abhängig, was zu stationärem Verhalten führt.

3.4.2 Verbundmodell (composite-model) (HAMPEL, 2007)

Das Verbundmodell beschreibt transientes und stationäres Kriechen von Steinsalz basierend auf dessen physikalischem Zusammenhang mit mikroskopischen Prozessen und Strukturveränderungen. Dieser Ansatz wurde von mehreren Wissenschaftlern in langjähriger Zusammenarbeit entwickelt (z. B. VOGLER, 1992, WEIDINGER, 1998, WEIDINGER ET.AL. 1997, 1998, HAMPEL & HUNSCHE, 1998, HAMPEL ET.AL., 1998, HAMPEL & SCHULZE, 2007, HAMPEL, 2007). Die Beschreibung des makroskopischen Kriechens beruht auf der Modellierung zugrunde liegender mikrophysikalischer Verformungsmechanismen und der sich mit der Kriechverformung ε_{cr} entwickelnden und verändernden kristallinen Mikrostruktur $S(\varepsilon_{cr})$.

Das Verbundmodell besitzt die Form:

$$\frac{d\varepsilon_{cr}(S, \sigma_{eff}, T)}{dt} = \frac{b}{M} \frac{1}{r^2} v_0 \exp\left(-\frac{Q}{R T}\right) \sinh\left(\frac{b \Delta a(r, d_p) \sigma^*(S, \sigma_{eff}, T)}{M k_B T}\right) \quad (3.28)$$

Es bedeuten: b : Betrag des Burgersvektors der Versetzungen, r : Versetzungsabstand, M : Taylorfaktor, v_0 : Parameter der Versetzungsgeschwindigkeit, Q : Aktivierungsenergie, R : allgemeine Gaskonstante, T : Temperatur, Δa : Aktivierungsfläche des Gleitprozesses, σ^ : effektive, die Versetzungen treibende, lokale innere Spannung, k_B : Boltzmann-Konstante. Aus Experimenten zu bestimmende Anpassparameter sind v_0 und d_p .*

Gleichung 3.28, die die makroskopische Kriechrate beschreibt, basiert auf der Orowan-Gleichung (Gl. 3.29), die eine Verknüpfung zwischen der makroskopischen Scherverformungsrate $\dot{\gamma}$ mit den mikroskopischen Größen Versetzungsgeschwindigkeit v und Versetzungsdichte ρ beschreibt (FROST & ASHBY, 1982):

$$\frac{d\gamma}{dt} = b \rho v \quad (3.29)$$

Der Kern des Stoffmodells ist die Modellierung der kristallinen Mikrostruktur und deren Entwicklung, die in Abhängigkeit von den folgenden fünf sich dynamisch verändernden Mikrostrukturgrößen beschrieben wird:

- drei unterschiedlich repräsentative Subkorngrößen w_1 , w_2 und w_3 :

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{dw_i}{d\varepsilon_{cr}} \cdot \frac{d\varepsilon_{cr}}{dt} = \frac{w_{ss} - w_i}{k_{w,i}} \cdot \frac{d\varepsilon_{cr}}{dt} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.30)$$

$k_{w,i}$ ist eine Konstante und w_{ss} die mittlere Subkorngröße im stationären Zustand

- die mittlere Breite a der subkornwandnahen Bereiche mit lokal überhöhter Spannung:

$$\frac{da}{dt} = \frac{da}{d\varepsilon_{cr}} \cdot \frac{d\varepsilon_{cr}}{dt} = \frac{a_{ss} - a}{k_a} \cdot \frac{d\varepsilon_{cr}}{dt} \quad (3.31)$$

k_a ist eine Konstante und a_{ss} die mittlere Breite der subkornwandnahen Bereiche im stationären Zustand

- der mittlere Versetzungsabstand r :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varepsilon_{cr}} \cdot \frac{d\varepsilon_{cr}}{dt} = \frac{r_{ss} - r}{k_r} \cdot \frac{d\varepsilon_{cr}}{dt} \quad (3.32)$$

k_r ist eine Konstante und r_{ss} der Versetzungsabstand im stationären Zustand

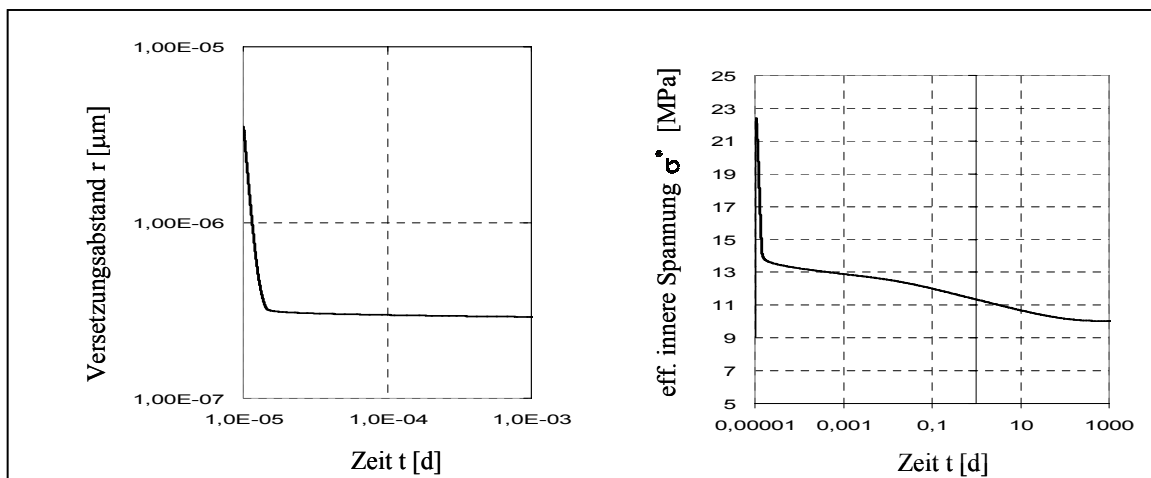


Abbildung 3.6: Entwicklung des Versetzungsabstandes und der effektiven inneren Spannung im Verbundmodell im Kriechversuch

Durch Kopplung mit der Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ sind die Strukturgrößen abhängig von der Verformung selbst. Bei einer Belastungserhöhung entstehen zusätzliche Versetzungen, wodurch sich der Versetzungsabstand r reduziert. Über Gleichung 3.32 wird geregelt, dass im Stoffmodell dieser Prozess nahezu instantan nach der Lasterhöhung erfolgt (Abb. 3.6). Dadurch und durch die zunächst noch mit der Laststeigerung einhergehende Zunahme der inneren Spannungen σ^* erfolgt eine starke Beschleunigung der Kriechrate (Abb. 3.7).

Mit zunehmender Zeit bzw. wachsender Verformung reduziert sich jedoch abhängig von der Entwicklung aller 5 Strukturgrößen die effektive, Versetzungen treibende, lokale innere Spannung $\sigma^* = f(r, w_i, a)$ (Abb. 3.6) mit dem Ergebnis, dass die Kriechrate wieder kleiner wird (Abb. 3.6). Nehmen alle Strukturgrößen stationäre Werte an (Parameter mit Indize „ss“ in den Gleichungen 3.30, 3.31 und 3.32), liefert der Kriechansatz (Gl. 3.28) stationäres Verhalten, d. h. die Kriechrate wird konstant (Abb. 3.7).

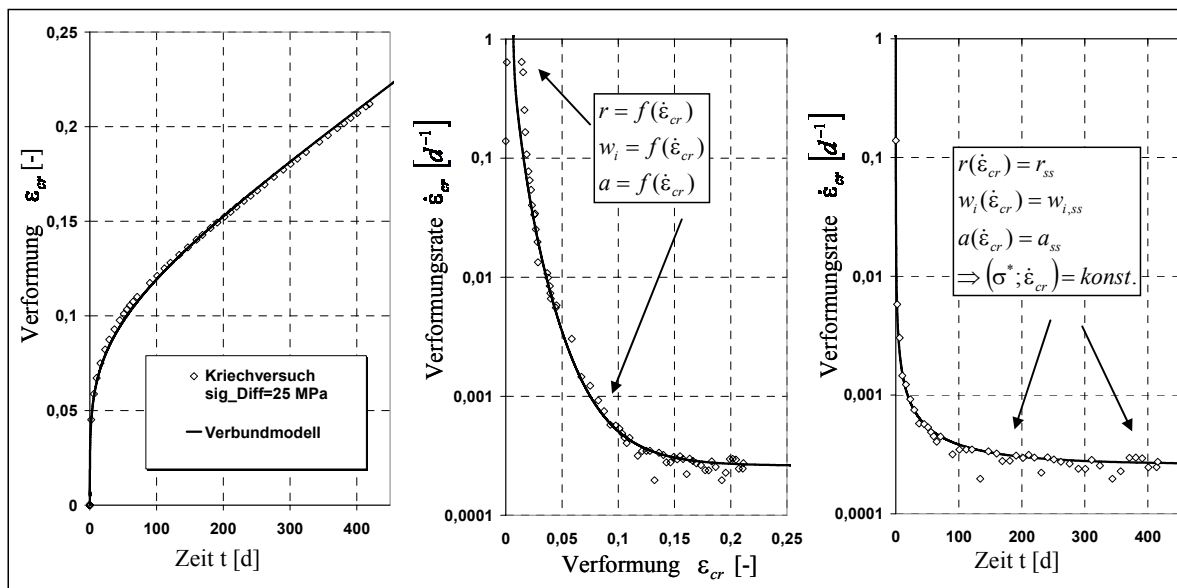


Abbildung 3.7: Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{Diff} = 25$ MPa) mit dem Verbundmodell nach Hampel (2007)

Eine detaillierte Beschreibung des Verbundmodells mit weiterführender Diskussion wird in HAMPEL, 2007 sowie HAMPEL & SCHULZE, 2007 gegeben.

3.4.3 MD - Modell (MUNSON & DAWSON, 1984, DEVRIES ET AL., 2002)

Das Stoffmodell MD beschreibt Versetzungskriechen über die Modellierung unterschiedlicher mikrostruktureller Verformungsmechanismen, die innerhalb verschiedener Spannungs- und Temperaturbereiche vorherrschend sind und deren Kombination. Voraussetzung für den Ansatz ist deshalb zunächst die Identifizierung des Verformungsmechanismus, der abhängig vom jeweiligen Spannungs- und Temperaturbereich das Kriechen bestimmt. Diese erfolgt mit Hilfe einer so genannten Deformationsmechanismenkarte, in der Spannungs- und Temperaturbereiche und die innerhalb dieser Bereiche bestimmenden Verformungsmechanismen dargestellt sind (Abb. 3.8).

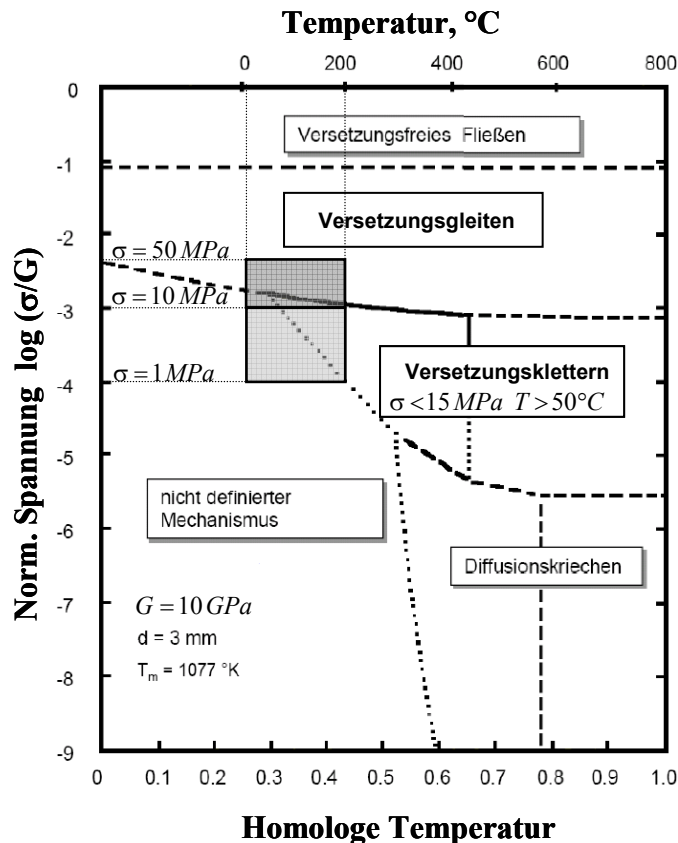


Abbildung 3.8: Deformationsmechanismenkarte nach Munson für die WIPP site (aus Zapf & Rokahr, 2007) mit praxisrelevantem Spannungs- und Temperaturbereich

Nach der in Abbildung 3.8 dargestellten Deformationsmechanismenkarte sind für Steinsalz innerhalb eines Temperatur- und Spannungsbereiches von $15^\circ\text{C} < T < 200^\circ\text{C}$ bzw. $1,0 \text{ MPa} < \sigma < 50 \text{ MPa}$, der für die meisten praktischen Aufgabenstellungen als abdeckend angenommen werden kann, im oberen Spannungsbereich Versetzungsgleiten, Versetzungs-

klettern und ein als „nicht definiert“ bezeichneter Mechanismus für das Kriechen verantwortlich. Diese drei Mechanismen gehen im MD-Modell in die Berechnung der Kriechrate ein, die sich aus einem stationären Anteil $\dot{\epsilon}_{cr}^s$ und einer Funktion F, die das transiente Kriechen beschreibt, zusammensetzt (MUNSON & DAWSON, 1984).

$$\dot{\epsilon}_{cr} = F \cdot \sum_{i=1}^3 \dot{\epsilon}_{cr}^{s_i} \quad (3.33)$$

Die Berechnung der stationären Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}^s$ erfolgt durch Superposition der nachstehenden drei Beziehungen, mit denen das Wirken der unterschiedlichen Verformungsmechanismen beschrieben wird.

Versetzungsklettern

Dieser Mechanismus wird in etwa ab Temperaturen $T > 50^\circ\text{C}$ und bei Spannungen ca. $\sigma < 15\text{MPa}$ bestimmend (Abb. 3.8), es gilt:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^{s_1} = A_1 \cdot e^{\frac{-Q_1}{R \cdot T}} \cdot \left(\frac{\sigma_V^{cr}}{G \cdot (1 - \omega)} \right)^{n_1} \quad (3.34)$$

nicht definierter Mechanismus

Ebenfalls bei Spannungen von weniger als etwa 15 MPa, aber schon bei Temperaturen unterhalb von 50°C wird ein auf Phänomenologie beruhender, nicht näher definierter Mechanismus wirksam (Abb. 3.8), mit:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^{s_2} = A_2 \cdot e^{\frac{-Q_2}{R \cdot T}} \cdot \left(\frac{\sigma_V^{cr}}{G \cdot (1 - \omega)} \right)^{n_2} \quad (3.35)$$

Versetzungsgleiten

Bei Spannungen über 15 MPa setzt im praxisnahen Temperaturbereich bis etwa 50°C Versetzungsgleiten ein, bei höheren Temperaturen auch schon bei etwas geringeren Spannungen (Abb. 3.8), mit:

$$\dot{\varepsilon}_{cr}^{s_3} = \left| H \left(\frac{\sigma_v^{cr}}{1-\omega} - \sigma_0 \right) \right| \cdot \left(B_1 \cdot e^{\frac{-Q_1}{R \cdot T}} + B_2 \cdot e^{\frac{-Q_2}{R \cdot T}} \right) \cdot \sinh \left(\frac{q \cdot \left(\frac{\sigma_v^{cr}}{1-\omega} - \sigma_0 \right)}{G} \right)^2 \quad (3.36)$$

Während die Raten aus dem Versetzungsklettern $\dot{\varepsilon}_{cr}^{s_1}$ und dem nicht definierten Mechanismus $\dot{\varepsilon}_{cr}^{s_2}$ immer wirksam sind, wird der Term für das Versetzungsgleiten erst ab einer Spannung σ_0 durch Zuschaltung der Gleichung 3.36 mit Hilfe der Heaviside-Schrittfunktion H berücksichtigt. Zu bestimmende Materialparameter sind die Faktoren A_i und B_i , die Spannungsexponenten n_1 und n_2 sowie eine Spannungskonstante q .

In den hier angegebenen Formeln wurde bereits der Schädigungsparameter ω mit angegeben. Dieser wird im erweiterten Stoffmodell MDCF, das später im Abschnitt 3.6.3 erläutert wird und eine Erweiterung des MD-Modells darstellt, eingeführt. Im schädigungsfreien Zustand, also im MD-Modell, ist der Schädigungsparameter $\omega = 0$ zu setzen.

Die für das transiente Verhalten verantwortliche Funktion F (Gl. 3.37c) wird abhängig von einer inneren isotropen Zustandsvariable ζ , die die Verfestigung kennzeichnet und im Prinzip der geleisteten transienten Verformung entspricht (Gl. 3.37a), einem spannungs- und temperaturabhängigen Endkriechmaß ε_t^* (Gl. 3.37b) sowie einem ebenfalls spannungs- und temperaturabhängigen Verfestigung- bzw. Erholungsparameter (Δ bzw. δ - Gl. 3.37d) beschrieben.

$$\dot{\zeta} = \text{sign}(\varepsilon_t^* - \zeta) \cdot (F_r - 1) \cdot \sum_{i=1}^3 \dot{\varepsilon}_{cr}^{s_i} \quad (3.37a)$$

$$\text{mit: } \varepsilon_t^* = K_0 \cdot e^{c \cdot T} \cdot \left(\frac{\sigma_v^{cr}}{G \cdot (1-\omega)} \right)^m \quad (3.37b)$$

Für die beiden Funktionen F (für das transiente Kriechen) und F_r (für die Berechnung der Zustandsvariable ζ) werden die folgenden Fallunterscheidungen vorgenommen:

$$F = \begin{cases} e^{\Delta \left(1 - \frac{\zeta}{\varepsilon_t^*}\right)^2} & \text{für } \zeta \leq \varepsilon_t^* \\ e^{-\delta \left(1 - \frac{\zeta}{\varepsilon_t^*}\right)^2} & \text{für } \zeta > \varepsilon_t^* \end{cases} \quad \text{und} \quad F_r = \begin{cases} e^{\Delta \left(1 - \frac{\zeta}{\varepsilon_t^*}\right)^2} & \text{für } \zeta \leq \varepsilon_t^* \\ e^{\Delta \left(1 - \frac{\varepsilon_t^*}{\zeta}\right)^2} & \text{für } \zeta > \varepsilon_t^* \end{cases} \quad (3.37c)$$

mit den beiden Funktionen Δ für die Verfestigung und δ für die Erholung:

$$\Delta = \alpha_w + \beta_w \cdot \log\left(\frac{\sigma_V^{cr}}{G \cdot (1-\omega)}\right) \quad \text{und} \quad \delta = \alpha_r + \beta_r \cdot \log\left(\frac{\sigma_V^{cr}}{G \cdot (1-\omega)}\right) \quad (3.37d)$$

Abbildung 3.9 illustriert anhand einer Vergleichsrechnung die Arbeitsweise des Stoffmodells MD bzw. MDCF. Solange die transiente Verformung bzw. der entsprechende Zustandsparameter ζ kleiner als das Endkriechmaß ε_t^* ist, d. h. solange $F > 1$ gilt, wird transientes Verhalten berechnet. Der Übergang zum stationären Kriechen erfolgt kontinuierlich mit der Entwicklung von ζ , so dass sich, wie Abbildung 3.9 zeigt, der stationäre Zustand im Falle von $\zeta = \varepsilon_t^*$, d. h. $F = 1$ entsprechend Gleichung 3.33 ergibt.

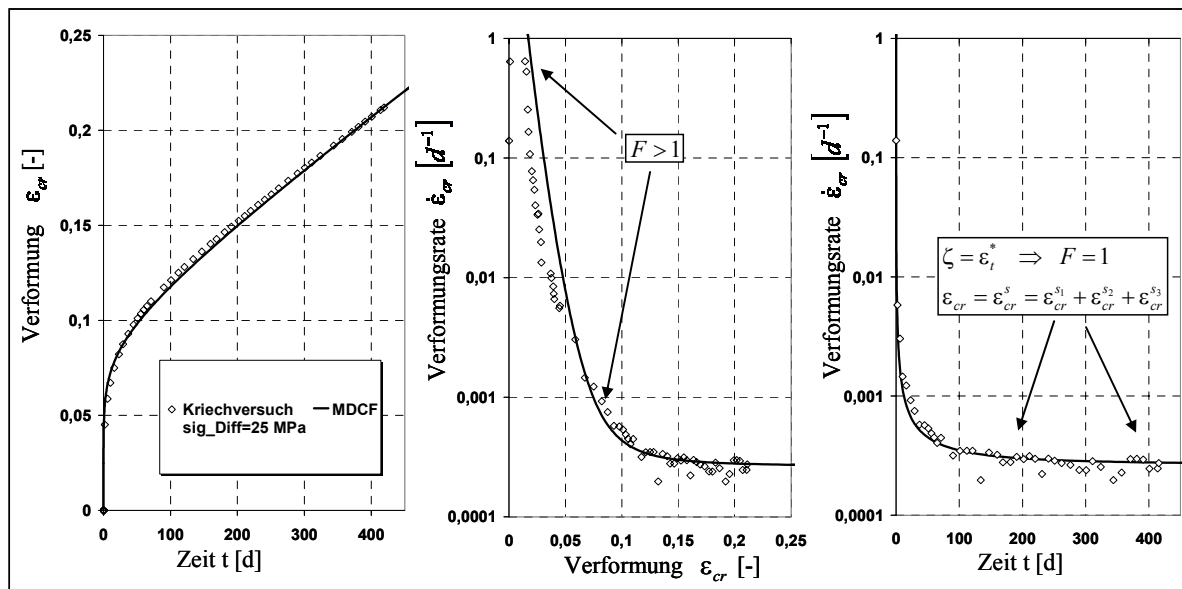


Abbildung 3.9: Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{\text{Diff}} = 25 \text{ MPa}$) mit dem MD-Modell (MUNSON & DAWSON, 1984)

Eine detaillierte Beschreibung des Stoffmodells MDCF mit weiterführender Diskussion wird u. a. in HAUCK, 2001, DEVRIES ET AL., 2002 sowie ROKAHR ET AL., 2007 gegeben.

3.5 Modellrheologische Stoffmodelle für primäres und sekundäres Kriechen

3.5.1 Rheologische Modellkörper

Die Modellierung des Kriechverhaltens mit Hilfe rheologischer Modelle entspricht einer phänomenologischen Beschreibung des Verformungsverhaltens über die Grundeigenschaften des Materialverhaltens (z. B. Elastizität, Plastizität, Viskosität usw.), ohne auf die zugrunde liegenden Verformungsmechanismen Bezug zu nehmen. Die bei der Deformation eines Festkörpers auftretenden elastischen, plastischen und viskosen Deformationsanteile werden in der Rheologie durch die Grundkörper Feder, Reibungselement und Dämpfer beschrieben. Für ein Stoffmodell für Salzgesteine ohne Schädigung und Bruchverhalten sind folgende Verformungsanteile zu unterscheiden:

- elastische isotrope Kompression ϵ^{el} - Federelement: zeitunabhängig reversibel

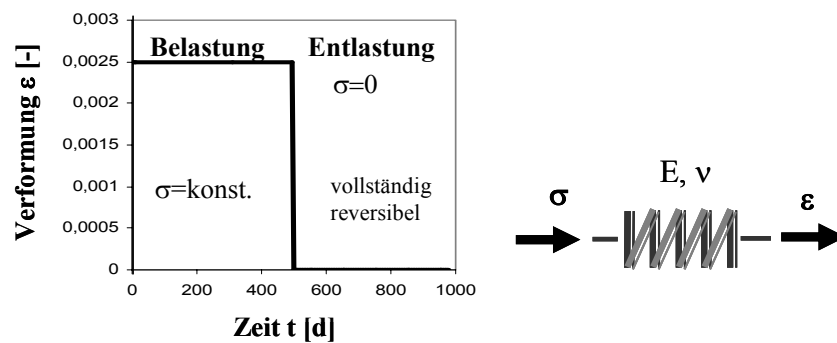


Abbildung 3.10: Federelement (Hook'sches Grundelement): Schaltbild und Verformung bei Be- und Entlastung

$$\text{mit: } \epsilon_{ij}^{\text{el}} = \frac{1}{2 \cdot G} \cdot \left(\sigma_{ij} - \frac{\nu}{1 - \nu} \cdot \sigma_{\text{KK}} \cdot \delta_{ij} \right) \quad (3.38)$$

- elastisch nachwirkender Verformungsanteil ε^{ve} - Kelvin-Element: zeitabhängig, reversibel

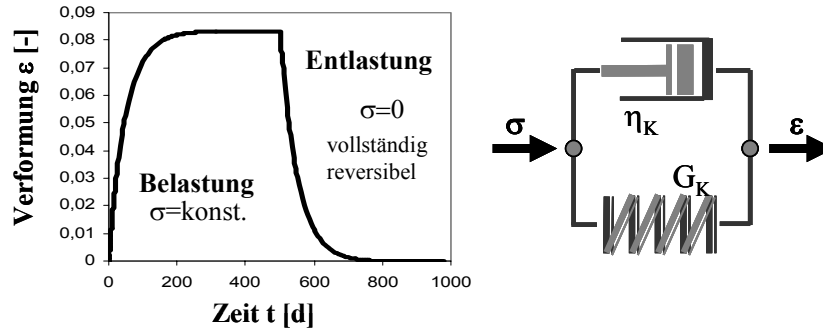


Abbildung 3.11: Kelvin-Modell: Schaltbild und Verformung bei Be- und Entlastung

$$\text{mit: } \dot{\varepsilon}_{ij}^{ve} = \frac{1}{2 \cdot \eta_K} \cdot S_{ij} \frac{G_K}{\eta_K} \cdot e_{ij}^{ve} \quad (3.39)$$

Dabei ist S_{ij} der Spannungsdeviator:

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_0 \cdot \delta_{ij} \quad \text{mit: } \sigma_0 = \frac{1}{3} \cdot \sigma_{KK} \quad \text{und} \quad \sigma_{KK} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \quad (3.40)$$

und e_{ij} der Verzerrungsdeviator, der die Gestaltänderung charakterisiert:

$$e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \varepsilon_0 \cdot \delta_{ij} \quad \text{mit: } \varepsilon_0 = \frac{1}{3} \cdot \varepsilon_{KK} \quad \text{und} \quad \varepsilon_{KK} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \quad (3.41)$$

- visko-plastischer Verformungsanteil ε^{vp} - Maxwell-Element: zeitabhängig, irreversibel

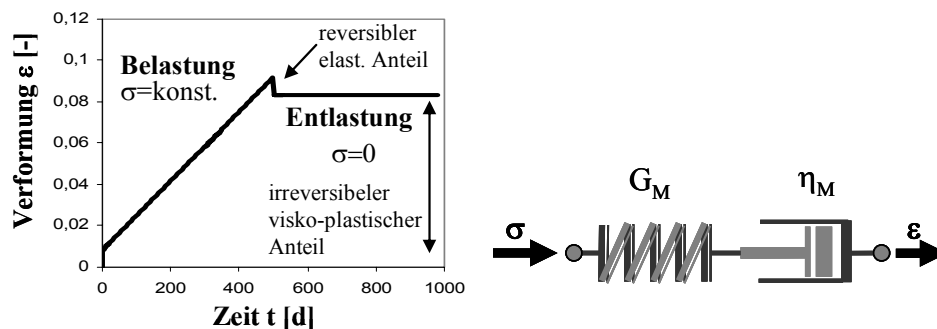


Abbildung 3.12: Maxwell-Modell: Schaltbild und Verformung bei Be- und Entlastung

$$\text{mit : } \dot{\epsilon}_{ij}^{vp} = \frac{1}{2 \cdot G_M} \cdot \dot{S}_{ij} + \frac{1}{2 \cdot \eta_M} \cdot S_{ij} \quad (3.42)$$

Die Gesamtverformung ergibt sich durch Superposition der einzelnen Verformungsanteile.

$$\epsilon = \epsilon^{el} + \epsilon^{ve} + \epsilon^{vp} \quad (3.43)$$

Durch Reihenschaltung von Kelvin- und Maxwell-Modell entsteht das phänomenologische modellrheologische Burgers-Modell, das in Kombination mit dem Hook'schen Grundkörper ein rheologisches Basismodell für das Kriechverhalten von Salzgesteinen darstellt (Abb. 3.13).

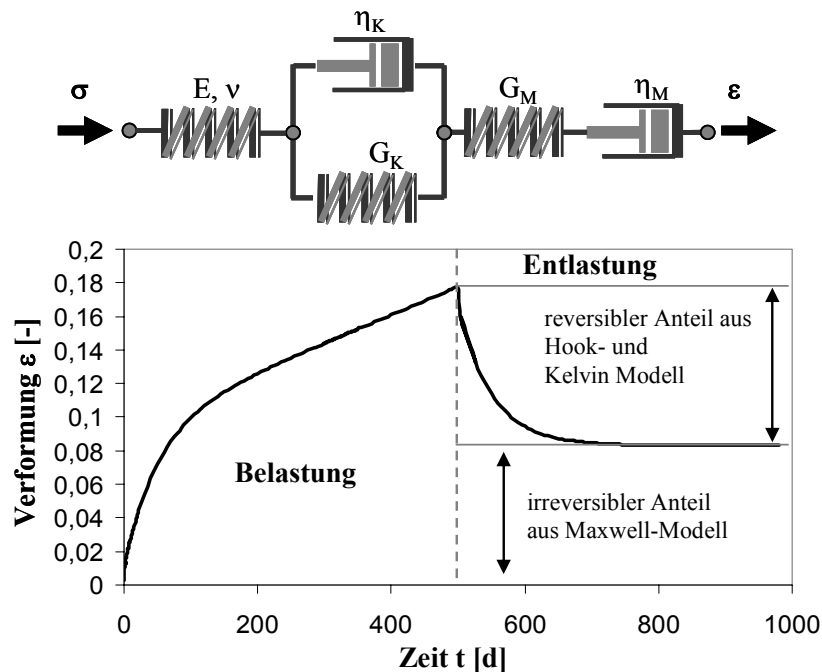


Abbildung 3.13: Rheologisches Modell für das Kriechverhalten von Salzgesteinen

Während das Kelvin-Modell bei Belastung elastisch nachwirkend einen vollständig reversiblen Verformungsanteil als Primärverformung liefert, ergibt sich aus der Überlagerung des Maxwell-Modells ein schadungsfreier nicht reversibler visko-plastischer Verformungsanteil. In den angegebenen Beziehungen bezeichnen E den Elastizitätsmodul, ν die Poissonzahl, G den Schubmodul und η die Viskosität.

Das Burgers-Modell beschreibt eine lineare Abhängigkeit zwischen sekundärer Kriechrate und wirkender Spannung. Da für Salzgesteine ein solcher, linearer Zusammenhang nicht zutrifft, wurde von Schuppe, Döring und anderen vorgeschlagen, die in das Burgers-Modell eingehenden Parameter von der Spannung abhängig zu machen (SCHUPPE, 1963, DÖRING, ET AL. 1964). Natau verwendet zur Beschreibung der Spannungsrelaxation im Salzgebirge einen Maxwell Körper mit hochgradig nichtlinearer Viskosität (NATAU, ET AL., 1986, MINKLEY, 2003). Im visko-elasto-plastischen Modell nach Minkley und im Stoffmodell Hou/Lux wird die Spannungsabhängigkeit der Maxwell-Viskosität η_M und damit der sekundären Kriechrate über den bereits im Kapitel 3.2 beschriebenen Exponentialansatz (Gl. 3.12) nach Lux berücksichtigt (LUX, 1984). Beide Stoffmodelle folgen auch der durch Gleichung 3.5 beschriebenen Temperaturabhängigkeit (siehe Kapitel 3.1)

3.5.2 Visko-elasto-plastisches Modell – Modell Minkley (MINKLEY, 2003)

Bei diesem Modell wird das durch Gleichung 3.12 modifizierte Burgers-Modell mit einem plastischen Modell gekoppelt. Die visko-plastische Gesamtverzerrungsrate ergibt sich deshalb aus der Summe der schädigungsfreien Kriechrate des modifizierten Burgers-Modells und der schädigungsinduzierten inkrementellen plastischen Deformation. Die aus dem modifizierten Burgers-Modell resultierende Kriechrate setzt sich aus einem Term für das Kelvin- und einen Term für das Maxwell- Kriechen $\dot{\epsilon}_{cr,K}$ und $\dot{\epsilon}_{cr,M}$ zusammen, die additiv überlagert sind:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{cr} &= \dot{\epsilon}_{cr,K} + \dot{\epsilon}_{cr,M} \\ \dot{\epsilon}_{cr,K} &= \frac{\sigma_{eff}}{3 \cdot \eta_K} \cdot \exp\left[-\frac{G_K}{\eta_K} \cdot t\right] \end{aligned} \quad (3.44a)$$

bzw.:

$$\epsilon_{cr,K} = \frac{\sigma_{eff}}{3 \cdot G_K} \left(1 - \exp\left[-\frac{G_K}{\eta_K} \cdot t\right]\right) \quad (3.44b)$$

und

$$\dot{\varepsilon}_{cr,M} = \frac{\sigma_{eff}}{3 \cdot \eta_M^* \cdot \exp[-m \cdot \sigma_{eff}]} \quad (3.44c)$$

In den angegebenen Gleichungen sind der Kelvin-Schermodul G_K und die Kelvin-Viskosität η_K Parameter für das transiente Kriechen. Die Maxwell-Viskosität η_M und der Parameter m , der die Spannungsabhängigkeit charakterisiert, beschreiben dagegen das stationäre Kriechen. Die Berechnung des plastischen Verformungsanteils, der aus Versagenszuständen resultiert, wird für das Modell Minkley im Abschnitt 3.6.5 behandelt.

3.5.3 Stoffmodell Hou/Lux–ODS (Hou, 2007)

Das Stoffmodell Hou/Lux–ODS (ohne direkte Schädigung) basiert auf dem Stoffmodell Lubby2 für schädigungsfreies primäres und sekundäres Kriechen (LUX, 1984) und beinhaltet gegenüber diesem eine Reihe von Modifikationen. Neben der Maxwell-Viskosität η_M wird auch die Kelvin-Viskosität η_K spannungsabhängig beschrieben, wobei das Kelvinmodell von der akkumulierten transienten Verformung abhängig gemacht wird. Die Berechnung transienter Verformungsanteile ist aktiv, solange die akkumulierte transiente Verformung ε_{cr}^{tr} geringer ist, als die spannungsabhängige transiente Endverformung $\max \varepsilon_{cr}^{tr}$. Gegenüber dem Stoffmodell Lubby2 beinhaltet das Stoffmodell auch den Einfluss der Schädigung D . Für schädigungsfreies Kriechen ist jedoch $D = 0$ zu setzen. Die Kriechrate im Stoffmodell Hou/Lux–ODS ergibt sich aus folgenden Beziehungen:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{cr} &= \dot{\varepsilon}_{cr,K} + \dot{\varepsilon}_{cr,M} \\ \dot{\varepsilon}_{cr,K} &= \frac{1}{3 \cdot \eta_K} \cdot \left(1 - \frac{\varepsilon^{tr}}{\max \varepsilon^{tr}}\right) \cdot \frac{\sigma_{eff}}{1-D} \end{aligned} \quad (3.45a)$$

$$\dot{\varepsilon}_{cr,M} = \frac{1}{3 \cdot \eta_M} \cdot \frac{\sigma_{eff}}{1-D} \quad (3.45b)$$

mit:

$$\begin{aligned}
\eta_K &= \bar{\eta}_K^* \cdot \exp\left[k_2 \cdot \frac{\sigma_{\text{eff}}}{1-D}\right] \\
\eta_M &= \bar{\eta}_M^* \cdot \exp\left[m \cdot \frac{\sigma_{\text{eff}}}{1-D}\right] \\
\max \varepsilon_{\text{cr}}^{\text{tr}} &= \frac{1}{G_k} \cdot \frac{\sigma_{\text{eff}}}{1-D}
\end{aligned} \tag{3.45c}$$

und

$$G_k = \begin{cases} \bar{G}_k^* \cdot \exp\left[k_1 \cdot \frac{\sigma_{\text{eff}}}{1-D}\right] & (\varepsilon_{\text{cr}}^{\text{tr}} < \max \varepsilon_{\text{cr}}^{\text{tr}} \rightarrow \text{Verfestigung}) \\ \bar{G}_{\text{KE}}^* \cdot \exp\left[k_{1\text{E}} \cdot \frac{\sigma_{\text{eff}}}{1-D}\right] & (\varepsilon_{\text{cr}}^{\text{tr}} > \max \varepsilon_{\text{cr}}^{\text{tr}} \rightarrow \text{Erholung}) \end{cases} \tag{3.45d}$$

G_k, k_1	<i>Parameter für Verfestigung</i>
$G_{\text{KE}}, k_{1\text{E}}$	<i>Parameter für Erholung</i>
$\bar{\eta}_K^*, k_2$	<i>Parameter für das transiente Kriechen</i>
$\bar{\eta}_M^*, m$	<i>Parameter für das stationäre Kriechen</i>

Die zum Zeitpunkt $t = 0$ wirkende transiente Anfangsverformungsrate ergibt sich im Modell Hou/Lux und im Modell Minkley mit:

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr,K}}^{(t=0)} = \frac{\sigma_{\text{eff}}}{3 \cdot \eta_K} \tag{3.46}$$

Mit fortschreitender Zeit geht die transiente Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{\text{cr,K}}$ gegen Null und die akkumulierte transiente Verformung $\varepsilon_{\text{cr,K}}$ strebt gegen einen Endverformungswert, der im visko-elasto-plastischen Modell (MINKLEY, 2003)

$$\varepsilon_{\text{cr,K}}^{(t \rightarrow \infty)} = \frac{\sigma_{\text{eff}}}{3 \cdot G_K} \tag{3.47}$$

beträgt und im Modell Hou/Lux gleich der transienten Endverformung $\max \varepsilon_{\text{cr}}^{\text{tr}}$ ist. Danach wird das schädigungsfreie Kriechen durch das Maxwell-Modell beschrieben.

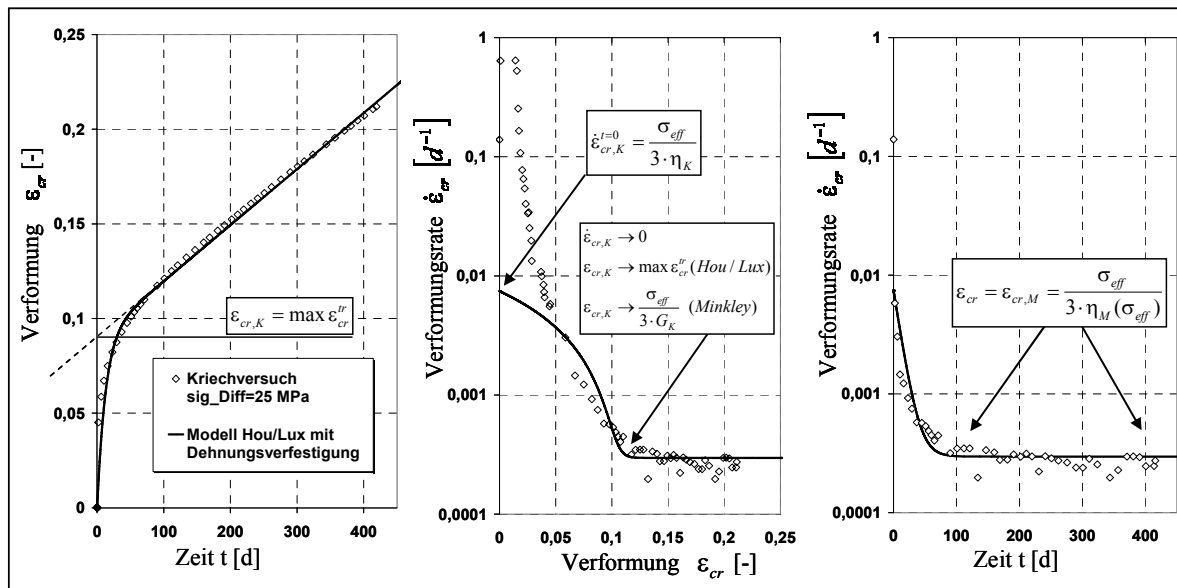


Abbildung 3.14: Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{Diff} = 25$ MPa) mit dem Stoffmodell Hou/Lux (HOU ET AL., 2007)

Abbildung 3.14 zeigt, dass mit den modellrheologischen Stoffansätzen das beobachtete Verformungs-Zeit-Verhalten in guter Näherung beschrieben werden kann (Abb. 3.14 links). Die gemessenen großen Kriechraten unmittelbar nach dem Lasteintrag lassen sich jedoch wegen der durch Gleichung 3.46 begrenzten Anfangsrate nicht abbilden. Dies wird besonders dann sichtbar, wenn die Kriechrate über der Verformung selbst aufgetragen wird (Abb. 3.14, mittleres Bild). In dieser Darstellung zeigen sich qualitative und auch quantitative Unterschiede zwischen Modellierung und Versuchsergebnis. Ursache dafür ist im Wesentlichen die vereinfachende Beschreibung des Verfestigungsprozesses, bei der mit Hilfe eines Abschmelzterms im Kelvin-Modell (Gl. 3.44a und 3.45a) die begrenzte Anfangsverformungsrate sukzessive reduziert wird, ohne dabei auf die inneren Verformungsmechanismen direkt Bezug zu nehmen. Wird die Kriechrate gegen die Zeit aufgetragen, sind dagegen aufgrund der anderen Skalierung weniger qualitative Unterschiede sichtbar (Abb. 3.14, rechtes Bild).

3.6 Stoffmodelle für primäres, sekundäres und tertiäres Kriechen mit Berücksichtigung von Dilatanz und Schädigung

3.6.1 Allgemeine Übersicht zur Modellierung von Dilatanz und Schädigung

Die Modellierung von Dilatanz-, Schädigungs- und Bruchprozessen erfolgt in den meisten Stoffmodellen über eine isotrope Schädigungsvariable, deren Entwicklung mit dem Überschreiten einer stoffmodellspezifischen Dilatanzgrenze einsetzt und die i. d. R. abhängig vom Spannungs- und Schädigungszustand beschrieben wird. In vielen Modellen werden dann nach dem Kachanov-Prinzip korrigierte schädigungsabhängige „reale“ Spannungen (Abschnitt 2.3.4 - Gl. 2.21) verwendet, um den Verformungs- und Volumenzuwachs bis zum Erreichen des Bruchpunktes abzubilden.

Das Bruch- und Nachbruchverhalten ist immer mit einer Aktivierung der Verformungsrate verbunden, die zur Kriechbeschleunigung bzw. zum Tragfähigkeitsverlust führt. Die Beschreibung dieses zusätzlichen Verformungsbeitrags kann methodisch entweder direkt schädigungsabhängig oder aber spannungsabhängig im Ergebnis einer Festigkeitsüberschreitung berechnet werden. Zusätzlich sind Festigkeitsbeschreibung und die Behandlung unzulässiger Spannungszustände modellspezifisch, so dass deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Stoffmodellen in der Modellierung des Bruch- und des Nachbruchverhaltens bestehen.

Erfolgt die Modellierung des Bruch- und Nachbruchverhaltens basierend auf der Plastizitätstheorie, wird mit Hilfe einer Festigkeitsbeschreibung zunächst die Zulässigkeit des wirkenden Spannungszustandes bezüglich der Fließfunktion geprüft. Prinzipiell werden in der Plastizitätstheorie keine Festigkeitsüberschreitungen zugelassen, so dass unzulässige Spannungszustände sofort korrigiert und daraus resultierende plastische Deformationsinkremente als Ergebnisgrößen berechnet werden. Nach diesem Prinzip arbeitet z. B. das visko-elasto-plastische Stoffmodell von Minkley, um Verfestigung, Schädigung, Bruch und Entfestigung zu beschreiben.

Andere Stoffmodelle, wie z. B. das CDM-Modell, das MDCF-Modell oder das Modell Hou/Lux erzeugen abhängig von einer Festigkeitsverletzung über spezielle Funktionen eine

Kriechbeschleunigung, wodurch unerlaubte Spannungszustände zeitabhängig zurückgeführt werden und sich die Tragfähigkeitsreduzierung infolge der Kriechbeschleunigung als Ergebnisgröße einstellt.

Neben den vier oben genannten Stoffmodellen gibt es noch eine Reihe anderer Stoffmodelle für Salzgesteine, mit denen das Kriechverhalten weitgehend vollständig in Verbindung mit Dilatanz und Schädigung beschrieben werden kann. Solche Modelle sind z. B.

- das Stoffmodell von CRISTESCU & HUNSCHE, 1998, das schädigungsinduziertes Versagen auf der Basis der inelastischen Volumenarbeit beschreibt,
- das auf der CDM (Continuum Damage Mechanics) basierende Model SUVIC-D (AUBERTIN ET AL., 1998), bei dem Materialschädigung über eine Entwicklungsfunktion beschrieben wird und
- das visko-elasto-plastische Stoffmodell von Döring (DÖRING & KIEHL, 1996, KIEHL ET AL., 1998), dessen Modellkonzept vergleichbar ist mit dem in den Abschnitten 3.5.2 und 3.6.5 vorgestellten visko-elasto-plastischen Stoffmodell von Minkley.

Zusätzlich dazu werden gelegentlich auch andere z. B. für das Verhalten von Salzgruß entwickelte Stoffmodelle für die Beschreibung von Steinsalz adaptiert, wie z. B. der Code Bright (OLIVELLA & GENS, 2002) oder ein modifiziertes Hein-Versatzmodell (Pudewills, 2007).

Die im Folgenden vorgestellten vier Stoffmodelle decken deshalb die Palette der verfügbaren Modelle nicht vollständig ab, stellen aber einen gewissen Standard in der Modellierung des Stoffverhaltens von Salzgesteinen dar. Ziel der folgenden Zusammenstellung ist es, Grundprinzipien, Komplexität und Bandbreite der Beschreibungsmöglichkeiten aktueller Stoffansätze für Salzgesteine aufzuzeigen.

Für eine detaillierte Beschreibung der Modelle, der Parameterbestimmung und Ergebnisdiskussionen, wird auf die in den jeweiligen Kapitelüberschriften angegebenen Literaturquellen verwiesen.

3.6.2 Composite–Dilatanz-Modell (CDM) (HAMPEL, 2004, 2007)

Das CDM ist eine Weiterentwicklung des in Kapitel 3.5 vorgestellten Verbundmodells (composite-model), mit der die Beeinflussung des Kriechverhaltens durch Dilatanz und sich entlang der Gefügeschädigung ausbreitender Feuchte im Vorbruchbereich sowie die im Nachbruchbereich (post-failure) stattfindenden Entfestigungsprozesse modelliert werden können. Das CDM besitzt einen modularen Aufbau, wobei jeder Effekt durch einen speziellen Faktor beschrieben wird, der mit der schädigungsfreien Kriechrate des Verbundmodells $\dot{\epsilon}_{cr}$ (Gl. 3.28) verknüpft ist. Die visko-plastische Gesamtverformungsrate im Vor- und Nachbruchbereich ergibt sich deshalb aus einer Erweiterung von Gleichung 3.28, wobei jeweils ein Faktor den Feuchteeffekt F_h , ein anderer die Schädigung δ_{dam} und ein dritter die Entfestigung im post-failure Bereich P_F beschreibt:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^{ges} = P_F(\sigma_{okt}, \sigma_3, \epsilon_{cr}^{ges}) \cdot \delta_{dam}(d_{dam}, \sigma_3) \cdot F_h(\Phi, \sigma_3, \tau_{okt}) \cdot \dot{\epsilon}_{cr}(S, \sigma_{eff}, T) \quad (3.48)$$

Der Feuchteeffekt ist in zahlreichen Laborversuchen mit kontrolliert vorgegebener Feuchte untersucht worden (Hunsche & Schulze, 1996, 2002). Die Modellierung des Feuchteinflusses erfolgt über den Faktor F_h , der abhängig von der relativen Feuchte Φ , der minimalen Hauptspannung σ_3 und der Oktaederschubspannung τ_{okt} ist (HAMPEL, 2007, HAMPEL & SCHULZE, 2007).

Die Berechnung des Schädigungsfaktors δ_{dam} ist abhängig von der Gefügeschädigung d_{dam} und der kleinsten Hauptspannung σ_3 .

$$\delta_{dam}(d_{dam}, \sigma_3) = \exp \left[\delta_1 \cdot \left(\frac{d_{dam}}{\sigma_u} \right)^{\delta_2 \cdot \sigma_3} \right] \quad (3.49)$$

mit δ_1 und δ_2 als zwei vom Salztyp abhängige Stoffparameter und $\sigma_u = 1\text{MPa}$

Anders als die im Abschnitt 2.3.4 vorgestellte Schädigungsdefinition wird im CDM die Schädigung d_{dam} mit der visko-plastischen volumetrischen Verformungsarbeit gleichgesetzt, die sich inkrementell aus der Volumendilatanz $\dot{\epsilon}_{\text{Vol}}$ und der Oktaedernormalspannung σ_{okt} berechnet:

$$\dot{d}_{\text{dam}} = \sigma_{\text{okt}} \cdot \dot{\epsilon}_{\text{Vol}} \quad (3.50)$$

Die Modellierung der mit dem schädigungsinduzierten Kriechen verbundenen Dilatanz erfolgt über das so genannte r_v -Konzept. Grundlage dieser Beschreibung ist die Beobachtung, dass bei konstanten Spannungsbedingungen, z. B. im Kriechversuch, das Verhältnis r_v zwischen volumetrischer Verformungsrate $\dot{\epsilon}_{\text{Vol}}$ und Kriechrate $\dot{\epsilon}_{\text{cr}}$ sowohl während des transienten als auch während des stationären Kriechens konstant ist (HUNSCHE ET AL., 2003, HUNSCHE & SCHULZE, 2003) und oberhalb der Dilatanzgrenze spannungsabhängig durch folgende Beziehung beschrieben wird, die für alle Steinsalztypen einheitlich angesetzt wird:

$$r_v = \begin{cases} \left[\frac{\sqrt{3}(\tau_{\text{okt}} - \tau_D(\sigma_{\text{okt}}))}{\sigma_{\text{okt}}} \right]^2 & \rightarrow \tau_{\text{okt}} \geq \tau_D(\sigma_{\text{okt}}) \\ 0 & \rightarrow \tau_{\text{okt}} < \tau_D(\sigma_{\text{okt}}) \end{cases} \quad (3.51a)$$

mit der Dilatanzgrenze:

$$\tau_D(\sigma_{\text{okt}}) = \frac{b_D}{\sqrt{3}} \left(\frac{\sigma_{\text{okt}}}{\sigma_u} \right)^{c_D} \quad b_D = 2,61248 \text{ MPa}, c_D = 0,78093, \sigma_u = 1 \text{ MPa} \quad (3.51b)$$

Bei Spannungszuständen unterhalb der Dilatanzgrenze ist $r_v = 0$, wodurch sicher gestellt wird, dass die Dilatanz erst oberhalb der Dilatanzgrenze einsetzt.

Die Entwicklung der Dilatanz $\dot{\epsilon}_{\text{Vol}}$ berechnet sich unter Verwendung von Gleichung 3.51a abhängig von der Kriechrate und dem Feuchtekriechen:

$$\dot{\epsilon}_{\text{Vol}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot r_v(\sigma_{\text{okt}}, \tau_{\text{okt}}) \cdot F_h(\Phi, \sigma_3, \tau_{\text{okt}}) \cdot \dot{\epsilon}_{\text{cr}} \quad (3.52)$$

Die Schädigung und das Feuchtekriechen bewirken eine Beschleunigung der Verformungsrate, die zu einer Reduzierung der Tragfähigkeit im Vorbruchbereich führt. Die im Bruch- und Nachbruchbereich ablaufenden Entfestigungsvorgänge bewirken jedoch eine erhebliche Kriechbeschleunigung, für deren Modellierung im CDM ein zusätzlicher Beschleunigungsfaktor P_F erforderlich ist.

Die Identifizierung des Bruchpunktes, ab dem der Faktor P_F wirksam wird, erfolgt durch Kontrolle eines Deformationskriteriums $\varepsilon_F(\sigma_3)$, mit dem der aus Festigkeitsversuchen abgeleitete maximale im Vorbruchbereich akkumulierbare Verformungsbetrag abhängig von der wirkenden Minimalspannung beschrieben wird. Der Bruch tritt demnach unabhängig von der Verformungsgeschwindigkeit bzw. vom Spannungszustand ein, sobald die Gesamtdeformation ε größer als die kritische Bruchdehnung $\varepsilon_F(\sigma_3)$ ist (Gl. 3.53).

$$\Delta\varepsilon_F = (\varepsilon - \varepsilon_F) \begin{cases} > 0 \Rightarrow \frac{dP_F}{d\varepsilon} = c_{PF}(\sigma_3) \cdot \frac{\tau_{okt} - \tau_D(\sigma_{okt})}{1 + |\Delta\tau_D|} \cdot \Delta\varepsilon_F^{n_{PF}} \\ \leq 0 \Rightarrow P_F = 1 \end{cases} \quad (3.53)$$

mit :

$$\varepsilon_F(\sigma_3) = 0,01 \cdot [(c_{F1} \cdot \sigma_3)^{c_{F2}} + c_{F3}] \quad \text{und} \quad c_{PF}(\sigma_3) = c_{PF1} \cdot \exp[c_{PF2} \cdot \sigma_3]$$

Die Größen c_{F1} , c_{F2} , c_{F3} , c_{PF1} , c_{PF2} und n_{PF} sind Anpassungsparameter, die in der Versuchsauswertung zu ermitteln sind. Aus Gleichung 3.53 folgt, dass bei einer Überschreitung des Deformationskriteriums mit zunehmender Verformung die Kriechrate durch das Anwachsen von P_F zunächst immer stärker ansteigt. Diesem Mechanismus wirkt aber die aus der Kriechbeschleunigung resultierende Reduzierung der Schubspannung τ_{okt} entgegen. Diese strebt letztlich der Restfestigkeit entgegen, wobei im CDM Restfestigkeit und Dilatanzgrenze $\tau_D(\sigma_{okt})$ als identisch angenommen werden. Der Faktor P_F nimmt dann einen konstanten Wert an, so dass die Schubspannung auf dem Niveau der Dilatanz/ Restfestigkeitsgrenze verbleibt (HAMPEL, 2007).

