



TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

DISSERTATION

Modellierung des Verhaltens von Massenbewegungen bei großen Verschiebungen mit Hilfe des Particle Flow Codes (PFC)

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines Doktors
der technischen Wissenschaften unter der Leitung von

Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Rainer Poisel

E203

Institut für Ingenieurgeologie, TU-Wien

und

Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.phil. Ewald Brückl

E128

Institut für Geodäsie und Geophysik, TU-Wien

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Bauingenieurwesen

von

Dipl.-Ing. Alexander Preh

87 25 583

A-1150 Wien, Fenzlgasse 38/1/4

Wien, im März 2004

A handwritten signature in black ink, reading 'Alexander Preh'.

Aufgabe der Naturwissenschaft ist es nicht nur, die Erfahrung zu erweitern, sondern in diese Erfahrung eine Ordnung zu bringen.

Nils Bohr

Vorwort

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen herzlich bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinem Betreuer und Mentor Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Rainer Poisel für seine hervorragende fachliche Unterstützung, seine immer offene Tür und für eine Vielzahl anregender und aufschlussreicher Diskussionen. Großen Dank schulde ich auch Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.phil. Ewald Brückl, der sich freundlicherweise als zweiter Begutachter zur Verfügung gestellt hat und durch seine wertvollen Anregungen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Frau Cristine Cerny und Frau Billy Valek für das Korrekturlesen meiner Arbeit und unserem Lehrling Andreas Weber-Haselberger für seine Hilfe bei der Erstellung zahlreicher Abbildungen.

Allen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeitern des Institutes für Ingenieurgeologie für das angenehme Arbeitsklima und ihre moralische Unterstützung in einer schwierigen Zeit.

Herzlich bedanken möchte ich mich an dieser Stelle auch bei allen Kollegen und Freunden, die fachlich oder moralisch an der Erstellung meiner Dissertation beteiligt waren.

Großer Dank gebührt auch meiner Mutter Elga Preh, die mich in jeder Phase meines Studiums aufopfernd unterstützt hat.

Kurzfassung

Massenbewegungen in alpinen Gebieten stellen häufig direkt oder indirekt eine Gefährdung von besiedeltem Gebiet, Infrastruktureinrichtungen usw. dar. Es gibt eine Vielzahl von Klassifikationen von Massenbewegungen, denen jedoch meistens klare mechanische Grundlagen fehlen. Quantitative Aussagen über Abbruchvolumen, Reichweite von Felsmassenstürzen, Risiken usw. sind jedoch nur auf der Basis von mechanischen Modellen möglich. Derzeit muss noch zwischen mechanischen Modellen des Versagensmechanismus und des möglicherweise dadurch ausgelösten Felsmassensturzes unterschieden werden, weil es noch kein Universalmodell, das eine durchgehende Berechnung (mit Berücksichtigung oft außerordentlich großer Verschiebungen) ermöglicht, gibt.

Numerische Rechenverfahren sind heutzutage ein nicht mehr wegzudenkendes Hilfsmittel bei der Analyse von Massenbewegungen. Dem Geotechniker steht mittlerweile eine Vielzahl numerischer Verfahren zur Verfügung, die sich in ihren Stärken und Schwächen oftmals erheblich voneinander unterscheiden. Ein neuartiges Verfahren zur Berechnung von Massenbewegungen stellt der Particle Flow Code (PFC) der ITASCA Consulting Group dar. PFC modelliert die Bewegungen und Wechselwirkungen von belasteten Elementensembles, bestehend aus kugel- oder scheibenförmigen Einzelpartikeln. Die Partikel können durch Verbindung an ihren Berührungspunkten zu einem Festkörper verbunden werden, in dem durch eine progressive Schädigung der Bindungen die Entstehung und Ausbreitung von Trenn- und Scherbrüchen modelliert werden können. Das makroskopische Materialverhalten wird dabei durch die Kalibrierung der Mikroparameter (Partikelsteifigkeiten, Bindungsfestigkeiten) des Ensembles festgelegt. Dadurch ist es möglich, die progressive Schädigung des Materials (Desintegration) bei fortschreitendem Versagen zu berücksichtigen und damit Veränderungen im Versagensmechanismus mit fortschreitender Berechnungsdauer im Modell zu verfolgen.

Durch die Anwendung des Particle Flow Codes auf die Versagensmechanismen Hangkriechen, Hart auf Weich und Knicken/Beulen wurde die Eignung von PFC verifiziert und vorhandene Modellvorstellungen überprüft. Dabei wurden sowohl einfache schematische Modelle zur Überprüfung der Fähigkeiten und Möglichkeiten des vorgestellten Verfahrens als auch konkrete Modelle für die Analysen von Massenbewegungen erstellt. Die Bestimmung der das Verhalten charakterisierenden Mikroparameter, wurde beim Aufbau des jeweiligen Modells erläutert und diskutiert. Die vorgestellten Modellrechnungen haben die Eignung und das Potential des Particle Flow Codes zur numerischen Modellierung von Massenbewegungen – vor allem bei großen Verschiebungen – unter Beweis gestellt. Der große Vorteil von PFC liegt in der Möglichkeit, nicht nur den initialen Versagensmechanismus, sondern auch die Veränderungen des Mechanismus bei großen Verschiebungen zu modellieren.

Abstract

Mass movements in alpine environment are often directly or indirectly endangering residential areas and infrastructure facilities. There are a multitude of classification systems for mass movements, yet in most cases without any considerations for the mechanical principles. Quantitative statements about the moving rock volume, the runout, the risk etc., however require a clearly defined mechanical model. As it is we have to distinguish between failure or detachment mechanism and the possible run out. An ideal model should, therefore, simulate both the failure mechanism and the run out. So far we do not have such a model.

Numerical methods are essential tools for the analyses of mass movements. There are a great number of numerical methods with different potentials and limitations available for the engineer. The Particle Flow Code (PFC) of the ITASCA Consulting Group is a new procedure on the basis of the Distinct Element Method and models the movement and the interaction of stressed assemblies of circular (2D) or spherical (3D) particles. The particles can be bonded at their contact points to form a solid body that may "fracture" due to progressive bond breaking. One major advantage of the new system is the possibility to model micro- and macroscopical processes at the same time.

The suitability of the Particle Flow Code has been verified by the application of PFC on the failure mechanisms "Slope creep", "Hard rock lying on a soft base" and "Buckling". Thereby some simple schematic models for the verification of the features and possibilities of the presented method as well as actual models for the analyses of real cases have been developed. The determination of the microproperties which determine the material behaviour is described for the various models. The application of the Particle Flow Code has shown that PFC is extremely suitable for the numerical analysis of mass movements, especially if large displacements occur. It is the great advantage of PFC that it is possible to model both the failure mechanism as well as the change of mechanisms at great displacements.

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG.....	1
2	DIE VERSAGENSMECHANISMEN VON TALFLANKEN UND FELSBÖSCHUNGEN UND IHRE BERECHNUNGSVERFAHREN (VORHANDENE MODELLVORSTELLUNGEN).....	3
2.1	HANGKRIECHEN, HANGFLIEßEN („SACKEN“)	6
2.2	HART AUF WEICH	8
2.3	KIPPEN (TOPPLING)	9
2.3.1	<i>Biegekippen (Flexural Toppling)</i>	9
2.3.2	<i>Blockkippen (Block Toppling)</i>	10
2.3.3	<i>Kippen und Hangkriechen</i>	11
2.4	ROCK SLUMPING (BLOCKROTATIONSRUOTSCHUNG)	12
2.5	KNICKBANDSACKUNG (KINK BAND SLUMPING)	14
2.6	STABILITÄTSPROBLEME: KNICKEN, BEULEN (BUCKLING)	17
3	NUMERISCHE VERFAHREN ZUR BERECHNUNG VON FELSBÖSCHUNGEN	22
3.1	KLASSIFIZIERUNG DER NUMERISCHEN VERFAHREN	22
3.2	DISTINKTE ELEMENTE METHODE	24
3.3	DER PARTICLE FLOW CODE (PFC)	26
4	PHYSIKALISCHE CHARAKTERISTIKA GRANULARER MATERIALEN.....	28
4.1	GEOMETRIE DER KÖRNER (PARTIKEL)	29
4.2	KORNGRÖßENVERTEILUNG	29
4.3	LAGERUNG DER KÖRNER (PARTIKELANORDNUNG)	31
4.3.1	<i>Porosität und Lagerungsdichte</i>	33
4.3.2	<i>Koordinationszahl</i>	33
4.4	MECHANISCHE EIGENSCHAFTEN DER KÖRNER	34
4.5	KONTAKTVERHALTEN DER KÖRNER	35
4.6	INHOMOGENITÄT	35
4.7	ANISOTROPIE UND DISKONTINUITÄT	36
4.8	MAßSTABEFFEKTE	38
5	THEORETISCHE GRUNDLAGEN DES PARTICLE FLOW CODES (PFC)	39
5.1	BERECHNUNGSKREISLAUF	40
5.2	KRAFTVERSCHIEBUNGSGESETZ	41
5.3	KONSTITUTIVE BEZIEHUNGEN (KONTAKTMODELLE)	46
5.3.1	<i>Steifigkeitsmodell</i>	46
5.3.2	<i>Gleitmodell</i>	48
5.3.3	<i>Bindungsmodell</i>	48
5.4	BEWEGUNGSGESETZ	52
5.5	MECHANISCHE DÄMPFUNG	54
5.5.1	<i>Lokale Dämpfung</i>	54
5.5.2	<i>Viskose Dämpfung</i>	55
6	MODELLIERUNG	57
6.1	MATERIALKALIBRIERUNG	57
6.1.1	<i>Die Wahl der passenden PFC Materialparameter</i>	57
6.1.2	<i>Generelle Betrachtung des Kalibrationsprozesses</i>	57
6.1.3	<i>Mikroparameter</i>	59
6.1.4	<i>Reproduktion des Verhaltens eines physikalischen Materials</i>	61
6.2	GENERIEREN EINER FELSBOESCHUNG MIT PFC	73
6.2.1	<i>Genereller Modellaufbau</i>	73
6.2.2	<i>Generieren einer irregulären Partikelanordnung</i>	74
6.2.3	<i>Reduktion der aufgeprägten Spannungen</i>	79
6.2.4	<i>Entfernen der „Floater“ (Schwimmer)</i>	83

6.2.5	<i>Erzeugen der Modellgeometrie</i>	83
6.2.6	<i>Berechnung der Initialspannungen (Ausgangszustand)</i>	86
6.2.7	<i>Simulation des Versagens</i>	87
7	ANALYSEN	89
7.1	HANGKRIECHEN („SACKEN“) <i></i>	89
7.1.1	<i>Problemstellung</i>	89
7.1.2	<i>Kontinuumsmechanische Rechenmodelle</i>	89
7.1.3	<i>Vergleich der Ergebnisse von PFC mit den Untersuchungen von Zienkiewicz et al. (1975)</i>	90
7.1.4	<i>Analyse der Massenbewegung Reppwand-Gleitung (Oselitzenbach) mittels PFC^{3D}</i>	103
7.1.5	<i>Conclusio</i>	117
7.2	HART AUF WEICH	118
7.2.1	<i>Problemstellung</i>	118
7.2.2	<i>Schematisches PFC-Modell</i>	118
7.2.3	<i>Analyse der Massenbewegung Galgenwald bei Murau</i>	121
7.2.4	<i>Conclusio</i>	133
7.3	KNICKBANDSACKUNG.....	134
7.3.1	<i>Problemstellung</i>	134
7.3.2	<i>UDEC-Modell</i>	136
7.4	BEULEN	142
7.4.1	<i>Problemstellung</i>	142
7.4.2	<i>Analytische Lösung</i>	143
7.4.3	<i>PFC^{2D}-Modell</i>	145
7.4.4	<i>Gegenüberstellung der Ergebnisse</i>	159
7.4.5	<i>Conclusio</i>	160
8	ZUSAMMENFASSUNG	161
9	LITERATURVERZEICHNIS	164

1 Einleitung

Massenbewegungen in alpinen Gebieten stellen häufig direkt oder indirekt eine Gefährdung von besiedeltem Gebiet, Infrastruktureinrichtungen usw. dar. Es gibt eine Vielzahl von Klassifikationen von Massenbewegungen, denen jedoch meistens klare mechanische Grundlagen fehlen. Quantitative Aussagen über Abbruchvolumen, Reichweite von Felsmassenstürzen, Risiken usw. sind jedoch nur auf der Basis von mechanischen Modellen möglich. Derzeit muss noch zwischen mechanischen Modellen des Versagensmechanismus und des möglicherweise dadurch ausgelösten Felsmassensturzes unterschieden werden, weil es noch kein Universalmodell, das eine durchgehende Berechnung (mit Berücksichtigung oft außerordentlich großer Verschiebungen) ermöglicht, gibt.

Folgende Fragestellungen sind bei der Analyse von (potentiellen) Massenbewegungen zu beantworten:

- Wie versagt die Talflanke bzw. Felsböschung, d. h., welcher Versagensmechanismus, der zur Ablösung von Felsmassen führt, liegt der Bewegung zugrunde?
- Welche möglichen Ablöseszenarien gibt es?
- Wie wahrscheinlich ist das jeweilige Szenario?
- Wie breitet sich ein eventuell ausgelöster Massensturz aus?
- Welche Maßnahmen zur Risikominimierung gibt es, und wie wirksam und wie teuer sind diese?

Numerische Rechentechniken sind heutzutage ein nicht mehr wegzudenkendes Hilfsmittel bei der Beantwortung dieses Fragenkomplexes. Dem Geotechniker steht mittlerweile eine Vielzahl numerischer Verfahren zur Verfügung, die sich in ihren Stärken und Schwächen oftmals erheblich voneinander unterscheiden. Verfahren auf Basis der Finiten Differenzen wie z. B. FLAC oder UDEC (ITASCA Consulting Group) haben sich bei der Analyse von Massenbewegungen bewährt, da sie in der Lage sind, große Deformationen, physikalische Instabilitäten, starkes nicht lineares Verhalten und dynamische Prozesse abzubilden. Keines dieser Verfahren ist jedoch in der Lage, die progressive Schädigung des Fest- bzw. Lockergesteins während des Versagens zu berücksichtigen. Außerdem ist es im Allgemeinen nicht möglich, nur mit Hilfe eines Verfahrens sowohl das Abbruchereignis als auch die Ausbreitung der desintegrierten Massen zu modellieren.

Ein viel versprechendes neuartiges Verfahren stellt diesbezüglich der Particle Flow Code (PFC) der ITASCA Consulting Group dar. PFC modelliert die Bewegungen und Wechselwirkungen von belasteten Elementensembeln, bestehend aus kugelförmigen Einzelpartikeln. Die Partikel können durch Verbindung an ihren Berührungspunkten zu einem

Festkörper verbunden werden, in dem durch eine progressive Schädigung der Bindungen die Entstehung und Ausbreitung von Trenn- und Scherbrüchen modelliert werden können. Ein Vorteil des Verfahrens liegt darin begründet, dass makro- und mikromechanische Prozesse gleichzeitig modelliert werden können.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, PFC auf vorhandene Modellvorstellungen von Versagensmechanismen (Hangkriechen, Hart auf Weich und Beulen) anzuwenden und diese mit Beobachtungen in der Natur zu verifizieren. Es soll auch untersucht werden, wie weit es mittels PFC möglich ist, sowohl das Abbruchereignis als auch die Ausbreitung mit Hilfe eines einzigen Modells zu berechnen.

2 Die Versagensmechanismen von Talflanken und Felsböschungen und ihre Berechnungsverfahren (vorhandene Modellvorstellungen)

Der Nutzen eines Katalogs möglicher Versagensmechanismen (Klassifizierungssystem) von Felsböschungen liegt darin begründet, dass der Kenntnis über den jeweilig vorherrschenden Mechanismus bei der Festlegung eines geeigneten Monitoringprogramms, bei der Interpretation von Messungen (Kovari, 1990), bei Standsicherheitsberechnungen (analytische oder numerische Verfahren) und bei der Beurteilung von Maßnahmen zur Erhöhung der Standsicherheit grundlegende Bedeutung zukommt.

Es gibt kein mechanisches Modell, das alle möglichen Mechanismen in sich trägt. Daraus folgt auch, dass kein numerisches Verfahren existiert, das in der Lage ist, jeden Versagensmechanismus abzubilden. Es macht z. B. keinen Sinn, für die Modellierung von Sackungsbewegungen im Lockergestein diskontinuumsmechanische Verfahren (UDEC, 3DEC, DDA etc.) anzuwenden. Somit sind bei der numerischen Modellierung von Massenbewegungen Kenntnisse über den vorherrschenden Mechanismus schon für die Auswahl des numerischen Verfahrens (Software) erforderlich.

Folgend werden anhand des Klassifizierungssystems von Poisel (2003) einige Versagensmechanismen im Detail beschrieben und die für den jeweiligen Mechanismus in Frage kommenden numerischen und analytischen Verfahren diskutiert.

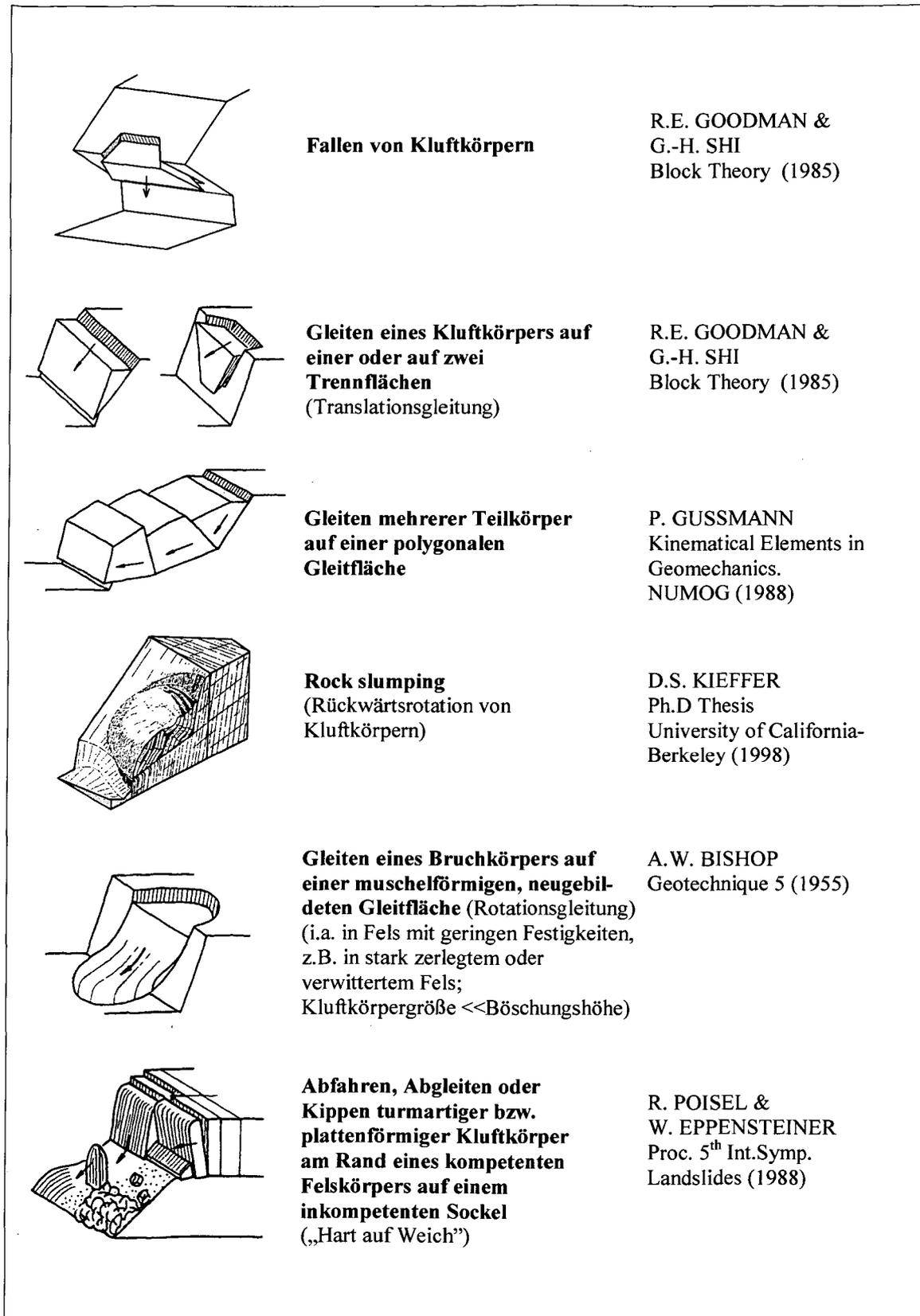


Abbildung 2.1: Beispiele von Versagensmechanismen von Felsböschungen mit den jeweiligen Berechnungsansätzen, Teil I (Poisel, 2003)

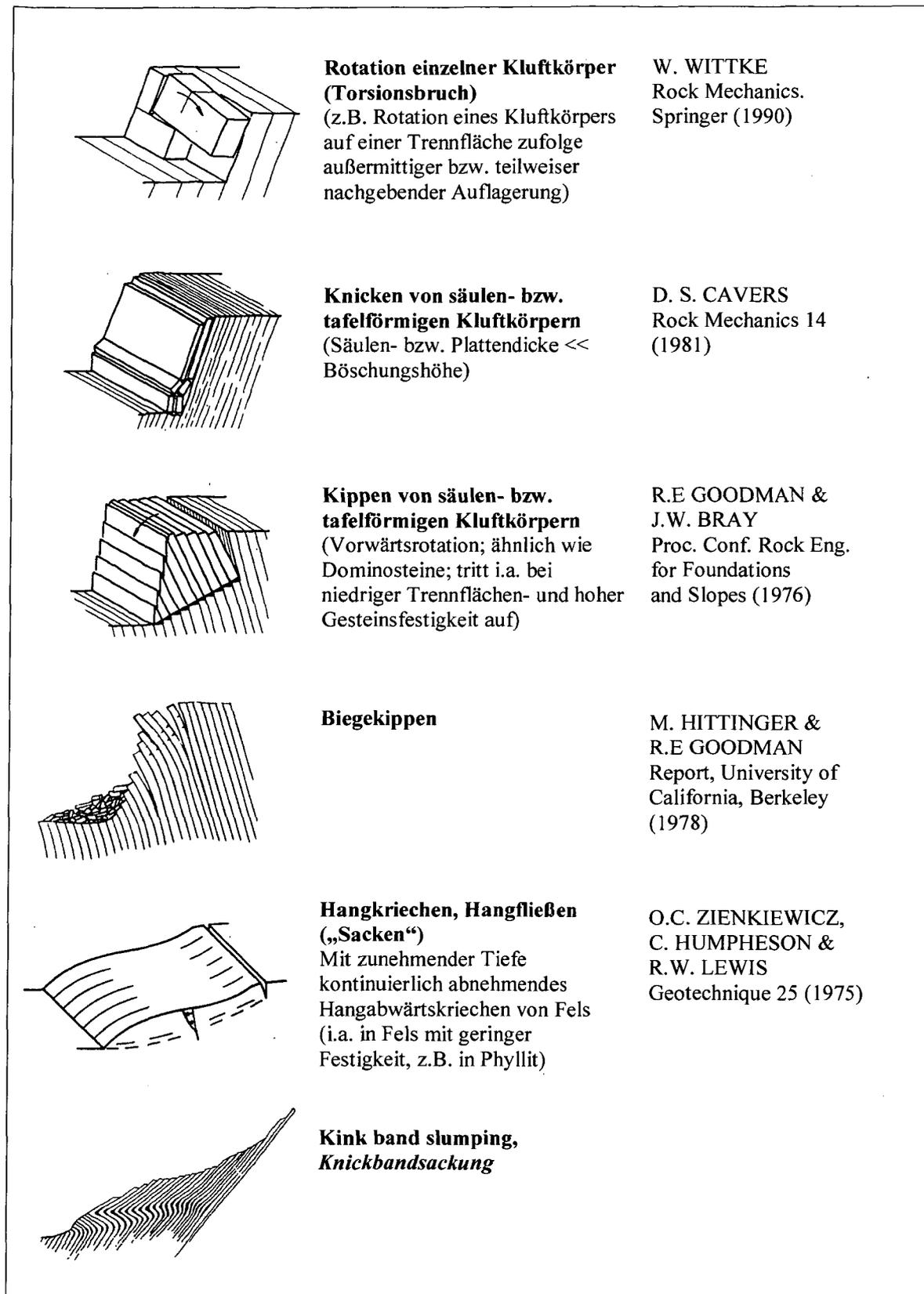


Abbildung 2.2: Beispiele von Versagensmechanismen von Felsböschungen mit den jeweiligen Berechnungsansätzen, Teil 2 (Poisel, 2003)

2.1 Hangkriechen, Hangfließen („Sacken“)

Zischinsky (Zischinsky, 1966) bezeichnete jedes mit zunehmender Tiefe kontinuierlich abnehmende Hangabwärtskriechen von Fels als Sacken (Poisel, 1998). Im allgemeinen Sprachgebrauch wird jedoch unter Sacken eine vorwiegend vertikale Bewegung verstanden. Die von Zischinsky (1966) beschriebene Deformation hat aber an der Hangoberfläche Verschiebungsvektoren zur Folge, die mehr oder weniger parallel zur Oberfläche gerichtet sind. Poisel (2003) machte daher den Vorschlag, jedes mit zunehmender Tiefe kontinuierlich abnehmende Hangabwärtskriechen von Fels als Hangkriechen zu bezeichnen.

Hangkriechen tritt im Allgemeinen bei niedrigen Gesteinsfestigkeiten auf. Bei einem geringen Anteil der Kohäsion an der Gebirgsfestigkeit erfolgt die Abnahme der Bewegungsvorgänge progressiv (Hakenwerfen), bei einem höheren Anteil der Kohäsion an der Gebirgsfestigkeit tritt die Abnahme erst ab einer gewissen Tiefe auf (Blockkriechen, Abbildung 2.4). Bei fortschreitendem Versagen, falls die Kriechbewegung keinen stabilen Gleichgewichtszustand erreicht, geht der Mechanismus Hangkriechen durch das Durchreißen der Zonen großer Schubverzerrungen in den Mechanismus Gleiten über. Daher ist es auch wahrscheinlich, dass jeder Gleitung, die nicht auf einer vorgegebenen Trennfläche erfolgt, ein (unter Umständen auch sehr kurzes) Hangkriechen vorausgeht. An den Übergängen zu flacheren (langsameren bzw. stabilen) Hangbereichen kommt es aufgrund der auftretenden Geschwindigkeitsdifferenzen zu Zerrzonen bzw. Bergzerreißungsphänomenen.

Die ersten realitätsnahen Berechnungsansätze für diesen Versagensmechanismus stammen von Zienkiewicz, Humpheson et al. (1975), die den Mechanismus mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente (FEM) unter Anwendung eines Mohr-Coulombschen Materialmodells mit einer assoziierten und nicht assoziierten Fließregel untersuchten. Vorangegangene Untersuchungen des Mechanismus erfolgten zumeist unter Zuhilfenahme von Gleitkreisberechnungen (Bishop, 1955). In neuerer Zeit kommt den expliziten Lösungsverfahren wie der FDM (z. B.: FLAC) besondere Bedeutung zu, da sie in der Lage sind, große Deformationen und stark nicht lineares Verhalten gut abzubilden. Abbildung 2.3 zeigt ein zweidimensionales FLAC-Modell (Roth, 1999) mit dem für das Hangkriechen (Blockkriechen) typischen Verschiebungsprofil.

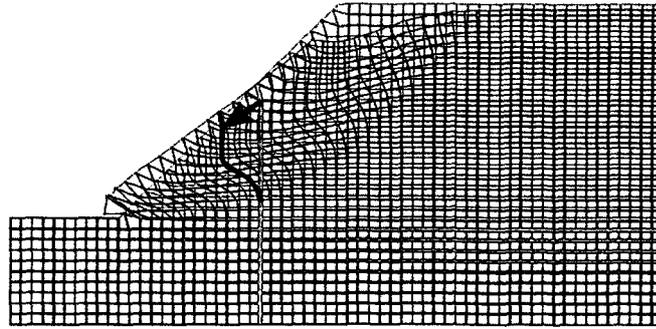


Abbildung 2.3: Hangkriechen modelliert mit FLAC;
Netz vor (rot) und nach (schwarz) dem Versagen (Roth, 1999)

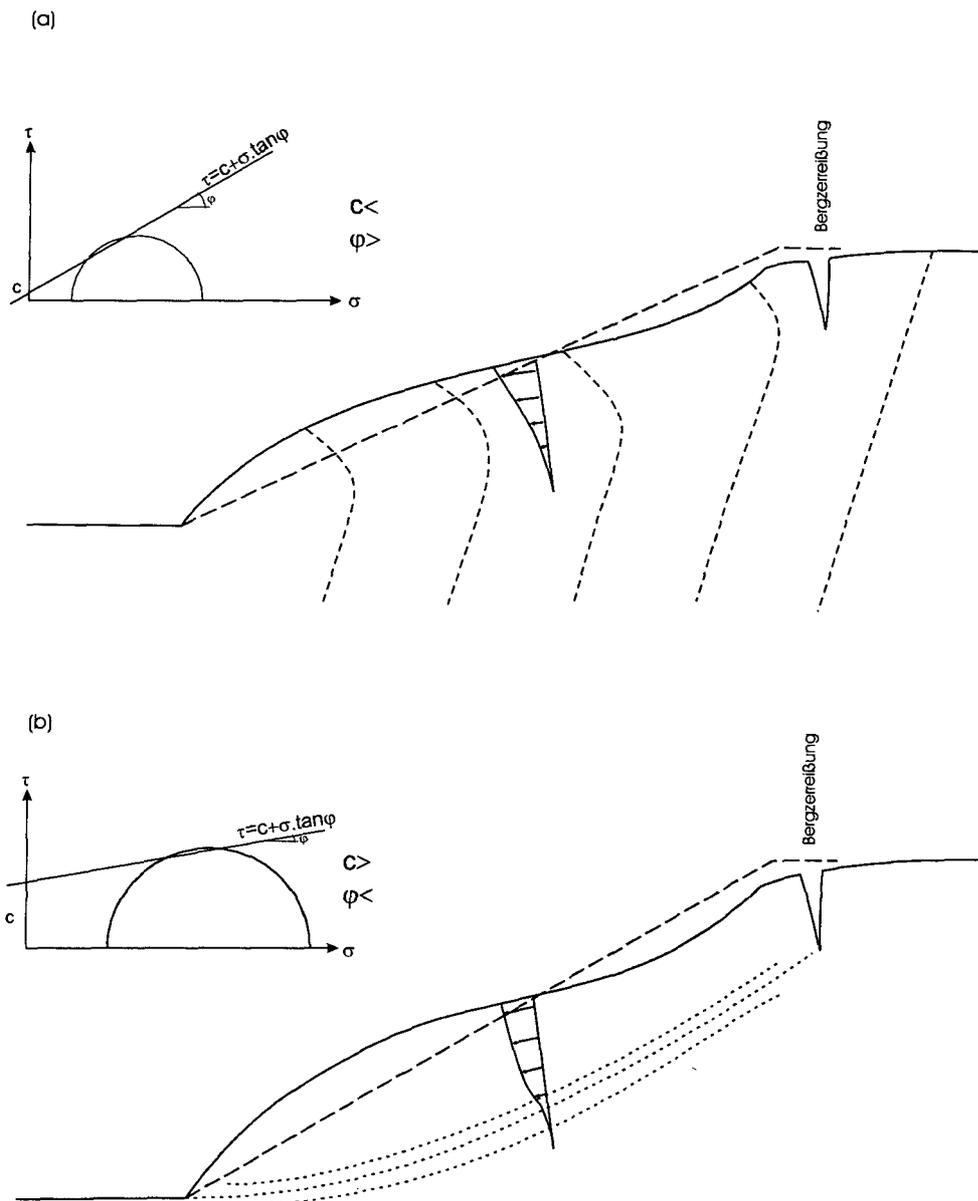
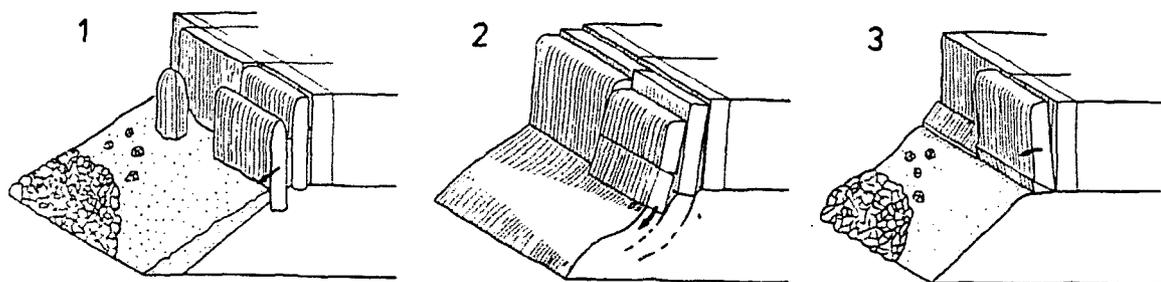


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Hangkriechens und der dafür charakteristischen Verteilung der Verschiebungsgeschwindigkeiten, a) Anteil der Kohäsion an der Gebirgsfestigkeit gering – Hakenwerfen, b) Anteil der Kohäsion an der Gebirgsfestigkeit hoch – Blockkriechen (Poisel, 1998)

2.2 Hart auf Weich

Der Begriff „Hart auf Weich“ bezeichnet die Geomechanik des Systems harter kompetenter Felsmassen auf einem weichen inkompetenten Sockel. Unter hartem Fels ist in diesem Zusammenhang Fels mit einem Sprödbbruchverhalten zu verstehen (also Gesteine, die im einaxialen Druckversuch Spaltbrüche ausbilden, wie zum Beispiel dichter Kalk oder Marmor). Unter weichem Material sind Gesteine zu verstehen, die sich in geologischen Zeiträumen duktil bzw. fließend verhalten. Die Begriffe „Hart“ und „Weich“ sind jedoch relativ zu verstehen, denn das Versagen tritt auch dann ein, wenn sich das weiche Sockelmaterial unter Kurzzeitbelastung spröd verhält.

Das Versagen einer Flanke, in der auf einem weichen, fließenden Sockel harter, spröder Fels liegt, wird in erster Linie von den plattenförmigen bzw. turmartigen Großkluftkörpern, in der der Rand der harten Platte zerlegt ist, geprägt. Massenbewegungen am Rande des Systems „Hart auf Weich“ setzen sich im Grunde genommen aus zwei Mechanismen zusammen: aus dem Ausquetschen bzw. Ausfließen des Sockelmaterials und dem Zerschneiden und Abgleiten der harten, spröden Platte. Durch das Nachgeben des duktilen Sockelmaterials entstehen wandparallele Klüfte, die letztendlich plattenförmige Großkluftkörper erzeugen, welche sich in Abhängigkeit von der Beschaffenheit des Sockelmaterials talwärts bewegen. Poisel und Eppensteiner (1989) trafen eine Einteilung der Bewegungsmöglichkeiten der Großkluftkörper in drei Fälle (Abbildung 2.5).



Fall 1: Aufrechtes, translatorisches Abfahren

Fall 2: Muschelbruch im Sockel

Fall 3: Talwärtskippen

Abbildung 2.5: Bewegungsmöglichkeiten plattenförmiger bzw. turmartiger Großkluftkörper am Rande des Systems „Hart auf Weich“ (Poisel & Eppensteiner, 1989)

2.3 Kippen (Toppling)

Der Versagensmechanismus „Kippen“ tritt vor allem bei steil in den Hang einfallenden Haupttrennflächen (Schieferung, Schichtung) auf, die tafelförmige (seltener säulenförmige) Großkluftkörper bilden. Der Mechanismus kann in die zwei Subtypen „Biegekippen“ und „Blockkippen“ unterteilt werden.

2.3.1 Biegekippen (Flexural Toppling)

Beim Biegekippen verformen sich die tafelförmigen Kluftkörper wie einseitig eingespannte Biegeträger (Kragträger). Durch die Biegebeanspruchung kommt es zur Bildung von normal auf die Haupttrennflächen stehenden Biegezugrissen. Diese Biegezugrisse können in weiterer Folge gemeinsam mit den Haupttrennflächen eine hangauswärts einfallende, stufenförmige Bruchfläche ausbilden. Durch die Ausbildung der Bruchfläche erhöht sich der Freiheitsgrad des Kluftkörperverbands und das Biegekippen geht in das Blockkippen über. Die Großkluftkörper kippen ähnlich wie Dominosteine oder Bücher im Regal talwärts (Abbildung 2.6).

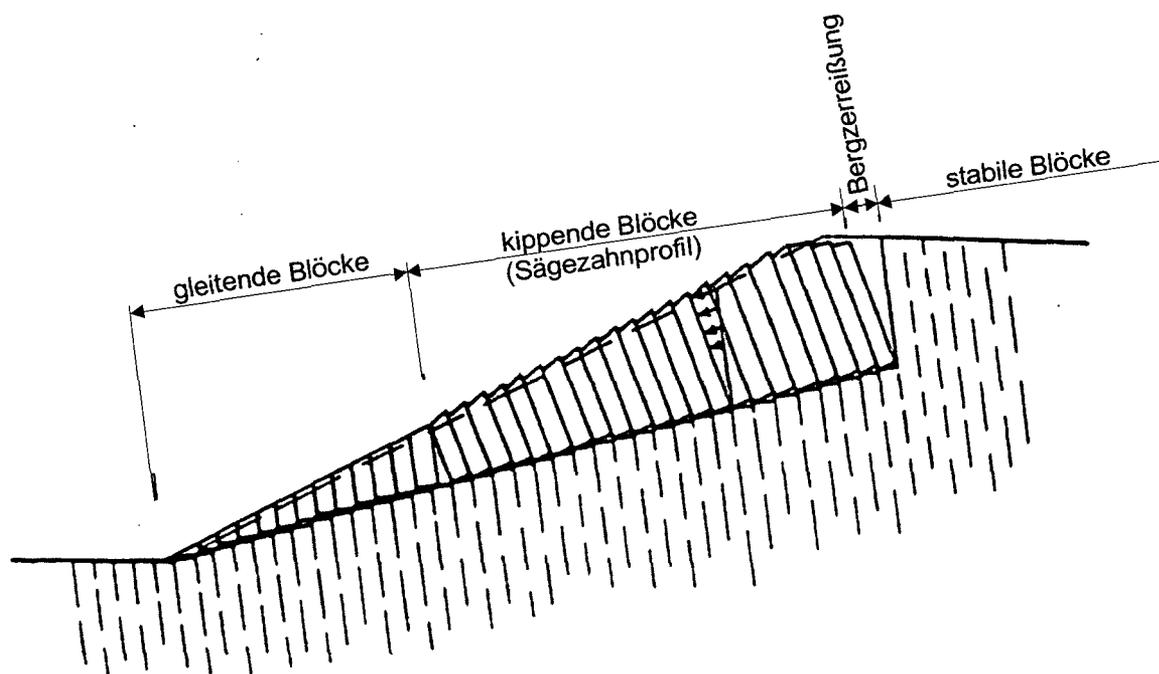


Abbildung 2.6: Blockkippen zufolge der Ausbildung einer stufenförmigen Grenzfläche (Poisel, 1998)

Im Verlauf dieser Bewegung kommt es in den Haupttrennflächen zu bedeutenden Scherverschiebungen zwischen den Großkluftkörpern, die sprunghafte Änderungen im Verschiebungsfeld des Gesamtsystems darstellen und ein bestimmendes Merkmal dieses Mechanismus sind. An der Geländeoberfläche führen diese Scherverschiebungen zu für den

Kippmechanismus charakteristischen Sägezahnprofil (Abbildung 2.7). Die Kluftkörper am Hangfuß haben geometriebedingt eine geringere Höhe und damit auch eine geringere Neigung zum Kippen. Es treten daher in diesem Bereich oft gleitende Blöcke auf (Poisel, 1998).



Abbildung 2.7: Stufenbildung infolge Kippversagens (Weiße Wand, Matreier Zone)

2.3.2 Blockkippen (Block Toppling)

Sind Trennflächen normal auf die hangeinwärts fallenden Trennflächen bereits tektonisch angelegt, das heißt, gibt es bereits quaderförmige Kluftkörper, kann der Mechanismus des Blockkippens auftreten. Dabei kippen einzelne Kluftkörper aus dem Kluftkörperverband (vgl. Abbildung 2.8). Der Mechanismus ist gefügebedingt und tritt im Allgemeinen bei hohen Gesteinsfestigkeiten und geringer Festigkeit der Trennflächen auf. Bei geringer Gesteinsfestigkeit müssen die Trennflächen optimale Raumstellung besitzen, damit Kippen auftritt (anderenfalls tritt bei entsprechend geringen Festigkeiten Hangkriechen auf).

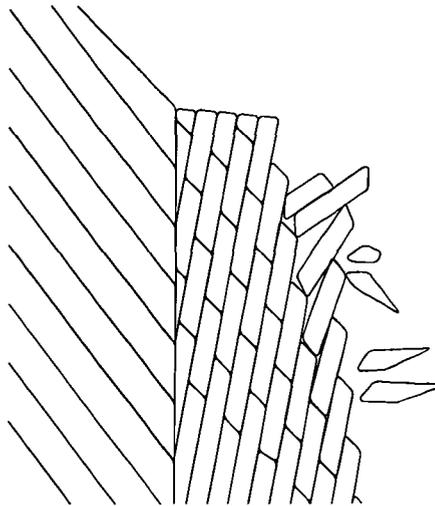


Abbildung 2.8: Blockkippen zufolge des vorherrschenden Trennflächengefüges (UDEC)

Diskontinuumsmechanische Versagensmechanismen wie das Block- und das Biegekippen können sehr gut mit Programmen auf Basis der Diskreten Elemente (z.B. UDEC oder 3DEC) modelliert werden.

2.3.3 Kippen und Hangkriechen

Das Kippen steht mit dem Hangkriechen in einem Verwandtschaftsverhältnis, die Abgrenzung der beiden Mechanismen ist vor allem eine Frage des Maßstabs und die Übergänge zwischen den beiden Mechanismen können als fließend bezeichnet werden. Bei entsprechend engen Abständen zwischen den Trennflächen (auch eine Frage des betrachteten Bereichs) zeigen beide Mechanismen die gleiche Verteilung der Verschiebungsgeschwindigkeiten (Hakenwerfen, Abbildung 2.9).



Abbildung 2.9: Übergang vom Hangkriechen (oder Biegekippen) zum Blockkippen im Romney Schiefer (Western Maryland Railroad cut one mile west of Great Cacapon. Washington County, Md)

2.4 Rock Slumping (Blockrotationsrutschung)

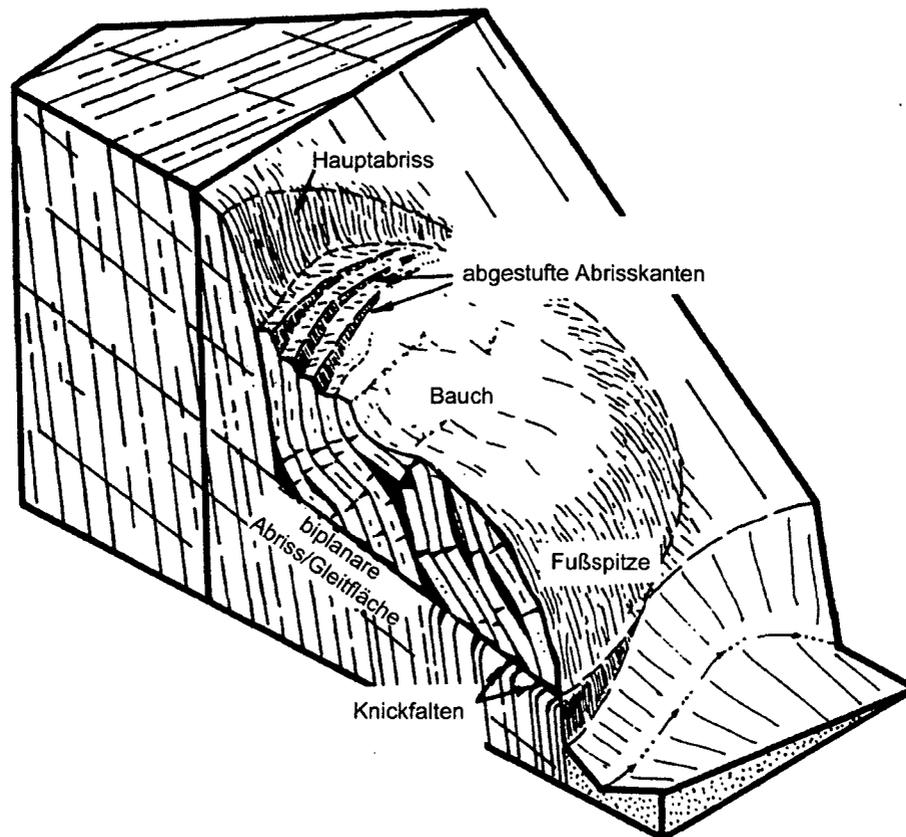


Abbildung 2.10: Oberflächenmorphologie und interne Struktur eines „Rock Slumps“ (Kieffer, 1998)

Der Versagensmechanismus „Rock Slumping“ (engl. slump = plumpsen) wurde von Kieffer (1998) erstmals eingehend beschrieben. Abbildung 2.11 zeigt eine von Kieffer (1998) und Preh (2000) untersuchte Böschungsgeometrie. Dabei gleiten tafelförmige Klufkörper mit ihren bergseitigen Kanten auf zwei Trennflächen: einer flachen Trennfläche A, auf der es aufgrund der Reibung nicht zum Gleiten eines auf ihr liegenden Blocks kommt, und einer steiler als die Böschung einfallenden Trennfläche B. Dieser Mechanismus ist deshalb besonders gefährlich, weil jede Trennfläche für sich nicht zum Versagen führen würde. Ähnlich einer zu flach an eine Mauer gelehnten Leiter gleiten die einzelnen Klufkörper mit einer gleichzeitigen Rotationsbewegung aus der Böschung. Im Extremfall, bei entsprechend flach einfallenden Trennflächen B, kann dieser Mechanismus auch auf einer horizontalen Trennfläche A ablaufen. Kieffer untersuchte die in Abbildung 2.11 dargestellte Böschungsgeometrie mit Hilfe der Discontinuous Deformation Analyses, DDA, Preh mit Hilfe des Finiten Differenzen Codes UDEC (Abbildung 2.12). Beide Rechenverfahren führten sowohl in Bezug auf die errechnete Standsicherheit als auch in Bezug auf den Versagensablauf zu gleichen Ergebnissen.

Wollinger (2003) untersuchte mit Hilfe des dreidimensionalen FD-Codes 3DEC den Einfluss der Streichrichtung der Haupttrennflächen auf die Bewegung der Klufkörper (Abbildung

2.13). Dabei hat sich gezeigt, dass sich mit zunehmender Verdrehung der Streichrichtung der Haupttrennflächen gegen die Streichrichtung der Böschung, die Standsicherheit der Böschung erhöht.

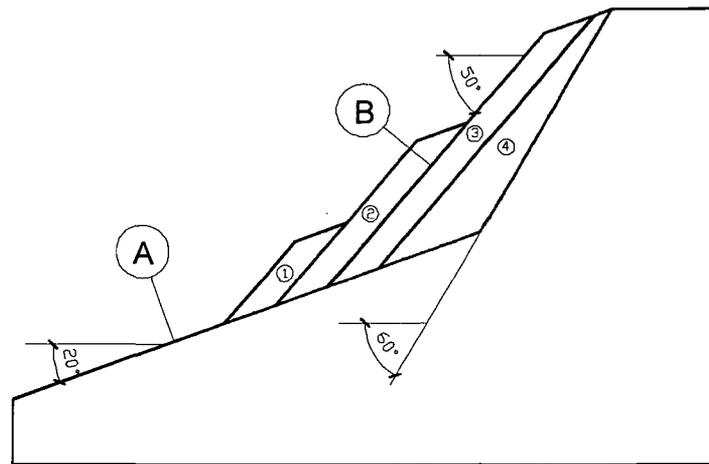


Abbildung 2.11: Böschungsgeometrie nach Kieffer (1998)

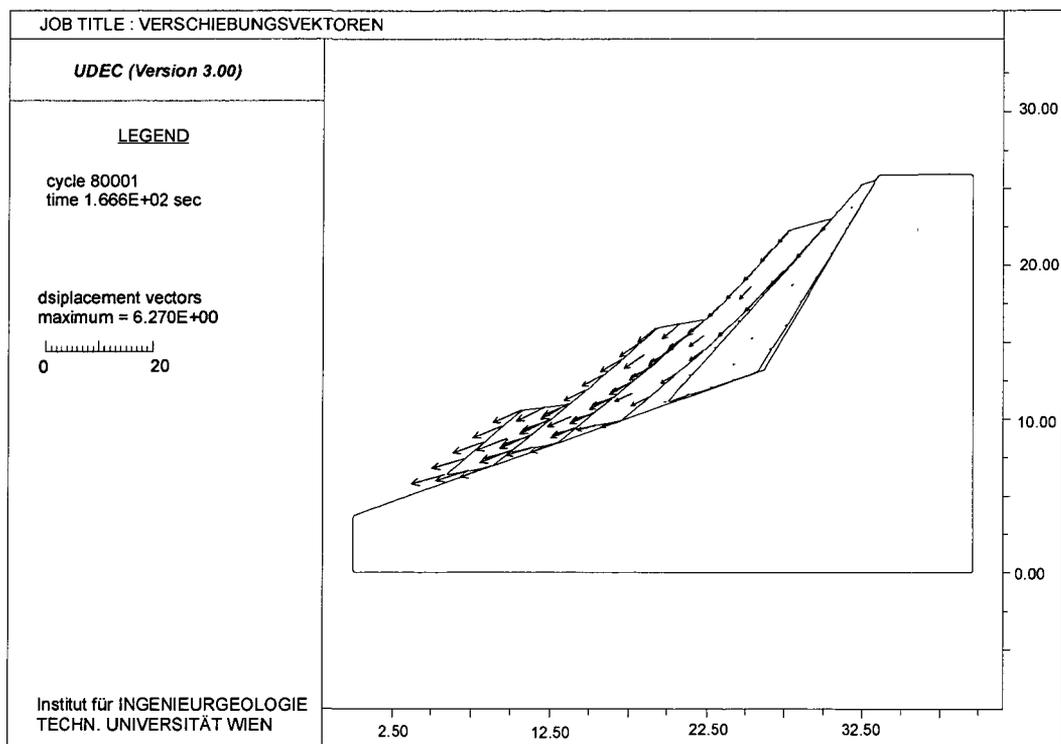


Abbildung 2.12: Numerische Simulation (UDEC) des Mechanismus „Rock Slumping“ (Preh, 2000)

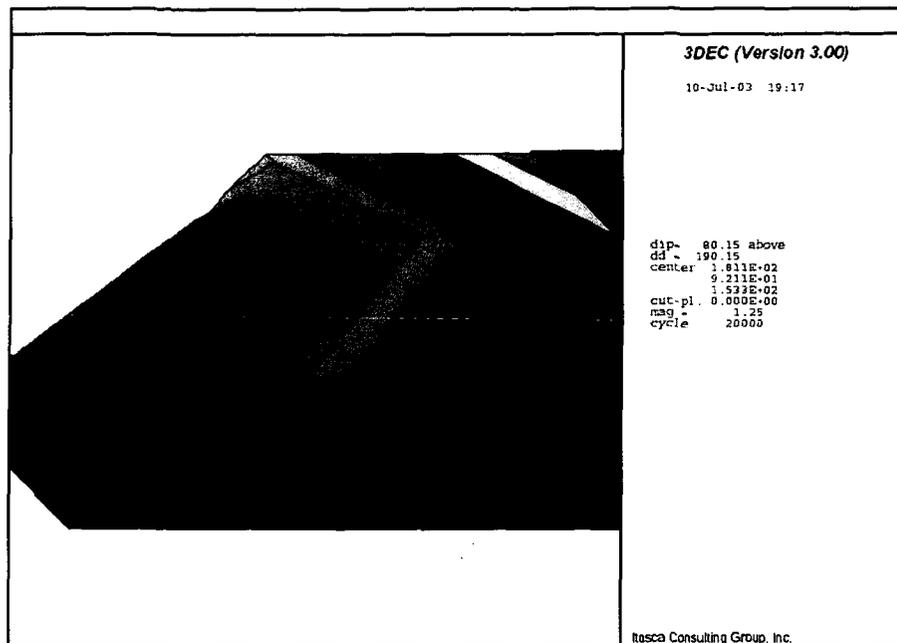


Abbildung 2.13: Dreidimensionale Analyse des Versagensmechanismus (Wollinger, 2003)

2.5 Knickbandsackung (Kink Band Slumping)

Der von Kieffer (1989) eingeführte Begriff „Kink Band Slumping“ steht für ein Versagen von Felsböschungen, das sich laut Kieffer aus den Versagensmechanismen „Kippen“ und „Rock Slumping“ zusammensetzt.

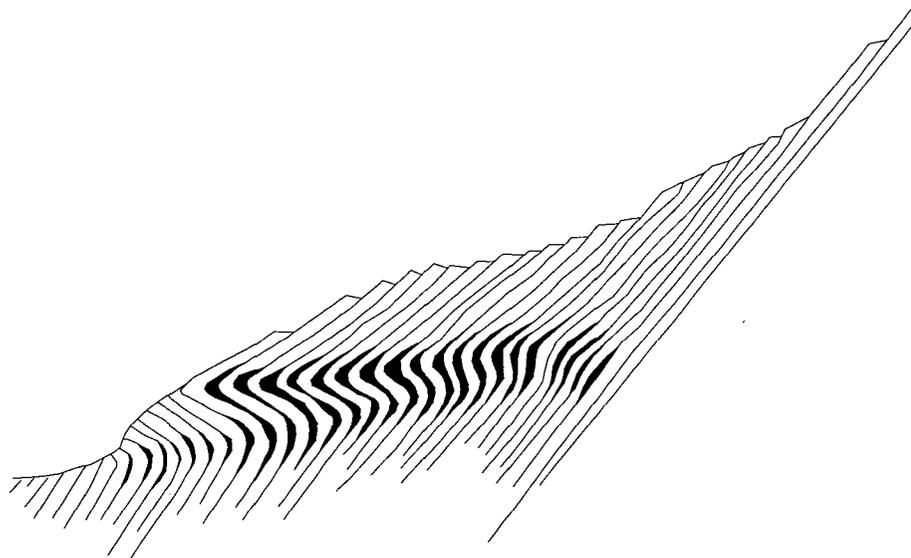


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Knickbandsackung nach Kieffer (1998)

Dieser Versagensmechanismus tritt bei steil hangauswärts fallenden und parallel zur Böschung streichenden Trennflächen auf und ist durch zwei übereinander angeordnete Bewegungszonen charakterisiert (Abbildung 2.14). Dabei wird eine Zone mit vorwärtsrotierten bzw. verkippten Klufkörpern von einer Zone mit rückwärtsrotierten

Kluftkörpern (Slumping Zone) überlagert. Die tafelförmigen Kluftkörper zeigen Strukturen ähnlich einem Knickband (Kink Band), was auch den Schluss zuließe, bei diesem Mechanismus handle es sich um ein serienweises Ausknicken der tafelförmigen Kluftkörper (siehe Kapitel 2.6). Andererseits ist die S-förmige Struktur der deformierten Kluftkörper z. B. auch in den von Zischinsky (1966) und Nemcok, Pasek et al. (1972) kartierten Sackungsbewegungen (Hangkriechen) erkennbar (vgl. Abbildung 2.15).

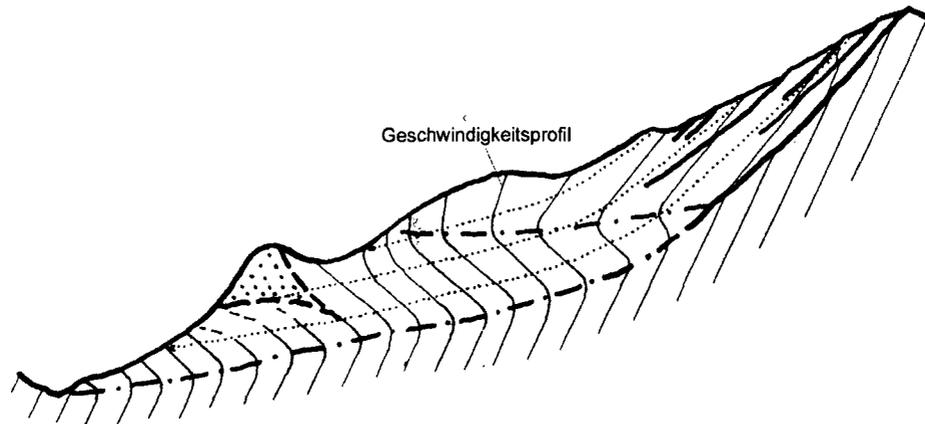


Abbildung 2.15: Hangdeformation der Massenbewegung Matri i.O. – Glunzerberg (Zischinsky, 1966)

Kieffer untermauert seine Theorie, dass sich der Versagensmechanismus aus den Mechanismen „Kippen“ und „Rlock Slumping“ zusammensetzt, durch eine Reihe von Base-Friction-Modellversuchen (siehe Abbildung 2.16) und durch Feldbeobachtungen.

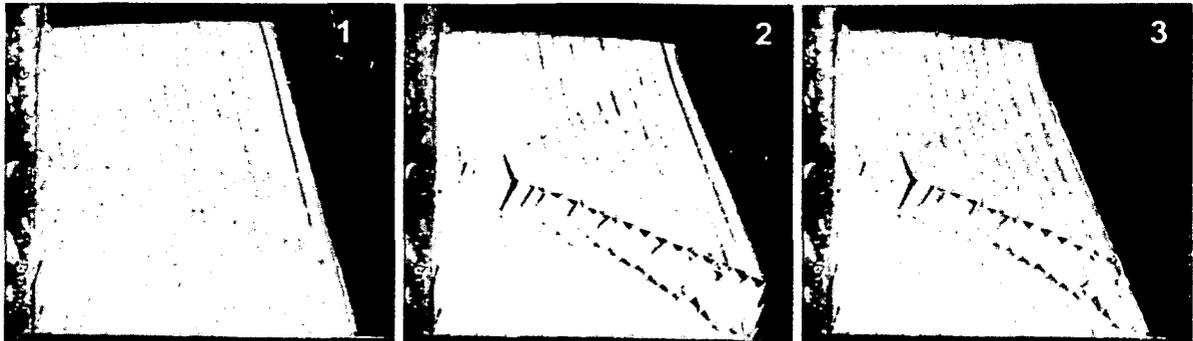


Abbildung 2.16: Böschungsmodell mit gleichzeitigem Slumping- und Kippversagen (Goricki & Goodman, 2003)

UDEC-Berechnungen (Abbildung 2.17 & 2.18) haben gezeigt, dass sich beim Versagen eine gleitkreisförmige Bewegungszone ausbildet, die sich aus Bereichen mit überschrittener Gesteinsfestigkeit und aus Bereichen mit überschrittener Festigkeit in den Trennflächen zusammensetzt. Das UDEC-Modell (Abbildung 2.18) zeigt die Überschreitung der Kluftkörperfestigkeit im unteren Bereich der Bewegungszone und Scherverschiebungen an den Trennflächen im oberen Bereich der Bewegungszone. Die Bildfolge (a-d) der Abbildung

2.17 zeigt die Ausbildung der für die Knickbandsackung typischen S-förmigen Struktur mit fortschreitenden Versagen.