Für die Bestimmung der Stoffmodellparameter für die Modellierung des Schädigungs-, Dilatanz- und Bruchverhaltens werden Triaxialversuche benötigt, mit denen das Festigkeits- und Dilatanzverhalten für verschiedene Manteldrücke untersucht wurde.

3.6.3 MDCF–Modell (CHAN ET AL., 1998, FOSSUM & FREDRICH, 2002)

Das MDCF-Modell (**M**ultimechanism **D**eformation **C**oupled **F**racture) ist eine Weiterentwicklung des MD-Modells für schädigungsfreies Kriechen (Abschnitt 3.4.3), zur Berechnung schädigungsinduzierter Verformungen (CHAN ET AL., 1998, FOSSUM ET AL., 1998).

Die inelastische Gesamtverformungsrate setzt sich additiv aus einzelnen Termen für die Modellierung des Versetzungskriechens („cr“), der Schädigung („ ω “) und der Verheilung („h“) zusammen, wobei für die Berechnung der schädigungsinduzierten Verformungsrate zwischen Scher- und Zugversagen („ ω – sh“ bzw. „ ω – te“) unterschieden wird (CHAN ET AL., 1998):

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{inel} = \frac{\partial \sigma_V^{cr}}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\epsilon}_{cr} + \frac{\partial [\sigma_V^{\omega-sh}]^f}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\epsilon}_{cr}^{\omega-sh} + \frac{\partial \sigma_V^{\omega-te}}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\epsilon}_{cr}^{\omega-te} + \frac{\partial \sigma_V^h}{\partial \sigma_{ij}} \cdot \dot{\epsilon}_{cr}^h \quad (3.54)$$

Die aus Versetzungsprozessen resultierende Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ wird unter Verwendung der in Abschnitt 3.4.3 angegebenen Beziehungen schädigungsabhängig über das Kachanov-Konzept der „realen“ Spannungen (Abschnitt 2.3.4 - Gl. 2.21) berechnet (Hauck, 2001).

In die Berechnung der Schädigungsrate $\dot{\omega}$ gehen die Anteile aus Schub- und Zugversagen sowie die Verheilungskomponente, die sich reduzierend auf die Schädigung auswirkt, ein (FOSSUM & FREDRICH, 2002).

$$\dot{\omega} = g(\omega, T, \sigma_V^{\omega-sh}, \sigma_V^{\omega-te}) - h(\omega, T, \sigma_V^h) \quad (3.55)$$

Schädigung und Verheilung werden als thermisch aktivierte Prozesse beschrieben, die von der Fließspannung und der akkumulierten Schädigung abhängig sind.

Im MDCF-Modell wird eine nicht assoziierte Fließregel verwendet. Für die Berechnung der deviatorischen Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}^{\omega-sh}$ und des plastischen Potentials $\frac{\partial [\sigma_V^{\omega-sh}]^f}{\partial \sigma_{ij}}$ werden deshalb verschiedene Vergleichsspannungen verwendet, mit

$$\sigma_V^{\omega-sh} = |\sigma_1 - \sigma_3| - \chi_2 \chi_7 \cdot \text{sgn}(J_1 - \sigma_1) \cdot \left[\frac{J_1 - \sigma_1}{3 \chi_7 \cdot \text{sgn}(J_1 - \sigma_1)} \right]^{\chi_6} \quad (3.56)$$

für das deviatorische Kriechen und

$$[\sigma_V^{\omega-sh}]^f = |\sigma_1 - \sigma_3| - \frac{\chi_2 \chi_8}{3} \cdot [J_1 - \sigma_1] \quad (3.57)$$

mit: χ_2, χ_6, χ_7 , und χ_8 als Materialparameter

für die Potenzialfunktion (FOSSUM & FREDRICH, 2002).

Aus Zugversagen resultierende Verformungen führen ebenfalls zur Mikrorissbildung, die jedoch wesentlich schneller als beim Scherversagen abläuft. Diese Verformungsanteile werden deshalb über einen separaten Schädigungsterm („-te“) beschrieben (Gl. 3.54). Dieser und die schädigungsinduzierte Kriechrate in Schubrichtung wird ähnlich wie beim Versetzungskriechen über eine transiente Funktion F^{ω_i} berechnet, die mit einem stationären Beitrag („st“) verknüpft ist (FOSSUM & FREDRICH, 2002):

$$\dot{\epsilon}_{cr}^{\omega-i} = F^{\omega-i} \cdot \dot{\epsilon}_{st}^{\omega-i} \quad \text{mit: } i = sh - \text{Schub, bzw. } i = te - \text{Zug} \quad (3.58a)$$

$$F^{\omega-sh} = F \cdot \exp\left(\frac{c_4(\sigma_V^{cr} - c_5)}{\sigma_0 \cdot (1 - \rho)}\right) \quad (3.58b)$$

$$F^{\omega-te} = F \cdot \exp\left(\frac{c_4(\sigma_V^{\omega-te} - c_5)}{\sigma_0 \cdot (1 - \rho)}\right)$$

mit: c_4, c_5, σ_0 als Materialparameter und ρ für den Einfluss von Verunreinigungen

Die in den Gleichungen 3.58b stehende Funktion F ist dieselbe, mit der auch der transiente Verformungsanteil für das Versetzungskriechen entsprechend Gleichung 3.37c im Abschnitt 3.4.3 (MD-Modell) berechnet wird. Die schädigungsinduzierte Kriechrate im stationären Zustand $\dot{\epsilon}_{st}^{\omega-i}$ wird mit

$$\dot{\epsilon}_{st}^{\omega-i} = \omega_0 \cdot \exp[c_3 \cdot \omega] \cdot c_0 \cdot (B_1 \cdot f(T) + B_2 \cdot g(T)) \cdot \sinh \left[\frac{c_2 \sigma_V^{\omega-i} \cdot H(\sigma_V^{\omega-i})}{G \cdot (1 - \omega) \cdot (1 - \rho)} \right]^{n_3} \quad (3.58c)$$

beschrieben. Die beiden Funktionen $f(T)$ und $g(T)$ bilden die Temperaturabhängigkeit der Schädigungsentwicklung entsprechend der Arrhenius-Beziehung (Abschnitt 3.1 - Gl. 3.5) mit unterschiedlichen Aktivierungsenergien ab. Stoffspezifische Materialparameter sind c_0 , c_2 , c_3 , c_4 , c_5 und n_3 . Der Parameter ρ beschreibt den Einfluss von Verunreinigungen durch Tonpartikel, ω ist der Schädigungsparameter und ω_0 die Vorschädigung. Über die Heaviside-Schrittfunktion $H(\sigma_V^{\omega-i})$ wird der Berechnungsmodus bei einer Überschreitung der Fließgrenze eingeschaltet, anderenfalls ist er deaktiviert.

Zur Bestimmung von Parametern für Schädigungsentwicklung sind Kriechversuche notwendig, die bei Belastungen oberhalb der Dilatanzgrenze gefahren werden. Die Parameter der Festigkeitsfunktionen werden dagegen in triaxialen Festigkeitsversuchen bei unterschiedlichen Manteldrücken ermittelt.

Am Institut für Unterirdisches Bauen der TU Hannover (IUB) erfolgten umfangreiche Modifikationen des MDCF-Modells hinsichtlich der Festigkeitsbeschreibung sowie der Bestimmung und Beschreibung der Dilatanzgrenze (Hauk, 2001). Dieser Ansatz, in dem konzeptionell der Ausnutzungsgrad der Kurzzeitfestigkeit zur Berechnung einer von der Belastungsrichtung abhängigen Dilatanzgrenze eingeht, wird als IUB/MDCF-Modell bezeichnet und vom IUB z. B. für die Prognose des Langzeitverhaltens großvolumiger Kavernen angewendet (ROKAHR ET AL., 2007).

3.6.4 Modell Hou/Lux – MDS (HOU ET AL., 2007)

Mit diesem Stoffansatz wird das Stoffmodell Hou/Lux–ODS (Abschnitt 3.5.3) durch die Modellierung der Dilatanz- und Schädigungsentwicklung komplettiert, so dass transientes, stationäres und tertiäres Kriechen beschrieben werden kann. Ähnlich wie beim MDCF-Modell wird für die inelastische Verformungsrate $\dot{\varepsilon}_{ij}^{inel}$ ein additiver Ansatz aus einem viskoplastischen Kriechbeitrag $\dot{\varepsilon}_{ij}^{vp}$ sowie einem Schädigungs- $\dot{\varepsilon}_{ij}^d$ und einem Verheilungsbeitrag $\dot{\varepsilon}_{ij}^h$ gewählt.

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{inel} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{vp} + \dot{\varepsilon}_{ij}^d + \dot{\varepsilon}_{ij}^h \quad (3.59)$$

Die berechnete Gefügeschädigung D bewirkt im Stoffmodell entsprechend der Beziehung von Kachanov (Abschnitt 2.3.4 - Gl. 2.21) eine Erhöhung der Vergleichsspannung. Die Schädigungsentwicklung setzt dabei oberhalb der Dilatanzgrenze

$$\beta_D(\sigma_3, \theta) = \eta_D(\sigma_3) \cdot \beta(\sigma_3, \theta) \quad (3.60)$$

ein, die sich aus zwei Funktionen zusammensetzt, wobei eine die in Festigkeitsversuchen zu ermittelnde Kurzzeitfestigkeit $\beta(\sigma_3, \theta)$ abhängig von der Minimalspannung σ_3 und dem Lode-Winkel θ beschreibt und die andere als Ausnutzungsgrad der Festigkeit $\eta_D(\sigma_3)$ das Einsetzen der Gefügeschädigung.

Für die oberhalb der Dilatanzgrenze berechneten schädigungsinduzierten Verformungsanteile wird zwischen Zug- und Schubversagen unterschieden.

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^d = \dot{\varepsilon}_{ij}^d + \dot{\varepsilon}_{ij}^{dz} \quad a_3 \cdot \frac{\left\langle \frac{F^{ds}}{F^*} \right\rangle^{a_1}}{(1-D)^{a_2}} \cdot \frac{\partial Q^{ds}}{d\sigma_{ij}} + a_3 \cdot \frac{\left\langle \frac{F^{dz}}{F^*} \right\rangle^{a_1}}{(1-D)^{a_2}} \cdot \frac{\partial Q^{dz}}{d\sigma_{ij}}$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } \quad F^{ds} &= \sigma_V - \beta_D(\sigma_3, \theta) & \text{und} & \quad Q^{ds} = \sigma_V - a_0 \cdot \beta(\sigma_3, \theta) \\ F^{dz} &= 6 \cdot (-\sigma_3) & \text{und} & \quad Q^{dz} = 6 \cdot (-\sigma_3) \end{aligned} \quad (3.61)$$

- $\dot{\epsilon}_{ij}^d, \dot{\epsilon}_{ij}^{dz}$ visko-plastischer Verzerrungstensor infolge Schädigung durch Schub- bzw. Zugbeanspruchung
- F^{ds}, F^{dz} Fließfunktion für schädigungsinduziertes Kriechen infolge Schub- Zugbeanspruchung, die die Überschreitung der Dilatanzgrenze bzw. der Zugfestigkeit beschreiben
- Q^{ds}, Q^{dz} Potenzialfunktionen für die Bestimmung der Fließrichtung
- a_0, \dots, a_3 Materialparameter

In Schubrichtung wird eine nicht assoziierte Fließregel verwendet, wobei sich die Fließfunktion F^{ds} auf die Dilatanzgrenze und das plastische Potenzial Q^{ds} auf die Kurzzeitfestigkeitsgrenze beziehen. Dagegen findet in Zugrichtung eine assoziierte Fließregel Anwendung (HOU & LUX, 2000, HOU, 2007). Die Fließfunktionen F^{ds} und F^{dz} gehen auch zusammen mit der bereits akkumulierten Schädigung D in die kinetische Gleichung für die Entwicklung der Schädigungsvariablen \dot{D} ein.

$$\dot{D} = a_{15} \cdot \frac{\left[\left\langle \frac{F^{ds}}{F^*} \right\rangle + \left\langle \frac{F^{dz}}{F^*} \right\rangle \right]^{a_{16}}}{(1-D)^{a_{17}}} \quad (3.62)$$

Die Gleichung besitzt die Form einer Potenzfunktion, deren Parameter a_{15} , a_{16} und a_{17} in Kriechversuchen, die weit oberhalb der Dilatanzgrenze bei geringem Manteldruck bis zum Kriechbruch gefahren werden, zu bestimmen sind.

Da das Modell Hou/Lux-MDS in erster Linie für die Langzeitprognose entwickelt wurde, wird das Entfestigungsverhalten im Nachbruchbereich nicht explizit modelliert (HOU, 2007). Die Entfestigung ergibt sich aus der Schädigungsevolution, die durch Gleichung 3.62 beschrieben wird. Die Parameterbestimmung erfolgt anhand von Kriechversuchen, die den tertiären Bereich mit abbilden müssen, um den rapiden Anstieg der Schädigung im Bruch und Nachbruchbereich beschreiben zu können.

3.6.5 Visko-elasto-plastisches Stoffmodell - Modell Minkley (MINKLEY, 2003)

Dieses Stoffmodell unterscheidet sich gegenüber den bisher beschriebenen Modellen grundsätzlich darin, dass die Modellierung des dilatanten Ver- und Entfestigungsverhaltens konsequent auf der Basis der Plastizitätstheorie erfolgt. Die Entstehung von Dilatanz und Schädigung wird deshalb immer auf die Verletzung eines Grenzspannungszustandes zurückgeführt, der eine Spannungskorrektur erforderlich macht, aus der plastische und volumetrische Verformungen resultieren.

Das Modellkonzept unterscheidet folgende Verformungsanteile, deren Summe die Gesamtverformung liefert:

- elastische isotrope Kompression ε^e (Hook'sches Gesetz)
- elastisch nachwirkender Verformungsanteil ε^{en} (Kelvin-Element)
- (deviatorisch) elastischer und viskoser Verformungsanteil ε^v (Maxwell-Element)
- plastischer Verformungsanteil ε^p (verallgemeinertes Mohr-Coulomb-Modell mit Entfestigung und Dilatanz)

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^{en} + \varepsilon^v + \varepsilon^p \quad (3.63)$$

Während sich die ersten drei Terme in Gleichung 3.63 aus dem modifizierten rheologischen Burgers-Modell in Abschnitt 3.5.2 ergeben, werden die plastischen Verformungen mit einem plastischen Stoffmodell, das die Form eines verallgemeinerten Mohr-Coulomb'schen Fließkriteriums besitzt, beschrieben. Für dieses Modell gelten folgende Annahmen (MINKLEY, 1997):

- Die Fließgrenze ist nichtlinear und von der minimalen Hauptspannung abhängig,
- die Entfestigung ist verformungs- und spannungsabhängig,
- bei hoher Einspannung dominiert plastisches Fließen ohne Entfestigung,
- die Dilatanz ist stark abhängig vom Einspannungszustand.

Die Fließgrenze wird mit folgender Beziehung beschrieben:

$$\sigma_{\text{eff,B}} = \sigma_D + \frac{\sigma_{\text{MAX}} - \sigma_D}{\sigma_\phi + \sigma_3} \cdot \sigma_3 \quad (3.64)$$

σ_3 : min. Hauptspannung, $\sigma_{\text{eff,B}}$: max. ertragbare Effektivspannung, $\sigma_D(\varepsilon^p)$: einaxiale Druckfestigkeit,

$\sigma_{\text{MAX}}(\varepsilon^p)$: max. eff. Festigkeit, $\sigma_\phi(\varepsilon^p)$: Krümmungsparameter Festigkeitskurve, ε^p : plast. Scherverformung

Im visko-elasto-plastischen Stoffmodell ist die plastische Deformation ε^p der Deformationsbetrag, der bei Spannungszuständen oberhalb der Dilatanzgrenze akkumuliert wird. Die Dilatanzgrenze beschreibt dabei den Spannungszustand, der im Minimum der Dilatanzkurve gemessen wird. Unterhalb der Dilatanzgrenze ist der plastische Verformungszuwachs somit immer Null. Da die Festigkeitsparameter ($\sigma_D, \sigma_{\text{MAX}}, \sigma_\phi$) abhängig von der akkumulierten plastischen Verformung sind, beschreibt Gleichung 3.64 die Dilatanzgrenze, solange keine plastische Verformung berechnet wird, mit:

$$\sigma_D(\varepsilon^p = 0) = \sigma_D^{\text{Dil}}, \quad \sigma_\phi(\varepsilon^p = 0) = \sigma_\phi^{\text{Dil}} \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{MAX}}(\varepsilon^p = 0) = \sigma_{\text{MAX}}^{\text{Dil}}$$

In diesem Fall stellt die Dilatanzgrenze die untere Fließgrenze des Gesteins im Vorbruchbereich dar. Treten plastische Verformungen auf, ändern sich die drei Festigkeitsparameter, so dass die aktuelle Fließgrenze immer abhängig vom jeweiligen plastischen Verformungszustand beschrieben wird. Das bedeutet, dass die akkumulierte plastische Scherverformung ε^p bei diesem Stoffmodell als Verfestigungs- bzw. Entfestigungsparameter verwendet wird, von dem die Lage der Fließgrenze (Gl. 3.64) im Hauptspannungsraum abhängig ist. Die plastische Scherverformung ε^p wird unter Berücksichtigung der plastischen Volumendilatanz $\varepsilon_{\text{Vol}}^p$ mit nachfolgender Beziehung berechnet:

$$\Delta\varepsilon^p = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\left(\Delta\varepsilon_1^p - \frac{1}{3}\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^p\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^p\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^p - \Delta\varepsilon_1^p\right)^2} \quad (3.65)$$

Schädigung und Dilatanz werden mit einer nichtassozierten Fließregel beschrieben. Aus der Fließgrenze (Gl. 3.64) folgt für die Fließfunktion Gleichung 3.66 (Druckspannungen negativ):

$$f_s = \sigma_1 - \sigma_3 + \sigma_D - \frac{\sigma_{MAX} - \sigma_D}{\sigma_\phi - \sigma_3} \cdot \sigma_3 \quad (3.66)$$

und für das plastische Potenzial bei Scherversagen:

$$g_s = \sigma_1 - \sigma_3 - \frac{\sigma_{MAX,\psi} - \sigma_D}{\sigma_\psi - \sigma_3} \cdot \sigma_3 \quad (3.67)$$

Die inkrementelle plastische Verformung berechnet sich dann wie folgt:

$$\Delta \varepsilon_i^p = \lambda_s \cdot \frac{\partial g_s}{\partial \sigma_i}, \quad (3.68)$$

wobei λ_s eine skalare Funktion ist, die vom aktuellen Spannungszustand im Verhältnis zur Spannung bei der Dilatanzgrenze und der Festigkeitsgrenze abhängt und mit der viskosen Verformung gekoppelt ist (Hampel, 2007).

Die inkrementelle plastische Volumenzunahme $\Delta \varepsilon_{Vol}^p$ ergibt sich aus dem plastischen Verformungsinkrement in Verbindung mit einer Dilatanzfunktion N_ψ .

$$\Delta \varepsilon_{Vol}^p = \lambda_s \cdot (1 - N_\psi) \quad \text{mit:} \quad N_\psi = 1 + \frac{\sigma_\psi^2}{(\sigma_\psi - \sigma_3)^2} \cdot \frac{\Delta \varepsilon_{Vol,0}^p}{\Delta \varepsilon_1^p} \quad (3.69)$$

Infolge der mikrostrukturellen Schädigung ändert sich auch das elastische Verhalten. Der Kompressionsmodul K und der Schermodul G werden deshalb dilatanzabhängig berechnet, wobei die nachstehende empirische Beziehung angesetzt wird (siehe auch Kapitel 4.5 – Abb. 4.15, analog für Schermodul G):

$$K = K_R + \frac{1}{1 + f \cdot \Delta \varepsilon_{Vol}^p} \cdot (K_I - K_R) \quad (3.70)$$

K_I : Kompressionsmodul intaktes Gestein, K_R : Kompressionsmodul Gestein im Restfestigkeitsbereich und f : Materialparameter

Mit dem Modell Minkley werden das inelastische Verhalten und die zum Bruch führenden Schädigungsmechanismen auf der Grundlage der Plastizitätstheorie durch eine phänomenologische Modellbeschreibung erfasst. Die für den plastischen Stoffmodellterm benötigten Parameter werden aus konventionellen verformungsgesteuerten einaxialen und triaxialen Festigkeitsversuchen mit Messung der Volumenänderung gewonnen. Sie sind abhängig von der plastischen Verformung, woraus eine spannungs- und verformungsabhängige Festigkeitsbeschreibung resultiert.

Kapitel 4

Schädigung und Dilatanz im Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz

4.1 Modellierung von Schädigung und Dilatanz

Aufbauend auf dem in den vorangegangenen Abschnitten 2.3.2 und 3.3 vorgestellten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz und dessen Erweiterung für stationäres Verhalten (Abschnitt 3.4.1) erfolgt eine Weiterentwicklung des Ansatzes, mit der der Einfluss der Schädigung auf das Verformungs- und Festigkeitsverhalten in die bestehende Struktur des Stoffmodells integriert wird. Ausgangspunkt sind dabei die bereits vorgestellten Gleichungen 3.21 für die Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$ und 2.14 für die Verfestigungsrate $\dot{\epsilon}_{eff}^V$.

$$\dot{\epsilon}_{cr} = f(\sigma_{eff}, \epsilon_{cr}^V) = A_p \frac{\sigma_{eff}^{n_p}}{(\epsilon^{V,0} + \epsilon_{cr}^V)^\mu} \quad (3.21)$$

und

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^E \quad (2.14)$$

Bereits in den Abschnitten 2.1 und 2.3.4 wurde dargestellt, dass neben der Erholung auch die Schädigung der Verformungsverfestigung entgegen wirkt. Das bedeutet, dass sich die Verfestigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ aus der Bilanz zwischen Verformungsrate auf der einen Seite und Erholungs- und Schädigungsrate auf der anderen Seite ergibt. Durch Einführung der Schädigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ und eine entsprechende Erweiterung von Gleichung 2.14 wird dieser Zusammenhang beschrieben mit:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^E - \dot{\epsilon}_{cr}^S \quad (4.1)$$

Die Schädigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ in Gleichung 4.1 entspricht der plastischen Verformungsrate, die aus Versagenszuständen, d. h. aus dem Entstehen lokaler Mikrorisse im Vorbruchbereich und der im Nachbruchbereich auftretenden umfassenden Gefügeentfestigung, resultiert. Damit unter-

scheidet sich diese im weiterentwickelten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz verwendete Schädigungsdefinition von der in Abschnitt 2.3.4 vorgestellten geometrischen Definition nach Gleichung 2.20, die i. d. R. in den meisten anderen Stoffmodellen zur Anwendung kommt.

Um den Schädigungseinfluss auf das Festigkeits- und Verformungsverhalten zunächst qualitativ beschreiben zu können, ist es sinnvoll das Prüfkörperverhalten im verformungsgeregelten Festigkeitsversuch zu analysieren, da unter diesen Versuchsbedingungen aufgrund der kurzen Versuchszeiten die Erholung von Versetzungen keine Rolle spielt (Abschnitt 2.3.4). Für den Triaxialversuch geht deshalb Gleichung 4.1 über in:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^S \quad \text{für} \quad \dot{\epsilon}_{cr}^E = 0 \quad (4.2)$$

Sind Schädigungs- und Kriechrate gleich groß, wird die Verfestigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^V = 0$, wodurch die Verfestigung bzw. die Festigkeit konstante Werte annehmen. Die Bildung von Versetzungen und Schädigungen stehen dann in ihrer Wirkung im Gleichgewicht, woraus ideal plastisches Verformungsverhalten resultiert. Im Festigkeitsversuch bezeichnet dieser Zustand den Bruchbereich. Die Spitzenfestigkeit σ_{eff}^{Max} ergibt sich demnach als Spannungsmessgröße des Festigkeitsversuches zwanglos, sobald das Salzgestein nicht weiter deformationsverfestigt wird und die Verfestigungsrate gleich Null wird ($\dot{\epsilon}_{cr}^V = 0$). Daraus folgt für den Bruchzustand:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^S = 0 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{eff} = \sigma_{eff}^{Max} \quad (4.3)$$

Übersteigt die Schädigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ die Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$, wird die Verfestigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ negativ. Dadurch nimmt die Verformbarkeit zu und das Material entfestigt. Die Festigkeit befindet sich dann im Nachbruchbereich und es gilt:

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^S < 0 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{eff}^{Max} > \sigma_{eff} \geq \sigma_{eff}^R \quad (4.4)$$

Der Einfluss der zunehmenden Schädigung ε_{cr}^S ist im Festigkeitsversuch als Volumenzunahme (Dilatanz) ε_{Vol} direkt messbar. Da die Dilatanz im Vorbruchbereich relativ klein ist, folgt aus Gleichung 2.24 (Abschnitt 2.3.4),

$$D = 1 - \frac{1}{1 - \varepsilon_{Vol}} \approx -\varepsilon_{Vol} \quad \text{mit} \quad \frac{V_P}{V_{P,0}} = \frac{V_S}{V_{S,0}} \approx 1 \quad \text{und} \quad |\varepsilon_{Vol}| \ll 1 \quad (2.24)$$

dass Schädigung und Dilatanz im Vorbruchbereich bis etwa zum Bruch näherungsweise gleichgesetzt werden können. Unter dieser Annahme entspricht die effektive Kriechverformung ε_{cr} für zylindrische Prüfkörper näherungsweise der im Versuch aufgeprägten axialen Stauchung ε_1 . Damit ergibt sich aus den Gleichungen 4.3 und 4.4, dass auch die Dilatanzrate $\dot{\varepsilon}_{Vol}$ im verformungsgeregelten Festigkeitsversuch im Bruchbereich etwa annähernd so groß ist wie die Stauchungsrate $\dot{\varepsilon}_1$ des Versuches und diese im Nachbruchbereich übersteigt. Diesen Effekt zeigt Abbildung 4.1 exemplarisch anhand der im Triaxialversuch für Assesteinsalz gemessenen Dilatanzrate $\dot{\varepsilon}_{Vol}$. Zusätzlich sind in Abbildung 4.1 die im Versuch aufgeprägte Verformungsgeschwindigkeit ($\dot{\varepsilon}_1^{cr} = 1 \cdot 10^{-5} s^{-1}$) und die gemessene Spannungs-Verformungs-Kennlinie eingetragen.

Es ist zu erkennen, dass im Vorbruchbereich die Dilatanzrate $\dot{\varepsilon}_{Vol}$ deutlich unter der Verformungs- bzw. Kriechrate liegt und relativ gleichmäßig mit der Verformung anwächst. Im Bereich der Spitzenfestigkeit, also im Bruchbereich, erreicht die Dilatanzrate $\dot{\varepsilon}_{Vol}$ den Wert der Verformungs- bzw. Kriechrate ($\dot{\varepsilon}_{Vol} \approx \dot{\varepsilon}_{cr}$). Im Nachbruchbereich steigt die Dilatanzrate dann zunächst rapide an und ist deutlich größer als die Verformungs- bzw. Kriechrate ($\dot{\varepsilon}_{Vol} > \dot{\varepsilon}_{cr}$). Dabei ist der starke überproportionale Anstieg der Dilatanzrate mit großer Wahrscheinlichkeit mit der spontanen Ausbreitung der Mikrorisse und dem Zusammenwachsen zu Makrorissen verbunden. Es wäre in diesem Zusammenhang auch plausibel, dass das Maximum der Dilatanzrate den Punkt der vollständigen Durchtrennung der Bruchfläche markiert. Der anschließende Rückgang der Dilatanzrate ließe sich dann durch das Abgleiten der Scherflächen und der damit verbundenen Reduzierung des Aufgleitwinkels erklären. Im Restfestigkeitsbereich ist dieser Prozess abgeschlossen und die Dilatanzrate ist wieder kleiner als die Verformungs- bzw. Kriechrate, so dass keine weitere Entfestigung erfolgt.

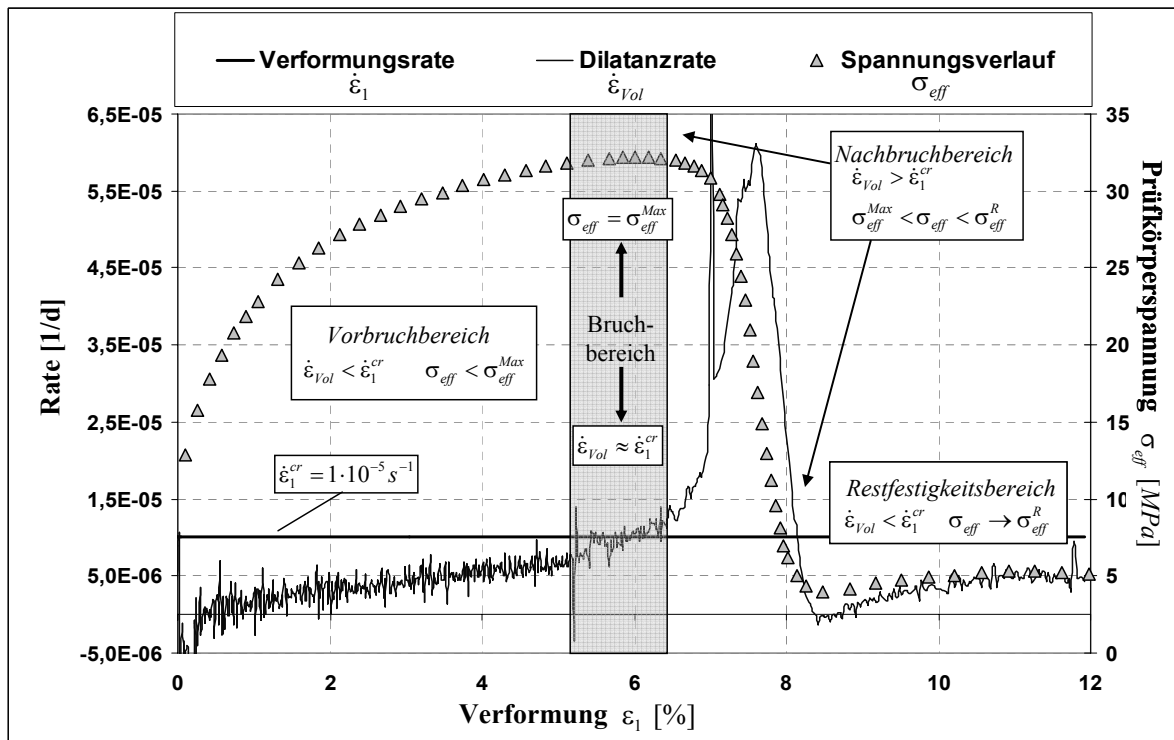


Abbildung 4.1: Dilatanzrate im verformungsgeregelten Festigkeitsversuch für Steinsalz bei einer Einspannung von $\sigma_3 = 0,2 \text{ MPa}$; Stauchungsrate: $\dot{\epsilon}_1^{cr} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

Das Versuchsergebnis in Abbildung 4.1 zeigt, dass das beobachtete Festigkeitsverhalten von der im Laborversuch messbaren volumetrischen Deformationsrate $\dot{\epsilon}_{Vol}$ abhängt. Im Kriechansatz kann deshalb näherungsweise die Schädigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ in Gleichung 4.1 durch die Dilatanzrate $\dot{\epsilon}_{Vol}$ ersetzt werden, woraus für die Berechnung der Verfestigungsrate

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^E - \dot{\epsilon}_{Vol} \quad (4.5)$$

folgt. Gleichung 4.5 ist die zentrale Entwicklungsgleichung für die innere Zustandsvariable ϵ_{cr}^V im Stoffmodell, die den Zusammenhang zwischen Verfestigung, Erholung und dilatanter Schädigung beschreibt.

Neuere Analysen des Spannungs-Verformungs-Verhaltens haben gezeigt, dass die Schädigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ mit Hilfe des Dehnungs-Verfestigungs-Ansatzes auch direkt aus dem im Triaxialversuch gemessenen Festigkeitsverhalten ohne Dilatanzmessung abgeleitet werden kann. Ausgangspunkt ist dabei die Überlegung, dass bei Versuchen mit großer Einspannung die gesamte Verformung nahezu dilatanz- bzw. schädigungsfrei erfolgt. Unter diesen Bedingun-

gen ist die Schädigungsrate gleich Null, woraus aus Gleichung 4.2 folgt, dass Verfestigungs- und Verformungsraten dann identisch sind.

$$\dot{\varepsilon}_{cr}^V = \dot{\varepsilon}_{cr} \quad \text{mit } \dot{\varepsilon}_{cr}^S = 0 \quad \text{und} \quad \dot{\varepsilon}_{cr}^E = 0 \quad \text{für } \sigma_3 \gg 0 \quad (4.6)$$

Im Triaxialversuch tritt deshalb bei großen Einspannungen reine Deformationsverfestigung auf, das heißt, dass Verformung und Verfestigung ebenfalls gleich groß sind.

$$\varepsilon_{cr}^V = \varepsilon_{cr} \quad \text{für } \sigma_3 \gg 0 \quad (4.7)$$

Versuche mit geringerer Einspannung beinhalten dagegen eine zusätzliche schädigungsinduzierte Verformungskomponente, aus der eine erhöhte Verformbarkeit gegenüber schädigungsfreien hoch eingespannten Versuchen resultiert. Deshalb liegen die Spannungs-Verformungs-Kennlinien bei geringer Einspannung systematisch niedriger als bei hoher Einspannung. Abbildung 4.2 zeigt diesen Effekt beispielhaft für Sylvinit anhand zweier Festigkeitsversuche mit jeweils $\sigma_3 = 40 \text{ MPa}$ bzw. $\sigma_3 = 0,5 \text{ MPa}$ Manteldruck. Nachstehend wird der mit $\sigma_3 = 0,5 \text{ MPa}$ gering eingespannte Versuch, der Schädigungskomponenten beinhaltet, der Einfachheit halber mit dem Index „d“ gekennzeichnet.

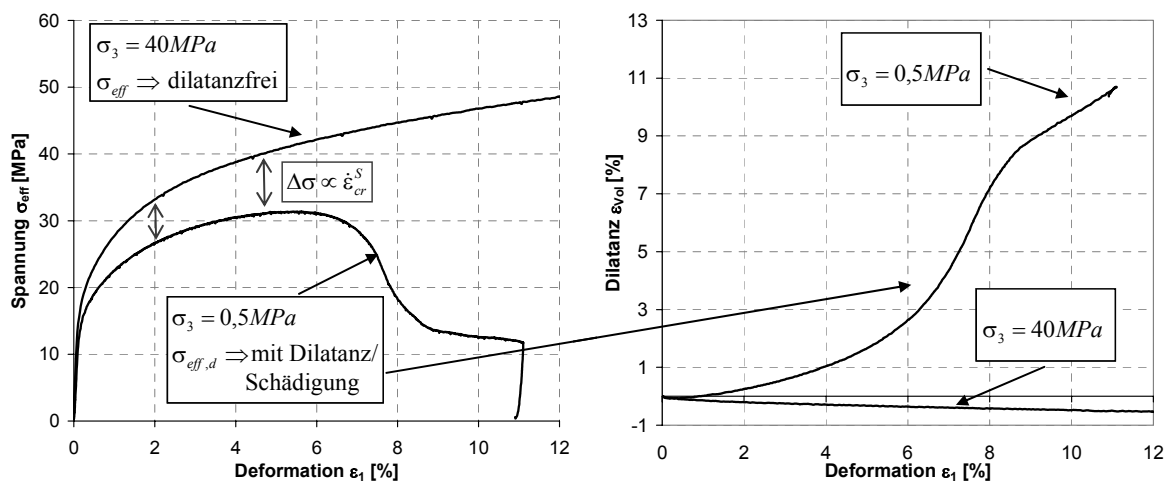


Abbildung 4.2 Verformungsgeregelte Festigkeitsversuche an Sylvinit mit einer Verformungsrate von $\dot{\varepsilon}_1 = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bei einem Manteldruck von $\sigma_3 = 40 \text{ MPa}$ bzw. $\sigma_3 = 0,5 \text{ MPa}$

Auf Grund der verformungsgeregelten Versuchsführung gilt für die beiden, in Abbildung 4.2 dargestellten Versuche, die gleiche durch die Versuchssteuerung vorgegebene Stauchungsrate, woraus folgt:

$$\dot{\epsilon}_1 = \dot{\epsilon}_{cr} = \dot{\epsilon}_{cr,d} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \dot{\epsilon}_{cr,d} & \text{für } \sigma_3 = 0,5 \text{ MPa} \\ \dot{\epsilon}_{cr} & \text{für } \sigma_3 = 40 \text{ MPa} \end{cases} \quad (4.8)$$

Mit dem Dehnungs-Verfestigungsansatz und der Schlussfolgerung 4.7 geht Gleichung 4.8 über in:

$$\frac{A_p \cdot \sigma_{eff}^{n_p}}{(\epsilon_{cr})^\mu} = \frac{A_p \cdot \sigma_{eff,d}^{n_p}}{(\epsilon_{cr,d}^V)^\mu} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \epsilon_{cr,d}^V & \text{für } \sigma_3 = 0,5 \text{ MPa} \\ \epsilon_{cr}^V = \epsilon_{cr} & \text{für } \sigma_3 = 40 \text{ MPa} \end{cases} \quad (4.9)$$

Gleichung 4.9 zeigt, dass der Festigkeitsunterschied zwischen σ_{eff} und $\sigma_{eff,d}$ allein von den unterschiedlichen Verfestigungen ϵ_{cr} und $\epsilon_{cr,d}^V$ abhängt. Dabei enthält nur die Verfestigung $\epsilon_{cr,d}^V$ im gering eingespannten Versuch Schädigungskomponenten, ϵ_{cr} ist mit der Prüfkörperstauchung identisch. Durch Umstellen von Gleichung 4.9 lässt sich $\epsilon_{cr,d}^V$ berechnen und es folgt:

$$\epsilon_{cr,d}^V = \epsilon_{cr} \cdot \left(\frac{\sigma_{eff,d}}{\sigma_{eff}} \right)^{\frac{n_p}{\mu}} \quad (4.10)$$

Nach Einsetzen der Zeitableitung von Gleichung 4.10 in Gleichung 4.2 ergibt sich die Schädigungsrate $\dot{\epsilon}_{cr,d}^S$ mit:

$$\dot{\epsilon}_{cr,d}^S = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr,d}^V \quad (4.11)$$

Dieses Verfahren der Schädigungsberechnung wird noch weiterentwickelt und zukünftig in die Struktur des Dehnungs-Verfestigungs-Ansatzes integriert. Gegenwärtig aber erfolgt die Beschreibung des Schädigungsverhaltens im erweiterten Stoffmodell weiterhin durch die Dilatanzrate $\dot{\epsilon}_{Vol}$. Abbildung 4.3 zeigt die mit den Gleichungen 4.10 und 4.11 berechneten

Schädigungsraten $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ für einen Manteldruck von $\sigma_3 = 0,5 \text{ MPa}$ bzw. $\sigma_3 = 1 \text{ MPa}$. Im Vergleich mit der dazugehörigen direkt gemessenen Dilatanzrate $\dot{\epsilon}_{Vol}$ ist zu erkennen, dass im Bruchbereich bei kleiner Einspannung Dilatanz-, Schädigungs- und Verformungsrate nahezu identisch sind. Mit wachsendem Manteldruck dagegen verschiebt sich der Punkt, in dem die Dilatanzrate die Verformungsrate übersteigt, tendenziell in den Nachbruchbereich hinein, da eine höhere Einspannung der Rissöffnung entgegenwirkt. Im Vorbruchbereich ist die Dilatanzrate dagegen grundsätzlich etwas geringer als die Schädigungsrate.

Prinzipiell kann man feststellen, dass der Schädigungs- und Entfestigungsprozess auch mit Hilfe der Dilatanz in guter Näherung beschrieben werden kann. Für die Berechnung der schädigungsinduzierten Verformung erfordern die Unterschiede, die zwischen Dilatanz- und Schädigungsrate bestehen, jedoch eine zusätzliche Kalibrierung des erweiterten Stoffmodells, die im Abschnitt 4.4 vorgestellt wird.

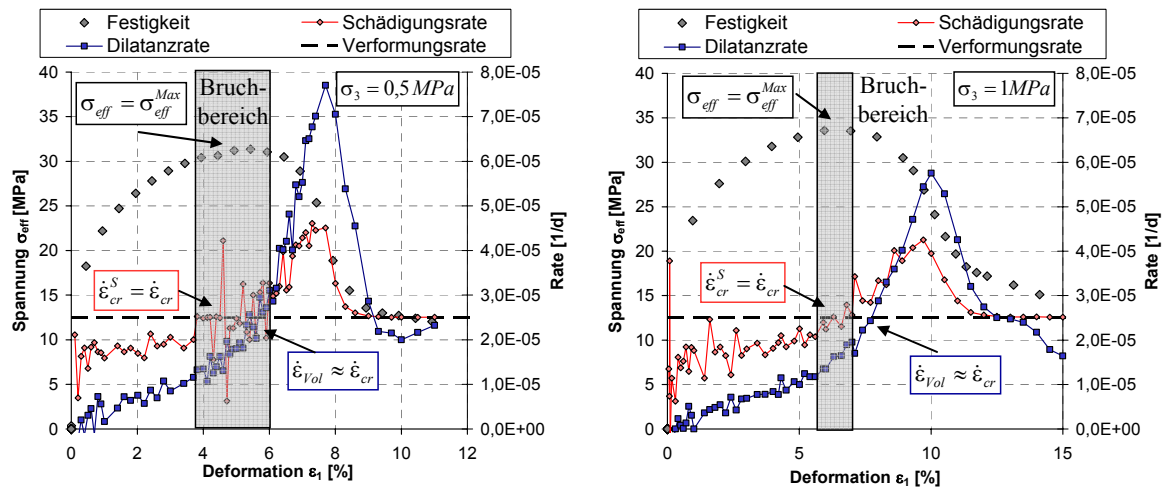


Abbildung 4.3: Vergleich zwischen gemessener Dilatanz- und berechneter Schädigungsrate im verformungsgeregelten Festigkeitsversuch für Sylvinit (Rate $\dot{\epsilon}_1 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, Manteldruck $\sigma_3 = 0,5$ bzw. $\sigma_3 = 1 \text{ MPa}$)

4.2 Beschreibung der Dilatanzentwicklung

Die Dilatanzentwicklung setzt erst bei Spannungszuständen oberhalb der Dilatanzgrenze $\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}$ ein (Kapitel 2.3.4). Da die wirkende Minimalspannung σ_3 der Mikrorissbildung entgegenwirkt, steigt mit zunehmender Minimalspannung auch die Dilatanzgrenze an. Aus diesem Grund wird im Stoffmodell für die Beschreibung der Dilatanzgrenze folgende empirische Beziehung verwendet, die das Einsetzen der Dilatanz abhängig von σ_3 beschreibt:

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}(\sigma_3) = \sigma_3 \cdot \left[\frac{D_1}{D_2 + \sigma_3} + D_3 \right] \quad (4.12)$$

Die Kurvenparameter D_1 bis D_3 in Gleichung 4.12 werden aus Triaxialversuchen gewonnen und sind materialspezifisch für jeden Salztyp anzupassen.

Die Dilatanz hängt zum einen vom Spannungszustand oberhalb der Dilatanzgrenze ab. Im Allgemeinen gilt dabei: je weiter der Spannungszustand oberhalb der Dilatanzgrenze liegt, desto intensiver ist die Dilatanzentwicklung. Sie ist aber auch abhängig von der Verformung, so dass im Nachbruchbereich die Dilatanzrate stark ansteigt, obwohl sich der Spannungsabstand zur Dilatanzgrenze reduziert (Abb. 4.1 und 4.3). Die Dilatanzentwicklung muss demnach abhängig vom Spannungszustand oberhalb der Dilatanzgrenze ($\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}$) und der Deformation beschrieben werden. Aus der Verknüpfung dieser beiden Größen ergibt sich die spezifische Formänderungsarbeit im Dilatanzbereich U_{Dil} , die einer Fläche im Spannungs-Verformungs-Diagramm entspricht, die durch die Spannungs-Verformungs-Kennlinie und die Dilatanzgrenze entsprechend Abbildung 4.4 umschrieben wird und folgendermaßen definiert ist:

$$\Delta U_{\text{Dil}} = (\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}) \cdot \Delta \varepsilon_{\text{cr}} \quad \Rightarrow \quad U_{\text{Dil}} = \int (\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}) \cdot d\varepsilon_{\text{cr}} \quad \text{in : } \left[\frac{\text{MJ}}{\text{m}^3} \right] = [\text{MPa}] \quad (4.13)$$

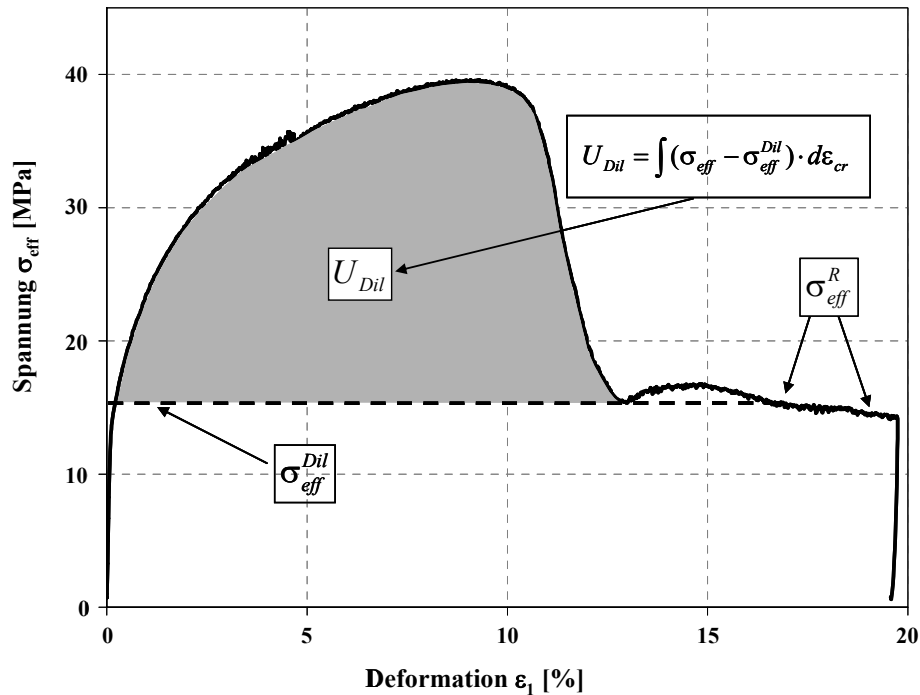


Abbildung 4.4: Spezifische Formänderungsarbeit im Dilatanzbereich

Die spezifische Formänderungsarbeit im Dilatanzbereich wird im Folgenden vereinfachend kurz als Dilatanzarbeit U_{Dil} bezeichnet.

Für die Stoffmodellierung werden, wie Abbildung 4.4 zeigt, Dilatanzgrenze σ_{eff}^{Dil} und Restfestigkeit σ_{eff}^R als identisch angenommen. Dadurch ist es möglich, die Dilatanzarbeit nach Gleichung 4.13 zu beschreiben und gleichzeitig sicherzustellen, dass der berechnete Endwert der Entfestigung gegen die Restfestigkeit strebt. Eine Vielzahl von Versuchen zeigt, dass die Restfestigkeit zumindest in der Nähe der Dilatanzgrenze liegt. Diese Beobachtung wird auch von Hampel (Hampel, 2007) bestätigt, der diesen Befund damit erklärt, dass unterhalb der Dilatanzgrenze Verheilung einsetzt und im Vergleich dazu die zur weiteren Rissentstehung bzw. Rissausbreitung nötige treibende Kraft fehlt.

Wird die gemessene Dilatanz ϵ_{vol} in Abhängigkeit von der Dilatanzarbeit U_{Dil} , die sich nach Gleichung 4.13 aus den Spannungs-Verformungs-Kennlinien und der Dilatanzgrenze berechnet, in einem Diagramm aufgetragen (Abb. 4.5), so zeigt sich ein funktionaler Zusammenhang, der folgendermaßen beschrieben werden kann:

$$\varepsilon_{Vol}(U_{Dil}) = A_1 \cdot U_{Dil} + \frac{A_2}{A_3} \cdot \exp[A_3 \cdot U_{Dil}] \quad (4.14)$$

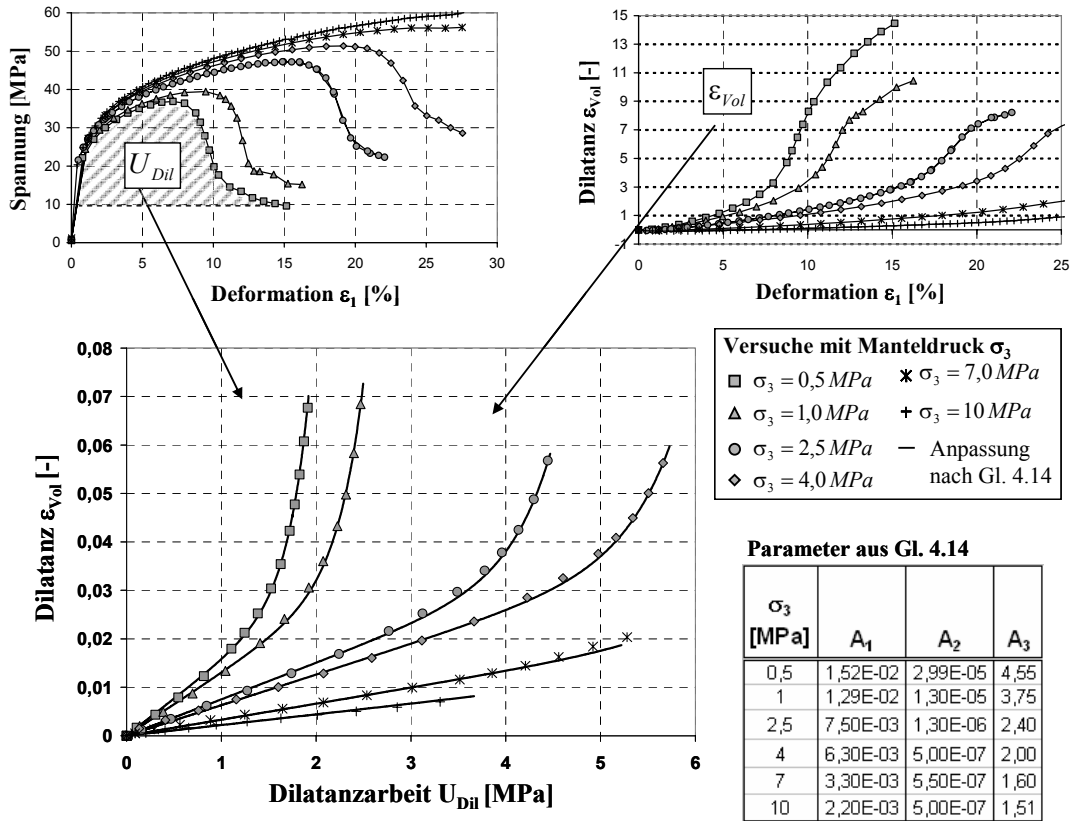


Abbildung 4.5: Zusammenhang zwischen Dilatanz ε_{Vol} und Dilatanzarbeit U_{Dil}

Die Anpassung der in Abbildung 4.5 dargestellten Kurvenverläufe erfolgt mit Gleichung 4.14, wobei sich abhängig vom jeweiligen Manteldruck σ_3 unterschiedliche Kurvenparameter A_1 , A_2 und A_3 ergeben. Diese Parameter können wiederum abhängig von der kleinsten Hauptspannung σ_3 beschrieben werden, wobei die Diagramme in Abbildung 4.6 zeigen, dass die nachstehenden Exponentialfunktionen den funktionalen Zusammenhang gut wiedergeben:

$$\begin{aligned} A_1(\sigma_3) &= a_1 + a_2 \cdot \exp[a_3 \cdot \sigma_3] \\ A_2(\sigma_3) &= a_4 + a_5 \cdot \exp[a_6 \cdot \sigma_3] \\ A_3(\sigma_3) &= a_7 + a_8 \cdot \exp[a_9 \cdot \sigma_3] \end{aligned} \quad (4.15)$$

mit a_1, \dots, a_9 [MPa]⁻¹ als Anpassungsparameter

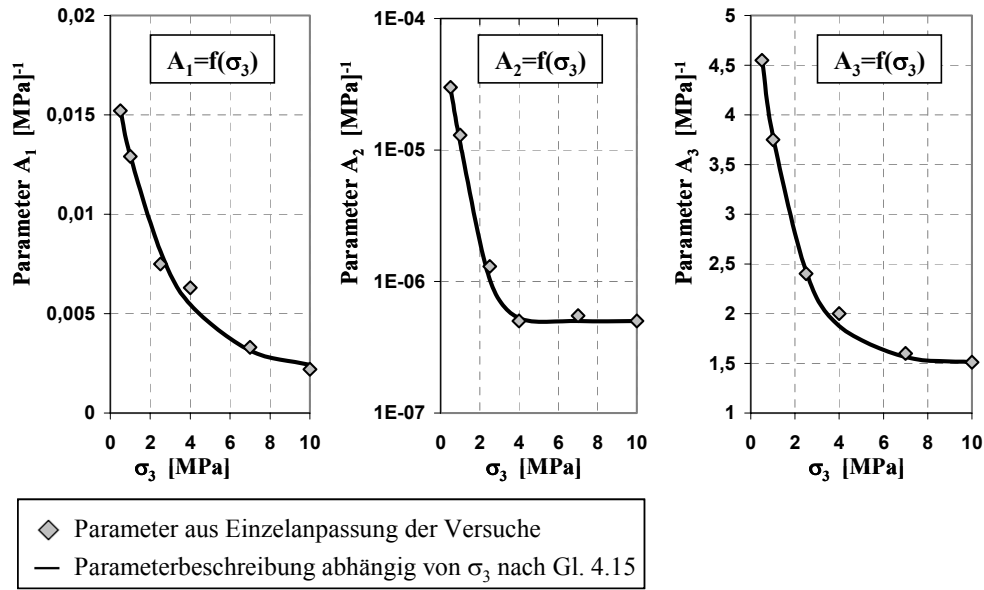


Abbildung 4.6: Kurvenparameter A_1 , A_2 und A_3 als Funktionen von σ_3 entsprechend 4.15

Nach Einsetzen der von der Minimalspannung σ_3 abhängigen Parameter $A_1(\sigma_3)$, $A_2(\sigma_3)$ und $A_3(\sigma_3)$ in Gleichung 4.14 lässt sich die Dilatanz als Funktion der Dilatanzarbeit U_{Dil} und der Minimalspannung σ_3 beschreiben.

$$\varepsilon_{\text{Vol}} = f(U_{\text{Dil}}, \sigma_3) = A_1(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}} + \frac{A_2(\sigma_3)}{A_3(\sigma_3)} \cdot \exp[A_3(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}}] \quad (4.16)$$

Durch Ableitung von Gleichung 4.16 nach U_{Dil} errechnet sich der Anstieg der Dilatanz in Abhängigkeit von der geleisteten Dilatanzarbeit:

$$\frac{d\varepsilon_{\text{Vol}}}{dU_{\text{Dil}}} = A_1(\sigma_3) + A_2(\sigma_3) \cdot \exp[A_3(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}}] \quad (4.17)$$

In der numerischen Umsetzung entspricht die Änderung der Dilatanz im endlichen numerischen Zeitschritt dem Anstieg (Gl. 4.17) multipliziert mit der Änderung der Arbeit innerhalb des Zeitschritts.

$$\frac{\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}}{\Delta t} = \dot{\varepsilon}_{\text{Vol}} = (A_1(\sigma_3) + A_2(\sigma_3) \cdot \exp[A_3(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}}]) \cdot \frac{\Delta U_{\text{Dil}}}{\Delta t} \quad (4.18)$$

Mit diesem Vorgehen wird die Dilatanzentwicklung im Stoffmodell geschlossen in Abhängigkeit von der Dilatanzarbeit U_{Dil} und der Minimalspannung σ_3 beschrieben. Das schädigungsinduzierte Kriechen ergibt sich nach Einsetzen von Gleichung 4.18 in Gleichung 4.5, die die Verfestigungsrate $\dot{\varepsilon}_{cr}^V$ für den Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz beschreibt.