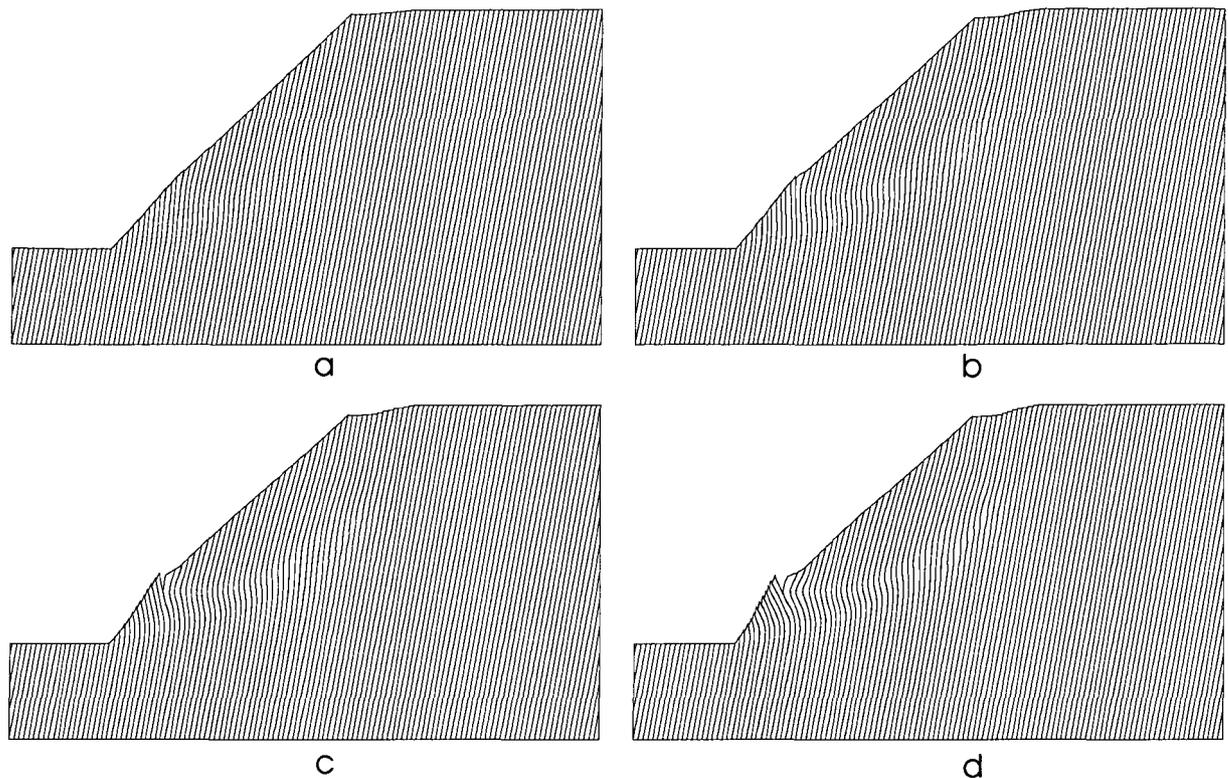


Abbildung 2.17: Phasen des Versagens (hybrides UDEC-Modell)

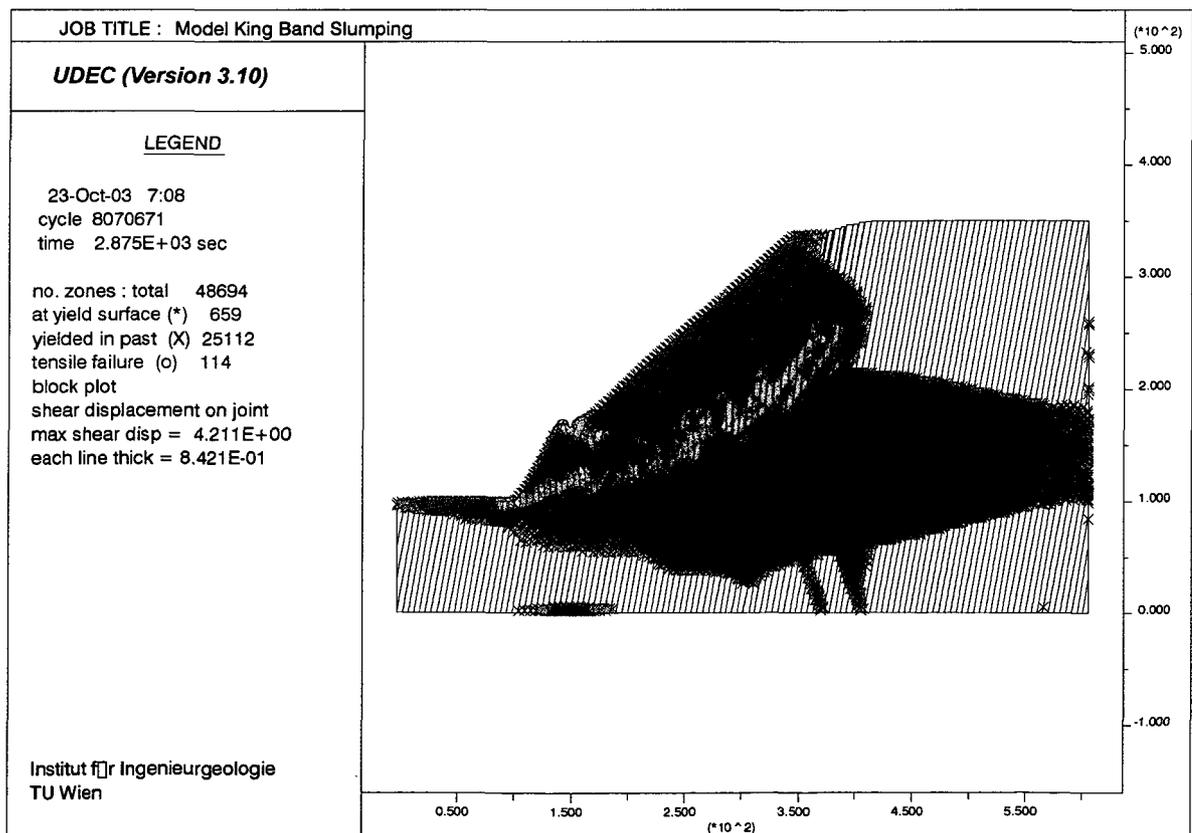


Abbildung 2.18: Ausbildung einer Bewegungszone beim hybriden UDEC-Modell

2.6 Stabilitätsprobleme: Knicken, Beulen (Buckling)

Stabilitätsprobleme (Knicken, Beulen) treten bei Felsböschungen und -hängen auf, wenn durchgehende Klüfte/Kluftscharen parallel zu Hangoberfläche verlaufen und schlanke stab- oder tafelförmige Kluftkörper bilden (Abbildung 2.19). Das Versagen durch Knicken oder Beulen kann durch das Gewicht der Schicht selbst oder durch Kräfte, die von außen auf die Felschicht einwirken, wie zum Beispiel Grundwasserdruck, hervorgerufen werden. Stabilitätsversagen kann nur dann auftreten, wenn die Festigkeit in den Trennflächen überschritten ist. Daher ist eine Randbedingung des Mechanismus, dass der Reibungswinkel in den Klüften parallel zur Geländeoberfläche geringer ist als der Böschungswinkel.

Typischerweise tritt Beulen bei Sedimentgesteinen auf, wo tafelförmige Kluftkörper durch Schichtflächen (Bedding Planes) separiert werden. Falls durchgehende Diskontinuitäten (Klüfte, Störungen) vorhanden sind, kann der Versagensmechanismus aber auch bei allen anderen Gesteinen auftreten. Abbildung 2.20 zeigt einige grundlegende Versagensarten beim Knicken und Beulen.



Abbildung 2.19: Beulen von Sandsteinschichten im Kohletagbau (Cavers, 1981)

Cavers (1981) präsentierte analytische Lösungen für drei grundlegende Fälle von Stabilitätsversagen (Abbildung 2.20):

- Biegeknicken bei geraden Böschungen
- Dreigelenksknicken bei geraden Böschungen
- Dreigelenksknicken bei gekrümmten Böschungen

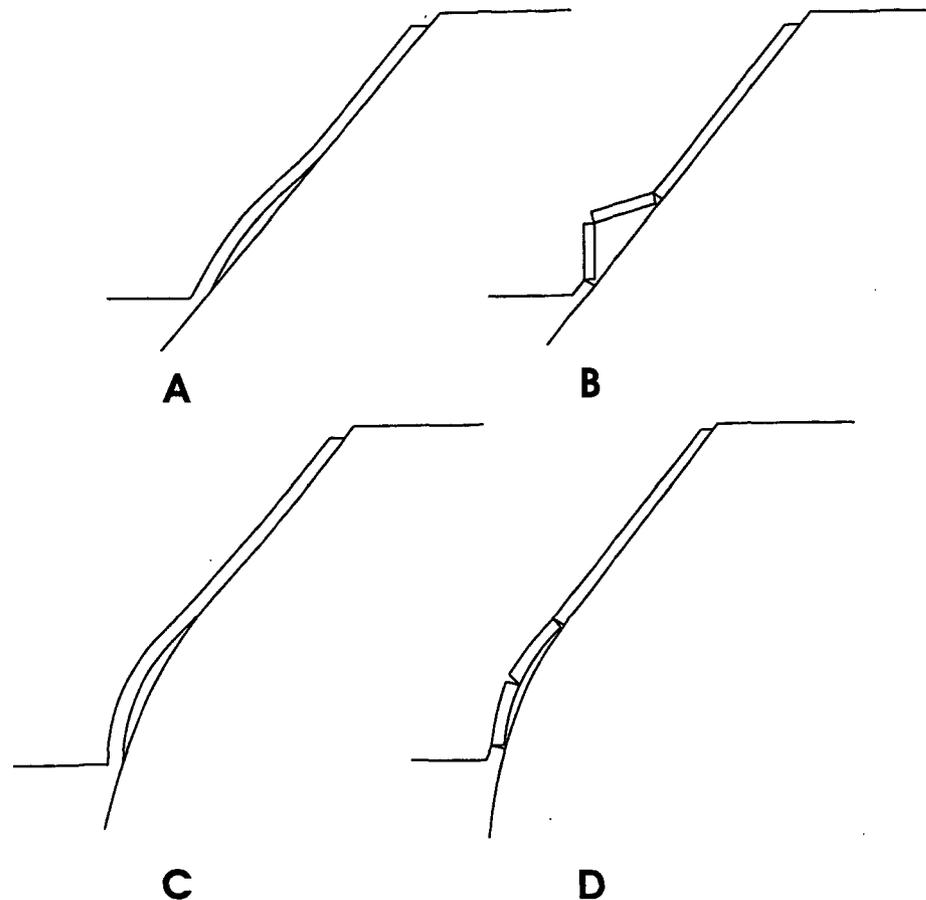


Abbildung 2.20: Versagensarten beim Knicken und Beulen (Cavers, 1981):

- (A) Biegeknicken bei geraden Böschungen,
- (B) Dreigelenksknicken bei geraden Böschungen,
- (C) Biegeknicken bei gekrümmten Böschungen,
- (D) Dreigelenksknicken bei gekrümmten Böschungen

Cavers entwickelte für das Biegeknicken gerader Böschungen eine Stabilitätsbetrachtung auf Basis der Euler-Formel (2.1). Leonhard Euler (1759) formulierte für idealisierte Stäbe die nach ihm benannten vier Knickfälle (Eulersche Knickfälle, Abbildung 2.21), mit deren Hilfe man die kritische Knicklast berechnen kann.

$$P_k = \frac{\pi^2 \cdot EI}{l_k^2} \quad (2.1)$$

P_k ... kritische Knicklast, EI ... Biegesteifigkeit, l_k ... Knicklänge

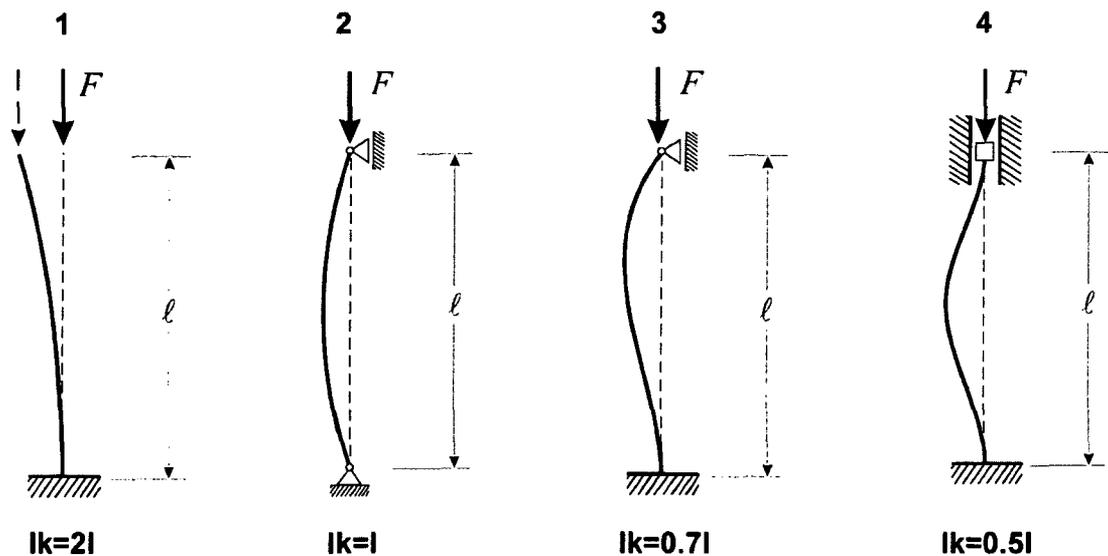


Abbildung 2.21: Eulersche Knickfälle:

- (1) unteres Stabende eingespannt, oberes Ende frei beweglich, (2) an beiden Enden gelenkig gelagert, (3) am unteren Ende eingespannt, am oberen Ende gelenkig gelagert, (4) an beiden Enden eingespannt

Bei der Anwendung der Euler-Formel werden die Klufkörper als Scheiben mit konstanter Breite betrachtet. Eine weitere Annahme, die bei der Adaption der Euler-Formel getroffen werden muss, ist die Aufteilung der Böschungslänge in ein am Knicken beteiligtes Segment und in ein als Last wirkendes (treibendes) Teilstück (Abbildung 2.22). Cavers hat infolge von Modellversuchen (Base-Friction-Modelle) das am Knicken beteiligte Teilstück mit der halben Böschungslänge dimensioniert (Abbildung 2.22). Als Knickfigur für das am Knicken beteiligte Segment wird der Euler-Fall 2 vorausgesetzt, das heißt, das untere und obere Ende des Segments wird als frei beweglich angenommen. Diese Annahme ist bei ausreichend vorhandenen Querklüften nachvollziehbar.

Die Anwendung der Cavers-Formel liefert jedoch sehr konservative Ergebnisse, da die Knicklänge zu großzügig abgeschätzt wird. Numerische Untersuchungen mit PFC (vgl. Kapitel 7.3) haben gezeigt, dass die Knicklänge ungefähr ein Viertel der Böschungslänge beträgt. Bei Berücksichtigung der korrekten Knicklänge wird die kritische Last vom Cavers-Modell bei flachen Böschungen unterschätzt und bei steilen Böschungen überschätzt.

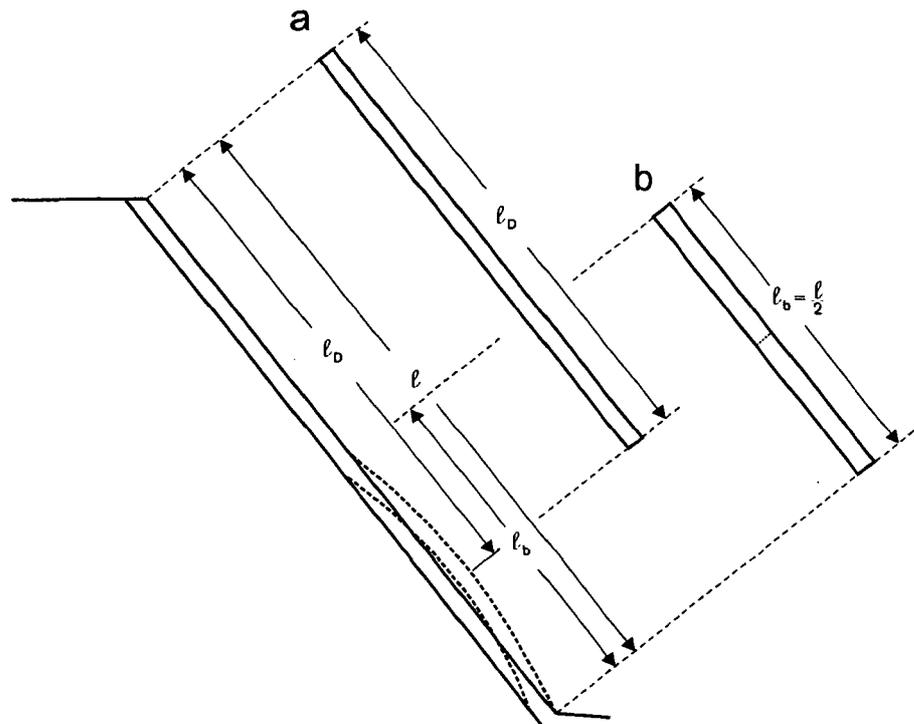


Abbildung 2.22: Vereinfachtes Modell für das Biegeknickeinstellen von geraden Böschungen (Cavers, 1981)
 (a) treibendes Böschungssegment, (b) Knicksegment

Die Stabilität bei der Dreigelenkknickung (Versagensarten B und C, Abbildung 2.20) wird bei Cavers mit Hilfe von Gleichgewichtsbetrachtungen (Kräfte- und Momentengleichgewicht) untersucht.

Die oben angeführten Überlegungen beziehen sich stets auf einen einzelnen tafelförmigen Klufkörper. Sie sind jedoch prinzipiell auch auf das Knickversagen mehrerer übereinander liegender Scheiben anwendbar, da hierbei das Versagen progressiv von außen nach innen fortschreitet. Das initiale Ausknicken des äußersten Klufkörpers, gefolgt von der zweiten Reihe, gefolgt von der dritten Reihe usw., ließ sich auch durch experimentelle Modellrechnungen (UDEK) bestätigen (Abbildung 2.23).

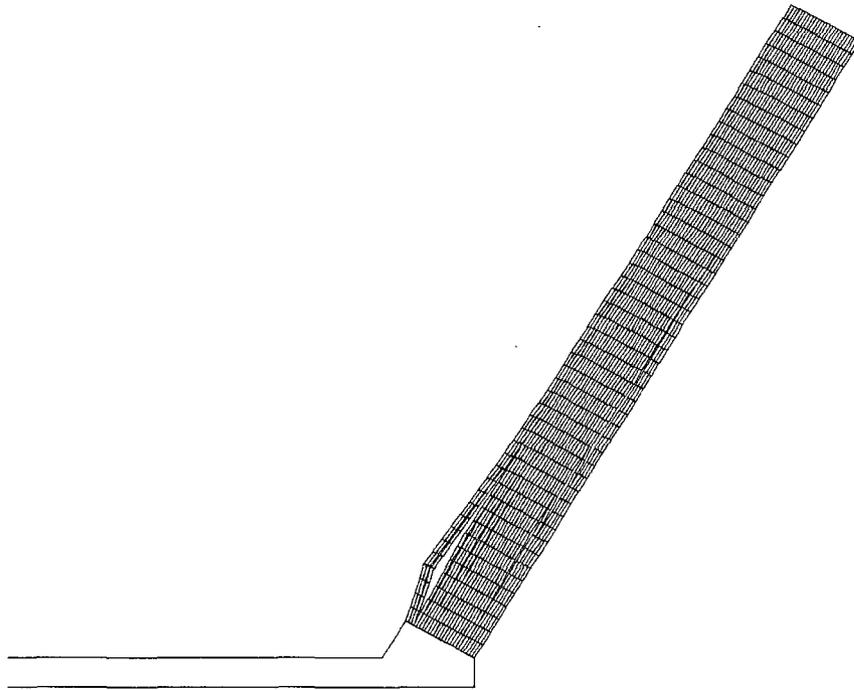


Abbildung 2.23: Reihenweises ausknicken tafelförmiger Klufkörperverbände, UDEC-Modell

3 Numerische Verfahren zur Berechnung von Felsböschungen

3.1 Klassifizierung der numerischen Verfahren

Eine Klassifizierung numerischer Rechenverfahren kann nach drei Kriterien erfolgen (Konietzky, 2000):

- nach Art der mechanischen Beschreibung (Kontinuum – Diskontinuum),
- nach Art der Ortsdiskretisierung (Differentialverfahren – Integralverfahren),
- nach Art der Zeitdiskretisierung (implizit – explizit)

Die Differentialmethoden (Finite Element Method: FEM, Finite Difference Method: FDM) erfordern die vollständige Diskretisierung des Mediums in Form eines Netzes mit Knotenpunkten. In den Differentialmethoden wird ein algebraisches Gleichungssystem gelöst, das im statischen Fall die Knotenkräfte über eine Steifigkeitsmatrix mit den Knotenverschiebungen verbindet. Über Interpolations- bzw. Formfunktionen der Elemente wird das Deformations- und Spannungsverhalten der Elemente beschrieben.

Im Gegensatz zu den Differentialverfahren erfolgt bei den Integralmethoden (Boundary Element Method: BEM) nur die Diskretisierung der Ränder zum Aufbringen der entsprechenden Randbedingungen. Grundlage der BEM ist die Kenntnis der exakten Lösung der dem Problem zugrunde liegenden Differentialgleichung für einen fundamentalen Lastfall. Die mathematisch exakte Lösung für das Medium wird dann durch Superposition der Fundamentallösungen erhalten, wobei im Medium die Kompatibilitäts- und Gleichgewichtsbedingungen erfüllt sein müssen.

Die Zeitdiskretisierung lässt sich in explizite und implizite Lösungsverfahren unterteilen. Ein Lösungsverfahren wird als explizit bezeichnet, wenn die Lösung des Gleichungssystems explizit geschrieben werden kann. Das Grundkonzept expliziter Lösungsverfahren beruht auf der Berechnung eines kritischen Zeitschrittes Δt , in dem die Informationsausbreitungsgeschwindigkeit in einem System immer kleiner ist als die vorhandene physikalische Ausbreitungsgeschwindigkeit der Belastung. Dies führt zu unabhängigen Bewegungsgleichungen an allen Diskretisierungspunkten. Die dynamischen Gleichgewichtsbetrachtungen können somit in jedem Zeitschritt am Knoten aufgestellt werden und z. B. mit Hilfe der zentralen Differenzenmethode gelöst werden.

Bei impliziten Lösungsverfahren werden z. B. nichtlineare Gleichungssysteme mithilfe von inkrementellen iterativen Verfahren gelöst. Das bedeutet, dass bei impliziten Verfahren in

jedem Zeitschritt bzw. im Iterationsinkrement ein lineares Gleichungssystem gelöst werden muss, dessen Ergebnis im Fall der Beschreibung von Nichtlinearitäten eine gewisse Abweichung vom exakten Lösungspfad aufweist.

Aus geomechanischer Sicht kommt den expliziten Lösungsverfahren wie der FDM besondere Bedeutung zu, da sie sich besonders für Systeme mit „großen Deformationen“, physikalischen Instabilitäten, stark nicht linearem Verhalten und dynamischen Prozessen eignen. Für linear elastische Rechnungen sind explizite Verfahren jedoch ineffektiv. Aufgrund der linearen Interpolation sind beim Einsatz der FDM in Bereichen starker Gradienten in den physikalischen Größen mehr Elemente notwendig als beim Einsatz höherwertiger FE-Elemente. Hohe Steifigkeiten der Materialien führen bei expliziten Verfahren zu einer Reduktion des Zeitschrittes und damit zu einem Anstieg der Rechenzeit.

Die Einteilung üblicher numerischer Werkzeuge nach ihren inkrementellen Lösungsverfahren ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

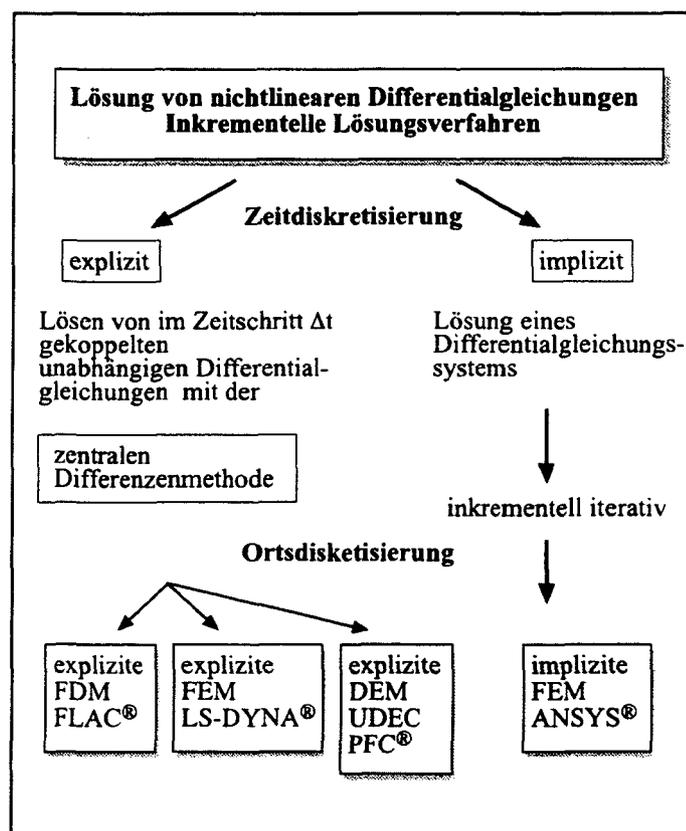


Abbildung 3.1: Übersicht inkrementeller Lösungsmethoden (Will & Konietzky, 1998)

Bei der mechanischen Beschreibung eines zu untersuchenden Materials wird zwischen Kontinuumsmechanik und Diskontinuumsmechanik unterschieden. Bei der Kontinuumsmechanik bleibt der Zusammenhalt der Struktur bei der Formänderung erhalten, und die Verschiebungskomponenten sind stetige Funktionen des Raums. Im Gegensatz dazu

wird in der Diskontinuumsmechanik kein Zusammenhalt der Gesamtstruktur bei der Formänderung vorausgesetzt, und die diskreten (distinkten) Elemente können sich frei bewegen. Dabei besteht ein Modell aus diskreten Elementen und/oder Blöcken, die selbst ein Kontinuum darstellen. Ein Ensemble diskreter Blöcke bildet ein Diskontinuum. Wechselwirkungen zwischen den Blöcken entstehen, wenn die Blöcke (Elemente) in Kontakt sind oder während der Berechnung in Kontakt treten. Daraus resultieren Anforderungen sowohl an die numerischen Algorithmen als auch an die Darstellung der Bewegungen bzw. Versagensmechanismen. Abbildung 3.1 zeigt das Flussdiagramm üblicher mechanischer Beschreibungen, Materialmodelle und numerischer Werkzeuge.

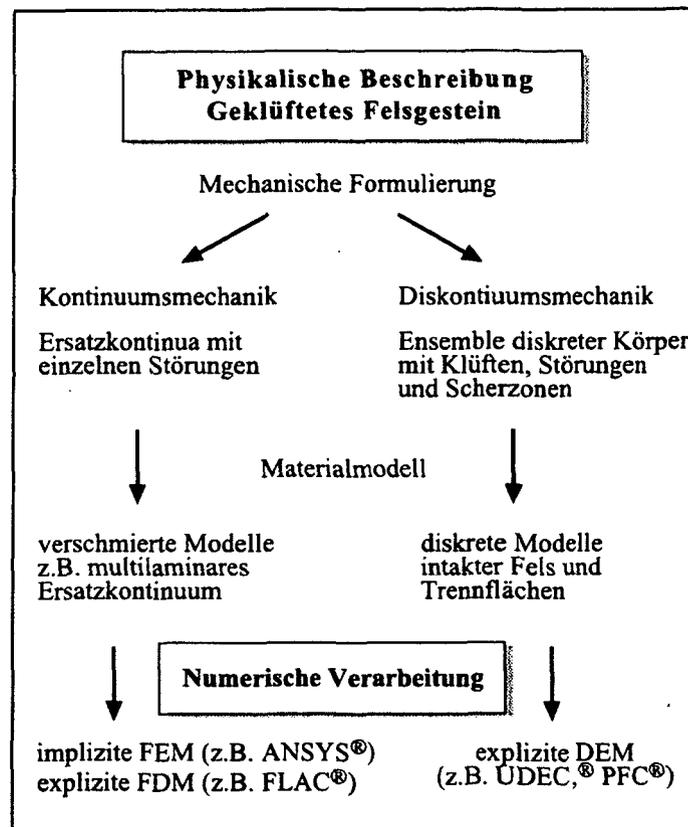


Abbildung 3.2: Klassifizierung numerischer Lösungsmethoden nach der mechanischen Beschreibung (Will & Konietzky, 1998)

3.2 Distinkte Elemente Methode

Die Distinkte Elemente Methode wurde von Cundall (1971) für die Berechnung von felsmechanischen Problemstellungen entwickelt und bildet die numerische Grundlage der Programme UDEC, 3DEC und PFC. Sie ist der Gruppe der Diskreten Elemente Verfahren (Discret Element Method – DEM) zuzuordnen, die im Allgemeinen folgendermaßen beschrieben werden können:

- Das Modell besteht aus diskreten Elementen/Blöcken, die an sich ein Kontinuum darstellen (im Extremfall die Körner des Korngefüges).
- Viele diskrete Elemente bilden das Diskontinuum. Wechselwirkungen untereinander entstehen, wenn Elemente/Blöcke in Kontakt sind oder im Rechenprozess in Kontakt treten können.

Daraus ergeben sich die wesentlichen Merkmale eines DEM Programms (Will, 1995):

Eine Beschreibung der diskreten Blöcke einschließlich ihrer Geometrie und ihres Materialverhaltens muss möglich sein. Das Material kann dabei starr oder verformbar angenommen werden. Die Annahme eines starren Blockes ist gerechtfertigt, wenn davon ausgegangen werden kann, dass es im physikalischen System hauptsächlich zu Bewegungen in den Diskontinuitäten/Kontakten kommt. Bei zu erwartenden hohen Spannungsniveaus und nennenswerten Verformungen der Elemente kann dies nicht mehr gewährleistet werden, und eine Verformbarkeit der Elemente sollte gewährleistet sein.

Um die Wechselwirkung der Blöcke erfassen zu können, werden Kontakte (Interfaces) formuliert. Die Eigenschaften der Kontakte (Punkt-, Linien- oder Flächenkontakt) und die Art der Wechselwirkung zwischen den Elementen müssen definiert werden. Für das Verhalten der Bewegung in Normalrichtung zu der Kontaktebene kann ein „harter“ oder „weicher“ Kontakt formuliert werden. Ein „harter“ Kontakt bedeutet dabei, dass eine Penetration der Blöcke nicht möglich ist und ist für Systeme mit geringer Reibung auf niedrigem Spannungsniveau anwendbar. In Systemen mit größerer Reibung und hohem Spannungsniveau (geklüfteter Fels) sollte jedoch der Einfluss der Normalsteifigkeit berücksichtigt werden. Eine unrealistisch große Durchdringung der Blöcke ist jedoch zu vermeiden.

Es müssen leistungsfähige Algorithmen zur Kontaktermittlung eingesetzt werden. Diese müssen bestimmen können, welche Blöcke in Kontakt sind, während der Berechnung in Kontakt treten können oder ihren Kontakt verlieren können. Bei beliebig geformten polygonalen Körpern ist die Kontaktermittlung äußerst zeitaufwendig. Es müssen Größe und Richtung der Kontaktkräfte und damit die Art der Wechselwirkung am Kontakt bestimmt werden.

Das Verfahren der Distinkten Elemente bietet innerhalb der Diskreten Elemente Verfahren gegenwärtig die umfassendsten Modellierungsmöglichkeiten.

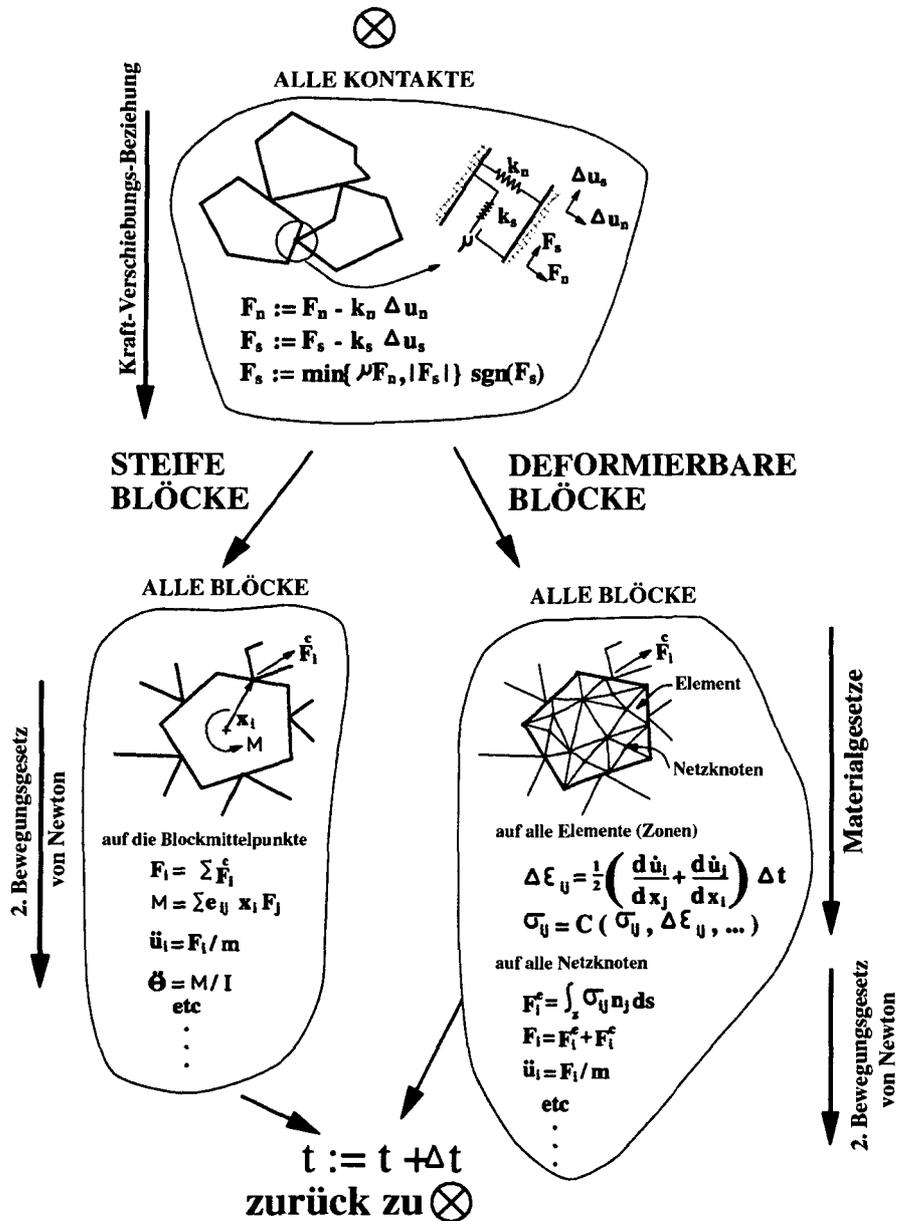


Abbildung 3.3: Schema des Berechnungszyklus (2D) bei der Methode der Distinkten Elemente (Itasca, 2000)

Das Berechnungsverfahren der Distinkten Elemente besteht aus einem expliziten zeitgesteuerten Algorithmus (Abbildung 3.3), wobei für jeden Zeitschritt die außen am Block angreifenden Kräfte eine Bewegung des Blockes (Translation und/oder Rotation) verursachen und zusätzlich die im Inneren des Blockes auftretenden Deformationen berechnet werden.

3.3 Der Particle Flow Code (PFC)

Der Particle Flow Code (PFC) ist ein Verfahren zur numerischen Modellierung auf Basis der Methode der Distinkten Elemente. Um die Rechenzeit zu minimieren und die Anzahl der zu

modellierenden Elemente (Partikel) zu erhöhen, wurde die DEM in folgender Weise modifiziert:

- Die Partikel haben nicht die Grundform von Vielflächern, sondern sind Kugeln bzw. kreisförmige Scheiben.
- Die Partikel selbst sind nicht deformierbar sondern starre Gebilde.
- Die Deformierbarkeit des Gesamtsystems wird generell durch Stoffgesetze zwischen den Partikeln erreicht.
- Geometrisch komplizierte Elementarbausteine werden durch den Zusammenschluss mehrerer Kugelemente bzw. Wandelemente hergestellt, die einen neuen Elementarbaustein darstellen.

Dadurch ist es möglich, die Bewegungen und Wechselwirkungen von belasteten Elementensembeln, bestehend aus einer Vielzahl von kugelförmigen Einzelpartikeln, zu modellieren.

Die Partikel können durch Verbindung an ihren Berührungspunkten zu einem Festkörper verbunden werden, in dem durch eine progressive Schädigung der Bindungen die Entstehung und Ausbreitung von Trenn- und Scherbrüchen modelliert werden können. Dadurch ist die kombinierte und gleichzeitige Modellierung von makro- und mikromechanischen Prozessen möglich. Das heißt, während man die makromechanische Deformation eines Gebildes unter Last simuliert, kann gleichzeitig das Fortschreiten des mikromechanischen Zerstörungsprozesses bis zur makroskopischen Rissbildung beobachtet werden.

4 Physikalische Charakteristika granularer Materialien

Unter einem granularen Material versteht man ein Diskontinuum, bestehend aus diskreten Körnern (Partikeln) und Hohlräumen, die ganz oder teilweise mit Gas oder Wasser gefüllt sein können. Abbildung 4.1 zeigt den diskreten Aufbau eines grobkörnigen Lockergesteins (Bodens).

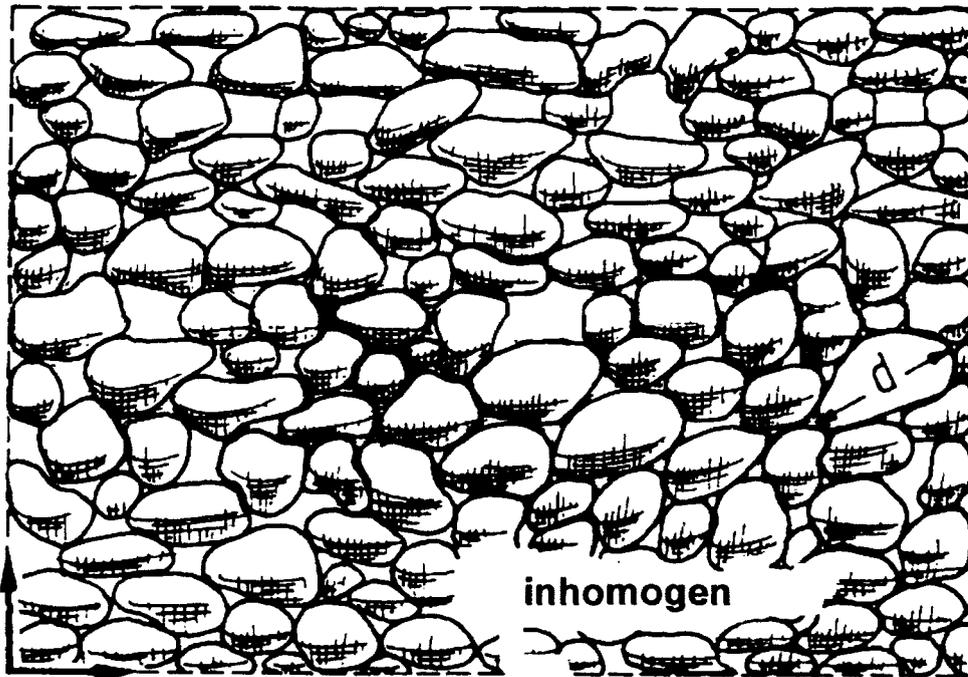


Abbildung 4.1: Diskreter Aufbau eines grobkörnigen Lockergesteins

Granulare Medien sind aufgrund ihrer diskreten Struktur im Allgemeinen

- inhomogen,
- diskontinuierlich, und sie
- unterliegen Maßstabeffekten, das heißt, ihr makroskopisches Verhalten ist abhängig vom betrachteten Bereich.

Diese charakteristischen Eigenschaften sind abhängig von

- der Geometrie der Körner (Partikel),
- der Korngrößenverteilung (Mischung),
- der Lagerung der Körner (Partikelanordnung),
- den mechanischen Eigenschaften der Körner und
- dem Kontaktverhalten der Körner.

4.1 Geometrie der Körner (Partikel)

Kornform, Kornoberfläche und Korngröße beeinflussen das mechanische Verhalten eines granularen Materials. Bei Lockergesteinen variieren die einzelnen Körner in ihrer Form und Größe innerhalb weiter Grenzen. Die Kornform hängt dabei a) von der kristallinen Isotropie des Kornminerals und b) vom Transportweg vor der Sedimentation ab:

- a) Kristalline Isotropie: Darunter versteht man, dass das Kornmineral in allen Raumrichtungen annähernd gleiche Mineraleigenschaften besitzt. Diese Minerale zeigen zumeist kubische bzw. kugelige Kornformen (z. B. Quarzsand), alle anderen Mineralsymmetrien zeigen oft plattige oder stäbchenförmige Formen. Man unterscheidet: kugelig, gedrungen, prismatisch, plattig, stäbchenförmig und plättchenförmig.
- b) Transportweg: Die Körner werden vom strömenden Wasser nach dem Prinzip der Kugelmühle zerkleinert und abgeschliffen. Je länger der Transportweg und die Einwirkungszeit und je größer die in dieser Zeit wirkende kinetische Energie, desto glatter und gleichmäßiger ist die Kornoberfläche. Abbildung 4.2 zeigt schematisch diese Entwicklung (Schultze & Muhs, 1967).

In der Regel ist die Kornform mit der Kornrauigkeit verknüpft, beides gemeinsam ist bestimmend für das mechanische Verhalten der Körner bei gegenseitiger Bewegung.



Abbildung 4.2: Kornrauigkeit (Schultze & Muhs, 1967)

4.2 Korngrößenverteilung

Einen wichtigen Parameter für das übergeordnete Materialverhalten granularer Materialien stellt die Verteilung der einzelnen Korngrößen dar, sie gibt Auskunft über die Verdichtbarkeit des granularen Materials. Zur Beschreibung dieser Verteilungen (Mischungen) dienen Häufigkeitsverteilungen und Summenkurven (Kornverteilungslinie oder Körnungssummenlinie), die Summenkurve ist die am weitesten verbreitete Darstellung. Abbildung 4.3 zeigt eine Gegenüberstellung der beiden Darstellungsformen, mathematisch gesehen ist die Häufigkeitsverteilung die Ableitung der Summenkurve.

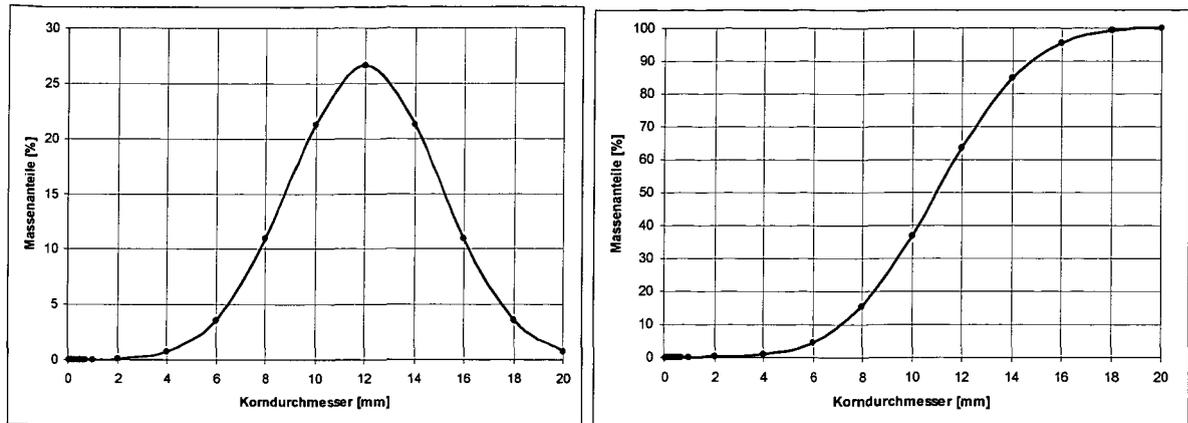


Abbildung 4.3: Korngrößenverteilung, dargestellt als Häufigkeitsverteilung (linkes Bild) und als Summenkurve (rechtes Bild)

Aus der Steigung der Kornverteilungslinie kann die Gleichförmigkeit der Körner abgelesen werden. Numerisch wird dies durch die Ungleichförmigkeitszahl U (4.1) ausgedrückt. $U = 1$ bedeutet, dass der Boden aus lauter gleich großen Körnern besteht, ein kleiner Wert von U kennzeichnet eine gleichförmige Verteilung, ein großer Wert eine ungleichförmige Verteilung.

$$\text{Ungleichförmigkeitszahl} \quad U = \frac{d_{60}}{d_{10}} \quad (4.1)$$

d_{60} , d_{10} ...diejenigen Korngrößen, die dem Massenanteil 10 % und 60 % der Körnungslinie entsprechen
Grenzwerte: $U < 5$: gleichförmig, $U = 5 \dots 15$: ungleichförmig, $U > 15$: sehr ungleichförmig

Die Krümmungszahl C (4.2) hingegen charakterisiert den Verlauf der Kornverteilungslinie. Ungleichförmigkeitszahl und Krümmungszahl zusammen ermöglichen eine Aussage über die Kornabstufung. Ist $U > 6$ und $C = 1 \dots 3$, so ist die Korngrößenverteilung weitgestuft. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so ist die Korngrößenverteilung eng oder (wenn bestimmte Korngrößen fehlen) intermittierend gestuft (Abbildung 4.4).

$$\text{Krümmungszahl} \quad C = \frac{(d_{30})^2}{d_{10} \cdot d_{60}} \quad (4.2)$$

Eine weitgestufte Korngrößenverteilung bedeutet, dass jeweils so viele kleinere Körner in dem Medium vertreten sind, dass damit die Porenräume zwischen den größeren Körnern gefüllt werden können. Die Idealkurve für gute Kornabstufung ist die Fuller-Kurve (4.3), sie erlaubt die dichteste Packung.

$$A = 100 \cdot \sqrt{\frac{d}{D}} \quad (4.3)$$

A: Massenanteile [Gew.-%], D: Größtkorn [mm], d: jeweiliger Korndurchmesser

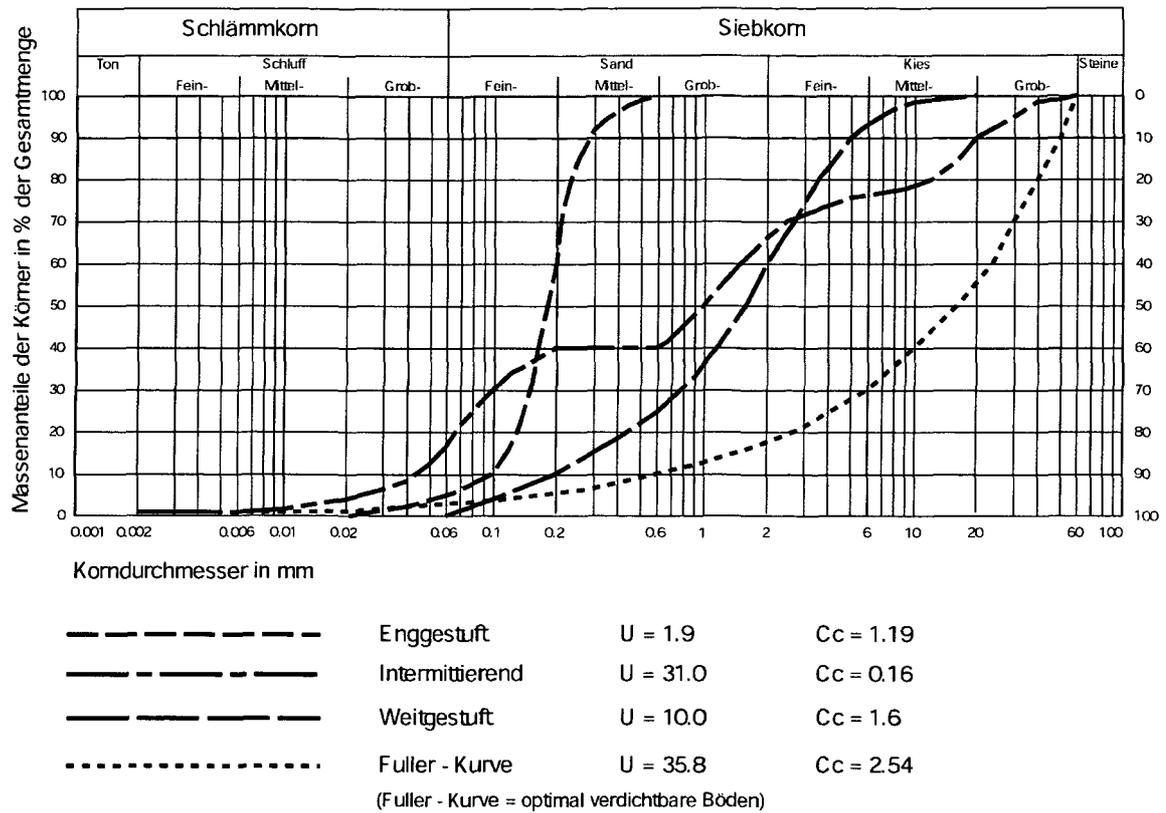


Abbildung 4.4: Beispiele für Kornverteilungslinien mit unterschiedlicher Kornabstufung

4.3 Lagerung der Körner (Partikelanordnung)

Jede Korngrößenverteilung (Mischung) kann in dichter oder lockerer Lagerung angeordnet werden. Abbildung 4.5 zeigt zwei unterschiedliche Lagerungen (Packungen) der gleichen Mischung von englischen Pfundmünzen (Rietema, 1991).

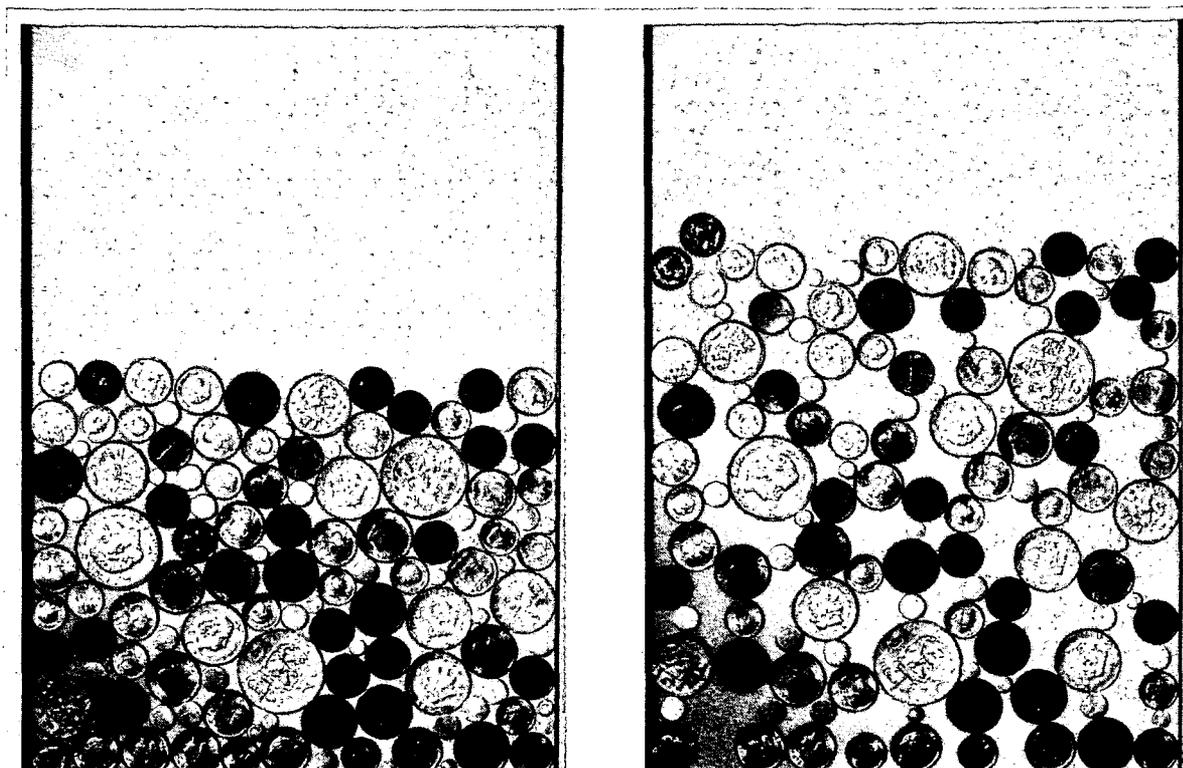


Abbildung 4.5: Gleiche Mischung von Münzen bei dichter ($n = 0.162$) und lockerer ($n = 0.366$) Lagerung (Rietema, 1991)

Generell sind zwei Grundtypen von Partikelanordnungen zu unterscheiden: reguläre und irreguläre. Unter einer regulären Lagerung/Packung (Abbildung 4.6) versteht man Anordnungen von Partikeln mit sich wiederholenden Strukturen, in irregulären Packungen (Abbildung 4.5) hingegen sind die Partikel chaotisch angeordnet. Diese beiden Grundtypen unterscheiden sich stark hinsichtlich ihrer prinzipiellen mechanischen Eigenschaften.

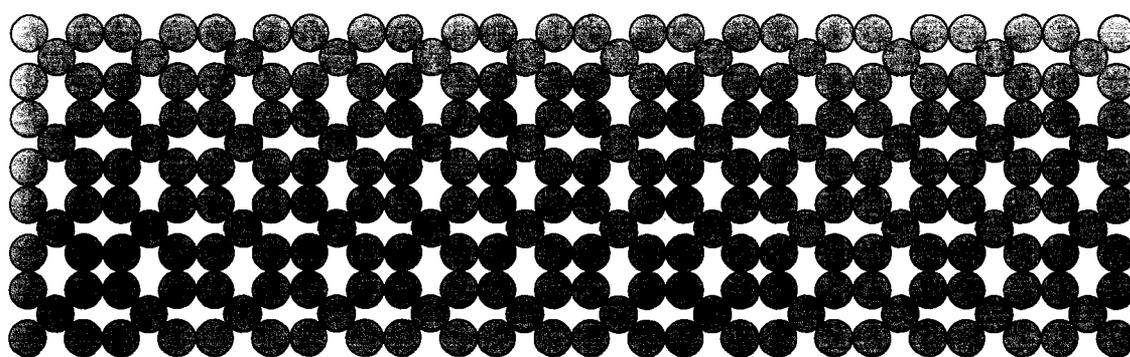


Abbildung 4.6: Beispiel einer regulären Partikelanordnung

Die Lagerung der Partikel hat einen maßgeblichen Einfluss auf die Verformbarkeit und Festigkeit des granularen Materials. So kann die rechte Lagerung in Abbildung 4.5 durch Verdichtung der Partikelanordnung (Zusammenrücken der Partikel) in den linken Zustand übergeführt werden. Numerisch wird die Lagerung sowohl durch die Porosität und die Lagerungsdichte als auch mit Hilfe der Koordinationszahl beschrieben.

4.3.1 Porosität und Lagerungsdichte

Der Hohlraumanteil einer Partikelanordnung wird zahlenmäßig durch die Porosität (4.4) oder durch die Porenzahl (4.5) ausgedrückt.

$$\text{Porosität (Porentanteil):} \quad n = \frac{V_p}{V_{\text{tot}}} \quad (4.4)$$

$$\text{Porenzahl:} \quad e = \frac{V_p}{V_s} \quad (4.5)$$

V_p Volumen der Poren

V_{tot} Gesamtvolumen

V_s Volumen der Festsubstanz (Partikel)

Die Beurteilung der Lagerungsdichte einer Partikelanordnung beruht auf einem Vergleich zwischen der vorhandenen (natürlichen) Lagerung und der maximalen (dichtesten) sowie der minimalen (lockersten) Lagerung der jeweiligen Partikelgrößenverteilung. Wird dies durch die Porosität n ausgedrückt, spricht man von der Lagerungsdichte D (4.6), erfolgt der Vergleich durch die Porenzahl e , spricht man von der bezogenen Lagerungsdichte I_D (4.7).

$$\text{Lagerungsdichte } D: \quad D = \frac{n_{\text{max}} - n}{n_{\text{max}} - n_{\text{min}}} \quad (4.6)$$

$$\text{Bezogene Lagerungsdichte } I_D: \quad I_D = \frac{e_{\text{max}} - e}{e_{\text{max}} - e_{\text{min}}} \quad (4.7)$$

Sowohl D als auch I_D variieren zwischen den theoretischen Grenzwerten 0 bei lockerster Lagerung und 1 bei dichtester Lagerung. D wie I_D liefern eine genauere Aussage über die mechanischen Eigenschaften (z. B. Verdichtbarkeit) der Partikelanordnung als die Porosität n oder die Porenzahl e .

4.3.2 Koordinationszahl

Jede Veränderung der Porosität bedeutet für einen gegebenen Volumenausschnitt eine Zu- oder Abnahme des Feststoffanteils. Da die einzelnen Partikel ihr Volumen im Allgemeinen nur geringfügig verändern, ist eine solche Änderung mit einem Zusammen- oder Auseinanderrücken der Partikel verbunden, dabei verändert sich die Anzahl der gegenseitigen Berührungen (Kontakte). Die Anzahl der Kontaktpunkte pro Partikel (Korn) wird als Koordinationszahl bezeichnet.