Abbildung 4.7 veranschaulicht die Arbeitsweise des erweiterten Stoffmodells, in dem die Entwicklung der Verfestigung ε_{cr}^V nun auch abhängig von der Mikrorissentwicklung formuliert ist. Die Abbildung zeigt, dass die Verfestigung als innerer Strukturparameter das Verformungsverhalten maßgebend beeinflusst, wobei für den dargestellten Kriechversuch abhängig vom Verlauf der Verfestigung, der durch Gleichung 4.5 beschrieben wird, alle drei Kriechphasen nahtlos ineinander übergehen.

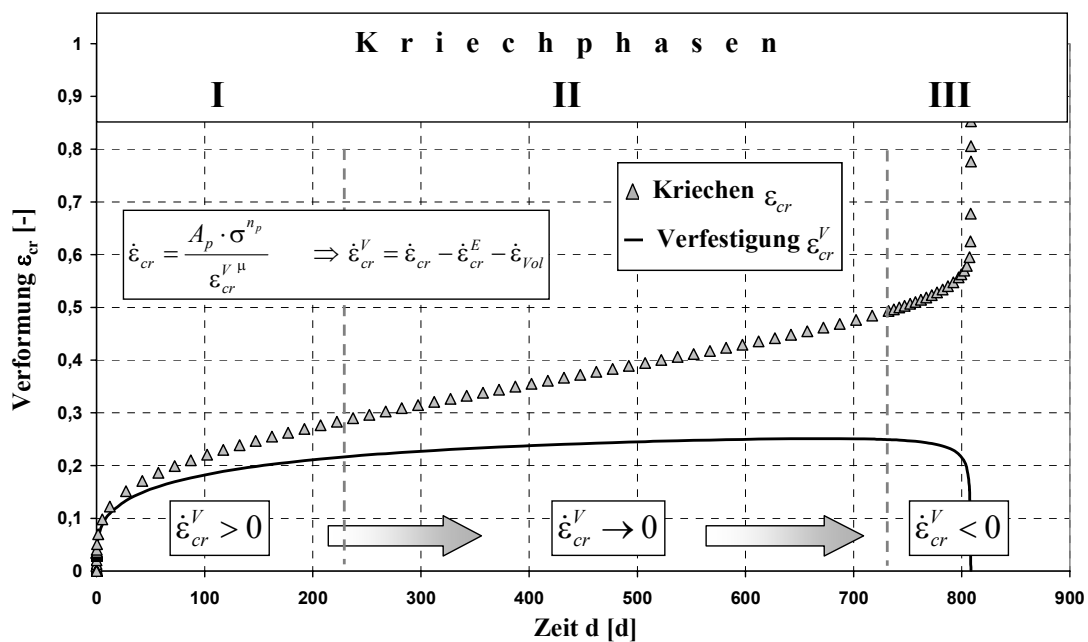


Abbildung 4.7: Berechnung der drei Kriechphasen mit dem Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz

4.3 Berechnungsprogramm und Implementierung

Die in den folgenden Abschnitten vorgestellten numerischen Berechnungen wurden mit dem numerischen Rechenprogrammen FLAC 2D und FLAC 3D (Fast Lagrangian Analysis of Continua) der Firma ITASCA durchgeführt. Der Programmcode FLAC basiert auf der Methode der Finiten Differenzen und verwendet einen expliziten Zeitschrittalgorithmus, d. h. in jedem Berechnungsschritt werden die Kräfte und Verschiebungen zwischen den Netzknoten sowie die Spannungen und Deformationen innerhalb der Netzelemente neu berechnet (CUNDELL & HART, 1992). Das Gebirge wird demzufolge als ein System miteinander in Wechselwirkung stehender Netzelemente bzw. Knotenpunkte abgebildet. Deshalb lassen sich mit dem Programm FLAC 2D/FLAC 3D stark nichtlineare und physikalisch instabile Prozesse mit großen Deformationen und Verschiebungen betrachten. Der Lösungsalgorithmus unter Einbeziehung der vollständigen physikalischen Bewegungsgleichungen eignet sich besonders zur Analyse von Stabilität und Instabilität. Bei einer Änderung der Struktur (z.B. Hohlraumschaffung), Stoffeigenschaften oder Randbedingungen gerät das System in Schwingungen und nimmt, wenn dies physikalisch möglich ist, einen neuen Gleichgewichtszustand ein. Eine detaillierte Beschreibung dieses Programms wird u. a. in ITASCA, 2000 gegeben.

Das in den vorangegangenen beiden Abschnitten vorgestellte erweiterte Stoffmodell wurde zunächst mit Hilfe der programminternen Programmiersprache FISH in das Programm FLAC 2D eingebaut und validiert. Im Anschluss daran erfolgte eine Übertragung des Programmtextes in die Programmiersprache C++. Dadurch war es möglich, durch Kompilierung ein DLL-file (dynamic linked libraries) zu erzeugen, mit dem das Stoffmodell über eine DLL-Schnittstelle in die numerischen Berechnungsprogramme FLAC 2D, FLAC 3D, UDEC und 3DEC eingebunden werden kann.

4.4 Modellkalibrierung

Zur Überprüfung der Modellannahmen wurden mit dem erweiterten Stoffmodell Triaxialversuche mit konstanter Belastungsgeschwindigkeit numerisch nachgerechnet. Die Berechnungen sind mit dem Programm FLAC 2D durchgeführt worden. Das in Abbildung 4.8 dargestellte Prüfkörpermodell ist axialsymmetrisch und besitzt eine Höhe von $h_{pk} = 25 \text{ cm}$ und

einen Radius von $r_{\text{pfk}} = 5 \text{ cm}$. Um den Einfluss von Spannungumlagerungen auf das Berechnungsergebnis zu verhindern, wurde der Probekörper mit nur einem Element modelliert. Damit kann das Berechnungsergebnis, das das Stoffmodell liefert, mit den Versuchsergebnissen direkt verglichen werden. Auf die Modelloberkante wird eine vertikale Stauchungsrate von $\dot{\varepsilon}_1 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ als Randbedingung aufgegeben, während Vertikalverschiebungen an der Modellunterkante nicht zugelassen werden. Auf den rechten Modellrand wird eine Horizontalspannung in der Höhe des Manteldrucks vorgegeben. Der linke Modellrand bildet dagegen die Rotationsachse des axialsymmetrischen Modells.

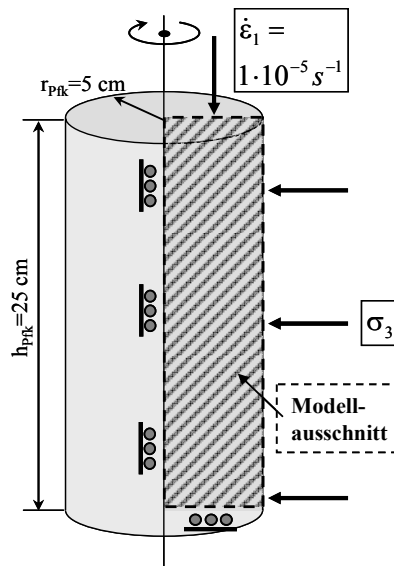


Abbildung 4.8: Berechnungsmodell für die Berechnung des Festigkeitsverhaltens im Triaxialversuch

Dieses Modell wird in den nachfolgenden Kapiteln für alle Validierungsrechnungen, bei denen Berechnungsergebnisse mit Triaxialversuchen verglichen werden, verwendet.

Die Ergebnisse der Vergleichsrechnungen in Abbildung 4.9 zeigen, dass das in den Versuchen gemessene Festigkeitsverhalten durch das erweiterte Stoffmodell charakteristisch beschrieben wird. Es ist aber auch erkennbar, dass sich die gemessenen Arbeitslinien zwischen den Laborversuchen viel weiter aufspreizen als die berechneten, weshalb zu große Festigkeiten ermittelt werden. Diese Aufspreizung resultiert aus den bereits im Abschnitt 4.1 beschriebenen Unterschieden zwischen der eigentlichen Schädigung und der im Stoffmodell verwendeten Dilatanz. Da im Vorbruchbereich die Dilatanzrate geringer ist als die Schädigungsrate (vgl. Abb. 4.3), ist auch die berechnete Verformbarkeit etwas zu gering. Als Folge liegen die berechneten Spannungs-Verformungs-Kennlinien insbesondere bei geringeren Einspannun-

gen, wo der Schädigungseinfluss auf das Verformungsverhalten größer ist, tendenziell zu hoch.

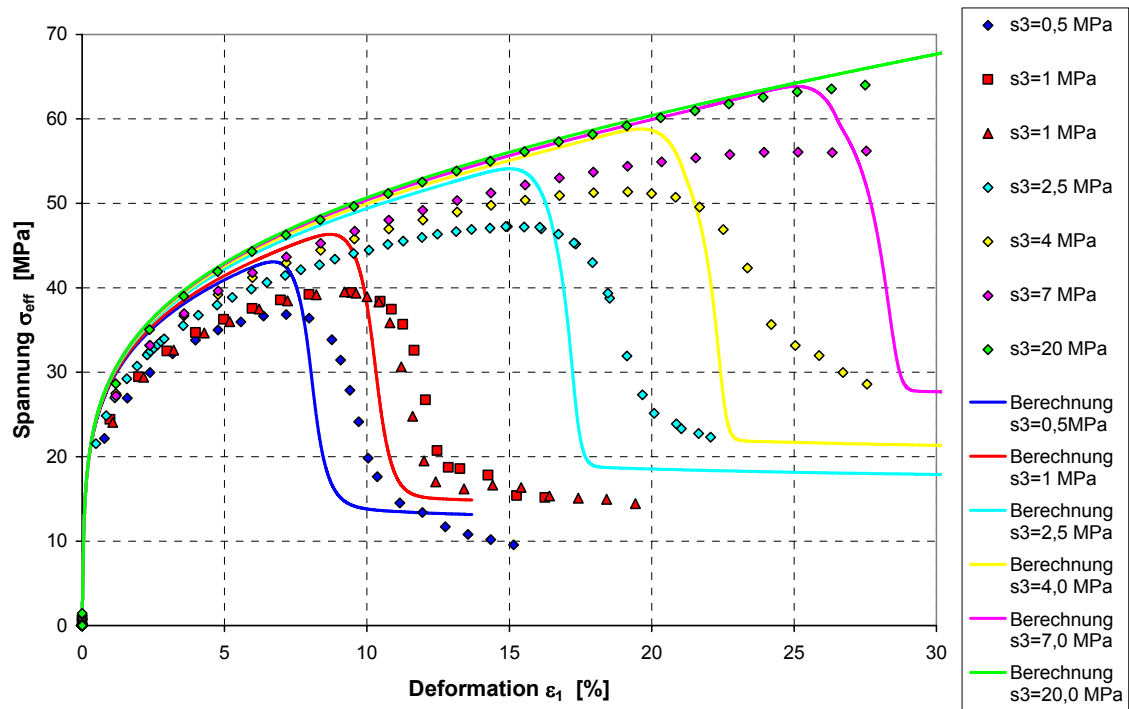


Abbildung 4.9: Berechnung von Triaxialversuchen mit dem erweiterten Stoffmodell

Die Unterschätzung der tatsächlichen Schädigungswirkung erfordert eine Kalibrierung des Stoffmodells, mit dem Ziel die Verformbarkeit im Dilatanzbereich zu vergrößern. Dazu sind Variationsrechnungen durchgeführt worden, bei denen abhängig vom jeweiligen Manteldruck σ_3 der Spannungsexponent n_p im Vorbruchbereich für jeden Versuch einzeln bestimmt wurde. Werden die so ermittelten Wertepaare (n_p, σ_3) in einem Diagramm entsprechend Abbildung 4.10 eingetragen, zeigt sich ein Zusammenhang zwischen Spannungsexponent und Manteldruck, der sich mit Gleichung 4.19 beschreiben lässt:

$$n(\sigma_3) = n_{\varepsilon_{\text{Vol},0}} + n_1 \cdot \exp[n_2 \cdot \sigma_3] \quad (4.19)$$

In Gleichung 4.19 sind n_1 und n_2 Kurvenparameter, die gefittet werden, wogegen $n_{\varepsilon_{\text{Vol},0}}$ den Spannungsexponenten für ungeschädigtes Material darstellt, der aus Kriechversuchen im Spannungsraum unterhalb der Dilatanzgrenze abgeleitet werden kann.

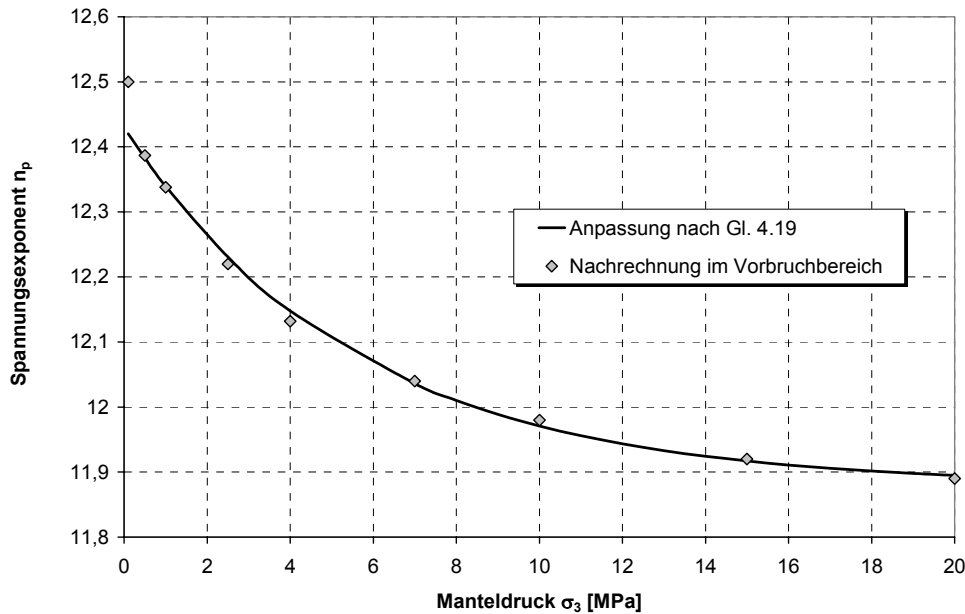


Abbildung 4.10: Abhängigkeit des Spannungsexponenten vom Manteldruck

Aus Kriechversuchen ist bekannt, dass die Kriechrate im ungeschädigten Material nur vom Spannungsdeviator und nicht zusätzlich vom Manteldruck abhängt. Deshalb wird Gleichung 4.19 mit einem Term verknüpft, der die oben dargestellte Spannungsabhängigkeit des Spannungsexponenten ausschließlich im Dilatanzbereich aktiviert:

$$n_p = f(\sigma_3, \varepsilon_{\text{Vol}}) = n_{\varepsilon_{\text{Vol},0}} + n_1 \cdot \exp[n_2 \cdot \sigma_3] \cdot [1 - \exp(-n_3 \cdot \varepsilon_{\text{Vol}})] \quad (4.20)$$

Abbildung 4.11 stellt Gleichung (4.20) grafisch dar. Ist die Dilatanz ε_{Vol} Null, geht der Spannungsexponent in eine unabhängige Konstante $n_{\varepsilon_{\text{Vol},0}}$ über, die anhand von Kriechversuchen im Spannungsraum unterhalb der Dilatanzgrenze bestimmt wird. Ist die Dilatanz dagegen größer Null, stellt sich zügig die in Abbildung 4.10 dargestellte Spannungsabhängigkeit ein. Wie schnell bzw. ab welcher Dilatanzgröße die Spannungsabhängigkeit für den Spannungsexponenten voll wirksam wird, kann mit dem Parameter n_3 geregelt werden, der in diesem Sinn eine Größe darstellt, die durch Rückrechnung justiert werden muss.

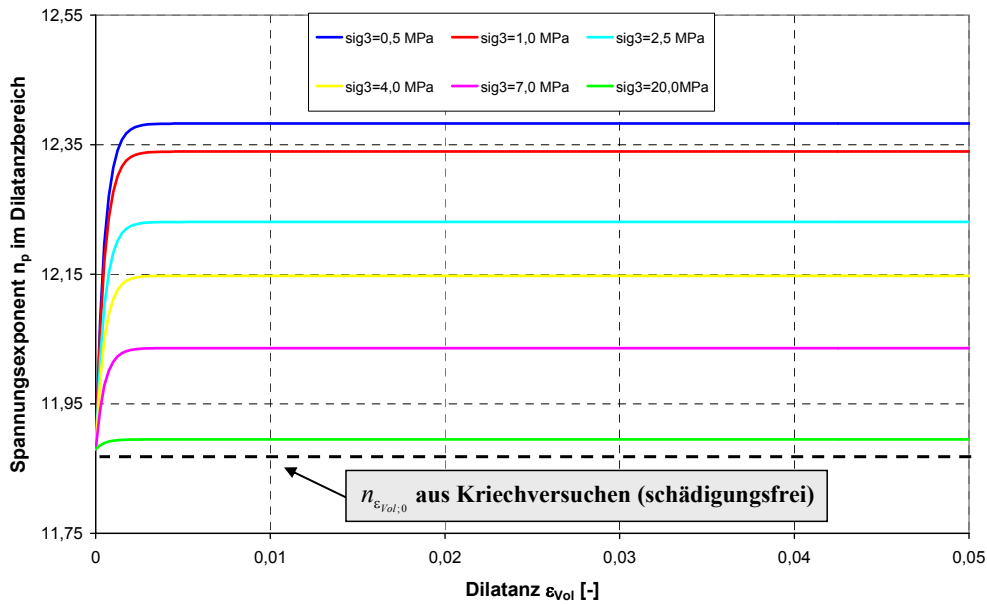
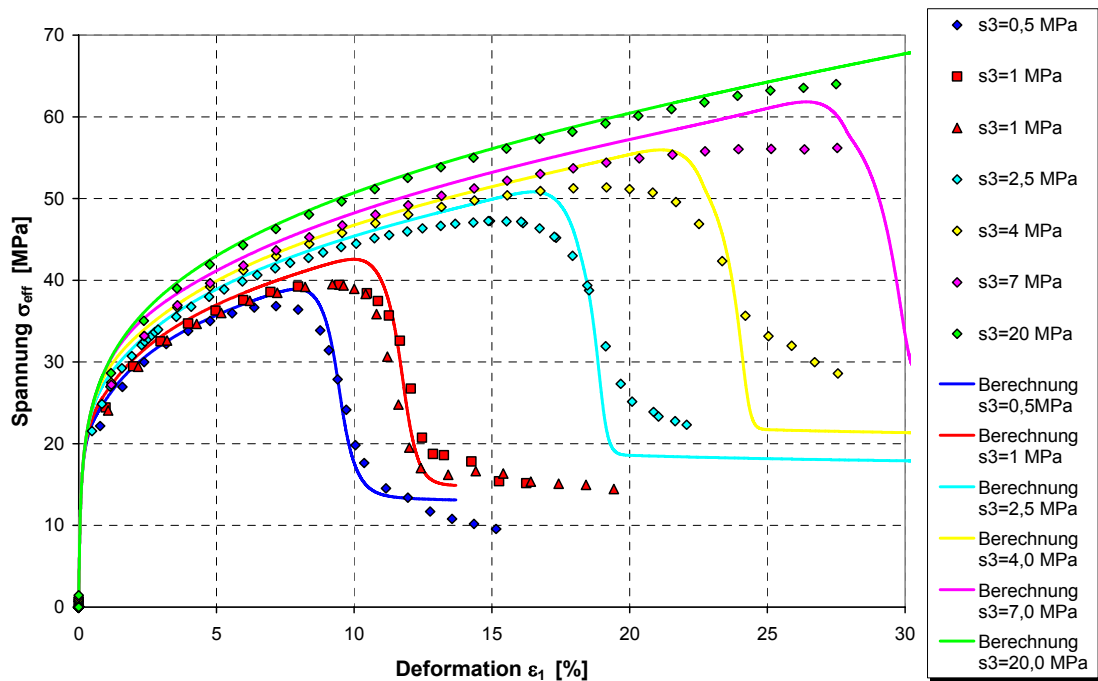


Abbildung 4.11: Spannungsexponent nach Gleichung 4.20

Wiederholt man die Nachrechnung der Triaxialversuche mit einem Spannungsexponenten, der nach Gleichung 4.20 vom Manteldruck und der Dilatanz abhängig ist ($n_p = f(\sigma_3, \varepsilon_{vol})$), wird das gemessene Festigkeitsverhalten wesentlich besser berechnet (Abb. 4.12).

Abbildung 4.12: Berechnung von Triaxialversuchen mit dem erweiterten Stoffmodell und Spannungsexponenten als Funktion von σ_3 nach Gleichung 4.20

Das Berechnungsergebnis zeigt nun die Auffächerung der Arbeitslinien im Vorbruchbereich. Die Spitzenfestigkeiten, die zwar besser berechnet werden, weichen aber im Vergleich zu den Laborergebnissen noch deutlich ab.

Da Gleichung 4.20 hauptsächlich den Schädigungseinfluss im Vorbruchbereich berücksichtigt, wird der Einfluss der spontanen Rissausbreitung im Bruchbereich auf das Verformungsverhalten nur unzureichend beschrieben. Aus diesem Grund wird Gleichung 4.20 mit einem zusätzlichen Term erweitert, der den wachsenden Einfluss der Dilatanz, die ja Ausdruck der Schädigung ist, auf das Verformungsverhalten widerspiegelt, wobei über den Anpassungsparameter n_4 dieser Zusammenhang nichtlinear beschrieben werden kann.

$$n_p = g(\sigma_3, \varepsilon_{Vol}) = \frac{n_{\varepsilon_{Vol},0} + n_1 \cdot \exp[n_2 \cdot \sigma_3] \cdot [1 - \exp(-n_3 \cdot \varepsilon_{Vol})]}{(1 - \varepsilon_{Vol})^{n_4}} \quad (4.21)$$

Mit Gleichung 4.21 stellt sich der Spannungsexponent n_p für ein gegebenes σ_3 nun nicht mehr auf einen konstanten Wert ein, wie in Abbildung 4.11, sondern er wird mit zunehmender Dilatanz größer (Abb.4.13).

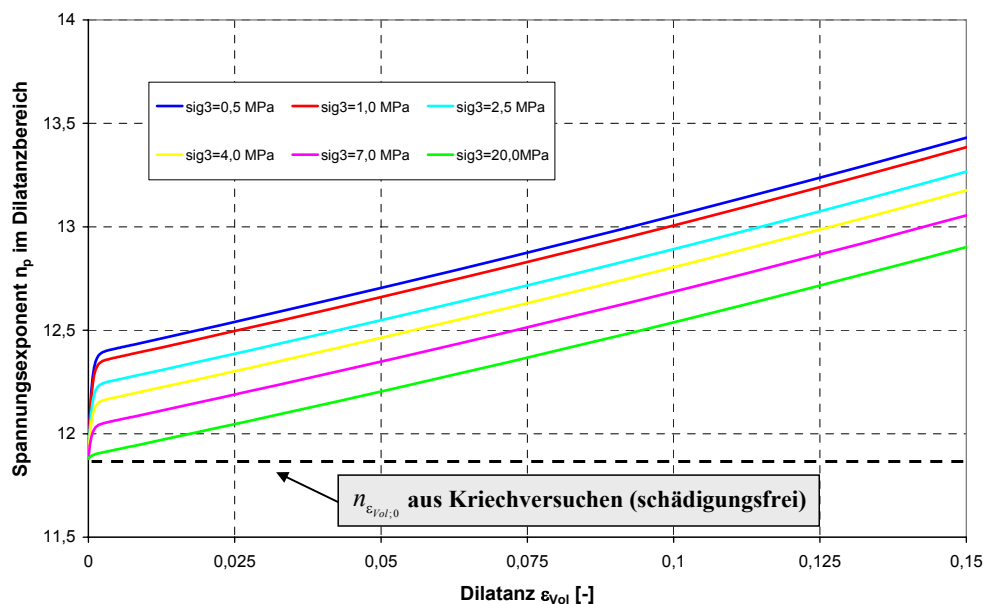


Abbildung 4.13: Spannungsexponent nach Gleichung 4.21 - $n_p = g(\sigma_3, \varepsilon_{Vol})$

Eine neuerliche Nachrechnung der Triaxialversuche (dargestellt in Abbildung 4.14) zeigt, dass in Kombination mit der beschriebenen Modifikation des Spannungsexponenten im Dilatanzbereich (Gl. 4.21), das gemessene Festigkeits- und Verformungsverhalten in guter Weise durch das erweiterte Stoffmodell berechnet wird.

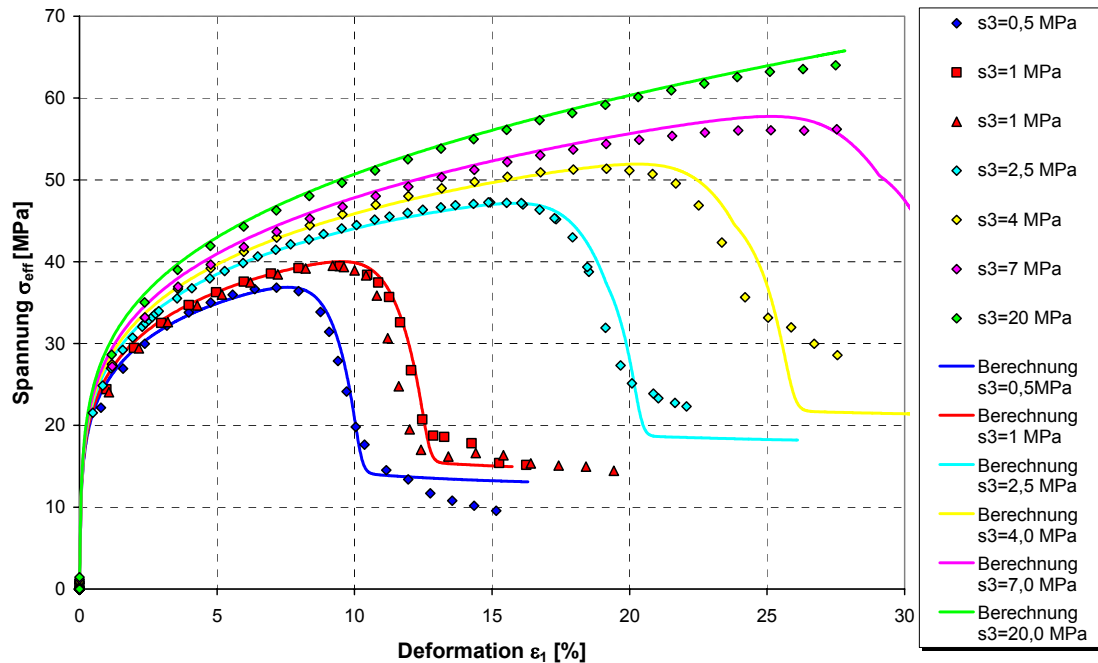


Abbildung 4.14: Berechnung von Triaxialversuchen mit dem erweitertem Stoffmodell und Spannungsexponenten als Funktion von σ_3 nach Gleichung 4.21

Die Schädigungs- bzw. Mikrorissentwicklung besitzt einen entscheidenden Einfluss auf die Verformbarkeit. Die Dilatanz ist eine aus der Schädigung resultierende Größe, die kennzeichnet, ob und wie weit vorhandene Mikrorisse geöffnet sind. Die Beschreibung des Schädigungseinflusses über die Dilatanz im Stoffmodell führt deshalb zu gewissen Unterschieden in der berechneten Verformbarkeit gegenüber dem Versuch. Voraussetzung für die Dilatanz ist die Existenz von Mikrorissen (Schädigung), die sich abhängig von der wirkenden Minimalspannung öffnen. Diesen Zusammenhang spiegelt Gleichung 4.21 wieder, mit der das Verformungsverhalten im Dilatanzbereich im erweiterten Stoffmodell korrigiert wird.

4.5 Behandlung elastischer Konstanten bei Dilatanz

In ungeschädigten, nicht aufgelockerten Gesteinselementen gelten die bekannten Abhängigkeiten von E und ν für den Kompressions- und Schermodul (Kapitel 2.2).

$$K = \frac{E}{3 \cdot (1 - 2\nu)} \quad (2.8)$$

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (2.7)$$

Infolge dilatanter Auflockerung ändern sich auch die elastischen Eigenschaften des Gesteinskörpers. Dieses Verhalten wird im Stoffmodell durch folgende Annahmen berücksichtigt:

- mit wachsender Schädigung nimmt die Kompressibilität zu und
- mit wachsender Schädigung strebt die Poissonzahl ν gegen 0,5.

Eine spezielle Untersuchung dieses Verhaltens erfolgte nicht, es hat sich aber gezeigt, dass folgende Beziehungen eine sinnvolle Beschreibung liefern:

$$K(\varepsilon_{\text{Vol}}) = \frac{K_0 - K_R}{(1 + \varepsilon_{\text{Vol}})^\alpha} + K_R \quad (4.22)$$

$$\nu(\varepsilon_{\text{Vol}}) = \frac{\nu_0 - \nu_R}{(1 + \varepsilon_{\text{Vol}})^\alpha} + \nu_R \quad (4.23)$$

- mit:
- K_0 - Kompressionsmodul für ungeschädigtes Salz
 - K_R - Kompressionsmodul im Restfestigkeitsbereich
 - ν_0 - Poissonzahl für ungeschädigtes Salz
 - ν_R - Poissonzahl im Restfestigkeitsbereich
 - α - Krümmungsparameter

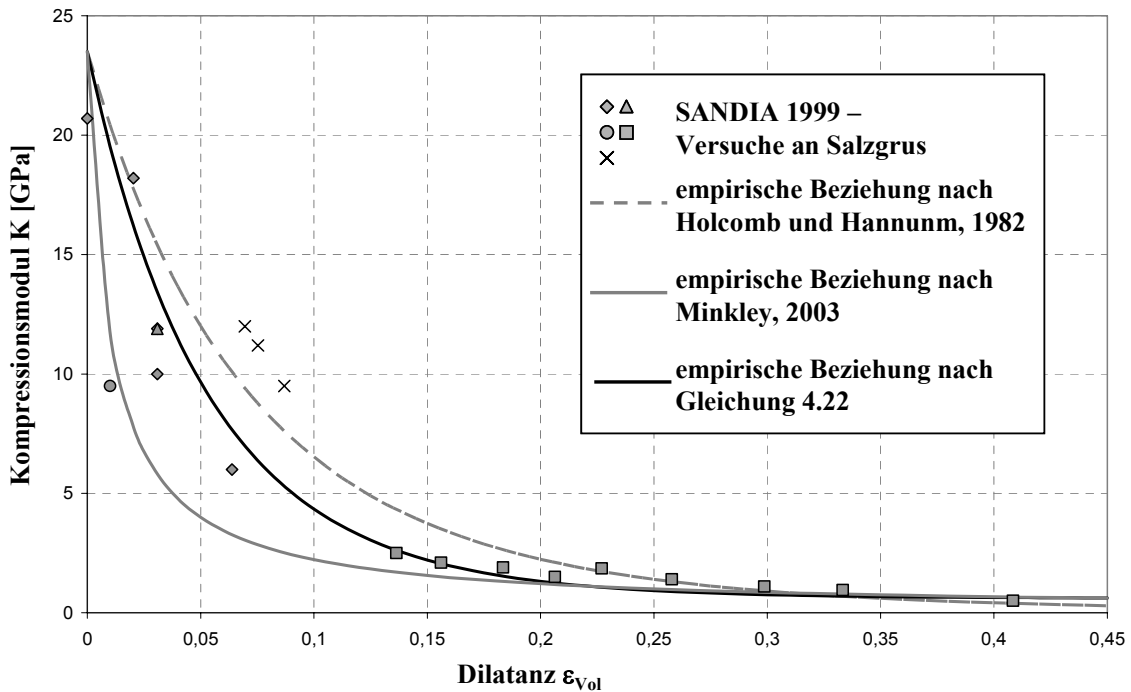


Abbildung 4.15: Dilatanzabhängige Reduzierung des Kompressionsmoduls – Gl. 4.22 mit: $K_0 = 23,5 \text{ GPa}$, $K_R = 0,6 \text{ GPa}$ und $\alpha = 19$

Abbildung 4.15 zeigt, dass die Beschreibung des Kompressionsmoduls nach Gleichung 4.22 ein ähnliches Verhalten liefert wie andere in der Literatur veröffentlichte empirische Beziehungen.

Nach Einsetzen von $K(\varepsilon_{\text{Vol}})$ und $\nu(\varepsilon_{\text{Vol}})$ ergibt sich aus den Gleichungen 2.8 und 2.7 für den dilatanzabhängigen Schermodul:

$$G(\varepsilon_{\text{Vol}}) = \frac{3}{2} K(\varepsilon_{\text{Vol}}) \cdot \frac{1 - 2 \cdot \nu(\varepsilon_{\text{Vol}})}{1 + \nu(\varepsilon_{\text{Vol}})} \quad (4.24)$$

Abbildung 4.16 zeigt das Verhalten der elastischen Parameter, das von den Gleichungen 4.22, 4.23 und 4.24 abhängig von der Dilatanz beschrieben wird.

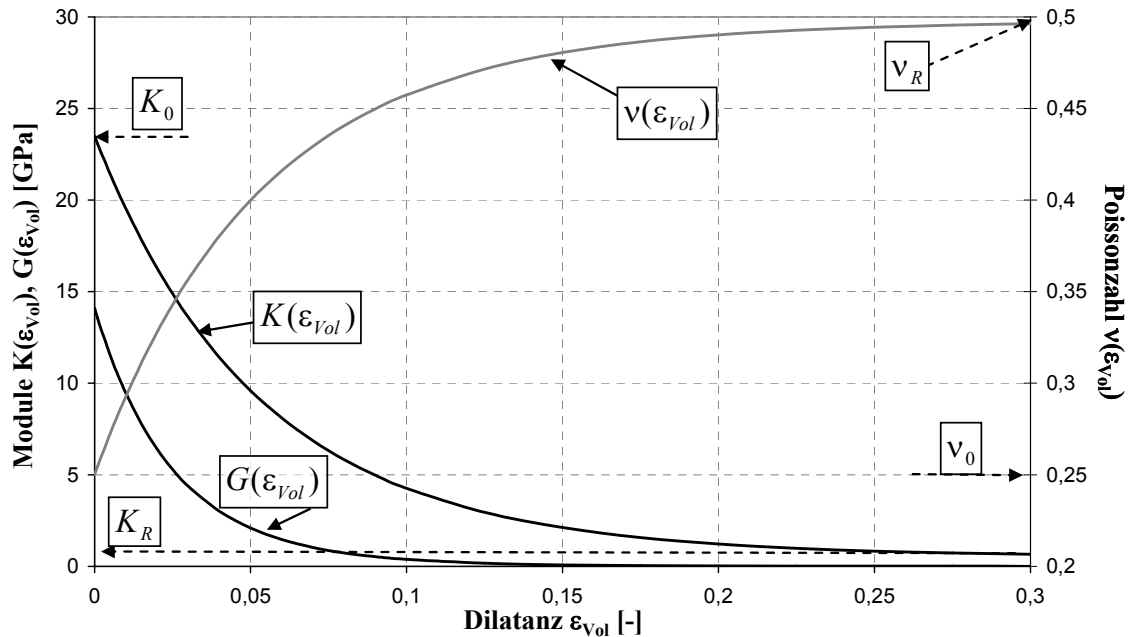


Abbildung 4.16: Dilatanzabhängige elastische Parameter im erweiterten Stoffmodell

4.6 Volumenzunahme im numerischen Verfahren

Im numerischen Verfahren ergibt sich die Volumenänderung aus der Berechnung der Änderung der Oktaedernormalspannung $\Delta\sigma_0$ im Zeitschritt. Aus dem Hook'schen Gesetz folgt, dass die Oktaedernormalspannung und die elastische Volumenverformung ε_{vol}^e proportional über den Kompressionsmodul K miteinander verbunden sind (Gl. 4.25).

$$\sigma_0 = K \cdot \varepsilon_{vol}^e \quad (4.25)$$

bzw.

$$\Delta\sigma_0 = K \cdot \Delta\varepsilon_{vol}^e \quad (4.26)$$

Unter dem Einfluss der Dilatanz verändert sich der Kompressionsmodul nach Gleichung 4.22. Zusätzlich wirkt die nach Gleichung 4.18 berechnete Volumenzunahme $\Delta\varepsilon_{vol}^S$, die schädigungsinduziert ist (hier gekennzeichnet durch Index „S“), der elastischen volumetrischen Kompaktion $\Delta\varepsilon_{vol}^e$ entgegen. Durch Einsetzen des dilatanzabhängigen Kompressionsmo-

duls $K(\varepsilon_{\text{Vol}})$ und der Berücksichtigung der schädigungsinduzierten Volumenzunahme $\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^{\text{S}}$ in Gleichung 4.26, ergibt sich die Änderung der Oktaedernormalspannung σ_0 abhängig von der akkumulierten (ε_{Vol}) und inkrementellen ($\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^{\text{S}}$) Volumenzunahme mit:

$$\Delta\sigma_0 = K(\varepsilon_{\text{Vol}}) \cdot (\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^{\text{e}} - \Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^{\text{S}}) \quad (4.27)$$

4.7 Verhalten bei Zugversagen

Im Gegensatz zum bisherigen Vorgehen, bei dem die aus der deviatorischen Beanspruchung resultierende Mikrorissentwicklung in die Berechnung der zeitabhängigen Kriechrate eingeht, erfolgt bei einer Überschreitung der Zugfestigkeit σ_z durch die kleinste Hauptnormalspannung σ_3 instantan eine plastische Korrektur des unzulässigen Spannungszustandes. Für die Berechnung der plastischen Zugverformung wird eine assoziierte Fließregel verwendet (ITASCA, 2000). Als Fließfunktion f^Z für Zugversagen folgt (Zugspannungen positiv):

$$f^Z = \sigma_3 - \sigma^Z \quad (4.28)$$

und für die Potenzialfunktion

$$g^Z = \sigma_3 \quad (4.29)$$

Die plastische Verformung infolge Zugbruch ergibt sich mit:

$$\Delta\varepsilon_{\text{pl},i}^Z = \left[\frac{f^Z}{K + \frac{4}{3}G} \right] \cdot \frac{\partial g^Z}{\partial \sigma_i} \quad \text{mit : } i = 1,2,3 \quad (4.30)$$

Kapitel 5

Parameterbestimmung und Validierung

5.1 Methodik der Parameterbestimmung

Die Bestimmung von Parametern für den erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz erfolgt in der Hauptsache labortechnisch durch Auswertung von Kriech- und Triaxialversuchen. Das Auswerteschema in Abbildung 5.1 gibt einen Überblick über die prinzipielle Methodik, die der Parameterbestimmung zugrunde liegt.

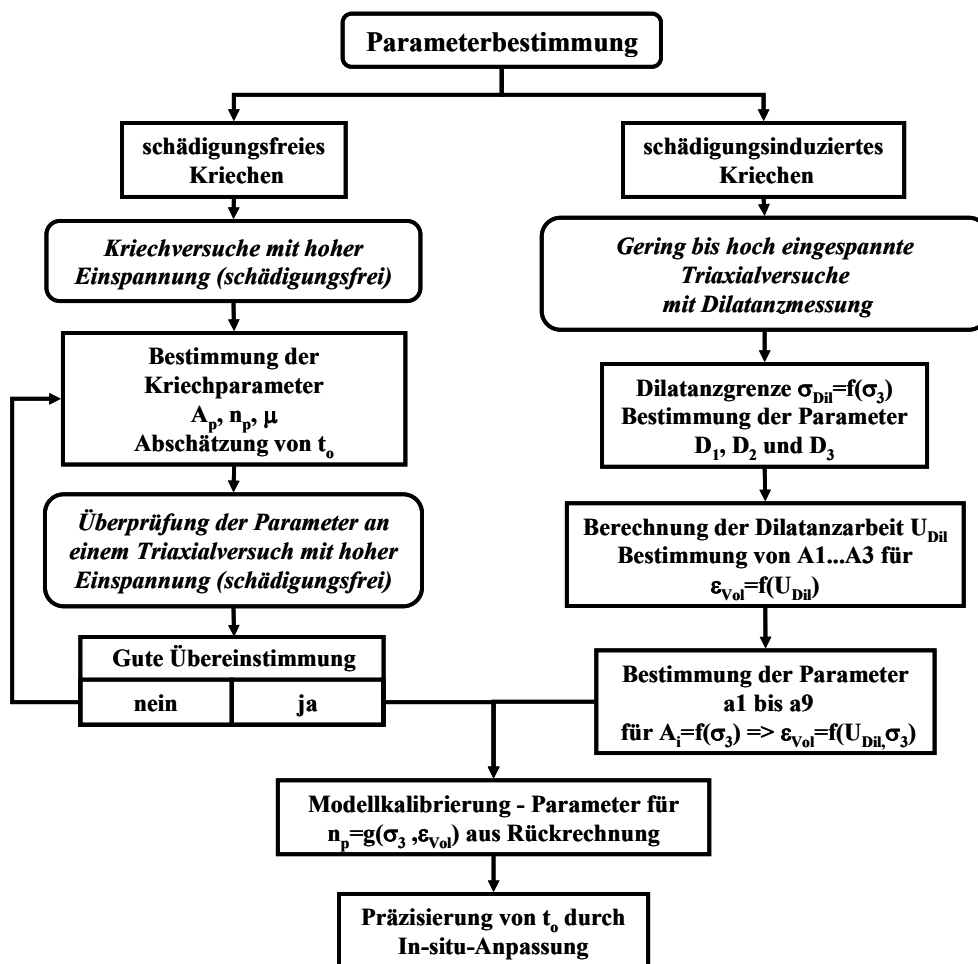


Abbildung 5.1: Methodischer Ablauf bei der Parameterbestimmung für das erweiterte Stoffmodell

Bei der Parameterbestimmung ist grundsätzlich darauf zu achten, dass die Kriechparameter konsequent an schädigungsfreien Versuchen bestimmt werden. Diese Bedingung kann über

eine Dilatanzmessung kontrolliert werden, wobei gilt: je weniger Volumendilatanz auftritt, desto geringer ist die Schädigung. Aus der Erfahrung heraus kann man pauschal abschätzen, dass der Schädigungseinfluss bei Versuchen ab einem Manteldruck $\sigma_3 > 10$ MPa sehr gering wird. Grundlage für die Bestimmung der Kriechparameter sind Kriechversuche. Da Kriechversuche oftmals nicht zweifelsfrei bis zum Erreichen stationärer Verhältnisse gefahren werden, kann in dieser Phase der Parameterbestimmung für die Erholungszeit t_0 häufig nur eine erste Abschätzung erfolgen. Die Erholungszeit wird später am In-situ-Verhalten kalibriert. Die anderen drei Kriechparameter (A_p , n_p und μ) werden direkt aus Kriechversuchen abgeleitet, wobei aber anschließend eine Überprüfung durch Nachrechnung eines schädigungsfreien Triaxialversuches erfolgen muss (die Erholungszeit t_0 spielt dabei im triaxialen Kurzzeitversuch keine Rolle). Erst wenn sich mit den Kriechparametern die Kriechversuche und der schädigungsfreie Triaxialversuch in guter Übereinstimmung beschreiben lassen, kann man von einem abgesicherten Parametersatz für das Kriechen ausgehen.

Die Parameter für das schädigungsinduzierte Kriechen werden aus Triaxialversuchen gewonnen, die einen breiten Manteldruckbereich von gering bis hoch eingespannt abdecken sollten. Da die Parameter aus der Verknüpfung zwischen Festigkeits- und Dilatanzverhalten resultieren, ist eine Dilatanzmessung zwingend erforderlich. Der erste Schritt in der Auswertung der Triaxialversuche ist die Festlegung der von der Minimalspannung abhängigen Dilatanzgrenze. Danach kann die Dilatanzarbeit U_{Dil} berechnet werden. Im Anschluss daran lassen sich die für die Beschreibung der Dilatanzentwicklung erforderlichen neun Parameter ($a_1 \dots a_9$) aus der Beziehung $\varepsilon_{vol} = f(U_{Dil}, \sigma_3)$ bestimmen (Kapitel 4.2 – Gleichungen 4.15 und 4.16).

Nach der Ableitung der Kriech- und Schädigungsparameter aus Laborversuchen erhält man einen Parametersatz, mit dem sich das für den Salztyp charakteristische Kriech- und Festigkeitsverhalten einheitlich beschreiben lässt. Durch zusätzliche numerische Kalibrierungsrechnungen kann eine weitere Optimierung des Modellverhaltens erfolgen. Dazu werden mit einem Ein-Element-Modell Triaxialversuche nachgerechnet, um den Streubereich des Spannungsexponenten im Dilatanzbereich zu ermitteln und nach Gleichung 4.21 (Kapitel 4.4 abhängig vom Manteldruck und der Dilatanz zu beschreiben. Für die Erhöhung der Prognosesicherheit ist abschließend eine Präzisierung der Erholungszeit t_0 durch Anpassung an das In-situ-Verhalten sinnvoll. Dazu wird im Prozess der Rückrechnung des gebirgsmechanischen

Verhaltens die Erholungszeit variiert, bis das Modell das stationäre In-situ-Verhalten wiedergibt.

5.2 Parameterbestimmung anhand von Kriechversuchen

Wie bereits im Abschnitt 3.3 erläutert wurde, lassen sich Kriechversuche analytisch mit Gleichung 3.18 beschreiben.

$$\varepsilon_1^{cr} = K_{DVA} \cdot (\sigma_1 - \sigma_3)^{n_{DVA}} \cdot t^{m_{DVA}} \quad (3.18)$$

Die Parameter in Gleichung 3.18 werden durch Anpassung an Kriechversuche ermittelt, die dilatanzfrei in einem breiten Spannungsbereich und über einen möglichst langen Zeitraum gefahren wurden. Dabei bestehen folgende Zusammenhänge zwischen den Parametern K_{DVA} , n_{DVA} und m_{DVA} aus Gleichung 3.18 sowie den viskosen Stoffmodellparametern A_p , n_p , μ , die sich aus Umstellen der Beziehungen 3.19 ergeben:

$$A_p = \frac{K_{DVA}^{\mu+1}}{\mu+1} \quad n_p = n_{DVA} \cdot (\mu+1) \quad \mu = \frac{1-m_{DVA}}{m_{DVA}} \quad (5.1)$$

Die Bestimmung der Kriechparameter aus Kriechversuchen erfolgte für Staßfurt-Steinsalz aus den Bergwerken Asse (Na2-Asse) und Sondershausen (Na2-Sondershausen).

Die Kriechversuche für Staßfurt-Steinsalz aus dem Bergwerk Asse wurden von der BGR im Rahmen eines BMBF-Verbundvorhabens (HAMPEL & SCHULZE, 2007) durchgeführt. Die Kriechparameter wurden analytisch mit Hilfe der Beziehungen 3.18 und 5.1 aus den folgenden vier unterschiedlichen Kriechversuchen abgeleitet:

Versuch 90015 mit $\sigma_{Diff} = 14,1$ MPa und $\sigma_3 = 0$ MPa

Versuch 04141 mit $\sigma_{Diff} = 11,0$ MPa und $\sigma_3 = 0$ MPa

Versuch 95008 mit $\sigma_{Diff} = 37,2$ MPa und $\sigma_3 = 15$ MPa

Versuch 94097 mit $\sigma_{Diff} = 20,0$ MPa und $\sigma_3 = 25$ MPa

Wegen der geringen Versuchsanzahl lassen sich Versuchsausreißer nicht eindeutig festlegen, so dass der auf diese Weise bestimmte Kriechparametersatz nicht jedes Versuchsergebnis exakt, sondern nur in der typischen Bandbreite aller Versuche wiedergeben kann. Die Anpassung der Kriechversuche (Abb. 5.2) erfolgte mit folgendem Parametersatz für den Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz:

$$A_p = 3,98 \cdot 10^{-29} [\text{d}^{-1}] \quad n_p = 15,18 \quad \mu = 3,0$$

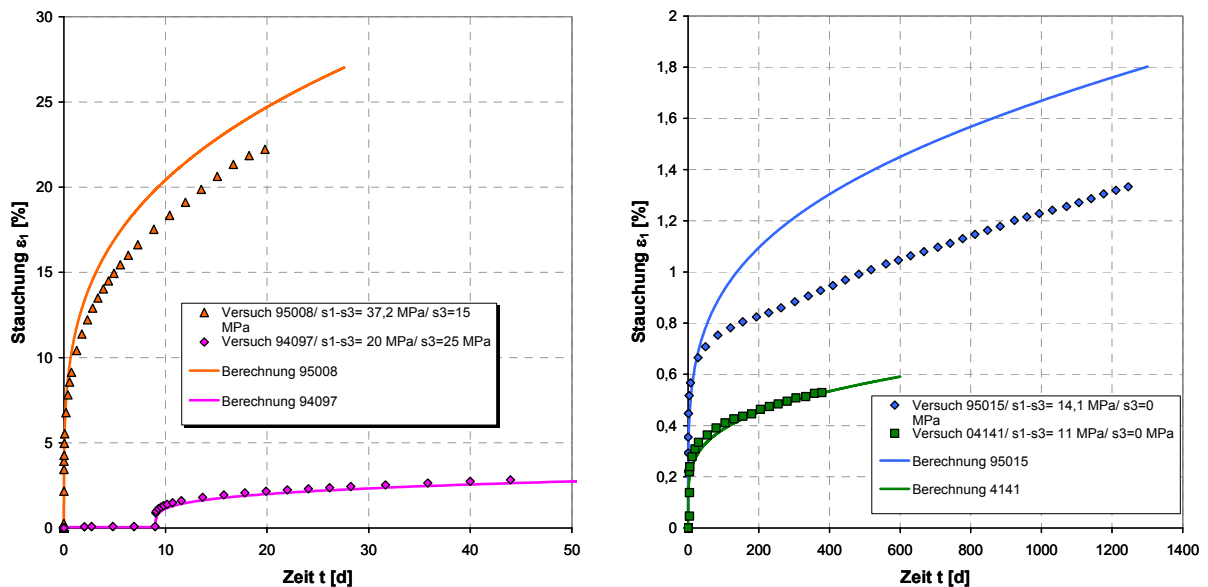


Abbildung 5.2: Kriechversuche, Probenmaterial Na2- Asse - Modellanpassung

Es ist zu erkennen, dass mit dem oben stehenden Parametersatz das typische Kriechverhalten in guter Näherung nachvollzogen werden kann (Abb. 5.2). Obwohl in der Nachrechnung der Versuche 95015 und 95008 die berechnete Kriechverformung etwas zu hoch ist, zeigt die Abbildung 5.3, dass der Zusammenhang zwischen Verformungsrate und Gesamtverformung und auch die Spannungsabhängigkeit des Kriechens gut wiedergegeben wird.

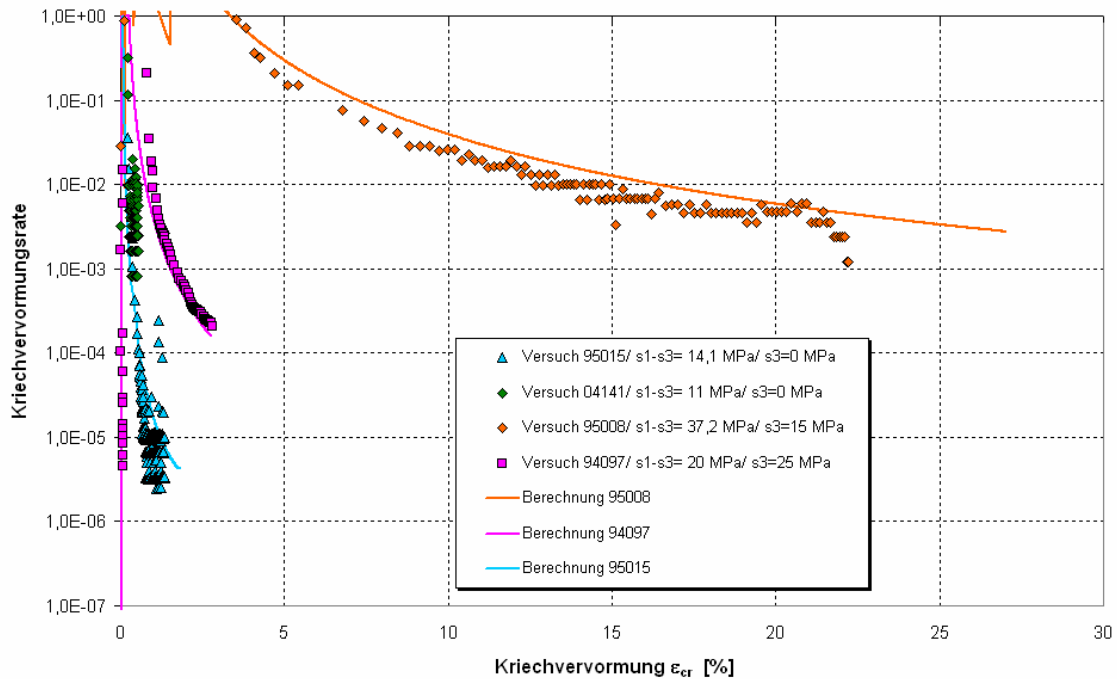


Abbildung 5.3: Kriechversuche, Probematerial Na2- Asse – Darstellung der Kriechnrate

Zur Parameterbestimmung für Staßfurt-Steinsalz aus der Grube Sondershausen (Na2-Sondershausen) standen vier Mehrstufenkriechversuche, die am IfG Leipzig durchgeführt wurden, zur Verfügung. Die Belastung in der ersten Laststufe erfolgte für alle Versuche einheitlich mit $\sigma_{\text{Diff},1} = 16 \text{ MPa}$. In der zweiten Laststufe wurde die Belastung auf jeweils $\sigma_{\text{Diff},2} = 19 \text{ MPa}$, $\sigma_{\text{Diff},2} = 22 \text{ MPa}$, $\sigma_{\text{Diff},2} = 25 \text{ MPa}$ bzw. $\sigma_{\text{Diff},2} = 28 \text{ MPa}$ gesteigert.