Bei Kugeln gleicher Größe lässt sich die Porosität als Funktion der Koordinationszahl angeben. Gleiches gilt für die Porenzahl. Die theoretisch lockerste (kubische Lagerung) und dichteste Lagerung (hexagonale Lagerung) ist für den ebenen Fall (Kreisscheiben) in Abbildung 4.7 dargestellt.

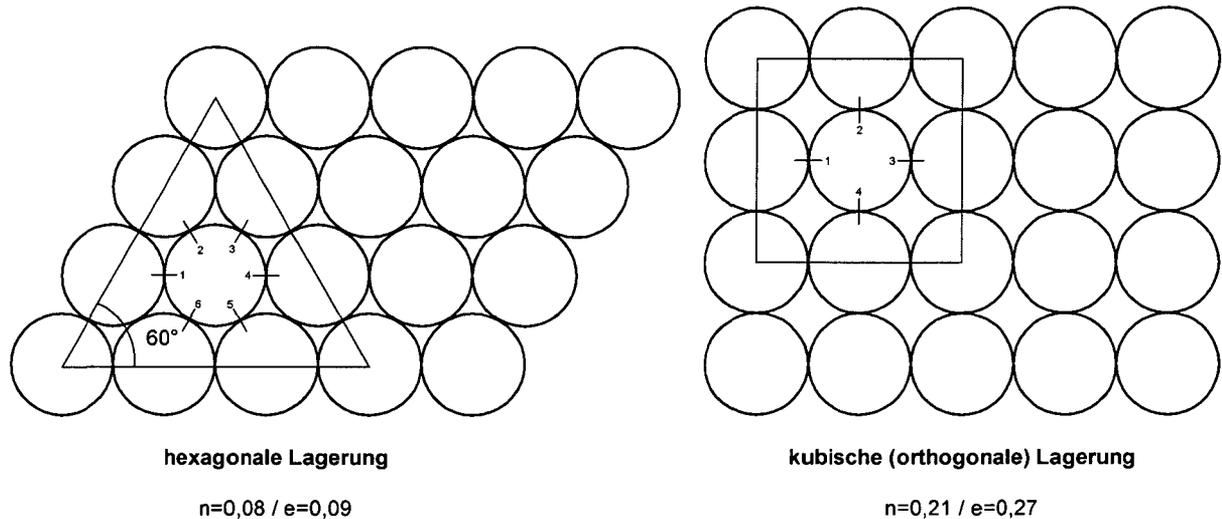


Abbildung 4.7: hexagonale und kubische (orthogonale) Lagerung für den ebenen Fall

In der Ebene haben gleich große Kreisscheiben maximal sechs Kontaktstellen mit Nachbarscheiben. Die Porosität, als Fläche berechnet, beträgt dann 0,08, die Porenzahl 0,09. Im Raum würde jede Kugel bei einer solchen dichtesten Packung zwölf Kontakte mit Nachbarkugeln, eine Porosität von 0,26 und eine Porenzahl von 0,35 besitzen.

Bei einer kubischen Packung mit vier Kontakten in der Fläche würde die Porosität, auf die Fläche berechnet, 0,21 und die Porenzahl 0,27 betragen. Im Raum bei sechs Kontaktpunkten würden eine Porosität von 0,47 und eine Porenzahl von 0,91 vorliegen.

Bei irregulären Packungen unterscheidet sich die Koordinationszahl von Korn zu Korn, die Variation der Koordinationszahlen kann aber zumeist in guter Näherung durch eine Normalverteilung dargestellt werden. Die Gleichung (4.8) zeigt die Berechnung der durchschnittlichen Koordinationszahl für eine irreguläre Partikelanordnung.

$$\text{Koordinationszahl } C: \quad C = \frac{\text{Anzahl der Kontakte} \times 2}{\text{Anzahl der Partikel}} \quad (4.8)$$

4.4 Mechanische Eigenschaften der Körner

Das Materialverhalten der Körner kann in den allermeisten Fällen mit Hilfe der linearen Elastizitätstheorie beschrieben werden. Bei hohen Spannungen oder geringer Festigkeit der Körner (Partikel) sind jedoch auch plastische Deformationen und das Brechen von Partikeln zu berücksichtigen, da sie das übergeordnete Materialverhalten des granularen Mediums beeinflussen (Veränderung der Korngrößenverteilung und Porosität).

4.5 Kontaktverhalten der Körner

Die Verformbarkeit und Festigkeit eines granularen Materials wird maßgeblich durch das Kontaktverhalten der Partikel bestimmt. Die Körner besitzen infolge der Rauigkeit ihrer Oberfläche und ihrer Kornform einen Reibungskontakt, mathematisch beschrieben durch den Reibungskoeffizienten μ . Infolge von Sinterung, chemischer oder physikalischer Adhäsion oder Oberflächenkräften kann eine Verklebung der einzelnen Körner entstehen, die dem granularen Material einen kohäsiven Widerstand (Kohäsion c) verleiht.

4.6 Inhomogenität

Granulare Medien sind aufgrund ihrer diskreten Struktur bezüglich ihrer Eigenschaften (z. B. Dichte) und bezüglich ihres Materialverhaltens (Verformbarkeit und Festigkeit) inhomogen, der Grad der Inhomogenität ist jedoch abhängig von der Größe des betrachteten Bereichs (Maßstabseffekt, Kapitel 4.8).

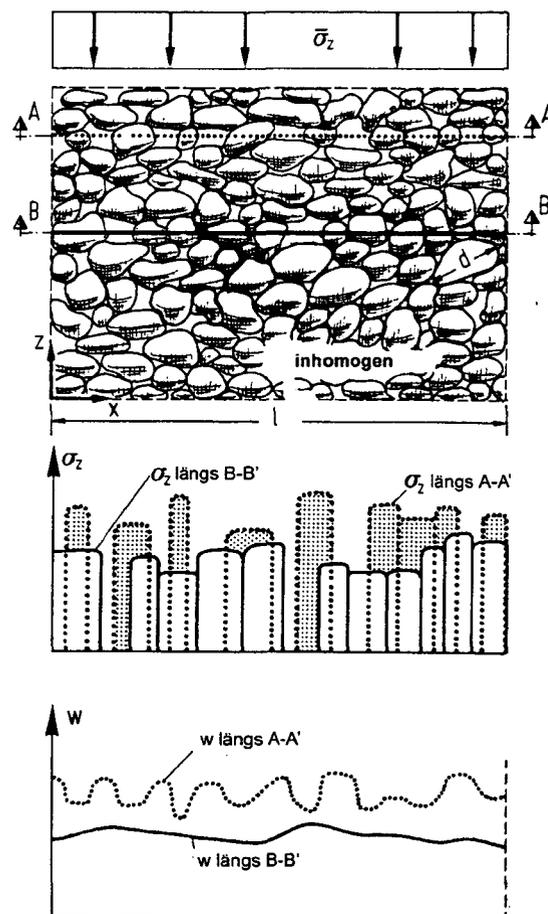


Abbildung 4.8: Diskretes Modell eines grobkörnigen Bodens (Wittke, 1984)

Abbildung 4.8 zeigt einen Ausschnitt aus einem mit einem grobkörnigen Boden gefüllten Volumen. Die Partikelanordnung sei durch eine vertikale Druckspannung σ_z belastet. Führt man einen horizontalen Schnitt A-A' durch den Boden, so ergibt sich eine inhomogene

Spannungsverteilung. Überall dort, wo ein Bodenkorn geschnitten wird, ist eine Spannung wirksam, und im Bereich der Poren ist die Spannung gleich null. Die Größe der Spannungen in den Einzelkörnern richtet sich dabei unter anderem nach deren Größe, Form, Eigenschaften und nach der Ausbildung der Berührungspunkte mit den Nachbarkörnern. Eine andere Spannungsverteilung ergibt sich für den Schnitt B-B' durch die Partikelanordnung. Auch die Verformungen in beiden Schnitten sind nicht konstant, sondern ungleichmäßig verteilt.

4.7 Anisotropie und Diskontinuität

Ein granulares Medium ist ein Vielkörpersystem, dessen Einzelindividuen (die Partikel) sich gegeneinander an den Diskontinuitätsflächen (Kontaktflächen bzw. Kontaktpunkte) verschieben und – eben als Einzelindividuen – sich gegeneinander verdrehen können, wenn ihnen die Möglichkeit dazu geboten wird. Das bedeutet – und das ist bei einem Diskontinuum im mechanischen Sinn das Wesentliche –, dass Unstetigkeiten im Verschiebungsfeld dieses Vielkörpersystems auftreten können (Abbildung 4.8).

Granulare Medien zeigen nicht nur eine Anisotropie (Richtungsabhängigkeit) in Bezug auf ihr Verformungs- und Festigkeitsverhalten, sondern sie besitzen auch die Fähigkeiten offene Spalten und Hohlräume zu bilden, sowie die Fähigkeit der Separation von Partikel bzw. Partikelgruppen. Abbildung 4.9 zeigt ein PFC^{2D}-Modell des Versagensmechanismus „Hart auf Weich“. Das Modell zeigt das beschriebene diskontinuierliche Verhalten: Bildung offener Spalten (Klüfte) und aus dem Ensemble losgelöste Einzelpartikel und Partikelgruppen.

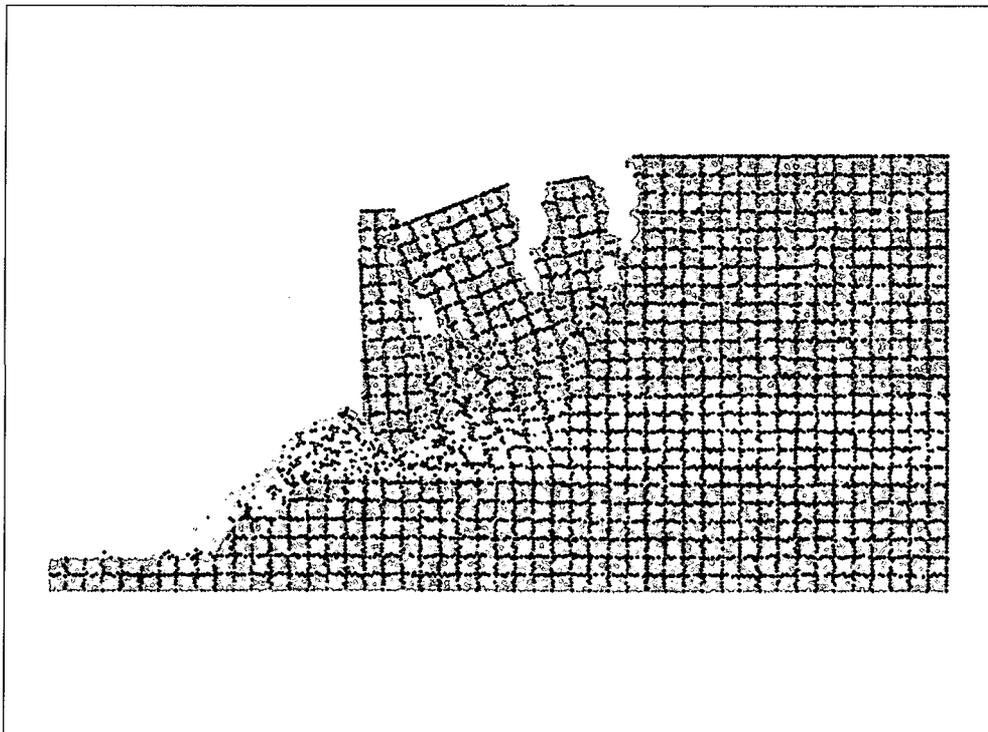


Abbildung 4.9: Bildung von Klüften und Separation von Einzelpartikeln und Partikelgruppen; Darstellung des Versagensmechanismus „Hart auf Weich“ mittels PFC^{2D} (Preh et al., 2002)

Bezüglich des anisotropen Materialverhaltens können zwei Systemzustände unterschieden werden:

- eine initiale Anisotropie infolge der Art der Ablagerung der Partikel (Partikelanordnung) und
- eine Anisotropie infolge der fortschreitenden irreversiblen Deformationen (plastische Deformationen der Partikel, Brechen der Partikel, Verschiebungen der Partikel gegeneinander) durch die Belastung des Partikelensembles.

Generell können zwei Arten von Anisotropie unterschieden werden:

- eine geometrische Anisotropie infolge der Partikelanordnung und
- eine Anisotropie infolge der mechanischen Eigenschaften der Körner und des Kontaktverhaltens.

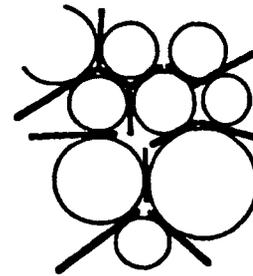
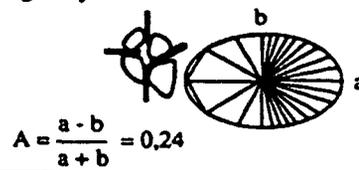
Bei kugel- bzw. scheibenförmigen Partikeln ist die geometrische Anisotropie durch die Orientierung der Tangentialebenen der Partikelkontakte bedingt (Abbildung 4.10). Die Verteilung dieser Richtungen verändert sich mit der Belastung des Ensembles. Es entsteht eine Reorientierung mit einer Konzentration der Tangentialebenen jeweils normal auf die Richtungen der Hauptnormalspannungen. Biarez & Wiendieck (1963) führten physikalische Biaxialtests an rollenden Zylindern durch und quantifizierten die geometrische Anisotropie mithilfe einer Vektordarstellung. Sie stellten die Anzahl der Tangentialebenen mit einer bestimmten Orientierung durch einen Vektor dar, dessen Länge proportional der Anzahl der Tangentialebenen pro Winkeleinheit ist. Die Extremwerte dieser Vektordarstellung bilden eine Ellipse, deren Hauptachse (a) und Nebenachse (b) die Hauptrichtungen der Anisotropie repräsentieren. Der Grad der geometrischen Anisotropie kann dann durch das in Formel (4.9) dargestellte Verhältnis dargestellt werden.

$$A = \frac{a - b}{a + b} \quad (4.9)$$

GEOMETRIC ANISOTROPY

Orientation of the tangent planes

I Anisotropy due to gravity field



Anisotropy due to a horizontal extension

II Anisotropy due to a horizontal compression

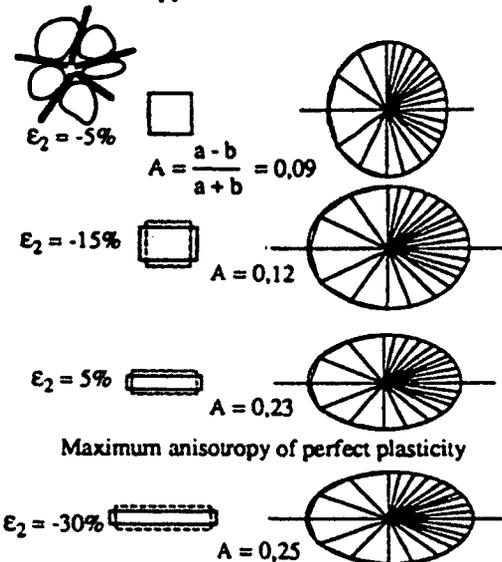
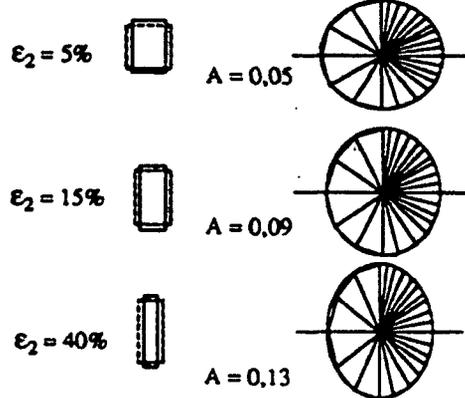


Abbildung 4.10: Geometrische Anisotropie, gemessen an einem zweidimensionalen Material (Biares & Wiendieck, 1963)

4.8 Maßstabeffekte

Ein granulares Material kann sich ähnlich einem Kontinuum verhalten (lineare Verläufe der Spannungen und Dehnungen), falls ein Bereich betrachtet wird, der mehrere tausend Partikel umfasst und eine eher homogene Partikelanordnung besitzt (Kuhn & Bagi, 2002). Betrachtet man dieses Ensemble jedoch im Mikromaßstab, so können die Spannungen und Verschiebungen von Partikel zu Partikel stark variieren. Der Grad der Diskontinuität und Inhomogenität der Partikelanordnung ist somit abhängig vom betrachteten Bereich.

5 Theoretische Grundlagen des Particle Flow Codes (PFC)

Der Particle Flow Code (PFC) ist ein Verfahren zur numerischen Modellierung von komplexen mechanischen Systemen auf der Basis der Methode der Distinkten Elemente (DEM, Kapitel 3.2).

Die Grundelemente von PFC sind in der 2D Version scheiben- oder kugelförmige Partikel und eindimensionale Wanelemente und in der 3D Version kugelförmige Partikel und zweidimensionale Wanelemente. Die Partikel lassen sich beliebig anordnen (Abbildung 5.1) und zu größeren Einheiten verbinden. Unter dem Einfluss äußerer Kräfte kommt es zu Bewegungen und Wechselwirkungen des Partikelensembles. Der Berechnungsalgorithmus von PFC verfügt über eine Detektionsautomatik, die alle sich aufgrund der Partikelbewegungen einstellenden Kontakte – sowohl mit einem anderen Partikel als auch mit einem Wanelement – erkennt. Weiters sind durch den Berechnungsalgorithmus alle kinematischen Bewegungsmöglichkeiten eines jeden Partikels zu jedem Zeitpunkt der Modellierung gewährleistet, wobei es jederzeit aufgrund der im Modell herrschenden physikalischen Zustände zur Aufhebung oder Neubildung von Kontakten kommen kann.

Die Partikel können durch Verbindung an ihren Berührungspunkten zu einem Festkörper verbunden werden, der wiederum durch eine progressive Schädigung der Bindungen (Ausbildung von Trenn- und Scherbrüchen) zerstört werden kann. Dadurch ist die kombinierte und gleichzeitige Modellierung von makro- und mikromechanischen Prozessen möglich. Aufgrund des expliziten Lösungsverfahrens und der geometrisch einfachen Grundbausteine können selbst im PC-Bereich ausgesprochen große Systeme mit starken Nichtlinearitäten bzw. physikalischen Instabilitäten zeit- und kosteneffektiv berechnet werden.

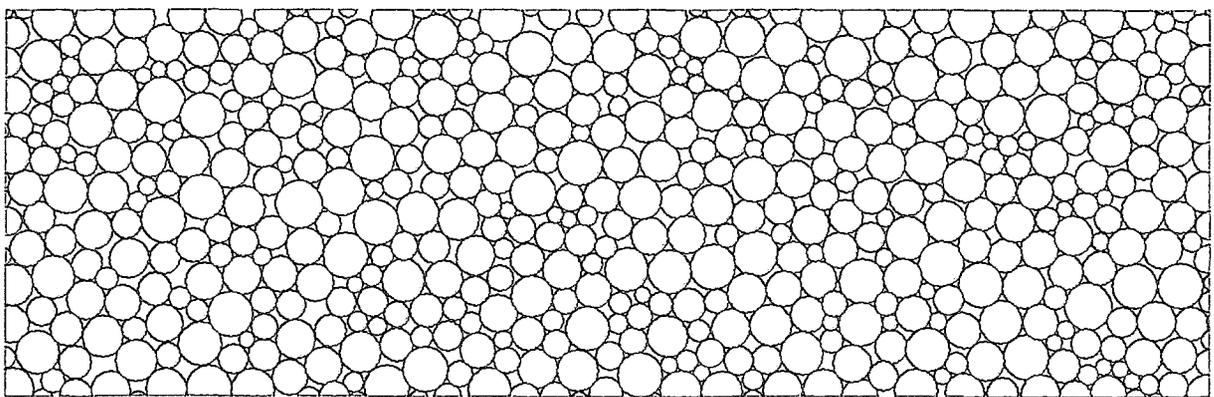


Abbildung 5.1: Partikelanordnung, PFC^{2D}

Gegenüber der DEM (Kapitel 3.2) enthält das numerische Modell des PFC (PFM = Particle Flow Model) folgende Vereinfachungen:

1. Es werden kugel- oder scheibenförmige, starre Partikel betrachtet.

2. Die Kontakte zwischen den Partikeln beschränken sich auf eine unendlich kleine Fläche (Punkt bzw. Linie).
3. Das Verhalten der Kontakte beruht auf einem weichen Stoß mit einer endlichen Normalsteifigkeit der Teilchen. Die Partikel dürfen sich dabei an den Kontaktpunkten durchdringen.
4. Die Größe der Durchdringung (Überlappung) hängt von der Steifigkeit der Partikel und der Kontaktkraft ab und ist klein im Verhältnis zur Teilchengröße.
5. Zwischen zwei Partikeln können an den Kontaktpunkten Bindungen definiert werden. Das mechanische Verhalten dieser Bindungen ist frei definierbar.
6. Geometrisch komplizierte Elementarbausteine werden durch den Zusammenschluss mehrerer Kugelemente bzw. Wandelemente hergestellt, die dann wiederum einen neuen Elementarbaustein darstellen.

5.1 Berechnungskreislauf

Das Berechnungsverfahren der Distinkten Elemente Methode in PFC besteht aus einem expliziten zeitgesteuerten Algorithmus. Ein expliziter Berechnungsalgorithmus bietet einen Vorteil, wenn große, stark nichtlineare und physikalisch instabile Prozesse mit großen Deformationen und Verschiebungen betrachtet werden.

Der Berechnungskreislauf, dargestellt in Abbildung 5.2, läuft in Berechnungs- bzw. Zeitschritten ab und wendet in jedem Zeitschritt das Bewegungsgesetz auf jedes Partikel und ein Kraftverschiebungsgesetz für jeden Kontakt an. Es findet keine Kopplung der Beziehungen für jedes einzelne Partikel zu einer Gesamtmatrix statt. Kontakte, die zwischen zwei Partikeln oder einem Partikel und einer Wand bestehen, können während der Simulation automatisch gebildet oder gelöst werden. Am Beginn jedes Zeitschrittes wird die Kontaktliste erneuert, aufgrund der gegenwärtigen Positionen der Partikel und der Wände.

Anschließend wird das Kraftverschiebungsgesetz bei jedem Kontakt angewendet, um die Kontaktkräfte zu ermitteln, basierend auf der relativen Bewegung der beiden Elemente und deren Kontaktmodell (konstitutive Beziehungen). Anschließend wird das Bewegungsgesetz auf jedes Partikel angewendet und dessen Position und Geschwindigkeit aufgrund der resultierenden Kräfte und Momente, die aus den Kontakt- und Massenkräften berechnet werden, erneuert. Danach werden die Wandpositionen ermittelt, die sich aus den vorgegebenen Verschiebungen ergeben.

Für das Ende der Berechnung wird ein Abbruchkriterium verwendet, wobei das Abbruchkriterium auf unterschiedliche Weise definiert werden kann. Eine Berechnung endet entweder nach einer vorgegebenen Anzahl von Berechnungsschritten oder wenn ein Toleranzkriterium erreicht wird.

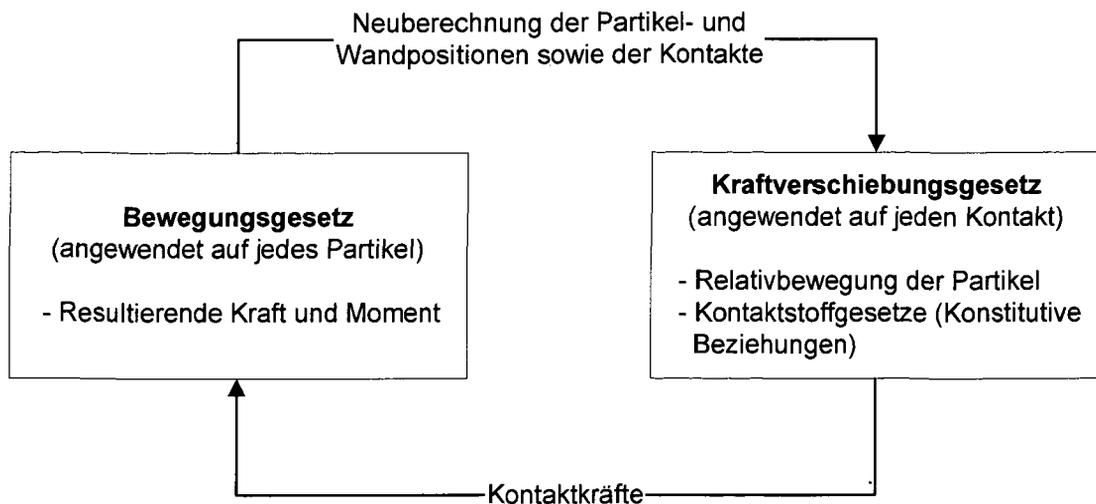


Abbildung 5.2: Berechnungskreislauf in PFC

5.2 Kraftverschiebungsgesetz

Durch die Anwendung des Kraftverschiebungsgesetzes und die Verwendung von konstitutiven Beziehungen (Kontaktsteifigkeitsmodell, Gleitmodell und Bindungsmodell) wird ein Materialverhalten modelliert. Dabei definiert das Kraftverschiebungsgesetz allgemein die Beziehung zwischen der relativen Verschiebung zweier Partikel (= Bälle) an einem Kontakt zu der Kontaktkraft, die zwischen den beiden Partikeln wirkt. Es werden zwei Kontaktformen unterschieden, Ball-Ball- und Ball-Wand-Kontakt, wobei die Kontaktkraft gemäß den Voraussetzungen des PFM bei beiden Kontaktformen in einem Punkt wirkt. In den nachfolgenden Gleichungen bezeichnen die Größen mit dem Index i immer einen Vektor mit den Komponenten $\{1, 2, 3\}$ im dreidimensionalen Raum bzw. $\{1, 2\}$ in der Ebene.

Das Kraftverschiebungsgesetz wird an einem Kontakt angewendet und durch den Kontaktpunkt, $x_i^{[C]}$, welcher auf der Kontaktfläche liegt, und durch den Einheitsnormalvektor n_i (Abbildung 5.3) beschrieben. Der Kontaktpunkt liegt innerhalb des Überschneidungsvolumens. Bei einem Ball-Ball-Kontakt zeigt der Normalvektor von Ballmittelpunkt zu Ballmittelpunkt; bei einem Ball-Wand-Kontakt zeigt der Normalvektor vom Ballmittelpunkt entlang der kürzesten Linie zur Wand hin. Die Kontaktkraft wird in eine Normalkraft (in Richtung des Normalvektors) und in eine Scherkraft (in der Kontaktebene) zerlegt. Das Kraftverschiebungsgesetz stellt diese Kraftkomponente mittels Normal- und Scherkraftsteifigkeit in Relation zur relativen Verschiebung.

Das Kraftverschiebungsgesetz wird im Folgenden für beide Kontaktarten (Ball-Ball und Ball-Wand) beschrieben. Abbildung 5.3 zeigt den Fall eines Ball-Ball-Kontakts, die beiden kugelförmigen Partikel sind mit A und B bezeichnet. Abbildung 5.4 zeigt den Fall eines Ball-Wand-Kontakts, die Wand ist mit w und der kugelförmige Partikel mit b bezeichnet. Für

beide Fälle werden im Folgenden die relevanten Gleichungen dargestellt. In beiden Darstellungen wird mit U_n die Überlappung bezeichnet.

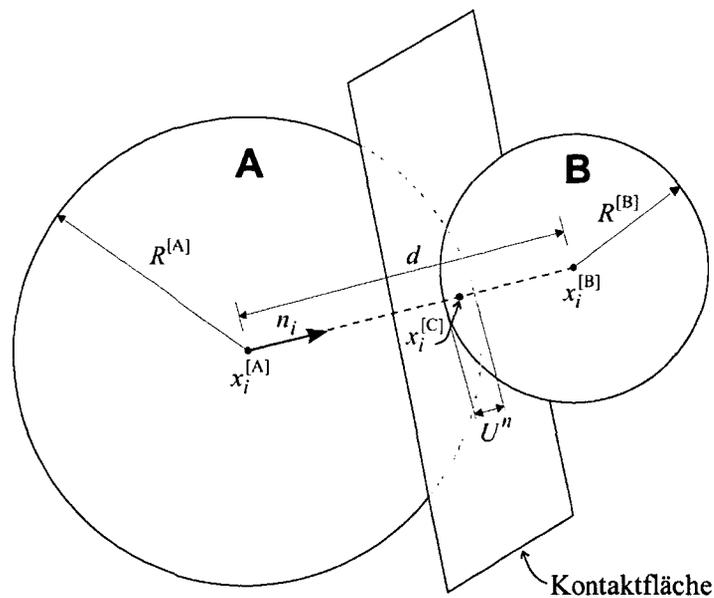


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung eines Ball-Ball-Kontakts (Itasca, 1999a)

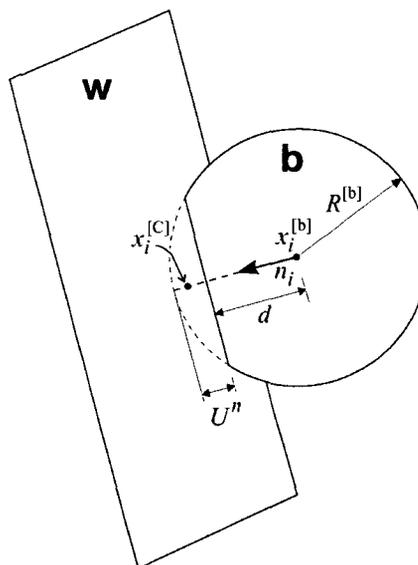


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung eines Ball-Wand-Kontakts (Itasca, 1999a)

Für den Ball-Ball-Kontakt gilt für der Normalvektor n_i , der die Kontaktebene (contact plane) festlegt,

$$n_i = \frac{x_i^{[B]} - x_i^{[A]}}{d}, \quad (5.1)$$

wobei $x_i^{[A]}$ und $x_i^{[B]}$ die Positionsvektoren der Mittelpunkte der Partikel A und B sind. Der Abstand d zwischen den beiden Kugelmittelpunkten wird mit

$$d = |x_i^{[B]} - x_i^{[A]}| = \sqrt{(x_i^{[B]} - x_i^{[A]})(x_i^{[B]} - x_i^{[A]})} \quad (5.2)$$

angegeben.

Bei einem Ball-Wand-Kontakt zeigt der Normalvektor n_i in Richtung des kürzesten Abstandes d zwischen Ballmittelpunkt und Wand. Diese Richtung findet man, indem man die Lage des Ballmittelpunkts bestimmten definierten Bereichen zuordnet. Die in PFC gewählte Vorgehensweise ist in Abbildung 5.5 anhand einer zweidimensionalen Wand, bestehend aus zwei Liniensegmenten AB und BC, dargestellt. Wände in PFC haben eine aktive und eine inaktive Seite. Ein Kontakt zwischen einem Partikel und einem Wandelement kann nur auf der aktiven Seite erkannt werden. Der Raum auf der aktiven Seite der Wand kann mithilfe der Wandnormalen an den Eckpunkten in fünf Bereiche unterteilt werden. Liegt nun der Ballmittelpunkt im Bereich 2 oder 4, so berührt das Partikel die Wand entlang der Liniensegmente AB und BC, und n_i ist normal auf das Wandsegment. Befindet sich der Ballmittelpunkt in den Bereichen 1, 3 oder 5, so berührt der Ball die Wand an einem der Eckpunkte, und n_i zeigt vom Wandendpunkt zum Ballmittelpunkt.

Der Vorteil der Ermittlung des Kontaktpunkts rein über die Geometrie liegt darin, dass nachträgliche Änderungen der Radien ohne Eingriff in den Lösungsalgorithmus möglich sind. Nach der Änderung der Radien werden im nächsten Rechenschritt die neuen Kontakte über die Betrachtung der Geometrie erfasst.

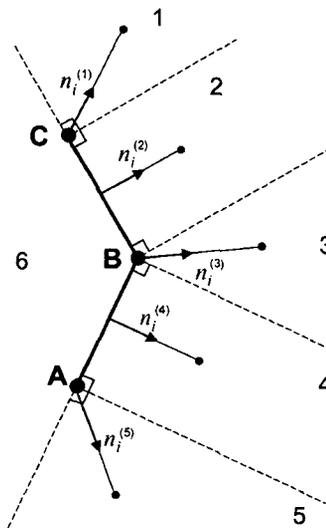


Abbildung 5.5: Festlegung der Richtung des Normalvektors n_i bei einem Ball-Wand-Kontakt (Itasca, 1999a)

Die Überlappung U^n ist als relative Verschiebung an den Kontakten in Richtung der Normalen definiert.

$$U^n = \begin{cases} R^{[A]} + R^{[B]} - d, & (\text{Ball - Ball}) \\ R^{[B]} - d, & (\text{Ball - Wand}) \end{cases} \quad (5.3)$$

wobei $R^{[\Phi]}$ der Radius des Balles Φ ist. Die Lage des Kontaktpunkts ergibt sich nach

$$x_i^{[C]} = \begin{cases} x_i^{[A]} + (R^{[A]} - \frac{1}{2}U^n)n_i & \text{(Ball - Ball)} \\ x_i^{[b]} + (R^{[b]} - \frac{1}{2}U^n)n_i & \text{(Ball - Wand)}. \end{cases} \quad (5.4)$$

Der Kontaktkraftvektor F_i , der die Wirkung des Balls A auf den Ball B (bei einem Ball-Ball-Kontakt) und die Wirkung des Balls b auf die Wand w (bei einem Ball-Wand-Kontakt) darstellt, kann in einen Normalkraftvektor F_i^n und einen Scherkraftvektor F_i^s , bezogen auf die Kontaktebene, zerlegt werden.

$$F_i = F_i^n + F_i^s \quad (5.5)$$

Der Normalkraftvektor F_i^n im Kontaktpunkt wird aus der Überlappung U^n und der Normalsteifigkeit K^n [Kraft/Verschiebung] ermittelt,

$$F_i^n = K^n \cdot U^n \cdot n_i \quad (5.6)$$

wobei n_i der Normalvektor der Kontaktebene ist. Der Wert von K^n wird nach dem verwendeten Kontaktsteifigkeitsmodell berechnet.

Zu beachten ist, dass die Normalsteifigkeit K^n einem Sekantenmodul entspricht und sich somit der Gesamtwert der Verschiebung auf den Gesamtwert der Normalkraft bezieht. Die Berechnung der Normalkontaktkraft aus der momentanen Geometrie macht den Rechenprozess genauer und ermöglicht eine Änderung der Position und der Radien der Bälle, auch nach dem Beginn der Berechnung.

Die Schersteifigkeit k_s ist im Gegensatz zur Normalsteifigkeit ein Tangentenmodul und verbindet die inkrementellen Werte der Scherkraft und der Scherbewegung der am Kontakt beteiligten Bälle. Die Scherkontaktkraft wird schrittweise berechnet. Bei Kontaktbildung wird die Scherkontaktkraft auf Null gesetzt. Jedes in den nachfolgenden Berechnungsschritten ermittelte relative Scherverschiebungsinkrement ergibt ein Inkrement einer elastischen Scherkraft, das zur Scherkontaktkraft addiert wird. Die Bewegung des Kontakts ergibt sich aus der Neuberechnung von n_i und $x_i^{[C]}$ in jedem Rechenschritt.

Die Scherkomponente des Vektors des Kontaktverschiebungsinkrements, das während eines Zeitschrittes Δt auftritt, berechnet sich mithilfe der Scherkomponente der Kontakteschwindigkeit V_i^s aus

$$\Delta U_i^s = V_i^s \cdot \Delta t \quad (5.7)$$

und wird zur Berechnung des elastischen Scherkraftvektorinkrements verwendet,

$$\Delta F_i^s = -k^s \cdot \Delta U_i^s \quad (5.8)$$

wobei k^s die Scherkraftsteifigkeit [Kraft/Verschiebung] am Kontakt ist. Der Wert der Scherkraftsteifigkeit wird nach dem aktuellen Kontaktsteifigkeitsmodell ermittelt. Die Scherkraftsteifigkeit ist ein Tangentenmodul und wird somit mit k bezeichnet.

Die neue Gesamtscherkontaktkraft wird durch die Aufsummierung des alten Scherkraftvektors mit dem Inkrement des Scherkraftvektors berechnet.

$$F_i^s \leftarrow F_i^s + \Delta F_i^s \quad (5.9)$$

Die relative Bewegung am Kontakt bzw. die Kontaktgeschwindigkeit V_i , die als Geschwindigkeit des Balls B relativ zu Ball A am Kontaktpunkt bei Ball-Ball-Kontakt gesehen und als Geschwindigkeit der Wand w relativ zum Ball b am Kontaktpunkt eines Ball-Wand-Kontakts gesehen wird, ergibt sich aus

$$\begin{aligned} V_i &= \left(\dot{x}_i^{[C]} \right)_{\Phi^2} - \left(\dot{x}_i^{[C]} \right)_{\Phi^1} \\ &= \left(\dot{x}_i^{[\Phi^2]} + e_{i3k} \omega_i^{[\Phi^2]} \left(x_k^{[C]} - x_k^{[\Phi^2]} \right) \right) - \left(\dot{x}_i^{[\Phi^1]} + e_{i3k} \omega_i^{[\Phi^1]} \left(x_k^{[C]} - x_k^{[\Phi^1]} \right) \right), \end{aligned} \quad (5.10)$$

wobei $\dot{x}_i^{[\Phi^j]}$ und $\omega_3^{[\Phi^j]}$ die Translations- und Rotationsgeschwindigkeiten der Partikel Φ_j sind, für die Folgendes gilt:

$$\{\Phi^1, \Phi^2\} = \begin{cases} \{A, B\} & \text{(Ball - Ball)} \\ \{b, w\} & \text{(Ball - Wand).} \end{cases} \quad (5.11)$$

Die Kontaktgeschwindigkeit kann, bezogen auf die durch n_i festgelegte Kontaktfläche, in eine Normal- und eine Scherkomponente zerlegt werden. Somit ergibt sich eine Normalgeschwindigkeit V_i^n und eine Schergeschwindigkeit V_i^s . Die Schergeschwindigkeit V_i^s kann berechnet werden mit

$$V_i^s = V_i - V_i^n = V_i - V_j \cdot n_j \cdot n_i. \quad (5.12)$$

Die Werte der Normal- und Scherkontaktkräfte, die durch die Gleichungen (5.6) und (5.9) ermittelt wurden, werden korrigiert, um den Bedingungen aus den Kontaktgesetzen zu genügen. Nach dieser Korrektur wird der Einfluss der Kontaktkräfte zu den resultierenden Kräften und dem resultierenden Moment des Teilchens wie folgt berechnet,

$$\begin{aligned} F_i^{[\Phi^1]} &\leftarrow F_i^{[\Phi^1]} - F_i \\ F_i^{[\Phi^2]} &\leftarrow F_i^{[\Phi^2]} + F_i \\ M_i^{[\Phi^1]} &\leftarrow M_i^{[\Phi^1]} - e_{ijk} \left(x_j^{[C]} - x_j^{[\Phi^1]} \right) F_k \end{aligned}$$

$$M_i^{[\Phi^2]} \leftarrow M_i^{[\Phi^1]} + e_{ijk} \left(x_j^{[C]} - x_j^{[\Phi^1]} \right) F_k, \quad (5.13)$$

wobei $F_i^{[\Phi_j]}$ und $M_i^{[\Phi_j]}$ die Summen der Kräfte und Momente des Partikels Φ_j sind, und F_i ist durch die Gleichung (5.5) gegeben.

5.3 Konstitutive Beziehungen (Kontaktmodelle)

Die konstitutiven Beziehungen werden allgemein auch Werkstoff- bzw. Materialgleichungen genannt und werden in PFC durch sogenannte Kontaktmodelle beschrieben. Es sind drei Kontaktmodelle in PFC vordefiniert, die jedem Kontakt zugewiesen werden können:

- **Steifigkeitsmodell**
- **Gleitmodell**
- **Bindungsmodell**

Das Steifigkeitsmodell liefert eine elastische Beziehung zwischen Kontaktkraft und relativer Verschiebung. Das Gleitmodell liefert einen Zusammenhang zwischen Normal- und Scherkraft und einer relativen Verschiebung (= Gleitung) zwischen zwei Bällen im Kontaktfall.

Das Bindungsmodell ermöglicht es, Grenzen für die aufnehmbaren Zug- und Scherkräfte für in Kontakt befindliche Partikel zu setzen, das heißt, es kann eine Zug- und Scherfestigkeit angegeben werden.

Es können Modelle miteinander kombiniert werden, mit Hilfe der Programmiersprache FISH die vorhandenen Modelle modifiziert und mit Hilfe der Programmiersprache C++ neue Kontaktmodelle entwickelt werden. Neben einem elastischen und elasto-plastischen Materialverhalten im Kontakt kann damit auch ein viskoelastisches oder viskoses Materialverhalten modelliert werden.

5.3.1 Steifigkeitsmodell

Das Steifigkeitsmodell regelt die elastische Interaktion zweier in Kontakt befindlicher Partikel (Abbildung 5.6). Wie im Kraftverschiebungsgesetz bereits beschrieben, wird die Normalsteifigkeit als Sekantensteifigkeit betrachtet und damit die Gesamtnormalkraft in Relation zur Gesamtnormalverschiebung gesetzt (Gleichung (5.14)).

$$F_i^n = K^n \cdot U^n \cdot n_i \quad (5.14)$$

Die Schersteifigkeit ist eine Tangentensteifigkeit und stellt nach Gleichung (5.15) das Inkrement der Scherkraft in Beziehung zum Inkrement der Scherverschiebung.

$$\Delta F_i^s = -k^s \cdot \Delta U_i^s \quad (5.15)$$

Je nach verwendetem Steifigkeitsmodell werden unterschiedliche Werte für die Kontaktsteifigkeiten ermittelt. PFC stellt zwei unterschiedliche Steifigkeitsmodelle zur Verfügung, ein lineares Steifigkeitsmodell und ein vereinfachtes Hertz-Mindlin-Steifigkeitsmodell.

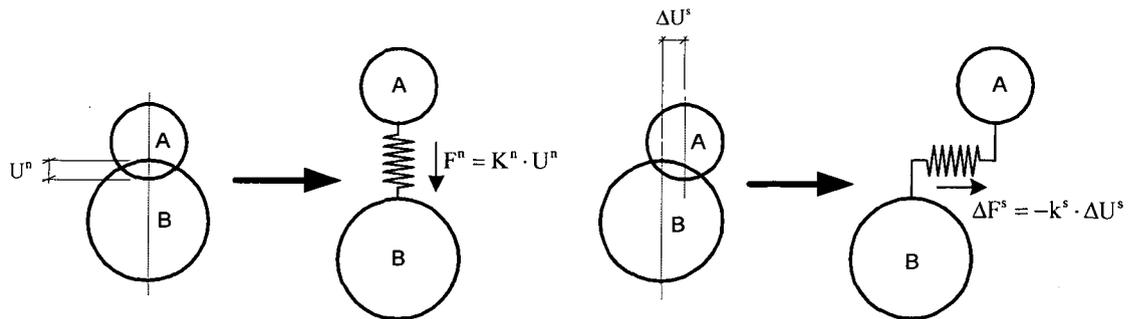


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung des Steifigkeitsmodells (Hainbücher, 2001, verändert)

Beim linearen Steifigkeitsmodell erfolgt die Berechnung der Normal- und der Schersteifigkeit K^n und k^s [Kraft/Verschiebung] des Kontakts zweier Elemente so, als wären die beiden Elementsteifigkeiten in Serie geschaltet. Damit ergibt sich eine Sekanten-Normalkontaktsteifigkeit K^n des Kontakts mit

$$K^n = \frac{k_n^{[A]} \cdot k_n^{[B]}}{k_n^{[A]} + k_n^{[B]}} \quad (5.16)$$

und eine Tangenten-Scherkontaktsteifigkeit k^s mit

$$k^s = \frac{k_s^{[A]} \cdot k_s^{[B]}}{k_s^{[A]} + k_s^{[B]}}; \quad (5.17)$$

dabei stehen die Indizes [A] und [B] für die beiden in Kontakt stehenden Elemente. Bei gleichen Steifigkeiten der Elemente [A] und [B] wird aus Gleichung (5.16)

$$K^n = \frac{k_n}{2} \quad (5.18)$$

und aus Gleichung (5.17)

$$k^s = \frac{k_s}{2} \quad (5.19)$$

Beim linearen Kontaktmodell ist die Sekanten-Normalsteifigkeit gleich der Tangenten-Normalsteifigkeit, solange die Beziehung

$$k^n = \frac{dF^n}{dU^n} = \frac{g(K^n U^n)}{dU^n} = K^n \quad (5.20)$$

erfüllt ist.

5.3.2 Gleitmodell

Das Gleitmodell bildet Gleitzustände während des Simulationsvorganges ab und ist eine immanente Eigenschaft zweier in Kontakt befindlicher Elemente (Ball-Ball oder Ball-Wand). Es ermöglicht das Auftreten von Gleiten durch Beschränkung der Scherkraft.

Das Gleitmodell ist immer vorhanden, außer die betreffenden Partikel sind durch eine Kontaktbindung (siehe Bindungsmodell) miteinander verbunden. Das bedeutet, dass die Kontaktbindung vor dem Gleitmodell angewendet wird. Die zwei Kontaktmodelle (Gleitmodell und Bindungsmodell) beschreiben somit die konstitutive Beziehung des Partikelkontakts. Die Parallelbindung, das zweite in PFC zur Verfügung gestellte Bindungsmodell, beschreibt ein zementartiges Material zwischen den Bällen. Das Gleitmodell und die Parallelbindung können gleichzeitig wirksam sein.

Das Gleitmodell wird durch den Reibungskoeffizienten μ [dimensionslos] beschrieben, wobei der kleinere der beiden Reibungskoeffizienten der in Kontakt befindlichen Elemente verwendet wird.

Ist keine Kontaktbindung vorhanden, wird der Kontakt auf Gleitung überprüft. Dazu wird die maximal zulässige Scherkraft anhand der Coulombschen Gleitbedingung

$$F_{\max}^S = \mu |F_i^N| \quad (5.21)$$

bestimmt und mit dem Betrag der Scherkraftkomponente $|F_i^S|$ verglichen. Ist $|F_i^S| > F_{\max}^S$, dann ist Gleiten während des nächsten Rechenschrittes zulässig, und F_i^S wird beschränkt auf F_{\max}^S .

$$F_i^S \leftarrow F_i^S \left(\frac{F_{\max}^S}{|F_i^S|} \right) \quad (5.22)$$

5.3.3 Bindungsmodell

In PFC können die Partikel über definierte Bindungen fest verbunden werden. Das Programm stellt zwei Bindungsmodelle zur Verfügung:

- die Kontaktbindung und
- die Parallelbindung.

In beiden Fällen wird die Bindung über Scherfestigkeiten und Zugfestigkeiten definiert. Die Kontaktbindung tritt nur im Kontaktpunkt (Berührungspunkt) auf. Bei der Parallelbindung wirkt die Bindung in einem kreisförmigen oder rechteckigen Querschnitt zwischen den Partikeln. Bei der Kontaktbindung kann somit nur eine Kraft übertragen werden, während bei der Parallelbindung zusätzlich zur Kraft auch ein Moment übertragen werden kann. Beide Bindungsarten können gleichzeitig an einem Kontakt verwendet werden. Bei beiden Bindungsarten können somit Zugkräfte übertragen werden. Eine Bindung existiert solange, bis die Normal- oder Scherkraft die zulässige Festigkeit der Bindung in die jeweilige Richtung überschreitet, dann bricht die Bindung. Es können nur Bälle mit Bällen über ein Bindungsmodell verbunden werden. Die Bindungsmodelle wirken jedoch nicht zwischen Bällen und Wänden.

Kontaktbindung und Gleitmodell sind in Serie geschaltet, wobei zuerst die Kontaktbindung wirkt. Die Parallelbindung und das Gleitmodell sind parallel geschaltet und wirken somit gleichzeitig.

5.3.3.1 Die Kontaktbindung

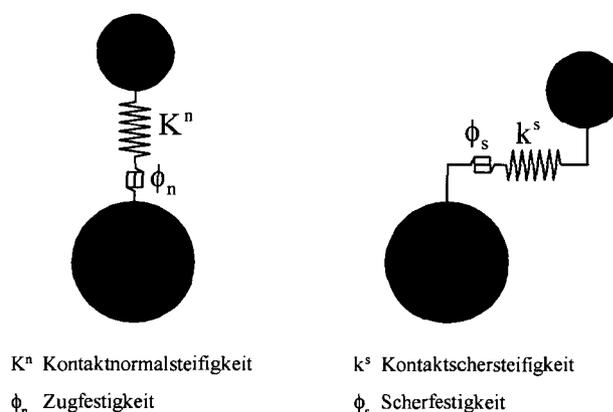


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Kontaktbindung

Eine Kontaktbindung stellt eine Kombination eines Hook- (konst. Normal- und Schersteifigkeit) und eines St. Venant-Körpers (konst. Zug- und Scherfestigkeit) dar (Abbildung 5.7). Bei intakter Bindung (vor Überschreiten der Scher- oder Zugfestigkeit) können die Partikel weder aneinander gleiten noch rollen. Nach dem Brechen der Bindung, durch Überschreitung der Scher- oder Zugfestigkeit, ist ein Gleiten oder Rollen der Partikel möglich.

Die Zugkraft wird mit Hilfe des Kontaktverschiebungsgesetzes (5.6) für den Fall, dass keine Überlappung vorliegt ($U^n < 0$), ermittelt. In diesem Fall agiert die Kontaktbindung, um die Bälle zusammenzuhalten. Die Größe dieser Zugkraft ist durch die Bindungszugfestigkeit begrenzt.

Eine Kontaktbindung ist durch die folgenden zwei Parameter definiert:

- Bindungszugfestigkeit F_c^n [Kraft]
- Bindungsscherfestigkeit F_c^s [Kraft]

Ist die Zugkraft in der Bindung gleich oder größer als die Bindungszugfestigkeit, bricht die Bindung, und die Normal- und Scherkontaktkraft werden gleich Null gesetzt. Wird der Wert der Scherkontaktkraft gleich oder größer als die Bindungsscherfestigkeit, dann bricht die Bindung, jedoch werden die Kontaktkräfte nicht geändert, außer, die Scherkraft überschreitet das Reibungslimit (5.21).

Das grundlegende Verhalten der Scher- und Normalkomponenten der Kontaktkraft und der relativen Verschiebung für den Partikelkontaktpunkt zeigt Abbildung 5.8. Zu jedem Zeitpunkt ist entweder das Kontaktbindungsmodell oder das Gleitmodell aktiv. In Abbildung 5.8 ist F^n die Normalkontaktkraft und ist eine Zugkraft, wenn $F^n > 0$.

U^n ist die relative Normalverschiebung, wobei $U^n > 0$ eine Überlappung bedeutet. F^s ist die Größe der Gesamtscherkontaktkraft, U^s ist die Größe der Gesamtscherverschiebung, bezogen auf den Punkt, an dem die Kontaktbindung entstanden ist.

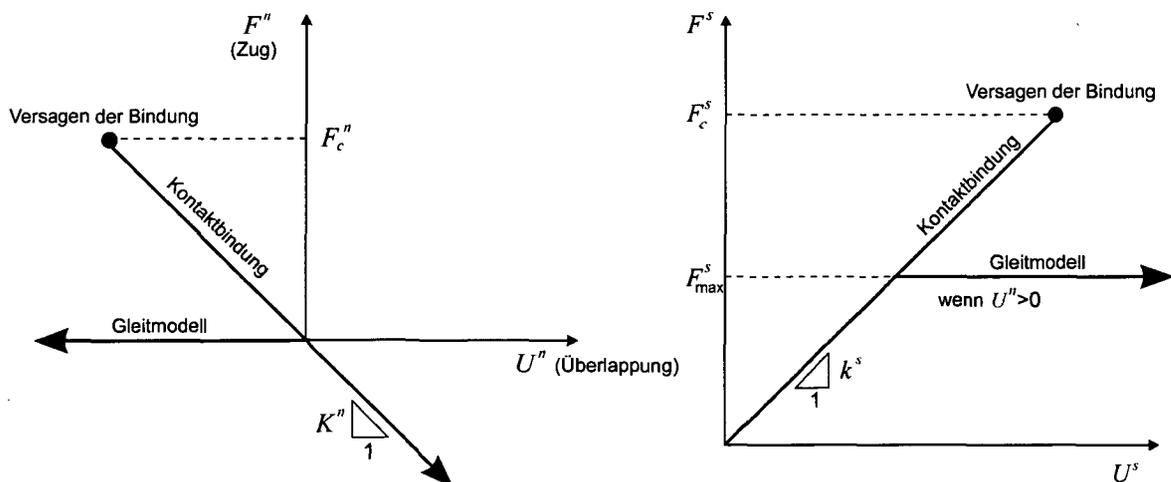


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der konstitutiven Beziehung für die Kontaktbindung; links: Normalkomponente der Kontaktkraft; rechts: Scherkomponente der Kontaktkraft (Itasca, 1999a)

5.3.3.2 Die Parallelbindung

Das Parallelbindungsmodell beschreibt das Materialverhalten eines finiten Bereichs zementartigen Materials angeordnet zwischen zwei Partikeln. Die zwei Bälle werden entweder als zylindrische Scheiben oder als Kugeln behandelt. Die Parallelbindung wirkt elastisch zwischen den Partikeln und parallel zum Gleitmodell oder zur Kontaktbindung. Parallele Bindungen übertragen beides, Kräfte und Momente zwischen den Partikeln,

während bei Kontaktbindungen nur Kräfte am Kontaktpunkt übertragen werden. Es kann somit bei einer Parallelbindung zu einer resultierenden Kraft und einem resultierenden Moment kommen, die auf die miteinander verbundenen Partikel wirken.

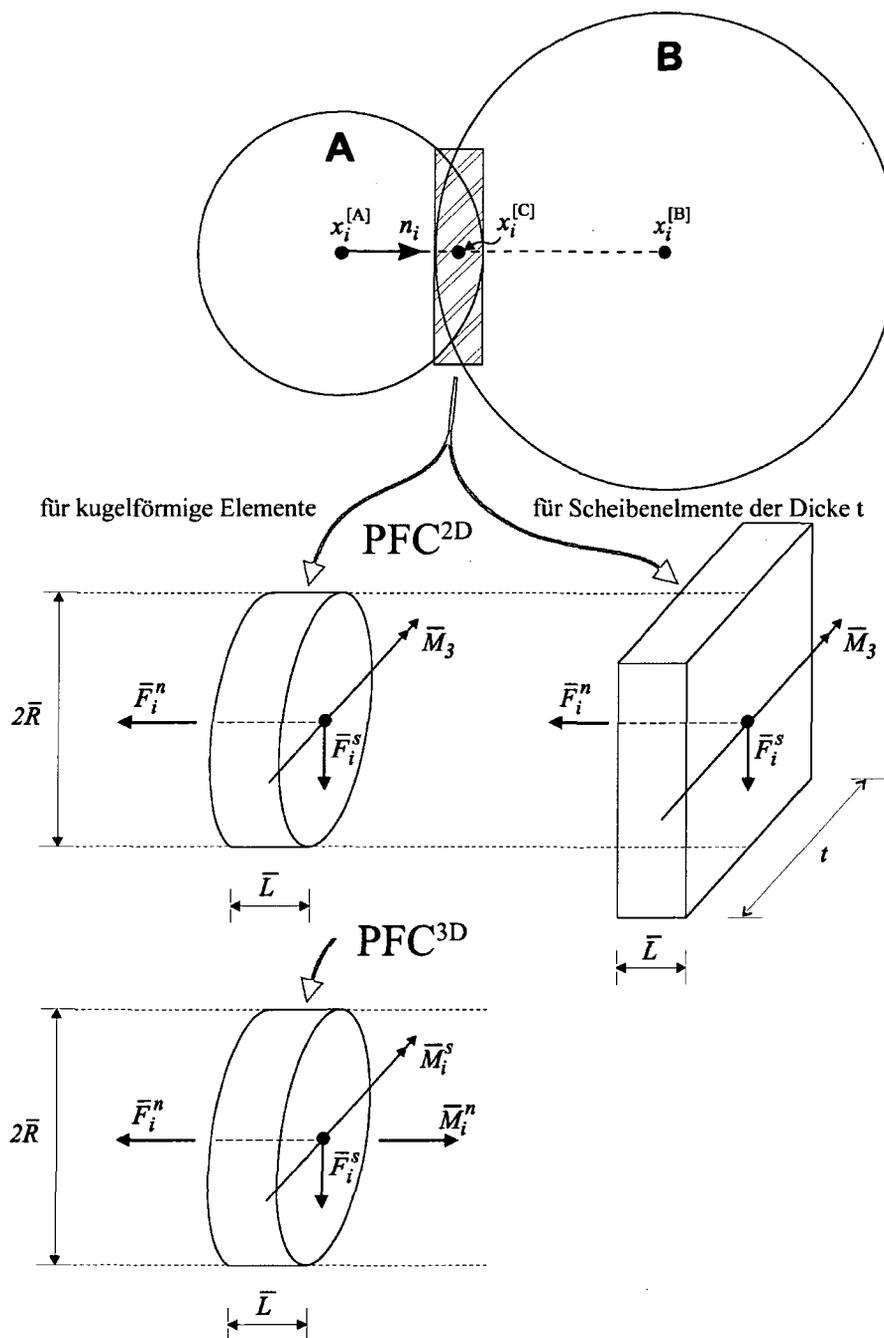


Abbildung 5.9: Parallelbindung, betrachtet als finiter Bereich eines zementartigen Materials (Itasca, 1999b)

Eine parallele Bindung kann als eine Ansammlung von elastischen Federn mit konstanten Normal- und Schersteifigkeiten betrachtet werden, die in der Kontaktebene – mit dem Kontaktpunkt als Mittelpunkt – über eine entweder runde (bei kugelförmigen Partikeln in PFC^{2D} und PFC^{3D}) oder rechteckige Querschnittsfläche (bei zylindrischen Partikeln in PFC^{2D}) gleichmäßig verteilt sind (Abbildung 5.9). Diese Federn wirken parallel zu jenen, die im

Kontaktpunkt über das Steifigkeitsmodell definiert sind. Eine relative Bewegung im Kontakt, nach der Einrichtung der Parallelbindung, bewirkt aufgrund der Parallelbindungskraft eine Kraft und ein Moment im Kontaktmaterial. Diese Kraft und dieses Moment wirken auf die verbundenen Partikel und können in Beziehung mit der maximalen Normal- und Scherspannung innerhalb des Bindungsmaterials gebracht werden. Übersteigt eine der Spannungen die dazugehörige maximale Bindungsfestigkeit, so bricht die Parallelbindung.