Da Gleichung 3.18 einen Zeit-Verfestigungs-Ansatz darstellt und sich die über mehrere Laststufen akkumulierte Verfestigung analytisch nicht durch Gleichung 3.18 beschreiben lässt. (vgl. dazu Kapitel 3.3), eignet sich das oben beschriebene Vorgehen nur für einstufige Kriechversuche. Bei mehrstufigen Kriechversuchen liefert deshalb eine halbanalytische Berechnung mit Hilfe von Programmen wie z. B. Mathcad oder auch Excel in Kombination mit numerischen Kalibrierungsberechnungen bessere Ergebnisse für die Parameterbestimmung. Dazu wurden die Gleichungen 3.21 und 2.14 zunächst im Programm Excel inkrementell programmiert. Anschließend erfolgte die Anpassung eines repräsentativen Parametersatzes, mit dem die Versuchskurven nachvollzogen werden können. Mit der halbanalytischen Parameterbestimmung besteht auch die Möglichkeit, die Erholungszeit t_0 , die das stationäre Verhalten beeinflusst, zu ermitteln, sofern Kriechversuche vorliegen, die bis in den Bereich annähernd

stationären Verhaltens gefahren wurden. Die modellhafte Beschreibung kann dabei immer nur in idealisierter Form erfolgen, da natürliche Materialien in ihrem Verhalten variieren. Dies zeigt auch das Versuchsergebnis im Bereich der ersten Laststufe. Obwohl alle Versuche mit der gleichen Spannungsdifferenz von $\sigma_{\text{Diff},1} = 16 \text{ MPa}$ durchgeführt wurden, sind die Kriechkurven im Gegensatz zur theoretischen Erwartung nicht identisch (Abb. 5.4). Grund dafür können z. B. unterschiedlich aufgelockerte Proben sein. Solche probenspezifischen Besonderheiten werden mit einer mittleren Anpassung ausgeglichen, so dass die Kriechparameter

$$A_p = 6,5 \cdot 10^{-24} [\text{d}^{-1}] \quad n_p = 11,88 \quad \mu = 2,95$$

das für Na2-Sondershausen typische Kriechverhalten beschreiben.

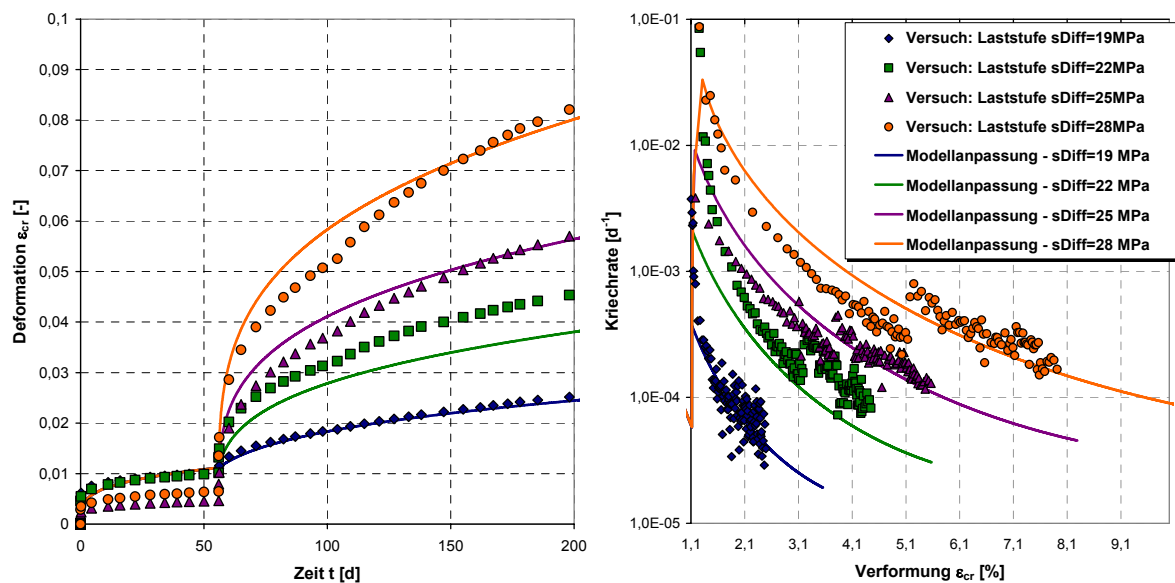


Abbildung 5.4: Mehrstufen-Kriechversuche Probematerial: Na2-Sondershausen - Gemessene und berechnete Verformungen und Kriechraten (2. Laststufe)

Die Abbildung 5.4 zeigt die Modellanpassung. Geringfügige Unterschiede zu den Versuchsergebnissen resultieren aus der oben erwähnten notwendigen Idealisierung des Kriechverhaltens. Insgesamt aber werden das transiente Verhalten und die Spannungsabhängigkeit für diesen Salztyp charakteristisch beschrieben. Infolge fortschreitender Verfestigung klingt die transiente Kriechrate mit wachsender Verformung weiter ab (Abb. 5.4- rechtes Bild). Dieser Prozess ist auch zum Versuchsende nach 200 Tagen nicht abgeschlossen, so dass die stationäre

re Kriechphase, in der die Kriechraten konstant wären, bis dahin noch nicht erreicht wurde. Aus diesem Grund kann die Erholungszeit t_0 nicht aus den durchgeführten Mehrstufen-Kriechversuchen gewonnen werden. Da das Erreichen stationären Verhaltens im Kriechversuch prinzipiell problematisch ist (vgl. Kapitel 3.2), ist für die Bestimmung der Erholungszeit häufig eine Rückrechnung gemessener Konvergenz- oder Pfeilerstauchungsraten erforderlich.

5.3 Verhalten im Lastwechselversuch

Die Wechselwirkung zwischen Verfestigung und Erholung wird im Lastwechselversuch deutlich. Während bei Belastung die Verfestigung maßgeblichen Einfluss auf das transiente Verhalten besitzt, spielt die Erholung von Versetzungen während der Entlastung eine wichtige Rolle. Mit der Belastung steigt die Versetzungsdichte und das Material verfestigt sich. Da sich der Verfestigungszustand abhängig von der wirkenden Belastung entwickelt, ist das Probenmaterial nach der Entlastung plötzlich „überverfestigt“. Der aktuelle Verfestigungszustand, welcher der höheren, bereits „ertragenen“ Belastung entspricht, ist für die reduzierte Belastung zu hoch. Dies hat zur Folge, dass nach der Entlastung die Kriechrate zunächst um mehrere Größenordnungen geringer ist. Durch die Erholung von Versetzungen wird die Versetzungsdichte und damit die Gesamtverfestigung allmählich reduziert. Deshalb steigt die Kriechrate nach einer gewissen Zeit langsam wieder bis zum Erreichen der stationären Kriechrate an. Dieser Prozess verhält sich umgekehrt zum transienten Kriechen und wird deshalb als inverses transientes Kriechen bezeichnet (vgl. dazu auch Kapitel 3.3).

Im Rahmen des BMBF-Verbundvorhabens (HAMPEL & SCHULZE, 2007) wurde von der BGR ein komplexer Mehrstufen-Kriechversuch (Versuch 04138) mit Be- und Entlastungsstufen entsprechend des nachstehenden Versuchsregimes durchgeführt:

1. Belastung auf $\sigma_{\text{Diff}} = 20 \text{ MPa}$
2. Entlastung auf $\sigma_{\text{Diff}} = 15 \text{ MPa}$
3. Belastung auf $\sigma_{\text{Diff}} = 20 \text{ MPa}$
4. Entlastung auf $\sigma_{\text{Diff}} = 18 \text{ MPa}$
5. Belastung auf $\sigma_{\text{Diff}} = 20 \text{ MPa}$

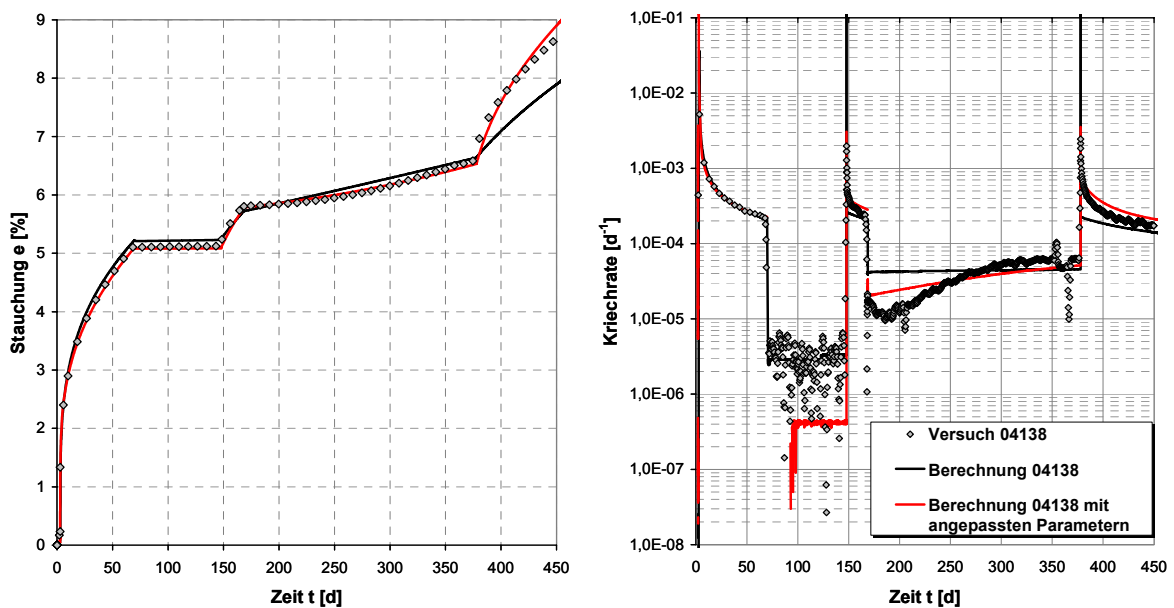


Abbildung 5.5: Nachrechnung eines Mehrstufen-Lastwechsel-Versuchs für Asse-Speisesalz

Abbildung 5.5 zeigt, dass mit dem Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz und den in Abschnitt 5.2 vorgestellten Kriechparametern für Na₂-Asse der Mehrstufen- Lastwechselversuch berechnet werden kann (schwarze Kurve). Die erste Belastungsstufe mit $\sigma_{\text{Diff}} = 20 \text{ MPa}$, die darauf folgende Entlastung auf $\sigma_{\text{Diff}} = 15 \text{ MPa}$ und die Wiederbelastung auf $\sigma_{\text{Diff}} = 20 \text{ MPa}$ werden dabei vom Stoffmodell gut nachvollzogen. Insbesondere der berechnete Rückgang der Kriechrate auf $\dot{\epsilon}_{\text{cr}} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ d}^{-1}$ in der 2. Laststufe entspricht in etwa dem Mittelwert der Messwerte (Abb. 5.5-rechtes Bild). Für die letzten beiden Laststufen weicht das Berechnungsergebnis dagegen etwas stärker vom Versuchsergebnis ab, da sich die berechnete Verfestigung über den gesamten Be- und Entlastungspfad entwickelt und sich die Unterschiede zwischen Berechnungs- und Versuchsergebnis mit steigender Anzahl der Lastwechsel akkumulieren. Dabei ist aber auch zu berücksichtigen, dass die Kriechparameter aus nur vier verschiedenen Kriechversuchen abgeleitet wurden. Zwei von diesen Versuchen waren einaxiale Kriechversuche, die wahrscheinlich Schädigungskomponenten beinhalteten. Vor diesem Hintergrund stimmt das Berechnungsergebnis überraschend gut mit dem Versuchsergebnis überein, was darauf hindeutet, dass die Ermittlung von Kriechparametern relativ unempfindlich gegenüber der Qualität der zugrunde gelegten Kriechversuche ist.

Fittet man die Kriechparameter dagegen direkt am Mehrstufenversuch durch Rückrechnung, ergibt sich eine nahezu optimale Anpassung des Kriechverhaltens für alle fünf Laststufen

(Abb. 5.5 - rote Kurve). Daran zeigt sich, dass die komplexen Wechselwirkungen zwischen Verfestigung und Erholung durch das Stoffmodell zutreffend beschrieben werden.

5.4 Parameterbestimmung anhand von Triaxialversuchen

Analog zur bisherigen Parameterbestimmung werden im Folgenden die Parameter für die Schädigungs- bzw. Dilatanzentwicklung anhand von Staßfurt-Steinsalz (Na2) aus den Standorten Asse und Sondershausen abgeleitet, so dass im Ergebnis zwei vollständige Parametersätze für beide Salztypen zur Verfügung stehen, mit denen das Kriech und Festigkeitsverhalten durch das erweiterte Stoffmodell beschrieben wird. Voraussetzung für die Parameterbestimmung sind verformungsgeregelte triaxiale Festigkeitsversuche mit Dilatanzmessung, die vom IfG Leipzig für Na2-Sondershausen (Abb. 5.6) und von der BGR für Na2-Asse (Abb. 5.8) im Rahmen des BMBF-Verbundvorhabens zu Verfügung gestellt wurden (HAMPEL & SCHULZE, 2007).

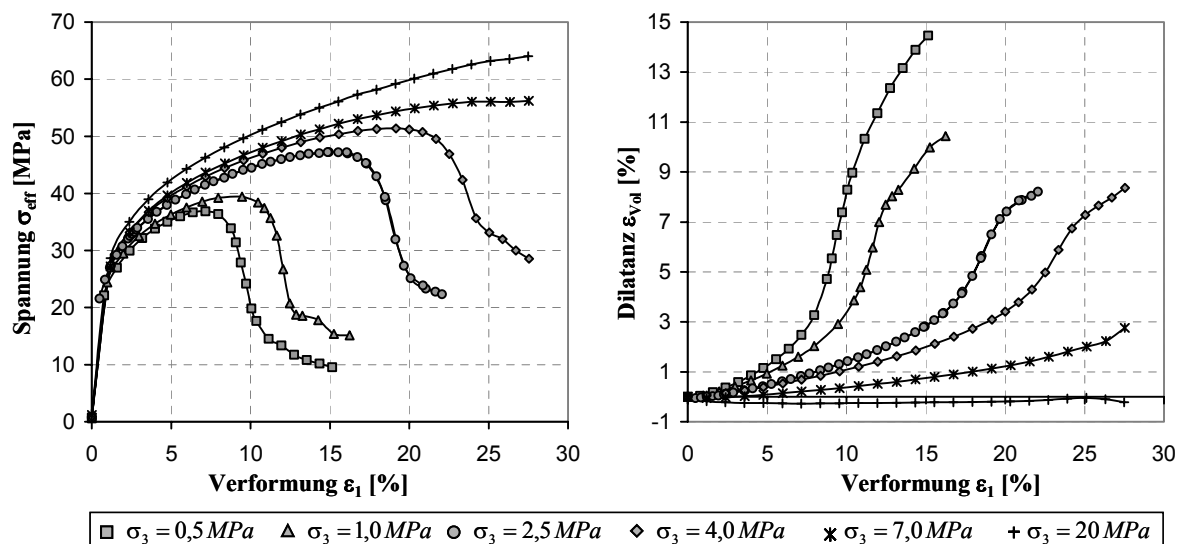


Abbildung 5.6: Triaxialversuch – Festigkeits- und Dilatanzverhalten von Na2 - Sondershausen

Für Na2-Sondershausen wurden Triaxialversuche bis zu einem Manteldruck von $\sigma_3 = 20\text{MPa}$ durchgeführt. Die Parameterbestimmung ist damit über den gesamten Dilatanzbereich durch Messwerte abgesichert. Da bei hoher Prüfkörpereinspannung die Verformung dilatanzfrei erfolgt (Abb. 5.6) und die Erholung im Triaxialversuch vernachlässigt werden kann, sind für

diesen Fall die Schädigungs- und Erholungsraten gleich Null. Die Verfestigung ε_v im Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz entspricht damit der Kriechverformung ε_{cr} , die wiederum identisch mit der Verformung im Versuch ist. Damit ist es möglich, das gemessene Spannungs-Verformungsverhalten für Versuche mit hohem Manteldruck mit dem Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz analytisch zu berechnen. Dazu wird Gleichung 3.21 nach der Spannung umgestellt:

$$\sigma_{\text{eff}} = \sqrt[n_p]{\frac{\dot{\varepsilon}_{cr} \cdot (\varepsilon^{V,0} + \varepsilon_{cr})^\mu}{A_p}} \quad (5.2)$$

Die Vorverfestigung $\varepsilon^{V,0}$ kann für die analytische Berechnung mit Null angenommen werden, die Kriechverformung ε_{cr} entspricht der axialen Prüfkörperstauchung ε_1 und die Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ in Gleichung 5.2 ist gleich der Stauchungsrate des Versuches.

Da sich schädigungsfreie Kriech- und Triaxialversuche mit einem einheitlichen Kriechparametersatz beschreiben lassen müssen, kann die Qualität der aus den Kriechversuchen abgeleiteten Kriechparameter überprüft werden, indem schädigungsfreie Triaxialversuche mit Gleichung 5.2 analytisch nachgerechnet werden. Falls erforderlich können die Kriechparameter an diesem Punkt der Parameterbestimmung noch einmal nachjustiert werden. Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis der analytischen Berechnung mit Gleichung 5.2 im Vergleich zum schädigungsfreien Triaxialversuch. Die Parameter, die dafür in Gleichung 5.2 angesetzt wurden, entsprechen den im Abschnitt 5.2 für Na2-Sondershausen angegebenen Kriechparametern. Auf Grund der guten Übereinstimmung kann von einem abgesicherten Kriechparametersatz ausgegangen werden, mit dem sich das Verhalten unter konstanten Spannungs- aber auch unter konstanten Verformungsbedingungen (also Kriech- und Triaxialversuche) beschreiben lässt.

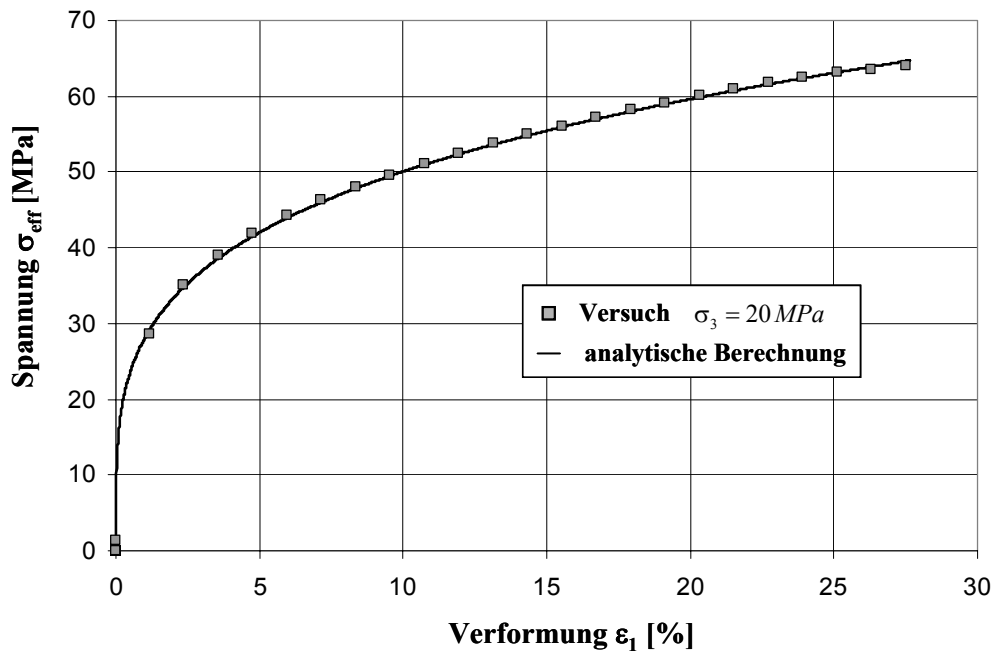


Abbildung 5.7: Na2-Sondershausen- Schädigungsfreier Triaxialversuch $\sigma_3 = 20 \text{ MPa}$; Verformungsrate $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$; analytische Berechnung mit Gl. 5.2 ($A_p = 6,5 \cdot 10^{-24} \text{ d}^{-1}$; $n_p = 11,88$; $\mu = 2,95$)

Da die Festigkeitsversuche für Na2-Asse nur bis zu einem Manteldruck von maximal $\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$ durchgeführt wurden, muss das Dilatanz- und Restfestigkeitsverhalten für größere Einspannungen extrapoliert werden. (Eine Optimierung der Kriechparameter, wie oben beschrieben, ist damit ebenfalls nicht möglich).

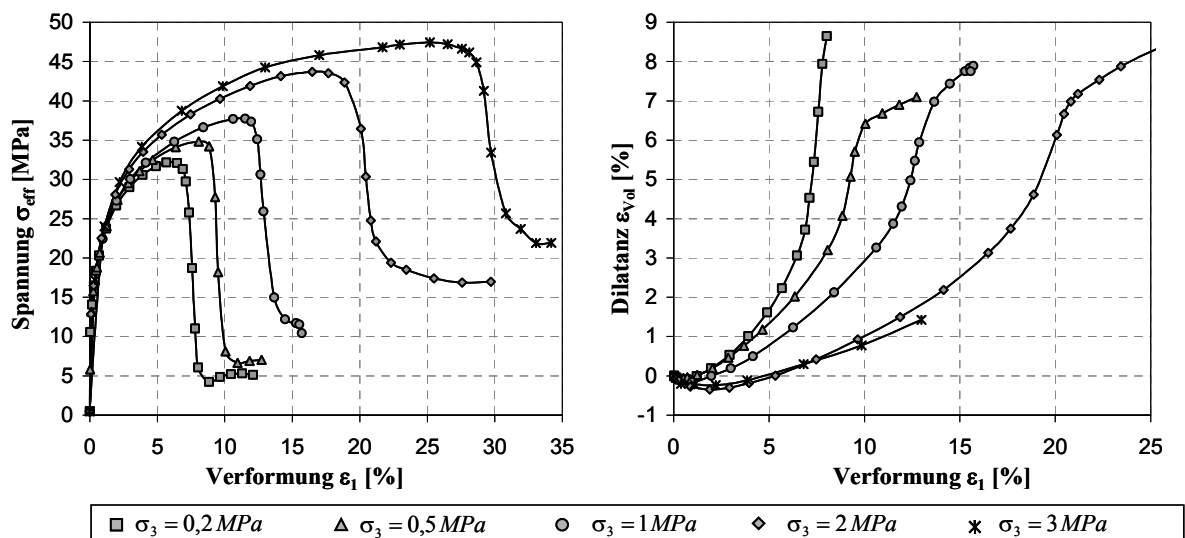


Abbildung 5.8: Triaxialversuch – Festigkeits- und Dilatanzverhalten von Na2 - Asse

Im Abschnitt 4.1 wurde erläutert, dass das Schädigungsverhalten im erweiterten Stoffmodell näherungsweise über das im Triaxialversuch gemessene Dilatanzverhalten beschrieben wird, so dass die Schädigungsparameter streng genommen Dilatanzparameter darstellen. Für die Ableitung der Dilatanzparameter muss zunächst die Dilatanzgrenze festgelegt werden, die das dilatanzfreie Spannungsregime vom dilatanten trennt. Maßgebend ist dabei der Spannungszustand, der im Minimum der Dilatanzkurven (Abbildungen 5.6 und 5.8 – rechts) aus der jeweiligen Spannungs-Verformungskennlinie (Abbildungen 5.6 und 5.8 – links) abgelesen werden kann (vgl. dazu auch Abb. 2.9 in Kap. 2.3.4). Zusätzlich muss aber auch das im Versuch erreichte Restfestigkeitsniveau beachtet werden, insbesondere dann wenn die Festlegung der Dilatanzgrenze nicht eindeutig erfolgen kann. Ist die Dilatanzgrenze beispielsweise größer als die nachgewiesene Restfestigkeit, wird die Restfestigkeit maßgebend für die Parameterbestimmung, da die durch das Stoffmodell berechnete Entfestigung immer dem Spannungswert entgegenstrebt, der der Dilatanz- Restfestigkeitsgrenze entspricht.

Abbildung 5.8 zeigt, dass das für Na2-Asse gemessene Dilatanzverhalten eine ungewöhnlich starke Primärkompaktion von ca. $\varepsilon_{\text{vol}} \approx -0,4\%$ aufweist. Es ist auch erkennbar, dass bei einem Manteldruck von $\sigma_3 = 2 \text{ MPa}$ die Probe stärker kompaktiert wird, als bei $\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$. Da dieses Verhalten nicht plausibel ist, ist die Festlegung der Dilatanzgrenze mit großen Unsicherheiten behaftet. Wird die Dilatanzgrenze dennoch auf dieser Basis bestimmt, ergeben sich Werte, die deutlich über der Restfestigkeit der einzelnen Versuche liegen, so dass die Restfestigkeit als maßgebende Größe herangezogen wurde. Mögliche Erklärungen für die teilweise widersprüchlichen Versuchsergebnisse wären, dass die einzelnen Versuche entweder nicht zur gleichen Probencharge gehören oder aber bei Versuchsbeginn bereits aufgelockert waren.

Die Dilatanzgrenze wird mit Gleichung 4.12 beschrieben:

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}(\sigma_3) = \sigma_3 \left[\frac{D_1}{D_2 + \sigma_3} + D_3 \right] \quad (4.12)$$

Aus der Versuchsauswertung ergeben sich für Na2-Sondershausen und Na2-Asse die in Abbildung 5.9 dargestellten Dilatanzgrenzen mit folgenden Parametern für Gleichung 4.12:

Tabelle 5.1: Parameter für die Dilatanzgrenze nach Gleichung 4.12 (=>Kapitel4.2)

Stäbfort-Steinsalz Na2	D1 [MPa]	D2 [MPa]	D3 [MPa]
Sondershausen	12	0,05	2
Asse	8	0,25	4,8

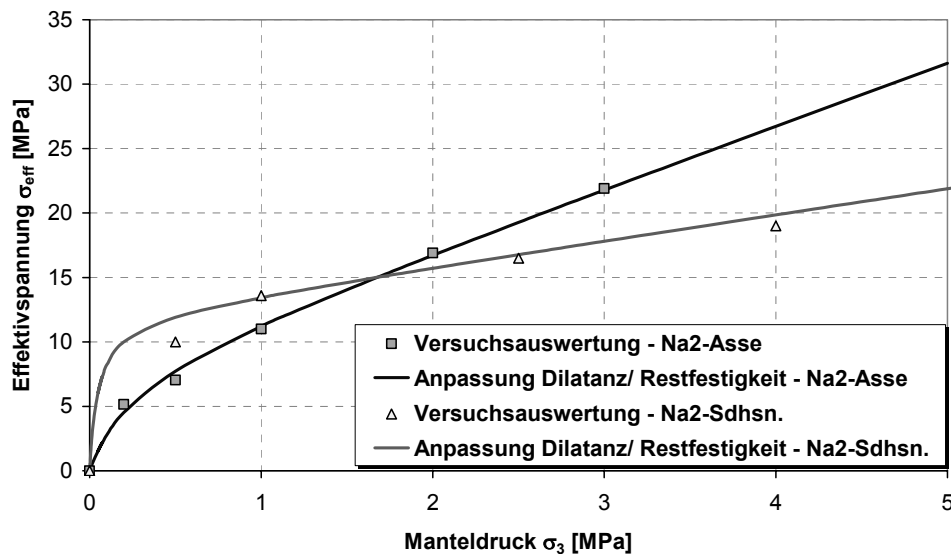


Abbildung 5.9: Dilatanzgrenzen für Na2-Sondershausen und Na2-Asse

Nach der Festlegung der Dilatanzgrenze wird der funktionale Zusammenhang zwischen Volumendilatanz ε_{Vol} und Dilatanzarbeit U_{Dil} entsprechend dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Vorgehen aus den Versuchsdaten ermittelt. Dazu wird zunächst die Dilatanzarbeit U_{Dil} (spezifische Formänderungsarbeit) entsprechend der Beziehung 4.13 aus den Datenreihen der einzelnen Triaxialversuche berechnet und die gemessene Dilatanz ε_{Vol} abhängig von U_{Dil} in einem Diagramm aufgetragen. Den funktionalen Zusammenhang zwischen beiden Größen beschreibt Gleichung 4.14, die drei Anpassungsparameter A_1 , A_2 und A_3 besitzt (Kapitel 4.2 Abb. 4.5.).

Wie die Tabelle 5.2 zeigt, sind die Anpassungsparameter wiederum abhängig von der kleinsten Hauptspannung σ_3 . Dieser Zusammenhang ($A_i = f(\sigma_3)$) wird durch die Gleichungen 4.15 ebenfalls mit jeweils 3 Parametern beschrieben (Kapitel 4.2 Abb. 4.6). Daraus ergeben sich

neun Parameter ($a_1 \dots a_9$), die die funktionalen Abhängigkeiten zwischen Dilatanz ε_{Vol} , Dilatanzarbeit U_{Dil} und kleinster Hauptspannung σ_3 beschreiben und die direkt aus den Ergebnissen der Triaxialversuche abgeleitet werden können.

Tabelle 5.2: Aus Triaxialversuchen abgeleitete Parameter A_1 , A_2 und A_3 für Gleichung 4.14 (\Rightarrow Kapitel 4.2)

Na2-Asse				Na2-Sondershausen			
σ_3 [MPa]	A_1 [MPa] ⁻¹	A_2 [MPa] ⁻¹	A_3 [MPa] ⁻¹	σ_3 [MPa]	A_1 [MPa] ⁻¹	A_2 [MPa] ⁻¹	A_3 [MPa] ⁻¹
0,2	1,75E-02	1,00E-04	4,8	0,5	1,52E-02	2,99E-05	4,55
0,5	1,60E-02	1,00E-05	4,5	1	1,29E-02	1,30E-05	3,75
1	1,40E-02	2,00E-06	3,9	2,5	7,50E-03	1,30E-06	2,40
2	1,10E-02	1,00E-06	3,0	4	6,30E-03	5,00E-07	2,00
3	9,50E-03	9,90E-07	2,0	7	3,30E-03	5,50E-07	1,60
				10	2,20E-03	5,00E-07	1,51

Für Na2-Asse ergab die Versuchsauswertung folgendes Parameterfeld, mit denen die aus Tabelle 5.2 resultierende Spannungsabhängigkeit der Anpassungsparameter A_1 bis A_3 mit den Gleichungen 4.15 beschrieben werden kann.

$$A_1(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_1 = 5,0 \cdot 10^{-3} \\ a_2 = 0,0135 \\ a_3 = -0,4 \end{cases}; \quad A_2(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_4 = 1 \cdot 10^{-6} \\ a_5 = 2,5 \cdot 10^{-4} \\ a_6 = -6,25 \end{cases}; \quad A_3(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_7 = 0,0 \\ a_8 = 5,13 \\ a_9 = -0,3 \end{cases}$$

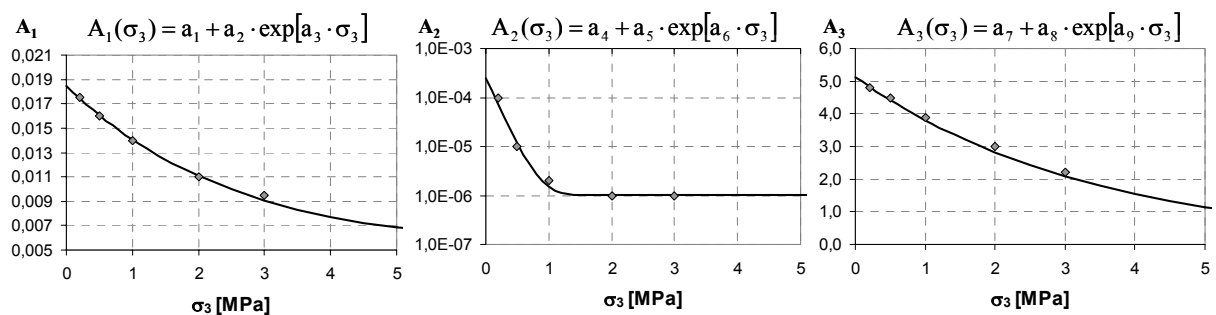


Abbildung 5.10: Na2-Asse - Spannungsabhängigkeit der Anpassungsparameter - $A_i = f(\sigma_3)$

Die Versuchsauswertung für Na2-Sondershausen erfolgte in analoger Weise. Entsprechend den in Tabelle 5.2 aufgelisteten Wertepaaren lässt sich die Spannungsabhängigkeit der Anpassungsparameter A_1 bis A_3 mit den folgenden Parametern beschreiben:

$$A_1(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_1 = 2,1 \cdot 10^{-3} \\ a_2 = 0,016 \\ a_3 = -0,39 \end{cases} ; \quad A_2(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_4 = 5 \cdot 10^{-7} \\ a_5 = 8 \cdot 10^{-5} \\ a_6 = -2 \end{cases} ; \quad A_3(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_7 = 1,5 \\ a_8 = 4,15 \\ a_9 = -0,6 \end{cases}$$

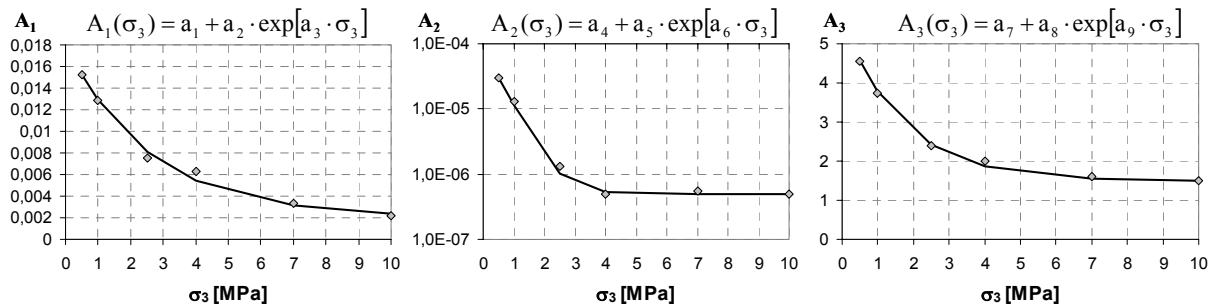


Abbildung 5.11: Na2-Sondershausen - Spannungsabhängigkeit der Anpassungsparameter - $A_i = f(\sigma_3)$

Zusammen mit den in Kapitel 5.2 vorgestellten Kriechparametern lässt sich mit den oben angegebenen neun Dilatanzparametern das in den Versuchen beobachtete visko-plastische Verhalten vollständig im erweiterten Stoffmodell beschreiben. Da jedoch die Dilatanz- und Schädigungsentwicklung nur näherungsweise gleichgesetzt werden können, ist für eine optimale Modellantwort zusätzlich die im Kapitel 4.4 erläuterte Modellkalibrierung durchzuführen.

Dazu wurden numerische Variationsrechnungen an einem Ein-Element-Modell mit dem Ziel durchgeführt, Parameter für Gleichung 4.21, mit der der Spannungsexponent n_p im Dilatanzbereich abhängig von der Minimalspannung und von der Dilatanz beschrieben wird, zu bestimmen. Das Vorgehen folgt dabei der in Kapitel 4.4 erläuterten Methodik. Im Ergebnis der Modellkalibrierung wurden für beide Salztypen folgende Parameter für Gleichung 4.21 ermittelt:

$$n_p = g(\sigma_3, \varepsilon_{Vol}) = \frac{n_{\varepsilon_{Vol},0} + n_1 \cdot \exp[n_2 \cdot \sigma_3] \cdot [1 - \exp(-n_3 \cdot \varepsilon_{Vol})]}{(1 - \varepsilon_{Vol})^{n_4}} \quad (4.21)$$

Tabelle 5.3: Parameter für Gleichung 4.21

	$n_{\varepsilon_{\text{Vol}},0}$	n_1	n_2	n_3	n_4
<i>Na2-Sondershausen</i>	11,88	0,55	-0,18	2000	0,5
<i>Na2-Asse</i>	15,18	0,8	-0,33	2000	0,5

Mit diesen Parametern wird das Verhalten des Spannungsexponenten n_p im Dilatanzbereich (bei $\varepsilon_{\text{Vol}} > 0$) entsprechend Gleichung 4.21 als Funktion zweier Variablen, nämlich der kleinsten Hauptspannung σ_3 und der Dilatanz ε_{Vol} , beschrieben. Bei dilatanzfreier Verformung liefert Gleichung 4.21 automatisch den Spannungsexponenten $n_{\varepsilon_{\text{Vol}},0}$ für schädigungsfreies Kriechen als Konstante. Für diesen Fall ist das Kriechen wieder ausschließlich vom wirkenden Spannungsdeviator abhängig.

5.5 Vergleich zwischen berechnetem Festigkeits- und Dilatanzverhalten und Laborversuchen

Für die Validierung des Stoffmodells wurden Triaxialversuche nachgerechnet und die Berechnungsergebnisse mit den im Labor gemessenen Festigkeits- und Dilatanzkurven verglichen. Die Berechnungen erfolgten axialsymmetrisch mit dem Programm FLAC 2D (Kapitel 4.3). Um die Vergleichbarkeit zwischen der Stoffmodellberechnung und den Versuchsergebnissen zu gewährleisten, wurde der Probekörper als Ein-Element-Modell modelliert. Dadurch ist sichergestellt, dass Randbedingung (Manteldruck) und Minimalspannung im Prüfkörperinneren identisch sind. Das Prüfkörpermodell entspricht der in Kapitel 4.4 dargestellten Modellstruktur.

Da die Erholungszeit aus den Laborversuchen nicht direkt zu bestimmen war, wurde sie mit einem Wert von $t_0 = 4000$ Tagen angesetzt. Damit besitzt die Erholung für die Validierung des Festigkeit- und Dilatanzverhaltens keinen Einfluss, da die Versuchsdauer i. d. R. in der Größenordnung von wenigen Stunden liegt. Die genaue Größe der Erholungszeit wird in Abschnitt 6.3 am Beispiel der Maschinenstrecke EU1 durch Rückrechnung des In-situ-Konvergenzgeschehens ermittelt.

5.5.1 Berechnungsergebnisse und Triaxialversuche für Na2 – Sondershausen

Das Bild links in Abbildung 5.12 zeigt, dass das gemessene Festigkeitsverhalten mit dem Stoffmodell und den Parametern für Na2-Sondershausen (Kapitel 5.2 und 5.4) in sehr guter Weise nachvollzogen werden kann. Das Auffächern der Arbeitslinien bei geringem Mantel- druck sowie die Krümmung im Bereich der Spitzenfestigkeit wird durch den nach Gleichung 4.21 im Dilatanzbereich veränderlichen Spannungsexponenten n_p erreicht (Kapitel 4.4 und 5.4). Über die Dilatanzgrenze, die im erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz gleichzeitig auch die Restfestigkeitsgrenze darstellt, wird geregelt, dass mit Erreichen des Restfestigkeitsniveaus keine weitere Dilatanzarbeit U_{Dil} akkumuliert wird und damit auch keine weitere Entfestigung stattfindet. Die berechnete Spannung verbleibt dadurch auf dem Niveau der Restfestigkeit.

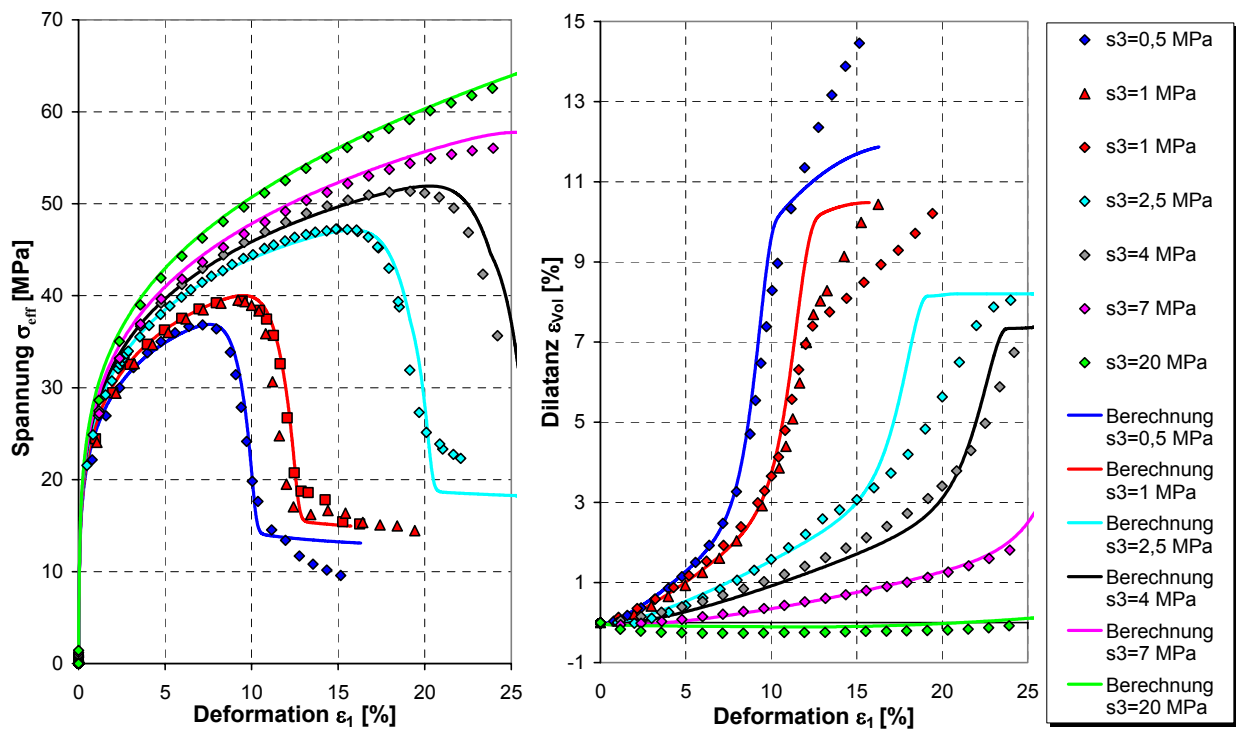


Abbildung 5.12: Triaxialversuche Na2-Sondershausen - Vergleich zwischen Versuchs- und Berechnungsergebnissen; mit: $\dot{\epsilon}_1^{cr} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

Das rechte Bild in Abbildung 5.12 zeigt den Vergleich zwischen gemessener und berechneter Dilatanz. Bis weit in den Nachbruchbereich ist dabei eine gute Übereinstimmung der Berechnungsergebnisse mit den Labordaten zu erkennen. Die bekannte Abhängigkeit der Dilatanz

von der kleinsten Hauptspannung und von der Verformung kann mit dem Stoffmodell qualitativ und quantitativ gut nachvollzogen werden.

Während im zügigen Triaxialversuch der Einfluss der Erholung vernachlässigbar ist, nimmt dieser mit sinkender Belastungsgeschwindigkeit zu. Dadurch wächst bei geringer Verformungsrate der schädigungsfreie Anteil an der Gesamtverformung, wogegen er bei zügiger Verformung nahezu Null ist. Daraus folgt, dass mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit schädigungsfreie Verformungskomponenten hinzukommen, wodurch die Spannungs-Verformungs-Kennlinie praktisch in Verformungsrichtung (entlang der x-Achse) gestreckt wird. Dieser Zusammenhang wird im erweiterten Stoffmodell durch das Konzept der Dilatanzarbeit beschrieben (Kapitel 2.3.4 und 4.2). Da die Schädigungsentwicklung bzw. die Dilatanzrate im Stoffmodell abhängig von der Dilatanzarbeit formuliert ist, ergibt sich zwanglos ein geschwindigkeitsabhängiges Festigkeits- und Dilatanzverhalten. Dazu zeigt Abbildung 5.13 (linkes Bild) einen Vergleich zwischen gemessenem und mit dem Stoffmodell berechnetem Festigkeitsverhalten bei unterschiedlichen Belastungsgeschwindigkeiten. In Abbildung 5.13 (rechtes Bild) ist das dazugehörige Dilatanzverhalten dargestellt.

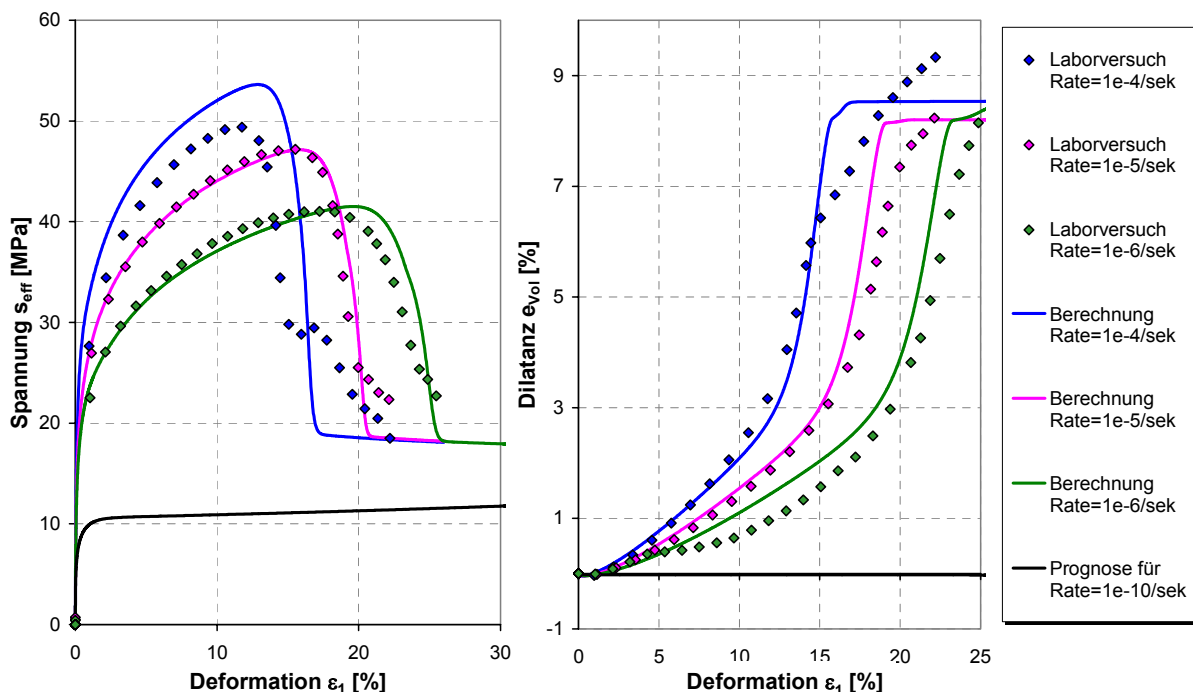


Abbildung 5.13: Triaxialversuch Na2-Sondershausen - Vergleich zwischen Versuchsergebnis und Berechnung mit: $\sigma_3 = 2,5\text{MPa}$; $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-4} / 1 \cdot 10^{-5} / 1 \cdot 10^{-6} \text{s}^{-1}$

Um eine wichtige Konsequenz aus den dargestellten Zusammenhängen zu illustrieren, wurde ergänzend eine Prognoserechnung mit einer für In-situ-Verhältnisse typischen Geschwindigkeit von $\dot{\varepsilon} = 1 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ durchgeführt (schwarze Kurve – Abb. 5.13). Bei dieser langsamen Belastungsgeschwindigkeit ist der Einfluss der Erholung voll wirksam. Auf Grund der aus der Erholung resultierenden Spannungsrelaxation baut sich bei dem prognostizierten Versuch ($\sigma_3 = 2,5 \text{ MPa}$) keine Spannung auf, die über der Dilatanzgrenze ($\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}(\sigma_3 = 2,5 \text{ MPa}) = 17 \text{ MPa}$) liegt. Das bedeutet, dass sich das Steinsalz bei langsamer Verformungsgeschwindigkeit unter der gegebenen Einspannung schädigungsfrei, d. h. ohne dilatante Auflockerung verformt (Abb. 5.13 - rechtes Bild). Die berechnete Spannung im gesamten Versuch verläuft immer unterhalb der Dilatanz-/Restfestigkeitsgrenze (Abb. 5.13 - linkes Bild). Unter diesen Bedingungen würde sich das Material damit langfristig schädigungsfrei bzw. dauerstandsicher verhalten.

5.5.2 Berechnungsergebnisse und Triaxialversuche für Na2–Asse

Die Nachrechnung von Triaxialversuchen erfolgte für Na2-Asse ebenfalls mit dem bereits beschriebenen rotationssymmetrischen Ein-Element-Modell, so dass die Validierung des Stoffmodells und der Parameter für beide Steinsatztypen identisch ist. Entsprechend der Versuche wurden die Berechnungen bis zu einem Manteldruck von $\sigma_3 = 3 \text{ MPa}$ durchgeführt. Dabei zeigt sich in Abbildung 5.14 (linkes Bild), dass das Stoffmodell mit den für Na2-Asse bestimmten Parametern das im Versuch gemessene Spannungs-Verformungs-Verhalten im gesamten untersuchten Einspannungsbereich gut beschreibt.

Da durch ein Stoffmodell das Materialverhalten immer in allgemeiner generalisierter Weise beschrieben wird, kann das widersprüchliche Dilatanzverhalten, das einzelne Versuche zeigen und das wahrscheinlich prüfkörperspezifisch begründet ist (Kapitel 5.4), nicht nachvollzogen werden. Das Stoffmodell beschreibt dagegen das Dilatanzverhalten in der für Steinsalz charakteristischen Weise und in der richtigen Größe (Abbildung 5.14 – rechtes Bild).

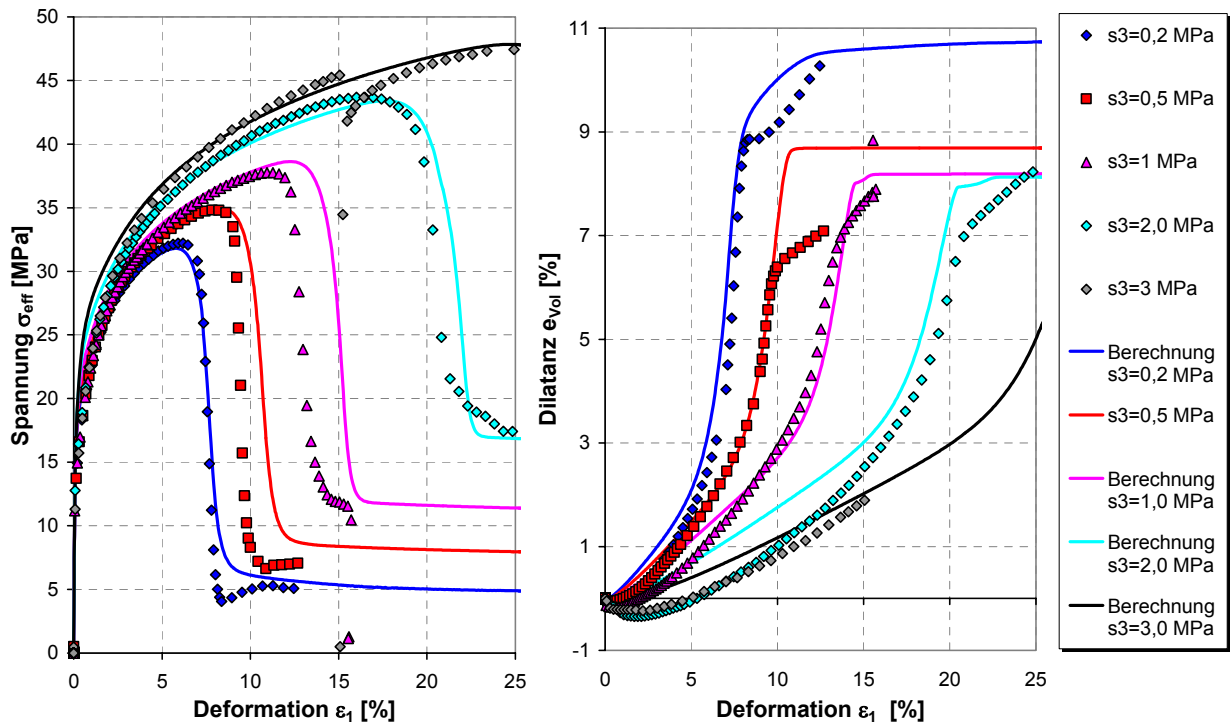


Abbildung 5.14: Triaxialversuche Na₂-Asse- Vergleich zwischen Versuchsergebnis und Modellrechnung mit: $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

Zusätzlich zu den Triaxialversuchen, die mit einer Verformungsrate von $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ durchgeführt wurden, wurde anhand eines Versuches ($\sigma_3 = 1,0 \text{ MPa}$) das Festigkeitsverhalten bei einer Verformungsrate von $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ untersucht. Damit kann das Verhalten bei einem Manteldruck von $\sigma_3 = 1,0 \text{ MPa}$ für zwei unterschiedliche Verformungsraten miteinander verglichen und mit dem Stoffmodell nachgerechnet werden. In der Ergebnisauswertung zeigte sich, dass sich die volumetrische Anfangskompaktion in beiden Versuchen signifikant unterscheidet (Abb.5.15 – rechtes Bild). Da diese im Idealfall hauptsächlich vom elastischen Verhalten abhängt, sollte die Anfangskompaktion nur mit der materialspezifischen natürlichen Streuung der elastischen Parameter variieren und somit unabhängig von der Belastungsgeschwindigkeit sein. Die deutlich größere Volumenkompaktion des schnelleren Versuches ($\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) deutet darauf hin, dass der Probekörper zu Versuchsbeginn vorgeschädigt war. In der Anfangsphase des Versuches wurden zunächst vorhandene Mikrorisse geschlossen, woraus die größere Volumenkompaktion resultiert. Dadurch ist das Dilatanzverhalten beider Versuche nur bedingt vergleichbar. Im weiteren Verformungsverlauf hängt die Dilatanzentwicklung von der Verformungsgeschwindigkeit ab, wobei mit abnehmender Rate we-

niger Dilatanz entsteht, da der Anteil der schädigungsfreien Verformung an der Gesamtverformung zunimmt. Diese Zusammenhänge werden durch das Stoffmodell in adäquater Weise beschrieben, so dass sich die berechnete Dilatanz etwas von den Versuchsergebnissen unterscheiden muss (Abb. 5.15 – rechtes Bild). Die Auswirkungen auf die geschwindigkeitsabhängige Festigkeitsberechnung sind dagegen nur gering (Abb. 5.15 - linkes Bild).

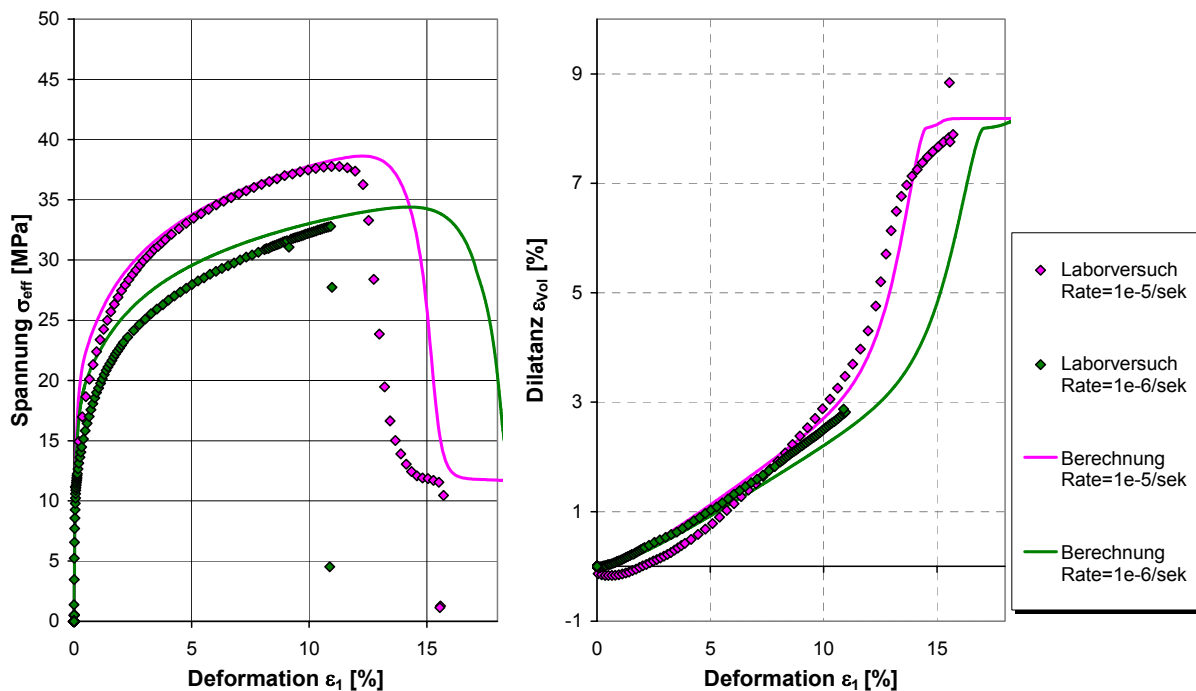


Abbildung 5.15: Triaxialversuch Na2-Asse- Vergleich zwischen Versuchsergebnis und Modellrechnung
mit: $\sigma_3 = 1 \text{MPa}$; $\dot{\epsilon}_1^{\text{gr}} = 1 \cdot 10^{-5} / 1 \cdot 10^{-6} \text{s}^{-1}$ -

Die Nachrechnung von Triaxialversuchen mit einem Einzelementmodell hat gezeigt, dass bei einer konstanten Verformungsrate das gemessene Festigkeits- und Dilatanzverhalten für beide untersuchte Steinsalztypen (Na2-Asse und Na2-Sondershausen) in sehr guter Übereinstimmung nachvollzogen werden kann. Die gute Übereinstimmung ist dabei zum Teil auch darin begründet, dass die Dilatanz-/Schädigungsparameter für das Stoffmodell eben aus diesen Triaxialversuchen gewonnen werden. Es ist deshalb von besonderem Interesse im nächsten Schritt, das Stoffmodell unter konstanten Spannungsbedingungen, d. h. für einen anderen Spannungspfad, hinsichtlich des Standzeitverhaltens zu überprüfen.

5.6 Kriechversuch mit tertiärer Phase

Im Rahmen des BMBF-Verbundvorhabens zum Vergleich aktueller Stoffansätze (HAMPEL & SCHULZE, 2007) wurde von der TU Clausthal (TUC) u. a. ein Kriechversuch an Asse-Speisesalz (Na2-Asse) durchgeführt, der nach einer Standzeit von ca. 4,5 bis 5 Tagen tertiäres Verhalten aufzuweisen beginnt, also in einen Kriechbruch übergeht. Die Probe wurde bei einem Manteldruck von $\sigma_3 = 3$ MPa mit einer Spannungsdifferenz von $\sigma_{\text{Diff}} = 38$ MPa belastet. Analog dazu sind auch die Spannungsrandbedingungen im numerischen Modell modelliert worden. Wie Abbildung 5.16 zeigt, geht die Berechnung nach etwas mehr als 6 Tagen in die tertiäre Phase über, die nach einer Standzeit von ca. 6,8 Tagen in einen Kriechbruch mündet.

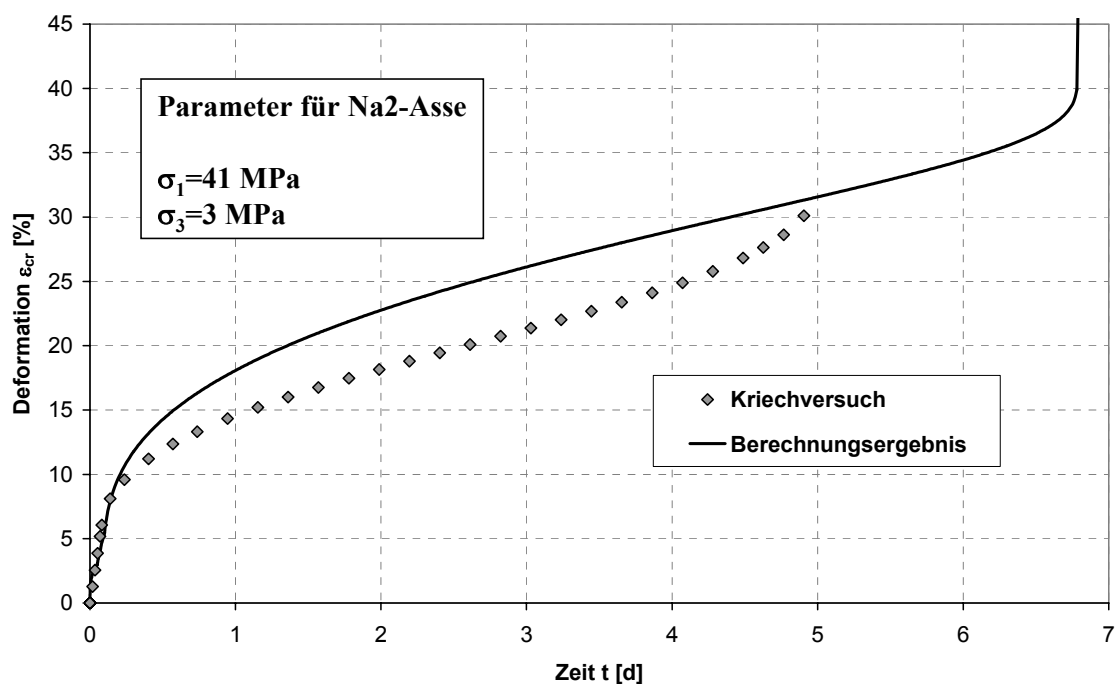


Abbildung 5.16: Kriechversuch mit tertiärer Kriechphase und Berechnungsergebnis

Trotz einer zeitlichen Abweichung von ca. 1,5 Tagen ($\approx 30\%$) hinsichtlich vergleichbarer tertiärer Kriechraten, ist die Güte des Berechnungsergebnisses bemerkenswert, da

- die Bestimmung der Kriechparameter für Na2-Asse auf einer schmalen Datenbasis beruht (Kapitel 5.2),

- die Schädigungs- bzw. Dilatanzparameter anhand von Triaxialversuchen, also bei einem anderen Versuchsregime, bestimmt wurden (Kapitel 5.4),
- die Nachrechnung des Versuches ohne weitere Parameteranpassung mit dem in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Parametersatz für Na₂-Asse durchgeführt wurde,
- die Triaxial- und Kriechversuche zur Parameterbestimmung und der Kriechversuch mit Kriechbruch von zwei verschiedenen Einrichtungen durchgeführt wurden (BGR und TUC), was eine gewisse Streuung der Ergebnisse erwarten lässt,
- das jeweils untersuchte Probematerial (beides Asse-Speisesalz) wahrscheinlich nicht zu einer einheitlichen Probencharge gehört und/ oder
- die Bestimmung der Schädigungs- bzw. Dilatanzparameter an möglicherweise aufgelockertem Probematerial erfolgte (Kapitel 5.4).

Unter diesen Aspekten ist die berechnete zeitliche Abweichung gegenüber dem Versuch als geringfügig anzusehen.

Aus den Ergebnissen der Stoffmodellvalidierung lässt sich schlussfolgern, dass mit dem erweiterten Stoffmodell standzeitbedingte Ver- und Entfestigungsprozesse sowie auch das Bruch-, Nachbruch- und Restfestigkeitsverhalten von Steinsalz abhängig von der Verformungsrate in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen gesteinsmechanischer Laborversuche beschrieben werden können. Ebenso werden auch Relaxationsversuche mit dem erweiterten Stoffmodell gut abgebildet. Da mit den zwei hier vorgestellten Steinsalzvarietäten aber keine solchen Versuche durchgeführt wurden, wird an dieser Stelle auf die Veröffentlichung von SALZER ET AL. (1998) verwiesen, die u. a. entsprechende Berechnungsergebnisse beinhaltet.

Die Anwendung des Stoffmodells für die Lösung praxisbezogener Aufgabenstellungen ist Gegenstand des nachfolgenden Kapitels.

Kapitel 6

Anwendungsbeispiele

6.1 Übersicht

In diesem Kapitel wird zunächst der Einfluss unterschiedlicher Netzdichten auf das berechnete Verhalten anhand eines Beispiels erläutert. Eine systematische Analyse des Vernetzungseinflusses wurde jedoch nicht durchgeführt. Die im Abschnitt 6.2 vorgestellten konkreten Ergebnisse sind daher problembezogen. Dennoch können allgemeine qualitative Schlussfolgerungen formuliert werden.

Nachfolgend werden Beispiele für die Anwendungsmöglichkeiten des erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatzes hinsichtlich der Berechnung des gebirgsmechanischen Verhaltens realer Hohlraumstrukturen im Salzbergbau vorgestellt. Von besonderem Interesse ist dabei die Berechnung der Dilatanzentwicklung und deren Einfluss auf das Spannungs-Verformungsverhalten bzw. deren Bewertung hinsichtlich der Standsicherheit von Tragelementen. Zwei der folgenden Beispiele bilden Realsituationen aus der Grube Sondershausen ab, wogegen anhand eines dritten Beispiels das Tragverhalten einer fiktiven Kammer-Pfeiler-Situation in drei verschiedenen Teufenlagen untersucht wird. Für die folgenden Anwendungsbeispiele werden die in Kapitel 5 angegebenen Stoffmodellparameter für Staßfurt-Steinsalz (Na₂-Sondershausen) verwendet. Die Anpassung der Berechnungsmodelle an das standortspezifische Konvergenzverhalten erfolgt über die Wahl der Erholungszeit t_0 , die in diesem Sinn einen In-situ-Parameter des Stoffmodells darstellt.

6.2 Diskretisierungseinfluss

Grundlage der numerischen Berechnung ist die als Diskretisierung bezeichnete Zerlegung eines räumlichen Kontinuums bzw. der zu untersuchenden (Hohlraum-) Struktur in eine endliche Anzahl von Elementen. Die Differenzialgleichungen, die das Stoffverhalten beschreiben, werden für jedes Element im Berechnungsprozess iterativ gelöst, woraus für die Gesamt-

struktur Näherungslösungen resultieren, deren Genauigkeit durch die Diskretisierung beeinflusst wird. Dabei gilt pauschal, dass in Modellbereichen, in denen sich das Spannungs- und Verformungsfeld stark ändert (z. B. in der Hohlraumumgebung), eine größere Elementdichte erforderlich ist, als in Bereichen, in denen vergleichsweise einheitlich Bedingungen herrschen (z. B. am Modellrand), d. h. es ist in jedem Fall immer eine hinreichende Elementanzahl zu verwenden, um die Gradienten des Spannungs- und Verformungsfeldes abzubilden.

Da die Elementanzahl aber immer (z. T. auch signifikante) Auswirkungen auf die Rechengeschwindigkeit besitzt, ist eine optimierte Vernetzungsdichte sinnvoll, die mit kleinstmöglichem Elementaufwand ein numerisch stabiles Berechnungsergebnis sicherstellt. Bei welcher Elementdichte ein Berechnungsergebnis numerisch stabil wird, ist dabei stark vom verwendeten Stoffmodell bzw. den aktiven Stoffmodellkomponenten abhängig. Während bei elastischen Modellen und Kriechmodellen der Vernetzungseinfluss relativ gering ist, reagiert das Berechnungsergebnis bei plastischen Modellen, insbesondere im Zusammenhang mit Entfestigung, stark auf unterschiedliche Vernetzungsdichten. Grund dafür ist, dass die plastische Dehnung sich in schmalen Scherbändern konzentriert. Während bei natürlichen Materialien dieser Prozess, der auch als Lokalisierung bezeichnet wird, hauptsächlich von den Materialeigenschaften und der Spannungsgeometrie abhängt, besitzt in der numerischen Modellierung auch die Vernetzungsdichte einen nicht unerheblichen Einfluss auf die Scherbandentwicklung. Dabei führen im numerischen Prozess leichte Ungleichgewichte im Spannungs-Verformungsfeld dazu, dass sich in einem eigentlich gleichwertigen Modellbereich einzelne Elemente plastisch verhalten können und andere nicht. Dadurch wird das Spannungs-Verformungsfeld zunehmend gestört und die bereits gering plastifizierten Elemente ziehen zusätzlich weitere plastische Verformungen auf sich, aus denen sich in der Folge Scherbänder entwickeln. Dieser Mechanismus führt dazu, dass sich die plastische Verformung bzw. die Schädigung in Bereichen akkumuliert, die durch die Elementgröße vorgegeben sind. Deshalb ist die Festlegung einer geeigneten Vernetzung besonders dann schwierig, wenn Stoffmodelle verwendet werden, die schädigungsinduziertes und entfestigendes Verhalten beinhalten.

Für den in dieser Arbeit vorgestellten erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz wurde deshalb am Beispiel eines Langpfeilermodells der Einfluss unterschiedlicher Vernetzungsdichten auf die Höhe der berechneten Pfeilergrenzspannung exemplarisch untersucht. Der

untersuchte Langpfeiler besitzt ein Schlankheitsmaß von $\alpha = 1$ (Verhältnis zwischen Pfeilerbreite und -höhe) und einen Lastfaktor von $L_F = 2$, wobei der Lastfaktor dem Quotienten aus System- und Pfeilerfläche entspricht. Das Modell bildet unter Ausnutzung aller Symmetrieflächen ein Viertel des Pfeilers ab (Abb. 6.1). Die Belastung des Modellpfeilers erfolgte bis in den Nachbruchbereich hinein mit einer konstanten Stauchungsrate von $\dot{\epsilon}_1 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, die als Verschiebungsrandbedingung auf die Modelloberkante vorgegeben wurde.

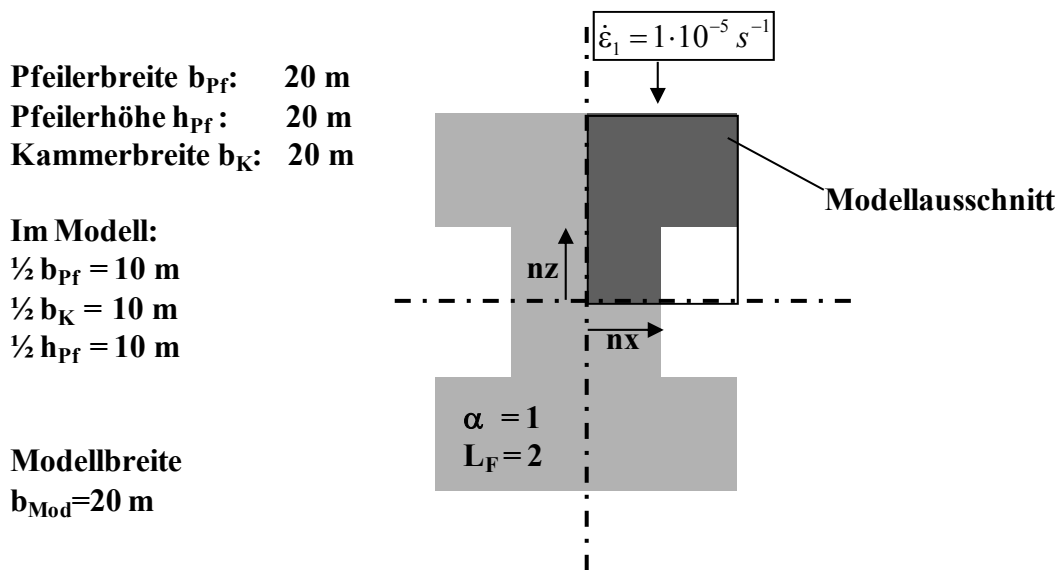


Abbildung 6.1: Berechnungsmodell für die Untersuchung des Vernetzungseinflusses

Da die natürliche Streubreite von Laboruntersuchungen eine eindeutige Darstellung des Vernetzungseinflusses behindert hätte, war es nicht das Ziel ein Laborergebnis (z. B. einen bestimmten Pfeilermodellversuch) optimal nachzubilden sondern Vernetzungsdichten zu belegen, die zu numerisch stabilen Lösungen führen. In mehreren Modellrechnungen wurde deshalb die Anzahl der Elemente entlang der Pfeilerbreite (n_x) bzw. der Pfeilerhöhe (n_z) zwischen $4 \leq n_x \leq 50$ und $6 \leq n_z \leq 50$ variiert. Für die verschiedenen Vernetzungsdichten ergaben sich unterschiedliche Pfeilergrenzspannungen (Maximalwert der mittleren Pfeilerspannung), die, in einem Diagramm aufgetragen, die Abhängigkeit von der Elementierung belegen (Abbildung 6.2 -linkes Bild). Es ist deutlich zu erkennen, dass mit abnehmender Elementanzahl (n_x) entlang der Pfeilerbreite die berechnete Pfeilergrenzspannung ansteigt. Ein numerisch stabiles Ergebnis wird erst bei einer relativ feinen Vernetzung von mehr als 15 Elementen in x-Richtung erreicht. Weniger Elemente führen tendenziell zu einer höheren Pfeilergrenzspannung, wogegen eine noch dichtere Vernetzung das Berechnungsergebnis kaum noch

verändert. Bezogen auf die Pfeilerhöhe hat die verwendete Anzahl der Elemente (nz) dagegen nur einen relativ geringen Einfluss auf das Berechnungsergebnis.

Die Vernetzungsabhängigkeit, die das linke Bild in Abbildung 6.2 suggeriert, ist tatsächlich aber geringer einzuschätzen, als es zunächst scheint. Dies zeigt sich im rechten Bild der Abbildung 6.2, in dem zu erkennen ist, dass die berechneten Spannungs-Verformungs-Kurven unabhängig von der Vernetzung im Vorbruchbereich deckungsgleich verlaufen. Das bedeutet, dass kaum eine Vernetzungsabhängigkeit nachweisbar ist, solange der Schädigungseinfluss auf das Verformungsverhalten gering ist. Erst mit zunehmender Schädigung und der Annäherung an den Bruchzustand wirken sich Vernetzungsunterschiede stärker aus.

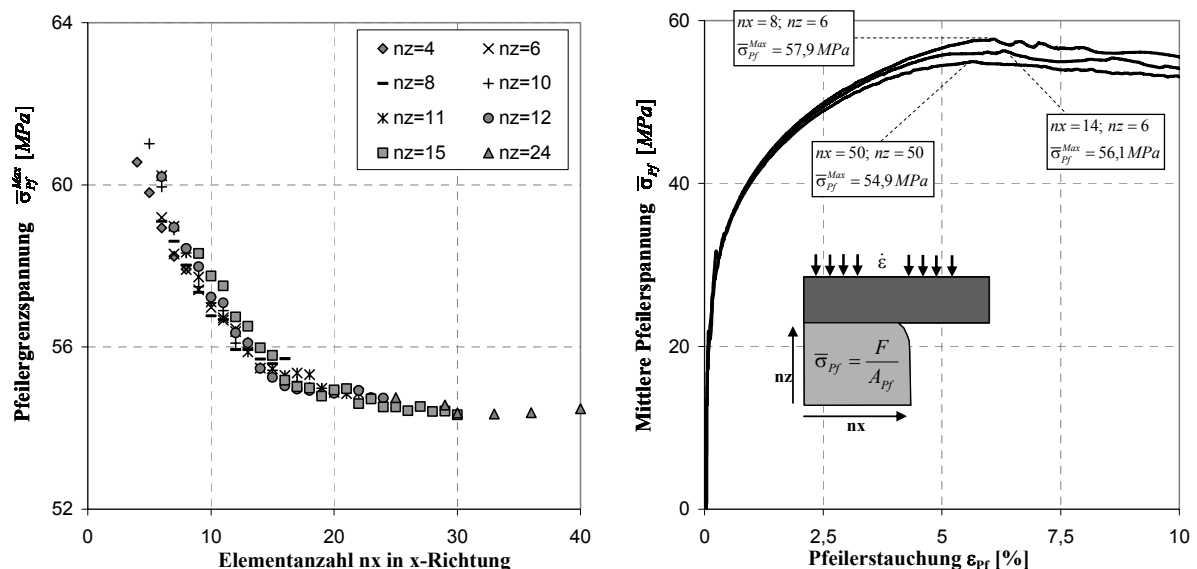


Abbildung 6.2: Einfluss der Vernetzungsdichte auf das berechnete Spannungs-Verformungs- und Festigkeitsverhalten eines Langpfeilers

Ein Vergleich zwischen den berechneten Pfeilergrenzspannungen zeigt, dass die Unterschiede zwischen dem numerisch stabilen Wert und den tendenziell höheren Festigkeiten bei größerer Vernetzung ebenfalls relativ gering sind:

$$\text{z.B.: } n_x = 8; n_z = 6 \rightarrow \bar{\sigma}_{pf}^{Max} = 57,9 \text{ MPa} \quad \text{und} \quad n_x = 50; n_z = 50 \rightarrow \bar{\sigma}_{pf}^{Max} = 54,9 \text{ MPa}$$

Für dieses Beispiel würde sich eine Abweichung zwischen den berechneten Pfeilergrenzspannungen von weniger als 6% ergeben.

Betrachtet man die Spannungs-Verformungskurven in Abbildung 6.2 (rechtes Bild) fällt auf, dass diese auch bei großen Vernetzungsunterschieden die gleiche Charakteristik besitzen und

nur wenig voneinander abweichen. Hinsichtlich der Bewertung des Berechnungsergebnisses relativiert sich damit der Vernetzungseinfluss, insbesondere wenn man zusätzlich berücksichtigt, dass reale im Labor durchgeführte Pfeilermodelluntersuchungen ebenfalls eine gewisse Variationsbreite aufweisen.

Für die Anwendung des Stoffmodells bedeuten diese Ergebnisse, dass das integrale Tragverhalten auch bei größerer Vernetzung noch charakteristisch und somit akzeptabel berechnet werden kann.

Die Lokalisierung der Schädigung bzw. der Volumendilatanz hängt dagegen stark von der Vernetzungsdichte ab. Ist diese gering, verteilt sich die berechnete Volumendilatanz (bzw. Schädigung) mehr diffus (Abb. 6.3-linkes Bild), wogegen sie sich mit zunehmender Vernetzungsdichte in einem eng begrenzten Scherband konzentriert (Abb. 6.3-rechtes Bild) oder anders ausgedrückt: je feiner die Vernetzung ist, desto prägnanter kann die Rissentstehung berechnet werden.

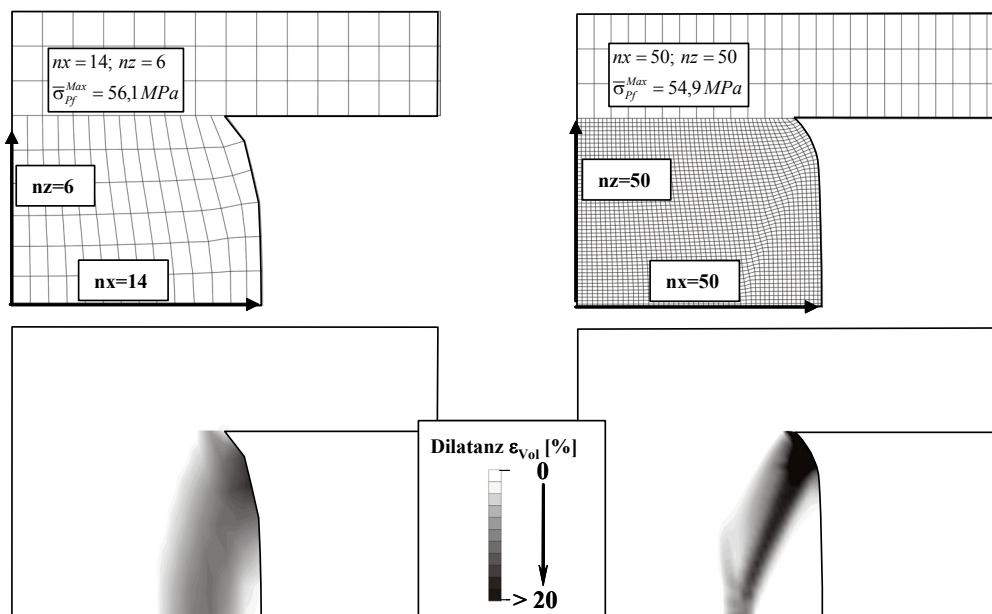


Abbildung 6.3: Einfluss der Vernetzungsdichte auf die Lokalisierung der Dilatanz

Für die praktische Anwendung des erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatzes ergeben sich aus dem Genannten folgende Schlussfolgerungen, die jedoch nur von allgemeiner Natur sind, da das Verhalten für unterschiedliche Hohlraumstrukturen und Beanspruchungsfälle nicht untersucht wurde:

- Im Vorbruchbereich oder bei nur geringer Schädigung, ist der Vernetzungseinfluss auf das berechnete Spannungs- Verformungsverhalten von Tragelementen gering.
- Die gewählte Vernetzungsdichte kann sich auf die Berechnung der Grenzfestigkeit von Tragelementen auswirken. Mit zunehmender Netzverfeinerung wird das berechnete Verhalten numerisch stabil, so dass die berechnete Grenzfestigkeit ab einer bestimmten Vernetzungsdichte keinem nennenswerten Vernetzungseinfluss mehr unterliegt.
- Aus dem dargestellten Beispiel lässt sich ableiten, dass auch bei gröberer Vernetzung das Festigkeitsverhalten des Tragelementes mit einer akzeptablen Abweichung vom numerisch stabilen Ergebnis berechnet wird, wobei hier vorausgesetzt werden muss, dass die Spannungsgradienten, die infolge der Entfestigung sehr groß werden können, mit der gewählten Vernetzung noch vernünftig abgebildet werden.
- Steht bei der Modellierung die Analyse von Schädigungs- bzw. Rissstrukturen im Vordergrund, so ist wegen der prägnanteren Schädigungslokalisierung eine möglichst große Vernetzungsdichte zu empfehlen.

6.3 Berechnung des gebirgsmechanischen Verhaltens in der Umgebung der Maschinenstrecke EU1-Sondershausen

Für die Planung und den Bau von Verschlussbauwerken ist eine realitätsnahe Bewertung der konturnahen Auflockerungszone (auch excavation damage zone - EDZ) grundlegend. Dabei sind Aussagen zur Größe der Dilatanz, der zeitlichen, von der Streckenkonvergenz abhängigen Dilatanzentwicklung sowie zur räumlichen Ausdehnung der Auflockerungszone von besonderem Interesse. Am Beispiel einer Maschinenstrecke in der Grube Sondershausen wird eine Rückrechnung der Konvergenz- und Spannungsentwicklung sowie eine Analyse der Auflockerungszone durchgeführt und mit In-situ-Messwerten verglichen.

In der Grube Sondershausen wurde im Oktober 1963 die Maschinenstrecke EU 1 im Staßfurt-Steinsalz mit wenigen Metern Abstand zum liegenden, teilweise gasführenden Basalanhydrit mit einer Vollschnittmaschine aufgefahren. Nach Annäherung der Streckenortsbrust an einen Störungsbereich mit höher gelagertem Basalanhydrit wurde beschlossen, diesen Bereich nicht zu durchhörern, da die Gefahr eines Gasausbruches nicht ausgeschlossen werden konnte. Um die Störungszone weiträumig zu umfahren, wurde die Maschine deshalb zurückgezogen, so dass ein singularär gelegenes und schonend aufgefahrenes Streckenende entstand, indem im Rahmen eines Dammbauforschungsprojektes ein Versuchsort eingerichtet wurde (Abb. 6.4 – linkes Bild). Zwischen Dezember 1998 und Mai 1999 waren vom IfG Leipzig für 153 Tage Extensiometer- und Frac-Messungen durchgeführt worden (SALZER ET AL., 2000). Zusätzlich dazu liegen auch Ergebnisse von Permeabilitätsmessungen vor, aus denen sich die Ausdehnung der Auflockerungszone abschätzen lässt (HÄFNER ET AL., 2001)

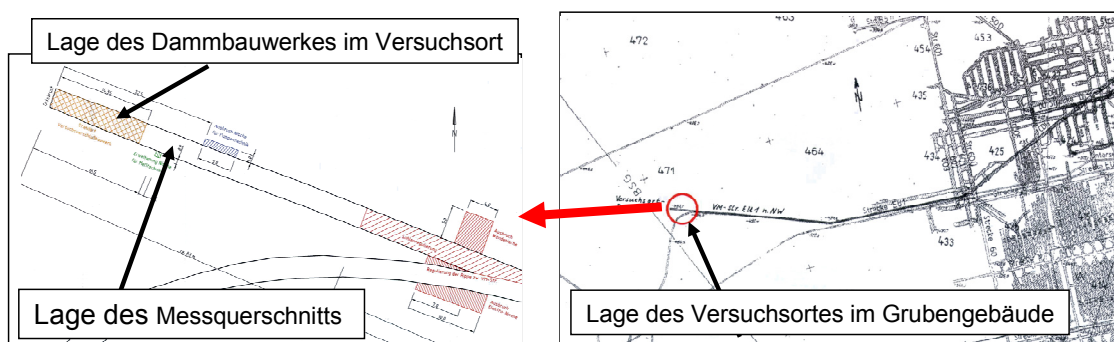


Abbildung 6.4: Lage der Maschinenstrecke EU1 und des Versuchsortes im Grubenfeld der Grube Sondershausen

Die Situation im Bereich des Versuchsortes wird mit einem ebenen Schnitt, der den Streckenquerschnitt abbildet, modelliert. Die Maschinenstrecke besitzt einen kreisrunden Querschnitt mit einem Durchmesser von 3 m. Das Modell bildet unter Ausnutzung der Symmetrie einen halben Streckenquerschnitt ab (Abb. 6.5), so dass der Versuchsort durch einen am linken Modellrand befindlichen Halbkreis mit einem Radius von $R = 1,5$ m modelliert werden kann. Da zur Vereinfachung der Modellierung der liegende Basalanhydrit vernachlässigt wurde, gelten im gesamten Modellausschnitt die in Kapitel 5 vorgestellten standortspezifischen Stoffmodellparameter für Staßfurt-Steinsalz. Das Modell besitzt eine Gesamthöhe von 200 m und eine Breite von 100 m (Abb. 6.5). Normalverschiebungen am unteren Modellrand und an den Modellseitenrändern sind ausgeschlossen. Die modellierte Maschinenstrecke befindet sich in der horizontalen Modellmitte in einer Teufe von 715 m. Da der Versuchsort weit außerhalb des

Einflussbereiches großer Baufelder liegt (Abb. 6.4- rechtes Bild), können für die weitere Hohlraumumgebung primäre Gebirgsspannungen angenommen werden. Bei einer mittleren Deckgebirgswichte von $\gamma_G = 0,0255 \text{ MPa/m}$ folgt eine Auflast von $p = 15,7 \text{ MPa}$, die auf die Modelloberkante (Teufe 615 m) wirkt (Abb. 6.5). Im Streckenniveau beträgt der Grundspannungszustand $p = 17,9 \text{ MPa}$ (Wichte Salz: $\gamma = 0,022 \text{ MPa/m}$).

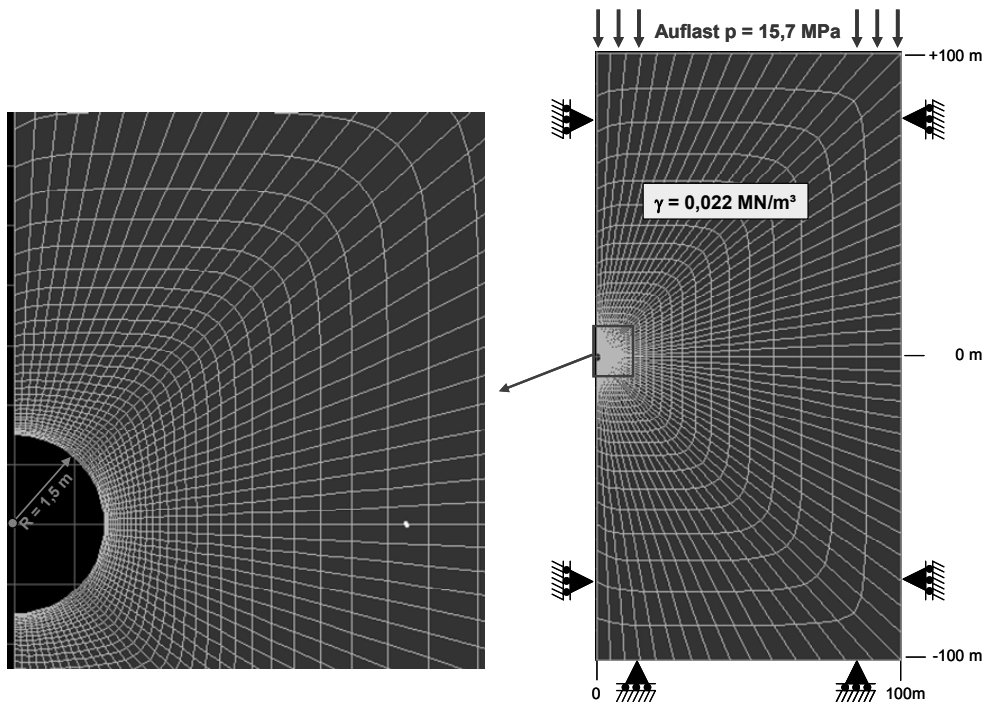


Abbildung 6.5: Maschinenstrecke EU1 – Berechnungsmodell und Randbedingungen

Die Modellberechnung wurde über einen Berechnungszeitraum von 35 Jahren durchgeführt, was einer Standzeit vom Jahr 1963 bis zum Jahr 1998 entspricht. Aus dem Vergleich zwischen berechneter und gemessener Streckenkonvergenzrate von $k_V^{\text{in situ}} = 1 \text{ mm/a}$ wurde durch Rückrechnung eine Erholungszeit von $t_0 = 7000 \text{ d}$ (ca. 19,2 Jahre) bestimmt, mit der die gemessene Konvergenzrate im Modell in guter Näherung nachvollzogen werden kann ($k_V^{\text{Modell}} = 1,1 \text{ mm/a}$).

Gleiches gilt auch für die berechnete Minimalspannungsverteilung in der Streckenumgebung (Abb. 6.6). Die Ausdehnung der Entlastungszone, die sich um die Strecke entwickelt und die Spannungsabminderung in deren Bereich sind standzeitabhängig. Nach einer Standzeit von 35 Jahren ist die Minimalspannung deshalb etwas stärker abgemindert als nach einem Jahr

Standzeit. Ebenso dehnt sich die Entlastungszone weiter in das Gebirge hinein aus. Dieser Zusammenhang zwischen Standzeit und Relaxation wird vom Berechnungsmodell plausibel und, wie der Vergleich mit den In-situ-Frac-Messungen für das Jahr 1998 zeigt, realitätsnah abgebildet (Abb. 6.6).

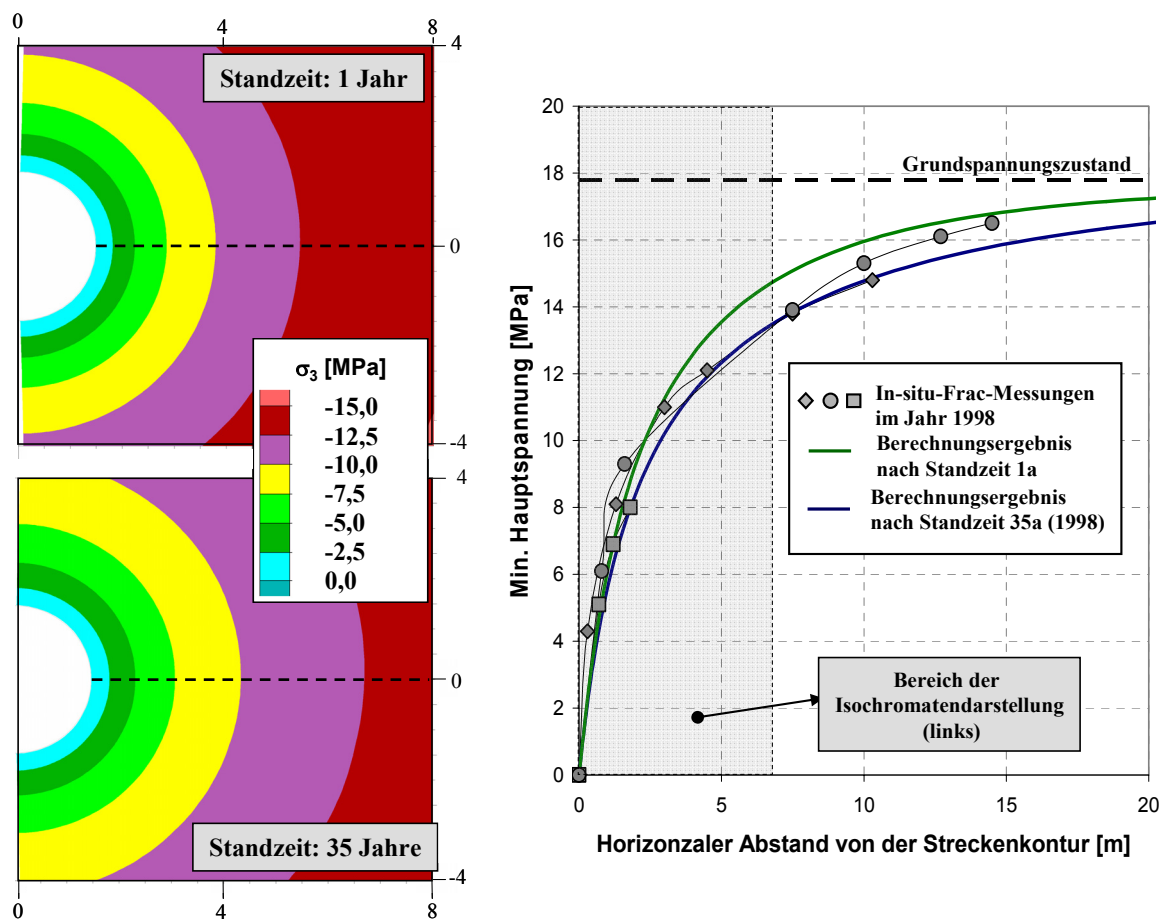


Abbildung 6.6: Vergleich zwischen In-situ-Frac-Messungen und Berechnungsergebnis (Koordinaten in m)

Auf Grund geringer Hauptspannungsdifferenzen ($\sigma_{\text{Diff}} = \sigma_1 - \sigma_3 < 10 \text{ MPa}$) im unmittelbaren Konturbereich und der schon nach wenigen Dezimetern relativ hohen Einspannung ($\sigma_3 > 1 \text{ MPa}$ – Abb. 6.6), wird auch nach einer Standzeit von 35 Jahren nur eine geringe Dilatanz von maximal $\varepsilon_{\text{Vol}} \approx 2,5\%$ im unmittelbaren Konturbereich berechnet (Abb. 6.7). Die dilatante Zone erstreckt sich nur ca. 20 cm vom Stoß in das Gebirge hinein. Dieses Berechnungsergebnis wird qualitativ durch Ultraschallmessungen am Versuchsort bestätigt (SALZER ET AL., 2000, HÄFNER ET AL., 2001). Die Auflockerungszone, die gekennzeichnet ist durch reduzierte Ultraschallwellengeschwindigkeiten, kann dazu in Abbildung 6.7 ebenfalls mit einer Einwirktiefe von ca. 20 cm abgeschätzt werden.

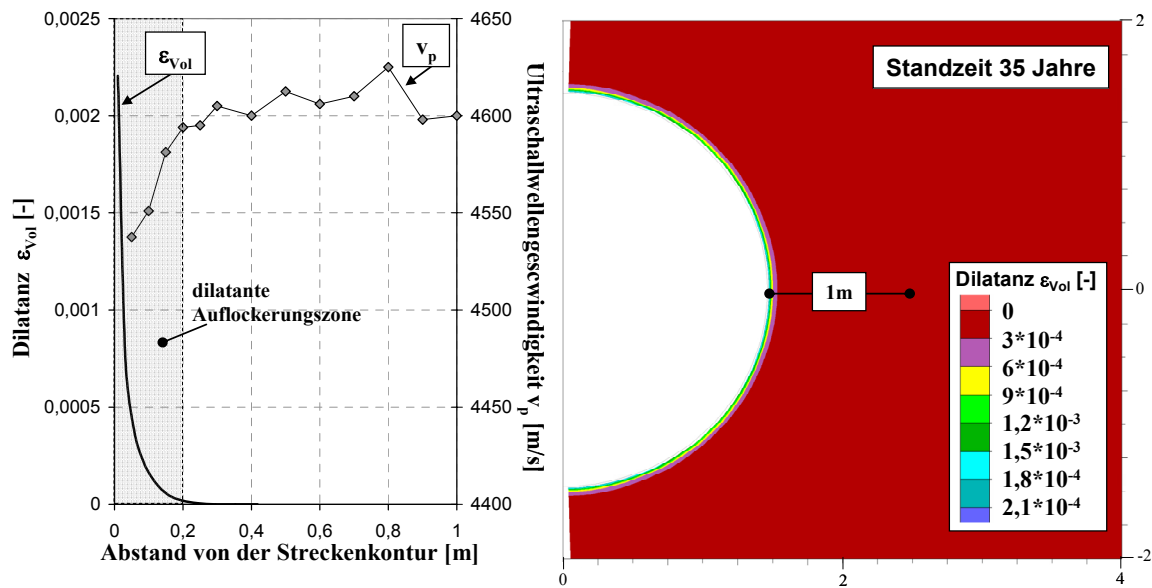


Abbildung 6.7: Berechnete und gemessene dilatante Auflockerungszone (Koordinaten in m)

Das Beispiel zeigt, dass mit dem vorgestellten erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz die zeitlich-räumliche Entwicklung der EDZ, die Größe der dilatanten Auflockerung sowie die Konvergenz und weiträumige Spannungsverteilung in der Umgebung einer untertägigen Hohlraumstruktur realitätsnah beschrieben werden kann.

6.4 Konvergenzprognose und Standsicherheitseinschätzung für den Konzertsaal im Erlebnisbergwerk der Grube „Glückauf“ Sondershausen

In der 2. Hälfte des Jahres 2000 wurde in der Nähe des Schachtes I der Grube Sondershausen ein untertägiger Konzertsaal aufgefahren, der seitdem in Nutzung ist (Abb. 6.8). Nach vollständiger Auffahrung des Konzertsaales wurde ab Mitte 2001 ein Überwachungsprogramm zur Kontrolle der Standsicherheit sowie der First- und Stoßsicherheit im Konzertsaal durchgeführt, das folgende Maßnahmen umfasst (GSES, 2001):

1. Intensive visuelle Kontrolle von Firste und Stößen.
2. Kontrolle des Zustandes des Anstehenden im Firstkonturbereich durch Fühlhakenkontrollen in Kontrollbohrlöchern.

3. Markscheiderische Einmessung der Position charakteristischer Kontrollpunkte im First- und Stoßbereich.
4. Beobachtung des Entfestigungsprozesses im Schachtsicherheitspfeiler Schacht I mittels Hydraulic Fracturing.

Diese Messungen wurden später durch Pfeilerquerdehnungs- und Konvergenzmessungen in der Umgebung des Konzertsales ergänzt. Für die Bewertung der Messergebnisse dieses Beweissicherungsprogramms wurden ergänzend auch die Ergebnisse der übertägigen Senkungsmessungen und der seismischen Überwachung einbezogen.

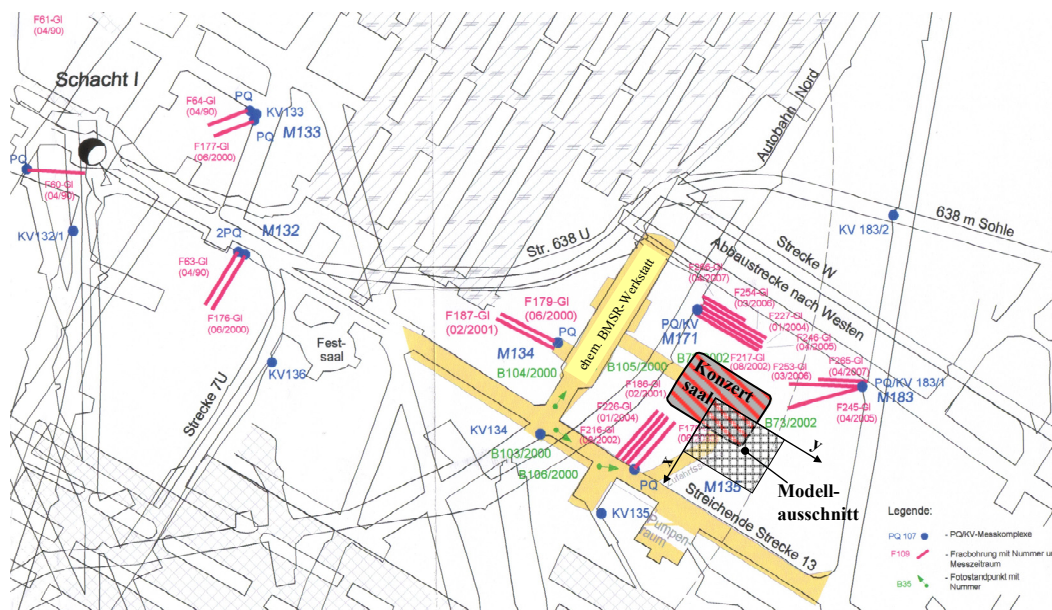


Abbildung 6.8: Lage des Konzertsales im Grubenfeld

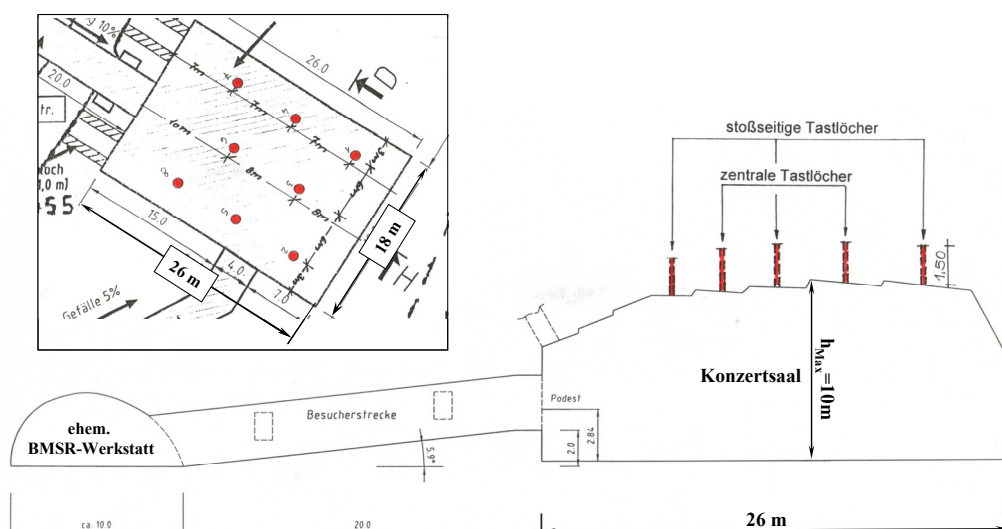


Abbildung 6.9: Aufriss und Querschnitt sowie Lage der Kontrollbohrlöcher

Die Auffahrung des Konzertsaales erfolgte gebirgsschonend mit einer Teilschnittmaschine in zwei Scheiben, wodurch ein sehr guter Zustand bezüglich der First- und Stoßsicherheit zu belegen ist. Geringfügige lokale Abschaltungen wurden im Rahmen regelmäßiger visueller Kontrollen von Firste und Stößen erkannt und durch Berauben beseitigt. Die Abbildung 6.9 zeigt einen Querschnitt durch den Konzertsaal sowie die Lage der Kontrollbohrlöcher für die Fühlhakenkontrollen (Tastlöcher).

Im Jahr 2007 wurde durch das Institut für Gebirgsmechanik GmbH Leipzig eine Konvergenzprognose und Bewertung der Standsicherheit vorgenommen, die auf einer Ersteinschätzung aus dem Jahr 1999 basiert (IfG Leipzig, 1999). Die gebirgsmechanischen Berechnungen wurden mit dem Programm FLAC^{3D}, Version 3.0 der ITASCA Consulting Group, Inc. Minneapolis USA durchgeführt.

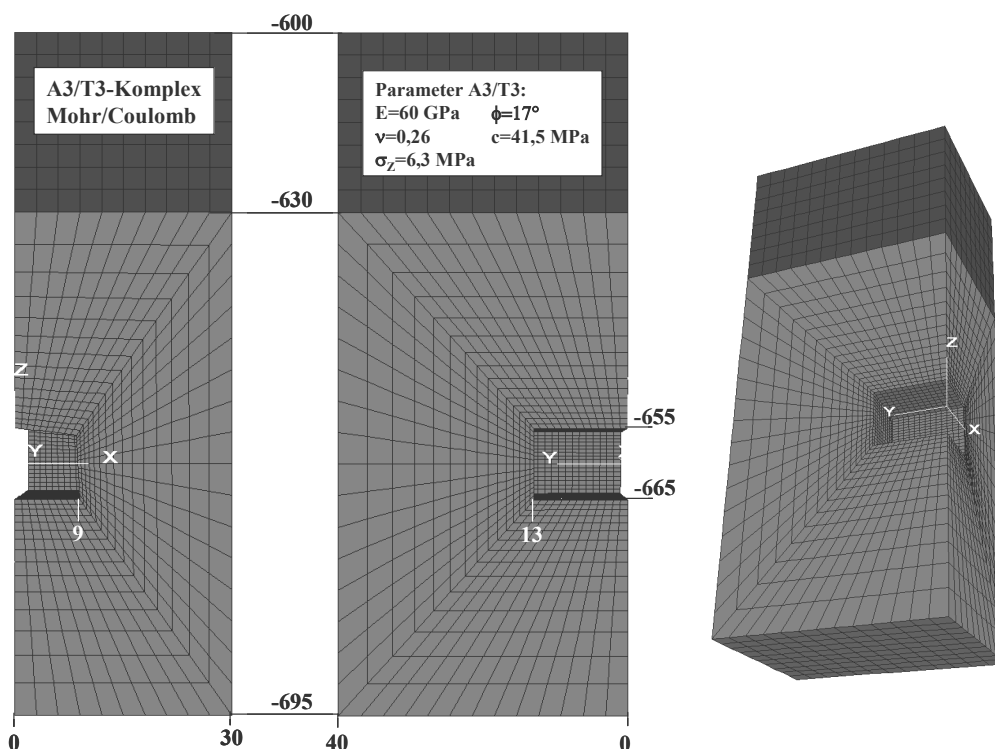


Abbildung 6.10: Aufbau des 3D-Berechnungsmodells (Koordinaten in m)

Das räumliche gebirgsmechanische Berechnungsmodell (Abb. 6.10) entspricht der Situation im Gebirgsausschnitt zwischen der streichenden Strecke 13 und der Abbaustrecke nach Westen sowie der BMSR-Werkstatt und der Durchschlagsstrecke (Abb. 6.8). Die y-Achse des

Modells stimmt mit der Richtung der streichenden Strecke 13 überein (WNW-ESE). Die x-Achse verläuft horizontal und rechtwinklig zu dieser Richtung. Die z-Achse ist vertikal ausgerichtet. Um den Rechenaufwand zu begrenzen, wurde die Hohlraumsymmetrie genutzt und lediglich ein Viertel des Gebirgsausschnittes im Modell abgebildet (Abb. 6.8). Die vertikalen Symmetrieebenen des Modells ($x = 0$ und $y = 0$) wurden in den Mittelpunkt des zu modellierenden Konzertsaaes gelegt. Das Modell hat in x-Richtung eine Erstreckung von 30 m und in y-Richtung von 40 m. Der Konzertsaal befindet sich in einer Teufe von 665 m und besitzt eine maximale Höhe von 10 m. Die Gesamthöhe des Modells beträgt 95 m und erfasst den Teufenbereich zwischen 600 m bis 695 m. Der Konzertsaal wird als 26 m langes und maximal 18 m breites Prisma abgebildet, wobei der Querschnitt in der x-z-Ebene dem maximalen Querschnitt der projizierten Hohlraumkontur entspricht. Die Abtreppungen in y-Richtung werden nicht berücksichtigt.