Eine Parallelbindung ist durch die folgenden Parameter definiert:

- Normalsteifigkeit \bar{k}^n [Spannung/Verschiebung]
- Schersteifigkeit \bar{k}^s [Spannung/Verschiebung]
- Normalfestigkeit $\bar{\sigma}_c$ [Spannung]
- Scherfestigkeit $\bar{\tau}_c$ [Spannung]
- Bindungsradius \bar{R}

5.4 Bewegungsgesetz

Die Bewegung eines einzelnen unverformbaren Partikels resultiert aus dem Eigengewicht des Partikels und den auf ihn wirkenden Kontaktkräften. Zuzufolge der Resultierenden des Kraft- und Momentenvektors werden dann die translatorische Bewegung sowie die Rotation des Partikels dargestellt. Dabei wird die translatorische Bewegung des Massenmittelpunktes mit dessen Position x_i , dem Geschwindigkeitsvektor \dot{x}_i und dem Beschleunigungsvektor \ddot{x}_i beschrieben. Die Beschreibung der Rotationsbewegung des Partikels erfolgt analog mit der Winkelgeschwindigkeit ω_i und der Winkelbeschleunigung $\dot{\omega}_i$.

Die Bewegungsgleichungen können in zwei Vektorgleichungen angeschrieben werden. Dabei wird die Translationsbewegung mit der resultierenden Kraft und die Rotationsbewegung mit dem resultierenden Moment verknüpft (Impuls- und Drallsatz).

$$F_i = m \cdot (\ddot{x}_i - g_i) \quad \dots \text{ translatorische Bewegung} \quad (5.23)$$

$$M_i = \dot{H}_i \quad \dots \text{ rotatorische Bewegung} \quad (5.24)$$

In Gl. (5.23) ist F_i die Summe aller äußeren Kräfte, m die Masse des Partikels und g_i der Massenbeschleunigungsvektor, z. B. Gravitation. In der Vektorgleichung für die Rotation (Gl. (5.24)) ist M_i das angreifende Moment und \dot{H}_i der Drehimpuls des Partikels. Die Beziehung

in Gl. (5.24) kann auf ein lokales Koordinatensystem bezogen werden. Wenn das lokale Koordinatensystem so liegt, dass es mit den Hauptträgheitsachsen des Partikels zusammenfällt, so reduziert sich die Gl. (5.24) zu der Eulerschen Bewegungsgleichung.

$$\begin{aligned} M_1 &= I_1 \cdot \dot{\omega}_1 + (I_3 - I_2) \cdot \omega_2 \cdot \omega_3 \\ M_2 &= I_2 \cdot \dot{\omega}_2 + (I_1 - I_3) \cdot \omega_1 \cdot \omega_3 \\ M_3 &= I_3 \cdot \dot{\omega}_3 + (I_2 - I_1) \cdot \omega_2 \cdot \omega_1 \end{aligned} \quad (5.25)$$

In Gl. (5.25) sind I_1 , I_2 und I_3 die Hauptträgheitsmomente der Partikel, $\dot{\omega}_1$, $\dot{\omega}_2$ und $\dot{\omega}_3$ die Winkelbeschleunigungen, bezogen auf die Hauptachsen, und M_1 , M_2 und M_3 die Komponenten des resultierenden Moments bezogen auf die Hauptachsen.

Bei Kugeln mit dem Radius R und einer über das Volumen gleichmäßig verteilten Masse fällt der Schwerpunkt mit dem geometrischen Mittelpunkt zusammen. Somit sind die Achsen jedes beliebigen lokalen Koordinatensystems, das den Ursprung im Mittelpunkt der Kugel hat, gleichzeitig die Hauptträgheitsachsen, und die Trägheitsmomente sind alle gleich groß. Bei scheibenförmigen Partikeln, die nur um den Normalenvektor der Ebene rotieren, sind die beiden Winkelgeschwindigkeiten $\omega_1 = \omega_2 = 0$, da die beiden Hauptträgheitsachsen außerhalb der Modellebene liegen. Demzufolge kann die Gl. (5.25) für den zwei- als auch dreidimensionalen Fall auf ein globales Koordinatensystem bezogen werden.

$$M_i = I \cdot \dot{\omega}_i = (\beta \cdot m \cdot R^2) \cdot \dot{\omega}_i \quad (5.26)$$

mit

$$\beta = \begin{cases} 2/5, & \text{(kugelförmiges Partikel)} \\ 1/2, & \text{(scheibenförmiges Partikel)}. \end{cases} \quad (5.27)$$

Die Bewegungsgleichungen, beschrieben in Gl. (5.26) und Gl. (5.27), werden nach Umwandlung in eine Differenzgleichung unter Verwendung des mittleren Differenzenquotienten über den Zeitschritt Δt gelöst. Dabei werden die Größen \dot{x}_i und ω_i mit dem mittleren Intervall ($t \pm \Delta t/2$) berechnet, während die Größen x_i , \ddot{x}_i , $\dot{\omega}_i$, F_i und M_i mit dem Hauptintervall ($t \pm \Delta t$) ermittelt werden.

Die Gl. (5.28) und Gl. (5.29) beschreiben die translatorische und rotatorische Beschleunigung zum Zeitpunkt t mit den Geschwindigkeitswerten des mittleren Intervalls.

$$\ddot{x}_i^{(t)} = \frac{1}{\Delta t} \left(\dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)} - \dot{x}_i^{(t-\Delta t/2)} \right) \quad (5.28)$$

$$\dot{\omega}_i^{(t)} = \frac{1}{\Delta t} \left(\omega_i^{(t+\Delta t/2)} - \omega_i^{(t-\Delta t/2)} \right) \quad (5.29)$$

Setzt man die Gl. (5.28) und Gl. (5.29) in die Gleichungen (5.23) und (5.26) ein, so ergeben sich die Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt $(t+\Delta t/2)$.

$$\dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)} = \dot{x}_i^{(t-\Delta t/2)} + \left(\frac{F_i^{(t)}}{m} + g_i \right) \cdot \Delta t \quad (5.30)$$

$$\omega_i^{(t+\Delta t/2)} = \omega_i^{(t-\Delta t/2)} + \left(\frac{M_i^{(t)}}{I} \right) \cdot \Delta t \quad (5.31)$$

Aus den Geschwindigkeiten in Gl. (5.30) und (5.31) lassen sich abschließend die Positionen der Partikelmittelpunkte wieder neu bestimmen.

$$x_i^{(t+\Delta t)} = x_i^{(t)} + \dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)} \cdot \Delta t \quad (5.32)$$

Der Berechnungskreislauf aus Abbildung 5.2 kann nun wie folgt beschrieben werden:

Ausgehend von den Werten $\dot{x}_i^{(t-\Delta t/2)}$, $\omega_i^{(t-\Delta t/2)}$, $x_i^{(t)}$, $F_i^{(t)}$ und $M_i^{(t)}$, werden mithilfe von Gl. (5.30) und (5.31) die Geschwindigkeiten $\dot{x}_i^{(t+\Delta t/2)}$ und $\omega_i^{(t+\Delta t/2)}$ ermittelt. Anschließend wird mit Gl. (5.32) die Position des Partikelmittelpunkts $x_i^{(t+\Delta t)}$ berechnet. Die aktualisierten Kräfte und Momente $F_i^{(t+\Delta t)}$ und $M_i^{(t+\Delta t)}$ werden im nächsten Berechnungszyklus durch Anwendung des Kraftverschiebungsgesetzes ermittelt.

5.5 Mechanische Dämpfung

Die kinetische Energie der Partikel wird während der Simulation durch die Reibung der in Kontakt befindlichen Elemente (Partikel-Partikel oder Partikel-Wand) verringert. Allein die Reibungskraft reicht aber nicht immer aus, um ein System mit einer sinnvollen Anzahl von Rechenschritten zu stabilisieren. Aus diesem Grund werden drei Dämpfungsmodelle in PFC zur Verfügung gestellt: eine lokale nichtviskose Dämpfung, eine viskose (geschwindigkeitsproportionale) Dämpfung und ein kombiniertes Dämpfungsmodell.

5.5.1 Lokale Dämpfung

Das in PFC implementierte lokale, nichtviskose Dämpfungsmodell entspricht dem von Cundall (1987) beschriebenen Verfahren. Dabei wird eine zusätzliche Dämpfungskraft der 2. Newtonschen Bewegungsgleichung hinzugefügt,

$$F_{(i)} + F_{(i)}^d = M_{(i)} A_{(i)}; \quad i = 1 \dots 6$$

$$M_{(i)}A_{(i)} = \begin{cases} m\ddot{x}_{(i)} & \text{für } i = 1 \dots 2 \\ I\dot{\omega}_{(i-3)} & \text{für } i = 4 \dots 6, \end{cases} \quad (5.33)$$

wobei $F_{(i)}$, $M_{(i)}$ und $A_{(i)}$ die generalisierten Kräfte, Massen und Beschleunigungen sind; $F_{(i)}$ beinhaltet die Wirkung der Gravitation; $F_{(i)}^d$ ist die Dämpfungskraft.

$$F_{(i)}^d = -\alpha |F_{(i)}| \text{sign}(v_{(i)}) \quad i = 1 \dots 3$$

$$\text{sign}(y) = \begin{cases} +1 & \text{wenn } y > 0 \\ -1 & \text{wenn } y < 0 \\ 0 & \text{wenn } y = 0 \end{cases} \quad (5.34)$$

Die generalisierten Geschwindigkeiten ergeben sich zu

$$v_{(i)} = \begin{cases} \dot{x}_{(i)} & \text{für } i = 1 \dots 3 \\ \omega_{(i-3)} & \text{für } i = 4 \dots 6 \end{cases} \quad (5.35)$$

Die Dämpfungskraft wird durch die Dämpfungskonstante α mit dem Ausgangswert 0,7 gesteuert; die Dämpfungskonstante kann für jedes einzelne Partikel individuell gesetzt werden.

Bei dieser Art der Dämpfung sind die folgenden Punkte zu beachten:

- Nur eine beschleunigte Bewegung wird gedämpft; d. h., es gibt keine Dämpfung bei einem stationären Zustand.
- Die Dämpfungskonstante α ist dimensionslos.
- Die Dämpfung ist frequenzunabhängig, daher werden alle Bereiche der Partikelansammlung mit unterschiedlichen Eigenschwingungen gleich gedämpft, sofern sie dieselbe Dämpfungskonstante α haben.

Bei dieser Dämpfung ist der Energieverlust je Zyklus unabhängig vom Zeitschritt, mit dem der Zyklus ausgeführt wird. Es ist wichtig, dass die Dämpfungskraft immer der Bewegung entgegengesetzt gerichtet ist. Sie ergibt sich aus den angreifenden Kräften, im Gegensatz zu einer viskosen Dämpfung, die von der Größe der Geschwindigkeit abhängt.

5.5.2 Viskose Dämpfung

Beim viskosen Dämpfungsmodell (geschwindigkeitsproportionale Dämpfung) wird jedem Partikelkontakt ein Dämpfungselement (Newtonscher Dämpfer) hinzugefügt. Diese Dämpfungselemente agieren parallel mit dem existierenden Kontaktmodell (Abbildung 5.10).

Eine Dämpfungskraft wird der Kontaktkraft hinzugefügt, die Normal- und Scherkomponenten dieser Dämpfungskraft sind gegeben durch

$$\begin{aligned} D^n &= c_n \cdot |V^n| \\ D^s &= c_s \cdot |V^s|, \end{aligned} \quad (5.36)$$

wobei c_n und c_s die Dämpfungskoeffizienten in Normal- und Scherrichtung und V^n und V^s die Kontaktgeschwindigkeiten in Normal- und Scherrichtung sind. Die Richtung der Dämpfungskraft ist der Bewegungsrichtung entgegengesetzt. Die Dämpfungskoeffizienten können nicht direkt angegeben werden, stattdessen wird das kritische Dämpfungsverhältnis in Normal- und Scherrichtung (β_n und β_s) festgelegt und die Dämpfungskoeffizienten wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} c_n &= \beta_n \cdot c_n^{\text{crit}} \\ c_s &= \beta_s \cdot c_s^{\text{crit}}. \end{aligned} \quad (5.37)$$

Die kritischen Dämpfungskoeffizienten c_n^{crit} und c_s^{crit} können mit Hilfe von Gleichung (5.38) berechnet werden. Dabei sind w_n und w_s die Eigenkreisfrequenzen des ungedämpften Systems, k_n und k_s die Kontaktsteifigkeiten und m ist die effektive Masse.

$$\begin{aligned} c_n^{\text{crit}} &= 2mw_n = 2\sqrt{mk_n} \\ c_s^{\text{crit}} &= 2mw_s = 2\sqrt{mk_s} \end{aligned} \quad (5.38)$$

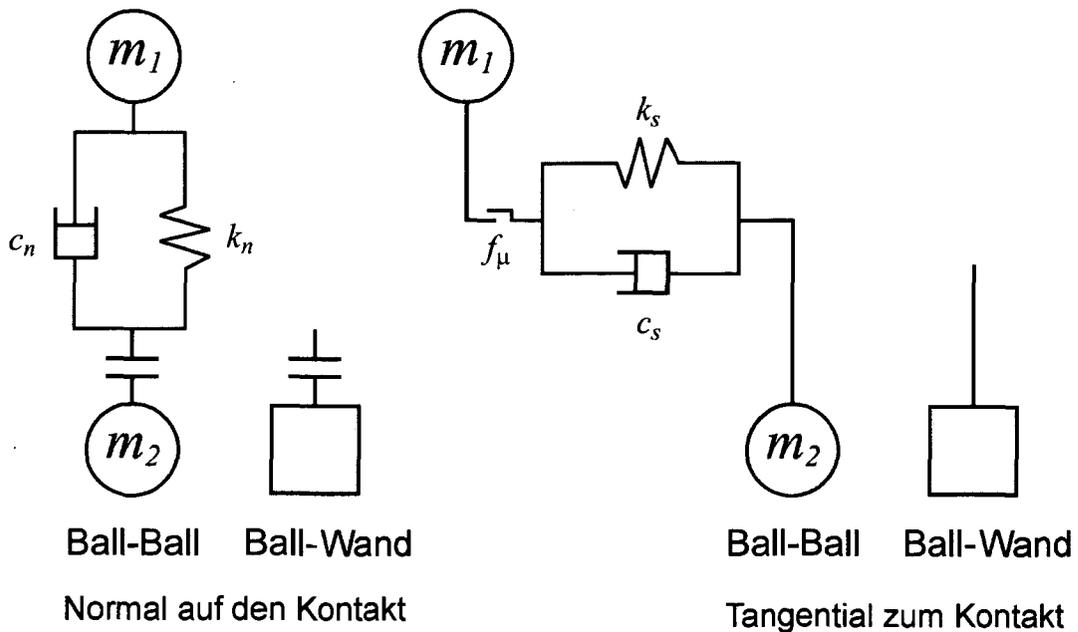


Abbildung 5.10: Interaktion des viskosen Dämpfungsmodells mit dem linearen Kontaktmodell; Rehologisches Modell des Partikelkontakts (Itasca, 1999a)

6 Modellierung

6.1 Materialkalibrierung

6.1.1 Die Wahl der passenden PFC Materialparameter

Bei Programmen, die ein Kontinuum modellieren, können die Eingabeparameter (E-Modul, Festigkeiten etc.) direkt durch Laborversuche an Testkörpern oder durch Rückrechnungen im Feldmaßstab ermittelt werden. Bei Programmen wie z. B. PFC, bei welchen das makroskopische Materialverhalten durch Interaktionen von Elementen auf Mikroebene bestimmt wird, sind die Eingabeparameter für diese Mikroelemente (Mikroparameter) im Allgemeinen unbekannt bzw. nicht direkt bestimmbar.

Es wird daher als Erstes das relevante Verhalten des physikalischen Materials und anschließend die passenden Mikroparameter mittels eines Kalibrationsprozesses ermittelt. Bei diesem Kalibrationsprozess wird die Antwort des synthetischen Materials direkt mit der Reaktion des physikalischen Materials verglichen. Dieser Vergleich kann im Labormaßstab (Triaxialversuch, Braziliertest, einfache Scherbüchse etc.) oder im Feldmaßstab (z. B. die Rückrechnung von Massenbewegungen) durchgeführt werden.

6.1.2 Generelle Betrachtung des Kalibrationsprozesses

Im Allgemeinen wird das Materialverhalten durch Parameter der Verformbarkeit und der Festigkeit beschrieben. Um ein Partikelensemble zu erzeugen, welches ein gewünschtes physikalisches Verhalten reproduziert, ist es notwendig, jeden Modellparameter (Mikroparameter) mit den zugehörigen relevanten Materialparametern (Makroparameter) abzustimmen. Da das Verhalten eines PFC-Materials auch von den Partikelgrößen (betrachteter Bereich), deren Größenverteilung, dem Porenvolumen usw. abhängig ist, gibt es keine direkten (mathematisch bestimmten) Abhängigkeiten der Modellparameter. Die Beziehung zwischen den PFC-Modellparametern und den gemessenen Materialparametern ist nur bei sehr einfachen (regulären) Partikelanordnungen, wie bei der hexagonalen oder orthogonalen Lagerung, a priori bekannt. Für den allgemeinen Fall einer irregulären Packung ist es notwendig, die Materialparameter mittels eines Kalibrationsprozesses zu bestimmen. Dabei wird mit Hilfe einer Reihe von simulierten Materialtests (z. B. Braziliens- und Biaxialtest) die Antwort eines PFC-Arrangements (Partikelanordnung + Mikroparameter) ermittelt und diese Arrangements durch die Variation der Mikroparameter so lange verändert, bis die durch die Tests ermittelten Materialeigenschaften den Eigenschaften des physikalischen Materials so weit als möglich entsprechen (Abbildung 6.1).

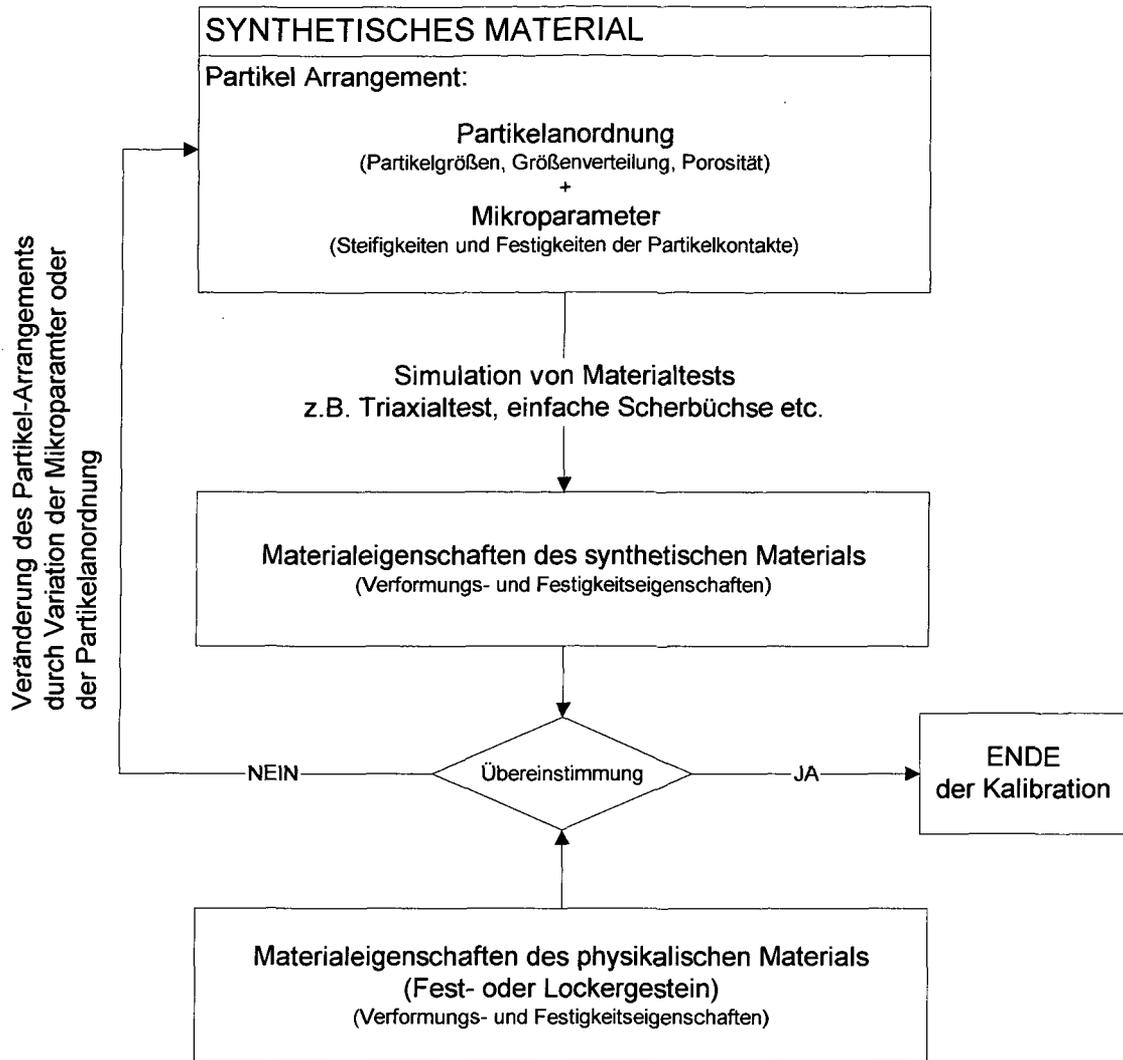


Abbildung 6.1: Flussdiagramm des Kalibrationsprozesses

Im Folgenden wird der Kalibrationsvorgang für ein Material mit Kontaktbindungen detailliert erläutert.

6.1.3 Mikroparameter

Ein PFC-Material mit einem Kontaktbindungsmodell wird durch die folgenden Mikroparameter beschrieben:

- Elastizitätsmodul E_c des Partikelkontakts
- Verhältnis der Normal- zur Schersteifigkeit k_n/k_s der Partikel
- Reibungskoeffizient μ der Partikel
- Zugfestigkeit σ_c (Mittelwert & Standardabweichung) der Partikelbindungen
- Scherfestigkeit τ_c (Mittelwert & Standardabweichung) der Partikelbindungen

Dem gegenüber stehen die Makroparameter (des Materials):

- Elastizitätsmodul E
- Querdehnzahl ν
- Kohäsion c
- Reibungswinkel φ
- Zugfestigkeit σ_z

6.1.3.1 Kontaktverhalten

Eine Kontaktbindung stellt eine Kombination eines Hook- (konstante Normal- und Schersteifigkeit) und eines St. Venant-Körpers (konstante Zug- und Scherfestigkeit) dar (Abbildung 5.7). Bei intakter Bindung (vor Überschreiten der Scher- oder Zugfestigkeit) können die Partikel weder aneinander gleiten noch rollen. Nach dem Brechen der Bindung, durch Überschreitung der Scher- oder Zugfestigkeit, ist ein Gleiten oder Rollen der Partikel möglich.

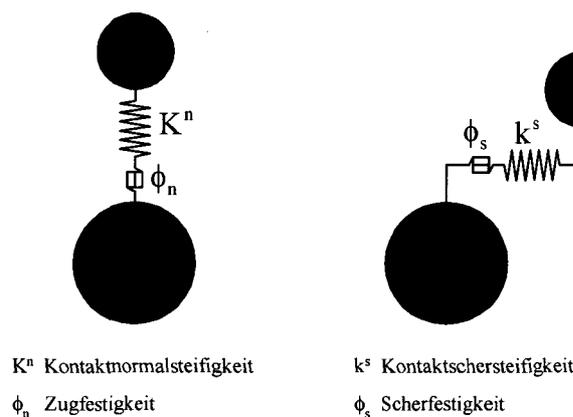


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Kontaktbindung

6.1.3.2 Mikroparameter der Verformbarkeit

Die Beschreibung der Verformbarkeit eines PFC-Materials erfolgt durch die Definition des Elastizitätsmoduls E_c für die Partikelkontakte (Kontaktmodul) und des Verhältnisses der Partikelsteifigkeiten k_n/k_s (Normal- zur Schersteifigkeit). Die Normalsteifigkeit k_n kann dann für jeden einzelnen Partikelkontakt mit Hilfe der Gleichung (6.1) ermittelt werden, die Berechnung der Steifigkeit k_s erfolgt anschließend durch Division durch das Steifigkeitsverhältnis k_n/k_s . Die Verformbarkeit des Partikelensembles ist somit eine Funktion des Kontaktmoduls und des Verhältnisses der Partikelsteifigkeiten.

$$\text{Verformbarkeit} = f\left(E_c, \frac{k_n}{k_s}\right)$$

$$E_c = \frac{k_n}{2 \cdot t} \qquad \frac{k_n}{k_s} = \text{Faktor} \qquad (6.1)$$

E_cKontaktmodul

k_n, k_s Normal- und Schersteifigkeit der beteiligten Partikel

6.1.3.3 Mikroparameter der Festigkeit

Die Mikroparameter der Festigkeit werden durch eine Normalverteilung (Mittelwert und Standardabweichung; Abbildung 6.3) der Zug- und Scherfestigkeit des PFC-Materials (Materialfestigkeit), σ_c und τ_c , sowie durch einen einzelnen Wert für den Reibungskoeffizienten μ der Partikel definiert. Die Ermittlung der Bindungsfestigkeiten ϕ_n und ϕ_s (Zug- und Scherfestigkeit) erfolgt mittels der Gleichung (6.2) für jede einzelne Kontaktbindung. Der Reibungskoeffizient μ wird auf bindungsfreie Kontakte bzw. auf Kontakte mit gebrochener Bindung angewendet. Ein wichtiger Punkt ist, dass die Standard-Bindungsmodelle (Kontakt- und Parallelbindung) keine Abhängigkeit der Scherfestigkeit von der Normalspannung (wie z. B. bei der Festigkeit nach Mohr-Coulomb) berücksichtigen.

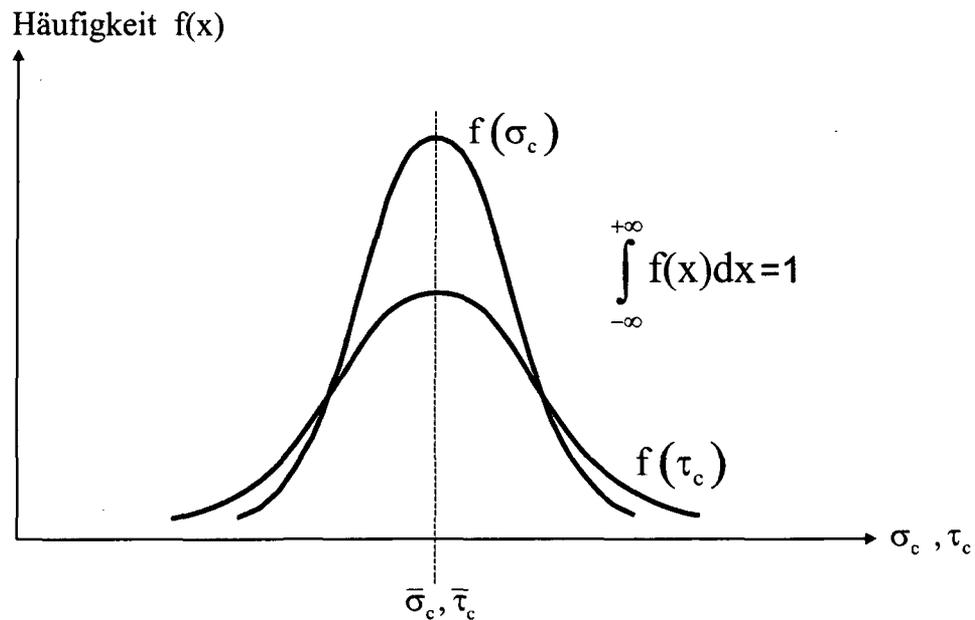


Abbildung 6.3: Normalverteilung der Zug- und Scherfestigkeit

$$\text{Festigkeit} = f(\sigma_c, \tau_c, \mu)$$

$$\phi_n = \sigma_c \cdot 2 \cdot \bar{R} \cdot t \quad \phi_s = \tau_c \cdot 2 \cdot \bar{R} \cdot t \quad (6.2)$$

ϕ_n, ϕ_s Normal- und Scherfestigkeit [Kraft] – Bindungsfestigkeit
 σ_c, τ_c Zug- und Scherfestigkeit [Spannung] – Materialfestigkeit
 t Dicke der betrachteten Scheibe
 \bar{R} mittlerer Partikelradius
 V_p Volumen der Poren

6.1.4 Reproduktion des Verhaltens eines physikalischen Materials

Wie in Kapitel 6.1.2 beschrieben, werden die passenden Mikroparameter durch einen Kalibrationsprozess ermittelt, bei dem die Antwort des synthetischen Materials direkt mit der gemessenen Antwort des physikalischen Materials verglichen wird. Dieser Vergleich kann sowohl im Labormaßstab als auch im Feldmaßstab erfolgen.

Die im Labormaßstab verwendeten Parameter, die zur Beschreibung des Kurzzeitverhaltens von Fels herangezogen werden, sind im Allgemeinen:

- der Elastizitätsmodul,
- die Elastizitätsgrenze (Proportionalitätsgrenze) und
- das Mohr-Coulombsche Bruchkriterium.

Der Elastizitätsmodul, die Elastizitätsgrenze sowie die Festigkeit können für eine gegebene Versuchsanordnung (Abmessungen des Probekörpers, Seitendruck, Belastungs-

geschwindigkeit etc.) bestimmt werden. Die Mohrsche Bruchkurve (σ_1 - σ_3 -Diagramm) und die Zugfestigkeit des synthetischen Materials werden durch die Simulation mehrerer Bi- bzw. Triaxialtests und Brazillentests ermittelt. Abbildung 6.4 zeigt die schematische Darstellung der Versuchsanordnungen für den Biaxial- und Brazillentest.

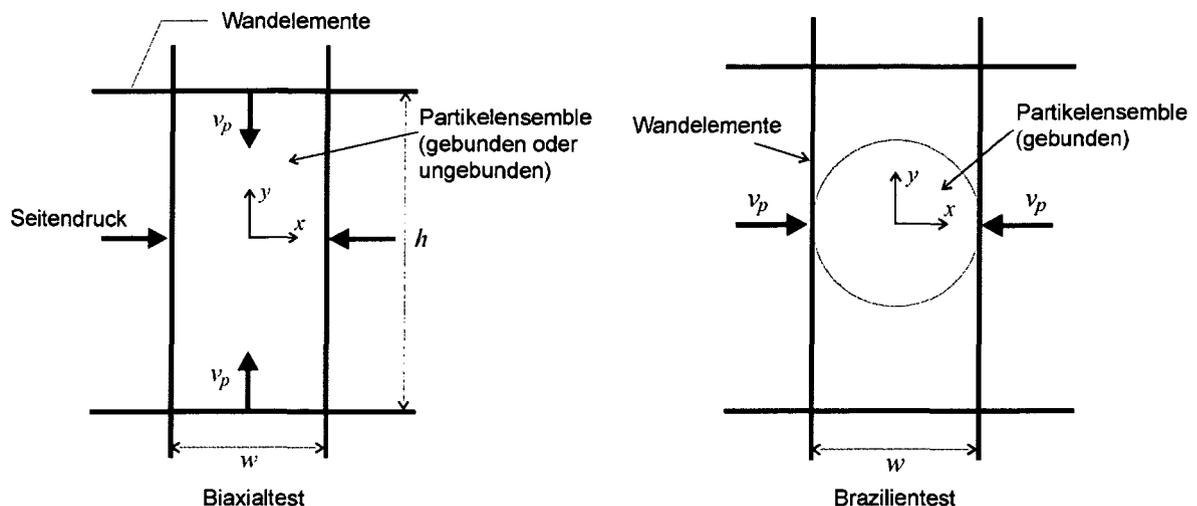


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der Versuchsanordnungen zur Materialkalibration

6.1.4.1 Bestimmung des Elastizitätsmoduls und der Querdehnungszahl (Poissonsche Zahl)

Bei PFC-Materialien mit Kontaktbindung (Kapitel 6.1.3.1) wird der Elastizitätsmodul E durch zwei Mikroparameter, den Kontaktmodul E_c und das Steifigkeitsverhältnis k_n/k_s , bestimmt.

Um einen gegebenen Elastizitätsmodul zu reproduzieren, müssen die Bindungsfestigkeiten so hoch gesetzt werden, dass kein Versagen der Bindungen eintritt und sich das Material daher rein elastisch verhält. Anschließend wird ein Biaxial- (2D) bzw. Triaxialtest (3D) simuliert und der Elastizitätsmodul mit Hilfe der linear verlaufenden Arbeitslinie berechnet. Bei einer konstanten Partikelanordnung (Partikelgrößen, Größenverteilung und Porenvolumen) und einem konstanten Wert für das Steifigkeitsverhältnis k_n/k_s besteht eine lineare Abhängigkeit des E -Moduls vom Kontaktmodul E_c .

Ermittlung der Querdehnzahl bei PFC^{2D}:

Die Poissonsche Zahl eines PFC^{2D}-Materials wird unter Annahme eines ebenen Spannungszustandes durch das negative Verhältnis der Quer- zur Längsdehnung definiert.

$$\nu = -\frac{\Delta \varepsilon_x}{\Delta \varepsilon_y} \quad (6.3)$$

Da ein PFC^{2D}-Material weder den Bedingungen eines ebenen Verzerrungszustandes noch denen eines ebenen Spannungszustandes genügt (es gibt weder Spannungen noch

Verzerrungen normal zur Berechnungsebene), ist die so ermittelte Querdehnzahl nicht direkt mit der Querdehnzahl eines realen Materials vergleichbar.

Die gemessene Querdehnzahl (Gl. (6.3)) eines PFC-Materials wird bei einem ungebundenen Material und bei einem Material mit Kontakt- oder Parallelbindungen durch das Steifigkeitsverhältnis k_n/k_s beeinflusst, bei Materialien mit Parallelbindung kann die Querdehnung zusätzlich durch Variation des Verhältnisses \bar{k}^n/\bar{k}^s gesteuert werden. Die Poissonsche Zahl steigt bei Erhöhung des Verhältnisses k_n/k_s bzw. \bar{k}^n/\bar{k}^s .

Für eine erste Abschätzung kann das Verhältnis der Partikelsteifigkeiten gleich dem Verhältnis von Elastizitäts- zu Schubmodul des Materials gesetzt werden (Gl. (6.4)).

$$\frac{k_n}{k_s} = \frac{E}{G} = 2 \cdot (1 + \nu) \quad (6.4)$$

Abbildung 6.5 zeigt die Abhängigkeit der Querdehnzahl vom Verhältnis der Partikelsteifigkeiten k_n/k_s , ermittelt für das Materialmodell eines Lac du Bonnet Granits (Potyondy & Cundall, 2003).

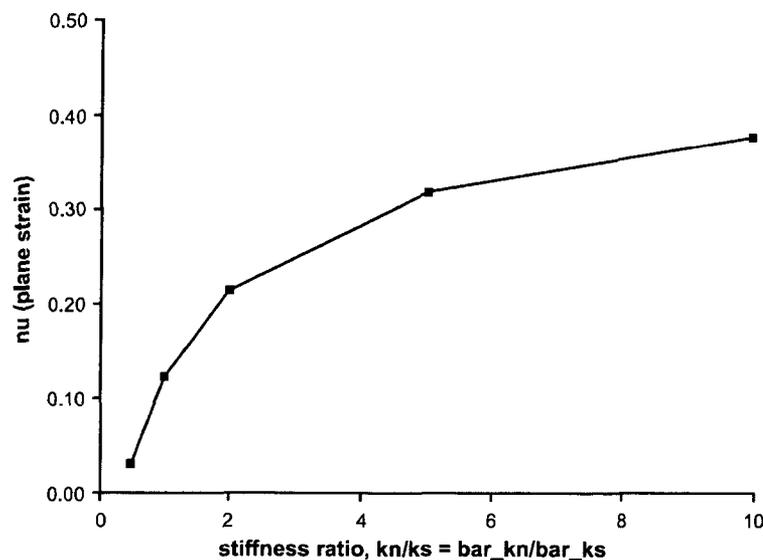


Abbildung 6.5: Abhängigkeit der Querdehnzahl vom Verhältnis der Partikelsteifigkeiten k_n/k_s , ermittelt für einen Lac du Bonnet Granit (Potyondy & Cundall, 2003)

6.1.4.2 Bestimmung der Elastizitätsgrenze

Die Spannung σ_e (Elastizitätsgrenze) ist als diejenige Spannung definiert, bei der die Dilatanz (plastische Volumenzunahme) beginnt. Die plastische Volumenzunahme wird durch Subtraktion der elastischen Volumsverzerrungen von den totalen Volumsverzerrungen berechnet.

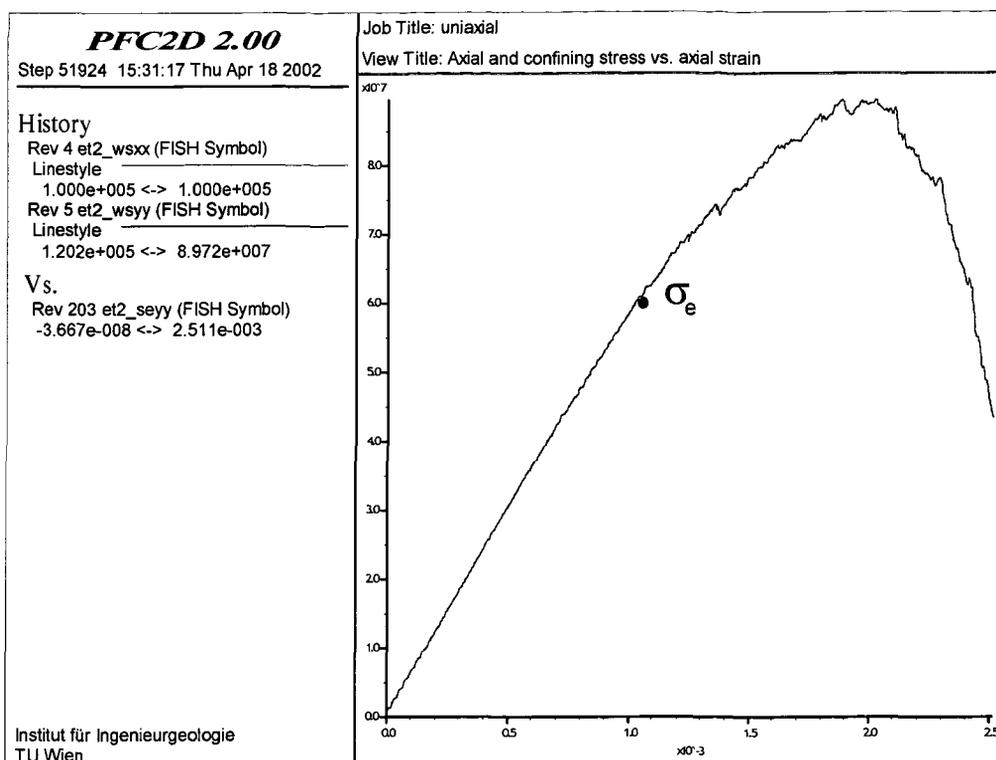


Abbildung 6.6: Spannungs-Dehnungsdiagramm eines mit PFC^{2D} simulierten einaxialen Druckversuchs mit der berechneten Elastizitätsgrenze σ_e

Die Elastizitätsgrenze stellt den Beginn der Rissbildung dar, sie wird bei einem PFC-Material durch das Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert der Materialzug- und Materialscherfestigkeit gesteuert (Veränderung der Normalverteilung der Zug- und Scherfestigkeit), eine Erhöhung dieses Verhältnisses reduziert die Spannung σ_e (Abbildung 6.7).

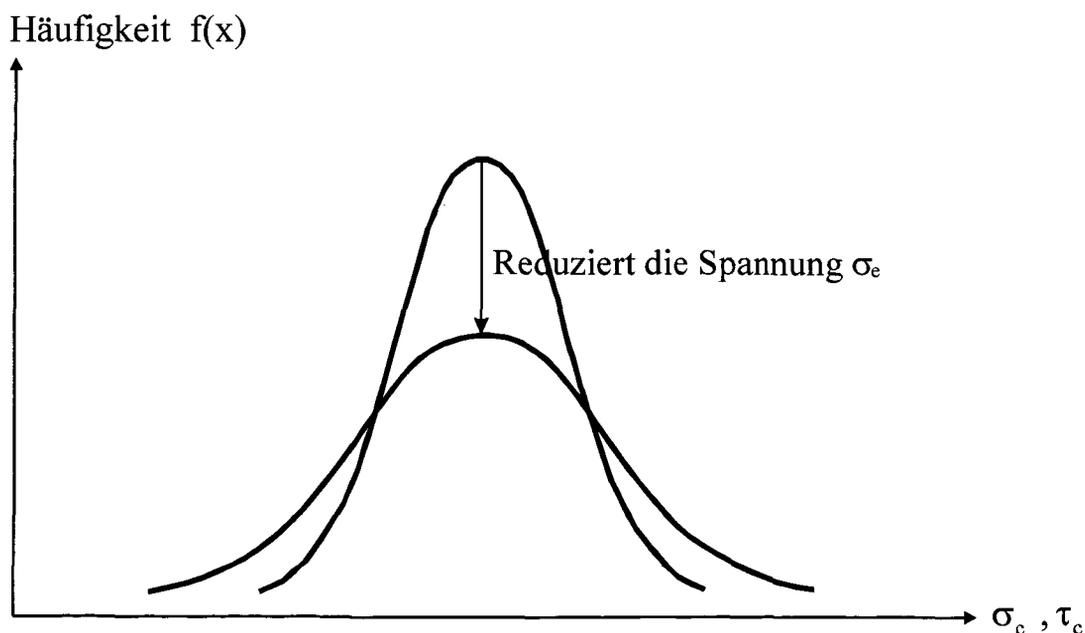


Abbildung 6.7: Manipulation der Normalverteilung der Materialfestigkeit zur Steuerung der Elastizitätsgrenze

6.1.4.3 Zähes und sprödes Materialverhalten

Das Verhältnis der Zug- zur Scherfestigkeit (Mikroparameter) beeinflusst die Versagensart durch Kontrolle des Verhältnisses der Anzahl der Scher- zur Anzahl der Zugversagensereignisse. Ein PFC-Material mit einem kleinen Verhältnis versagt spröde (hauptsächlich Zugversagen), während ein Material mit einem großen Verhältnis zäh (duktil) versagt (Scherversagen dominiert). Dieser Manipulationsmöglichkeit sind jedoch durch die Anzahl der insgesamt vorhandenen Bindungen Grenzen gesetzt. Abbildung 6.8 zeigt die Gegenüberstellung der Spannungs-Dehnungsdiagramme eines PFC-Materials mit duktilem (linke Hälfte der Abbildung) und sprödem Materialverhalten (rechte Hälfte der Abbildung) und die zugehörige Verteilung der Mikrorisse (Bindungsbrüche).

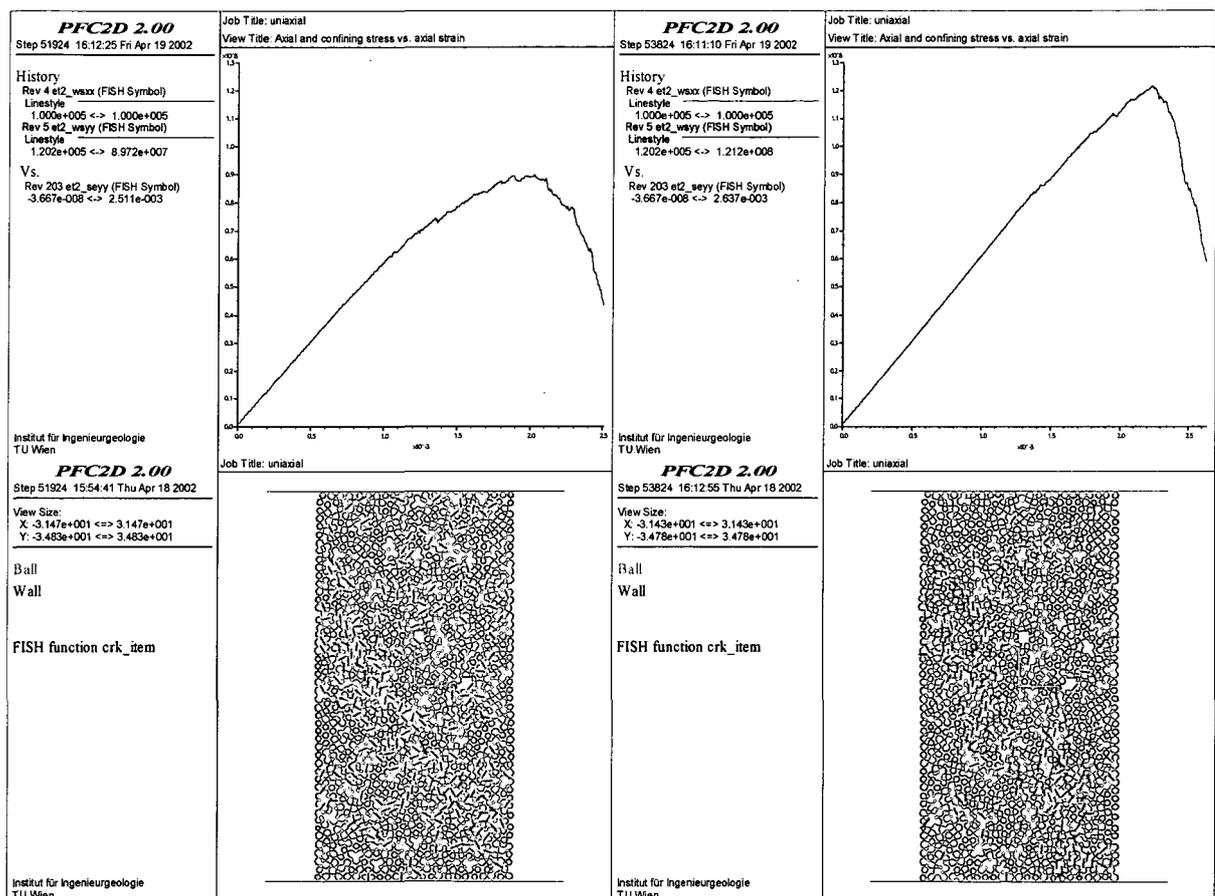


Abbildung 6.8: Spannungs-Dehnungsdiagramm und zugehörige Rissverteilung (rot: Zugrisse, schwarz: Scherbrüche)

6.1.4.4 Bestimmung der Druckfestigkeit (Peak)

Für jede Partikelanordnung existiert bei einer konstant gehaltenen Normalverteilung (konst. Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert) der Zug- und der Scherfestigkeit, sowie bei einem konstanten Verhältnis der Zug- zur Scherfestigkeit des Materials eine annähernd lineare Abhängigkeit der Druckfestigkeit des Prüfkörpers vom Mittelwert der

Materialzugfestigkeit. Mit Hilfe dieser Abhängigkeit ist es möglich, die Arbeitslinie des synthetischen Materials an die Arbeitslinie des physikalischen Materials in Bezug auf die Druckfestigkeit (Peak) anzupassen (zu kalibrieren). Abbildung 6.9 zeigt die Abhängigkeit der Druckfestigkeit des Prüfkörpers vom Mittelwert der Materialzugfestigkeit $\bar{\sigma}_c$, ermittelt für einen Murauer Marmor.

Bedingung:

1. konstante Partikelanordnung (Partikelgrößenverteilung und Porosität)
2. konstantes Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert der Materialzug- und Materialscherfestigkeit: $\sigma_{c,dev} / \bar{\sigma}_c = \text{konst.}$ und $\tau_{c,dev} / \bar{\tau}_c = \text{konst.}$
3. konstantes Verhältnis der Zug- zur Scherfestigkeit des Materials: $\sigma_c / \tau_c = \text{konst.}$

Abhängigkeit:

$$\sigma_d = f(\bar{\sigma}_c)$$

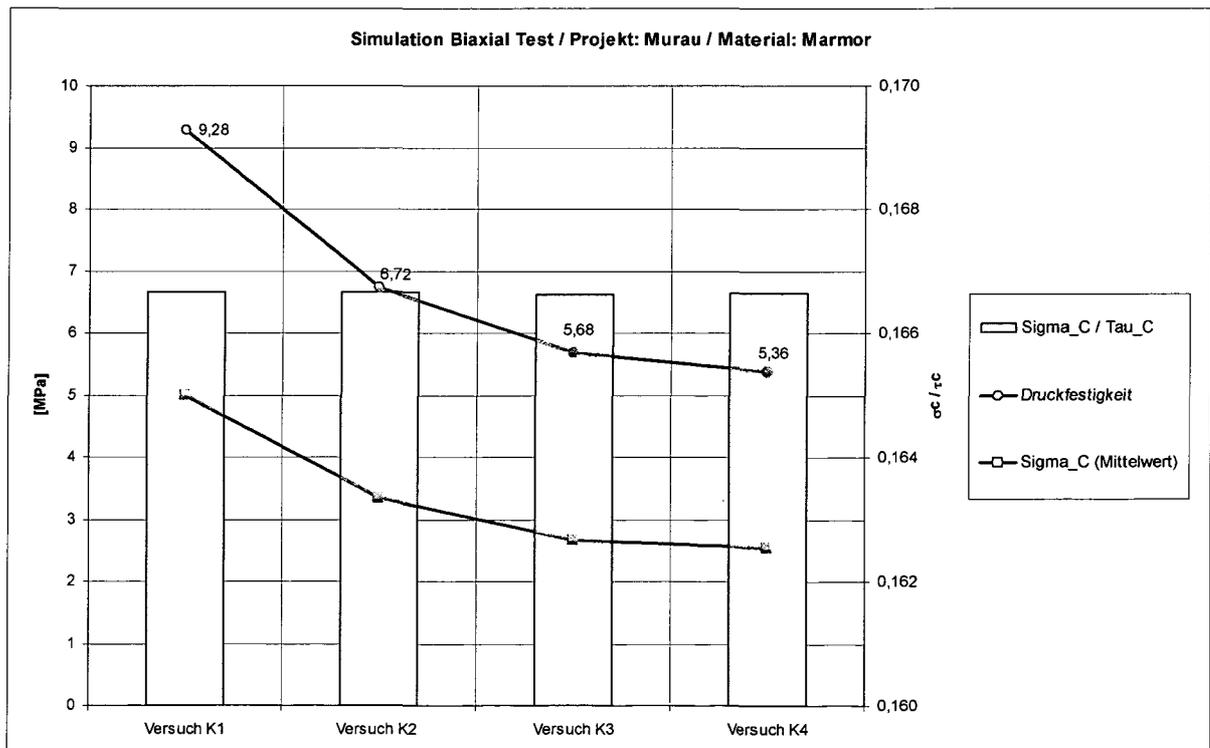


Abbildung 6.9: Abhängigkeit der Druckfestigkeit des Prüfkörpers (rote Linie) von der mittleren Zugfestigkeit des Materials (violette Linie)

6.1.4.5 Faktoren zur Bestimmung der Mohrschen Bruchkurve (Einhüllende der Mohrschen Spannungskreise)

Eine systematische Untersuchung der Einflussfaktoren zur Kalibration der Mohrschen Bruchkurve eines PFC-Materials enthalten die Arbeiten von Potyondy & Cundall (1999; 2003). Die Erkenntnisse dieser Arbeiten sind im Folgenden zusammengefasst und ihre Anwendung wird anhand der Kalibration eines Marmors (Murau) und eines tektonisch beanspruchten Schiefers (ähnlich einem Lockergestein) präsentiert.

Bestimmung des Reibungswinkels φ (Steigung der Mohrschen Bruchkurve)

Die Steigung der Mohrschen Bruchkurve/Bruchgerade wird durch das Verhältnis der Scher- zur Zugfestigkeit τ_c/σ_c des PFC-Materials beeinflusst. Eine Erhöhung des Verhältnisses erhöht die Steigung der Mohrschen Bruchkurve/Bruchgerade, das heißt, der Reibungswinkel φ des Prüfkörpers wird größer. Abbildung 6.10 zeigt die Kalibration des tektonisch beanspruchten Schiefers (Naßfeldschicht). Durch die Erhöhung des Festigkeitsverhältnisses τ_c/σ_c von 0,4 auf 0,8 wird der Reibungswinkel φ von 11,5 auf 18,4° erhöht.

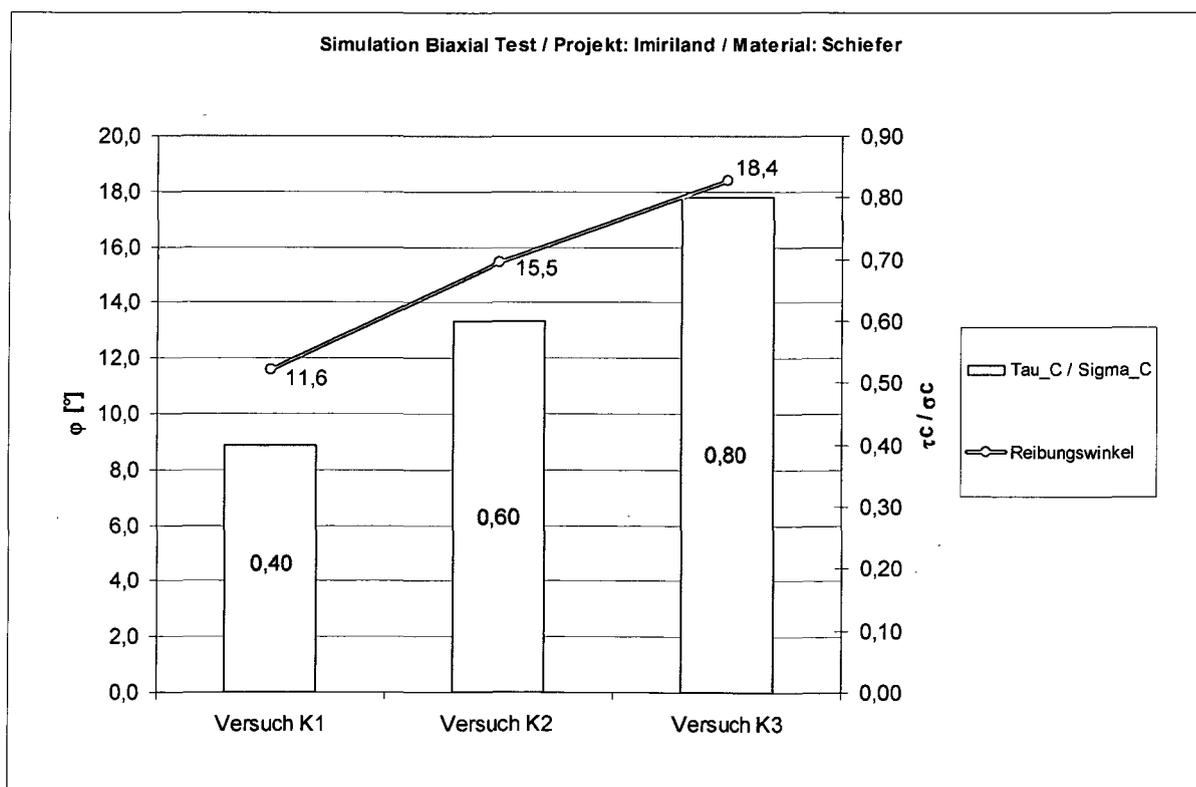


Abbildung 6.10: Abhängigkeit des Reibungswinkels vom Verhältnis der Scher- zur Zugfestigkeit

Jeder Reibungswinkel wurde durch die Simulation von jeweils vier Biaxialversuchen mit einem Seitendruck σ_3 von 50, 100, 200 und 400 kPa ermittelt. Die Abbildungen 6.11 und 6.12 zeigen das zugehörige σ - τ -Diagramm für ein Festigkeitsverhältnisses τ_c/σ_c von 0,4 und 0,8.

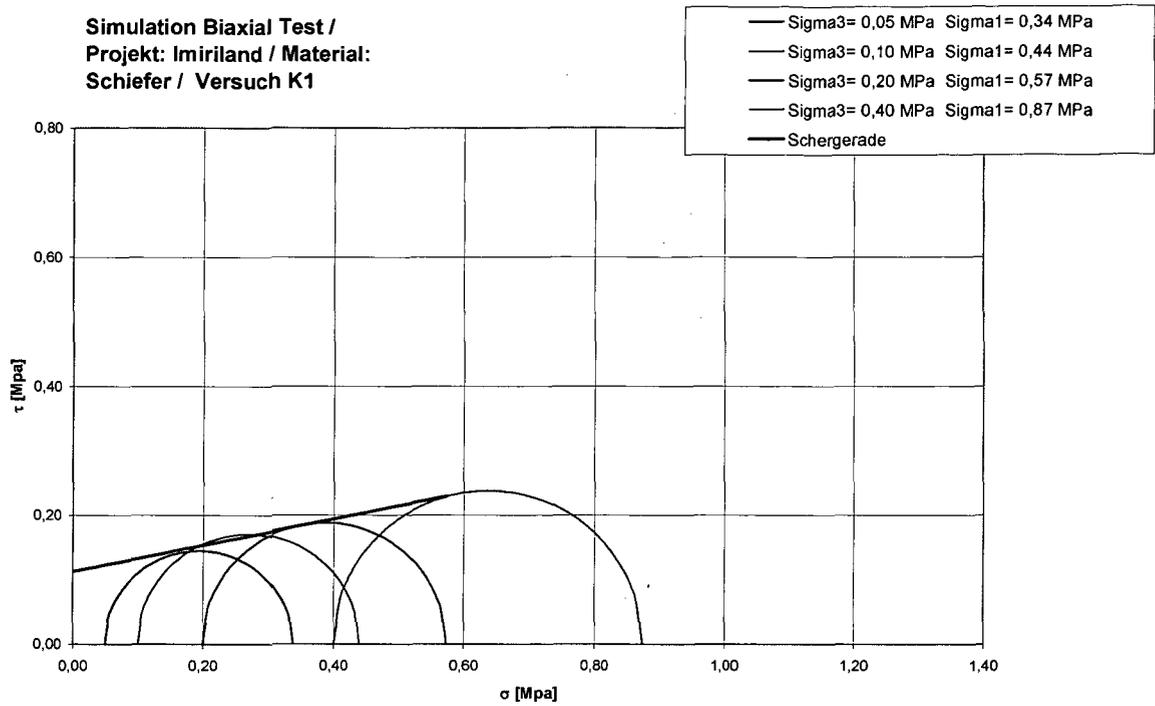


Abbildung 6.11: Mohrsche Spannungskreise und Bruchgerade (σ - τ -Diagramm) für ein Verhältnis von $\tau_c/\sigma_c = 0,4$ (Kalibration des Naßfeld-Schiefers)

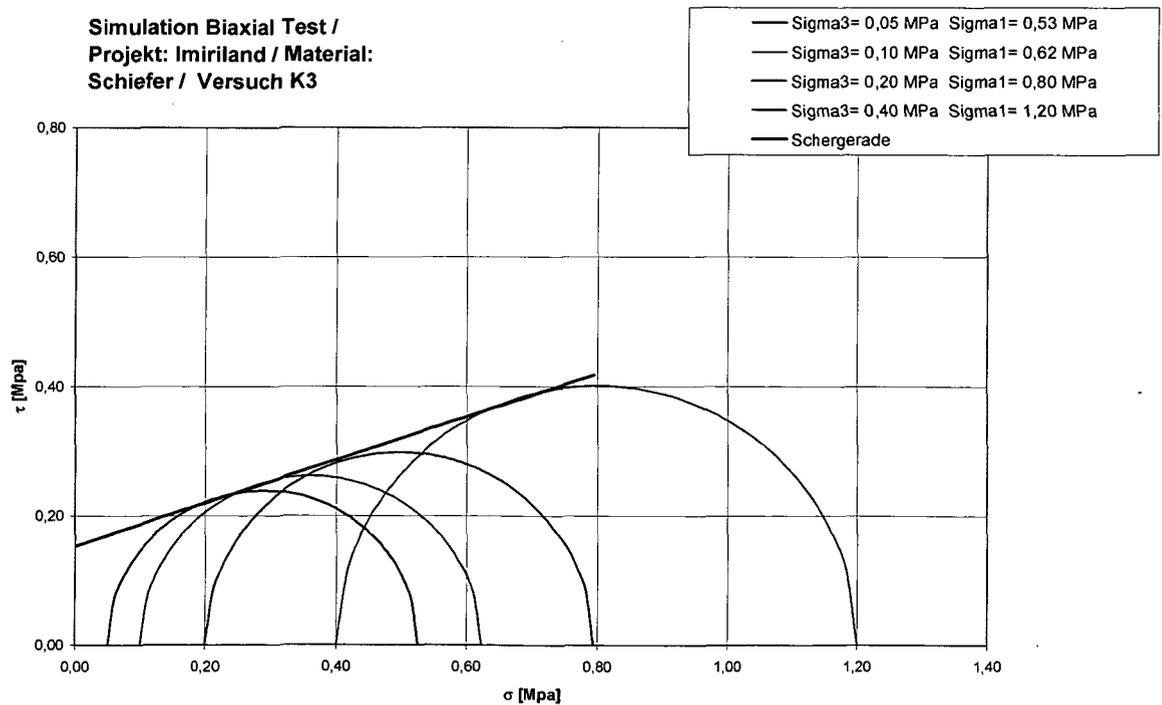


Abbildung 6.12: Mohrsche Spannungskreise und Bruchgerade (σ - τ -Diagramm) für ein Verhältnis von $\tau_c/\sigma_c = 0,8$ (Kalibration des Naßfeld-Schiefers)

Bestimmung der Kohäsion

Potyondy & Cundall (1999; 2003) machen in ihren Arbeiten keine direkten Angaben zur Modellierung der Kohäsion c . Bei der Kalibration mehrerer spröder Materialien hat sich jedoch gezeigt, dass die Kohäsion bei einem fixen Verhältnis der Materialzug- zur Materialscherfestigkeit gut über die mittlere Scherfestigkeit des Materials steuerbar ist. Das heißt, bei einer konstanten Normalverteilung (konst. Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert) der Zug- und der Scherfestigkeit des Materials und bei einem fixen Verhältnis der Materialzug- zur Materialscherfestigkeit kann durch Variation des Mittelwerts der Materialscherfestigkeit eine Veränderung der Kohäsion bewirkt werden. Abbildung 6.13 zeigt die Kalibration der Kohäsion des Murauer Marmors. Durch Reduktion der mittleren Materialscherfestigkeit (grüne Linie) konnte die Kohäsion (rote Linie) von 2,3 MPa auf 1,19 MPa reduziert werden.

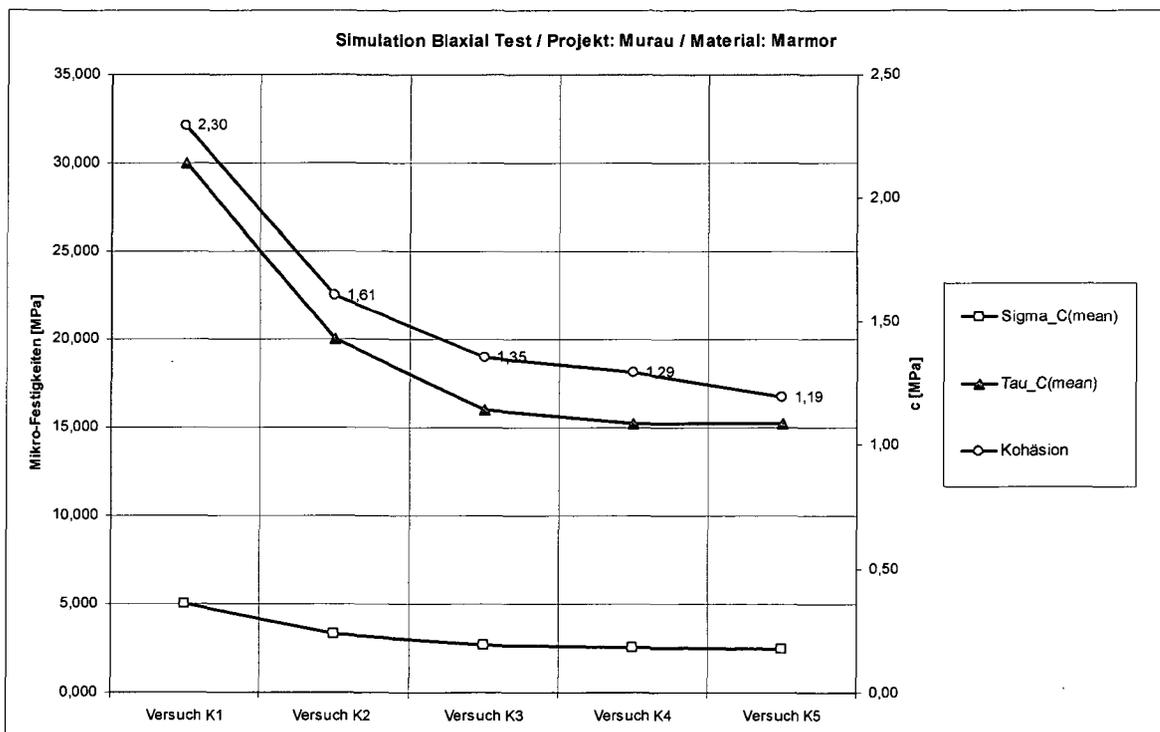


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der Kohäsion von der mittleren Materialscherfestigkeit (Kalibration des Murauer Marmors)

Durch die Darstellung der Ergebnisse der Versuchsreihen im σ_1 - σ_3 -Diagramm (Abbildung 6.14) erfolgt die eigentliche Annäherung an die gesuchte Materialfestigkeit.

Die Berechnung des Reibungswinkels erfolgt dabei durch die Gleichung

$$\varphi = \arcsin \frac{\tan \beta - 1}{\tan \beta + 1}, \quad (6.5)$$

aus der Steigung der Bruchgeraden β im σ_1 - σ_3 -Diagramm. Die Berechnung der Kohäsion erfolgt mit Hilfe der Beziehung:

$$c = \sigma_{dG} \cdot \frac{1 - \sin \varphi}{2 \cdot \cos \varphi} \quad (6.6)$$

Der Achsenabschnitt auf der σ_1 -Achse stellt die einaxiale Druckfestigkeit des Materials σ_{dG} dar.

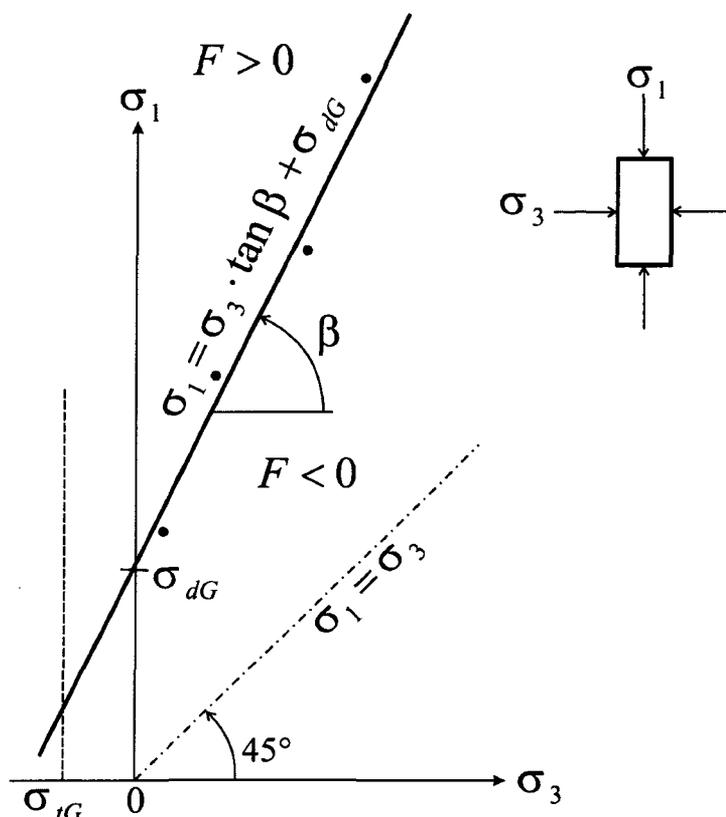


Abbildung 6.14: Darstellung der Ergebnisse der Biaxial-/Triaxialtests im σ_1 - σ_3 -Diagramm (Wittke, 1984)

Die Abbildung 6.15 zeigt die Anpassung der Bruchgeraden des Materialmodells an die Bruchgerade des Murauer Marmors (grüne Linie), dargestellt im σ_1 - σ_3 -Diagramm. Nach der Anpassung der Steigung der Bruchgeraden (Reibungswinkel) erfolgte die Anpassung der Lage durch schrittweise Reduktion der Materialfestigkeiten bei Beibehaltung des Verhältnisses der Materialzug- zur Materialscherfestigkeit.

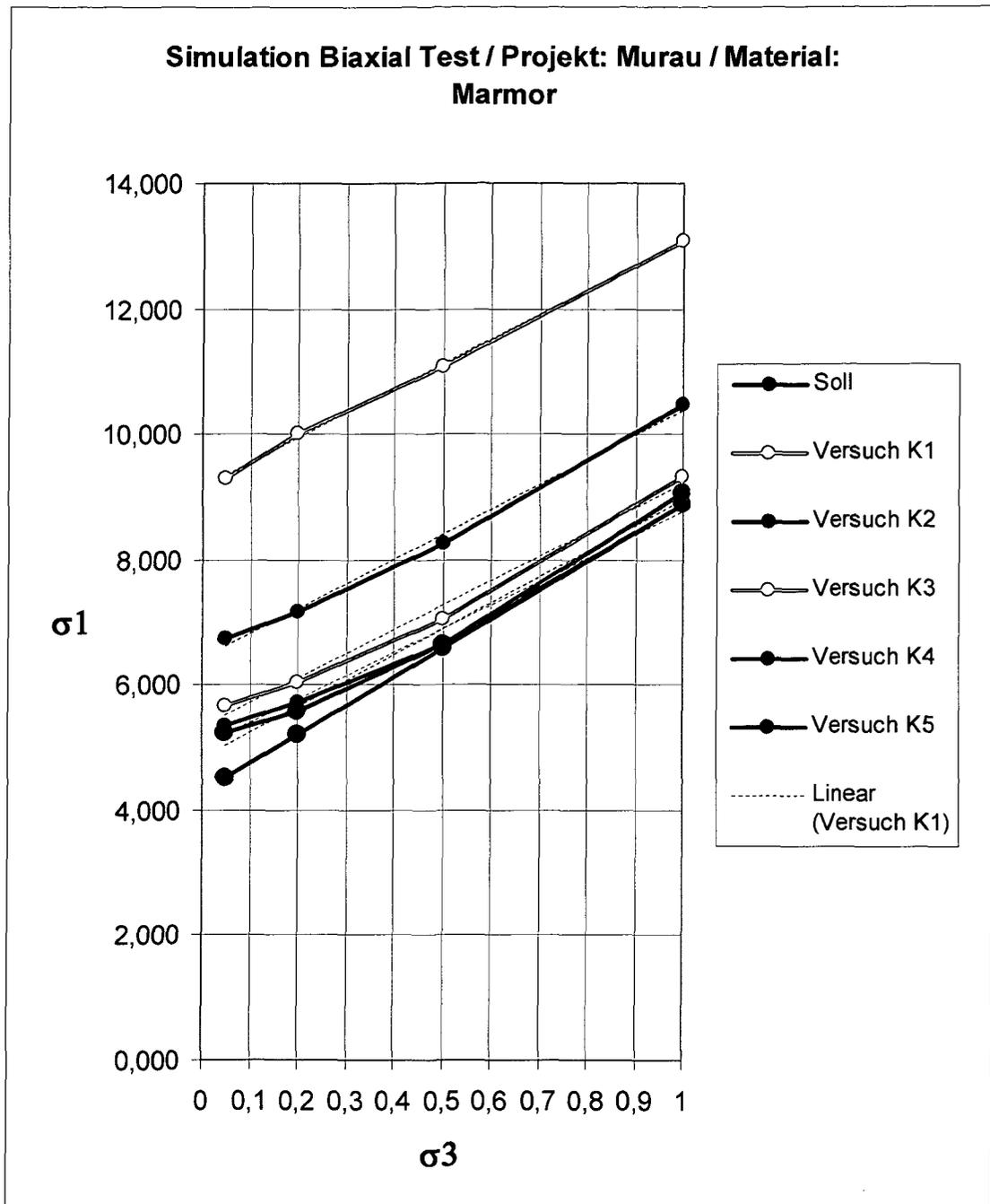


Abbildung 6.15: Annäherung an die gesuchte Bruchgerade (grün dargestellt) im σ_1 - σ_3 -Diagramm

6.1.4.6 Zusammenfassung des Kalibrationsprozesses

Der Kalibrationsprozess kann wie folgt zusammengefasst werden:

1. Erzeugen des passenden E-Moduls durch Variation des Kontaktmoduls E_c . Erzeugen der Querdehnzahl durch Variation des Steifigkeitsverhältnisses k_n/k_s .
2. Nach der Kalibration des elastischen Materialverhaltens ist es notwendig, die Druckfestigkeit des synthetischen Materials anzupassen. Die Anpassung erfolgt bei vorgegebenen Randbedingungen (Seitendruck, Partikelanordnung, etc.) durch

Variation der mittleren Materialzugfestigkeit $\bar{\sigma}_c$ bei Beibehaltung des Verhältnisses der Materialzug- zur Materialscherfestigkeit σ_c/τ_c .

3. Modellierung der Elastizitätsgrenze. Sie wird bei einem PFC-Material durch das Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert der Materialfestigkeit $\sigma_{dev}/\bar{\sigma}$ gesteuert, eine Erhöhung dieses Verhältnisses reduziert die Spannung σ_c .
4. Anpassung der Mohrschen Bruchkurve des Materials durch die Modellierung einer Serie von Biaxialtests (Triaxialtests bei PFC^{3D}) mit unterschiedlichem Seitendruck σ_3 . Die Steigung der Bruchgeraden/Bruchkurve kann durch das Verhältnis der Scher- zur Zugfestigkeit τ_c/σ_c gesteuert werden.
5. Anpassung des Post-Failure-Verhaltens mit Hilfe des Reibungskoeffizienten μ .

6.1.4.7 Folgerungen

Die Kalibration eines PFC-Materials ist aufwändig und durch die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Kalibrationsschritte (vgl. Kapitel 6.1.4.6) auch schwer automatisierbar. Auch sind noch nicht alle relevanten Einflussfaktoren für die Kalibrierung bekannt bzw. hinreichend dokumentiert. Speziell die Kalibrierung duktiler Materialien ist noch nicht ausreichend untersucht. Die vorliegenden Arbeiten, z. B. von Potyondy & Cundall (1999; 2003), Hainbücher, Potthoff et al. (2002) oder Achmus & Abdel-Rahman (2002), beziehen sich auf die Kalibration spröder Festgesteine oder kohäsionsloser Lockergesteine. Wie in Kapitel 6.1.4.3 beschrieben kann das generelle Materialverhalten (duktil oder spröde) durch das Verhältnis der Materialzug- zur Materialscherfestigkeit gesteuert werden, jedoch sind dieser Manipulationsmöglichkeit durch die Gesamtanzahl der vorhandenen Bindungen Grenzen gesetzt.

6.2 Generieren einer Felsböschung mit PFC

6.2.1 Genereller Modellaufbau

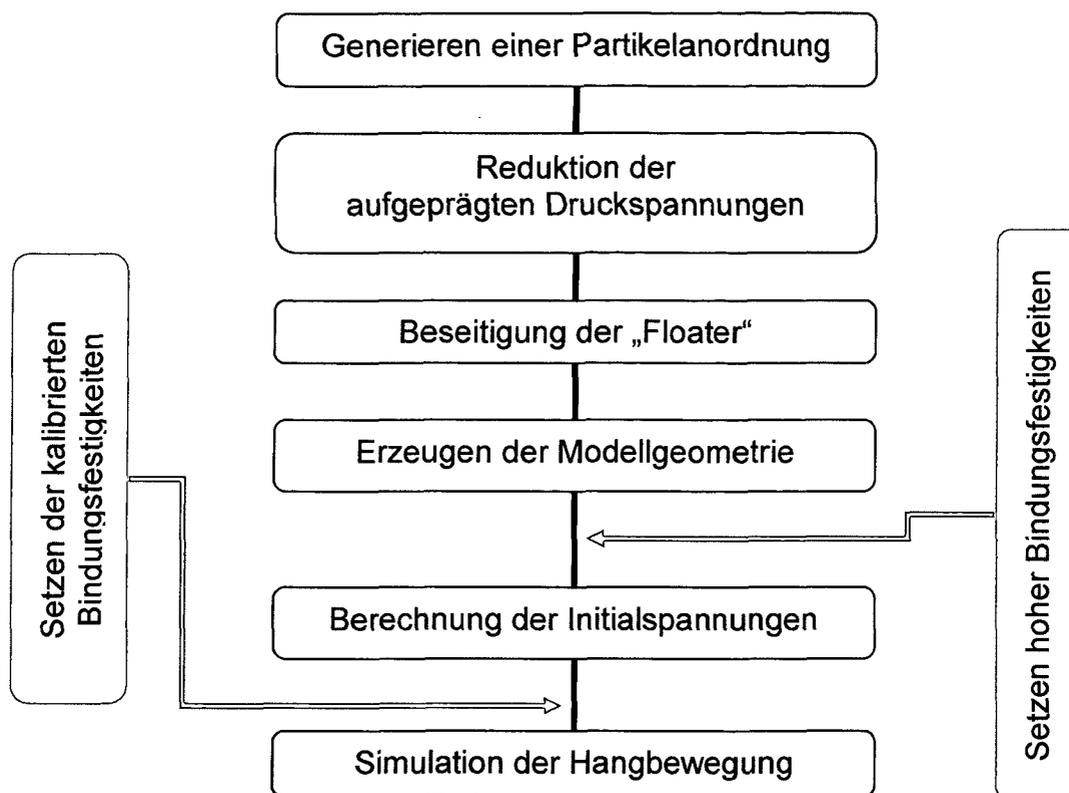


Abbildung 6.16: Schematische Darstellung des Modellaufbaus

Der Aufbau eines PFC-Modells zur Modellierung von Massenbewegungen erfolgt in 6 Teilschritten (Abbildung 6.16).

Im ersten Schritt wird innerhalb eines rechteckigen bzw. quaderförmigen Containers eine irreguläre Partikelanordnung mit vorgegebener Größenverteilung und Porosität erzeugt. Die Abmessungen des Containers werden durch die gewählten Modellgrenzen definiert, das heißt, die gesamte Modellgeometrie muss innerhalb des Containers Platz finden. Als effektive Methode zur Erzeugung der Partikelanordnung hat sich die Methode der Radiusexpansion (Kapitel 6.2.2.1) erwiesen. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass durch ihre Anwendung in Abhängigkeit von der gewählten Porosität Druckspannungen innerhalb des Containers erzeugt werden.

Im zweiten Schritt des Modellaufbaus wird dieser aufgeprägte Druckspannungszustand mittels Radiusmanipulation so weit als möglich reduziert.

Durch die ersten beiden Schritte entstehen so genannte „Floater“ (Schwimmer), das sind Partikel mit weniger als zwei Kontakten im zweidimensionalen Fall und mit weniger als drei

Kontakten im dreidimensionalen Fall. Diese Floater stellen mechanisch eine Schwächung dar und werden in einem dritten Schritt durch eine weitere Radiusmanipulation beseitigt.

Nach den ersten drei Schritten ist die Generierung der Partikelanordnung abgeschlossen, und die Morphologie des Hanges wird durch das Löschen aller Partikel oberhalb der Geländeoberfläche erzeugt.

Anschließend werden die Initialspannungen berechnet. Dabei werden die Bindungsfestigkeiten der Partikel so hoch gesetzt, dass ein vorzeitiges Modellversagen verhindert wird. Nach Berechnung des Initialspannungszustands wird durch Setzen der kalibrierten Festigkeiten die Massenbewegung simuliert.

6.2.2 Generieren einer irregulären Partikelanordnung

Das Ziel beim Erzeugen einer irregulären Anordnung (Packung) von Partikeln ist es, einen vorgegebenen Raum mit Partikeln unter Einhaltung einer vorgegebenen Porosität und Partikelgrößenverteilung zu füllen und sicherzustellen, dass sich diese Packung von Partikeln im Gleichgewicht befindet. Der erzeugbaren Porosität sind jedoch Grenzen gesetzt. Es ist nicht möglich, Partikelensembles mit beliebig kleiner Porosität zu erzeugen, da für jede Partikelgrößenverteilung eine dichtest mögliche Lagerung existiert (Kapitel 4.3).

Im Allgemeinen wird der zu füllende Raum durch Wandelemente begrenzt, obgleich es auch möglich ist, den Raum durch Partikelreihen (strings) zu begrenzen.

Es gibt drei Methoden zur Erzeugung einer irregulären Packung:

- die Methode der Radiusexpansion,
- das Schütten von Einzelpartikeln oder kleineren Partikelgruppen und
- die Generierung durch die Methode der explosiven Abstoßung.

Als effektivste Methode zur Erzeugung von Böschungsgeometrien hat sich die Methode der Radiusexpansion erwiesen und wird daher ausführlich beschrieben. Abbildung 6.17 zeigt eine irreguläre Packung, erzeugt mit Hilfe der Methode der Radiusexpansion.

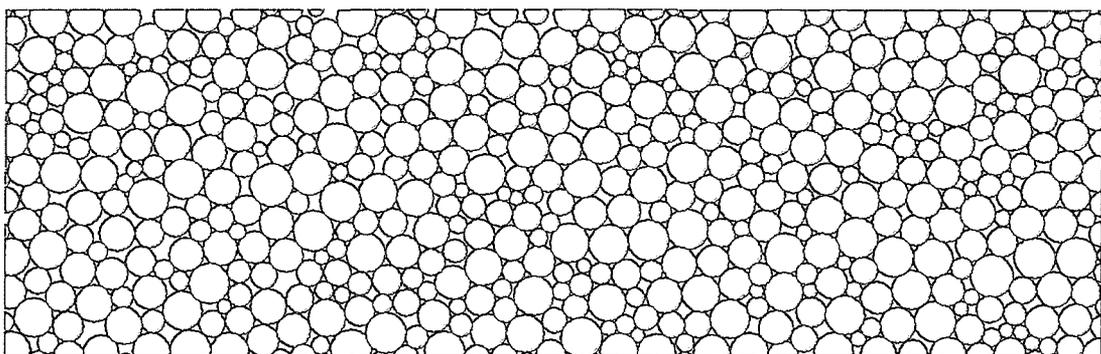


Abbildung 6.17: Irreguläre Partikelanordnung, PFC^{2D}

6.2.2.1 Partikelgenerierung mit Hilfe der Methode der Radiusexpansion

Bei der Partikelgenerierung mit Hilfe der Methode der Radiusexpansion wird eine vorgegebene Anzahl von Partikeln innerhalb eines definierten Raums (im Allgemeinen ein durch Wandelemente begrenzter Container; Abbildung 6.18) mit zufällig verteilten Koordinaten erzeugt.

Die Erzeugung der Partikelgruppe erfolgt mit Hilfe des Befehls „Generate“. Da es mit dem „Generate“-Befehl nicht möglich ist, Partikel zu erzeugen, die andere Partikel oder Wandelemente überlappen, ist es notwendig, eine Gruppe von künstlich verkleinerten Partikeln zu generieren. Diese Gruppe von Partikeln wird anschließend expandiert, um die gewünschte Porosität des Partikelensembles zu erzielen. Bei manchen Werten für die Porosität können die Partikel ohne Berührung angeordnet werden, bei anderen Werten hingegen werden sich die Partikel überlappen.

Durch die Überlappung der Partikel entstehen in Abhängigkeit von den Kontaktsteifigkeiten Kontaktkräfte (Druckspannungen). Durch Manipulation der Partikelgrößen (Vergrößerung oder Verkleinerung) ist es möglich, diesen durch die Partikelgenerierung entstandenen Spannungszustand so abzustimmen (fine tune), dass sich eine gewünschte durchschnittliche Spannung innerhalb der Packung einstellt.

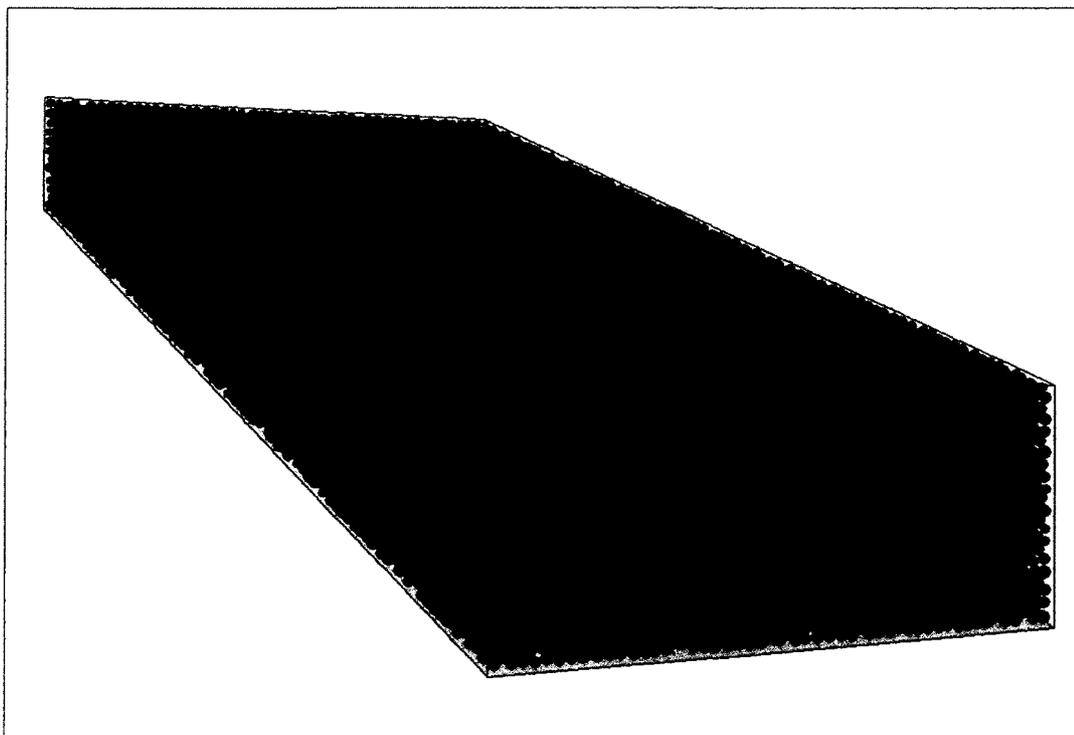


Abbildung 6.18: Container, gefüllt mit Partikeln, PFC^{3D}

Ein Partikelensemble wird durch seine Partikelgrößenverteilung, seine Porosität und seine räumlichen Grenzen definiert. Beim PFC wird die Größenverteilung der Partikel mit Hilfe des minimalen und maximalen Partikelradius und durch eine Verteilungsfunktion festgelegt. PFC stellt zwei Verteilungsfunktionen zur Verfügung, eine lineare und eine Gaußsche Verteilungsfunktion. Die Eingangsdaten für die nachfolgend erläuterte Prozedur sind daher:

- Partikelgrößenverteilung: $[r_{\min}, r_{\max}]$ + Verteilungsfunktion
- Porosität n
- Containervolumen bzw. -fläche

Die Prozedur lässt sich in drei Schritte gliedern:

- Platzieren von größenreduzierten Partikeln
- Expandieren der Partikel
- Berechnen eines Gleichgewichtszustandes

Schritt 1 – Platzieren von größenreduzierten Partikeln

In PFC^{2D} wird mit Hilfe der mittleren Partikelfläche (Gl. (6.8)) unter Berücksichtigung der gewünschten Porosität n und der Containerfläche A_C die erforderliche Anzahl N_p der zu generierenden Partikel (Gl. (6.9)) errechnet.

$$\bar{r}_p = \frac{r_{\max}^2 + r_{\min}^2}{2} \quad (6.7)$$

$$\bar{A}_p = \bar{r}_p^2 \cdot \pi \quad (6.8)$$

$$N_p = (1 - n) \cdot \frac{A_C}{\bar{A}_p} \quad (6.9)$$

Anschließend werden die Partikelradien durch Division mit einem Abminderungsfaktor A_F reduziert (Gl. (6.10)) und die größenreduzierten Partikel zufällig innerhalb der Containerfläche A_C platziert.

$$r_p^* = \frac{r_p}{A_F} \quad (6.10)$$

Der Abminderungsfaktor muss dabei so groß gewählt werden, dass alle Partikel ohne einander zu überlappen erzeugt werden können. Das linke Bild der Abbildung 6.19 zeigt die künstlich verkleinerten Partikel eines Ensembles innerhalb eines durch vier Wandelemente begrenzten Containers.

Schritt 2 – Expandieren der Partikel

Die nach der Erzeugung der größenreduzierten Partikel vorhandene Porosität n_o errechnet sich zu:

$$n_o = 1 - \frac{A_s}{A_C} \quad (6.11)$$

Die Fläche des Feststoffanteils A_s in Gleichung (6.11) wird durch Aufsummierung der N_p Partikelflächen ermittelt.

$$A_s = \sum_{N_p} A_p = \sum_{N_p} r_p^* \cdot \pi \quad (6.12)$$

Die gewünschte Porosität für das Partikelensemble wird durch Multiplikation der reduzierten Partikelradien r_p^* mit dem Faktor m (Gleichung (6.13)) erzeugt.

$$m = \sqrt{\frac{1-n}{1-n_o}} \quad (6.13)$$

$$r_p = r_p^* \cdot m \quad (6.14)$$

Schritt 3 – Berechnen eines Gleichgewichtszustandes

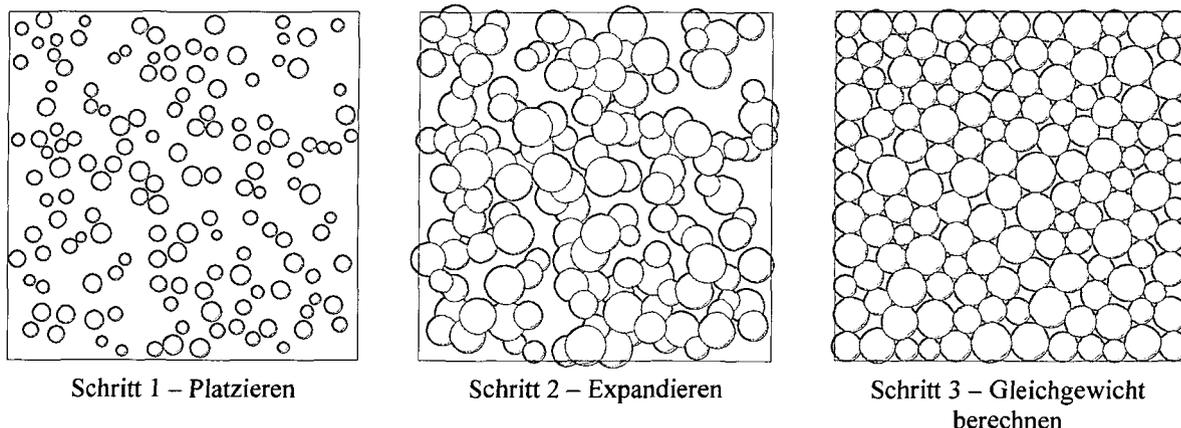


Abbildung 6.19: Schritt 1 bis 3 der Partikelgenerierung

Durch die Expansion der Partikel entsteht eine stark heterogene Massenanordnung (Abbildung 6.19, mittleres Bild), Bereiche mit hohen Partikelzahlen und starker Partikelüberlappung wechseln mit großflächigen Freiräumen. Das System befindet sich in einem Ungleichgewicht, bei der Berechnung des Gleichgewichts erfahren die Partikel aufgrund ihrer Überlappungen eine Beschleunigung (Kraftverschiebungsgesetz) und arrangieren sich innerhalb des Containers neu (Abbildung 6.19, rechtes Bild).

Aufgrund des Kontaktgesetzes (weicher Stoß) im PFC und der Art der Partikelerzeugung besitzt dieser Gleichgewichtszustand ebenfalls Überlappungen an den Partikelkontakten. Diese Überlappungen induzieren in Abhängigkeit von den Kontaktsteifigkeiten Druckkräfte

an den Partikelkontakten (Abbildung 6.20). Ein weiterer Nebeneffekt ist der Anstieg der scheinbaren Porosität infolge des Flächenverlustes des Feststoffanteils.

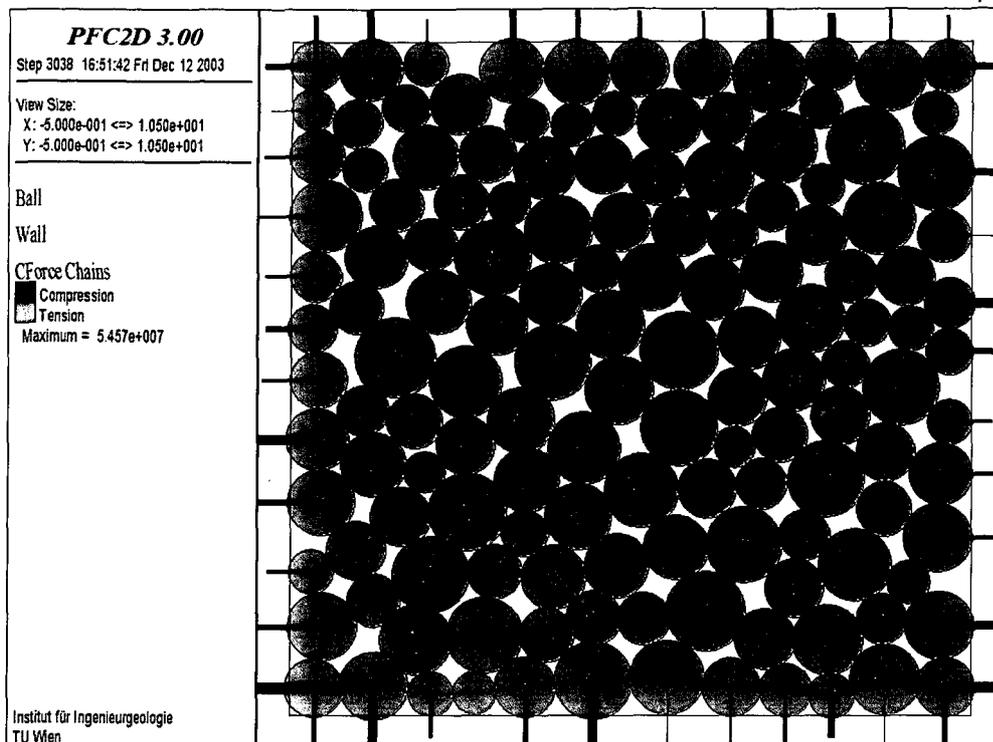


Abbildung 6.20: Durch die Partikelgenerierung induzierte Druckkräfte

Um eine reale Korngrößenverteilung zu simulieren, ist es notwendig, Partikelanzahl und Radiengrenzen $[r_{\min}, r_{\max}]$ für jede Kornfraktion festzulegen (Hainbücher, 2001).

6.2.2.2 Schütten von Partikeln

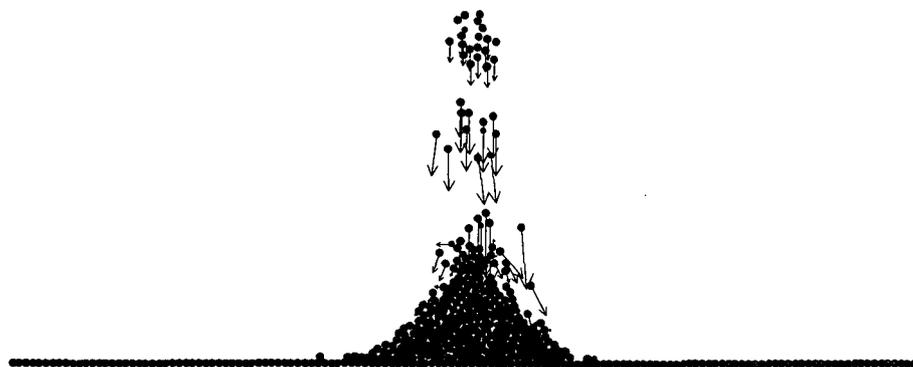


Abbildung 6.21: Schütten von kleinen Partikelgruppen

Beim gravitativen Schütten von Partikeln werden Einzelpartikel oder kleinere Partikelgruppen aus einer definierten Höhe in einen Container oder auf eine Oberfläche (Abbildung 6.21) fallen gelassen. Ein Vorteil dieses Verfahrens besteht darin, dass das erzeugte

Partikelensemble bereits einen korrekten Primärspannungszustand besitzt und im Vergleich zur Methode der Radiusexpansion der Modellierungsschritt zur Reduktion der aufgeprägten Spannungen entfällt. Ein großer Nachteil dieses Verfahrens ist die geringe Kontrolle über die erzeugte Porosität. Sie ist primär von der Fallhöhe, aber auch vom Partikelgewicht und den Reibungskoeffizienten abhängig. Außerdem ist das Verfahren sehr rechenaufwändig und daher langsamer als die anderen beiden Methoden.

6.2.3 Reduktion der aufgeprägten Spannungen

Für die Modellierung des Versagens von Felsböschungen ist die Berechnung eines möglichst korrekten Initialspannungszustandes eine wichtige Voraussetzung. Dies ist nur dann möglich, wenn die durch die Partikelgenerierung (Radiusexpansion) aufgeprägten Spannungen gering genug sind, um die Spannungsumlagerungen hin zum Initialspannungszustand nicht zu überprägen. Aus diesem Grund muss der aufgeprägte Spannungszustand so weit als möglich reduziert werden. Da es bei irregulären Packungen nicht möglich ist, in einem einzigen Schritt eine definierte Porosität und einen definierten Spannungszustand zu kreieren, muss dies in einem weiteren Modellierungsschritt geschehen. Durch Manipulation der Partikelgrößen (Expansion oder Reduktion) ist es möglich, den durch die Partikelgenerierung entstandenen Spannungszustand so abzustimmen (fine tune), dass sich eine gewünschte durchschnittliche Spannung innerhalb der Packung einstellt. Dabei erzeugen kleine Veränderungen der Porosität große Veränderungen in den Spannungen.

6.2.3.1 Definition der Spannung in einem granularen Medium

In einem diskreten PFC-Modell werden ausschließlich Kontaktkräfte und Partikelverschiebungen berechnet. Diese Größen eignen sich gut für die Interpretation des Materialverhaltens im Mikro-Maßstab, für das Materialverhalten im Makromaßstab sind jedoch andere Betrachtungsweisen, wie die Darstellung von Spannungsverteilungen erforderlich. Abbildung 6.22 stellt die Kontaktkräfte zwischen den Partikeln eines Ensembles (Mikromaßstab) den mittels der im Folgenden beschriebenen Methode bestimmten Spannungen (Makromaßstab) gegenüber.

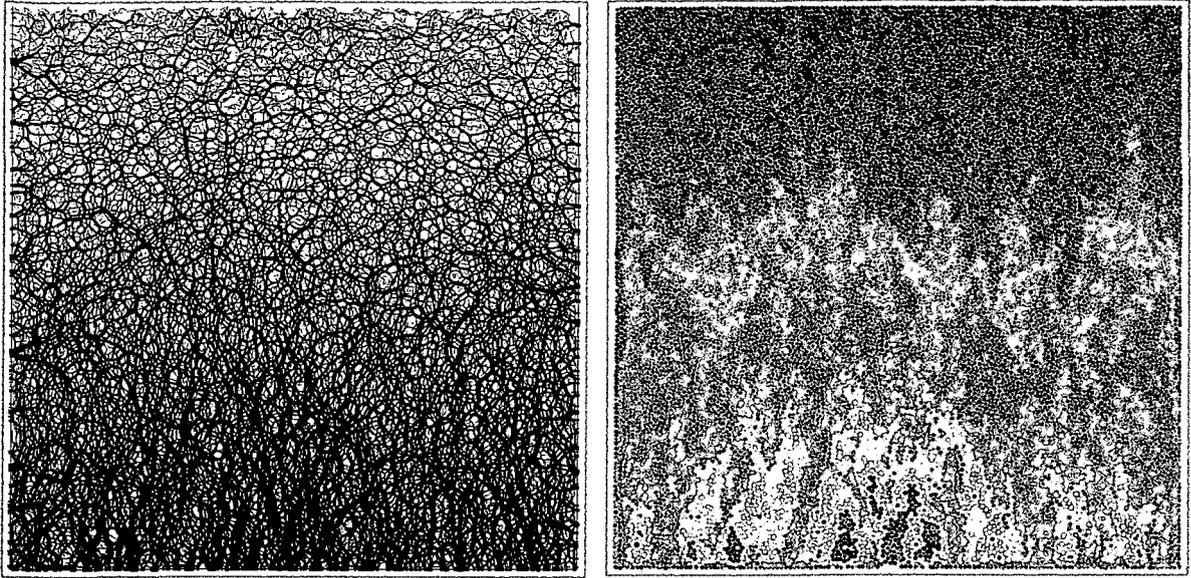


Abbildung 6.22: Darstellungsweisen der Ensemblebelastung infolge Eigengewicht; das linke Bild zeigt die Verteilung der Kontaktkräfte (Kraftlinien), das rechte Bild die Verteilung der Vertikalspannungen (Konturplot)

Die Abschätzung einer Spannung innerhalb eines Partikelensembles ist nur in Bezug auf ein definiertes Volumen möglich. Der mittlere Spannungstensor $\bar{\sigma}_{ij}$ ist definiert durch

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \cdot \int_V \sigma_{ij} \cdot dV \quad (6.15)$$

Bei granularen Materialien existiert Spannung nur innerhalb von Partikeln, daher kann das Integral in Gleichung (6.15) durch eine Aufsummierung über N_p Partikel ersetzt werden.

$$\bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \cdot \sum_{N_p} \bar{\sigma}_{ij}^{(p)} \cdot V^{(p)} \quad (6.16)$$

Dabei ist $\bar{\sigma}_{ij}^{(p)}$ der mittlere Spannungstensor innerhalb des jeweiligen Partikels und kann in derselben Weise angeschrieben werden wie in Gleichung (6.15):

$$\bar{\sigma}_{ij}^{(p)} = \frac{1}{V^{(p)}} \cdot \int_{V^{(p)}} \sigma_{ij}^{(p)} \cdot dV^{(p)} \quad (6.17)$$

Gleichung (6.18) zeigt die in PFC benützte Form zur Berechnung des mittleren Spannungstensors. Dabei lässt sich der Spannungstensor durch die Aufsummierung der Kontaktkräfte innerhalb des Messvolumens (Messkreise bei PFC^{2D} und Messkugeln bei PFC^{3D}) angeben.

$$\bar{\sigma}_{ij} = -\frac{1}{V} \sum_{N_p} \sum_{N_c} |x_i^{(c)} - x_i^{(p)}| \cdot n_i^{(c,p)} \cdot F_j^{(c)} \quad (6.18)$$

n.....Porosität innerhalb des Messvolumens (Kugel bei PFC^{3D} und Kreis bei PFC^{2D})

$x_i^{(p)}, x_i^{(c)}$ Position des Partikelmittelpunkts und Partikelkontakts

$n_i^{(c,p)}$ Einheitsnormalvektor vom Partikelmittelpunkt zum Partikelkontakt

$F_i^{(c)}$ Kontaktkraft

6.2.3.2 Erzeugen einer gewünschten isotropen Spannung σ_0

In dem hier beschriebenen Verfahren wird der Radius aller Partikel interaktiv skaliert, um die isotrope Spannung des Partikelensembles an einen gewünschten Wert anzugleichen. Dieses Verfahren wird genutzt, um den durch die Partikelgenerierung erzeugten Spannungszustand so weit als möglich zu reduzieren und das Ensemble für die Berechnung der Initialspannungen vorzubereiten. Die Partikelgenerierung mittels der Methode der Radiusexpansion erzeugt bei reibungsfreien Wänden und Partikeln ($\mu=0$) einen annähernd isotropen Spannungszustand. Die Isotropie bzw. die Anisotropie des Ausgangszustandes wird bei diesem Verfahren nicht gestört.

Der Spannungstensor kann in einen isotropen und deviatorischen Anteil zerlegt werden:

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \cdot \delta_{ij} + s_{ij} \quad (6.19)$$

σ_0 isotrope Spannung

δ_{ij} Kronecker Delta Funktion

s_{ij} deviatorischer Anteil des Spannungstensors

Die isotrope Spannung eines Partikelensembles ist definiert durch den Mittelwert der Normalspannungen.

$$\sigma_0 = \frac{\bar{\sigma}_{kk}}{\lambda} \quad \lambda = \begin{cases} 2, (\text{PFC2D}) \\ 3, (\text{PFC3D}) \end{cases} \quad (6.20)$$

Die Normalspannungen $\bar{\sigma}_{kk}$ werden dabei nach Gleichung (6.18) berechnet und beziehen sich auf ein definiertes Messvolumen. Mit $\tilde{R}^{(c,p)} = |x_i^{(c)} - x_i^{(p)}|$ kann die isotrope Spannung folgendermaßen angeschrieben werden:

$$\sigma_0 = -\frac{1}{\lambda V} \sum_{N_p} \sum_{N_c} \tilde{R}^{(c,p)} \cdot F^{n(c)} \quad (6.21)$$

Falls der Radius jedes Partikels einheitlich mit einem Faktor α skaliert wird, so ist die Änderung der Partikelradien gleich

$$\Delta R^{(p)} = \alpha \cdot R^{(p)} \quad (6.22)$$

und die Änderung in der Normalkomponente der Kontaktkraft kann mit Hilfe der Gleichung (6.23) angegeben werden, wobei $K^{n(c)}$ die Normalsteifigkeit des Partikelkontakts (c) ist.

$$\Delta F^{n(c)} = \alpha \cdot K^{n(c)} \cdot \phi^{(c)} \quad \phi^{(c)} = \begin{cases} R^{[A]} + R^{[B]}, & \text{(Ball-Ball Kontakt)} \\ R^{[b]}, & \text{(Ball-Wand Kontakt)} \end{cases} \quad (6.23)$$

Durch Substitution von Gleichung (6.23) in Gleichung (6.21) ergibt sich die durch die uniforme Radiusskalierung entstandene Änderung in der isotropen Spannung zu:

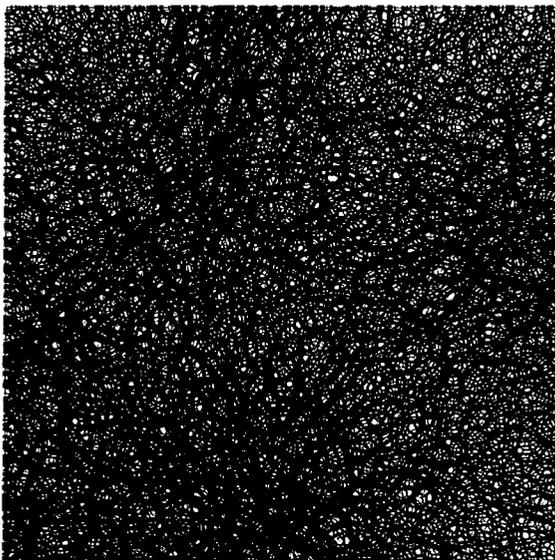
$$\Delta \sigma_o = -\frac{\alpha}{\lambda V} \sum_{N_p} \sum_{N_c} \tilde{R}^{(c,p)} \cdot K^{n(c)} \cdot \phi^{(c)}. \quad (6.24)$$

Durch Umformung der obigen Gleichung kann der Skalierungsfaktor α isoliert werden.

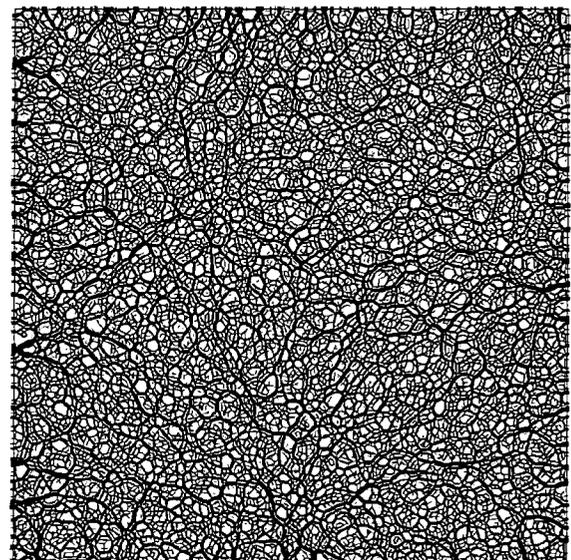
$$\alpha = -\frac{\lambda \cdot V \cdot \Delta \sigma_o}{\sum_{N_p} \sum_{N_c} \tilde{R}^{(c,p)} \cdot K^{n(c)} \cdot \phi^{(c)}} \quad (6.25)$$

Dieser Ausdruck wird benutzt, um abzuschätzen, welcher Skalierungsfaktor α notwendig ist, um eine gewünschte Änderung in der isotropen Spannung des Partikelensembles (innerhalb des Messvolumens) zu erzielen. Durch die Skalierung der Radien kommt es zu Neuordnungen innerhalb des Ensembles, deshalb muss die Gl. (6.25) mehrmals angewendet werden, bis die gemessene isotrope Spannung der gewünschten isotropen Spannung unter Berücksichtigung eines Toleranzwertes entspricht.

Abbildung 6.23 zeigt die Größe und den Verlauf der Druckkräfte (Kraftlinien) vor und nach der Reduktion der isotropen Spannung innerhalb eines quadratischen Containers mit 19.700 Partikeln.



max. Druckkraft = 2.970 kN



max. Druckkraft = 66 kN

Abbildung 6.23: Druckkräfte vor (linkes Bild) und nach (rechtes Bild) der Spannungsreduktion

6.2.4 Entfernen der „Floater“ (Schwimmer)

Bei der Verdichtung einer numerischen Partikelanordnung entstehen in der Mehrzahl der Fälle 10 bis 15 % so genannte „Floater“ (Schwimmer), das sind Partikel mit weniger als zwei Partikelkontakten im zweidimensionalen Fall und mit weniger als drei Kontakten im dreidimensionalen Fall. Diese Partikel werden als „Floater“ bezeichnet, da sie keinen Kontakt zur Materialmatrix besitzen und zu unkontrollierten (chaotischen) Bewegungen innerhalb des freien Raums neigen (Abbildung 6.24).

In manchen granularen Medien, wie bei trockenen Sanden, existieren auch real „Floater“ und es ist daher nahe liegend, sie in diesen Fällen auch zu akzeptieren. Bei der Modellierung von Feststoffen, wie etwa Fels, stellen diese Floater einen Hohlraum dar und repräsentieren somit eine lokale Schwächung des Materials. Aus diesem Grund sollten sie entfernt werden.

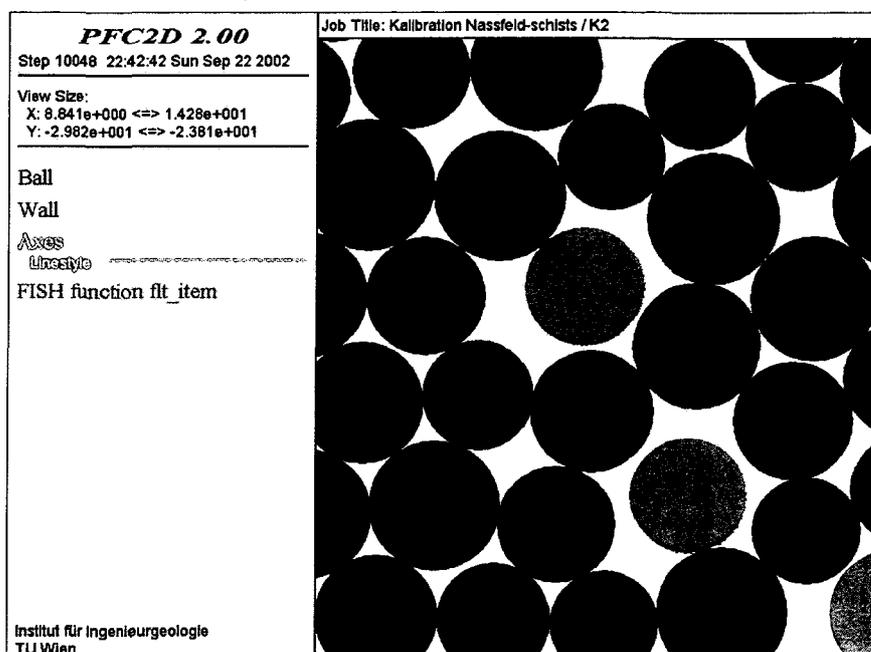


Abbildung 6.24: Zweidimensionale Partikelanordnung mit schwimmenden Partikeln (rot dargestellt)

6.2.5 Erzeugen der Modellgeometrie

Das Böschungsmodell wird durch das Löschen aller nicht zur Modellgeometrie gehörenden Partikel erzeugt, d.h., die Modellgeometrie wird aus dem durch die Containerwände begrenzten Partikelensemble herausgefräst. Basis für die Generierung der Geländeoberfläche in PFC^{3D} ist ein digitales Geländemodell in Form eines Raster(Grid)-Modells (Abbildung 6.25).

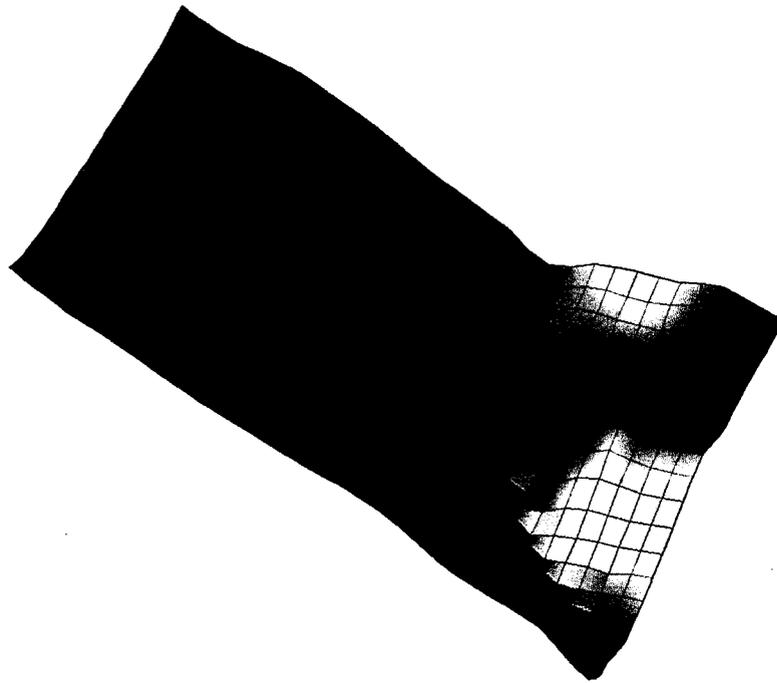


Abbildung 6.25: Digitales Geländemodell

Abbildung 6.26 zeigt das dreidimensionale PFC-Modell zur Analyse der Massenbewegung Oselitzenbach.

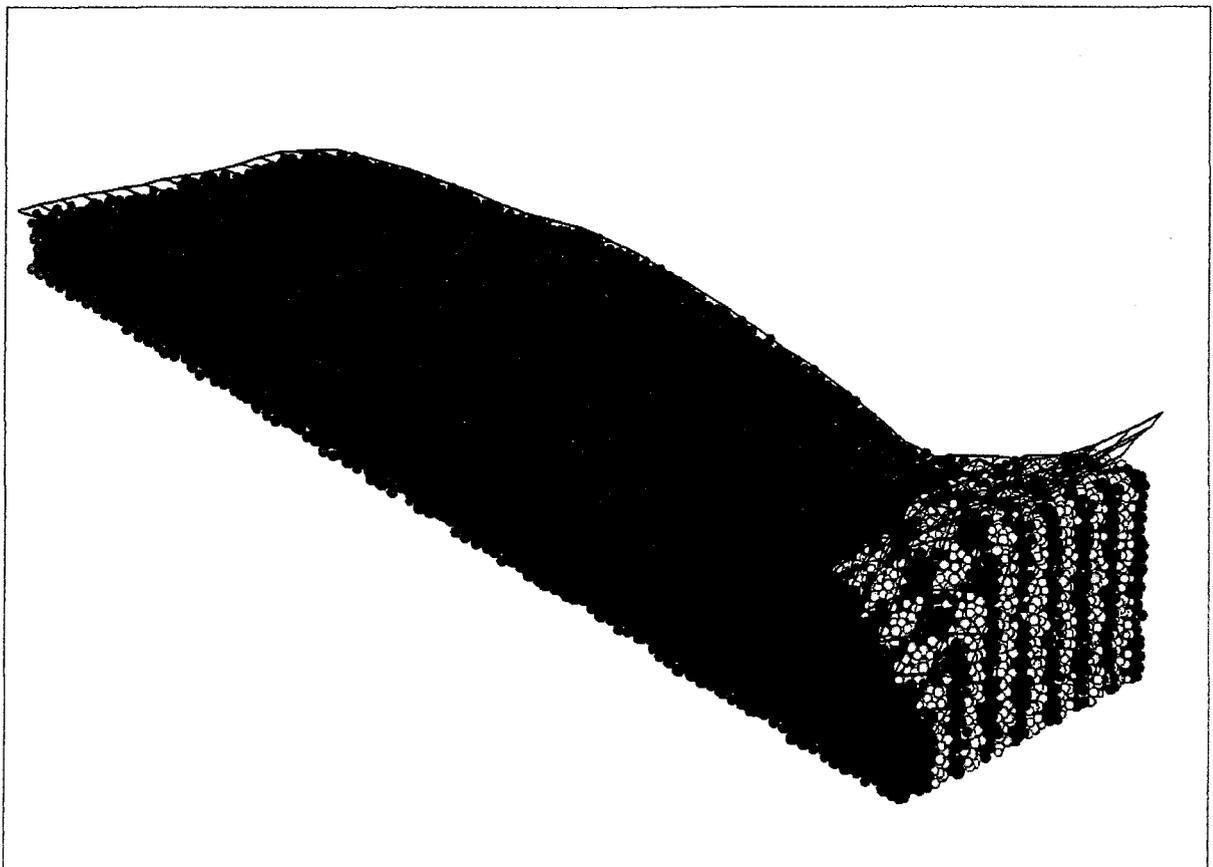


Abbildung 6.26: Böschungsgeometrie, PFC^{3D}

6.2.5.1 Randbedingungen

Es gibt bei einem PFC-Modell zwei Methoden, um Randbedingungen zu definieren:

1. mit Hilfe von Wandelementen oder
2. durch die Fixierung der Partikelbewegungen innerhalb eines definierten Bereichs.