Der modellierte Gebirgsausschnitt umfasst im Hangenden die Schichten des Grauen Salztons und des Hauptanhydrits (A3/T3-Komplex) im Teufenbereich von 600 m bis 630 m, die mit einem Mohr-Coulomb-Modell beschrieben werden (Abb. 6.10). Unterhalb von 630 m werden alle anstehenden Salzvarietäten (Hartsalz, Decksalz, und Steinsalz) vereinfachend als Staßfurt-Steinsalz zusammengefasst und mit dem erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz beschrieben. Die Modellbasis liegt 30 m unter der Konzertsaalsole (665 m) in der unteren Zone des Staßfurt-Steinsalzes.

Die gebirgsmechanische Berechnung wurde mit dem in Kapitel 5 vorgestellten Parametersatz für Staßfurt-Steinsalz durchgeführt. Für die Rückrechnung der gemessenen Firstabsenkung (Abb. 6.11) ergab sich eine Erholungszeit t_0 von 2300 Tagen (6,3 Jahre). Der Unterschied zu der im Modell EU1 verwendeten Erholungszeit von $t_0 = 7000$ d (vorangegangenes Kapitel) kann damit erklärt werden, dass die Modellanpassung für die EU1 über einen Zeitraum von 35 Jahren erfolgte, wogegen für den Konzertsaal Senkungsmessungen nur über einen Zeitraum von 6 Jahren vorlagen, an denen das Modell angepasst werden konnte. Es ist denkbar, dass sich in situ nach 6 Jahren noch keine vollständigen stationären Verhältnisse eingestellt haben und die Konvergenzraten zukünftig noch abnehmen werden. Der Übergang ins stationäre Verhalten würde sich dann zeitlich nach hinten verschieben, was bedeutet, dass die Erholungszeit, über einen längeren Berechnungszeitraum betrachtet, größer wäre als die angegebenen 2300 Tage.

Zusätzlich hat auch das unterschiedliche gebirgsmechanische Umfeld einen Einfluss auf das beobachtete Konvergenzverhalten. Während der Konzertsaal im Randbereich großer Abbaufelder mit intensiver Durchbauung liegt, deren Konvergenz und die damit verbundenen Spannungsumlagerungen sich auf das Verhalten des Konzertsaales auswirken, befindet sich dagegen die Maschinenstrecke EU1 in einem weitgehend ungestörten gebirgsmechanischen Umfeld. Die daraus resultierenden Unterschiede im Spannungsfeld beeinflussen das Konvergenzverhalten. Das gemessene In-situ-Verhalten hängt deshalb nicht allein von den Gesteinseigenschaften ab, sondern es wird immer auch von dem standortspezifischen gebirgsmechanischen bzw. bergbaulichen Umfeld beeinflusst. Die Anpassung der Modellrechnungen an das gemessene In-situ-Verhalten erfolgt im erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz über die Erholungszeit t_0 , die im Stoffmodell kristallphysikalisch begründet ist, die aber auch die Funktion eines In-situ-Anpassungsparameters besitzt.

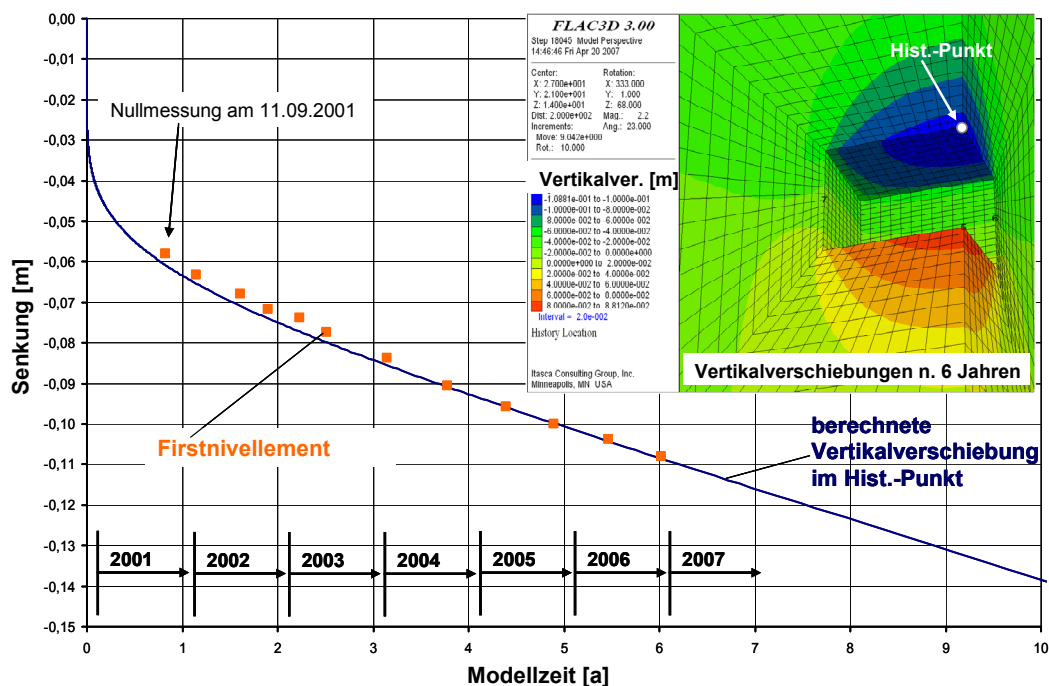


Abbildung 6.11: Berechnete Vertikalverschiebungen und Vergleich mit den Ergebnissen des Firstnivelements

Bis zur Nullmessung am 11.09.2001 wird der größte Teil der transienten Kriechphase realisiert. Für die Firstabsenkungen werden zum Zeitpunkt der Nullmessung bereits 5,8 cm berechnet. Für die letzte Wiederholungsmessung (11/2006) erreicht die Senkungsrate einen Wert von ca. $8 \frac{\text{mm}}{\text{a}}$. Dieser ist bereits im Wesentlichen der stationären Kriechphase zuzuord-

nen. Deshalb verringert sich in den folgenden Jahren die Senkungsrate nur noch unwesentlich auf $7,5 \text{ mm/a}$ nach 20 Jahren und auf $6,9 \text{ mm/a}$ nach 100 Jahren. Nach einer Standzeit von 100 Jahren beträgt die berechnete Firstabsenkung ca. 77 cm (Abb. 6.12).

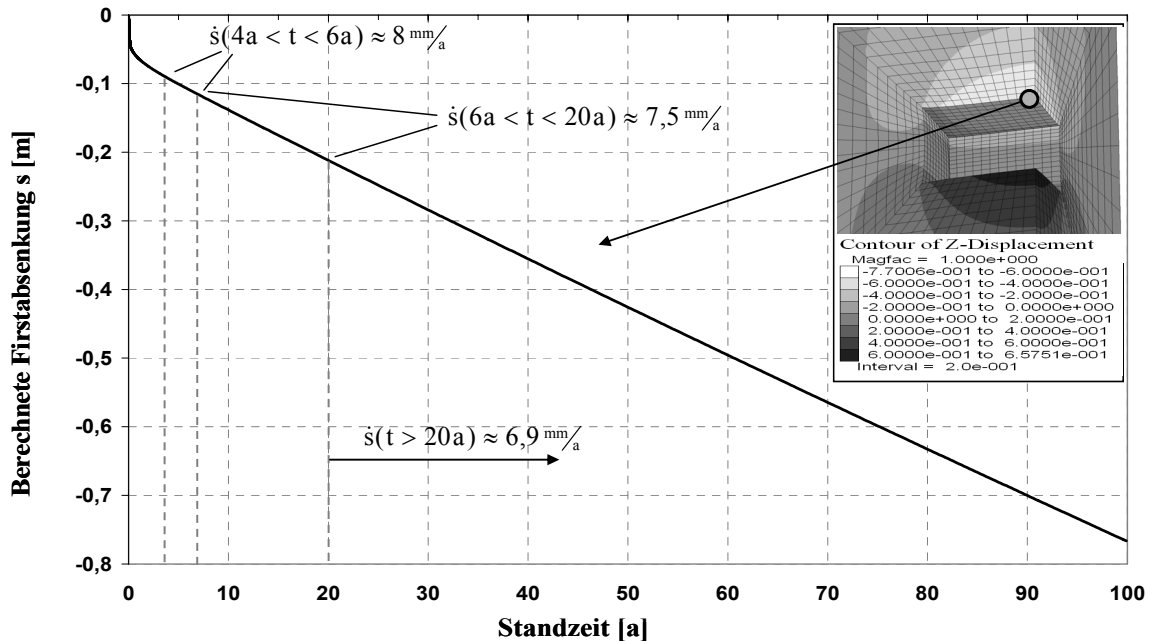


Abbildung 6.12: Prognose der Firstverschiebung für eine Standzeit von 100 Jahren

Mit dem erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz ist es möglich, die Bereiche, in denen die Dilatanzgrenze verletzt ist, auszuweisen. Für das Festigkeitsverhalten eines Gebirgselementes ist dabei aber nicht alleine die Verletzung der Dilatanzgrenze sondern die Größe der über die Standzeit akkumulierte Volumendilatanz bzw. Schädigung ausschlaggebend. Aus einaxialen Festigkeitsversuchen lässt sich in etwa abschätzen, dass für einaxial belastete bzw. gering eingespannte Bereiche erst bei Auflockerungen in der Größenordnung von $\varepsilon_{\text{Vol}} > 1\%$ und Kriechdeformationen $\varepsilon_{\text{cr}} > 5\%$ (Bruchdeformation im einaxialen Festigkeitsversuch) mit entfestigendem Verformungsverhalten gerechnet werden muss.

Für den Ist-Zustand (Jahr 2007) werden maximale Auflockerungen im Konturbereich von bis zu 0,4 % errechnet, die weit unter einem kritischen Wert liegen. Dieses Ergebnis entspricht den Beobachtungen in situ, wo bisher nur geringfügige Abschaltungen an der Firste im Bereich der Abtreppungen und keinerlei Rissbildung im Anstehenden durch Fühlhakenkontrollen festgestellt wurden. Auch nach einer Standzeit von 100 Jahren bleiben Zonen, in denen

die Dilatanzgrenze verletzt ist, auf den unmittelbaren Konturbereich begrenzt. Über den gesamten Berechnungszeitraum von 100 Jahren summiert sich die Volumendilatanz nun aber bis auf Werte von $\varepsilon_{\text{vol}} \approx 1\%$. Da auch die berechneten Kriechdeformationen im konturnahen Bereich größer als $\varepsilon_{\text{cr}} > 5\%$ sind (Abb. 6.13), muss bei Standzeiten in dieser Größenordnung mit Abschaltungen im Konturbereich des Konzertsaales gerechnet werden.

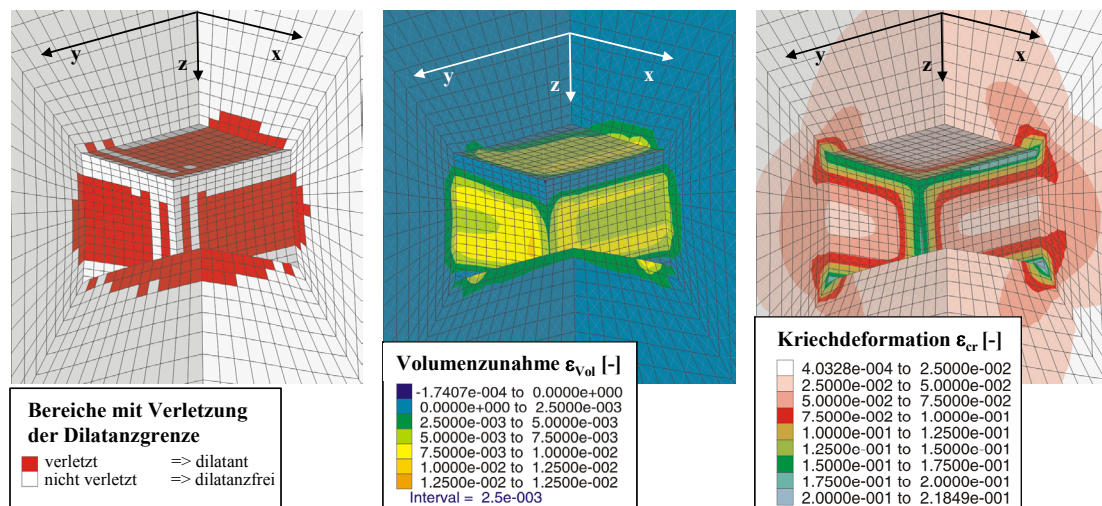


Abbildung 6.13: Geschädigte dilatante Zonen und Kriechverformung nach einer Standzeit von 100 Jahren

6.5 Modellierung einer Kammer-Pfeiler-Situation

Im Gewinnungsbergbau ist die Reduzierung von Abbauverlusten aus ökonomischen Gründen ein wichtiger Faktor für die Abbauplanung. Tragelemente, wie Pfeiler und Schweben, werden daher oft schlank gebaut, so dass deren Standsicherheit maßgeblich durch standzeitbedingte Schädigungsprozesse bestimmt wird. Für die Einschätzung der Standsicherheit von Tragelementen bzw. der Ableitung von Sicherungsmaßnahmen, ist deshalb eine realitätsnahe Prognose der Schädigungsentwicklung entscheidend.

Da im erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz die Dilatanzberechnung abhängig von der spezifischen Formänderungsarbeit erfolgt, ergibt sich bei einer konstanten Pfeilerbelastung ein standzeitabhängiges Tragverhalten. Am Beispiel eines schlanken Langpfeilers wird dieses für drei verschiedene Teufenlagen (bzw. Pfeilerbelastung) untersucht. Die Modellierung bildet dabei keine explizite In-situ-Situation ab, die gewählte Pfeilergeometrie ist aber im Ge-

winnungsbergbau anzutreffen. Analog zu den beiden bisherigen Beispielen wird für das Stoffverhalten der für Staßfurt-Steinsalz (Sondershausen) bestimmte Parametersatz (Kapitel 5) zugrunde gelegt.

Pfeilerbreite und -höhe sowie die Kammerbreite betragen jeweils $h_{pf} = b_{pf} = b_K = 20\text{ m}$. Der Pfeiler wird als Einzelpfeiler unter Ausnutzung der Symmetrie mit jeweils einer halben Kammerbreite und einer halben Pfeilerbreite modelliert. Die Gesamtmodellhöhe beträgt 200 m (Abb. 6.14). Aus dem Verhältnis zwischen Pfeilerbreite b_{pf} und Pfeilerhöhe h_{pf} ergibt

sich das Pfeilerschlankheitsmaß α mit einem Wert von $\alpha = \frac{b_{pf}}{h_{pf}} = 1$. Je kleiner der Wert

von α ist, desto schlanker ist die Pfeilergeometrie. Um den belastungsabhängigen Einfluss der Schädigung auf das Pfeilertragverhalten zu untersuchen, wird der Modellpfeiler in drei unterschiedlichen Teufenlagen modelliert, die durch eine entsprechende Auflast p an der Modelloberkante simuliert werden (Abb. 6.14). Die mittlere Pfeilerbelastung berechnet sich aus der primären Vertikalspannung multipliziert, mit dem Lastfaktor des Pfeilers, der sich für Langpfeiler aus dem Verhältnis zwischen Systembreite und Pfeilerbreite ergibt und für die

gegebene Kammer- Pfeilergeometrie einen Wert von $L_F = \frac{b_{pf} + b_K}{b_{pf}} = 2$ besitzt.

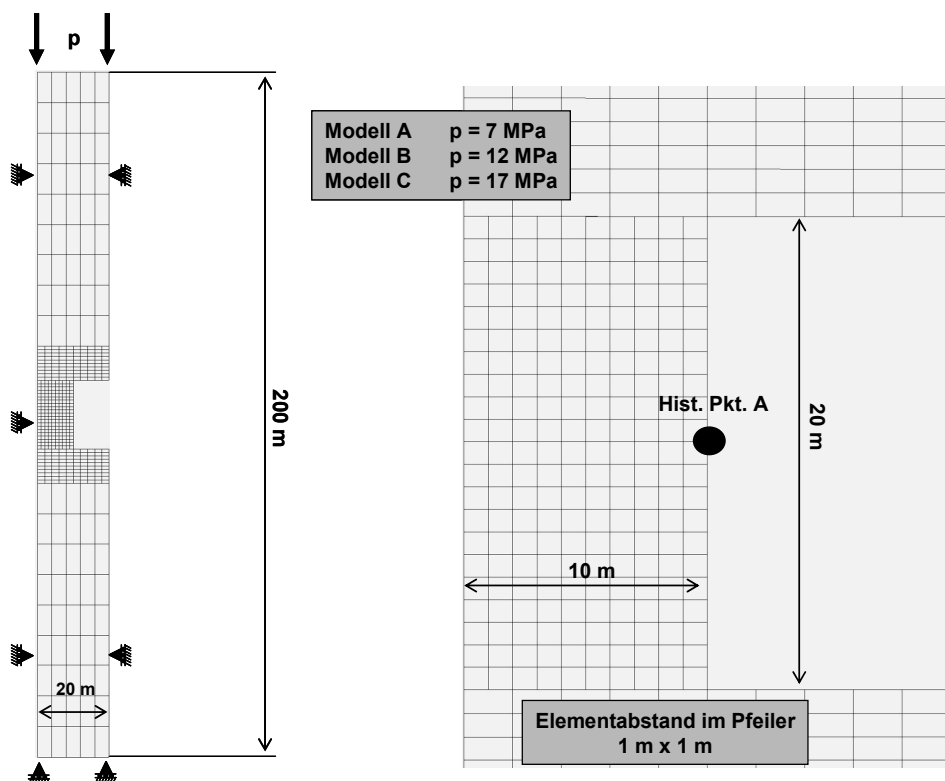


Abbildung 6.14: Modellaufbau des ebenen Berechnungsmodells

Modell A: Auflast $p = 7 \text{ MPa}$

Teufe Modelloberkante $z = 320 \text{ m}$, mit mittlerer Wichte von $\gamma_G = 0,022 \frac{\text{MPa}}{\text{m}}$

resultierende mittlere Pfeilerbelastung: $\bar{\sigma}_{\text{Pf}} = L_F \cdot (p + \gamma_G \cdot 100 \text{ m}) = 18,4 \text{ MPa}$

Modell B: Auflast $p = 12 \text{ MPa}$

Teufe Modelloberkante $z = 545 \text{ m}$, mit mittlerer Wichte von $\gamma_G = 0,022 \frac{\text{MPa}}{\text{m}}$

resultierende mittlere Pfeilerbelastung: $\bar{\sigma}_{\text{Pf}} = L_F \cdot (p + \gamma_G \cdot 100 \text{ m}) = 28,4 \text{ MPa}$

Modell C: Auflast $p = 17 \text{ MPa}$

Teufe Modelloberkante $z = 770 \text{ m}$, mit mittlerer Wichte von $\gamma_G = 0,022 \frac{\text{MPa}}{\text{m}}$

resultierende mittlere Pfeilerbelastung: $\bar{\sigma}_{\text{Pf}} = L_F \cdot (p + \gamma_G \cdot 100 \text{ m}) = 38,4 \text{ MPa}$

Modell A: Auflast $p = 7 \text{ MPa}$

Unmittelbar nach der Belastung stellt sich im Pfeiler ein Spannungszustand ein, der aus der elastischen Sofortreaktion resultiert. Entsprechend der Pfeilerdimensionierung liegt die berechnete Maximalspannung σ_1 fast im gesamten Pfeilerquerschnitt im Bereich der theoretischen mittleren Pfeilerspannung von $\bar{\sigma}_{\text{Pf}} = 18,4 \text{ MPa}$. Die Pfeilerkontur ist dagegen aufgrund der elastischen Pfeilerquerdehnung bereits etwas entlastet (Abb. 6.15 – rechtes Bild).

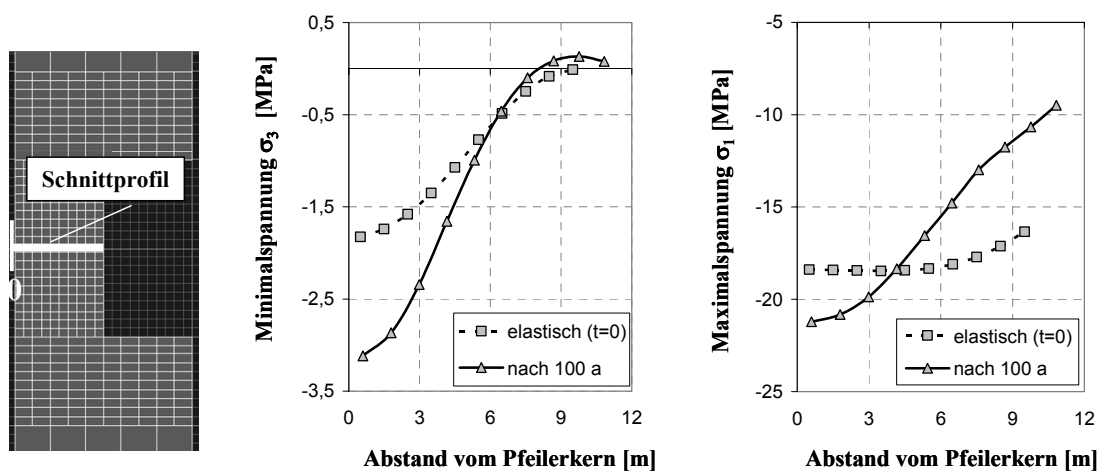


Abbildung 6.15: Berechnete Spannungsverteilung in Pfeilermitte elastisch und nach einer Standzeit von 100 a (Druck negativ/ Zug positiv)

Die berechnete minimale Druckeinspannung σ_3 im Pfeilerkern, die im Wesentlichen der Horizontalspannung σ_{xx} entspricht, beträgt zum Zeitpunkt $t=0$ ca. $\sigma_3 = 1,8\text{MPa}$ (Abb. 6.15 – mittleres Bild). Damit wirkt im elastischen Zustand eine Differenzspannung von ca. $\sigma_{\text{Diff}} = 16,6\text{MPa}$ im Pfeilerkern. Da diese nur geringfügig über der Dilatanzgrenze σ_{Dil} liegt, ist die plastische Volumenzunahme gering und wird durch die elastische Volumenkompaktion überlagert, wodurch die Gesamtvolumenänderung negativ ist (Abb. 6.16). Durch das Kriechen wächst die Minimalspannung und damit auch das Niveau der Dilatanzgrenze im Pfeilerinneren an, so dass nach einer Standzeit von 100 Jahren für den Pfeilerkern eine Einspannung von ca. $\sigma_3 \approx 3,3\text{MPa}$ berechnet wird (Abb. 6.15 - mittleres Bild). Daraus folgt für die Dilatanzgrenze ein Wert von $\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}} \approx 18\text{MPa}$ (vgl. Abschnitt 5.4 Abb. 5.9), dem eine wirkende Spannungsdifferenz von ca. $\sigma_{\text{Diff}} = 17,7\text{MPa}$ gegenübersteht, so dass keine Schädigungen entstehen.

Infolge der standzeitabhängigen Pfeilerquerdehnung wird die Minimalspannung in Nähe der Pfeilerkontur abgesenkt, wobei auch Zugspannungen auftreten können. Im Bereich verminderter Einspannungen entstehen mit zunehmender Standzeit Schädigungen, die aber mit einer Größenordnung von wenigen Prozent auf einen konturnahen Bereich beschränkt bleiben (Abb. 6.16 – mittleres Bild). Das Pfeilerinnere verformt sich weiterhin schädigungsfrei. In diesem Zusammenhang ist auch der nahezu identische Verlauf von Pfeilerstauchung und -querdehnung (Abb. 6.16 – rechtes Bild) Ausdruck des geringen Schädigungseinflusses auf die Verformung des Tragelementes. Der untersuchte Modellpfeiler A kann deshalb langfristig als standsicher eingeschätzt werden.

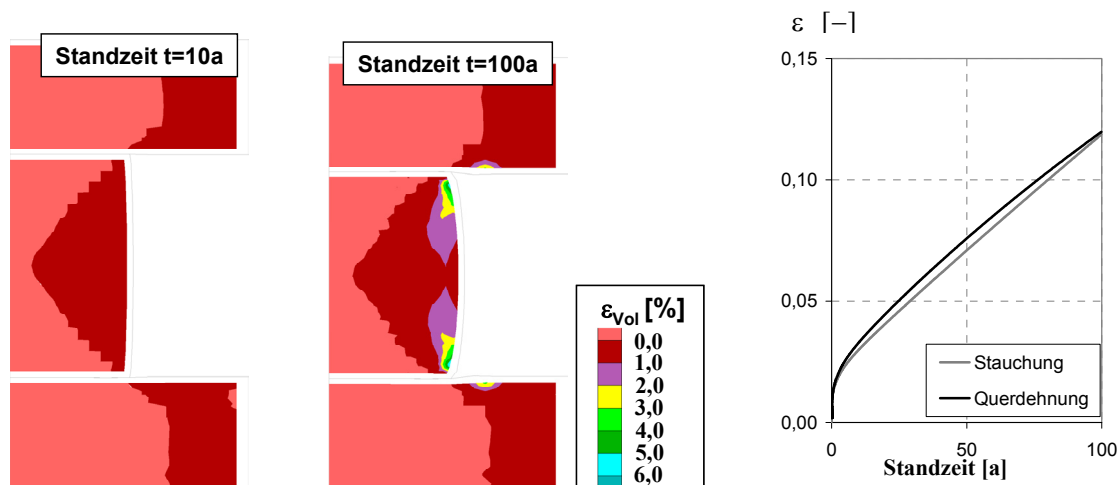


Abbildung 6.16: Berechnete Dilatanzentwicklung und Verformung für den Modellpfeiler A

Modell B: Auflast $p = 12 \text{ MPa}$

Direkt nach der Pfeilererstellung beträgt die maximale Pfeilerbelastung σ_1 zwischen 29 MPa im Pfeilerkern und ca. 25 MPa am Pfeilerrand. Im Inneren liegt die Minimalspannung bei $\sigma_3 \approx 2,8 \text{ MPa}$, woraus eine Spannungsdifferenz von $\sigma_{\text{Diff}} = 26,2 \text{ MPa}$ folgt (Abb. 6.17 - mittleres Bild). Da die Dilatanzgrenze etwa einen Wert von $\sigma_{\text{Dil}} \approx 17 \text{ MPa}$ besitzt (bei 2,8 MPa Einspannung - vgl. Abschnitt 5.4 Abb. 5.9), treten von Anfang an auch im Pfeilerkern schädigungsinduzierte Verformungen auf. Durch viskose Spannungsumlagerungen wächst in der Folge die Einspannung im Pfeilerinneren bis auf 5 MPa nach einer Standzeit von 10 Jahren an (Abb. 6.17), wodurch auch die Dilatanzgrenze bis auf ca. 22 MPa mit angehoben wird. Dadurch entwickelt sich die Schädigung im Pfeilerinneren mit degressiver Tendenz, so dass die akkumulierte Gesamtschädigung im Pfeilerinneren auf ein geringes Maß begrenzt bleibt.

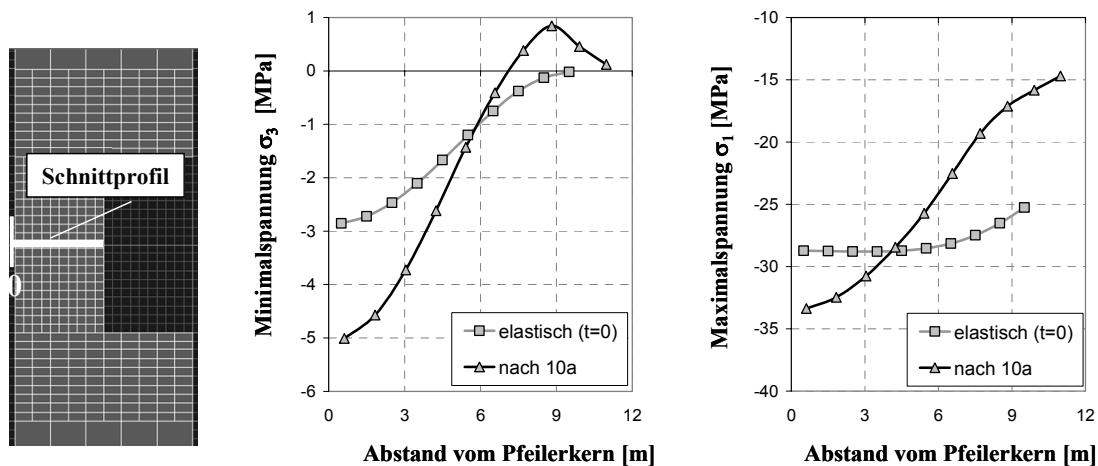


Abbildung 6.17: Spannungsumverteilung in Pfeilermitte elastisch und nach einer Standzeit von 10 Jahren (Druck negativ/ Zug positiv)

Im konturnahen Bereich erfolgt dagegen eine starke Einspannungsentlastung, bis hin zum Auftreten von Zugspannungen. Innerhalb dieser Entlastungszone, die ca. 3 m in den Pfeiler hinein reicht (Abb. 6.17), entwickeln sich mit zunehmender Standzeit schädigungsinduzierte Volumendehnungen, die bereits nach 10 Jahren eine Größenordnung von mehreren Prozent erreichen. Nach einer Standzeit von 21 Jahren entsteht daraus eine konturnahe Risszone, die eine dilatante Auflockerung von mehr als 10% besitzt und aus der sich nach einer Standzeit von 22 Jahren ein Konturbruch entwickelt (Abb. 6.18).

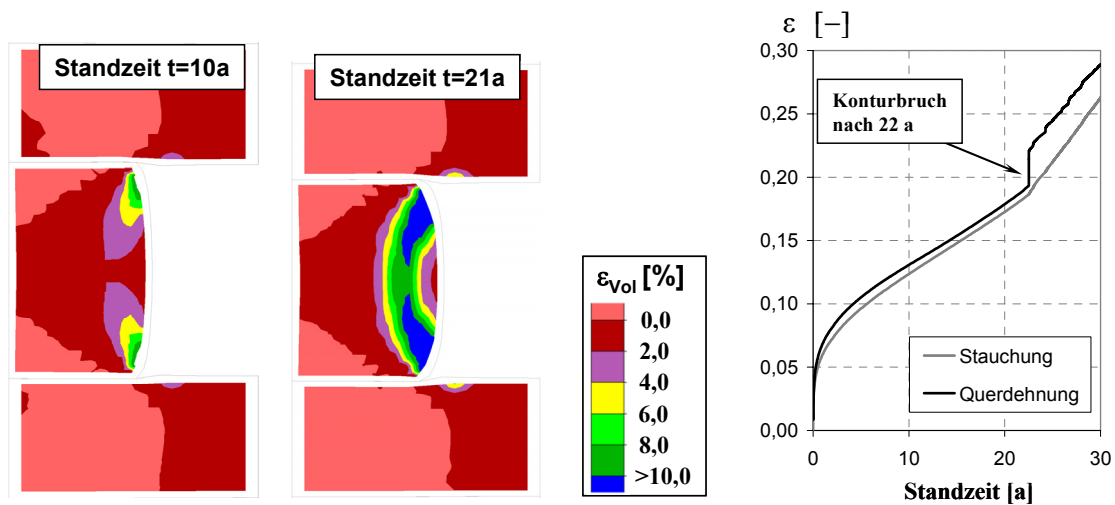


Abbildung 6.18: Berechnete Dilatanzentwicklung und Verformung für den Modellpfeiler B

Mit dem Konturbruch kommt es zu einem sprunghaften Anstieg der Pfeilerquerdehnung um ca. 3% (Abb. 6.18 – rechtes Bild). Indem sich die Pfeilerkontur durch Bruch und Entfestigung der Belastung entzieht, reduziert sich die tragende Pfeilerfläche. Dadurch findet eine Lastumverlagerung zum Pfeilerkern hin statt, wodurch die Belastung im Pfeilerinneren nach dem Bruch um ca. 3 MPa ansteigt (Abb. 6.19 - rechtes Bild). Dieser Belastungsanstieg führt nachfolgend zu einer beschleunigten Pfeilerstauchung (Abb. 6.18). Da aber gleichzeitig auch die minimale Druckeinspannung im Pfeilerkern um ca. 1,5 MPa ansteigt (Abb. 6.19 - mittleres Bild), erfolgt keine fortschreitende Entfestigung des nur gering geschädigten Pfeilerkerns. Mit zunehmender Standzeit stantzt sich der Pfeiler immer mehr in die Firste und das Liegende ein, was sich zusätzlich stabilisierend auswirkt. Aus diesen Gründen wird für den Modellpfeiler B kein kollapsartiges Versagen berechnet, dennoch kann aufgrund der Dilatanzentwicklung nur eine begrenzte Standzeit in der Größenordnung von zwei Jahrzehnten angegeben werden, bevor Bruchvorgänge zu einer beschleunigten Stauchung führen.

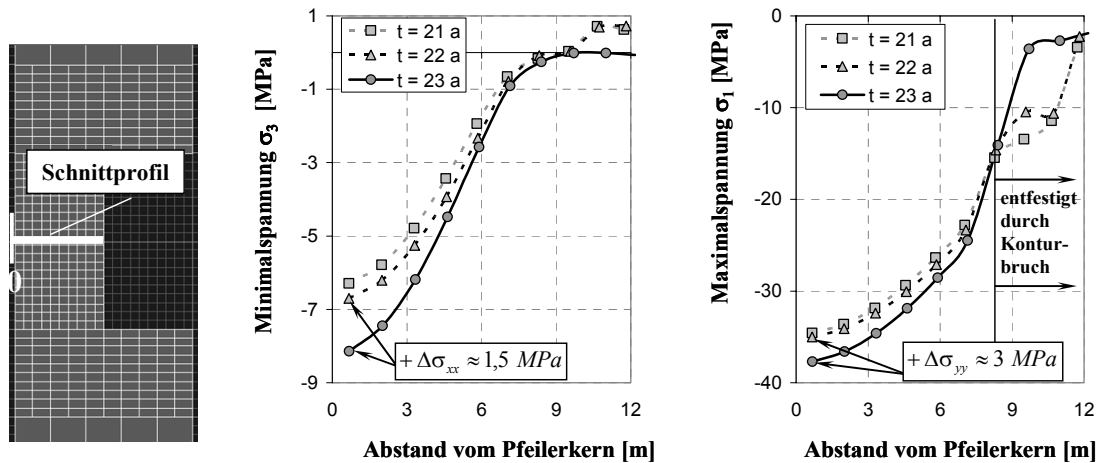


Abbildung 6.19: Konturentfestigung und Spannungsumverteilung infolge des Bruchereignisses nach 22 Jahren Standzeit (Druck negativ/ Zug positiv)

Modell C: Auflast $p = 17 \text{ MPa}$

Die aus der Primärspannung und der Pfeilergeometrie resultierende mittlere Pfeilerspannung beträgt für den Modellpfeiler C $\bar{\sigma}_{\text{Pf}} = 38,4 \text{ MPa}$. Diese Belastung entspricht in etwa der für einen Manteldruck von $\sigma_3 = 0,5 \text{ MPa}$ im Triaxialversuch ermittelten Bruchfestigkeit von Staßfurt-Steinsalz. Direkt nach der Pfeilererstellung ist die Minimalspannung infolge der elastischen Sofortreaktion in einem ca. 2,5 m breiten Konturbereich unter $0,5 \text{ MPa}$ abgesenkt. Ein Vergleich zwischen der wirkenden Maximalspannung σ_1 mit der triaxialen Bruchfestigkeit σ_1^{Max} , die von der Minimalspannung abhängig ist, zeigt, dass dadurch die Pfeilerkontur bis zu einer Tiefe von ca. 2,5 m von Anfang an überlastet ist (Abb. 6.20- $\sigma_1 > \sigma_1^{\text{Max}}$). Dadurch wird ein Entfestigungsprozess initiiert, durch den sich der überbeanspruchte Pfeilerrandbereich zügig um etwa 12 MPa der Belastung entzieht, während die Pfeilerbelastung in der Pfeilermitte um 7 MPa ansteigt (Abb. 6.21).

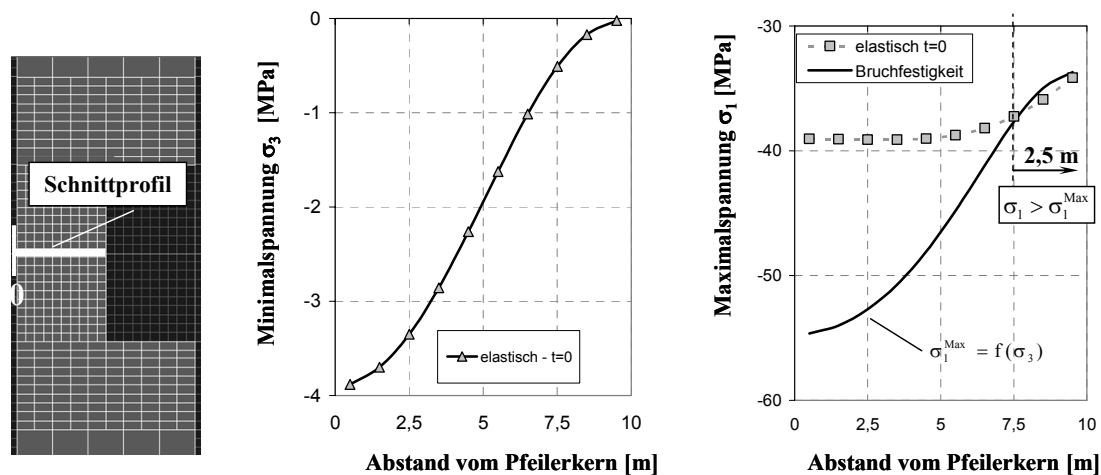


Abbildung 6.20: Elastische Spannungsverteilung entlang des Schnittprofils und Bruchfestigkeit $\sigma_1^{\text{Max}} = f(\sigma_3)$

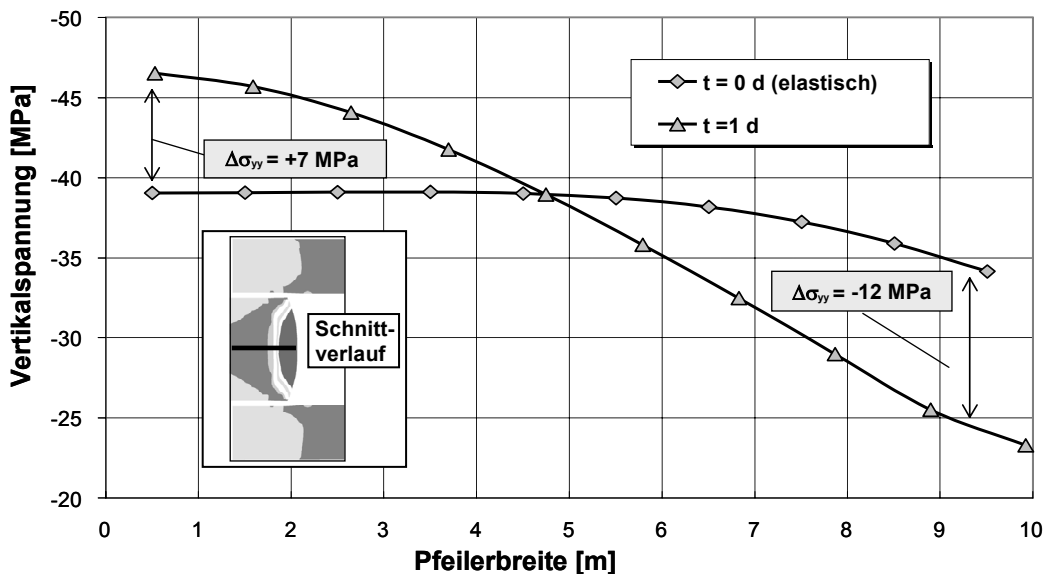


Abbildung 6.21: Spannungsumverteilung infolge Konturentfestigung - Modellpfeiler C nach 1 Tag Standzeit

Durch die hohe Belastung beträgt die Pfeilerstauchung nach einer Standzeit von 10 Tagen bereits $\Delta \varepsilon_{\text{pf}} \approx 5,5\%$, was einer Absenkung der Pfeileroberkante von ca. 1,1 m bzw. 11 cm pro Tag entspricht. Für praktische Belange ist die Pfeilerdimensionierung damit für die aufgeprägte Belastung ungeeignet. Dies zeigt auch das im Folgenden berechnete Bruch- und Entfestigungsverhalten.

Nach ca. 45 Tagen beginnt sich ein zur Kontur parallel orientierter Riss zu entwickeln. Die von der Standzeit abhängige Rissentwicklung zeigen die Abbildungen 6.22 und 6.23.

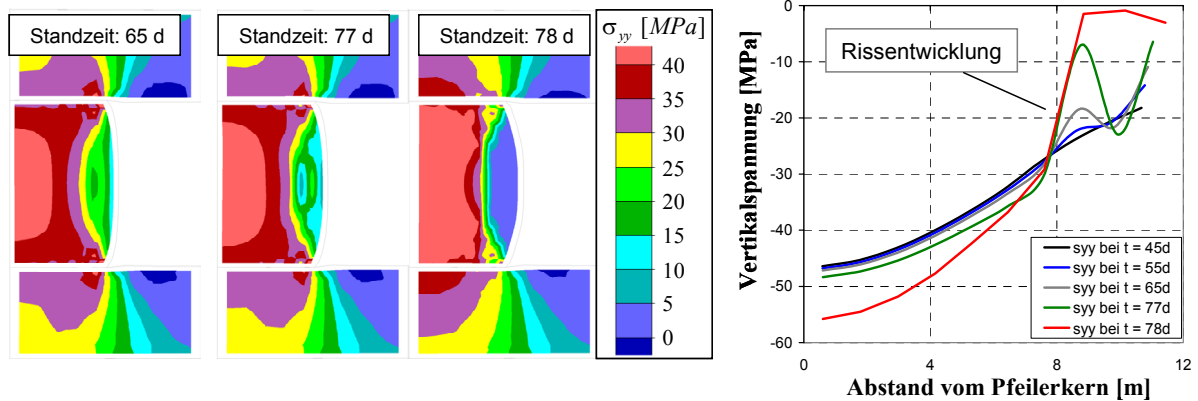


Abbildung 6.22: Entlastung der Risszone und Spannungsumlagerung nach dem Konturbruch

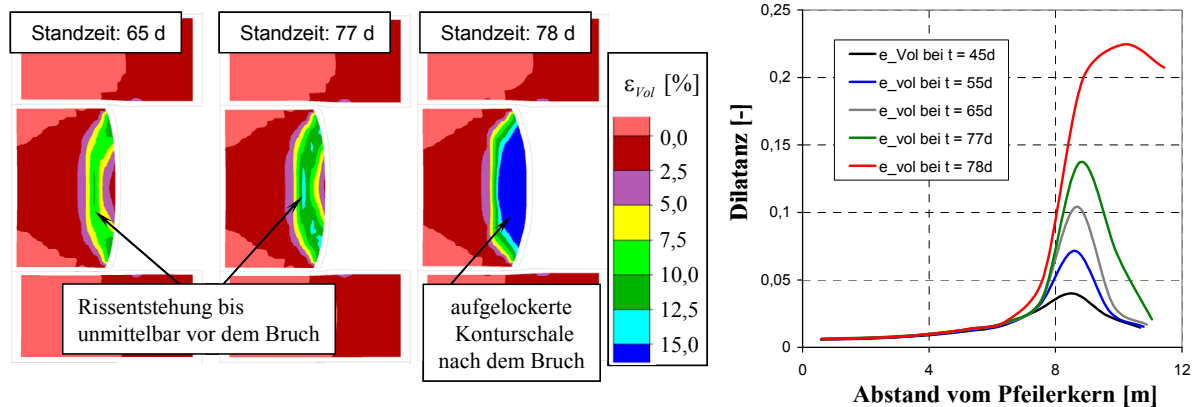


Abbildung 6.23: Dilatante Auflockerung im Riss- und Bruchbereich

Gut zu erkennen ist, wie sich der Rissbereich immer mehr der Belastung entzieht (Abb. 6.22), was mit einer starken Zunahme der Volumendehnung einhergeht (Abb. 6.23). Die Spannung wird zunächst auf die Rissufer umgelagert, wo sie mit der Zeit weiter ansteigt. Das führt nach einer Standzeit von 77 Tagen zu einer Überlastung der Rissufer, wodurch ein Konturbruch ausgelöst wird, der mit einer schlagartigen Zunahme der Pfeilerquerdehnung um ca. 4% verbunden ist. Die Bruchmassen werden dabei aufgelockert und vollständig entlastet, was zu einer weiteren deutlichen Zunahme der Belastung im Pfeilerkern auf $\sigma_{yy} \approx 56$ MPa führt (Abb. 6.22). Durch die höhere Belastung im Pfeilerkern steigt die Pfeilerstauchungsrate weiter an (Abb. 6.24). Nach dem Konturbruch wird die verbleibende und bereits vorgeschädigte Pfeilerrestsubstanz infolge der höheren Belastung zunehmend geschädigt, so dass nach einer Standzeit von ca. 1,1 Jahren ein weiterer Konturbruch stattfindet (Abb. 6.24). Da der Pfeilerkern aber hoch eingespannt ist, versagt der Pfeiler nicht kollapsartig, sondern es werden per-

manente Konturabschalungen berechnet, die durch die Pfeilerstauchung immer wieder aktiviert werden und die letztlich zu einem Selbstversatz der Kammer führen.

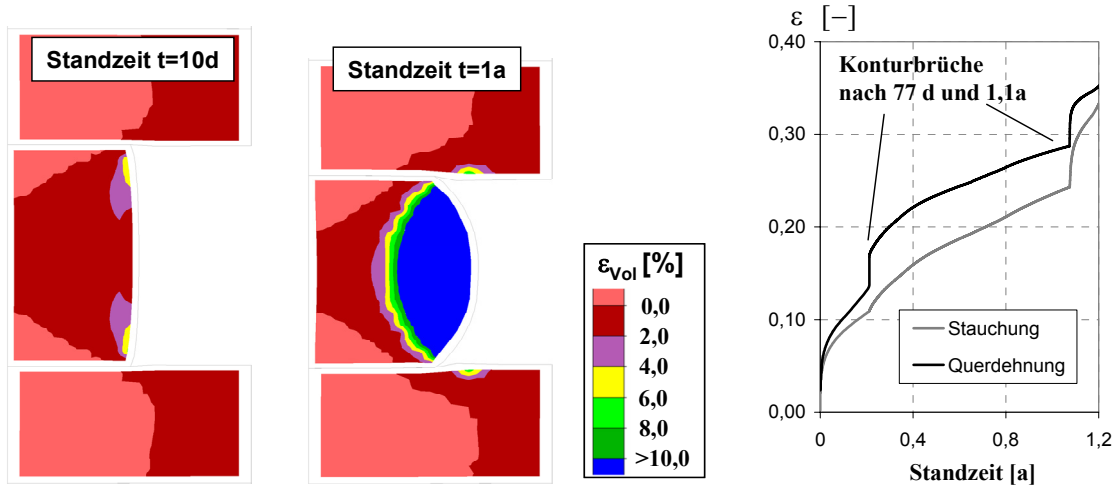


Abbildung 6.24: Berechnete Dilatanzentwicklung und Verformung für den Modellpfeiler

In einer ergänzenden Fallstudie wurde untersucht, bei welchem Schlankheitsmaß α unter der gegebenen Auflast von $p = 17 \text{ MPa}$ ein kollapsartiges Pfeilerversagen zu erwarten ist. Dazu wurde die Pfeilerhöhe h_{pf} im Pfeilermodell C dahingehend verändert, dass bei gleich bleibendem Lastfaktor ($L_F = 2$) Schlankheitsmaße von $\alpha = 0,8$ ($h_{pf} = 25 \text{ m}$) und $\alpha = 0,66$ ($h_{pf} = 30 \text{ m}$) abgebildet werden.

Bei einem Schlankheitsmaß von $\alpha = 1$ steigt die Effektivspannung σ_{eff} im Pfeilerkern nach dem Konturbruch zunächst an. Der Einspannungszustand im Pfeilerkern ist aber so groß, dass im Pfeilerinneren nur relativ geringe dilatante Auflockerungen von weniger als 1% berechnet werden. Diese wachsen nach dem Konturbruch nicht weiter an, so dass es zu keiner fortschreitenden Entfestigung der restlichen Pfeilersubstanz kommt. Weitere entfestigungsbedingte Spannungumlagerungen treten deshalb nicht auf. Die Effektivspannung im Pfeilerkern bleibt auf einem Wert von maximal $\sigma_{eff} = 45 \text{ MPa}$ begrenzt, wodurch sich der Pfeiler nachfolgend annähernd stationär verformt (Abb. 6.25).

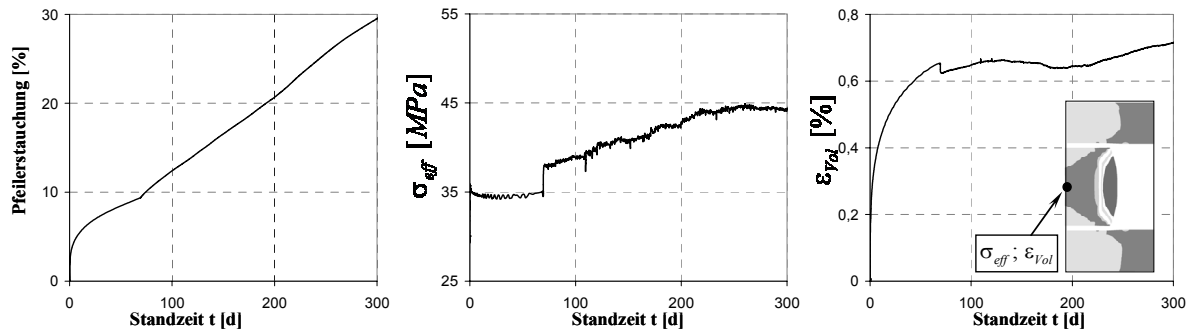


Abbildung 6.25: Modellpfeiler C mit $\alpha=1$ - Pfeilerstauchung sowie Spannungs- und Dilatanzentwicklung im Pfeilerkern

Bei einem Schlankheitsmaß von $\alpha = 0,8$ ($h_{Pf} = 25$ m) tritt der Konturbruch bereits nach ca. 9 Tagen ein. Durch die damit verbundene Konturentlastung kommt es zu einem sprunghaften Anstieg der Effektivspannung σ_{eff} im Pfeilerkern (Abb. 6.26 – mittleres Bild) und zu einer Zunahme der Stauchungsrate (Abb. 6.26 – linkes Bild). Die weitere Entwicklung der Pfeilerstauchung (im Zeitraum zwischen 10 und 20 Tagen) deutet jedoch zunächst noch nicht auf ein Totalversagen des Pfeilers hin. Da die Einspannung aufgrund der größeren Schlankheit geringer ist, findet jedoch im Gegensatz zum massigeren Pfeiler $\alpha=1$ eine fortschreitende Schädigung der Pfeilersubstanz statt, wodurch der Pfeilerkern einem zunehmend progressiven Belastungszuwachs ausgesetzt ist. Dadurch wird letztlich auch der Kernbereich zunehmend aufgelockert und entfestigt (Abb. 6.26 - rechtes Bild). Mit einer Verzögerung von ca. 12 Tagen nach dem Konturbruch wird deshalb für einen Modellpfeiler mit einem Schlankheitsmaß $\alpha = 0,8$ ein vollständiges kollapsartiges Versagen berechnet (Abb. 6.26 – linkes Bild).

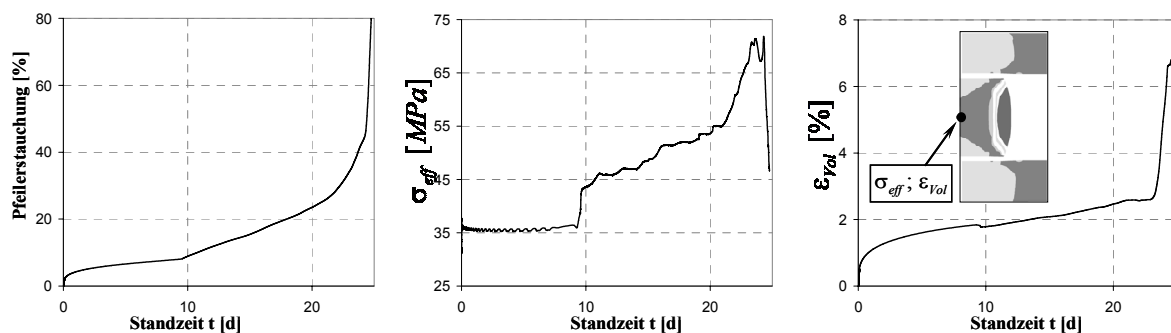


Abbildung 6.26: Modellpfeiler C mit $\alpha=0,8$ - Pfeilerstauchung sowie Spannungs- und Dilatanzentwicklung im Pfeilerkern

Wird das Schlankheitsmaß weiter auf $\alpha = 0,66$ ($h_{Pf} = 30$ m) reduziert, läuft der Konturbruch schon nach ca. 2 Tagen an und geht sofort in ein umfassendes Pfeilerversagen über. Eine zwi-

schenzeitliche Stabilisierung, wie im vorangegangenen Beispiel wird nicht berechnet. Im Pfeilerkern entsteht zügig eine Spannungsspitze von $\sigma_{\text{eff}} \approx 105 \text{ MPa}$, die zu einer umfassenden Auflockerung von $\varepsilon_{\text{Vol}} > 15\%$ und Entfestigung des Pfeilerkerns führt (Abb. 6.27).

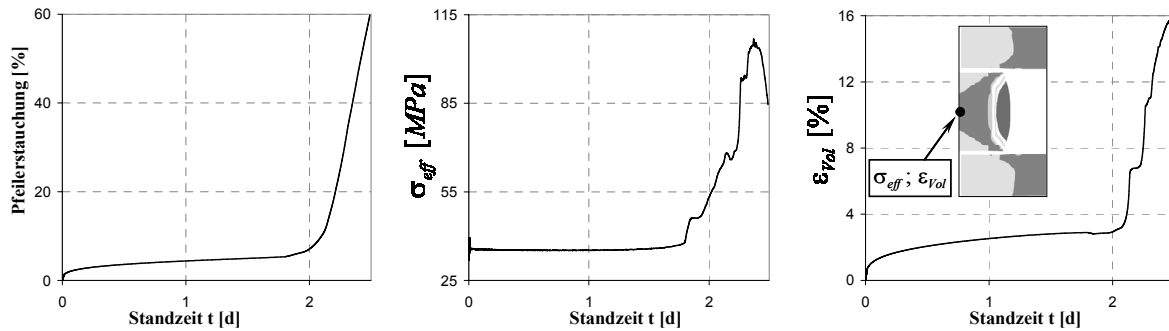


Abbildung 6.27: Modellpfeiler C mit $\alpha=0,66$ - Pfeilerstauchung sowie Spannungs- und Dilatanzentwicklung im Pfeilerkern

Diese drei Fallbeispiele verdeutlichen, dass die Stabilität von Steinsalzpfeilern stark davon abhängt, ob Spannungsumlagerungen aus geschädigten Bereichen eine fortschreitende Schädigung der noch tragfähigen Pfeilersubstanz verursachen. Das Stoffmodell gestattet hierzu einen detaillierten Einblick in die Schädigungs- und Entfestigungsprozesse, welche beim Versagen von Steinsalzpfeilern wirksam werden.