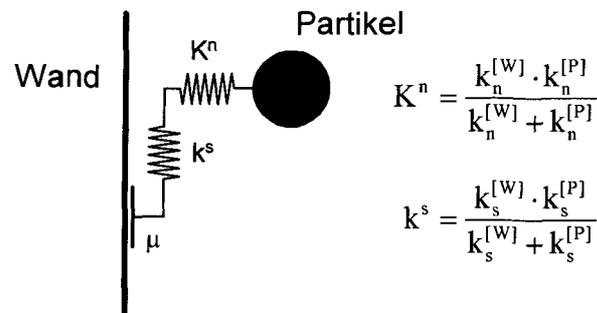


Abbildung 6.27: Partikel-Wand-Kontakt

Es ist nahe liegend, die schon vorhandenen Containerwände für die Definition der Randbedingungen heranzuziehen. Mechanisch gesehen entspricht eine Randbedingung mittels eines Wandelements dem Partikel-Wand-Kontakt (Abbildung 6.27, Kapitel 5.3.1). Ein Nachteil ist jedoch, dass sich die Partikel ungehindert von der Wand wegbewegen können, daher kann bei Zugbelastung eine Kluft zwischen der Wand und einem gebundenen Partikelensemble entstehen.

Bei der Fixierung von Partikeln innerhalb definierter Bereiche (Abbildung 6.28) können sowohl die Bewegungen in X-, Y- und Z-Richtung als auch die Rotation (spin) der Partikel unterbunden werden.

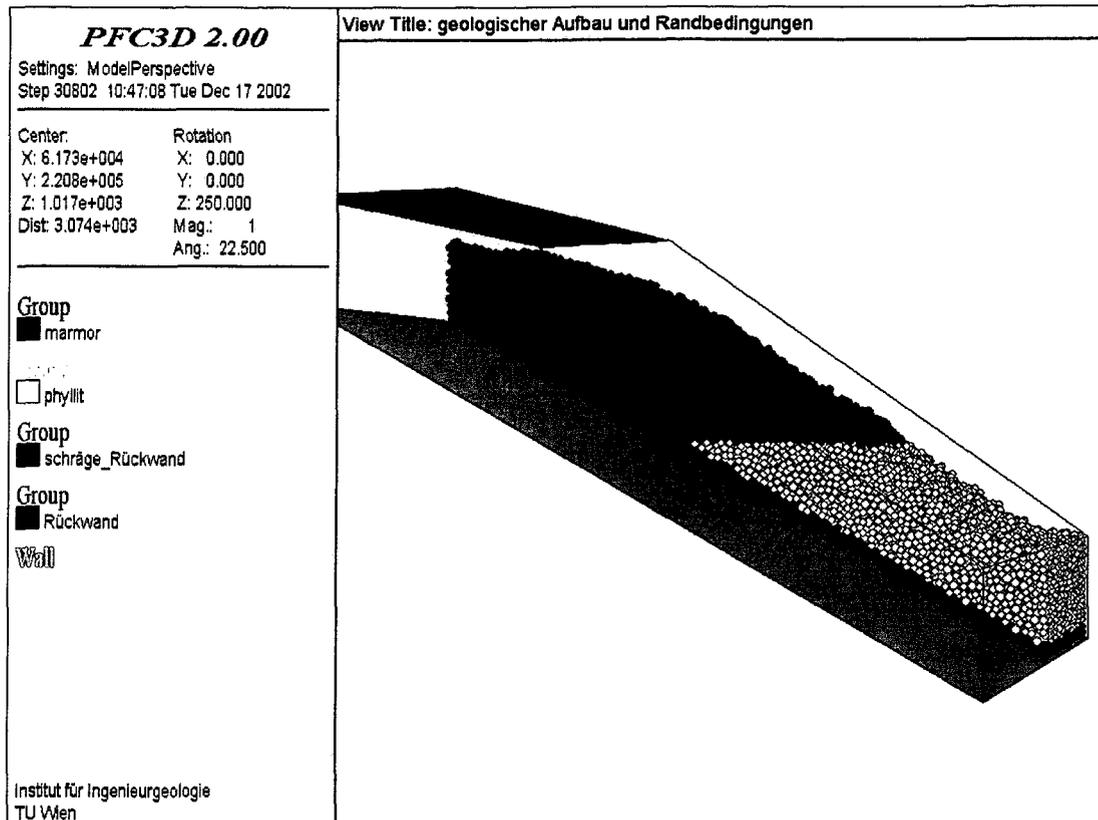


Abbildung 6.28: Definition räumlicher Bereiche (schwarz dargestellt) für die Fixierung von Partikelbewegungen (Pouzar, 2003)

6.2.6 Berechnung der Initialspannungen (Ausgangszustand)

Nach der Partikelgenerierung befindet sich das Partikelensemble mit den Wandelementen im Gleichgewicht. Das Ensemble steht unter „Druck“ und stützt sich auf die unverschieblichen Wandelemente ab. Beim Erzeugen der Modellgeometrie wird dieser Gleichgewichtszustand durch das Öffnen des Containers und durch das Löschen von Partikeln zerstört. Die Berechnung des Ausgangszustandes erfolgt durch Aktivierung der Gravitation. Das Öffnen des Containers bewirkt eine Entlastungsreaktion (unloading), das Ensemble expandiert in Richtung der neu geschaffenen freien Oberfläche. Die schlagartige Aktivierung der Schwere bewirkt eine Kompression innerhalb der Partikelverteilung. Um nur elastische Deformationen zu berechnen, werden die Partikel durch Kontaktbindungen miteinander verbunden und die Bindungsfestigkeiten so hoch gesetzt, dass ein Versagen (plastische Verformungen) verhindert wird. Abbildung 6.29 zeigt den Initialspannungszustand (Konturplot der Vertikalspannungen σ_{yy}) des PFC^{2D}-Modells zur Analyse der Massenbewegung Murau (vgl. Kapitel 7.2.3).

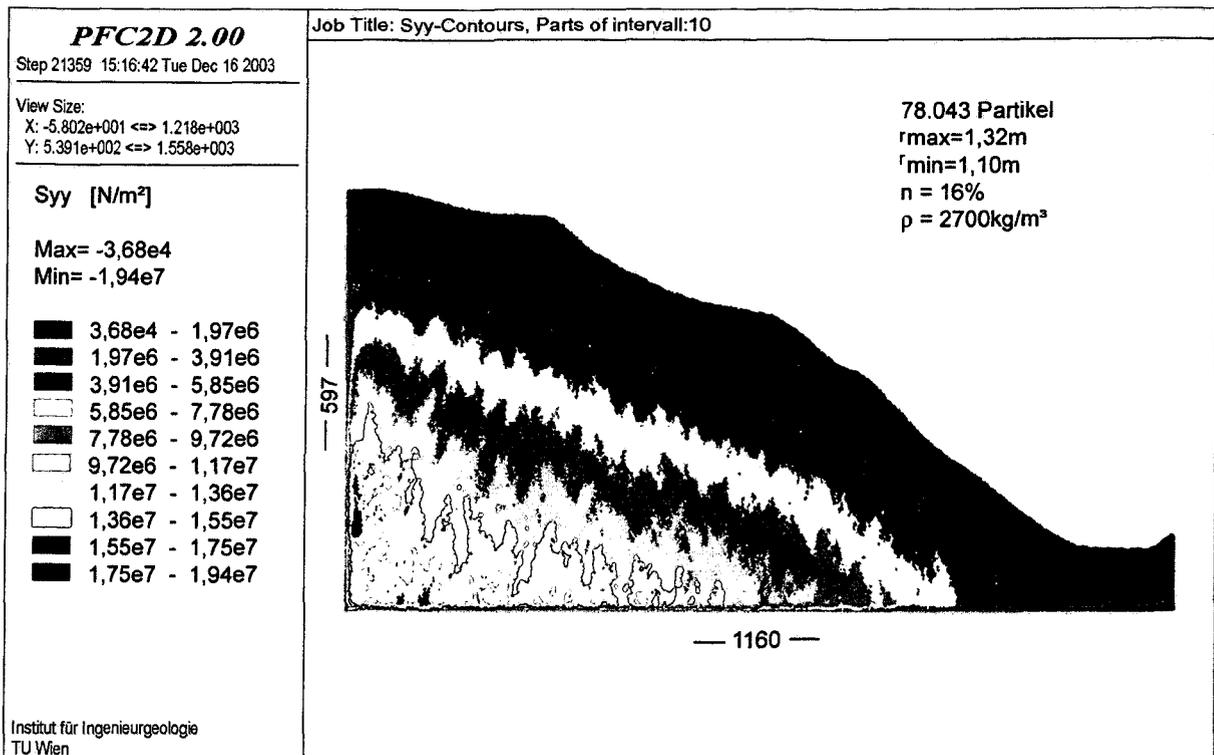


Abbildung 6.29: Initialspannungszustand, Konturplot der Vertikalspannungen

6.2.7 Simulation des Versagens

Das Versagen wird durch die Reduktion der Materialfestigkeit, definiert durch die Partikelbindungen und den Reibungskoeffizienten der Partikel, initiiert. Dies geschieht bei einem Festgestein durch das Setzen der kalibrierten Bindungsfestigkeiten (vgl. Kapitel 6.3) und bei einem Lockergestein durch das vollständige Entfernen der Kontaktbindungen.

Der aktuelle Systemzustand (Ruhe oder Bewegung) und die zeitliche Entwicklung des Systems werden mit Hilfe der „durchschnittlich unausgeglichene Kraft“ (Mean Unbalanced Force – MUF) beurteilt. Der ansteigende Verlauf der MUF in Abbildung 6.30 kennzeichnet ein zunehmendes Versagen (Vergrößerung der bewegten Bereiche, Zunahme der Geschwindigkeiten) des Modells, während der abnehmende Verlauf in Abbildung 6.31 eine Stabilisierung des Systems kennzeichnet.

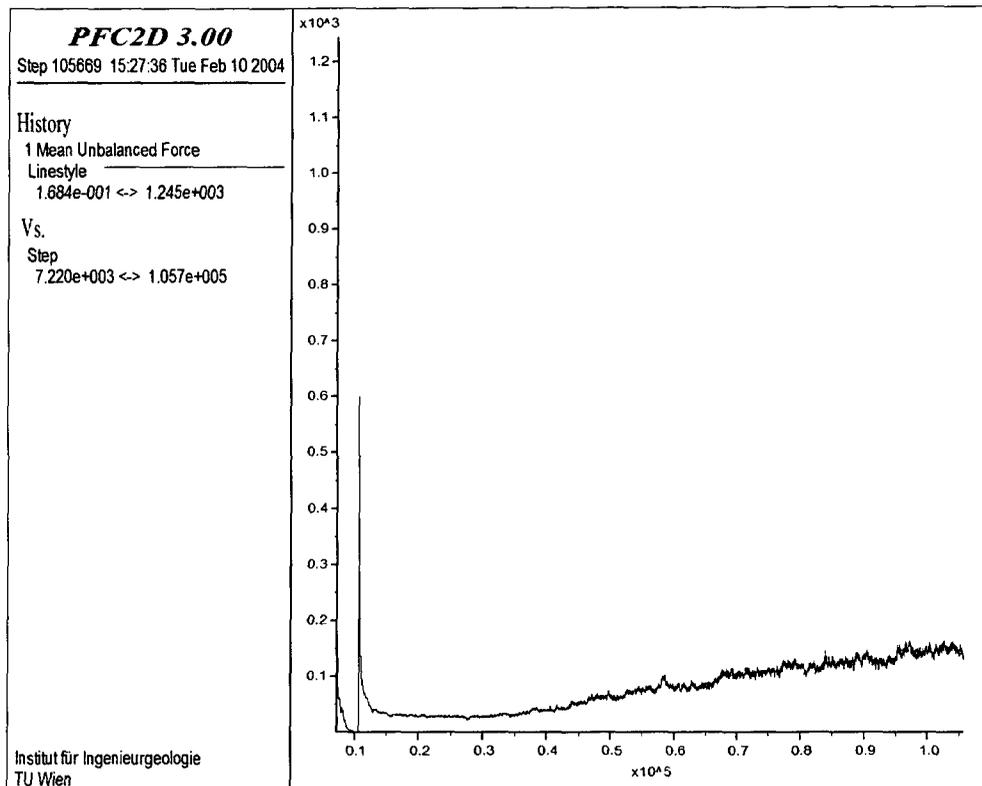


Abbildung 6.30: Ansteigender Verlauf der MUF beim Versagen des Modells

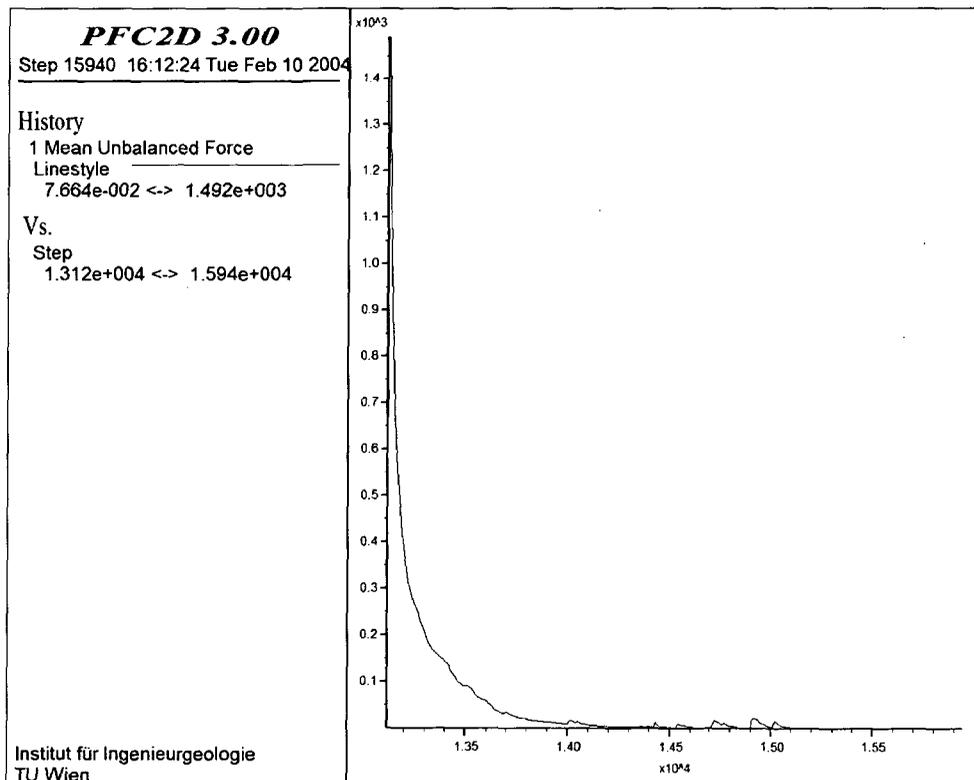


Abbildung 6.31: Abnehmender Verlauf der MUF charakterisiert eine Stabilisierung

7 Analysen

7.1 Hangkriechen („Sacken“)

7.1.1 Problemstellung

Als Hangkriechen (vgl. Kapitel 2.1) wird jedes mit zunehmender Tiefe kontinuierlich abnehmende Hangabwärtskriechen von Fels bezeichnet (Poisel & Preh, 2004). Hangkriechen tritt im Allgemeinen bei niedrigen Gesteinsfestigkeiten auf. Bei einem geringen Anteil der Kohäsion an der Gebirgsfestigkeit erfolgt die Abnahme der Bewegungsvorgänge progressiv (Hakenwerfen), bei einem höheren Anteil der Kohäsion an der Gebirgsfestigkeit tritt die Abnahme erst ab einer gewissen Tiefe auf (Blockkriechen).

Durch die Anwendung von PFC^{2D} auf die von Zienkiewicz et al. (1975) untersuchte Modellböschung werden die Eignung und das Potential von PFC zur Analyse des Versagensmechanismus „Hangkriechen“ gezeigt. Am Beispiel der Massenbewegung Reppwand – Oselitzenbach wird der Einsatz von PFC^{3D} bei der Untersuchung des genannten Versagensmechanismus demonstriert.

7.1.2 Kontinuumsmechanische Rechenmodelle

Für die rechnerische Modellierung des Hangkriechens wurden bisher vorwiegend kontinuumsmechanische Rechenmodelle nach der Methode der Finiten Differenzen (z. B. FLAC oder FLAC^{3D}) oder nach der Methode der Finiten Elemente (ANSYS, MARC etc.) eingesetzt. Das elastisch-viskoplastische Materialverhalten des Gebirges wird bei diesen Rechenverfahren zumeist mit Hilfe des rheologischen Modells eines Bingham-Körpers (Bingham, 1922) simuliert (Abbildung 7.1). Dabei tritt in Bereichen, in denen die Gebirgsfestigkeit überschritten ist (St.-Venant-Körper), ein Fließen des Gebirges (Newton-Körper) auf.

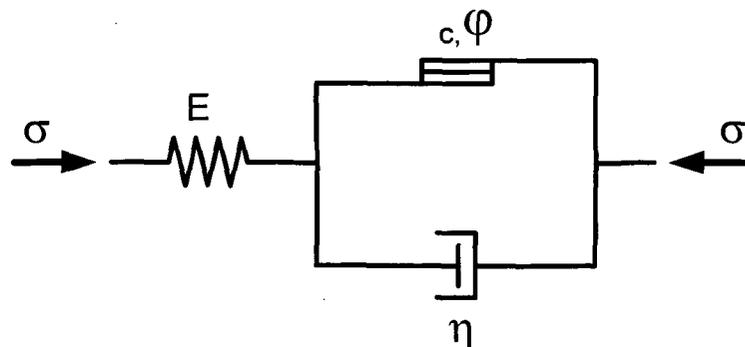


Abbildung 7.1: Elastisch-viskoplastisches Spannungsdehnungsverhalten (Bingham-Körper)

7.1.3 Vergleich der Ergebnisse von PFC mit den Untersuchungen von Zienkiewicz et al. (1975)

Zienkiewicz, Humpheson & Lewis (1975) untersuchten die in Abbildung 7.2 dargestellte Modellböschung mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente (FEM) unter Anwendung eines Mohr-Coulombschen Materialmodells (Fließbedingung) und einer assoziierten und nicht assoziierten Fließregel.

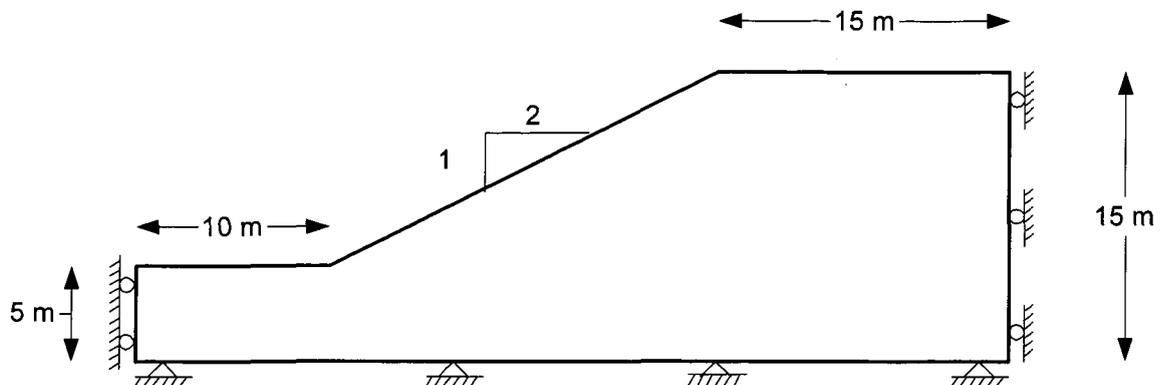


Abbildung 7.2: Böschungsgeometrie

Zienkiewicz et al. (1975) ermittelten das Grenzgleichgewicht der Böschung ausgehend von einem stabilen Systemzustand (Methode der Festigkeitsreduktion) bei einem konstant gehaltenen Reibungswinkel von $\varphi = 20^\circ$ durch schrittweise Abminderung der Kohäsion c . Das Versagen trat sowohl bei der Anwendung der assoziierten als auch der nicht assoziierten Fließregel bei einer Kohäsion von ungefähr 3 kN/m^2 auf. Tabelle 7.1 zeigt die Materialparameter für diesen instabilen Zustand nahe dem Grenzgleichgewicht. Eine Gleitkreisuntersuchung lieferte für die numerisch ermittelten Festigkeitsparameter für das Grenzgleichgewicht von $c = 3 \text{ kN/m}^2$ und $\varphi = 20^\circ$ einen Sicherheitsfaktor von 1,01.

Tabelle 7.1: Materialparameter/Makroparameter

ρ [kg/m ³]	E [Gpa]	ν	c [kN/m ²]	φ [°]
2.000	0,8	0,25	3	20

Die Verteilung der Geschwindigkeitsvektoren und die Bereiche der größten Schubverzerrungsraten (Konturplot) bei der Anwendung der assoziierten Fließregel (a) und der nicht assoziierten Fließregel (b) sind in Abbildung 7.3 dargestellt. Zu Vergleichszwecken ist der mit Hilfe der Gleitkreisuntersuchung ermittelte kritische Gleitkreis in allen vier Bildern der Abbildung 7.3 eingetragen.

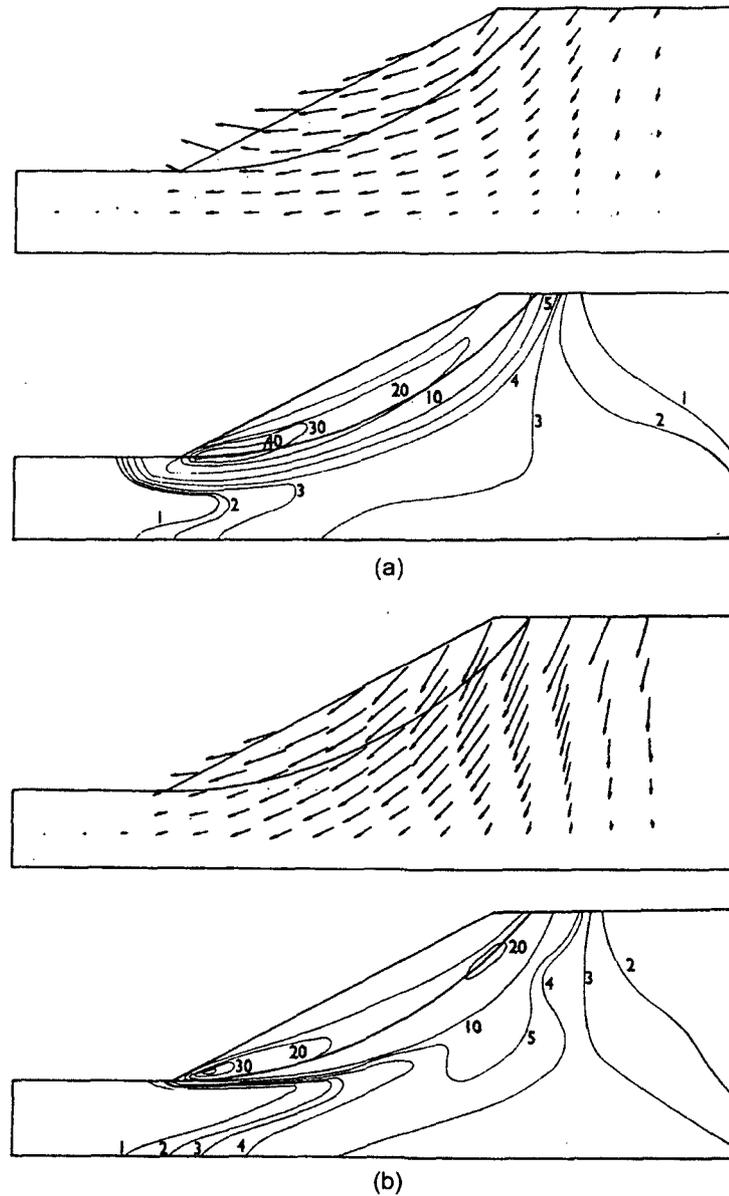


Abbildung 7.3: Geschwindigkeitsvektoren und Konturplot der Rate der Schubverzerrungen bei Anwendung (a) der assoziierten Fließregel und (b) der nicht assoziierten Fließregel (Zienkiewicz et al., 1975)

Für die von Zienkiewicz et al. untersuchte Böschung wurde ein PFC^{2D}-Modell erstellt und dem mit PFC ermittelten Versagen die Ergebnisse der FEM-Analyse gegenübergestellt.

7.1.3.1 Modellaufbau

Der generelle Aufbau des Modells erfolgte analog zu der in Kapitel 6.4 beschriebenen Vorgangsweise. Das Böschungsmaterial wurde mit Hilfe einer irregulären Partikelanordnung (aus scheibenförmigen Partikeln) mit einer Porosität von 16 % modelliert. Die Partikelgrößen des Ensembles besitzen eine lineare Verteilung mit einem minimalen Partikeldurchmesser von 10 cm und einen maximalen Durchmesser von 15 cm. Die Generierung der Partikelanordnung erfolgte mit der in Kapitel 6.4.2 beschriebenen Methode der

Radiusexpansion in einem rechteckigen Container. Der 45 x 15 m große Container wurde mit 46.203 Partikeln befüllt und die Böschungsgeometrie durch das Löschen aller nicht zur Modellgeometrie gehörenden Partikel erzeugt. Das so erzeugte Böschungsmodell ist aus 32.539 Partikeln aufgebaut.

Da das Böschungsmaterial eine sehr geringe Kohäsion ($c = 3 \text{ kN/m}^2$) besitzt, wurde diese vernachlässigt und das PFC-Modell mittels ungebundener Partikel aufgebaut; das heißt, es wurde kein Bindungsmodell installiert (vgl. Kapitel 5.3.3).

Diese Vorgangsweise hat den Vorteil, dass die Mikroparameter nicht durch den in Kapitel 6.3 beschriebenen, aufwändigen Kalibrationsprozess bestimmt werden müssen, sondern für diesen Vergleich in einfacherer Weise abgeschätzt werden können. Außerdem hat es sich als sehr schwierig erwiesen, Materialien mit geringer Kohäsion zu modellieren (vgl. Kapitel 6.3.4.5).

7.1.3.2 Bestimmung der Mikroparameter

Bei einem ungebundenen Partikelensemble sind der E-Modul und die Querdehnzahl durch die beiden Mikroparameter E_c und k_n/k_s und die Festigkeit durch den Reibungskoeffizienten μ bestimmt. Die Materialantwort wird auch von der initialen Porosität und der Partikelgrößenverteilung des Ensembles beeinflusst. Bei der Belastung einer ungebundenen Partikelanordnung kommt es durch gegenseitige Verschiebungen der Partikel (Gleitbewegungen an den Partikelkontakten) zu einer Neuordnung des Ensembles. Diese Eigenschaft erzeugt ein nicht lineares Spannungs-Dehnungs-Verhalten, der Sekantenmodul nimmt bis zum Versagen hin kontinuierlich ab.

Mikroparameter der Verformbarkeit

Wie in Kapitel 6.3.3.2 beschrieben wird die Verformbarkeit eines Partikelensembles durch den Elastizitätsmodul E_c der Partikelkontakte (Kontaktmodul) und durch das Verhältnis der Partikelsteifigkeiten k_n/k_s beschrieben.

Der Kontaktmodul ist im Allgemeinen geringfügig höher als der Elastizitätsmodul. Da die elastischen Deformationen bei dieser Studie eine untergeordnete Rolle spielen, wurde der Kontaktmodul dem E-Modul gleichgesetzt. Die Normalsteifigkeit k_n wurde mit Hilfe der Gleichung (7.1) ermittelt.

$$E = E_c = \frac{k_n}{2 \cdot t} \quad (7.1)$$

t ... Dicke der scheibenförmigen Partikel

Zur Abschätzung des Verhältnisses der Partikelsteifigkeiten k_n/k_s kann dieses gleich dem Verhältnis von Elastizitäts- zu Schubmodul gesetzt werden (Gl. (7.2)).

$$\frac{k_n}{k_s} = \frac{E}{G} \quad (7.2)$$

Mit

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (7.3)$$

errechnet sich die Schersteifigkeit der Partikelkontakte zu:

$$k_s = \frac{k_n}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (7.4)$$

Mikroparameter der Festigkeit

Es existiert keine generell gültige Beziehung zwischen dem Reibungswinkel des Materials und dem Reibungskoeffizienten μ [dimensionslos] der Partikel. Die Festigkeit des ungebundenen Materials ist von der Partikelgrößenverteilung, der Porosität und dem Reibungskoeffizienten der Partikel abhängig. Die Beziehung muss für jede Partikelanordnung neu, z. B. durch eine Reihe simulierter Materialtests (Biaxialtest oder Scherbüchse), ermittelt werden.

Zur Bestimmung des Einflusses der Partikelgrößenverteilung auf den Reibungswinkel des granularen Materials wurde eine Reihe von Schüttversuchen mit reibungslosen Partikeln (Reibungskoeffizient $\mu = 0$) durchgeführt. Dabei wurde für eine lineare Verteilung der Partikelgrößen das Verhältnis des maximalen zum minimalen Partikeldurchmesser (D_{\max}/D_{\min}) variiert. Der Böschungswinkel des aus dem Schüttversuch resultierenden Schüttkegels wurde an beiden Seiten gemessen. Die Abbildung 7.4 zeigt den resultierenden Schüttkegel für ein Partikelgrößenverhältnis von $D_{\max}/D_{\min} = 1,1$. Der in Abbildung 7.5 dargestellte Schüttkegel ist das Ergebnis des Schüttversuchs bei einem Partikelgrößenverhältnis von $D_{\max}/D_{\min} = 1,5$. Die Abhängigkeit des Böschungswinkels von der Partikelgrößenverteilung ist klar erkennbar.

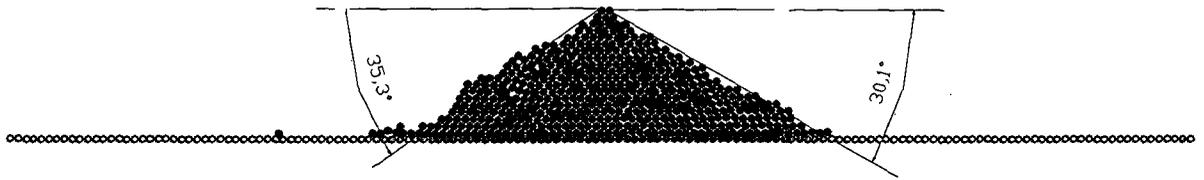


Abbildung 7.4: Schüttkegel bei $D_{\max}/D_{\min} = 1,1$



Abbildung 7.5: Schüttkegel bei $D_{\max}/D_{\min} = 1,5$

Die Auswertung der durchgeführten Schüttversuche ist in Abbildung 7.6 dargestellt, sie zeigt die Abhängigkeit des Böschungswinkels α und der Porosität n des resultierenden Schüttkegels vom Verhältnis der Partikelgrößen D_{\max}/D_{\min} .

Auswertung der Schüttversuche

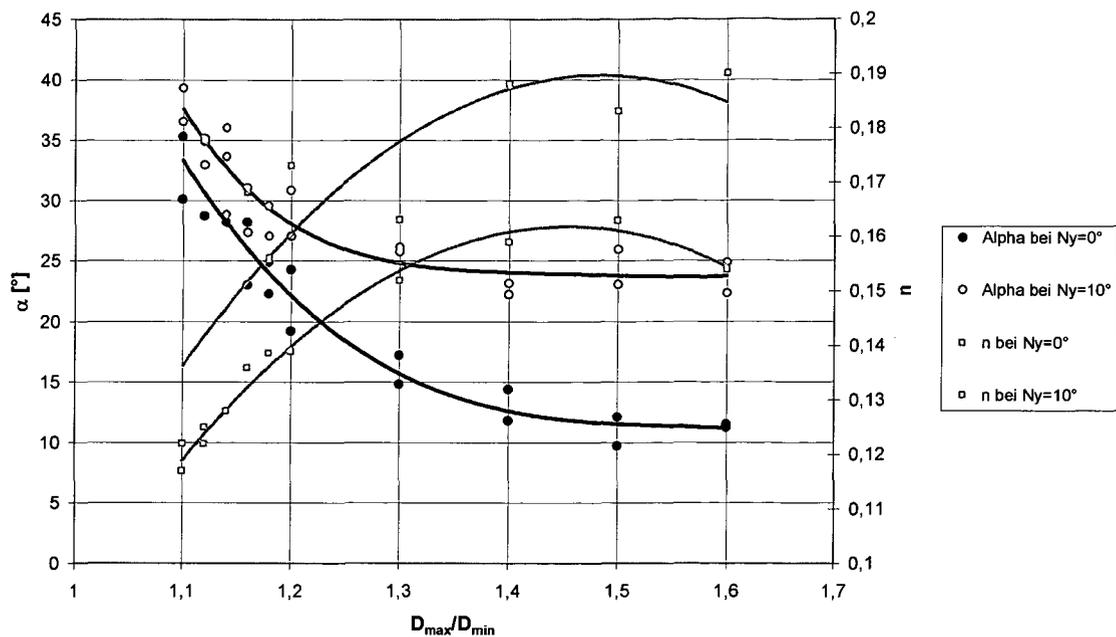


Abbildung 7.6: Abhängigkeit des natürlichen Böschungswinkels α und der Porosität n vom Partikelgrößenverhältnis D_{max}/D_{min}

Der so ermittelte Böschungswinkel α ($\mu=0$) kann für das jeweilige Partikelgrößenverhältnis D_{max}/D_{min} als geometrischer Reibungswinkel φ_G (Verzahnung der Partikel untereinander, Rauigkeit möglicher Bruchflächen) betrachtet werden (Gl. (7.5)).

$$\varphi_G = \alpha \quad (7.5)$$

Damit das Ensemble den gewünschten Reibungswinkel φ_E (Makroparameter) des Materials aufweist, muß der Eingabeparameter μ (Korn zu Korn-Reibung) zu

$$\mu = \operatorname{atn}(\varphi_E - \varphi_G) \quad (7.6)$$

gesetzt werden.

Für die bei dieser Studie verwendete Partikelgrößenverteilung beträgt das Verhältnis $D_{max}/D_{min} = 15 \text{ cm} / 10 \text{ cm} = 1,5$. Der geometrische Reibungswinkel für dieses Größenverhältnis beträgt laut Abbildung 7.6 ungefähr 12,5 Grad. Der Reibungskoeffizient der Partikel zur Abbildung des gesuchten Reibungswinkels des Ensembles von 20° errechnet sich damit zu:

$$\mu = \tan(20 - 12,5) = 0,1317$$

Partikeldichte

Die Partikeldichte errechnet sich aus der in Tabelle 7.1 angegebenen Materialdichte wie folgt:

$$\rho_p = \frac{\rho}{1-n} \quad (7.7)$$

ρ ...Dichte [kg/m³], n ...Porosität

Die Partikelanordnung des Materials ($\rho=2000$ kg/m³) besitzt eine Porosität von 16 %, damit ergibt sich nach Gleichung (7.7) eine Partikeldichte von 2381 kg/m³.

In Tabelle 7.2 sind die für das PFC-Modell erforderlichen Mikroparameter zusammengefasst.

Tabelle 7.2: Mikroparameter

Parameter	Beschreibung	
ρ_p [kg/m ³]	Partikeldichte	2381
k_n [N/m]	Normalsteifigkeit – Partikel	4,0e8
k_s [N/m]	Schersteifigkeit – Partikel	1,6e8
μ [-]	Reibungskoeffizient	0,1317

7.1.3.3 Modellierung der Hangbewegung

Die Hangbewegung wurde in Analogie zu der in Kapitel 6.4.7 beschriebenen Vorgangsweise durch das Entfernen der zur Berechnung der Initialspannungen gesetzten Kontaktbindungen initiiert.

Die Bildfolge (Phase (a) – Phase (d)) der Abbildung 7.8 zeigt den Versagensablauf des PFC-Modells. Zur Darstellung der Verschiebungen wurden die Partikel in der Form eines quadratischen Rasters eingefärbt (vertikale Linien – rot, horizontale Linien – schwarz, Knotenpunkte – grün). Die Maschenweite des quadratischen Rasters beträgt 1,25 m. Der Umriss der initialen Böschungsgeometrie ist in den einzelnen Abbildungen durch eine dünne schwarze Linie dargestellt.

In der Phase (a) sind die für das Hangkriechen charakteristischen Deformationen bereits gut erkennbar (vgl. Abbildung 2.4a und Abbildung 7.7). An den Verschiebungen der vertikalen Rasterlinien (rote Partikel) ist die für kohäsionslose Materialien typische progressive Abnahme der Verschiebungen mit zunehmender Tiefe – das Hakenwerfen – erkennbar.

Phase (b) zeigt eine weitere Zunahme der Verschiebungen. Am Böschungskopf, am Übergang vom steilen zum flachen (stabilen) Hangbereich, sind „Zerrzonen“ anhand der Dehnung des Rasters erkennbar, welche ebenfalls ein typisches Merkmal des genannten Mechanismus sind.

In der Phase (c) ist an den Veränderungen des quadratischen Rasters im Bereich des Böschungsfußes erkennbar, daß der Übergang vom reinen Hangkriechen hin zu einer Gleitbewegung erfolgte.

Dies ist auch in der Änderung der Verteilung der Verschiebungsgeschwindigkeiten in der Bildfolge (Phase (A) und Phase (c)) der Abbildung 7.9 erkennbar, sie zeigt die Änderung der Geschwindigkeitsverteilung bei fortschreitendem Versagen in fünf über den Böschungskörper verteilten Geschwindigkeitsprofilen.

Die Phase (d) zeigt einen Zustand nahe dem stabilen Endzustand. In der Phase (d) ist der Raster innerhalb der bewegten Masse nicht mehr erkennbar, was auf eine starke Durchmischung des bewegten Bereichs hindeutet.

Die Modellböschung bildet einen finalen Böschungswinkel von ungefähr 19° aus, wodurch die in Kapitel 7.1.3.2 durchgeführte Abschätzung des Reibungskoeffizienten bestätigt wird.

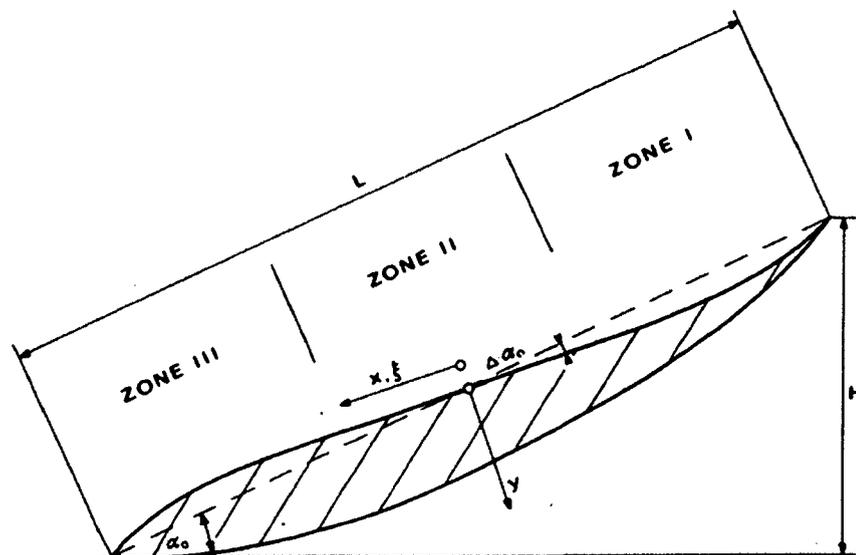
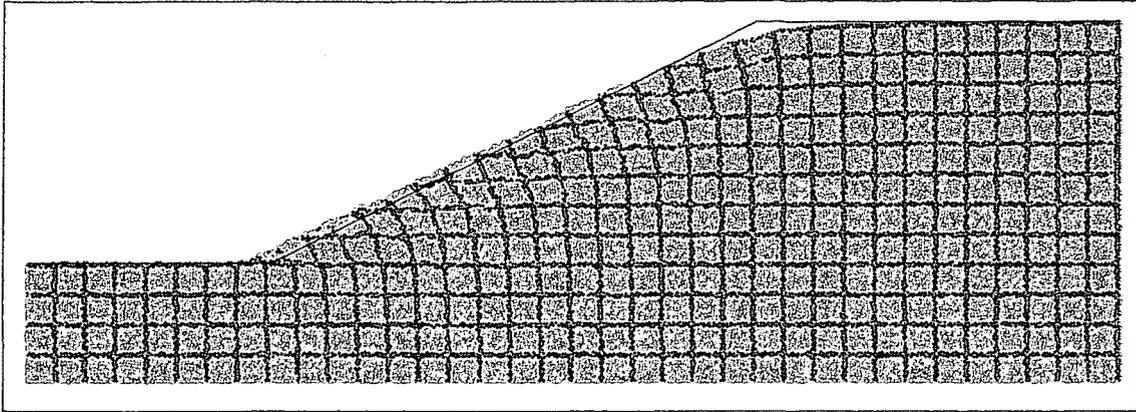
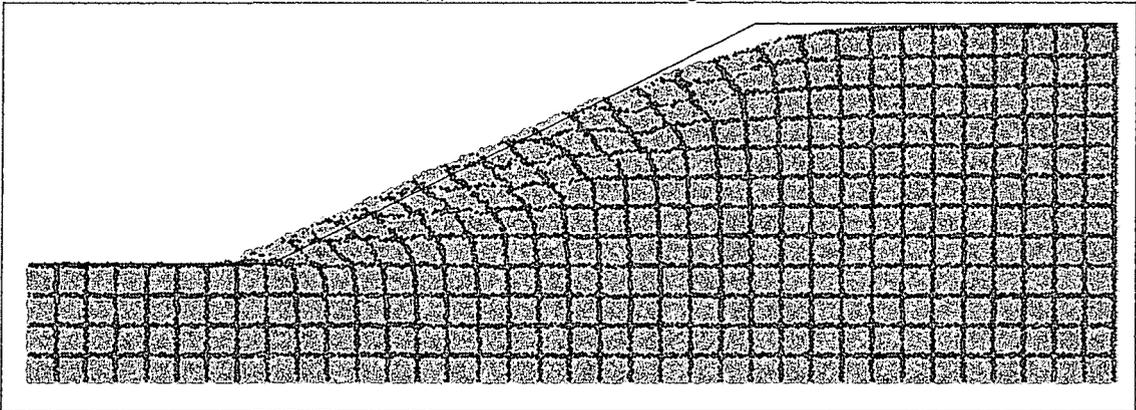


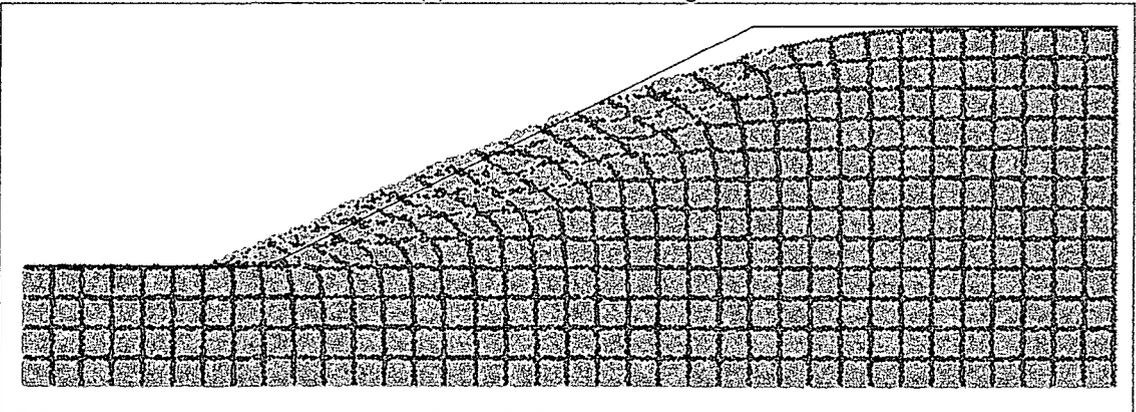
Abbildung 7.7: Typischer Schnitt durch einen räumlich kontinuierlich kriechenden Hang (Brückl & Scheidegger, 1972)



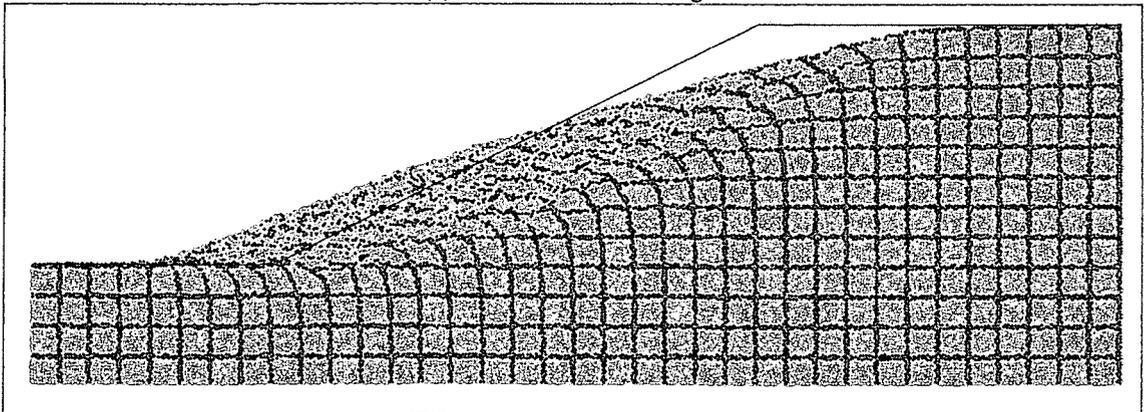
Phase (a) – 200.000 Berechnungsschritte



Phase (b) – 400.000 Berechnungsschritte

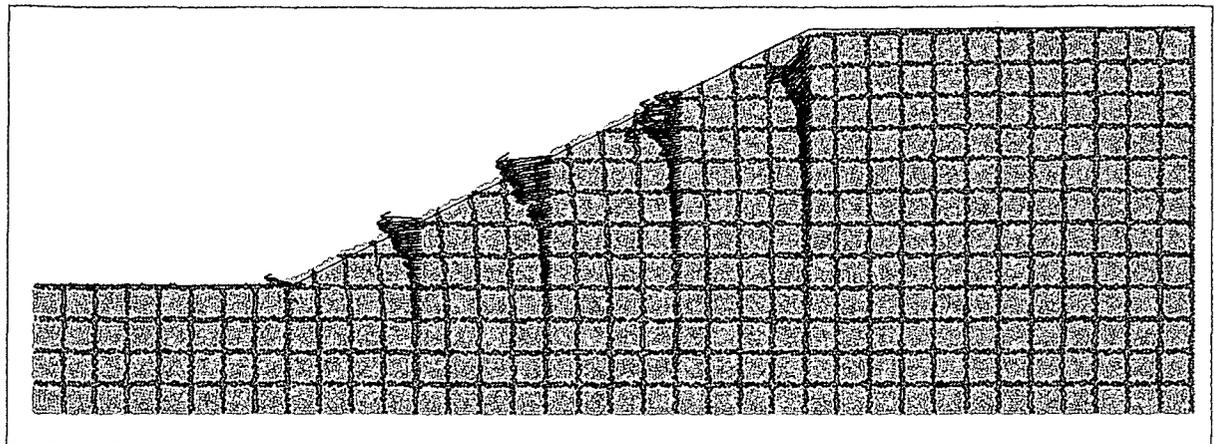


Phase (c) – 600.000 Berechnungsschritte

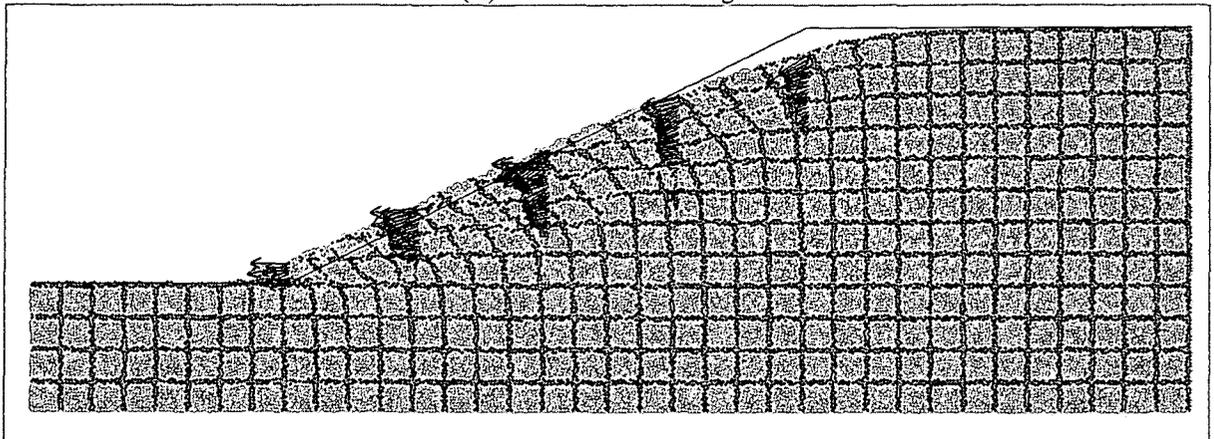


Phase (d) – 1.300.000 Berechnungsschritte

Abbildung 7.8: Phasen des Versagens



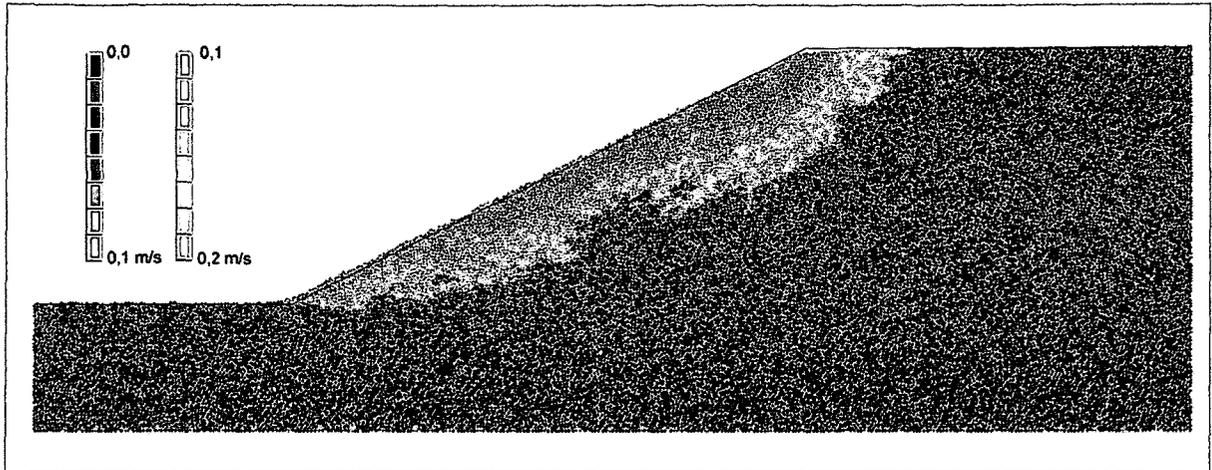
Phase (A) – 50.000 Berechnungsschritte



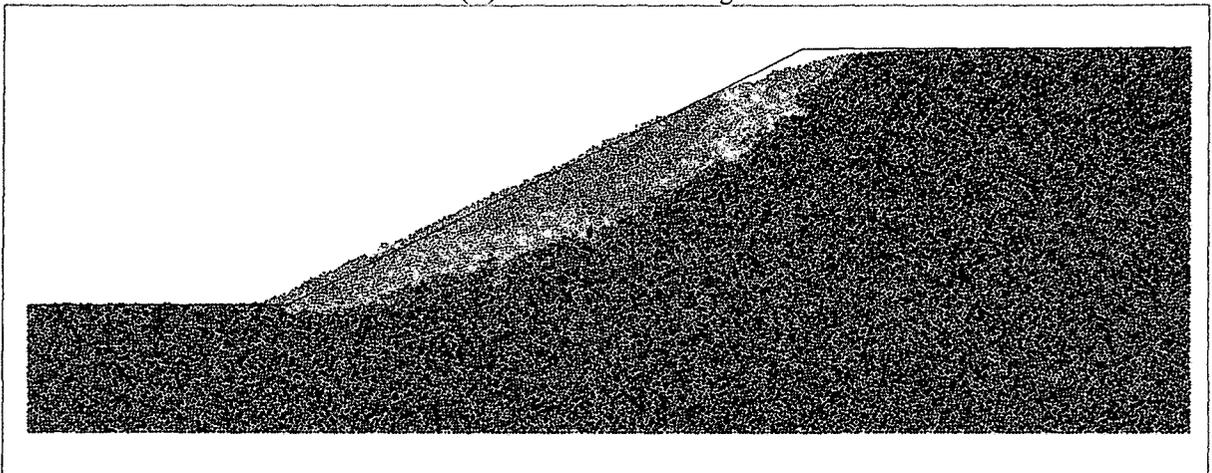
Phase (c) – 600.000 Berechnungsschritte

Abbildung 7.9: Verteilung der Verschiebungsgeschwindigkeiten
in fünf über die Böschung verteilten Profilen

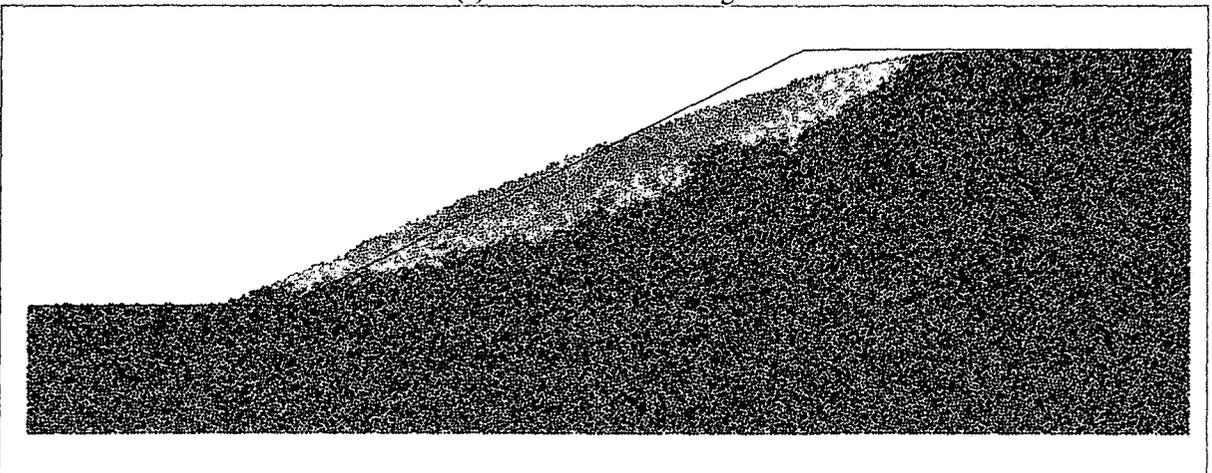
Die Verteilung der Verschiebungsgeschwindigkeiten (Konturplot) ist in Abbildung 7.10 für drei Phasen des Versagens dargestellt. Die Phase (A) stellt einen frühen Zustand des Versagens dar, während die Phasen (a) und (b) fortgeschrittene Systemzustände zeigen. Während in der Phase (A) die maximalen Geschwindigkeiten am Böschungskopf auftreten, wie in der Natur oft zu beobachten ist, sind sie in der Phase (a) am Böschungsfuß zu beobachten. In der Phase (b) findet ein Ausgleich statt, und die Geschwindigkeiten sind gleichmäßiger über den bewegten Bereich verteilt.



Phase (A) – 50.000 Berechnungsschritte



Phase (a) – 200.000 Berechnungsschritte



Phase (b) – 400.000 Berechnungsschritte

Abbildung 7.10: Entwicklung der Verschiebungsgeschwindigkeiten während des Versagens

7.1.3.4 Vergleich der Ergebnisse von PFC mit der FEM-Analyse

Der Vergleich erfolgte durch die Gegenüberstellung der mit PFC, der FEM-Methode und dem Gleitkreisverfahren ermittelten bewegten Bereiche (Abbruchmasse).

Bei PFC erfolgt die Identifizierung des bewegten Bereichs einerseits durch die Deformationen der rasterförmig eingefärbten Böschung (Abbildung 7.8), andererseits durch den Konturplot der Verschiebungsgeschwindigkeiten (Abbildung 7.10).

Bei der von Zienkiewicz et al. durchgeführten FEM-Analyse diente der in Abbildung 7.3a dargestellte Konturplot der größten Schubverzerrungsraten (assoziierte Fließregel) zur Identifizierung der Abbruchmasse.

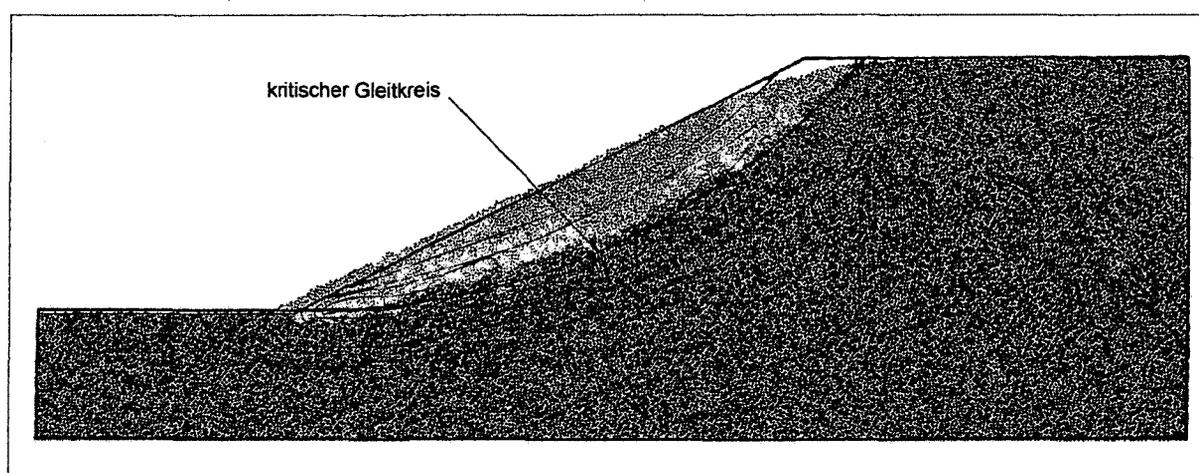


Abbildung 7.11: Überlagerung der mit PFC ermittelten Verschiebungsgeschwindigkeiten der Phase (b) mit dem kritischen Gleitkreis

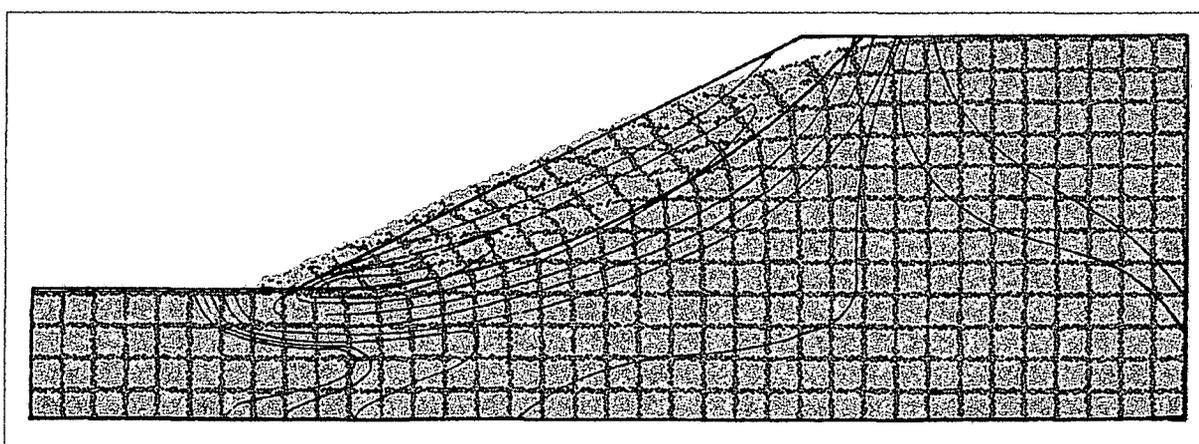


Abbildung 7.12: Überlagerung der mit PFC ermittelten Verschiebungen der Phase (b) mit den Zonen der größten Schubverzerrungsraten (FEM)

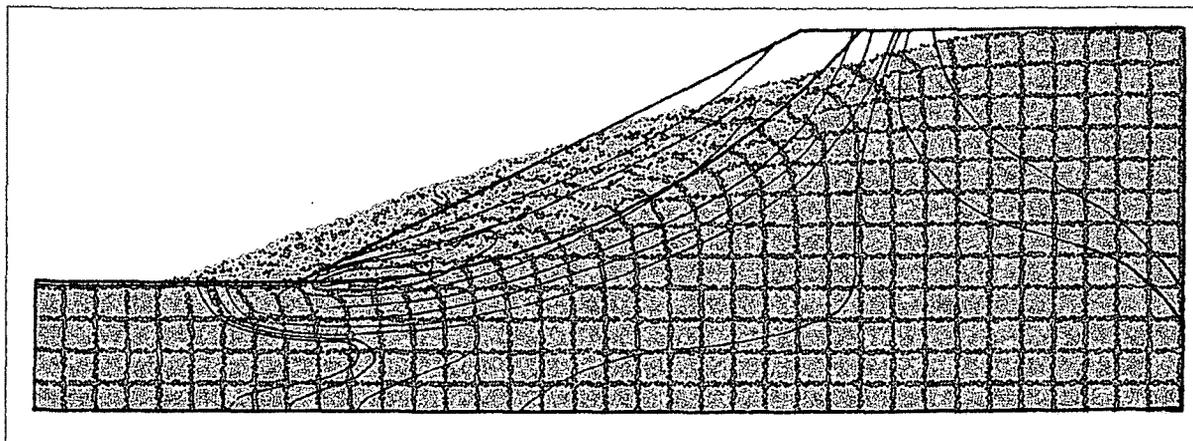


Abbildung 7.13: Überlagerung der mit PFC ermittelten Verschiebungen der Phase (d) mit den Zonen der größten Schubverzerrungsraten (FEM)

Die Abbildung 7.12 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung des mit PFC für die Phase (b) ermittelten bewegten Bereichs mit dem kritischen Gleitkreis der parallel zur FEM-Analyse durchgeführten Gleitkreisuntersuchung. Die Zonen der größten Schubverzerrungsraten zeigen ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den mittels PFC berechneten Deformationen (Abbildung 7.12).

Abbildung 7.13 zeigt die Überlagerung der Verschiebungen der Phase (d) mit den Zonen der größten Schubverzerrungsraten.

7.1.3.5 Folgerungen

Das PFC-Modell ist in der Lage, alle Charakteristika des Mechanismus „Hangkriechen“ (Hakenwerfen, Zerrzonen etc.) abzubilden. Auch der Wechsel vom reinen Hangkriechen hin zu einer Gleitbewegung ist mit PFC simulierbar, da sowohl große Verschiebungen (Makromaßstab) als auch die Durchmischung des Materials (Mikromaßstab) modelliert werden können.

Der mit PFC ermittelte bewegte Bereich zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Gleitkreismethode (Whiteman & Bailey, 1967) und der von Zienkiewicz et al. (1975) durchgeführten FEM-Berechnung.

Der vorgestellte Ansatz zur Abschätzung der Mikroparameter (Kapitel 7.1.3.2) hat sich für diese Analyse als ausreichend genau erwiesen.

7.1.4 Analyse der Massenbewegung Reppwand-Gleitung (Oselitzenbach) mittels PFC^{3D}

Das Einzugsgebiet des Oselitzenbachs in Kärnten (Österreich) wird von zwei Massenbewegungen (Reppwand-Gleitung, Schlanitzenalm-Gleitung) bestimmt. Bei der Reppwand-Gleitung, die vom Fuß der Reppwand bis zur Sohle des Oselitzenbachs reicht, handelt es sich um einen kriechenden Talzuschub (Hangkriechen).

Der derzeit aktivste Bereich liegt an der östlichen Talzuschubsstirn der Reppwand-Gleitung (Abbildung 7.15) und ist verantwortlich für Geschiebeablagerungen und für die wiederholte Zerstörung der Naßfeld-Bundesstraße. Ein Hochwasserereignis im September 1983 löste mehrere Rutschungen im Bereich der Talzuschubsstirn aus, die zu enormen Ablagerungen am Schwemmkegel und zur Zerstörung der Bundesstraße führten. Die Folge waren intensive Baumaßnahmen wie die Errichtung eines Felskanals und eines Stützfußes an der Stirn der Reppwand-Gleitung. Die Abbildung 7.14 zeigt die topographische Übersicht des Gebietes des Oselitzenbachs und die Lage des untersuchten Bereichs.



Abbildung 7.14: Topographische Karte mit der Lage des untersuchten Gebiets (roter Bereich)



Abbildung 7.15: Blick auf die Stirnseite der Reppwand-Gleitung

Das untersuchte Gebiet besteht im Wesentlichen aus zwei Homogenbereichen: den Naßfeldschichten im Bereich der Reppwand-Gleitung und den Hochwipfelschichten an den linksufrigen Einhängen des Oselitzenbachs.

Die hangtektonisch stark beanspruchten Naßfeldschichten bestehen aus Tonschiefern, Konglomeraten, Silt- bis Sandsteinen und bituminösen Kalksteinen. Die Hochwipfelschichten bestehen aus schwach kalkhaltigen, leicht metamorphen Sandsteinen und besitzen eine wesentlich höhere Festigkeit als die Naßfeldschichten.

Das refraktionsseismische Profil durch die Reppwand-Gleitung (Brückl, 1986 und Moser et al., 1988) zeigt einen dreischichtigen Aufbau der Naßfeldschichten.

Die unterste der drei Schichten gehört vermutlich zur Reppwand-Gleitung, sie ist jedoch von den aktuellen Bewegungen nicht erfasst.

Die mittlere Schicht hat eine Mächtigkeit von etwa 15 bis 30 m und ist nicht so stark zerlegt wie die oberste Schicht.

Die oberste Schicht mit einer Mächtigkeit von 10 bis 15 m ist tektonisch stark beansprucht und entspricht einem Lockergestein mit einer geringen Kohäsion. Die geringe Festigkeit der Schicht dürfte die Hauptursache für die anhaltenden Bewegungen an der Talzuschubsstirn der Reppwand-Gleitung sein.

Aufgrund der andauernden Verschiebungen wurde ein Hangversagen auf der Basis von rückgerechneten Materialparametern mit PFC^{3D} simuliert und die dadurch gefährdeten Bereiche abgeschätzt.

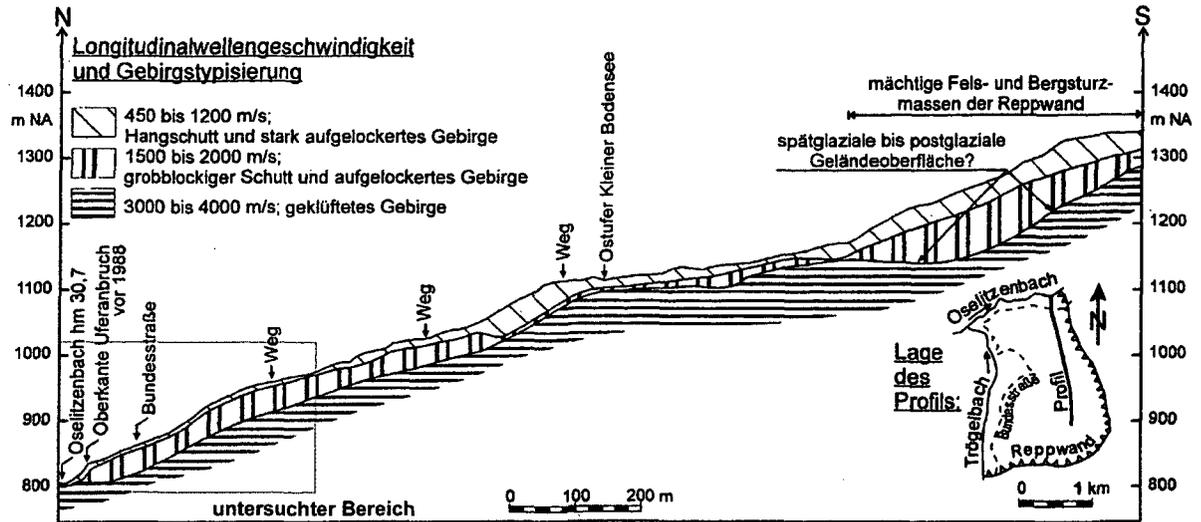


Abbildung 7.16: Refraktionsseismisches Profil durch die Reppwand-Gleitung nach Brückl (1986; unveröff.) und Moser et al. (1988)

7.1.4.1 Materialparameter

Die Bestimmung der Materialparameter der Naßfeldschichten erfolgte mit Hilfe des kontinuumsmechanischen Finiten Differenzen Programms $FLAC^{3D}$ (Itasca, 2002) durch die Rückrechnung der zwischen 1991 und 2000 beobachteten Hangbewegungen (Moser, 2001).

Die Berechnung des Grenzgleichgewichts wurde mit der Methode der Festigkeitsreduktion durchgeführt. Diese Methode baut auf der Sicherheitsdefinition von Fellenius (1927) auf, wurde von Zienkiewicz et al. (1975) bei numerischen Untersuchungen und von Dawson (1999) bei Untersuchungen mittels des Finiten Differenzen-Codes $FLAC$ erstmals angewandt. Aufbauend auf den Erkenntnissen aus der Refraktionsseismik, wurde der Bereich der Reppwand-Gleitung als Dreischichtenmodell aufgebaut und die Methode der Festigkeitsreduktion auf die obersten beiden Schichten angewendet. Abbildung 7.17 zeigt den Aufbau des $FLAC$ -Modells.

Die Festigkeitsparameter der verbandsfesten Hochwipfelschichten und der stabilen untersten Schicht der Naßfeldschichten wurden entsprechend hoch gewählt, um ein Versagen dieser Homogenbereiche im Modell zu verhindern.

In den Tabellen 7.3 und 7.4 sind die mit Hilfe der Rückrechnung ermittelten Materialparameter aufgelistet.

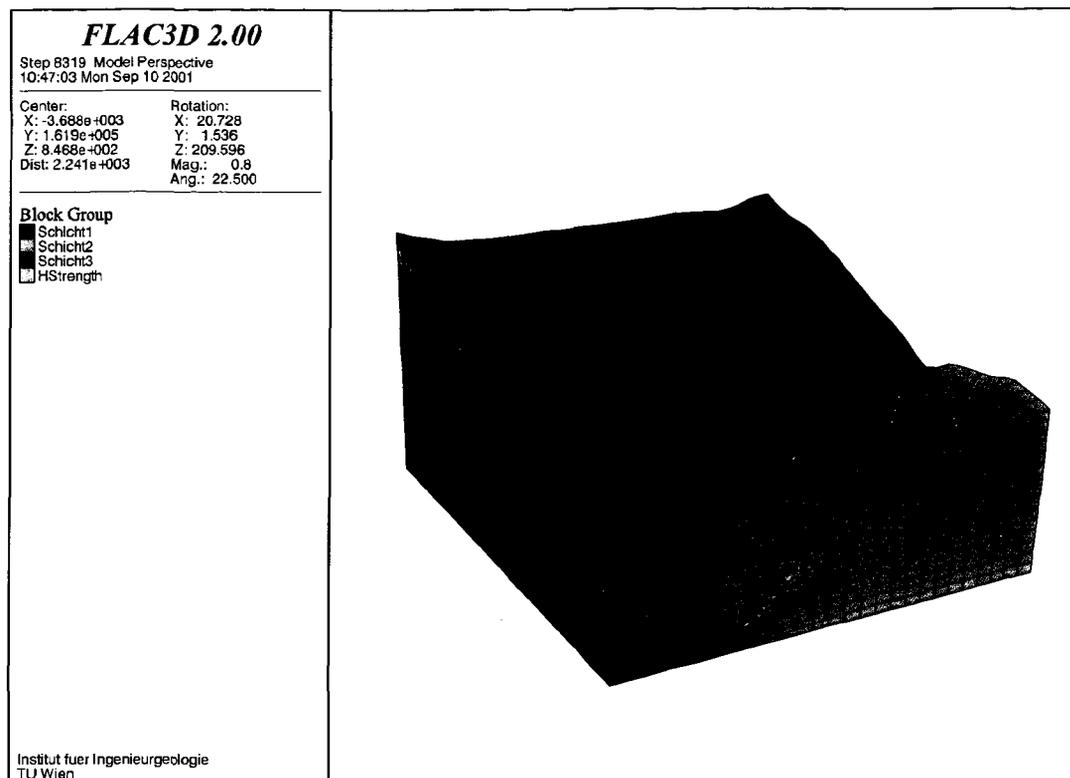


Abbildung 7.17: Homogenbereiche des FLAC^{3D}-Modells
(cyan – Hochwipfelschichten, blau, rot & grün – Naßfeldschichten)

Tabelle 7.3: Materialparameter – Hochwipfelschichten

ρ [kg/m ³]	E [GPa]	ν	c [kPa]	ϕ [°]
2.500	9	0,1	1e3	40

Tabelle 7.4: Materialparameter – Naßfeldschichten

	ρ [kg/m ³]	E [GPa]	ν	c [kN/m ²]	ϕ [°]
Obere Schicht	2.500	2,5	0,2	14	18
Mittlere Schicht	2.500	3,7	0,2	20	25
Untere Schicht	2.500	3,7	0,2	20	40

7.1.4.2 Modellaufbau

Das PFC-Modell wurde analog zu der in Kapitel 6.4 beschriebenen Vorgangsweise aufgebaut. Um die erforderliche Rechenzeit des Modells in praktikablen Grenzen zu halten, war es notwendig, die Modellabmessungen so klein wie möglich und die Partikel des Ensembles so groß wie möglich zu modellieren. Aus diesem Grund wurden, Bezug nehmend auf die Ergebnisse der Refraktionsseismik, lediglich die obersten zwei Schichten (ca. 30 m dick) der Naßfeldschichten modelliert. Die Partikelgenerierung erfolgte mit Hilfe der Methode der Radiusexpansion innerhalb des in Abbildung 7.18 dargestellten Containers. Um die

erforderliche Partikelanzahl bei der Partikelgenerierung so weit als möglich zu verringern, wurde die Containergeometrie der Modellgeometrie (Morphologie des Hanges) angepasst. Trotz dieser Maßnahmen war es notwendig, verhältnismäßig große Partikel zu generieren. Die gewählte lineare Partikelgrößenverteilung besitzt einen minimalen Partikelradius R_{\min} von 3,25 m und einen maximalen Partikelradius R_{\max} von 4,25 m. Mit einer gewählten Porosität des Ensembles von 35 % wurden 93.871 Partikel innerhalb des Containers generiert. Die Erzeugung der Böschungsgeometrie erfolgte durch das Löschen aller nicht zur Modellgeometrie gehörenden Partikel und durch das Entfernen der oberhalb der Böschungskante liegenden (temporären) Wandelemente. Die Partikelanzahl des so erzeugten Modells beträgt 56.703.

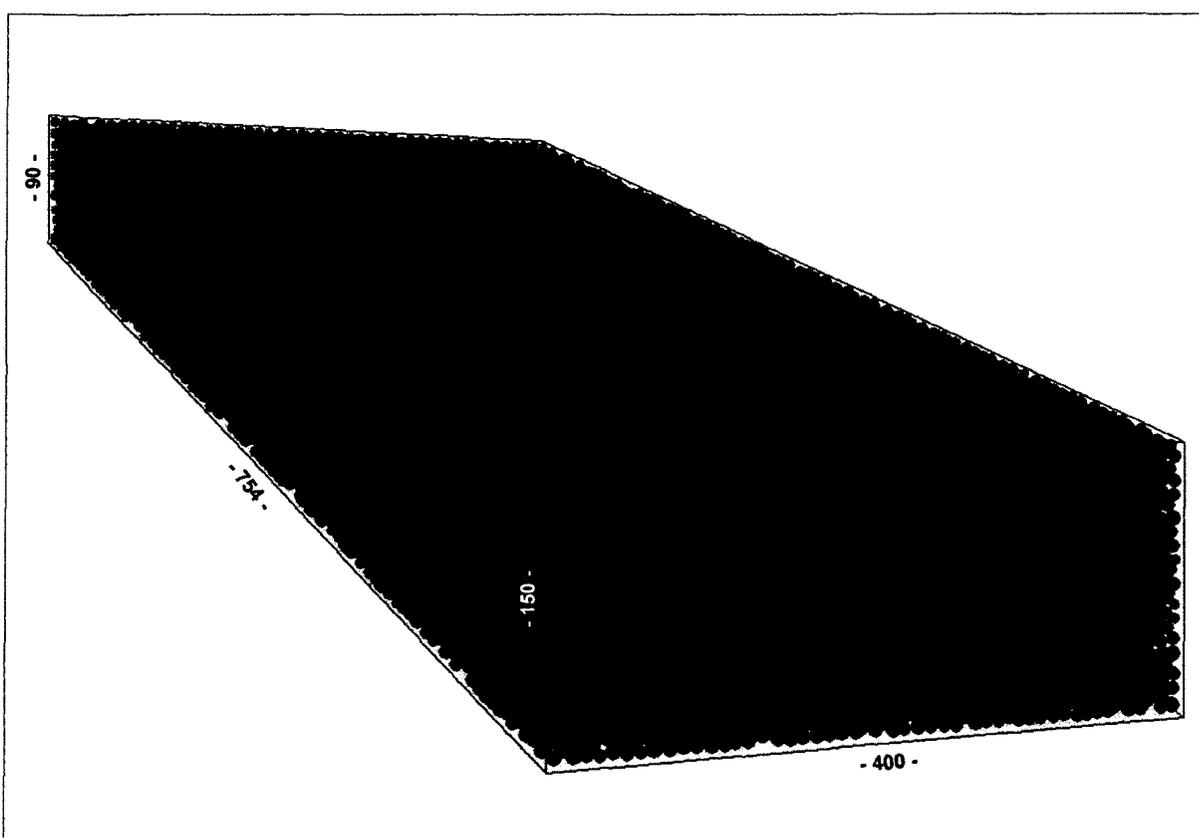


Abbildung 7.18: Container für die Partikelgenerierung (Maße in Meter)

Sowohl die Naßfeld- als auch die Hochwipfelschichten wurden mit der gleichen Partikelverteilung und Porosität modelliert. Die unterschiedlichen Materialeigenschaften der beiden Homogenbereiche wurden allein durch das Setzen der entsprechenden Mikroparameter erzeugt.

7.1.4.3 Mikroparameter

Aufgrund der geringen Mächtigkeit der obersten beiden Nassfeldschichten wurden für die beiden Schichten einheitliche (gemittelte) Materialparameter angenommen (Tabelle 7.5).

Als Bindungsmodell kam das Kontaktbindungsmodell (vgl. Kapitel 5.3.3.1) zur Anwendung. Die Bestimmung der Mikroparameter erfolgte mit Hilfe der in Kapitel 6.3 beschriebenen Materialkalibration durch die Simulation von Biaxialtests. Die Materialtests wurden an einem 35 x 35 x 70 m großen Prüfkörper (Abbildung 7.1) durchgeführt. Diese Größe des Prüfkörpers ist insofern begründbar, da die Materialparameter durch eine Rückrechnung (Feldmaßstab) und nicht im Labormaßstab ermittelt wurden. Auch würden die gewählten Partikelgrößen ($R_{\max} = 4,25$ m) keine wesentlich kleineren Prüfkörper erlauben, da ansonsten die Auflösung des Ensembles für eine Kalibration zu gering wäre.

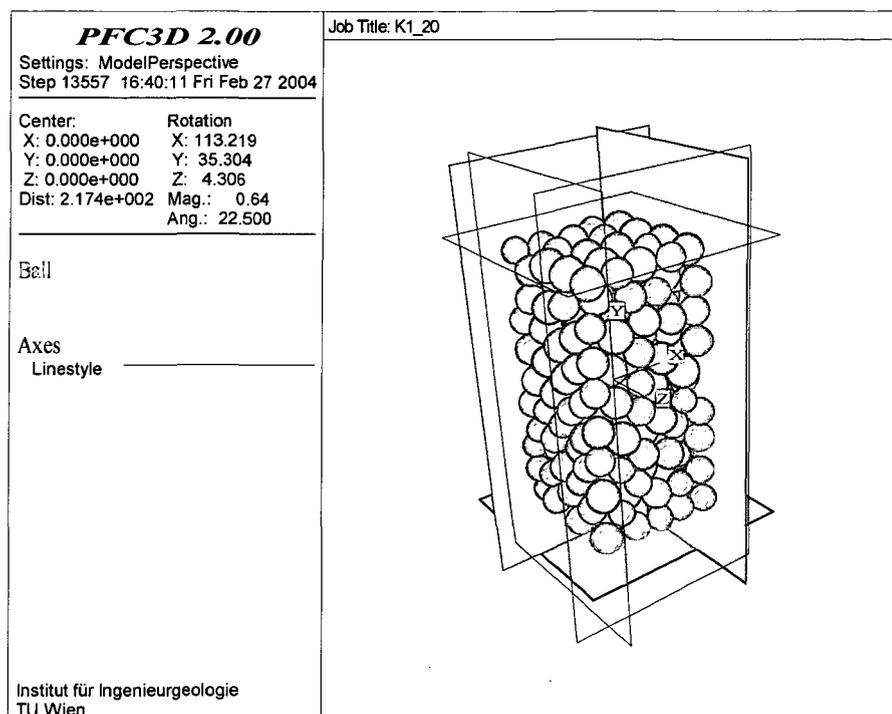


Abbildung 7.19: Prüfkörper

Der für das Post-Failure-Verhalten maßgebliche Reibungskoeffizient μ wurde mit dem in Kapitel 7.1.3.2 (Mikroparameter der Festigkeit) beschriebenen Verfahren abgeschätzt.

Die mit Hilfe der Materialkalibration ermittelten Mikroparameter sind in Tabelle 7.6 aufgelistet. Die Hochwipfelschichten wurden mit hohen, unkalibrierten Bindungsfestigkeiten modelliert, da in ihrem Bereich bislang keine relevanten Bewegungen beobachtet wurden.

Tabelle 7.5: Materialparameter/Makroparameter – Naßfeldschichten

ρ [kg/m ³]	E [GPa]	ν	c [kN/m ²]	ϕ [°]
2.500	2,5	0,2	14	20

Tabelle 7.6: Mikroparameter – Naßfeldschichten

Parameter	Beschreibung		
ρ_p	[kg/m ³]	Partikeldichte	3214
E_c	[Pa]	Kontaktmodul	6,3e9
k_n/k_s	[-]	Verhältnis der Partikelsteifigkeiten	2,4
μ	[-]	Reibungskoeffizient	0,1763
$\bar{\sigma}_c$	[Pa]	Zugfestigkeit – Mittelwert	1,0e5
σ_{dev}	[Pa]	Zugfestigkeit – Standardabweichung	0,5e5
$\bar{\tau}_c$	[Pa]	Scherfestigkeit – Mittelwert	6,0e5
τ_{dev}	[Pa]	Scherfestigkeit – Standardabweichung	3,0e5

7.1.4.4 Modellierung der Hangbewegung

Die Hangbewegung wurde in Analogie zu der in Kapitel 6.4.7 beschriebenen Vorgangsweise durch das Setzen der kalibrierten Kontaktbindungen initiiert (Festigkeitsreduktion).

Die Abbildungen 7.20 bis 7.23 zeigen die Entwicklung der bewegten Masse (Partikel) mit zunehmender Berechnungsdauer. Die Identifikation des bewegten Bereichs erfolgte durch die Farbindizierung der Partikel entsprechend ihren Verschiebungen. Die Indizierung wurde mit dem in Tabelle 7.7 dargestellten Farbcode durchgeführt.

Tabelle 7.7: Farbcode der Verschiebungen

Farbe	Verschiebung [m]
grün	10 – 20
braun	20 – 30
orange	30 – 40
rot	40 – 50
cyan	50 – 60
gelb	60 – 70
weiß	70 – 80
schwarz	80 – 90
dunkelgrau	90 – 100
hellblau	>100

In den Abbildungen 7.20 bis 7.23 werden die Naßfeldschichten durch blau gefärbte und die Hochwipfelschichten durch rot gefärbte Partikel repräsentiert. Der Oselitzenbach verläuft entlang der Grenzlinie der beiden Homogenbereiche. Zur besseren Orientierung ist in den folgenden Abbildungen das Gelände zusätzlich durch ein quadratisches Netz mit einer Maschenweite von 25 m (entspricht dem Raster der Netzknoten des FLAC^{3D}-Modells) dargestellt.

An der Entwicklung der Verteilung der Verschiebungen ist erkennbar, dass nicht nur das Versagen durch Hangkriechen, sondern auch der Übergang vom reinen Hangkriechen zu Gleiten (vgl. Kapitel 7.1.3.3) und das Abstürzen einzelner Partikel (Sturzprozesse) durch das Modell abgebildet wurden.

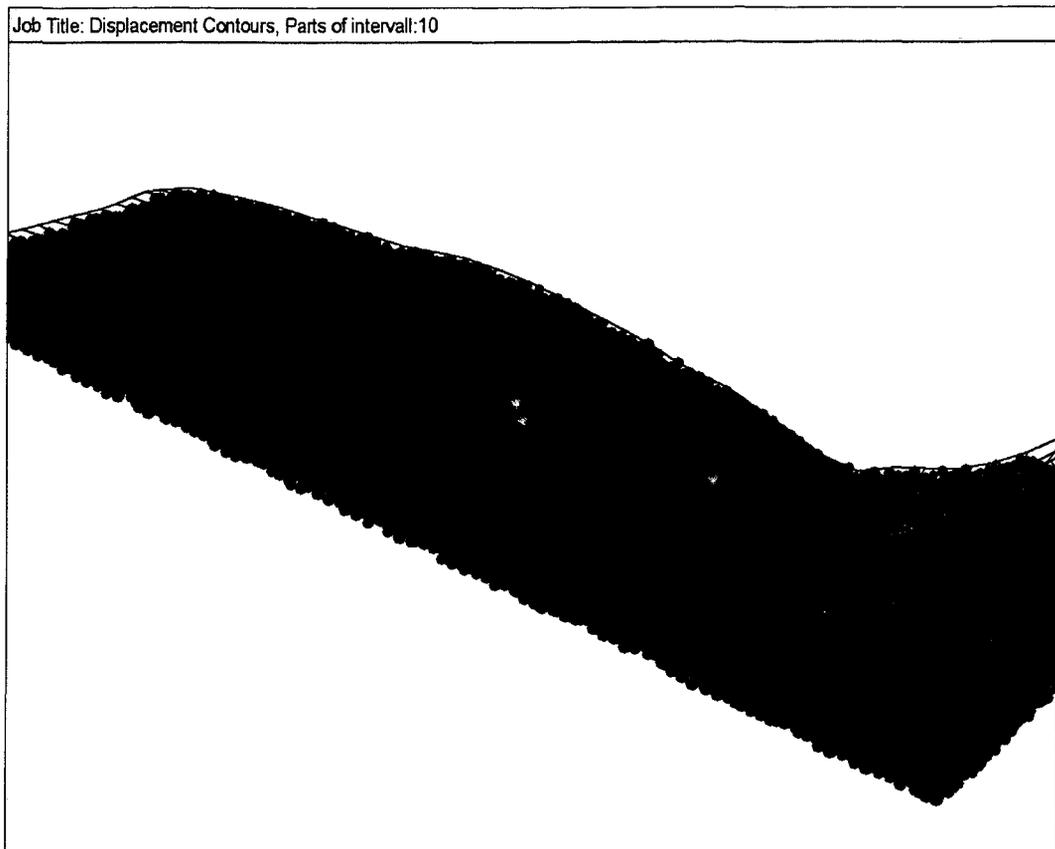


Abbildung 7.20: Verschiebungen – 83.000 Berechnungsschritte (Farbcode siehe Tabelle 7.7)

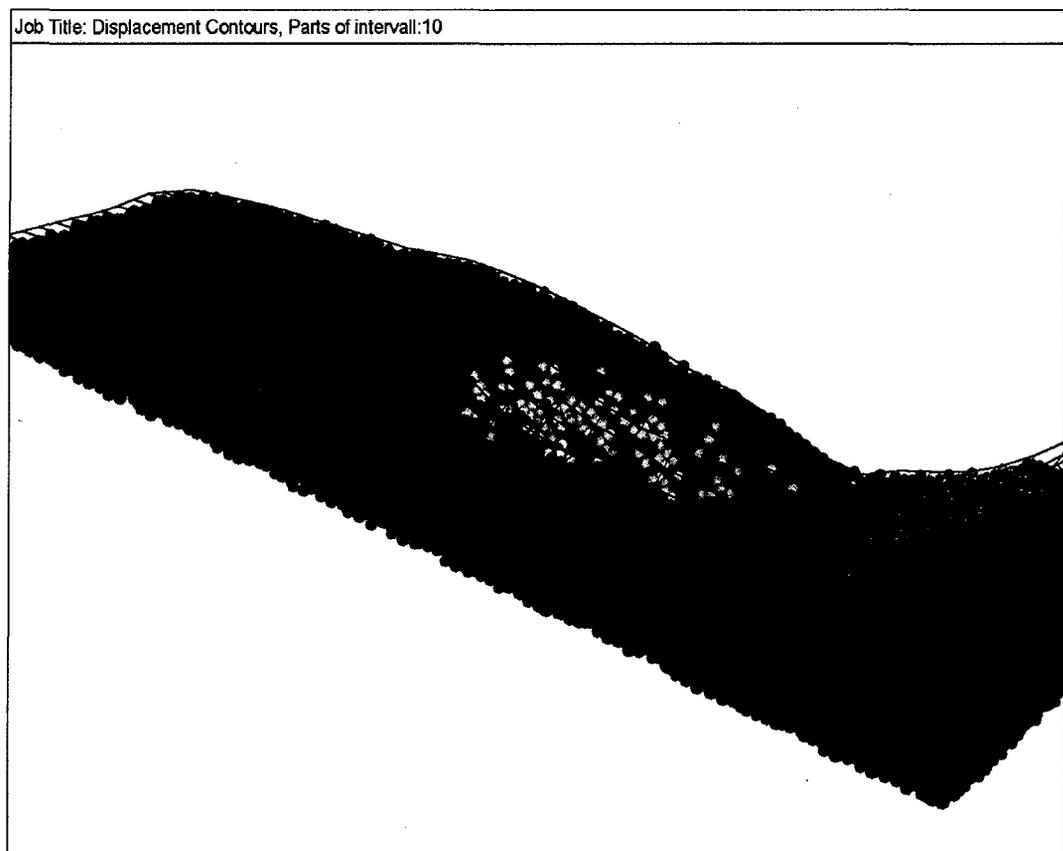


Abbildung 7.21: Verschiebungen – 183.000 Berechnungsschritte (Farbcode siehe Tabelle 7.7)

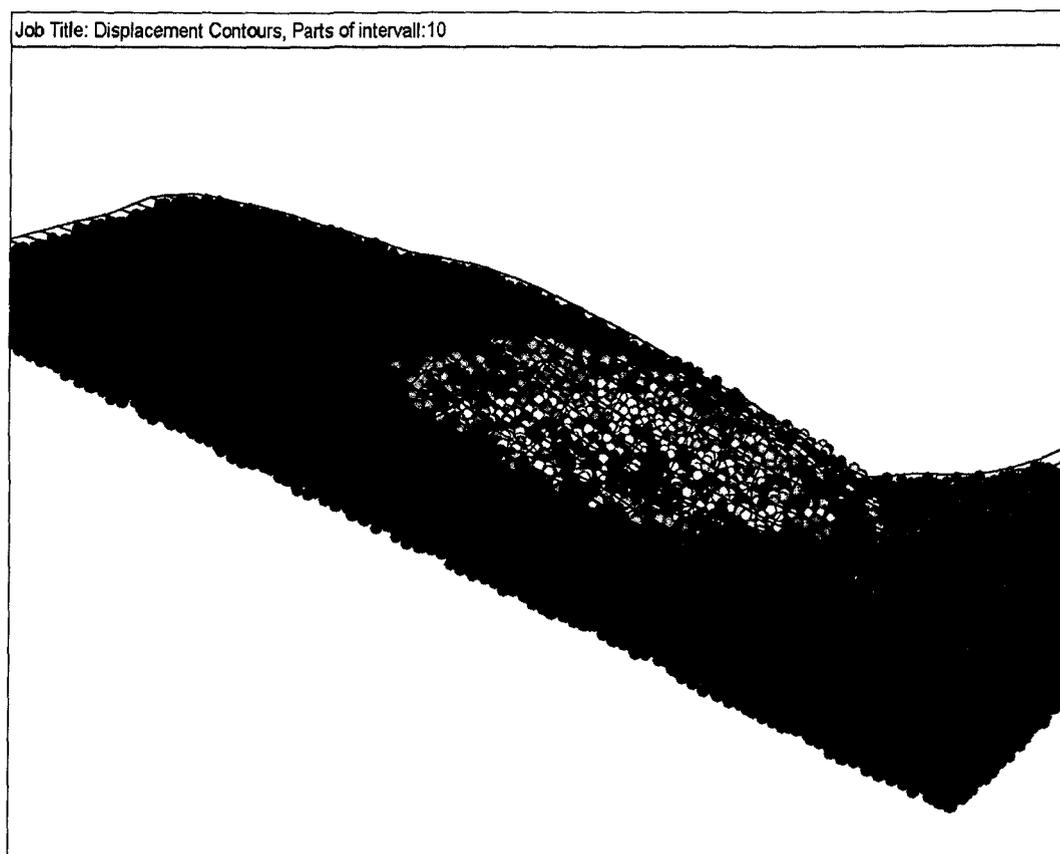


Abbildung 7.22: Verschiebungen – 483.000 Berechnungsschritte (Farbcode siehe Tabelle 7.7)

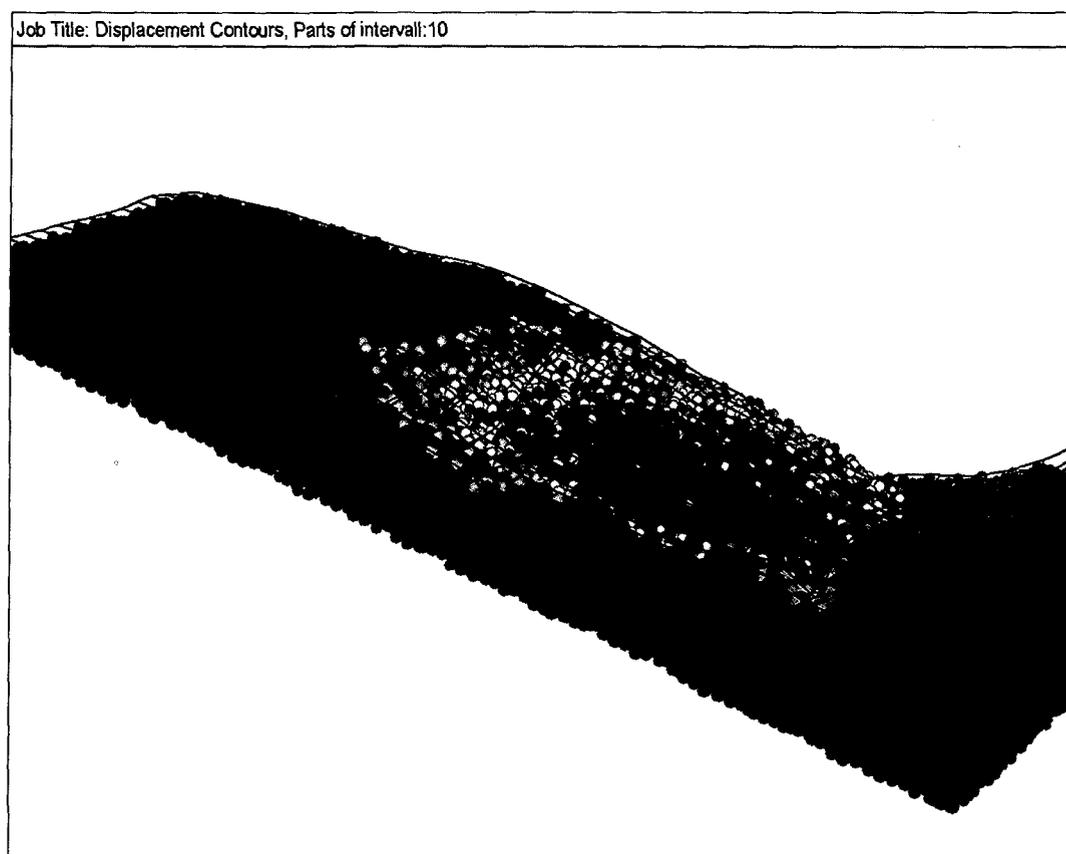


Abbildung 7.23: Verschiebungen – 1.223.000 Berechnungsschritte (Farbcode siehe Tabelle 7.7)

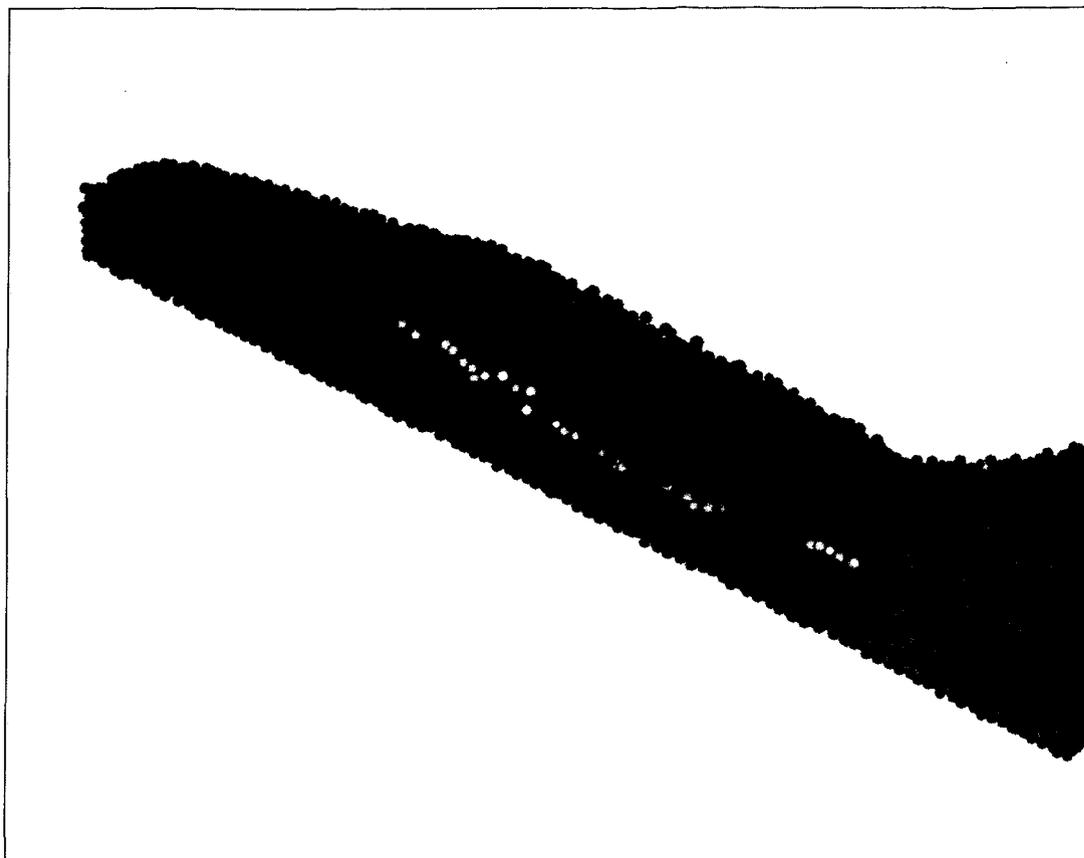


Abbildung 7.24: Ermittelte Verschiebungen in einem Schnitt längs durch den bewegten Bereich;
1.223.000 Berechnungsschritte (Farbcode siehe Tabelle 7.7)

7.1.4.5 Ergebnisse

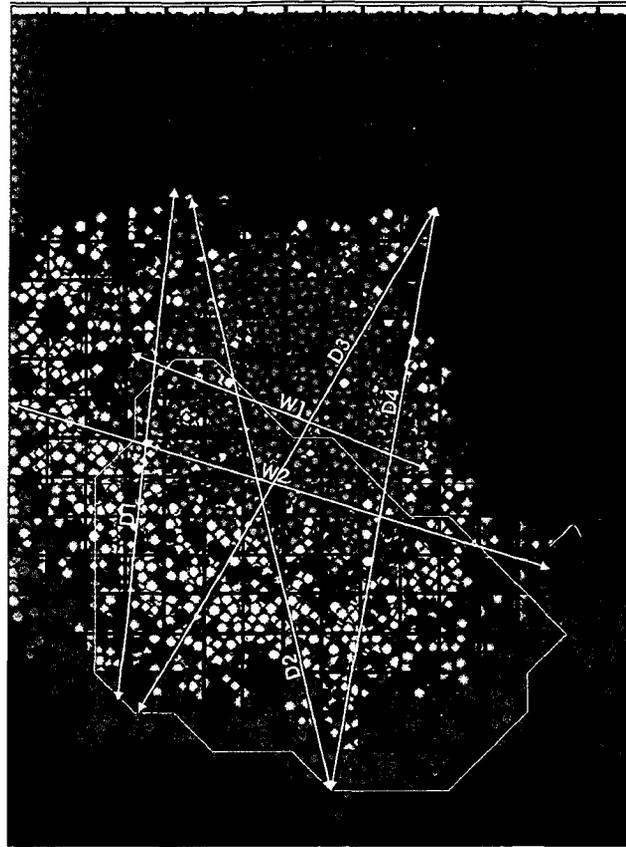


Abbildung 7.25: Ausbreitung der bewegten Masse

Die Abbildung 7.25 zeigt die Grundrissdarstellung der Ausbreitung der bewegten Felsmasse für den berechneten Endzustand des Modells (1.223.000 Berechnungsschritte). Das Ausbreitungsgebiet wurde mit Hilfe von sechs horizontalen Messstrecken (Tabelle 7.1) vermessen. Die größten Distanzen ergaben sich dabei mit rund 370 bis 390 m.

Tabelle 7.8: Gemessene Distanzen

Messstrecke	Distanz [m]
D1	330
D2	389
D3	373
D4	378
W1	204
W2	364

Für die bewegte Masse wurde eine maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit von 4,0 m/s (14,4 km/h) und eine bezogen auf die Berechnungsdauer durchschnittliche maximale Geschwindigkeit von 3,3 m/s (11,9 km/h) ermittelt.

Das Volumen der bewegten Masse wurde unter Anwendung einer Grenzggeschwindigkeit, zur Abgrenzung des bewegten und unbewegten Bereichs, von 0,03 m/s ermittelt. Das heißt, es wurde unter Berücksichtigung der Porosität das Volumen aller Partikel mit einer Geschwindigkeit höher als die Grenzggeschwindigkeit aufsummiert. Die Tabelle 7.9 zeigt die Entwicklung des Volumens der bewegten Felsmassen mit fortschreitender Berechnungsdauer.

Tabelle 7.9: Volumen der bewegten Masse

Berechnungsschritte	183.441	233.441	483.441	748.041	998.041
Volumen [m ³]	377.434	395.426	495.953	477.626	456.489

7.1.4.6 Vergleich der mit PFC und mit FLAC ermittelten Abbruchsmasse

Außer zur Rückrechnung der vorherrschenden Materialparameter diente das FLAC^{3D}-Modell auch der Ermittlung der bewegten Felsmasse (Abbruchvolumen) und der Grenzflächen des Ablösegebiets. Mit Hilfe der Geschwindigkeits- bzw. Verschiebungsverläufe konnte eine deutliche Unterscheidung zwischen bewegten und unbewegten (stabilen) Felsmassen getroffen werden. Die so ermittelte Gleitfläche besitzt eine Tiefenlage von 25 bis 30 m und die Abbruchsmasse ein Volumen von ca. 450.000 m³.

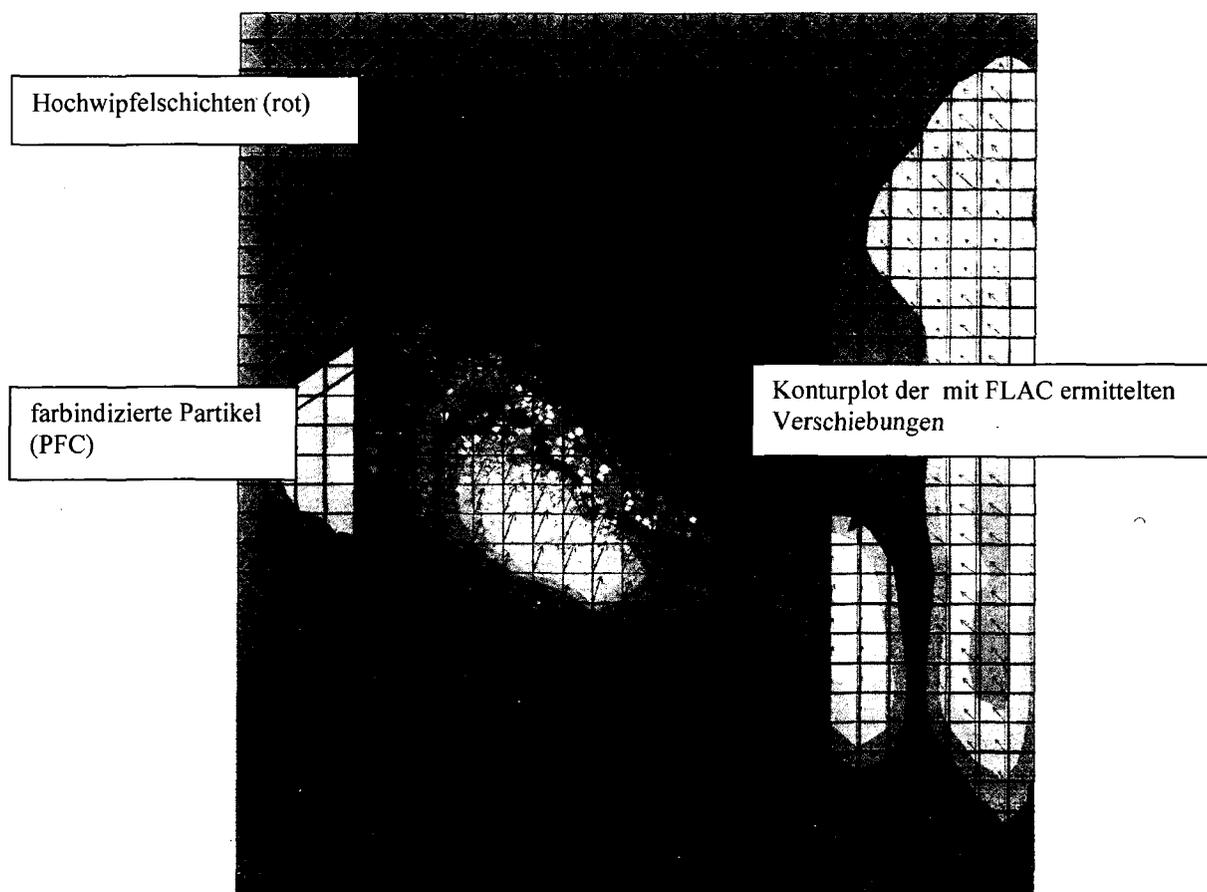


Abbildung 7.26: Überlagerung der mit PFC und FLAC ermittelten Verschiebungen (Grundrissdarstellung, Poisel et al., 2002)

Abbildung 7.26 zeigt die Überlagerung eines frühen Zustands des Versagens des PFC-Modells mit den mit FLAC ermittelten Verschiebungen. Die Lokalisation der Bereiche der größten Verschiebungen zeigt eine gute Übereinstimmung.

7.1.4.7 Vergleich der mit PFC und mit Rotomap ermittelten Ausbreitung

Der mit PFC berechneten Ausbreitung wurden die Ergebnisse des dreidimensionalen Steinschlags Simulationsprogramms ROTOMAP (Geo&Soft, 2003) gegenübergestellt. (Abbildung 7.27) Ausgangspunkt der Analyse mit ROTOMAP waren die mit Hilfe von FLAC^{3D} ermittelte Abbruchmasse und die Geometrie der Ablöseflächen.

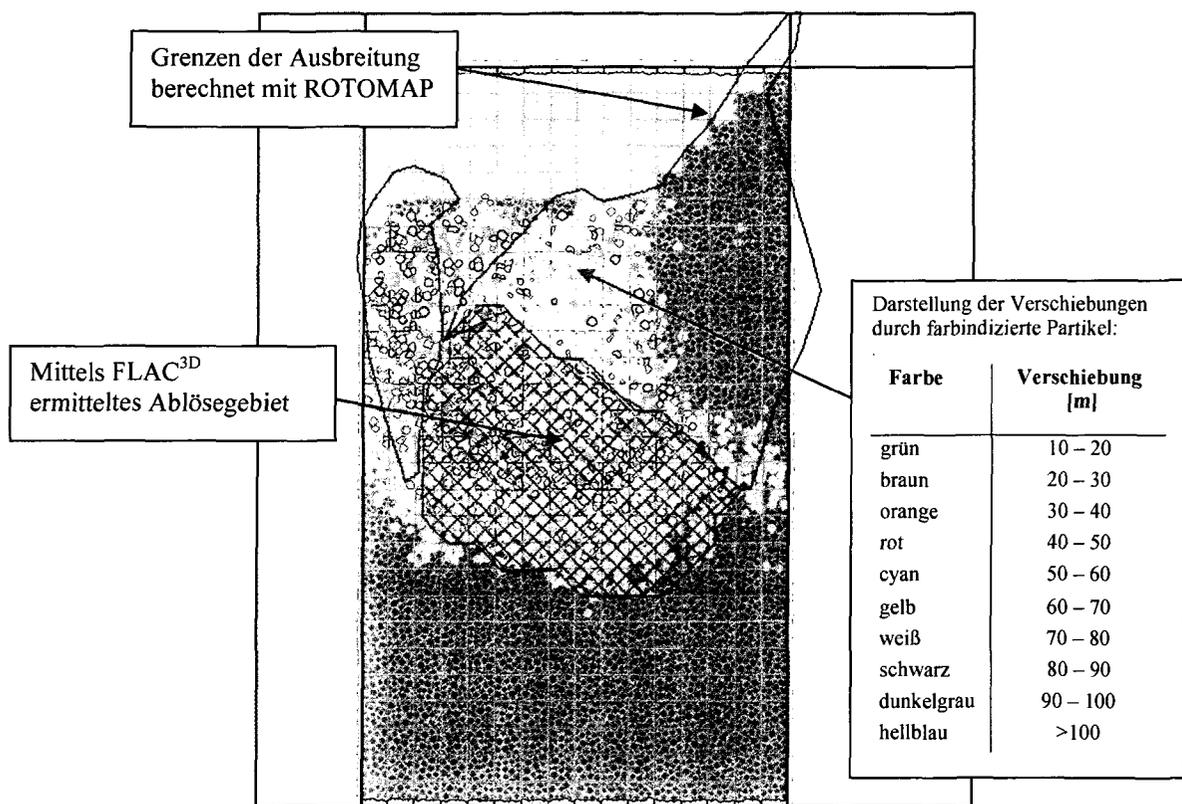


Abbildung 7.27: Gegenüberstellung der mit PFC und ROTOMAP ermittelten Ausbreitung (Bonnard et al., in prep)

Die ermittelten Ausbreitungsrichtungen stimmen im Westen gut überein, im Osten ist die mit PFC ermittelte Breite der Ausbreitung jedoch wesentlich geringer. Dies ist darauf zurückzuführen, dass mittels ROTOMAP nicht die wahre Ablösegeometrie berücksichtigt werden kann. Mittels ROTOMAP werden die Sturzpfade von Blöcken über die derzeitige Geländeoberfläche ermittelt und nicht die Bewegung der Sturzmasse über die Bruch- bzw. Ablösefläche, wie das im PFC-Modell der Fall ist.

7.1.4.8 Folgerungen

Trotz der sehr groben Modellauflösung (Partikelgrößen) war es möglich, sowohl den Versagensmechanismus als auch die Entwicklung der Bewegungen der Felsmassen (Abbruchsvolumen) gut darzustellen. Dies wird durch die durchgeführten Vergleiche mit FLAC^{3D} und ROTOMAP bestätigt.

7.1.5 Conclusio

Sowohl die zweidimensionale Berechnung der Modellböschung nach Zienkiewicz (1975) et al. als auch die Anwendung von PFC^{3D} zur Analyse der Reppwand-Gleitung haben gezeigt, dass die Abbildung des Versagensmechanismus „Hangkriechen“ mit PFC möglich ist und dass darüber hinaus auch der Wechsel des Versagensmechanismus (bei fortgeschrittener Versagensdauer = große Verschiebungen) vom Hangkriechen zum Gleiten modellierbar ist. PFC ist auch in der Lage, die Sturzprozesse (Steinschlag, Felssturz etc.) des losgelösten Materials darzustellen. Es gibt aber durch die aus der Modellauflösung resultierende Grundrauigkeit der Oberflächen Einschränkungen bei der Kontrolle der Reibungs- und Dämpfungsparameter.

Der große Vorteil von PFC gegenüber den anderen vorgestellten Methoden (FLAC, FEM, ROTOMAP) liegt in der Fähigkeit des Particle Flow Codes, unterschiedliche sowie auch aus verschiedenen Prozessen zusammengesetzte Versagensmechanismen in einem Modell darstellen zu können.

7.2 Hart auf Weich

7.2.1 Problemstellung

Der Begriff „Hart auf Weich“ bezeichnet ein System harter, kompetenter Felsmassen auf einem weichen, inkompetenten Sockel. Unter hartem Fels ist in diesem Zusammenhang Fels mit einem Sprödbbruchverhalten zu verstehen (also Gesteine, die im einaxialen Druckversuch Spaltbrüche ausbilden, wie zum Beispiel dichter Kalk oder Marmor). Unter weichem Material sind Gesteine zu verstehen, die sich in geologischen Zeiträumen duktil bzw. fließend verhalten. Der Versagensmechanismus ist charakterisiert durch das Ausquetschen bzw. Ausfließen des weichen Sockelmaterials und dem Zerschneiden und Abgleiten der harten, auf dem Sockel lagernden Platte (vgl. Kapitel 2.2).

Aufbauend auf den Modellversuchen von Poisel & Eppensteiner (1989), den FEM-Untersuchungen von Steger (1991) und den FLAC-Untersuchungen von Zettler (1992) wurde ein einfaches schematisches PFC^{2D}-Modell erstellt. Das PFC-Modell dient der Verifikation, ob die Abbildung des Mechanismus mit PFC prinzipiell möglich ist und wie gut das numerische Modell die im physikalischen Modell und in der Natur beobachteten Phänomene abbilden kann.

Am Beispiel der Massenbewegung Galgenwald bei Murau (Steiermark) wird die Anwendung von PFC^{2D} zur Analyse des Versagensmechanismus „Hart auf Weich“ demonstriert. Die Ergebnisse des PFC-Modells werden einer FLAC^{2D}-Analyse der Massenbewegung (Lang, 2002) gegenübergestellt.

7.2.2 Schematisches PFC-Modell

Abbildung 7.28 zeigt einen von Silberbauer (1987) durchgeführten Modellversuch.

Durch das Ausquetschen des Sockelmaterials kommt es zur Bildung von wandparallelen Klüften und in weiterer Folge zur Bildung von Teilkörpern.

Die Vorderkante der Teilkörper sinkt rascher in das Sockelmaterial ein als die weiter bergwärts liegenden Basisflächen, die Teilkörper kippen daher, und zwar so lange, bis in bestimmten Flächen ihrer basisnahen Bereiche die Materialfestigkeit überschritten wird und die Teilkörper abzugleiten beginnen und schließlich abstürzen (Abbildung 7.28a, b und c).