Zusammenfassung

Salzgesteine sind polykristalline Festkörper. Das Kriechen von Salzgesteinen resultiert unter praxisnahen Spannungs- und Temperaturbedingungen hauptsächlich aus Veränderungen der innerkristallinen Mikrostruktur. Abhängig von der Mikrostrukturentwicklung und den Prozessen, die diese dominieren, entwickeln sich unterschiedliche Charakteristiken des Kriechverhaltens, die phänomenologisch in drei Kriechphasen unterschieden werden:

- | | | |
|--------------------------|---------------------|-----------------------------|
| 1. primäres Kriechen: | =>Verfestigung | =>degressive Kriechnrate |
| 2. stationäres Kriechen: | =>Struktur konstant | =>konstante Kriechnrate |
| 3. tertiäres Kriechen: | =>Entfestigung | =>beschleunigte Kriechnrate |

Aus dem Zusammenwirken der unterschiedlichen, in vielen Kristallkörnern ablaufenden Mikrostrukturprozesse ergeben sich Deformation und Volumenänderung als makroskopische Kenngrößen, die im Labor und in situ messbar sind und das Gesteinsverhalten kennzeichnen.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Stoffmodell für duktile Salzgesteine vorgestellt, mit dem primäres, sekundäres und tertiäres Kriechen über einen inneren Verformungsparameter, der die Verfestigung kennzeichnet, beschrieben wird. Dieses Stoffmodell basiert auf einem von SALZER, 1993 vorgestellten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz für primäres und sekundäres Kriechen. Das in triaxialen Festigkeitsversuchen im Labor gemessene Dilatanzverhalten wird in diesen Kriechansatz integriert. In Verbindung mit einem Energiekonzept werden tertiäres Kriechen, Kriechbruch, Nachbruchverhalten und Restfestigkeit geschlossen über die Dilatanzentwicklung beschrieben. Das Dilatanzverhalten setzt oberhalb einer spannungsabhängig formulierten Dilatanzgrenze ein, die gleichzeitig auch das Restfestigkeitsniveau kennzeichnet. Aus dem verwendeten Energiekonzept resultiert zwanglos ein geschwindigkeitsabhängiges Dilatanz und Festigkeitsverhalten, wie es für duktile Salzgesteine typisch ist.

Im ersten Teil der Arbeit werden zunächst die wichtigsten Grundlagen zum Verständnis des Salzkriechens in allgemeiner Form erläutert. Danach wird ein Überblick über den aktuellen Stand der Modellentwicklung in der Salzmechanik gegeben. Dazu werden Methoden der Stoffmodellierung sowie einige komplexere Stoffmodelle vorgestellt und diskutiert.

Anschließend werden die konstitutiven Beziehungen des Stoffmodells beschrieben und erläutert. Es wird gezeigt, dass Schädigung und Dilatanz insbesondere im Bereich geringer Einspannungen näherungsweise gleichgesetzt werden können. Da die Dilatanz eine direkt messbare und somit gut zugängliche Größe ist, wird diese für die Beschreibung des schädigungsinduzierten Verhaltens herangezogen. Aus den Ergebnissen triaxialer Festigkeitsversuche mit Dilatanzmessung wird eine Beziehung abgeleitet, die die Dilatanzentwicklung abhängig vom Manteldruck und der im Versuch verrichteten spezifischen Formänderungsarbeit beschreibt. Die Einbindung des Dilatanzverhaltens in das Stoffmodell erfolgt über einen internen Zustandsparameter, der den Grad der Verfestigung beschreibt.

Es wird die Methodik sowie das Vorgehen bei der Parameterbestimmung anhand zweier konkreter Beispiele ausführlich erläutert und diskutiert, so dass im Ergebnis zwei vollständige Parametersätze für zwei verschiedene Steinsalztypen vorgestellt werden. Im Rahmen einer umfangreichen Stoffmodellvalidierung wird gezeigt, dass mit diesen Stoffmodellparametern Laborversuche mit unterschiedlichen Versuchsrandbedingungen in guter Näherung nachgerechnet werden können.

In einem praxisorientierten Teil, der die vorliegende Arbeit abschließt, wird zunächst der Einfluss unterschiedlicher Vernetzungsdichten auf das Modellergebnis exemplarisch anhand eines ebenen Langpfeilermodells untersucht. Dabei zeigt sich, dass hauptsächlich das Bruch- und Nachbruchverhalten vernetzungsabhängig berechnet wird, wogegen im Vorbruchbereich kaum ein Vernetzungseinfluss besteht. Aus den Berechnungsergebnissen zum Vernetzungseinfluss werden allgemeine Empfehlungen für Vernetzung abgeleitet.

Im Anschluss daran erfolgt die Modellierung zweier großräumiger In-situ-Strukturen mit dem vorgestellten Stoffmodell. Die Berechnungsergebnisse werden mit In-situ-Messwerten verglichen und diskutiert.

Abschließend wird eine fiktive Kammer-Pfeiler Situation untersucht und das Verformungs-Festigkeits- und Entfestigungsverhalten eines Steinsalzpfeilers bei unterschiedlichen Pfeilerbelastungen und Pfeilergeometrien berechnet. Mit Hilfe des Stoffmodells können die standzeitabhängige Bruchentwicklung im Pfeiler und daraus resultierende Lastumlagerungen erfasst werden. Abhängig vom Pfeilerschlankheitsmaß werden Konturbruch oder Pfeilerkollaps

berechnet, wobei mit Hilfe des Stoffmodells komplexe Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Einflussgrößen sichtbar und somit verständlich werden.

Mit der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass das hier vorgestellte Stoffmodell das komplexe Stoffverhalten duktiler Salzgesteine beschreibt und dass auch für großräumige praktische Problemstellungen das gebirgsmechanische Verhalten berechnet und untersucht werden kann. Die Stoffmodellentwicklung ist aber nicht als abgeschlossen zu betrachten, sondern es ist das Ziel, das Modell weiter zu qualifizieren und an den sich verändernden Forschungsstand anzupassen.

Dazu werden die folgenden weiteren Entwicklungsschritte als sinnvoll angesehen:

- verbesserte Beschreibung des stationären Kriechens im Bereich kleiner Deviatorspannungen
 - entweder durch Überlagerung der bestehenden Kriechfunktion mit einer zusätzlichen Potenzbeziehung, die im Bereich geringer Spannungsdeviatoren bestimmend wird
 - oder durch Austausch der bestehenden Spannungsfunktion gegen eine Exponentialfunktion,
- Einführung eines Mechanismus zur Schädigungsverheilung und
- eine Untersuchung, inwieweit sich die bestehende Dilatanz-Schädigungsmodellierung auf eine direkte Schädigungsmodellierung umstellen lässt (mit vergleichsweiser nachrangiger Bedeutung).

Extended Summary

It is well known that salt rock responds to loading by elastic and visco-plastic deformation. The stress-deformation behaviour which is characterized by time-dependent ductile deformation without any visible macroscopic fracture is denoted as creep. Creep tests under constant stress conditions reveal that in general creep may be subdivided into the following three phases:

1. Primary creep – also denoted as transient or non-stationary creep,
2. Secondary or stationary creep, and
3. Tertiary creep or creep failure.

These three phases of creep are in a close relation one with the others, and as a result of intracrystalline deformation processes they pass from one to the other. Primary creep is characterized by high deformation rates. Decisive causes for primary creep are the dislocations which are present within the lattice structure and which start to move when stress increases. With growing deformation, the motion capacity of the present dislocations diminishes. If deformation continues, new dislocations will be produced within the lattice. Thus, the density of dislocations rises, and this rising density will cause an increasing resistance against deformation itself so that for maintaining a constant deformation rate an increasingly higher force is necessary or the deformation rate will decrease even when load is kept constant. This material hardening which increases with increasing deformation is counteracted by the recovery of dislocations. Out of this process, stationary creep develops by the fact that formation rate and recovery rate tend to approach equal values. In this phase of creep the density of dislocations, the deformation resistance and consequently also the creep rates devolve to constants (Blum 2004). When damaging processes and the softening processes which are linked to them and which start in the stress space above the dilatancy threshold (Hunsche et al. 2003) achieve a critical value, creep will pass into its tertiary phase so that we can observe creep failure.

Here, a constitutive model is presented which is based on these physical processes and which describes all three creep phases in the scope of a creep model. In the present report, the theoretical considerations are illustrated together with the derivation of the corresponding parameters of the constitutive law for two Stassfurt rock salt varieties taken from the Sondershausen

mine and the Asse site and with numerical recalculations of the respective laboratory tests. These numerical calculations were carried out with the explicit finite difference program FLAC (Itasca 2000) into which the constitutive model has been implemented as DLL file.

Damage-free creep

According to the strain-hardening theory (ODQVIST & HULT, 1962), on which that constitutive model is based the total strain consists of an elastic part and a creep part, which are described with following formulations:

$$\begin{aligned}\dot{\varepsilon}_{ij} &= \dot{\varepsilon}_{ij}^{el} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{cr} \\ \dot{\varepsilon}_{ij}^{el} &= -\nu/E \dot{\sigma}_{kk} \delta_{ij} + (1+\nu)/E \dot{\sigma}_{kk} \\ \dot{\varepsilon}_{ij}^{cr} &= 3/2 \dot{\varepsilon}_{eff}^{cr} S_{ij} / \sigma_{eff}^{n_p}\end{aligned}\tag{7.1}$$

where ε_{eff} is the effective deformation and σ_{eff} is the effective stress.

The creep deformation rate is described by using the following approach for strain-hardening:

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = f(\sigma_{eff}, \varepsilon_{cr}^V) = A_p \frac{\sigma_{eff}^{n_p}}{(\varepsilon^{V,0} + \varepsilon_{cr})^\mu}\tag{7.2}$$

where A_p , n_p , and μ being material parameters.

Initially, the visco-plastic deformation rate depends more on those dislocations which are already present in the natural crystal (initial hardening $\varepsilon^{V,0}$). With further deformation, new dislocations are generated which cause an increase in hardening. The formulation in equation 7.2 describes that the whole accumulated visco-plastic strain causes a material hardening. Therefore the hardening parameter and the total creep deformation ε_{cr} are equal. With further creep deformation the dislocation-density will increase which causes a decrease of the creep rate. (Fig. 7.9).

For determining the creep parameters, laboratory creep tests are required which are carried out over a long period without any dilatancy effect. With test periods of few months, recov-

ery-processes play still no important roll. Thereby the creep behaviour can be described quite well with the strain-hardening approach as the comparison between the calculated and the measured values shows. (Fig. 7.1).

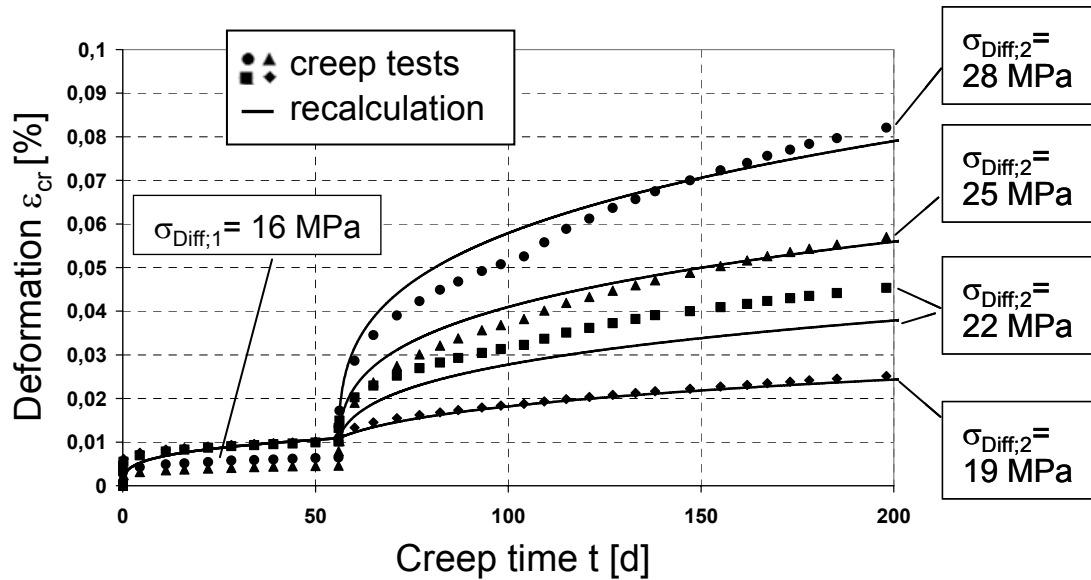


Figure 7.1: Creep tests carried out on Stassfurt-rock salt, Sondershausen mine, and recalculation with the creep parameters $A_p = 6,5 \cdot 10^{-24} [d^{-1}]$, $n_p = 11,88$, $\mu = 2,95$

This strain-hardening approach has been implemented in the FEM code MKEN and utilized for solving diverse rock mechanical problems (SALZER & SCHREINER 1991).

Those processes which cause a reduction of the existing intracrystalline dislocations are denoted as recovery which is counteracting the incremental material hardening. It is well known that the recovery is mainly a thermal activated process which runs quicker at higher temperatures. With growing density of dislocations, or hardening, also the recovery rate increases. Therefore the deformation part associated with the hardening, does no longer grow with the same rate as the total deformation and tends finally to a saturation-value. Here, the creeping passes into its secondary (stationary) phase. Thus, when considering recovery in the creep approach, according to equation 7.3 the total creep rate $\dot{\epsilon}_{cr}$ is obtained from the share $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ which increases hardening, and another share $\dot{\epsilon}_{cr}^E$ which describes recovery.

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}} = \dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{V}} + \dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{E}}$$

and

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{V}} = \dot{\varepsilon}_{\text{cr}} - \dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{E}}$$
(7.3)

For the recovery rate will be assumed:

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{E}} = \frac{\varepsilon_{\text{cr}}^{\text{V}}}{t_0}$$
(7.4)

where t_0 is the recovery time.

At present, due to the diverse effects the recovery time t_0 cannot be derived from theoretical considerations. However, since recovery time has an essential effect on the stationary creep rate it is useful to determine that value by recalculation of the observed in-situ-behaviour. Also possible is the estimation of the recovery time based on the results of lab creep tests which are carried out over a long period. Regarding the laws of crystal physics which describe recovery in a first approximation it is appropriate to use the Arrhenius approach for introducing the temperature dependency of recovery time t_0 (SALZER ET AL. 1999).

$$t_0 = t_c \cdot e^{\frac{Q}{R \cdot T}}$$
(7.5)

where Q denotes the activation energy for the recovery process and t_c is a time constant. For room temperatures the recovery time is in the range from some years to several decades. When substituting in the creep approach of equation 7.2 the total deformation ε_{cr} by the accumulated hardening $\varepsilon_{\text{cr}}^{\text{V}}$ so in the strain-hardening approach the recovery can be taken into consideration. The result is

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}} = A_p \frac{\sigma_{\text{eff}}^{n_p}}{(\varepsilon^{\text{V},0} + \varepsilon_{\text{cr}}^{\text{V}})^\mu}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^{\text{V}} = A_p \frac{\sigma_{\text{eff}}^{n_p}}{(\varepsilon^{\text{V},0} + \varepsilon_{\text{cr}}^{\text{V}})^\mu} - \frac{\varepsilon_{\text{cr}}^{\text{V}}}{t_0}$$
(7.6)

In case of high values of hardening ε_{cr}^V recovery and hardening are in a dynamic equilibrium, i. e. the stationary creep phase is reached (Fig.7.10).

In a good approximation the pre-hardening $\varepsilon^{V,0}$ can set to zero. For the hardening rate in the stationary state the expression $\dot{\varepsilon}_{cr,S}^V = 0$ applies which results in :

$$\begin{aligned}
 0 = \dot{\varepsilon}_{cr} - \dot{\varepsilon}_{cr}^E &\Rightarrow \dot{\varepsilon}_{cr} = \dot{\varepsilon}_{cr}^E \\
 A_p \frac{\sigma_{eff}^{n_p}}{\varepsilon_{cr}^{V\mu}} &= \frac{\varepsilon_{cr}^V}{t_0} \\
 \varepsilon_{cr,S}^V &= \left(A_p \cdot t_0 \cdot \sigma_{eff}^{n_p} \right)^{\frac{1}{1+\mu}}
 \end{aligned} \tag{7.7a}$$

By substituting equation 7.7a into equation 7.2 the pre-factor A_s and the stress exponent n_s for stationary creep (power law) are obtained as

$$\dot{\varepsilon}_{cr,S} = A_s \cdot \sigma_{eff}^{n_s} \rightarrow \varepsilon^{V,0} = 0 \tag{7.7b}$$

$$\text{with: } A_s = A_p \left(\frac{1}{A_p \cdot t_0} \right)^{\frac{\mu}{1+\mu}} \quad \text{and} \quad n_s = \frac{n_p}{1+\mu}$$

When the temperature dependent recovery time t_0 according to equation 7.5 is taken into consideration the temperature dependency for creep is calculated as follows:

$$A_s = A_p \left(\frac{1}{A_p \cdot t_0} \right)^{\frac{\mu}{1+\mu}} \cdot e^{-\frac{Q(1+\mu)}{\mu \cdot R \cdot T}} \tag{7.8}$$

Consideration of damage

In triaxial compression tests the test specimen is compressed under a constant load rate. For this purpose, load is increased permanently until fracture occurs. Thereby existing dislocations are activated and new ones are generated, which, due to the growing dislocation density, causes an increase of hardening and consequently of the strength too. Because of the short test

periods the recovery of dislocations does not play any substantial role. At the same time more and more dislocation pile-ups develop, which counteract increasingly the deformation. Consequently, in the domain of the dislocation pile-ups, increased local stresses will develop which cause the generation of microcracks and progressive damage, at loads beyond the dilatancy boundary.

In laboratory tests, the growing damage can be measured as a volume increase (dilatancy). The dilatancy-boundary describes that stress level at which an increase of the specimen volume is measured first.

Because the damage counteracts the hardening the material becomes more and more ductile. Under consideration that deformation part $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ which characterizes the damaging process and strain softening, resp., (in the following briefly denoted as damage) equation 7.3 yields:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{cr}^V &= \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^E - \dot{\epsilon}_{cr}^S \\ \text{and} & \\ \dot{\epsilon}_{cr}^V &= \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^S \quad \text{for } \dot{\epsilon}_{cr}^E \rightarrow 0 \end{aligned} \tag{7.9}$$

Here, in the case of triaxial compressive short term tests, the recovery can be neglected at room temperature. That means when damage rate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ and creep rate $\dot{\epsilon}_{cr}$ become equal, then the material hardening and the strength respective become constant. The generation of dislocations and the damage (or microcrack) evolution are in equilibrium with regard to their effects. At this state the material is in the yielding point with ideal plasticity behaviour. Consequently, the peak strength is obtained if the salt is no longer subject to deformation hardening, i. e. when the effective hardening rate $\dot{\epsilon}_{eff}^V$ is equal to zero (eq. 7.10). A classical strength criterion (yield function) is not required anymore.

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^S = 0 \quad \Rightarrow \quad \sigma_{eff} = \sigma_{eff, Max} \tag{7.10}$$

When the damaging rate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ exceeds the creep rate $\dot{\epsilon}_{cr}$ then the effective hardening rate $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ becomes negative and the material softens. The strength is now in the post-failure region.

In Figure 7.2 the trace of the dilatancy rate $\dot{\epsilon}_{Vol}$ as measured in the triaxial test has been plotted versus the axial deformation ϵ_1 and as comparison additionally the externally impressed deformation rate of the triaxial test (with $\dot{\epsilon}_1 = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) and also the measured trace of strength. It can be seen, that in the pre-failure region the dilatancy rate $\dot{\epsilon}_{Vol}$ is significantly below the deformation rate and rises in a comparatively uniform manner along with the deformation. In the region of peak strength the dilatancy rate $\dot{\epsilon}_{Vol}$ reaches the value of the deformation rate and begins to rise in an over-proportionate manner. This acceleration is linked with the phenomenon of coalescence of microcracks to macrocracks. In the first third of the post-failure region this process is terminated by the fact that the dilatancy rate reaches its maximum value.

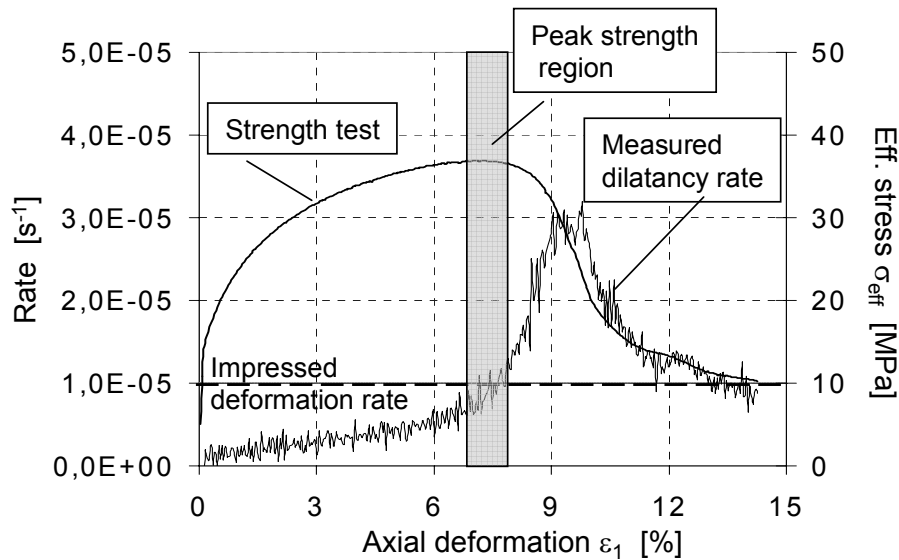


Figure 7.2: Triaxial test, measured deformation rate and dilatancy rate

In principle, the effects as represented in Figure 7.2 can be observed in all triaxial tests which have been investigated. In the constitutive model, this behaviour is taken into consideration in that way that the effective hardening rate $\dot{\epsilon}_{cr}^V$ is lowered by the dilatancy rate $\dot{\epsilon}_{Vol}$. Therefore, in the creep approach the damage rate $\dot{\epsilon}_{cr}^S$ in equation 7.9 is replaced by the dilatancy rate $\dot{\epsilon}_{Vol}$.

$$\dot{\epsilon}_{cr}^V = \dot{\epsilon}_{cr} - \dot{\epsilon}_{cr}^E - \dot{\epsilon}_{Vol} \quad (7.11)$$

The material strength is the measurable resistance which a material opposes to plastic deformation resp. failure. In the constitutive model this causal relationship is described by the current effective hardening ε_{cr}^V an internal state variable, which determines the visco-plastic behaviour. Therefore, a formulation of the strength by a failure criterion is not required. It is replaced by the description of the dilatancy behaviour.

Dilatancy as function of the damage work and the minimum stress

In the constitutive model the dilatancy is described as a function of the minimum stress σ_3 and the specific deformation work above the dilatancy boundary $\dot{\varepsilon}_{vol} = f(\sigma_3, U)$. Here, the specific deformation work above the dilatancy boundary U_{Dil} (in the following briefly denoted as damage work) is defined as follows:

$$\begin{aligned} \Delta U_{Dil} &= (\sigma_{eff} - \sigma_{eff}^{Dil}) \cdot \Delta \varepsilon_{cr} \\ U_{Dil} &= \int (\sigma_{eff} - \sigma_{eff}^{Dil}) \cdot d\varepsilon_{cr} \end{aligned} \quad (7.12)$$

Many tests have shown that dilatancy boundary and residual strength can approximately be equated one to the other. This allows to describe the damage work according to equation 7.12 in a simple manner and to ensure that the calculated final value of softening tends towards the value of the residual strength. In the constitutive model the dilatancy boundary σ_{eff}^{Dil} is described as follows (Fig. 7.3):

$$\sigma_{eff}^{Dil}(\sigma_3) = \sigma_3 \cdot \left[\frac{D_1}{D_2 + \sigma_3} + D_3 \right] \quad (7.13)$$

wherein for the Stassfurt rock salt the following parameters have been determined:

Table 7.1: Parameters of the dilatancy boundary function 7.13

Stassfurt rock salt (Na2)	D1 [MPa]	D2 [MPa]	D3 [MPa]
Sondershausen salt mine	12	0,05	2
Asse site	8	0,25	4,8

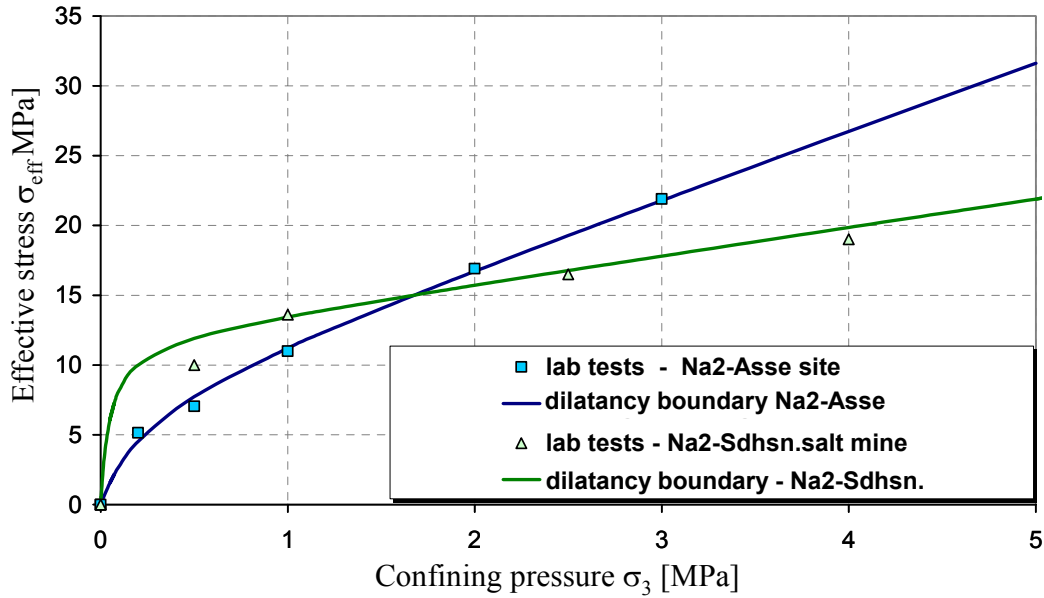


Figure 7.3: Dilatancy boundary for the Stassfurt rock salt from the Sondershausen mine

When plotting the measured dilatancy ϵ_{Vol} in dependency of the damage work U_{Dil} in a diagram (Fig. 7.4), so the following functional relationship between these two quantities appears:

$$\epsilon_{Vol}(U_{Dil}) = A_1 \cdot U_{Dil} + \frac{A_2}{A_3} \cdot \exp[A_3 \cdot U_{Dil}] \tag{7.14}$$

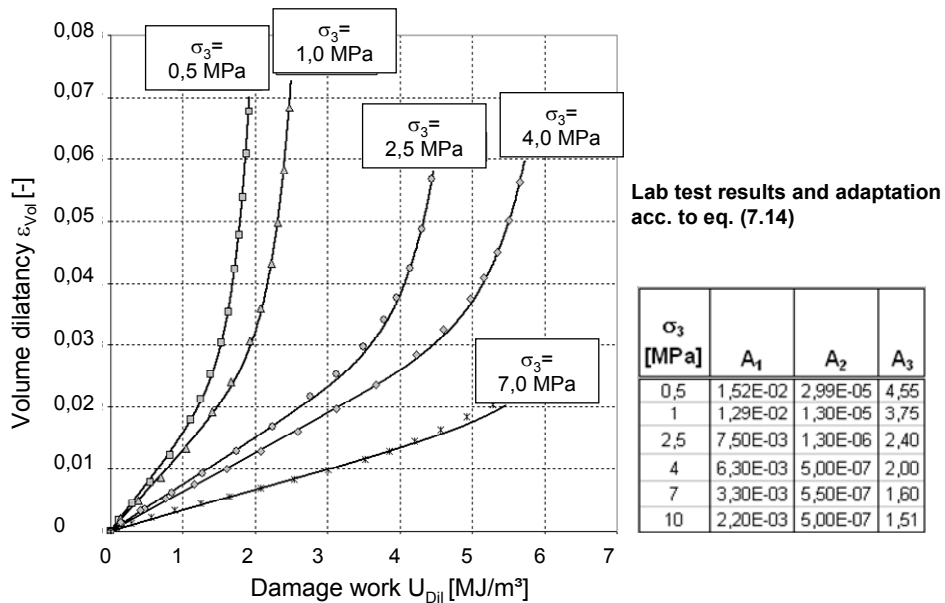


Figure 7.4: Relationship between dilatancy ϵ_{Vol} and damage work U_{Dil} ; Sonderhausen salt mine - adaptation to tests

Depending on the confining pressure σ_3 , different curve parameters A_1 , A_2 , and A_3 (Fig. 7.4) will be obtained which, in a good approximation, can be described as exponential functions of σ_3 given below.

$$\begin{aligned} A_1 &= f(\sigma_3) = a_1 + a_2 \cdot \exp[a_3 \cdot \sigma_3] \\ A_2 &= f(\sigma_3) = a_4 + a_5 \cdot \exp[a_6 \cdot \sigma_3] \\ A_3 &= f(\sigma_3) = a_7 + a_8 \cdot \exp[a_9 \cdot \sigma_3] \quad a_1 \dots a_9 [\text{MPa}]^{-1} \end{aligned} \quad (7.15)$$

The following parameters have been derived:

Stassfurt rock salt from the Sondershausen salt mine:

$$A_1(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_1 = 2,1 \cdot 10^{-3} \\ a_2 = 0,016 \\ a_3 = -0,39 \end{cases} ; \quad A_2(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_4 = 5 \cdot 10^{-7} \\ a_5 = 8 \cdot 10^{-5} \\ a_6 = -2 \end{cases} ; \quad A_3(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_7 = 1,5 \\ a_8 = 4,15 \\ a_9 = -0,6 \end{cases}$$

Stassfurt rock salt from the Asse site:

$$A_1(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_1 = 5,0 \cdot 10^{-3} \\ a_2 = 0,0135 \\ a_3 = -0,4 \end{cases} ; \quad A_2(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_4 = 1 \cdot 10^{-6} \\ a_5 = 2,5 \cdot 10^{-4} \\ a_6 = -6,25 \end{cases} ; \quad A_3(\sigma_3) \Rightarrow \begin{cases} a_7 = 0,0 \\ a_8 = 5,13 \\ a_9 = -0,3 \end{cases}$$

After substituting equation 7.15 into equation 7.14 also the dependency on the minimum principal stress σ_3 is obtained:

$$\varepsilon_{\text{Vol}}(U_{\text{Dil}}, \sigma_3) = A_1(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}} + \frac{A_2(\sigma_3)}{A_3(\sigma_3)} \cdot \exp[A_3(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}}] \quad (7.16)$$

By derivative of the equation 7.16 with respect to U_{Dil} the incremental increase of the dilatancy as a function of the accumulated damage work and the minimum principal stress is calculated as:

$$\frac{d\varepsilon_{\text{vol}}}{dU_{\text{Dil}}} = A_1(\sigma_3) + A_2(\sigma_3) \cdot \exp[A_3(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}}] \quad (7.17a)$$

In the numerical implementation the change in dilatancy in finite time steps corresponds to the increase multiplied by the change of work in the respective time step:

$$\frac{\Delta\varepsilon_{\text{vol}}}{\Delta t} = \dot{\varepsilon}_{\text{vol}} = [A_1(\sigma_3) + A_2(\sigma_3) \cdot \exp[A_3(\sigma_3) \cdot U_{\text{Dil}}]] \cdot \frac{\Delta U_{\text{Dil}}}{\Delta t} \quad (7.17b)$$

In creep-tests with constant loading above the dilatancy boundary $\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}$ the described approach causes that depending on the accumulated damage work U_{Dil} effective hardening $\varepsilon_{\text{cr}}^{\text{V}}$ is gradually reduced. Resulting from that, the material passes finally into the tertiary creep phase. Figure 7.5 illustrates to it the recalculation of a creep test including creep failure for Asse rock salt.

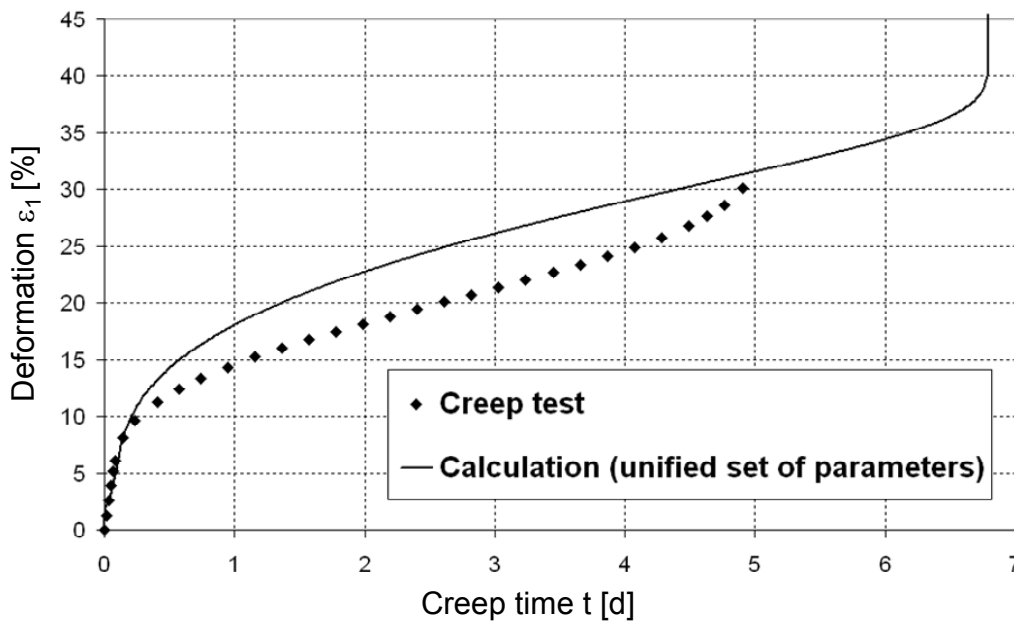


Figure 7.5: Creep test with creep failure and recalculation with the constitutive model - Stassfurtsteinsalz Na2 from the Asse site

Modified stress exponent in the dilatancy region

From recalculation of the triaxial tests with constant deformation follows that within the dilatancy region the stress exponent n_p of the creep model depends on both the minimum stress and the dilatancy in the following form:

$$n_p = f(\sigma_3, \varepsilon_{Vol}) = \frac{n_{\varepsilon_{Vol};0} + n_1 \cdot \exp[n_2 \cdot \sigma_3] \cdot [1 - \exp(-n_3 \cdot \varepsilon_{Vol})]}{(1 - \varepsilon_{Vol})^{n_4}} \quad (7.18)$$

where $n_{\varepsilon_{Vol};0}$ denotes the stress exponent for the non-damaged material. This exponent can be derived from creep tests carried out in the stress space below the dilatancy boundary. The other material parameters must be determined by way of stepwise calibration to approximate to the test results of the triaxial compressive tests. In this case, for the Stassfurt rock salt the following values have been determined:

Table 7.2: Parameters for equation 7.18

Stassfurt rock salt (Na2) from:	$n_{\varepsilon_{Vol};0}$	n_1	n_2	n_3	n_4
Sondershausen salt mine	11,88	0,55	-0,18	2000	0,5
Asse site	15,18	0,8	-0,33	2000	0,5

Recalculations of the triaxial tests prove (Fig. 7.6– left picture) that in consideration of the equation 7.18 the strength and deformation behaviour of ductile salt rock can be calculated in a very good approximation. The same can be stated with respect to the description of the behaviour of dilatancy (Fig. 7.6 – right picture).

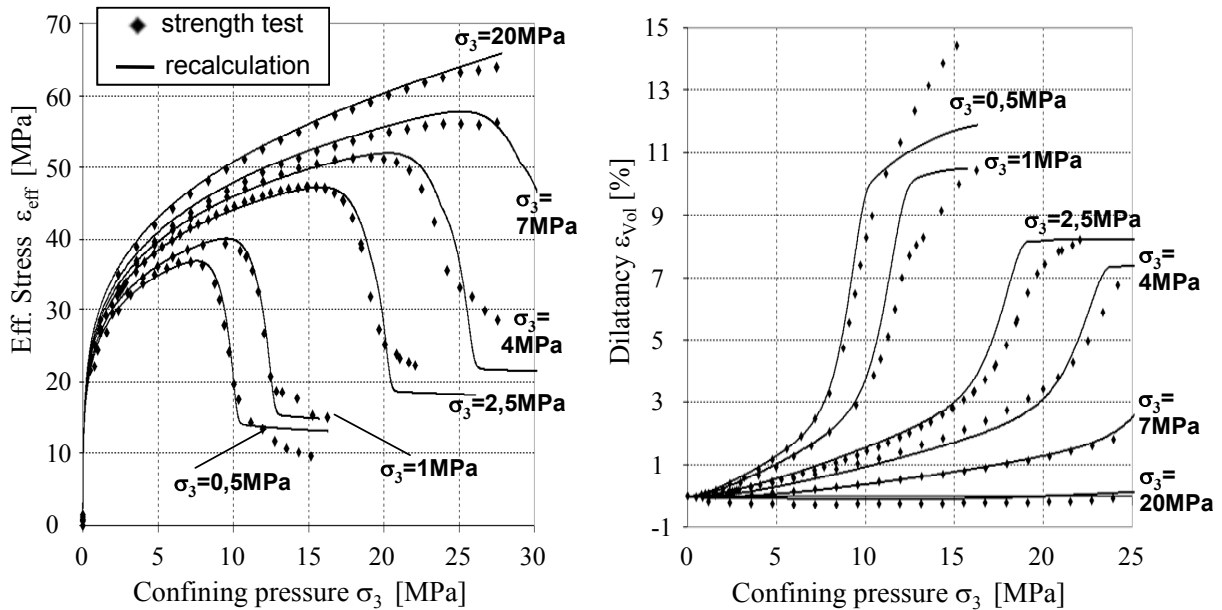


Figure 7.6: Comparison between calculated and measured strength behaviour and comparison between calculated and measured dilatancy behaviour for Stassfurtsteinsalz Na₂ from the Sondershausen salt mine

In the constitutive model the strength and dilatancy behaviour is determined by the accumulated damage work U_{Dil} . Under low deformation rates the part of the total deformation without damage is growing whereas the deformation rate is high the part of damage is quite high. Therefore, in the constitutive model the ratio between the deformation parts which are induced by damage and those free of damage depends on the deformation rate too. Since hardening is determining the strength, the concept of the accumulated damage work U_{Dil} results in a strength and dilatancy behaviour which depends on the loading rate so that the short-time strength as determined in the fast triaxial test as well as the lower long-time strength can be

Figure 7.7 demonstrates a comparison between the measured strength behaviour and that which has been calculated on the basis of the constitutive model at different deformation rates. In Figure 7.8 the respective dilatancy behaviour is represented. The comparison shows that at different deformation rates the constitutive model allows to simulate the measured strength and dilatancy behaviour quite well.

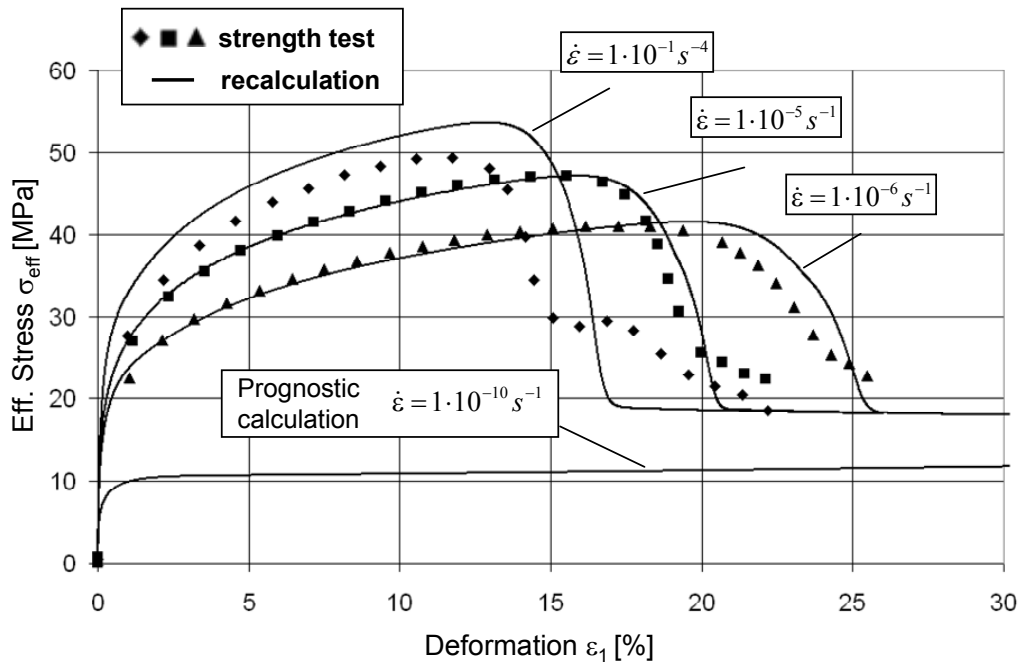


Figure 7.7: Comparison between calculated and measured strength behaviour under different loading rates (confinement pressure $\sigma_3 = 2,5$ MPa)

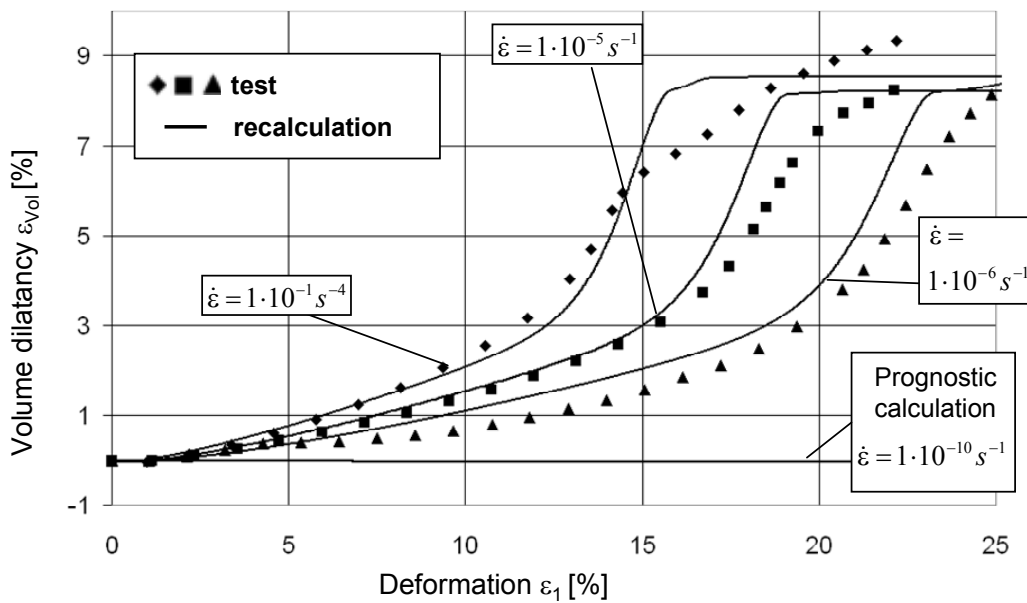


Figure 7.8: Comparison between calculated and measured dilatancy behaviour under different loading rates (confinement pressure $\sigma_3 = 2,5$ MPa)

To illustrate an important consequence which may be drawn from the presented relationships, in addition a prognostic calculation has been carried out using a deformation rate of $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ which is typical of the conditions found in situ (prognostic calculation curve in

Fig. 7.7). Due to this low deformation rate in the predicted test ($\sigma_3 = 2,5 \text{ MPa}$) no stresses develop which exceed the dilatancy boundary ($\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}(\sigma_3 = 2,5 \text{ MPa}) = 17 \text{ MPa}$). Therefore, at this rate and at the given confining pressure the deformation is free of damage, i. e. creeping without any dilatancy (Fig. 7.8 - prognostic calculation curve).

Elastic constants under dilatancy and stress correction

As a result of the dilatant loosening-up also the elastic behaviour of the rock body alters so that with increasing damage its compressibility increases and the Poisson's ratio ν tends towards the value of $\nu \rightarrow 0,5$. In non-damaged and non-loosened rock elements the well known relationships with respect to E (young modulus) and ν apply for the compression modulus K and for the shear modulus G .

$$K = \frac{E}{3 \cdot (1 - 2\nu)}$$

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)}$$
(7.19)

To describe the elastic parameters under consideration of the dilatancy the following empirical relationships provide a practical description:

$$K(\varepsilon_{\text{Vol}}) = \frac{K_0 - K_R}{(1 + \varepsilon_{\text{Vol}})^\alpha} + K_R$$

$$\nu(\varepsilon_{\text{Vol}}) = \frac{\nu_0 - \nu_R}{(1 + \varepsilon_{\text{Vol}})^\alpha} + \nu_R$$
(7.20)

where K_0 - compression modulus for non-damaged salt,

K_R - compression modulus in the region of residual strength

ν_0 - Poisson's ratio for non-damaged salt

ν_R - Poisson's ratio in the region of residual strength and

α - parameter of curvature.

These equations 7.19 and 7.20 allow calculating the dilatancy-depending shear modulus:

$$G(\varepsilon_{\text{Vol}}) = \frac{3}{2} K(\varepsilon_{\text{Vol}}) \cdot \frac{1 - 2 \cdot \nu(\varepsilon_{\text{Vol}})}{1 + \nu(\varepsilon_{\text{Vol}})} \quad (7.21)$$

In the calculation the elastic volume change results the octahedral normal stress $\Delta\sigma_0$.

$$\Delta\sigma_0 = K \cdot \Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^e \quad (7.22)$$

By the influence of the dilatancy the compression modulus changes according to equation 7.20. In addition, the damage-induced volume increase $\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}$ as calculated according to equation 7.17b counteracts the elastic volumetric compaction $\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^e$. Both, the dilatancy-depending compression modulus $K(\varepsilon_{\text{Vol}})$ and the damage-induced volume increase $\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}$ in equation 7.22 need to be taken into account in correcting the octahedral normal stress by alteration of the stress state. As a result of both, the accumulated (ε_{Vol}) and incremental ($\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}$) volume increase, the correction is obtained according to the following equation:

$$\Delta\sigma_0 = K(\varepsilon_{\text{Vol}}) \cdot (\Delta\varepsilon_{\text{Vol}}^e - \Delta\varepsilon_{\text{Vol}}) \quad (7.23)$$

Conclusions

The presented constitutive model describes the mechanical behaviour of rock salt in a good approximation comprehensively within the scope of a unified creep approach where the hardening has been implemented as an interior state variable. Here, hardening is determined by the processes of migration and generation of dislocations and their recovery on one hand and by those of damage on the other one. These crystal-physical processes that are governing the mechanical behaviour of the salt rocks form the theoretical base for the formulation of the constitutive model. In the following the individual contribution of the various effects which have been integrated into the constitutive model are demonstrated in synoptic figures referring exemplarily to a hypothetical creep test.

In the region of primary creep below the dilatancy boundary the hardening-parameter $\varepsilon_{\text{cr}}^V$ and the accumulated creep deformation ε_{cr} are equal. (Fig. 7.9).

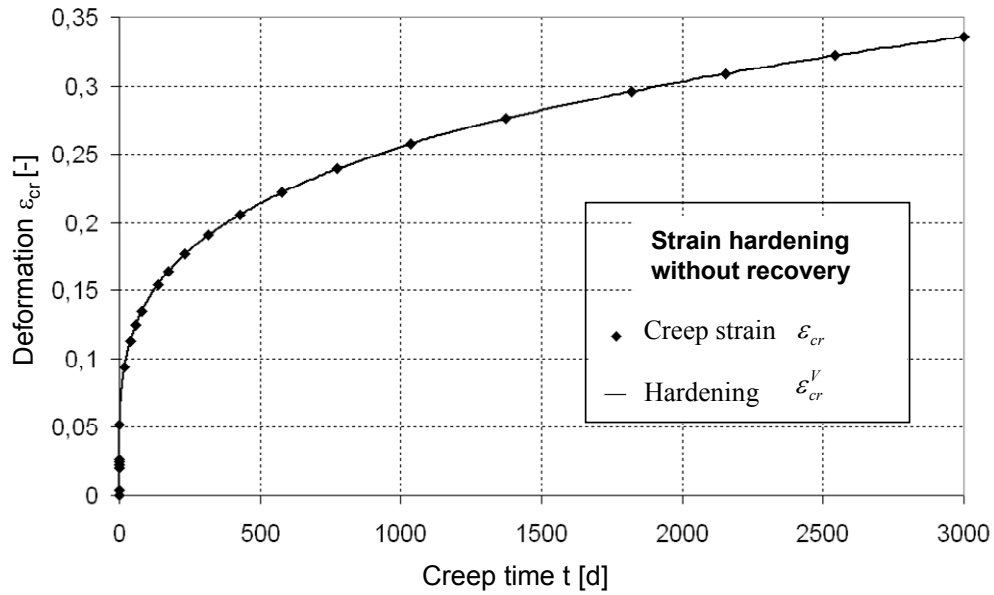


Figure 7.9: Modelling of creep deformation – exemplary behaviour (only strain-hardening without recovery and damage/ dilatancy).

Over longer periods of time and for higher temperatures the recovery acts in a hardening-reducing manner so that finally a dynamic equilibrium between hardening and recovery establishes, i. e. the hardening parameter ε_{cr}^V tends to a constant value and the phase of stationary creep is reached (Fig. 7.10).

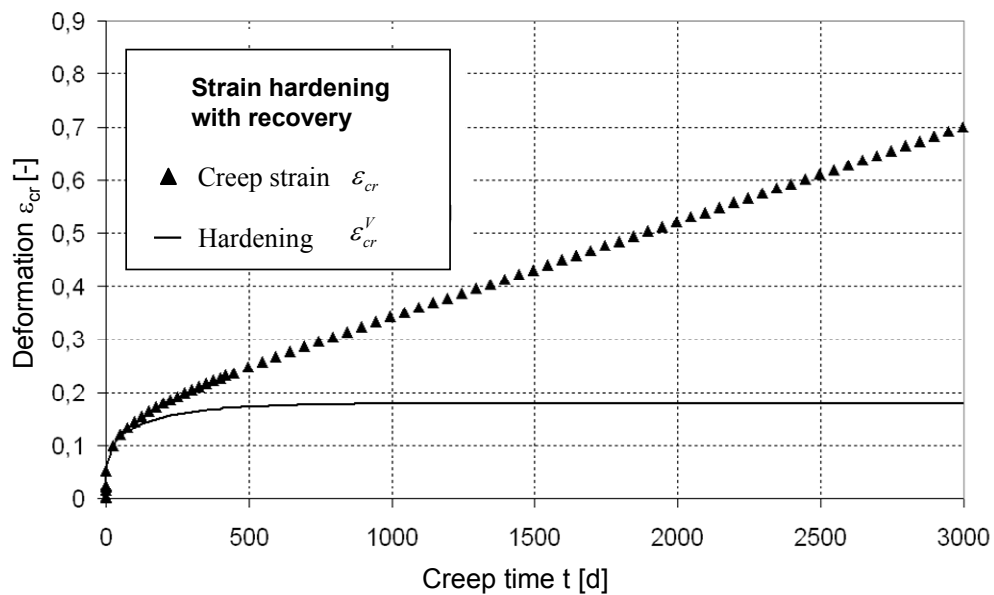


Figure 7.10: Modelling of creep deformation – exemplary behaviour (strain-hardening with recovery but without damage/ dilatancy).

If creep occurs in the stress space above the dilatancy boundary micro cracking evolves, whereby the progressive damage leads to a reduction of the hardening

Analyses of triaxial strength tests have demonstrated that the hardening-reducing effect of damage can be equated to the measured dilatancy. The latter can be described as a function of both, the specific deformation work performed above the dilatancy boundary (damage work) and the minimum stress. Both influence parameters have to be determined by means of triaxial tests. Finally, in creep tests the reduction of the hardening ε_{cr}^V along with growing damage and dilatancy, resp., results in an accelerated creep and in creep failure, resp. (Fig. 7.11).

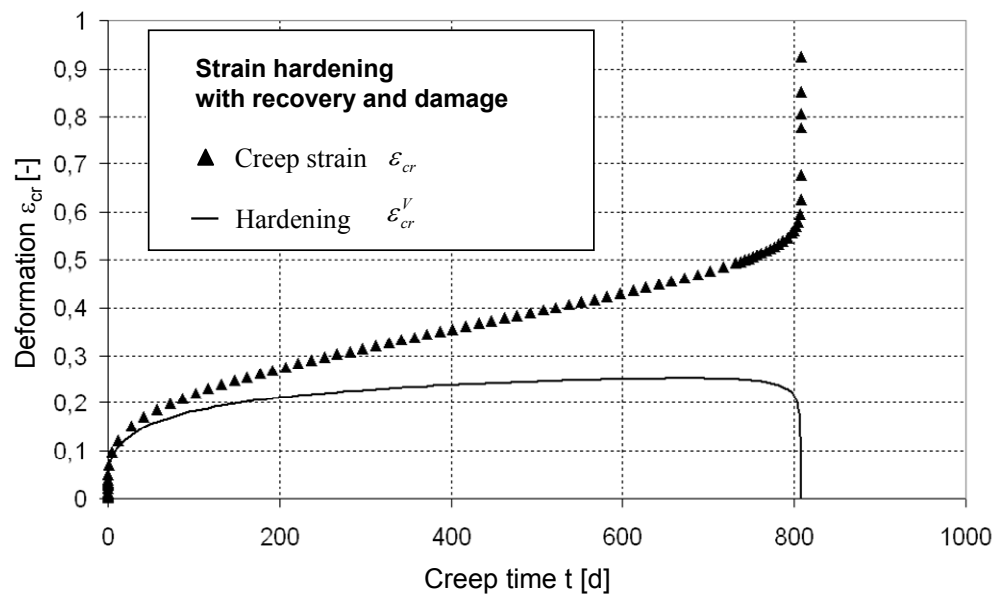


Figure 7.11: Modelling of creep deformation – exemplary behaviour (strain-hardening with recovery and damage/dilatancy).

Literaturverzeichnis

AUBERTIN, M., SGAOULLA J., SERVANT, S., JULIEN, M. R., GILL, D. E., LADANYI, B.: *An Up-to-Date Version of SUVIC-D for Modeling the Behavior of Salt*. In: The Mechanical Behavior of Salt IV; Proceedings of the 4th Conference, Montreal, 1996, S. 205-220, ISBN-13: 978-3540290346, TTP Trans Tech Publications, Clausthal, 1998.

BACKHAUS, G.: *Deformationsgesetze*. 362 Seiten, Akademie-Verlag, Berlin 1983.

BLUM, W.: *Gleitung und Erholung während plastischer Verformung kristalliner Stoffe bei hoher Temperatur*. Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, 1978.

BAUER, A., BRAUN, G. MÜLLER, F.: *Messung der Ausrichtung von Steinsalzkristallen beim Tablettieren – Röntgentexturgoniometrische Untersuchung der Regelung*. Acta Pharmaceutica Technologica, International Journal of Drug Formulation and Biopharmaceutics, Sonderdruck, Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft mbH Stuttgart, 1990.

CRISTESCU, N., HUNSCHE, U.: *Time Effects in Rock Mechanics*. 350 Seiten, ISBN-13: 978-0471955177, John Wiley & Sons, Chichester, 1998.

CUNDELL, P. A.; HART, R. D.: *Numerical Modeling of Discontinua*. Engineering Computations, Vol. 9, Issue 2, S. 101 – 113, ISSN 0264-4401, MCB UP Ltd, 1992.

CHAN, K. S., MUNSON D. E., FOSSUM A. F., BODNER, S. R.: *A Constitutive Model for representing coupled Creep, Fracture and Healing in Rock Salt*. In: The Mechanical Behavior of Salt IV; Proceedings of the 4th Conference, Montreal, 1996, S. 221-234, ISBN-13: 978-3540290346, TTP Trans Tech Publications, Clausthal, 1998.

DEVRIES, K. L., MELLEGARD, K. D., CALLAHAN, G. D.: *Salt Damage Criterion Proof-of-Concept Research*. Topical Report RSI-1675 DE-FC26-00NT41026, RESPEC Inc., Rapid City, 2002

DÖRING, T.; HEINRICH, F.; PFORR, H.: *Zur Frage des Verformungs- und Festigkeitsverhaltens statistisch isotroper und homogener Gesteine mit inelastischen Verformungseigenschaften*. Bericht über das 6. Ländertreffen des Internationalen Büros für Gebirgsmechanik, Leipzig, 3.-7. 11. 1964, S 68-80, Akademie-Verlag Berlin, 1965.

DÖRING, T.; KIEHL, J. R.: *Das primäre, sekundäre und tertiäre Kriechen von Steinsalz – ein dreidimensionales rheonomes Stoffgesetz*. Geotechnik 19, Heft 3, S. 194-199, 1996.

ELLINGER, C.: *Untersuchungen zum Permeationsverhalten von Salzlaugen in Steinsalz bei der Endlagerung wärmeentwickelnder nuklearer Abfälle*. Dissertation D17, Technische Universität Darmstadt, 2005.

FLÜGGE, S.: *Handbuch der Physik.*, Band VII/2, Kristallphysik II, 273 Seiten, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1958.

FOKKER P. A.: *The Micro-Mechanics of Creep in Rocksalt*. In: The Mechanical Behavior of Salt IV; Proceedings of the 4th Conference, Montreal, 1996, S. 49-61, ISBN-13: 978-3540290346, TTP Trans Tech Publications, Clausthal, 1998.

FOSSUM A. F., MUNSON D. E., CHAN. K. S., BODNER, S. R.: *Constitutive basis of the MDCF Model for Rock Salt*. In: The Mechanical Behavior of Salt IV; Proceedings of the 4th Conference, Montreal, 1996, S. 235-247, ISBN-13: 978-3540290346, TTP Trans Tech Publications, Clausthal, 1998.

FOSSUM A. F., FREDRICH J. T.: *Salt Mechanics Primer for Near-Salt and Sub-Salt Deepwater Gulf of Mexico Field Developments*. Sandia Report, SAND2002-2063, unlimited release, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 2002.

FROST, H. J., ASHBY M. F.: *Deformation-Mechanism Maps: The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics*. 184 Seiten, ISBN-13: 978-0080293387, Pergamon Press, Oxford, 1982.

GSES: *Geologische Stellungnahme zur Ausbildung und Lagerstruktur des Kalilagers und des Staßfurt-Steinsalzes im östlichen Bereich des Schachtsicherheitspfeilers Schacht I Bergwerk Sondershausen*. Glückauf Sondershausen - Entwicklungs- und Sicherungsgesellschaft mbh, Sondershausen 15.09.1999.

GSES: *Anordnung zur Kontrolle der First- und Stoßsicherheit im Konzertsaal des Erlebnisbergwerkes Sondershausen*. Glückauf Sondershausen - Entwicklungs- und Sicherungsgesellschaft mbh, Sondershausen 27.08.2001.

GÜNTHER, R.-M, SALZER, K.: *A Model for Rock Salt, describing transient, stationary, and accelerated Creep and Dilatancy*. In: *The Mechanical Behavior of salt; Proceedings of the 6th Conference*, Hannover, 22-25.05.2007, S.109-117, ISBN-13: 978-0-415-44398-2, Taylor&Francis/ Balkema, Leiden, 2007.

HÄFNER, F. ET AL.: *In-situ-Ermittlung von Strömungskennwerten natürlicher Salzgesteine in Auflockerungszonen gegenüber Gas und Salzlösungen unter den gegebenen Spannungsbedingungen im Gebirge*. Abschlussbericht zum BMBF-Forschungsvorhaben, Institut für Bohrtechnik und Fluidbergbau, TU Bergakademie Freiberg, 2001.

HAHN, F.: *Untersuchung des zyklisch plastischen Werkstoffverhaltens unter umformnahen Bedingungen*. Dissertation, Technische Universität Chemnitz, 2003.

HAMPEL, A., HUNSCHE, U.: *Die Beschreibung der rißfreien transienten und stationären Verformung von Steinsalz mit dem Verbundmodell*. *Geotechnik* 21, S. 264-267, Verlag Glückauf, Essen, 1998.

HAMPEL, A., HUNSCHE, U., WEIDINGER, P. & BLUM, W.: *Description of the Creep of Rock Salt with the Composite Model - II. Steady-State Creep*. In: *The Mechanical Behavior of Salt, Proceedings of the 4th Conference*, Montreal, 1996, S. 287-299, ISBN-13: 978-3540290346, Trans Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, 1998.

HAMPEL, A., SCHULZE, O.: *The Composite Dilatancy Model: A constitutive Model for the Mechanical Behaviour of Rock Salt*. In: The Mechanical Behavior of salt; Proceedings of the 6th Conference, Hannover, 22-25.05.2007, S.99-107, ISBN-13: 978-0-415-44398-2, Taylor&Francis/ Balkema, Leiden, 2007.

HAMPEL, A., SCHULZE O.: *Die Modellierung des mechanischen Verhaltens von Steinsalz: Vergleich aktueller Stoffgesetze und Vorgehensweisen*. BMBF-Verbundvorhaben, Synthesebericht, Förderkennzeichen 02 C 1004 bis 2 C 1054, 2007.

HAMPEL, A.: *Die Modellierung des mechanischen Verhaltens von Steinsalz: Vergleich aktueller Stoffgesetze und Vorgehensweisen*. BMBF-Verbundvorhaben, Ergebnisbericht zu Teilvorhaben 1, Förderkennzeichen 02 C 1004, 2007.

HAUCK, R.: *Tragverhalten tiefliegender Salzkavernen bei atmosphärischem Innendruck*. Forschungsergebnisse aus dem Tunnel- und Kavernenbau, Universität Hannover, Heft 21, Hannover 2001.

HOLCOMB, D. J., HANNUM, D. W.: *Consolidation of crushed Salt Backfill under Conditions Appropriate to the WIPP Facility*. Sandia Report: SAND82-0630, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1982.

HOU, Z., LUX, K.-H.: *Ein Schädigungsmodell mit Kriechbruchkriterium für duktile Salzgesteine auf der Grundlage der Continuum-Damage-Mechanik*. Bauingenieur, Heft 6, S. 300-307, Springer-VDI-Verlag, Düsseldorf, 2000.

HOU, Z., WOLTERS, R., DÜSTERLOH, U., LUX, K.-H.: *Die Modellierung des mechanischen Verhaltens von Steinsalz: Vergleich aktueller Stoffgesetze und Vorgehensweisen*. BMBF-Verbundvorhaben, Ergebnisbericht zu Teilvorhaben 4, Förderkennzeichen 02 C 1034, 2007.

HUNSCHKE, U., SCHULZE O.: *Das Kriechverhalten von Steinsalz*. In: Kali und Steinsalz Band 11, Heft 8/9, Dezember 1994.

HUNSCHE, U., MINGERZAHN, G. UND SCHULZE O.: *The Influence of textural Parameters and mineralogical Composition on the creep Behaviour of Rock Salt*. In: The Mechanical Behavior of Salt, Proceedings of the 3rd Conference, Palaiseau, 1993, S. 143-151, Trans Tech Publ., Clausthal-Zellerfeld, 1996.

HUNSCHE U.: *Determination of the Dilatancy Boundary and Damage up to Failure for four types of Rock Salt at different Stress Geometries*. In: The Mechanical Behavior of Salt IV; Proceedings of the 4th Conference, Montreal, 1996, S. 163-174, ISBN-13: 978-3540290346, TTP Trans Tech Publications, Clausthal 1998.

HUNSCHE U., HAMPEL A.: *RockSalt – The mechanical Properties of the host Rock Material for a radioactive Waste Repository*. Engineering Geologie, Bd. 52, S. 271-291, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1999.

HUNSCHE U., SCHULZE O.: *Effect of Humidity and Confining Pressure on Creep of Dilatancy Boundary*. In: Basic and Applied Salt Mechanics, Proceedings of the 5th Conference of the Mechanical Behaviour of Salt, Bukarest, 9-11.08.1999, S. 73-87, ISBN-13: 9789058093837, A.A. Balkema Publishers, 2002.

HUNSCHE U., SCHULZE O.: *The Dilatancy Concept – a Basis for the Modelling of coupled T-M-H Processes in Rock Salt*. In: Impact of the Excavation Disturbed or Damaged Zone (EDZ) on the Performancy of Radioactive Waste Geological Repositories, Proceedings of a European Commission Cluster Conference, Luxembourg, 3.-5.11. 2003, S. 102-109, ISBN-13: 9789289487948, Office for Official Pubns, 2005.

HUNSCHE U., SCHULZE O.: WALTER F., PLISCHKE I.: *Projekt Gorleben 9G2138110000 – Thermomechanisches Verhalten von Salzgesteinen*. Abschlussbericht, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, 157 Seiten, Tagebuch-Nr. 11766/03, Hannover, 2003.

IfG: *Geomechanische Bewertung der Standsicherheit des Konzertsaaes in der Grube Sondershausen als Neuauffahrung im Sicherheitspfeiler des Schachtes Glückauf I*. Institut für Gebirgsmechanik GmbH, Leipzig, 05.10.1999.

IfG: *Geomechanische Begutachtung des Konzertsaaes im Erlebnisbergwerk „Glückauf“ in Sondershausen*. Institut für Gebirgsmechanik GmbH, Leipzig, 15.06.2007.

ITASCA: *FLAC 4.0 – Fast Lagrangian Analysis of Continua. Version 4.0. User's Manual*, ITASCA Consulting Group Inc., Minneapolis, Minnesota, USA, 2000.

JEREMIC, M. L.: *Rock Mechanics in Salt Mining*. 532 Seiten, ISBN-13: 978-90-5410-103-1, A. A. Balkema, 1994.

JIN J., CRISTESCU N.D., HUNSCHE U.: *A new elastic/viscoplastic Model for Rock Salt*. In: *The Mechanical Behaviour of Salt IV; Proceedings of the 4th Conference*, Montreal, 1996, S. 249-262, ISBN-13: 978-3540290346, TTP Trans Tech Publications, Clausthal, 1998.

KIEHL, J.; DÖRING, T.; ERICHSEN, C.: *Ein räumliches Stoffgesetz für Steinsalz unter Berücksichtigung von primärem, sekundärem und tertiärem Kriechen, Dilatanz, Kriech- und Zugbruch sowie Nachbruchverhalten*. Geotechnik 3, Verlag Glückauf, Essen, 1998.

KLEBER, W., MEYER, K., SCHOENBORN, W.: *Einführung in die Kristallphysik*. 209 Seiten, Akademie-Verlag, Berlin, 1968.

LUX, K. H.: *Gebirgsmechanischer Entwurf und Felderfahrungen im Salzkavernenbau*. 360 Seiten, ISBN-13: 978-3432941714, Ferdinand Enke Verlag Stuttgart, 1984.

LANGER, M.: *Das rheologische Verhalten von Gebirgskörpern und dessen Bedeutung für den Felshohlraumbau*. Felsbau, Heft 4., S. 203-212, Verlag Glückauf, Essen, 1988.

MELLEGARD, K. D., PFEIFLE, T. W., HANSEN, F. D.: *Laboratory Characterization of Mechanical and Permeability Properties of Dynamically Compacted Crushed Salt*. Sandia Report: SAND98-2046, unlimited release, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, 1999.

MENZEL, W., SCHREINER W.: *Zum geomechanischen Verhalten von Steinsalz verschiedener Lagerstätten der DDR Teil II: Das Verformungsverhalten*. Neue Bergbautechnik, 7. Jg., Heft 8, S. 565-571, August 1977.

MENZEL, W., SCHREINER W.: *Zum geomechanischen Verhalten von Steinsalz verschiedener Lagerstätten der DDR Teil III: Zum Einfluss erhöhter Temperatur, schwellenden Drucks und radioaktiver Strahlung*. Neue Bergbautechnik, 8. Jg., Heft 3, S. 143-148, März 1978.

MINKLEY, W.: *Sprödbbruchverhalten von Carnallitit und seine Auswirkungen auf die Langzeitsicherheit von Untertagedeponien*. Berichte FZKA-PTE Nr.5, S. 249–275. Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1997.

MINKLEY, W.: *Gebirgsmechanische Beschreibung von Entfestigung und Sprödbbrucherscheinungen im Carnallitit*. Habilitation, TU Bergakademie Freiberg, 2003.

MINKLEY, W., MÜHLBAUER, J.: *Constitutive Models to describe the mechanical Behaviour of Salt Rocks and the imbedded weakness Planes*. In: The Mechanical Behavior of Salt; Proceedings of the 6th Conference, Hannover, 22-25.05.2007, S. 119-128, ISBN-13: 978-0-415-44398-2, Taylor& Francis/ Balkema, Leiden, 2007.

MUNSON, D. E., DAWSON, P. R.: *Salt Constitutive Modeling using Mechanism Maps*. In: The Mechanical Behavior of salt; Proceedings of the 1st Conference, Pennsylvania State University, 1981, S. 717-737, ISBN-13: 978-0872015258, Trans Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, 1984.

NATAU, O.; LEMPP, CH.; BORM, G.: *Stress Relaxation monitoring prestressed hard Inclusions*. In: Proceedings of the International Symposium on Rock Stress and Rock Stress Measurements, Stockholm, Sept. 1986, S. 509 – 514, Centek Publishers, 1986.

ODQVIST, F. K. G., HULT, H.: *Kriechfestigkeit metallischer Werkstoffe*. 303 Seiten, Springer Verlag, Berlin, 1962.

OLIVELLA S., GENS A.: *A constitutive Model for crushed Salt*. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, Volume 26, Issue 7, S. 719-746, publ. John Wiley & Sons, 2002.

POPP, T.: Transporteigenschaften von Steinsalz – *Modellierung der Permeabilitäts-Porositäts-Beziehung*. Meyniana, Band 54, S. 113-129, Veröffentlichungen des Instituts für Geowissenschaften der Universität Kiel, 2002.

PUDEWILLS, A.: *Modelling of hydro-mechanical Behavior of Rock Salt in the near Field of Repository Excavations*. In: The Mechanical Behavior of Salt; Proceedings of the 6th Conference, Hannover, 22-25.05.2007, S. 195-200, ISBN-13: 978-0-415-44398-2, Taylor& Francis/Balkema, Leiden, 2007.

ROKAHR, R., STAUDTMEISTER, K., ZANDER-SCHIEBENHÖFER, D., ZAPF, D.: *Die Modellierung des mechanischen Verhaltens von Steinsalz: Vergleich aktueller Stoffgesetze und Vorgehensweisen*. BMBF-Verbundvorhaben, Ergebnisbericht zu Teilvorhaben 5, Förderkennzeichen 02 C 1004, 2007.

SALZER, K., SCHREINER, W.: *Der Rechencode MKEN zur Ermittlung der Zeitabhängigkeit des Spannungs-Verformungszustandes um Hohlräume im Salzgebirge*. Kali und Steinsalz, Band 10, Heft 12, Oktober 1991.

SALZER, K.: *Ableitung eines kombinierten Kriechgesetzes unter Berücksichtigung der Erholung*. Teilbericht zum BMFT Vorhaben 02 C 00 628, IfG Leipzig, 1993.

SALZER, K., KONIETZKY, H., GÜNTHER, R.-M.: *A new Creep Law to describe the transient and secondary Creep Phase*. Proceedings of the 4th European Conference on Numerical Methods in Geotechnical Engineering NUMGE98, Udine, 14.-16. 10. 1998, 788 Seiten, ISBN-13: 978-3211831410, Springer-Verlag, Wien, 1999.

SALZER, K.; MENZEL, W.; GÜNTHER, R.-M.: *Prognose der Auflockerungszone am Beispiel der EUI (Standort Versuchsverschlussbauwerk)*. Vortrag 2. Fachgespräch „Stoßnahe Auflockerungszonen: Detektion, Quantifizierung und Modellierung ihrer mechanischen und hydraulischen Eigenschaften, FZK Karlsruhe, 9.05.2000.

SCHULZE, G. E. R.: *Metallphysik. Ein Lehrbuch*. 2. bearbeitete Auflage, 494 Seiten, ISBN-13: 978-3211811139, Springer-Verlag, Berlin, 1982.

SCHUPPE, F.: *Ein rheologisches Modell für das Salzgebirge*. Bergakademie, 15. Jg., Heft 8, S. 583 – 586, 1963.

URAI, J. L., SPIERS, C. J.: *The Effect of Grain Boundary Water on deformation Mechanisms and Rheology of Rock Salt during long-term Deformation*. In: The Mechanical Behavior of Salt, Proceedings of the 6th Conference, Hannover, 22-25.05.2007, S. 149-158, ISBN-13: 978-0-415-44398-2, Taylor& Francis/ Balkema, Leiden, 2007.

VOGLER, S.: *Kinetik der plastischen Verformung von natürlichem Steinsalz und ihre quantitative Beschreibung mit dem Verbundmodell*. – Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1992.

WAGNER, G.: *Plastische Verformung von LiF-Einkristallen, polykristallinem Kupfer und Stahl*. Zulassungsarbeit zum ersten Staatsexamen für das Lehramt an Gymnasien im Bereich Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik I, Universität Augsburg, 1999.

WAWERSIK, R. W.: *Alternatives to a Power-Law Creep Model for Rock Salt at Temperatures below 160°C*. In: The Mechanical Behavior of Salt, Proceedings of the 2nd Conference, Hannover, 24.-28.09. 1984, S. 103-128, ISBN-13: 978-0878490714, Trans Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, 1988.

WEERTMANN, J. WEERTMANN, J. R.: *Constitutive Equation and Diffusion-Dislocation controlled Creep*. In: Constitutive Relations and their Physical Basis, Proceedings 8th Risø Int. Symp. On Metallurgy and Material Science, Risø (Denmark) 1987, S. 191-203, Risø National Laboratories, Roskilde, 1987.

WEIDINGER, P., HAMPEL, A., BLUM, W & HUNSCHE, U.: *Creep Behaviour of natural Rock Salt and its Description with the Composite Model*. Materials Science and Engineering: A, Volumes 234-236, S. 646-648, Elsevier, 1997.

WEIDINGER, P.: *Verformungsverhalten natürlicher Steinsalze: Experimentelle Ermittlung und mikrostrukturell begründete Modellierung*. Dissertation D29, Universität Erlangen-Nürnberg. Shaker Verlag, Aachen, 1998.

WEIDINGER, P., BLUM, W., HAMPEL, A. & HUNSCHE, U.: *Description of the Creep of Rock Salt with the Composite Model - I. Transient Creep*. In: The Mechanical Behavior of Salt, Proceedings of the 4th Conference, Montreal, 1996, S. 277-285, ISBN-13: 978-3540290346, Trans Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, 1998.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1:	Charakteristisches Spannungs-, Verformungs- und Dilatanz-Verhalten von Steinsalz im Festigkeitsversuch	7
Abbildung 2.2:	Kriechversuch mit drei Kriechphasen	10
Abbildung 2.3:	Elastische Prüfkörperverformung	11
Abbildung 2.4:	Versetzungsmechanismus	14
Abbildung 2.5:	Abhängigkeit der Verformungsrate von der Verformung und von der Zeit bei konstanter Spannung	16
Abbildung 2.6:	Vernichtung von Versetzungen einer Gleitebene durch Annihilation	20
Abbildung 2.7:	Versetzungsklettern und Annihilation.....	21
Abbildung 2.8:	Mikrorissentstehung im Bereich aufgestauter Versetzungen.....	23
Abbildung 2.9:	Prinzipielle Festigkeits- und Dilatanzentwicklung im verformungs- geregelten Triaxialversuch	24
Abbildung 3.1:	Vergleichende Darstellung von Stoffmodellen für stationäres Kriechen... 37	
Abbildung 3.2:	Prinzipielles Verhalten im Lastwechselfersuch (Be- und Entlastung)	40
Abbildung 3.3:	Vergleich zwischen Dehnungs- und Zeitverfestigung bei Laststeigerung. 41	
Abbildung 3.4:	Beschreibung des primären und stationären Kriechens im erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz nach Salzer (1993)	46
Abbildung 3.5:	Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{\text{Diff}} = 25 \text{ MPa}$) mit dem erweiterten Dehnungs-Verfestigungsansatz nach Salzer (1993).....	48
Abbildung 3.6:	Entwicklung des Versetzungsabstandes und der effektiven inneren Spannung im Verbundmodell im Kriechversuch.....	50
Abbildung 3.7:	Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{\text{Diff}} = 25 \text{ MPa}$) mit dem Verbundmodell nach Hampel (2007).....	51
Abbildung 3.8:	Deformationsmechanismenkarte nach Munson für die WIPP site (aus Zapf & Rokahr, 2007) mit praxisrelevantem Spannungs- und Temperaturbereich	52
Abbildung 3.9:	Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{\text{Diff}} = 25 \text{ MPa}$) mit dem MD-Modell (MUNSON & DAWSON, 1984)	55
Abbildung 3.10:	Federelement (Hook'sches Grundelement): Schaltbild und Verformung bei Be- und Entlastung.....	56

Abbildung 3.11:	Kelvin-Modell: Schaltbild und Verformung bei Be- und Entlastung	57
Abbildung 3.12:	Maxwell- Modell: Schaltbild und Verformung bei Be- und Entlastung....	57
Abbildung 3.13:	Rheologisches Modell für das Kriechverhalten von Salzgesteinen	58
Abbildung 3.14:	Nachrechnung eines Kriechversuches ($\sigma_{\text{Diff}} = 25 \text{ MPa}$) mit dem Stoffmodell Hou/Lux (Hou et al., 2007)	62
Abbildung 4.1:	Dilatanzrate im verformungsgeregelten Festigkeitsversuch für Steinsalz bei einer Einspannung von $\sigma_3 = 0,2 \text{ MPa}$; Stauchungsrate: $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$	80
Abbildung 4.2	Verformungsgeregelte Festigkeitsversuche an Sylvinit mit einer Verformungsrate von $\dot{\epsilon}_1 = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bei einem Manteldruck von $\sigma_3 = 40 \text{ MPa}$ bzw. $\sigma_3 = 0,5 \text{ MPa}$	81
Abbildung 4.3:	Vergleich zwischen gemessener Dilatanz- und berechneter Schädigungsrate im verformungsgeregelten Festigkeitsversuch für Sylvinit (Rate $\dot{\epsilon}_1 = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, Manteldruck $\sigma_3 = 0,5$ bzw. $\sigma_3 = 1 \text{ MPa}$).....	83
Abbildung 4.4:	Spezifische Formänderungsarbeit im Dilatanzbereich.....	85
Abbildung 4.5:	Zusammenhang zwischen Dilatanz ϵ_{vol} und Dilatanzarbeit U_{Dil}	86
Abbildung 4.6:	Kurvenparameter A_1 , A_2 und A_3 als Funktionen von σ_3 entsprechend 4.15	87
Abbildung 4.7:	Berechnung der drei Kriechphasen mit dem Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz	88
Abbildung 4.8:	Berechnungsmodell für die Berechnung des Festigkeitsverhaltens im Triaxialversuch.....	90
Abbildung 4.9:	Berechnung von Triaxialversuchen mit dem erweiterten Stoffmodell	91
Abbildung 4.10:	Abhängigkeit des Spannungsexponenten vom Manteldruck	92
Abbildung 4.11:	Spannungsexponent nach Gleichung 4.20	93
Abbildung 4.12:	Berechnung von Triaxialversuchen mit dem erweitertem Stoffmodell und Spannungsexponenten als Funktion von σ_3 nach Gleichung 4.20	93
Abbildung 4.13:	Spannungsexponent nach Gleichung 4.21 - $n_p = g(\sigma_3, \epsilon_{\text{vol}})$	94
Abbildung 4.14:	Berechnung von Triaxialversuchen mit dem erweitertem Stoffmodell und Spannungsexponenten als Funktion von σ_3 nach Gleichung 4.21	95
Abbildung 4.15:	Dilatanzabhängige Reduzierung des Kompressionsmoduls – Gl. 4.22 mit: $K_0 = 23,5 \text{ GPa}$, $K_R = 0,6 \text{ GPa}$ und $\alpha = 19$	97

Abbildung 4.16:	Dilatanzabhängige elastische Parameter im erweiterten Stoffmodell.....	98
Abbildung 5.1:	Methodischer Ablauf bei der Parameterbestimmung für das erweiterte Stoffmodell.....	101
Abbildung 5.2:	Kriechversuche, Probematerial Na2- Asse - Modellanpassung.....	104
Abbildung 5.3:	Kriechversuche, Probematerial Na2- Asse – Darstellung der Kriechrate	105
Abbildung 5.4:	Mehrstufen-Kriechversuche Probematerial: Na2-Sondershausen - Gemessene und berechnete Verformungen und Kriechraten (2. Laststufe).....	106
Abbildung 5.5:	Nachrechnung eines Mehrstufen-Lastwechsel-Versuchs für Asse-Speisesalz	108
Abbildung 5.6:	Triaxialversuch – Festigkeits- und Dilatanzverhalten von Na2 - Sondershausen.....	109
Abbildung 5.7:	Na2-Sondershausen- Schädigungsfreier Triaxialversuch $\sigma_3 = 20\text{MPa}$; Verformungsrate $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$; analytische Berechnung mit Gl. 5.2 ($A_p = 6,5 \cdot 10^{-24} \text{d}^{-1}$; $n_p = 11,88$; $\mu = 2,95$).....	111
Abbildung 5.8:	Triaxialversuch – Festigkeits- und Dilatanzverhalten von Na2 - Asse....	111
Abbildung 5.9:	Dilatanzgrenzen für Na2-Sondershausen und Na2-Asse	113
Abbildung 5.10:	Na2-Asse - Spannungsabhängigkeit der Anpassungsparameter - $A_i = f(\sigma_3)$	114
Abbildung 5.11:	Na2-Sondershausen - Spannungsabhängigkeit der Anpassungsparameter - $A_i = f(\sigma_3)$	115
Abbildung 5.12:	Triaxialversuche Na2-Sondershausen - Vergleich zwischen Versuchs- und Berechnungsergebnissen; mit: $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$	117
Abbildung 5.13:	Triaxialversuch Na2-Sondershausen - Vergleich zwischen Versuchs- ergebnis und Berechnung mit: $\sigma_3 = 2,5\text{MPa}$; $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-4} / 1 \cdot 10^{-5} / 1 \cdot 10^{-6} \text{s}^{-1}$	118
Abbildung 5.14:	Triaxialversuche Na2-Asse- Vergleich zwischen Versuchsergebnis und Modellrechnung mit: $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-5} \text{s}^{-1}$ -	120
Abbildung 5.15:	Triaxialversuch Na2-Asse- Vergleich zwischen Versuchsergebnis und Modellrechnung mit: $\sigma_3 = 1\text{MPa}$; $\dot{\epsilon}_1^{\text{cr}} = 1 \cdot 10^{-5} / 1 \cdot 10^{-6} \text{s}^{-1}$ -	121
Abbildung 5.16:	Kriechversuch mit tertiärer Kriechphase und Berechnungsergebnis	122
Abbildung 6.1:	Berechnungsmodell für die Untersuchung des Vernetzungseinflusses....	127

Abbildung 6.2:	Einfluss der Vernetzungsdichte auf das berechnete Spannungs- Verformungs- und Festigkeitsverhalten eines Langpfeilers.....	128
Abbildung 6.3:	Einfluss der Vernetzungsdichte auf die Lokalisierung der Dilatanz.....	129
Abbildung 6.4:	Lage der Maschinenstrecke EU1 und des Versuchsortes im Grubenfeld der Grube Sondershausen.....	131
Abbildung 6.5:	Maschinenstrecke EU1 – Berechnungsmodell und Randbedingungen....	132
Abbildung 6.6:	Vergleich zwischen In-situ-Frac-Messungen und Berechnungsergebnis	133
Abbildung 6.7:	Berechnete und gemessene dilatante Auflockerungszone	134
Abbildung 6.8:	Lage des Konzertsaals im Grubenfeld	135
Abbildung 6.9:	Aufriss und Querschnitt sowie Lage der Kontrollbohrlöcher	135
Abbildung 6.10:	Aufbau des 3D-Berechnungsmodells (Koordinaten in m).....	136
Abbildung 6.11:	Berechnete Vertikalverschiebungen und Vergleich mit den Ergebnissen des Firstnivelements.....	138
Abbildung 6.12:	Prognose der Firstverschiebung für eine Standzeit von 100 Jahren.....	139
Abbildung 6.13:	Geschädigte dilatante Zonen und Kriechverformung nach einer Standzeit von 100 Jahren.....	140
Abbildung 6.14:	Modellaufbau des ebenen Berechnungsmodells	141
Abbildung 6.15:	Berechnete Spannungsverteilung in Pfeilermitte elastisch und nach einer Standzeit von 100 a (Druck negativ/ Zug positiv)	142
Abbildung 6.16:	Berechnete Dilatanzentwicklung und Verformung für den Modellpfeiler A.....	143
Abbildung 6.17:	Spannungsumverteilung in Pfeilermitte elastisch und nach einer Standzeit von 10 Jahren (Druck negativ/ Zug positiv).....	144
Abbildung 6.18:	Berechnete Dilatanzentwicklung und Verformung für den Modellpfeiler B.....	145
Abbildung 6.19:	Konturentfestigung und Spannungsumverteilung infolge des Bruchereignisses nach 22 Jahren Standzeit (Druck negativ/ Zug positiv)	146
Abbildung 6.20:	Elastische Spannungsverteilung entlang des Schnittprofils und Bruchfestigkeit $\sigma_1^{\text{Max}} = f(\sigma_3)$	147
Abbildung 6.21:	Spannungsumverteilung infolge Konturentfestigung - Modellpfeiler C nach 1 Tag Standzeit.....	147
Abbildung 6.22:	Entlastung der Risszone und Spannungsumlagerung nach dem Konturbruch.....	148

Abbildung 6.23:	Dilatante Auflockerung im Riss- und Bruchbereich	148
Abbildung 6.24:	Berechnete Dilatanzenwicklung und Verformung für den Modellpfeiler	149
Abbildung 6.25:	Modellpfeiler C mit $\alpha=1$ - Pfeilerstauchung sowie Spannungs- und Dilatanzenwicklung im Pfeilerkern.....	150
Abbildung 6.26:	Modellpfeiler C mit $\alpha=0,8$ - Pfeilerstauchung sowie Spannungs- und Dilatanzenwicklung im Pfeilerkern.....	150
Abbildung 6.27:	Modellpfeiler C mit $\alpha=0,66$ - Pfeilerstauchung sowie Spannungs- und Dilatanzenwicklung im Pfeilerkern.....	151

Table of Figures

Figure 7.1:	Creep tests carried out on Stassfurt-rock salt, Sondershausen mine, and recalculation with the creep parameters $A_p = 6,5 \cdot 10^{-24} [d^{-1}]$, $n_p = 11,88$, $\mu = 2,95$	159
Figure 7.2:	Triaxial test, measured deformation rate and dilatancy rate.....	163
Figure 7.3:	Dilatancy boundary for the Stassfurt rock salt from the Sondershausen mine.....	165
Figure 7.4:	Relationship between dilatancy ε_{Vol} and damage work U_{Dil} ; Sonderhausen salt mine - adaptation to tests.....	165
Figure 7.5:	Creep test with creep failure and recalculation with the constitutive model – Stassfurtsteinsalz Na2 from the Asse site.....	167
Figure 7.6:	Comparison between calculated and measured strength behaviour and comparison between calculated and measured dilatancy behaviour for Stassfurt rock salt Na2 from the Sondershausen salt mine.....	169
Figure 7.7:	Comparison between calculated and measured strength behaviour under different loading rates (confinement pressure $\sigma_3 = 2,5 \text{ MPa}$).....	170
Figure 7.8:	Comparison between calculated and measured dilatancy behaviour under different loading rates (confinement pressure $\sigma_3 = 2,5 \text{ MPa}$).....	170
Figure 7.9:	Modelling of creep deformation – exemplary behaviour (only strain- hardening without recovery and damage/ dilatancy).....	173

Figure 7.10:	Modelling of creep deformation – exemplary behaviour (strain-hardening with recovery but without damage/ dilatancy).....	173
Figure 7.11:	Modelling of creep deformation – exemplary behaviour (strain-hardening with recovery and damage/ dilatancy).....	174

Anhang

A.1 Liste häufig verwendeter Symbole

A.1.1 Allgemeine Symbole

A	Querschnittsfläche
A^*	Vorfaktor im Zeit-Verfestigungs-Ansatz
A^0	ungeschädigter Flächenanteil
A^d	geschädigter Flächenanteil
A_s	Vorfaktor im Potenzansatz
D	Schädigungsvariable
\dot{D}	Schädigungsrate
E	Elastizitätsmodul
E_0	Elastizitätsmodul des ungeschädigten Materials
E_{dyn}^d	dynamischer Elastizitätsmodul des geschädigten Materials
e_{ij}^{ve}	Tensor der deviatorischen visko-elastischen Verzerrung
\dot{e}_{ij}^{ve}	Tensor der deviatorischen visko-elastischen Verzerrungsrate
F	Kraft
G	Schermodul
G_K	Schermodul im Kelvin-Modell
G_M	Schermodul im Maxwell-Modell
K	Kompressionsmodul

n_s	Spannungsexponent im Potenzansatz
Q	Aktivierungsenergie
R	allgemeine Gaskonstante
S_{ij}	Tensor der deviatorischen Spannungskomponenten
T	Temperatur
t	Zeit
U	spezifische Formänderungsarbeit
\dot{U}	Rate der spezifischen Formänderungsarbeit
V	Volumen
V_0	Volumen im Ausgangszustand
v_p	Geschwindigkeit der Longitudinalwellen (P-Wellen)
v_s	Geschwindigkeit der Scherwellen (S-Wellen)
γ_{xy}	Schubverzerrung
$\Delta\varepsilon_{Vol}^{el}$	Änderung der elastischen Volumenverformung
$\Delta\varepsilon_{Vol}^{pl}$	Änderung der plastischen Volumendilatanz
ΔV	Volumenänderung
$\delta_{i,j}$	Kronecker-Symbol
ε	Deformation, Verformung, Verzerrung
$\dot{\varepsilon}$	Deformationsrate, Verformungsrate, Verzerrungsrate
ε^{el}	elastische Verformungskomponente
ε^p	plastischer Verformungsanteil
ε^{th}	thermische Verformungskomponente
ε^v	viskoser Verformungsanteil
ε^{vp}	visko-plastischer Verformungsanteil
ε_0	mittlere Verzerrung
ε_1^{cr}	Kriechverformung in maximaler Hauptverformungsrichtung
$\dot{\varepsilon}_1^{cr}$	Kriechrate in maximaler Hauptverformungsrichtung
ε_{cr}	Kriechverformung, Deformation aus dem Kriechen
$\dot{\varepsilon}_{cr}$	Kriechrate

$\dot{\epsilon}_{cr}^d$	schädigungsinduzierte Kriechrate
$\dot{\epsilon}_{cr,M}$	Kriechrate des Maxwell-Modells
$\dot{\epsilon}_{cr,K}$	Kriechrate des Kelvin-Modells
$\dot{\epsilon}_{cr}^s$	Rate des sekundären bzw. stationären Kriechens
$\dot{\epsilon}_{cr}^{tr}$	Rate des transienten (primären) Kriechens
ϵ_{cr}^{tr}	transienter Verformungsanteil
$\dot{\epsilon}_{cr}^p$	Rate des primären (transienten) Kriechens
ϵ_{eff}	effektive Verformung, effektive Deformation
$\dot{\epsilon}_{eff}$	effektive Deformationsrate
$\dot{\epsilon}_{i,j}$	Rate des Verformungstensors
$\dot{\epsilon}_{i,j}^{cr}$	Tensor der Kriechverformung
$\epsilon_{i,j}^{el}$	Tensor der elastischen Verformung
ϵ_{KK}	1. Invariante des Verzerrungstensors
ϵ_{Vol}	volumetrische Deformation, Dilatanz, Volumendilatanz
$\dot{\epsilon}_{Vol}$	Dilatanzrate, volumetrische Verformungsrate
$\epsilon_{yy} \epsilon_{xx}$	Verformungskomponenten in kartesischen Koordinaten
η	Viskosität
ν	Poissonzahl, Querdehnungszahl
ξ	Spannungsexponent im Zeit-Verfestigungs-Ansatz
ρ	Versetzungsdichte
$\dot{\rho}$	Entwicklungsrate der Versetzungsdichte
$\dot{\rho}^+$	Rate der Versetzungserzeugung
$\dot{\rho}^-$	Rate der Versetzungsvernichtung
σ	Spannung
$\bar{\sigma}$	schädigungskorrigierte „reale“ Spannung nach Kachanov
σ_0	Mittelwert der Hauptspannungen
σ_1	Maximale Hauptspannung

σ_2	Mittlere Hauptspannung
σ_3	Minimale Hauptspannung
σ_{Diff}	Spannungsdifferenz
σ_{eff}	Effektivspannung
$\sigma_{\text{eff}}^{\text{Max}}$	Spitzenfestigkeit
$\sigma_{\text{eff}}^{\text{Dil}}$	Dilatanzgrenze
$\sigma_{\text{eff}}^{\text{R}}$	Restfestigkeit
$\sigma_{i,j}$	Spannungstensor
σ_{KK}	1. Invariante des Spannungstensors
σ_{xx}	Normalspannung in x-Richtung
σ_{xy}	Schubspannung, die eine Verzerrung der xy-Ebene bewirkt
σ_{yy}	Normalspannung in y-Richtung
σ_{zz}	Normalspannung in z-Richtung
τ_s	Fließgrenze

A.1.2 Spezielle Symbole im Dehnung-Verfestigungs-Ansatz

A_p	Vorfaktor
K_{DVA}	im Kriechversuch zu bestimmender Parameter zur Berechnung von A_p
m_{DVA}	im Kriechversuch zu bestimmender Parameter zur Berechnung von μ
n_{DVA}	Parameter zur Berechnung von n_p aus Kriechversuch mit $n_{\text{DVA}} = n_s$
n_p	Spannungsexponent
t_c	Zeitkonstante
t_0	Erholungszeit
$\epsilon_{\text{cr}}^{\text{E}}$	Verformungsanteil, der aus der Erholung resultiert (Erholung)
$\dot{\epsilon}_{\text{cr}}^{\text{E}}$	Erholungsrate
$\epsilon_{\text{cr}}^{\text{V}}$	Verformungsanteil, der zu einer Verfestigung führt (Verfestigung)

$\dot{\varepsilon}_{cr}^V$	Verfestigungsrate
$\varepsilon^{V,0}$	Vorverfestigung
μ	Exponent

A.1.3 Spezielle Symbole im Stoffmodell Minkley

f_s	Fließfunktion
G_K	Schubmodul
g_s	Potenzialfunktion
m	Spannungsabhängigkeit im modifizierten Maxwell-Modell
N_ψ	Dilatanzfunktion
$\sigma_\psi, \Delta\varepsilon_{vol,0}^p$	Parameter der Dilatanzfunktion N_ψ
ε^{en}	elastisch nachwirkender Verformungsanteil
ε^p	plastische Scherverformung
$\Delta\varepsilon_1^p$	plastisches Verformungsinkrement
$\Delta\varepsilon_{Vol}^p$	Änderung der plastischen Volmendilatanz
η_K	Viskosität im Kelvin-Modell
η_M	Viskosität im modifizierten Maxwell-Modell
λ_s	skalare Funktion
$\sigma_{eff,B}$	max. ertragbare Effektivspannung, Festigkeitsfunktion
σ_D	Parameter der Festigkeitsfunktion: einaxiale Druckfestigkeit
σ_{MAX}	Parameter der Festigkeitsfunktion: max. effektive Festigkeit
σ_ϕ	Parameter der Festigkeitsfunktion: Krümmungsparameter Festigkeitskurve

A.1.4 Spezielle Symbole im Stoffmodell Hou/Lux

$a_1 \dots a_{17}$	Materialparameter
F^{ds}	Fließfunktion für schädigungsinduziertes Kriechen infolge Schubbeanspruchung
F^{dz}	Fließfunktion für schädigungsinduziertes Kriechen infolge Zugbeanspruchung
G_k	Parameter für Verfestigung (Schubmodul)
G_{kE}	Parameter für Erholung (Schubmodul)
k_1	Parameter für Verfestigung
k_{1E}	Parameter für Erholung
k_2	Parameter für das transiente Kriechen
m	Spannungsabhängigkeit für das stationäre Kriechen
$\max \varepsilon^{tr}$	transiente Endverformung
Q^{ds}	Potenzialfunktionen für die Bestimmung der Fließrichtung infolge Schubversagen
Q^{dz}	Potenzialfunktionen für die Bestimmung der Fließrichtung infolge Zugversagen
β	Kurzeitfestigkeitsgrenze
β_D	Dilatanzgrenze
$\dot{\varepsilon}_{i,j}^d$	visko-plastischer Verzerrungstensor infolge Schädigung durch Schub
$\dot{\varepsilon}_{i,j}^{dz}$	visko-plastischer Verzerrungstensor infolge Schädigung durch Zugbeanspruchung
$\dot{\varepsilon}_{ij}^h$	Verheilungsterm im Kriechansatz
η_D	Ausnutzungsgrad der Festigkeit
$\bar{\eta}_K^*$	Parameter für das transiente Kriechen (Viskosität im Kelvin-Modell)
$\bar{\eta}_M^*$	Parameter für das stationäre Kriechen (Viskosität im modifiz. Maxwell-Modell)
θ	Lode-Winkel

A.1.5 Spezielle Symbole in den Stoffmodellen MD und MDCF

A_1, A_2	Vorfaktoren im Kriechansatz
B_1, B_2	Vorfaktoren im Kriechansatz
$c_0 \dots c_5$	stoffspezifische Materialparameter für das schädigungsinduzierte Kriechen

F, F_r, F^{ω_i}	Funktionen, die das transiente Verhalten beschreiben
H	Heaviside Schrittfunktion für das Einschalten des Versetzungsgleitens
n_1, n_2	Spannungsexponenten im Kriechansatz
n_3	stoffspezifische Materialparameter für das schädigungsinduzierte Kriechen
q	Spannungskomponente im Kriechansatz
Δ	Erholungsfunktion
α_w, β_w	Parameter der Erholungsfunktion Δ
δ	Verfestigungsfunktion
α_r, β_r	Parameter der Verfestigungsfunktion δ
$\dot{\epsilon}_{cr}$	Kriechrate aus Versetzungsmechanismen
$\dot{\epsilon}_{i,j}^{inel}$	inelastische Verformungsrate
$\dot{\epsilon}_{cr}^{\omega-sh}$	schädigungsinduzierte Kriechrate infolge Schubversagen
$\dot{\epsilon}_{cr}^{\omega-te}$	schädigungsinduzierte Kriechrate infolge Zugversagen
$\dot{\epsilon}_{cr}^h$	Kriechrate resultierend aus der Verheilung
ϵ_t^*	transientes Endkriechmaß
K_0, m	Parameter zur Berechnung des transienten Endkriechmaßes ϵ_t^*
ζ	innere isotrope Zustandsvariable
$\dot{\zeta}$	innere isotrope Zustandsvariable, Rate
ρ	Materialparameter für den Einfluss von Verunreinigungen
σ_0	Materialparameter für das Einsetzen des Versetzungsgleitens
σ_V^{cr}	Vergleichsspannung für das Kriechen aus Versetzungsmechanismen
$\sigma_V^{\omega-sh}$	Vergleichsspannung für schädigungsinduziertes Kriechen infolge Schubversagen
$\sigma_V^{\omega-te}$	Vergleichsspannung für schädigungsinduziertes Kriechen infolge Zugversagen
σ_V^h	Vergleichsspannung für Kriechen infolge Verheilung
$\chi_2 \dots \chi_8$	Festigkeitsparameter
ω	Schädigung
$\dot{\omega}$	Schädigungsrate
ω_0	Vorschädigung

A.1.6 Spezielle Symbole im Verbundmodell und im CDM

a	mittlere Breite der subkornwandnahen Bereiche mit lokal überhöhter Spannung
a_{ss}	mittlere Breite der subkornwandnahen Bereiche im stationären Zustand mit lokal überhöhter Spannung
Δa	Aktivierungsfläche des Gleitprozesses
b	Betrag des Burgersvektors der Versetzungen
c_{PF}	spannungsabhängiger Parameter für die Kriechbeschleunigung im Bruch- und Nachbruchbereich
c_{PF1}, c_{PF2}	Parameter zur spannungsabhängigen Berechnung von c_{PF}
d_{dam}	Gefügeschädigung
F_h	Beschleunigungsfaktor für den Feuchteeffekt
k_a	Konstante zur Berechnung der mittleren Breite der subkornwandnahen Bereiche mit lokal überhöhter Spannung
k_B	Boltzmann-Konstante
k_r	Konstante zur Berechnung des Versetzungsabstandes
$k_{w,i}$	Konstante zur Berechnung der Subkorngrößen
M	Taylorfaktor
n_{PF}	Parameter für die Kriechbeschleunigung im Bruch und Nachbruchbereich
r	Versetzungsabstand
r_{ss}	Versetzungsabstand im stationären Zustand
r_v	Verhältnis zwischen volumetrischer Verformungsrate $\dot{\epsilon}_{vol}$ und Kriechrate $\dot{\epsilon}_{cr}$
S	zusammenfassende Bezeichnung für die Strukturgrößen (r , a und w_i)
v	Versetzungsgeschwindigkeit
v_0	Parameter der Versetzungsgeschwindigkeit
$w1...w3$	Subkorngrößen
w_{ss}	mittlere Subkorngröße im stationären Zustand
$\dot{\gamma}$	Scherverformungsrate
δ_{dam}	Beschleunigungsfaktor für schadigungsinduziertes Kriechen
δ_1, δ_2	Stoffparameter für die Berechnung von δ_{dam}

ε_F	Deformationskriterium zur Bestimmung des Bruchpunktes
σ^*	effektive, die Versetzungen treibende, lokale innere Spannung
σ_{okt}	Oktaedernormalspannung
σ_u	Spannungsnormierung ($\sigma_u = 1 \text{ MPa}$)
τ_D	Dilatanzgrenze, Dilatanzfunktion
b_D c_D	Parameter der Dilatanzfunktion τ_D
τ_{okt}	Oktaederschubspannung
Φ	relative Feuchte

A.2 Zusammenfassende Darstellung der Stoffmodellgleichungen für den erweiterten Dehnungs-Verfestigungs-Ansatz

Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{\text{cr}}$:

$$\dot{\varepsilon}_{\text{cr}} = \frac{A_p \cdot \sigma^{n_p}}{(\varepsilon^{V,0} + \varepsilon_{\text{cr}}^V)^\mu}$$

Kriechparameter: A_p, μ, n_p

Vorverfestigung: $\varepsilon^{V,0}$

$\varepsilon_{\text{eff}}^V$ ist der zentrale Parameter im Stoffmodell, der den Zusammenhang zwischen den einzelnen Kriechphasen beschreibt:

transientes Kriechen: $\dot{\varepsilon}_{\text{eff}}^V \gg 0$

stationäres Kriechen: $\dot{\varepsilon}_{\text{eff}}^V \rightarrow 0$

Bruch, Nachbruch: $\dot{\varepsilon}_{\text{eff}}^V < 0$

mit: $\dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^V = \dot{\varepsilon}_{\text{cr}} - \dot{\varepsilon}_{\text{cr}}^E - \dot{\varepsilon}_{\text{Vol}}$

Erholungsrate $\dot{\varepsilon}_{cr}^E$:

$$\dot{\varepsilon}_{cr}^E = \frac{\varepsilon_{cr}^V}{t_0} \quad \text{mit: } t_0 = t_C \cdot \exp\left[\frac{Q}{R \cdot T}\right]$$

t_C, t_0 - Parameter für die Erholung

Dilatanzrate $\dot{\varepsilon}_{Vol}$:

$$\dot{\varepsilon}_{Vol} = f(\sigma_3, U_{Dil}) = (A_1(\sigma_3) + A_2(\sigma_3) \cdot \exp[A_3(\sigma_3) \cdot U_{Dil}]) \cdot \dot{U}_{Dil}$$

$$\text{mit: } A_1(\sigma_3) = a_1 + a_2 \cdot \exp[a_3 \cdot \sigma_3]$$

$$A_2(\sigma_3) = a_4 + a_5 \cdot \exp[a_6 \cdot \sigma_3]$$

$$A_3(\sigma_3) = a_7 + a_8 \cdot \exp[a_9 \cdot \sigma_3]$$

$a_1 \dots a_9$ [MPa]⁻¹ Parameter für die Dilatanzentwicklung

Spannungsexponent bei Dilatanz n_p :

$$n_p = g(\sigma_3, \varepsilon_{Vol}) = \frac{n_{\varepsilon_{Vol},0} + n_1 \cdot \exp[n_2 \cdot \sigma_3] \cdot [1 - \exp(-n_3 \cdot \varepsilon_{Vol})]}{(1 - \varepsilon_{Vol})^{n_4}}$$

$n_{\varepsilon_{Vol},0}$ - Spannungsexponent für ungeschädigtes Salz

n_1, n_2, n_3, n_4 - Kurvenparameter

Dilatanzgrenze σ_{eff}^{Dil} :

$$\sigma_{eff}^{Dil}(\sigma_3) = \sigma_3 \cdot \left[\frac{D_1}{D_2 + \sigma_3} + D_3 \right]$$

D_1, D_2, D_3 - Kurvenparameter

Spezifische Formänderungsarbeit im Dilatanzbereich:

$$U_{Dil} = \int (\sigma_{eff} - \sigma_{eff}^{Dil}) \cdot d\varepsilon_{cr}$$

Elastisches Verhalten im Dilatanzbereich:

$$K(\varepsilon_{Vol}) = \frac{K_0 - K_R}{(1 + \varepsilon_{Vol})^\alpha} + K_R \quad v(\varepsilon_{Vol}) = \frac{v_0 - v_R}{(1 + \varepsilon_{Vol})^\alpha} + v_R$$

- mit: K_0 - Kompressionsmodul für ungeschädigtes Salz
 K_R - Kompressionsmodul im Restfestigkeitsbereich
 ν_0 - Poissonzahl für ungeschädigtes Salz
 ν_R - Poissonzahl im Restfestigkeitsbereich
 α - Krümmungsparameter

A.3 Zusammenfassende Parameterdarstellung

Parameter	Wo zu bestimmen?	Na2 - Sondershausen	Na2 – Asse
$A_p [d^{-1}]$	Kriechversuch	$6,5 \cdot 10^{-24}$	$3,98 \cdot 10^{-29}$
$n_{\varepsilon_{Vol;0}}$	Kriechversuch	11,88	15,18
n_1	Triaxialversuch	0,55	0,5
n_2	Triaxialversuch	-0,18	-0,33
n_3	Triaxialversuch	2000	2000
n_4	Triaxialversuch	0,5	0,5
μ	Kriechversuch	2,95	3
$t_0 [d]$	In-situ-Anpassung	7000 (EU1) 2300 (Konzertsaal)	-
$a_1 [MPa]^{-1}$	Triaxialversuch	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$
$a_2 [MPa]^{-1}$	Triaxialversuch	0,016	0,0135
$a_3 [MPa]^{-1}$	Triaxialversuch	-0,39	-0,4
$a_4 [MPa]^{-1}$	Triaxialversuch	$5,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$

a_5 [MPa] ⁻¹	Triaxialversuch	$8,0 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
a_6 [MPa] ⁻¹	Triaxialversuch	-2	-6,25
a_7 [MPa] ⁻¹	Triaxialversuch	1,5	0
a_8 [MPa] ⁻¹	Triaxialversuch	4,15	5,13
a_9 [MPa] ⁻¹	Triaxialversuch	-0,6	-0,3
D_1 [MPa]	Triaxialversuch	12	8
D_2 [MPa]	Triaxialversuch	0,05	0,25
D_3 [MPa]	Triaxialversuch	2	4,8
K [GPa]	Triaxialversuch	16	16
K_R [GPa]	angepasst	0,1	0,1
α	angepasst	19	19
ν	Triaxialversuch	0,25	0,25
ν_R	angepasst	0,499	0,499
σ_Z [MPa]	angepasst	1	1