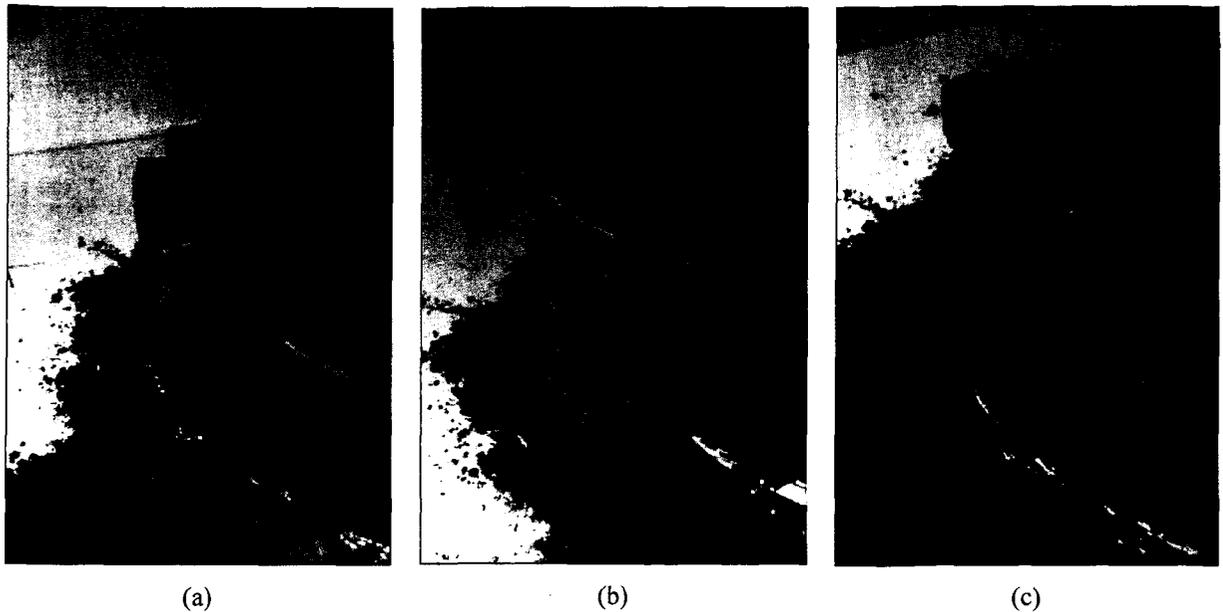


Abbildung 7.28: Phasen des Kippens und Abgleitens turmartiger bzw. plattenförmiger Kluftkörper in einem Modellversuch (Sockel: Silikonkautschuk; Platte: Sand; Silberbauer, 1987)

In Analogie zu den von Silberbauer (1987) durchgeführten Modellversuchen wurde ein schematisches PFC^{2D}-Modell (Abbildung 7.29) erstellt. Ziel der Untersuchung mittels PFC^{2D} war es, abzuklären, ob es durch die Etablierung spröder und duktiler Materialeigenschaften zu dem in den Modellversuchen beobachteten Versagensablauf kommt.

Abbildung 7.2a zeigt den prinzipiellen Aufbau des PFC-Modells: eine spröde Platte liegt auf einem weichen, duktilen Sockel (gelb dargestellt).

Abbildung 7.29 zeigt die Phasen des Versagens (a–f) beim PFC^{2D}-Modell. Die Abbildung 7.29b zeigt die Bildung einer ersten, wandparallelen Kluft infolge des beginnenden Ausfließens des Sockelmaterials. Anschließend kommt es durch das fortschreitende Ausquetschen des Sockels zu weiteren Kluftbildungen und in Folge zur Bildung von Teilkörpern (Abbildung 7.29c, d, e). Das Kippen und Abgleiten der Teilkörper ist in der Bildfolge c, d, e und f der Abbildung 7.29 gut erkennbar.

Der Versagensablauf des PFC-Modells zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen im Modellversuch. Das PFC-Modell ist in der Lage, sowohl das duktile Versagen des Sockels als auch das Zerbrechen der harten und spröden Platte abzubilden. Das Kippen und Abgleiten der durch das fortschreitende Versagen gebildeten Kluftkörper sowie Sturzprozesse des Sockelmaterials (run-out) sind ebenfalls gut modellierbar.

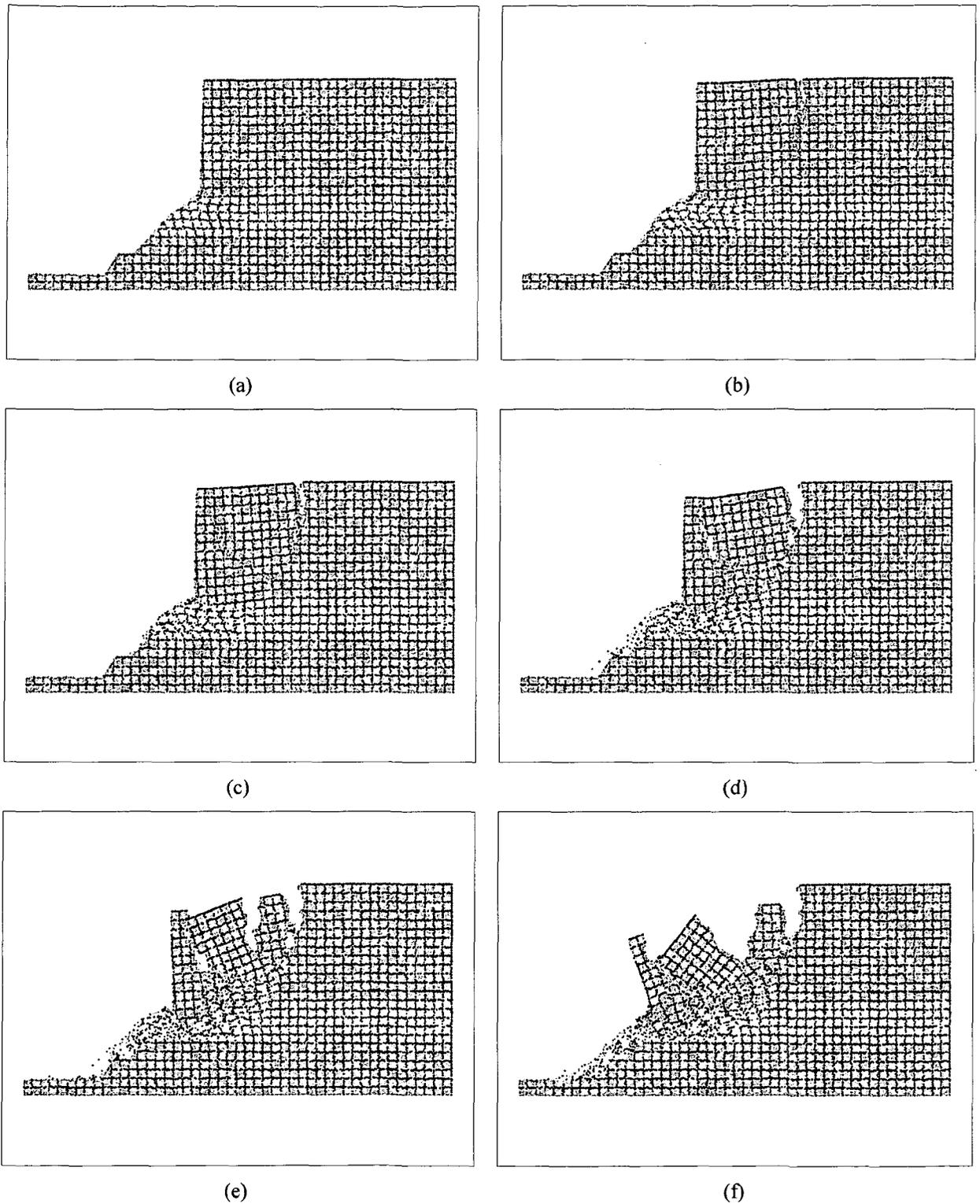


Abbildung 7.29: Phasen des Versagens beim schematischen PFC-Modell

7.2.3 Analyse der Massenbewegung Galgenwald bei Murau

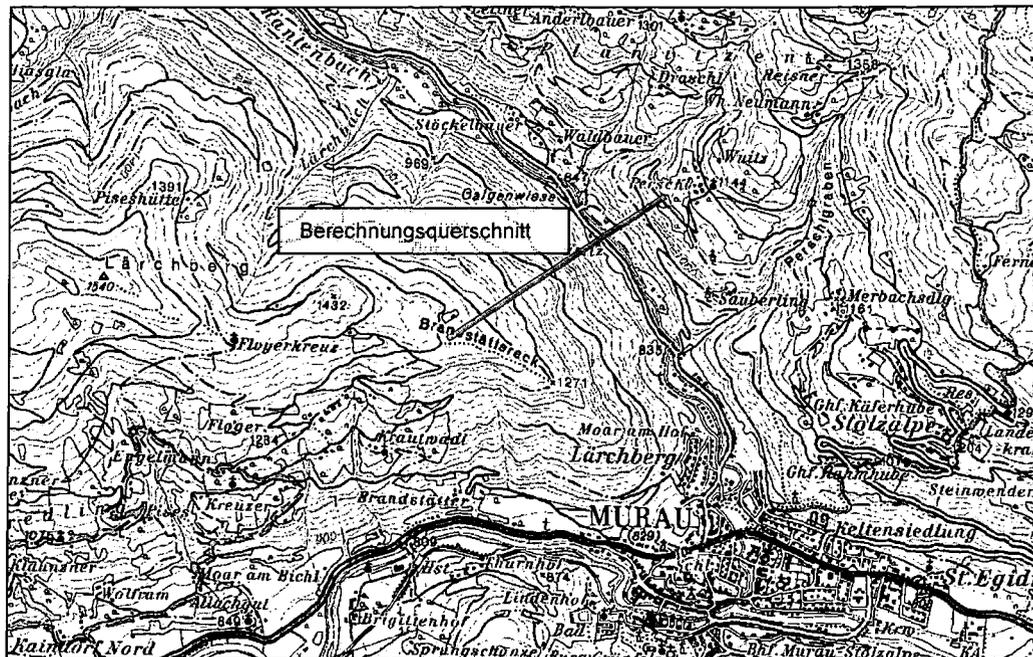


Abbildung 7.30: Lage des Berechnungsquerschnitts (rote Linie) der Massenbewegung Galgenwald bei Murau (Steiermark)

Die Massenbewegung Galgenwald liegt ca. 1,5 km nördlich der Stadt Murau (Steiermark/Österreich) an der Nordostflanke des Brandstätterecks (Galgenberg). Die Lage des untersuchten Querschnitts ist in Abbildung 7.30 dargestellt. Abbildung 7.31 zeigt ein vereinfachtes Modell der geologischen Verhältnisse im Berechnungsquerschnitt. Harte Marmorschichten liegen auf einem Sockel weicher, blättriger Phyllite.

Das Hauptziel der numerischen Analyse war die Abklärung zweier im Zusammenhang stehender Fragen:

7. Kann die Charakteristik der vorherrschenden Hangbewegungen auf den Mechanismus „Hart auf Weich“ zurückgeführt werden?
8. Lassen sich die in der Natur beobachteten Spalten im Marmor durch den genannten Mechanismus erklären?

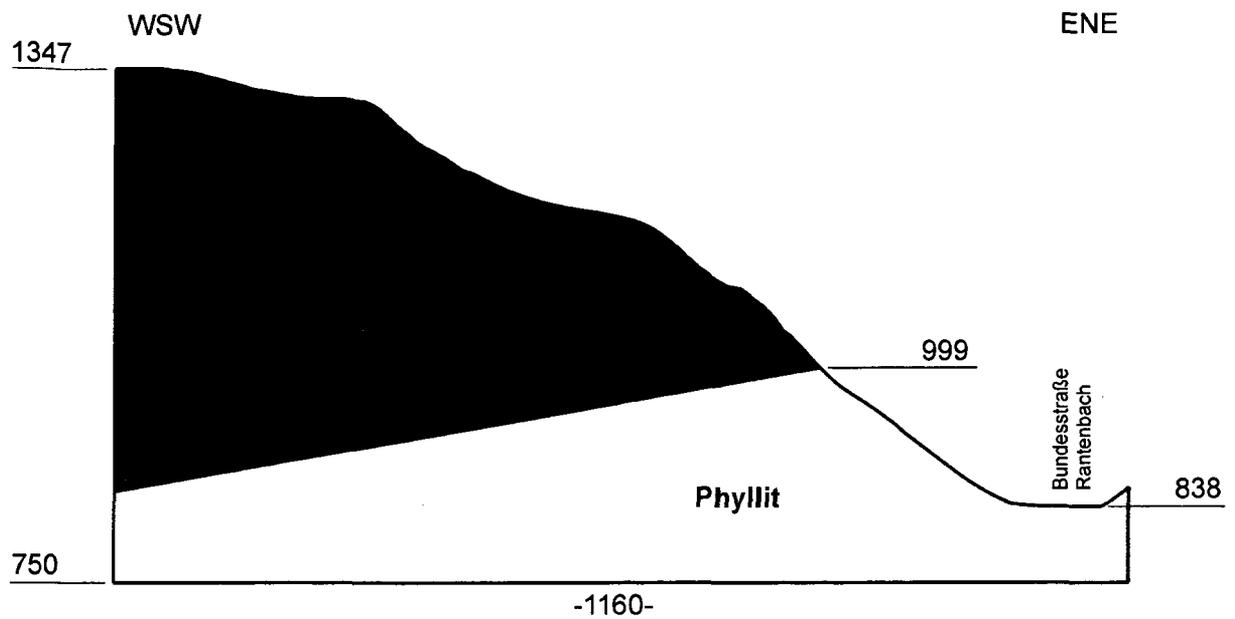


Abbildung 7.31: Vereinfachtes geologisches Modell

7.2.3.1 Materialparameter

Mittels einer mit $FLAC^{2D}$ durchgeführten Parameterstudie (Lang, 2002) wurden die Materialparameter für das Grenzgleichgewicht aus dem Hangversagen rückgerechnet. Diese Materialparameter (Tabelle 7.10) sind die Grundlage für die mit PFC^{2D} durchgeführte Untersuchung.

Tabelle 7.10: Materialparameter/Makroparameter

	ρ [kg/m ³]	E [Gpa]	ν	c [Mpa]	$\varphi \sigma_z$ [°] [kPa]
Marmor	2700	15	0.15	1.0	40 800
Phyllit	2700	3	0.3	0.1	20 80

7.2.3.2 Modellaufbau

Der Aufbau des Modells erfolgte mittels der in Kapitel 6.4 beschriebenen Methodik (vgl. Abbildung 6.16).

Die Partikelgenerierung erfolgte mit Hilfe der Methode der Radiusexpansion (vgl. Kapitel 6.4.2.1) innerhalb des in Abbildung 7.32 dargestellten Containers. Um die erforderliche Partikelanzahl bei der Partikelgenerierung so weit als möglich zu verringern, wurde die Containergeometrie der Modellgeometrie (Morphologie des Hanges) angepasst (Abbildung 7.32).

Die Wahl der Partikelgrößenverteilung und der Porosität erfolgte nach zwei Gesichtspunkten: einerseits musste die Modellauflösung (Partikelanzahl) hoch genug gewählt werden, um die zu untersuchenden Phänomene (Rissbildung etc.) abbilden zu können, andererseits musste die Partikelanzahl klein genug sein, um die erforderliche Rechenzeit des Modells in praktikablen Grenzen zu halten. Diese Überlegungen resultierten in einem minimalen Partikelradius R_{\min} von 1,10 m und einem maximalen Partikelradius R_{\max} von 1,32 m, bei einer linearen Verteilung der Partikelgrößen. Die gewählte Porosität beträgt 16 %. Damit war es möglich, die Modellgeometrie mittels rund 78.000 Einzelpartikeln aufzubauen. Sowohl der Marmorblock als auch der Phyllitsockel wurden mit der gleichen Partikelverteilung und Porosität modelliert. Die unterschiedlichen Materialeigenschaften der beiden Homogenbereiche wurden allein durch das Setzen der entsprechenden Mikroparameter erzeugt.

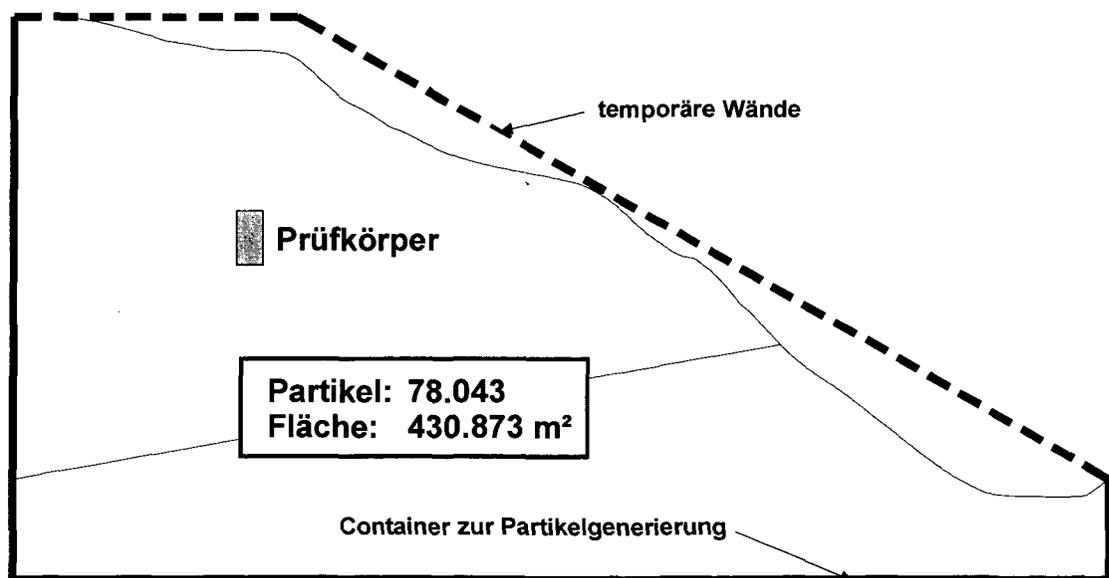


Abbildung 7.32: Container zur Partikelgenerierung und Prüfkörper für die Materialkalibration

7.2.3.3 Mikroparameter

Als Bindungsmodell kam das Kontaktbindungsmodell (vgl. Kapitel 5.3.3.1) zur Anwendung. Die Eignung des Kontaktbindungsmodells wurde durch das in Kapitel 7.2.2 beschriebene schematische Modell verifiziert. Die Bestimmung der Mikroparameter erfolgte mit Hilfe der in Kapitel 6.3 beschriebenen Materialkalibration durch die Simulation von Biaxial- und Braziliantests. Die Materialtests wurden an einem 30 x 60 m großen Prüfkörper durchgeführt. Abbildung 7.32 zeigt die Größe des Prüfkörpers im Verhältnis zu den Abmessungen der Modellgeometrie. Die mit Hilfe der Materialkalibration ermittelten Mikroparameter sind in Tabelle 7.11 aufgelistet.

Tabelle 7.11: Mikroparameter

Parameter	Beschreibung	Marmor	Phyllit
ρ_p [kg/m ³]	Partikeldichte	3214	3214
E_c [Pa]	Kontaktmodul	15e9	3e9
k_n/k_s [-]	Verhältnis der Partikelsteifigkeiten	2,3	2,6
μ [-]	Reibungskoeffizient	0,839	0,364
$\bar{\sigma}_c$ [Pa]	Zugfestigkeit – Mittelwert	24,5e5	1,0e5
σ_{dev} [Pa]	Zugfestigkeit – Standardabweichung	12,3e5	0,5e5
$\bar{\tau}_c$ [Pa]	Scherfestigkeit – Mittelwert	152,0e5	8,0e5
τ_{dev} [Pa]	Scherfestigkeit – Standardabweichung	76,0e5	4,0e5

7.2.3.4 Erzeugung der Modellgeometrie und Berechnung der Initialspannungen

Die Erzeugung der Böschungsgeometrie erfolgte durch das Löschen aller nicht zur Modellgeometrie gehörenden Partikel und durch das Entfernen der oberhalb der Böschungskante liegenden (temporären) Wandelemente (Abbildung 7.32).

Die Berechnung der Initialspannungen erfolgte, wie in Kapitel 6.4.6 beschrieben, durch die Aktivierung der Gravitation. Dabei werden bleibende (plastische) Deformationen durch die Installation ausreichend hoher Bindungsfestigkeiten unterbunden. Abbildung 6.29 zeigt die Verteilung der Vertikalspannungen σ_{yy} (Konturplot) für den Initialspannungszustand.

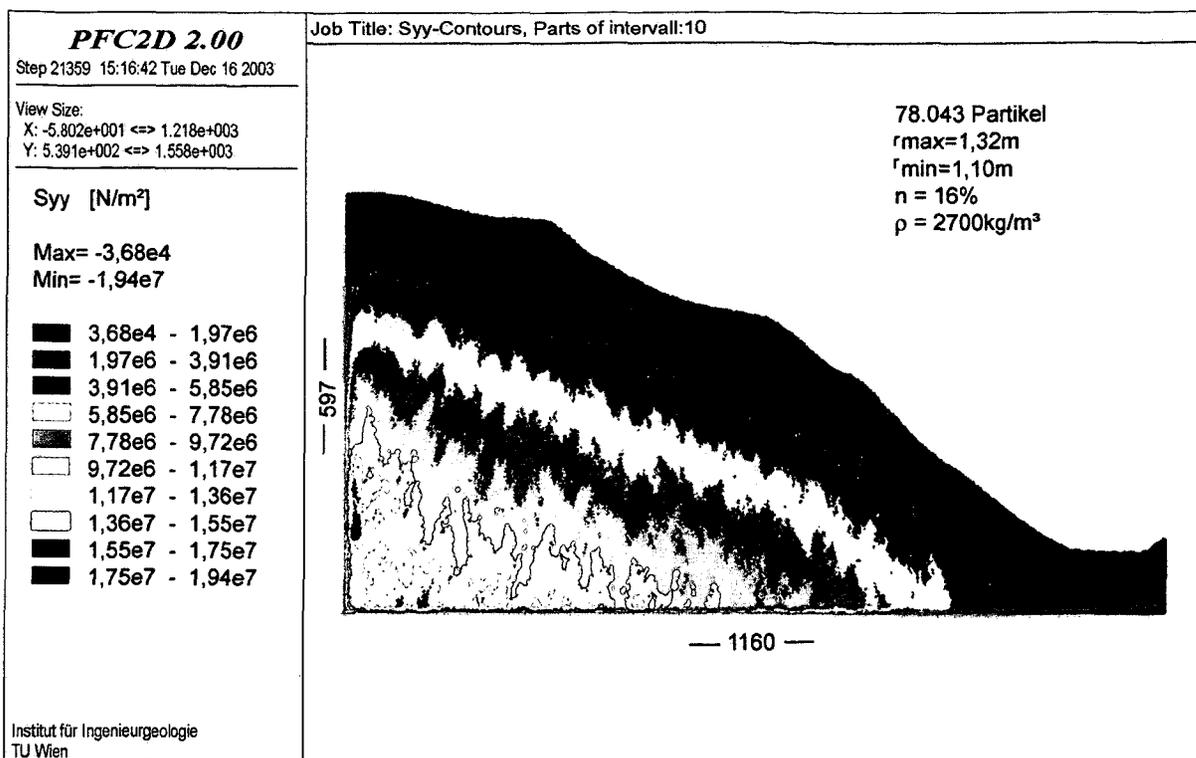


Abbildung 7.33: Initialspannungszustand, Konturplot der Vertikalspannungen

7.2.3.5 Modellierung der Hangbewegung

Die Hangbewegung wurde durch das Setzen der kalibrierten Bindungsfestigkeiten (Tabelle 7.11) initiiert. Wie bereits erwähnt, war bei der numerischen Analyse der Massenbewegung Galgenwald vor allem die Frage zu klären, ob sich die beobachteten Rissbildungen im Marmor durch den vermuteten Versagensmechanismus „Hart auf Weich“ erklären lassen. Die aktuellen Kartierungen weisen derzeit zwei aktive Bereiche (Abbildung 7.34) mit Rissbildungen aus.

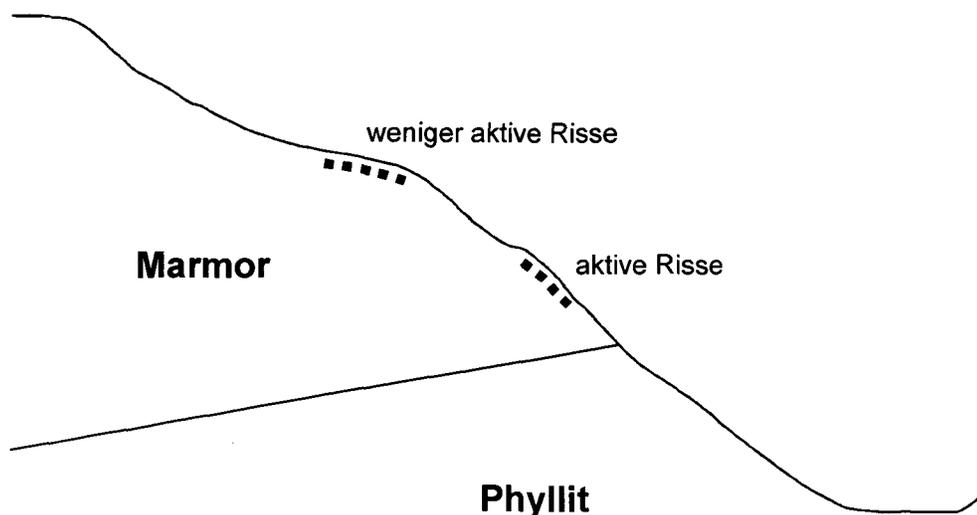
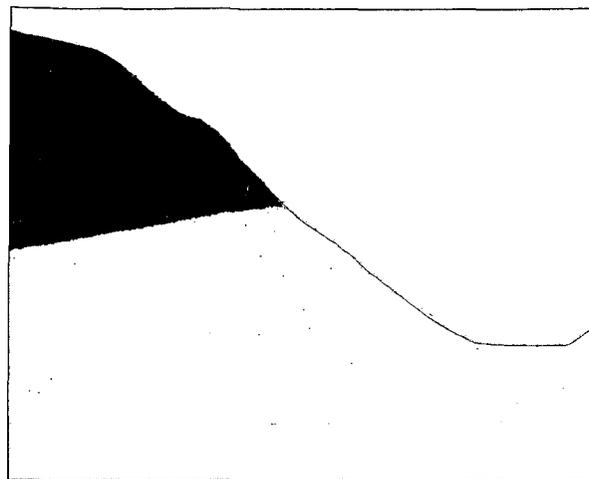


Abbildung 7.34: Lage der momentan aktiven Risse

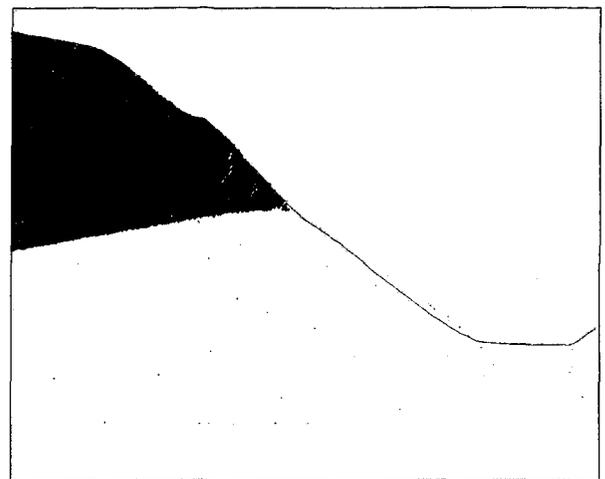
Der Versagensablauf beim PFC-Modell ist in den Bildfolgen der Abbildungen 7.35 und 7.36 dargestellt.

Am Beginn der Berechnung sind das Ausquetschen des Phyllitsockels und die Bildung vertikaler Risse im Marmor zu erkennen (Abbildung 7.35a – d). In weiterer Folge kommt es zu einem tiefgreifenden Hangkriechen im Phyllit und zum Absacken großer Marmorbereiche (Abbildung 7.35e und f). Das Abstürzen einzelner Marmorblöcke ist im Modell nur in geringem Ausmaß zu erkennen. Die Bereiche der stärksten Rissbildungen im Modell stimmen gut mit den laut Kartierung aktiven Bereichen überein (vgl. Abbildung 7.37).

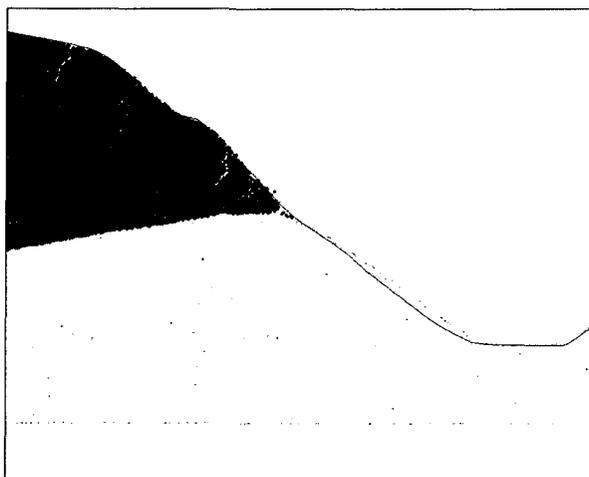
Mit zunehmender Verschiebung kommt es zur totalen Desintegration des Marmors (Abbildung 7.36a und b). Dadurch wird der Versagensmechanismus einer Rotationsgleitung im Lockergestein immer ähnlicher. Die Abbildung 7.36c – f zeigen ein langsames, kontinuierliches Zuschieben des Tals, es kommt zu einem Talzus Schub im Sinne von Stini (1942).



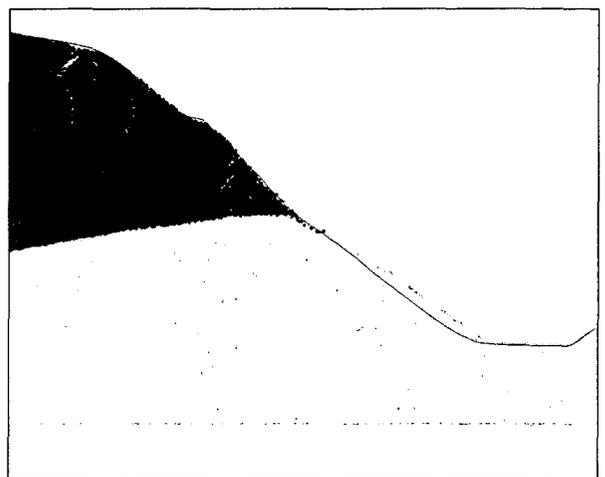
(a) 50.000 Berechnungsschritte



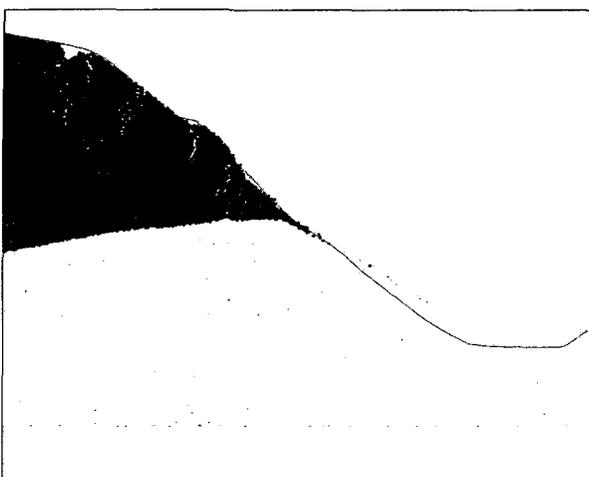
(b) 100.000 Berechnungsschritte



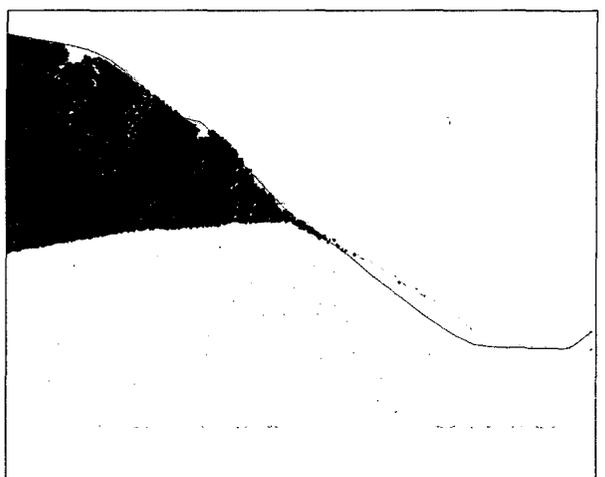
(c) 150.000 Berechnungsschritte



(d) 200.000 Berechnungsschritte



(e) 250.000 Berechnungsschritte



(f) 300.000 Berechnungsschritte

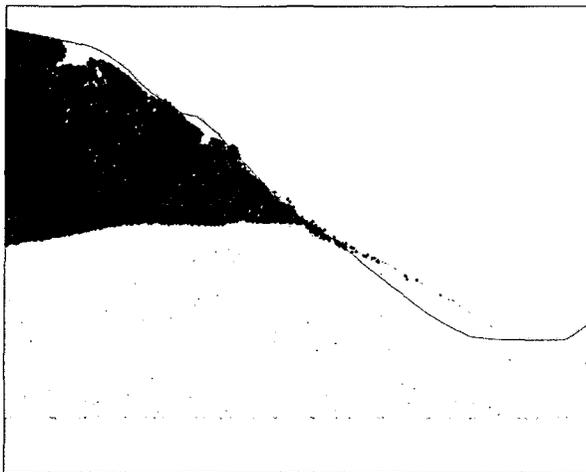
Abbildung 7.35: Phasen des Versagens (Berechnungsschritt 50.000 bis 300.000)



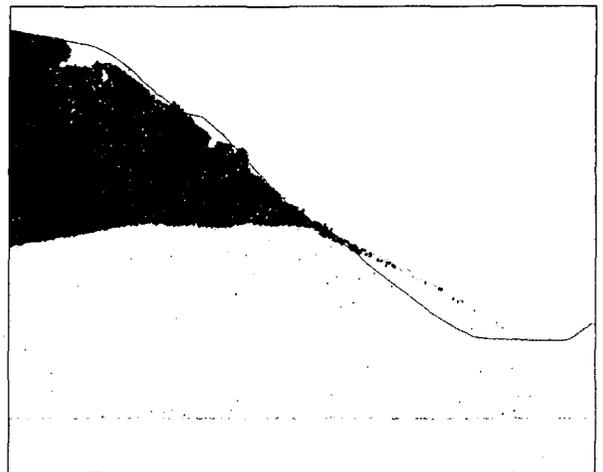
(a) 350.000 Berechnungsschritte



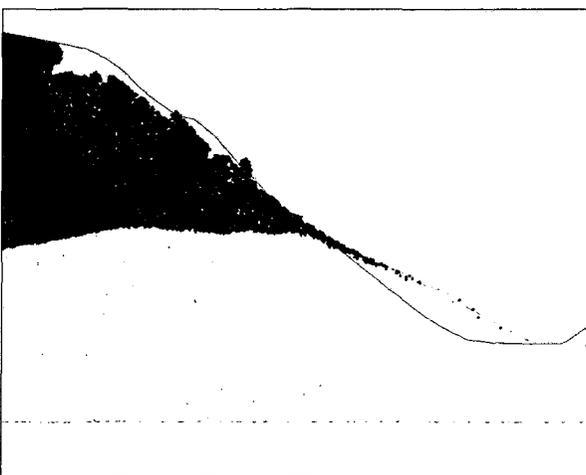
(b) 400.000 Berechnungsschritte



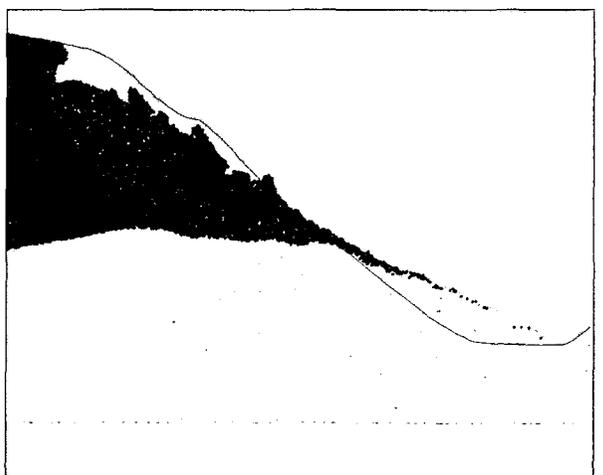
(c) 450.000 Berechnungsschritte



(d) 500.000 Berechnungsschritte



(e) 650.000 Berechnungsschritte



(f) 835.000 Berechnungsschritte

Abbildung 7.36: Phasen des Versagens (Berechnungsschritt 350.000 bis 835.000)

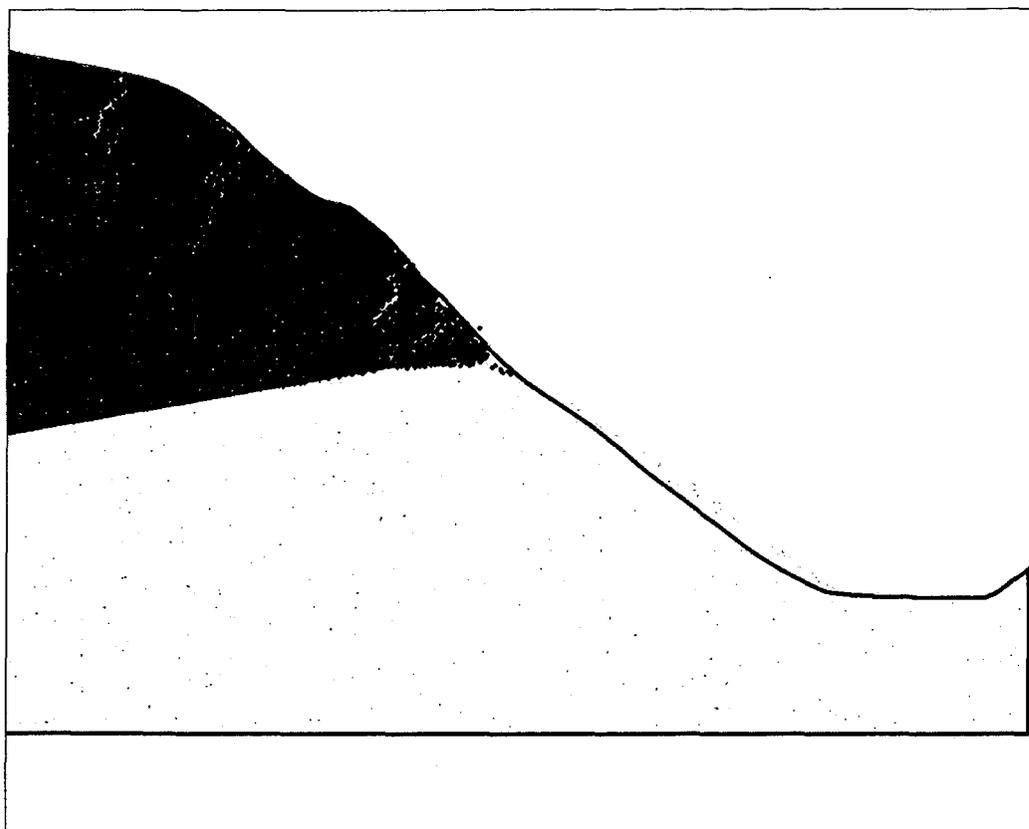


Abbildung 7.37: Überlagerung der Rissbildung beim PFC-Modell (Berechnungsschritt 150.000) mit den derzeit aktiven Bereichen

Zur Analyse der Rissentwicklung wurden drei Messstrecken in das Modell integriert (Pouzar, 2003; Abbildung 7.38). Abbildung 7.39 zeigt die Längenänderung der einzelnen Messstrecken mit fortschreitender Berechnungsdauer.

Die Strecke 1 zeigt eine stetig beschleunigte Verlängerung, während die Strecke 3 nach einer schnellen Anfangsphase eine starke Abnahme bzw. Beruhigungen zeigt. Die Strecke 2 hingegen zeigt über die gesamte Berechnungsdauer keine signifikanten Längenänderungen. Dieses Modellverhalten steht in einer guten Übereinstimmung mit den beobachteten Rissentwicklungen und den beobachteten Längenänderungen der Seilextensometerstrecken vor Ort.

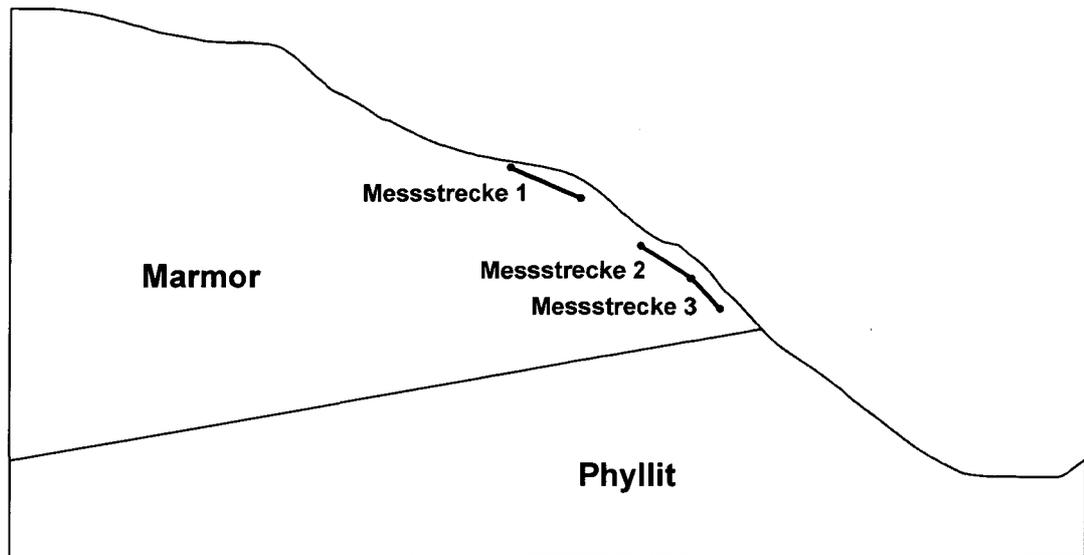


Abbildung 7.38: Lage der Messstrecken

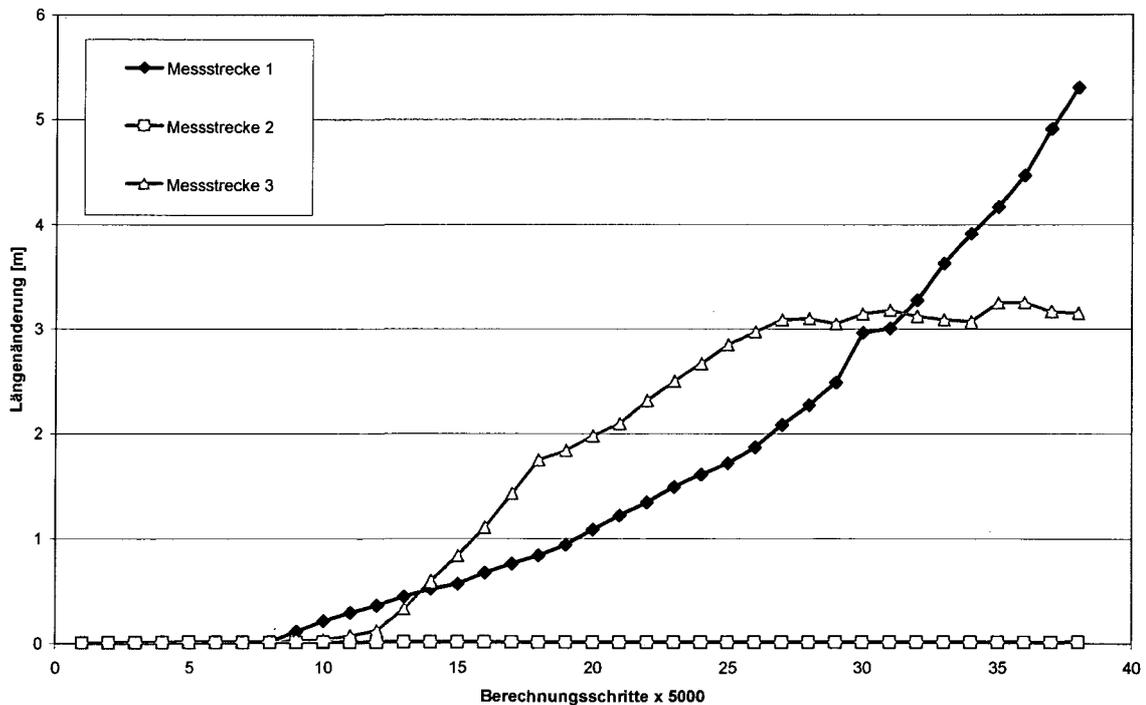


Abbildung 7.39: Verlängerung der Messstrecken, protokolliert über die Anzahl der Berechnungsschritte (Pouzar, 2003)

7.2.3.6 Gegenüberstellung der Ergebnisse des PFC^{2D}-Modells mit den Ergebnissen der FLAC^{2D}-Analyse

Die Identifikation des bewegten Bereichs erfolgte in PFC durch Farbindizierung der Partikel entsprechend ihren Verschiebungen. Abbildung 7.40 zeigt die mit PFC berechneten X-Verschiebungen, diese Darstellung wurde den Ergebnissen der FLAC-Analyse (Abbildung 7.41; Lang, 2002) gegenübergestellt.

Das PFC-Modell ermittelt einen größeren bewegten Bereich als das FLAC-Modell (vgl. Abbildung 7.42). Die ermittelte Tiefenlage der Bewegung stimmt im Phyllit gut überein, die Grenze zum stabilen Bereich im Marmor liegt beim PFC-Modell jedoch höher.

Eine mögliche Erklärung dafür liegt in der Fähigkeit von PFC, einen echten Materialtransport (Talzuschub) zu simulieren. Daraus resultiert eine verstärkte Auflockerung des Marmors und demzufolge auch ein größerer bewegter Bereich als im FLAC-Modell.

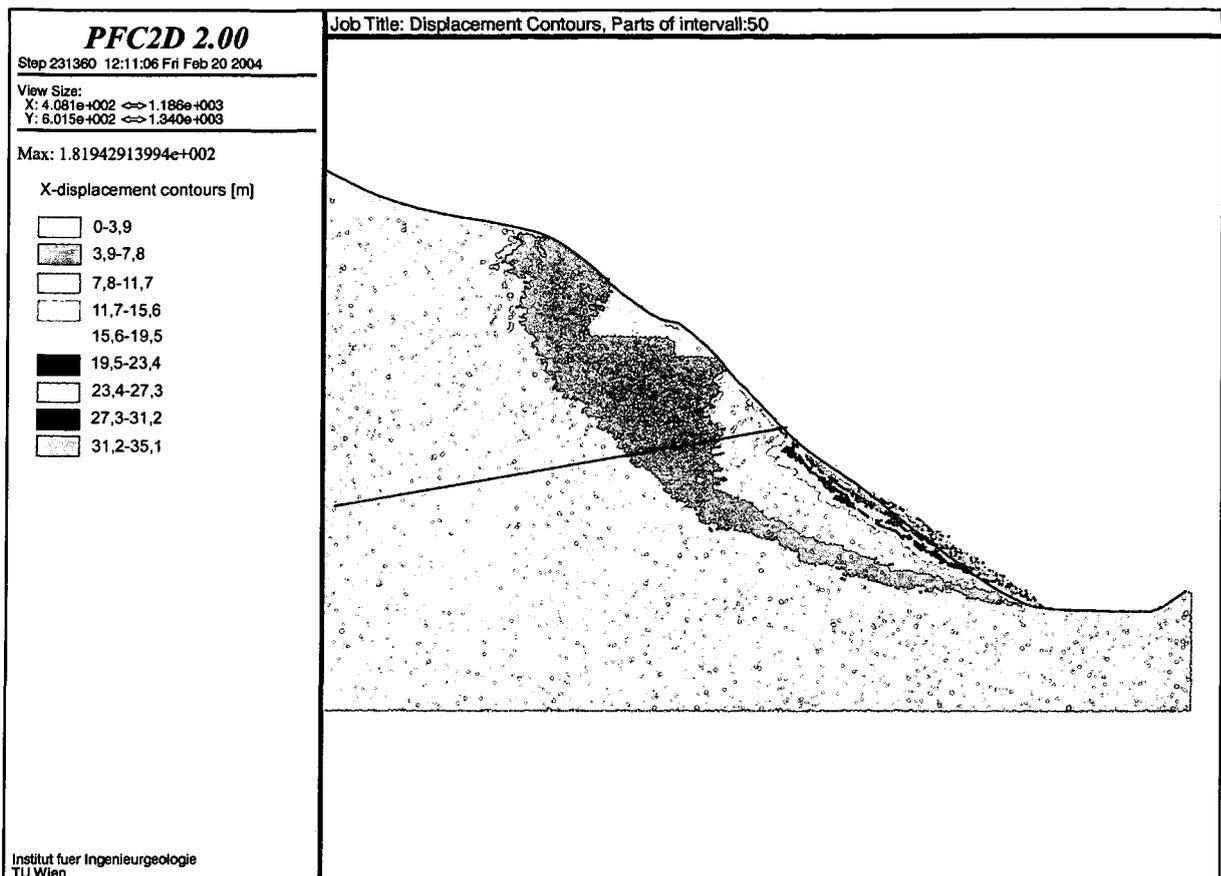


Abbildung 7.40: X-Verschiebungen, berechnet mit PFC^{2D} (Preh et al., 2002)

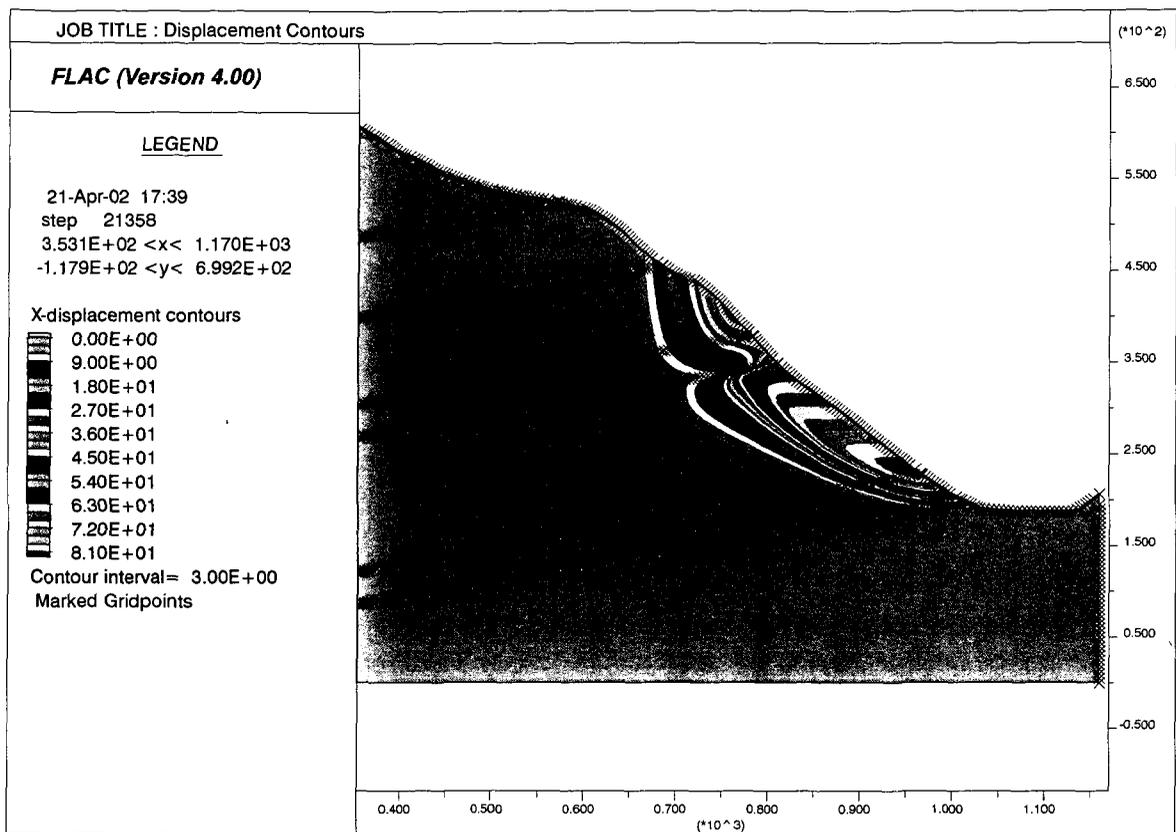


Abbildung 7.41: X-Verschiebungen, berechnet mit FLAC^{2D} (Lang, 2002)

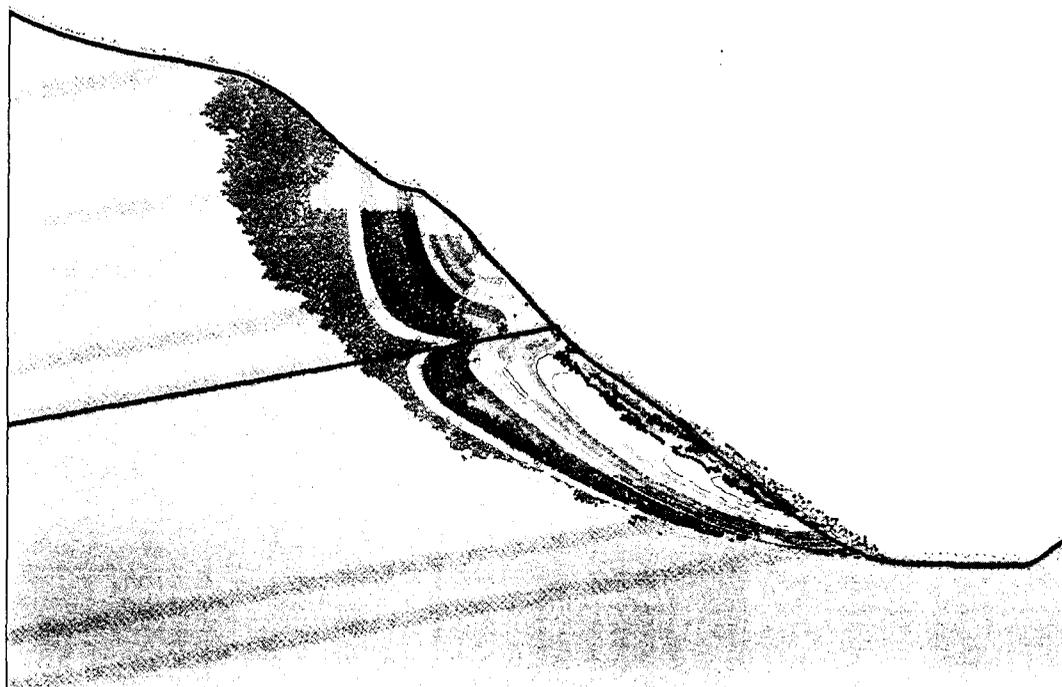


Abbildung 7.42: Überlagerung der mit PFC und FLAC berechneten X-Verschiebungen (Preh et al., 2002)

7.2.3.7 Folgerungen

Das PFC-Modell zeigt das für den Versagensmechanismus „Hart auf Weich“ charakteristische Verhalten. Es ist sowohl das duktile Versagen des weichen Phyllitsockels als auch das Zerbrechen und Abgleiten des auf dem Sockel lagernden harten Marmors erkennbar. Die Bereiche der signifikanten Rissbildungen im Modell stimmen gut mit den als aktiv ausgewiesenen Bereichen überein. Daher können die vorherrschenden Hangbewegungen auf den Mechanismus „Hart auf Weich“ zurückgeführt werden.

7.2.4 Conclusio

PFC eignet sich hervorragend zur Analyse des Versagensmechanismus „Hart auf Weich“, da PFC sowohl das duktile Versagen des Sockelmaterials, die Rissbildung im harten Gestein, als auch große Verschiebungen (Talzuschub, Sturzprozesse) simulieren kann. Aufgrund des hohen Aufwands bei der Materialkalibration sind Parameterstudien jedoch nur schwer durchführbar. Hier ist die Zusammenarbeit mit anderen FD- oder FEM-Programmen wie z. B. FLAC sinnvoll.

7.3 Knickbandsackung

7.3.1 Problemstellung

Der von Kieffer (1989) eingeführte Begriff „Kink Band Slumping“ steht für ein Versagen von Felsböschungen, das sich laut Kieffer aus den Versagensmechanismen „Kippen“ und „Rock Slumping“ zusammensetzt.

Dieser Versagensmechanismus tritt bei steil hangauswärts fallenden und parallel zur Böschung streichenden Trennflächen auf und ist durch zwei übereinander angeordnete Bewegungszonen charakterisiert (vgl. Kapitel 2.5, Abbildung 2.14). Dabei wird eine Zone mit vorwärtsrotierten bzw. verkippten Kluftkörpern von einer Zone mit rückwärtsrotierten Kluftkörpern (Slumping Zone) überlagert, dadurch bilden sich die für diesen Mechanismus typischen S-förmigen Strukturen aus (Zischinsky, 1966; Nemcok et al., 1972).

Der diesem Versagensbild zugrunde liegende Mechanismus steht seit langer Zeit in der Diskussion. Dabei stehen sich drei grundlegende Interpretationen gegenüber:

1. Der Mechanismus ist durch das Versagen der Trennflächen dominiert (Kippen und Rock Slumping).
2. Der Versagensmechanismus beruht auf dem Überschreiten der Festigkeit des Kluftkörpermaterials und ist eine Variante des Hangkriechens (Hakenwerfen).
3. Die S-förmigen Strukturen entstehen durch ein serienweises Ausknicken der tafelförmigen Kluftkörper.

Die Analyse des Versagensmechanismus erfolgte für die in Abbildung 7.43 dargestellte Modellböschung mit Hilfe des Distinkten Elemente Programms UDEC (Itasca, 2000).

Bei einer Analyse mit PFC wäre aufgrund der schmalen Kluftkörper und der notwendigen Klufdefinition (schmale Schicht ungebundener Partikel) eine extrem hohe Partikelanzahl für die Modellierung erforderlich, die wiederum zu einer entsprechend langen Berechnungsdauer (speziell bei der Berechnung großer Verschiebungen) führen würde. Da es aber zur Untersuchung der oben formulierten Fragestellung notwendig war, eine Vielzahl an Trennflächen mit einer geringen Festigkeit (siehe Abbildung 7.43) zu modellieren, wurde für diese Studie UDEC (Universal Distinct Element Code) eingesetzt.

Da die beiden numerischen Verfahren eng miteinander verwandt sind (vgl. Kapitel 3.2), wurde die vorliegende Analyse auch dazu benutzt, die Unterschiede des auf der Methode der Distinkten Elemente (DEM) basierenden UDEC zum Particle Flow Code, der eine modifizierte Variante der DEM ist (vgl. Kapitel 3.3), aufzuzeigen.

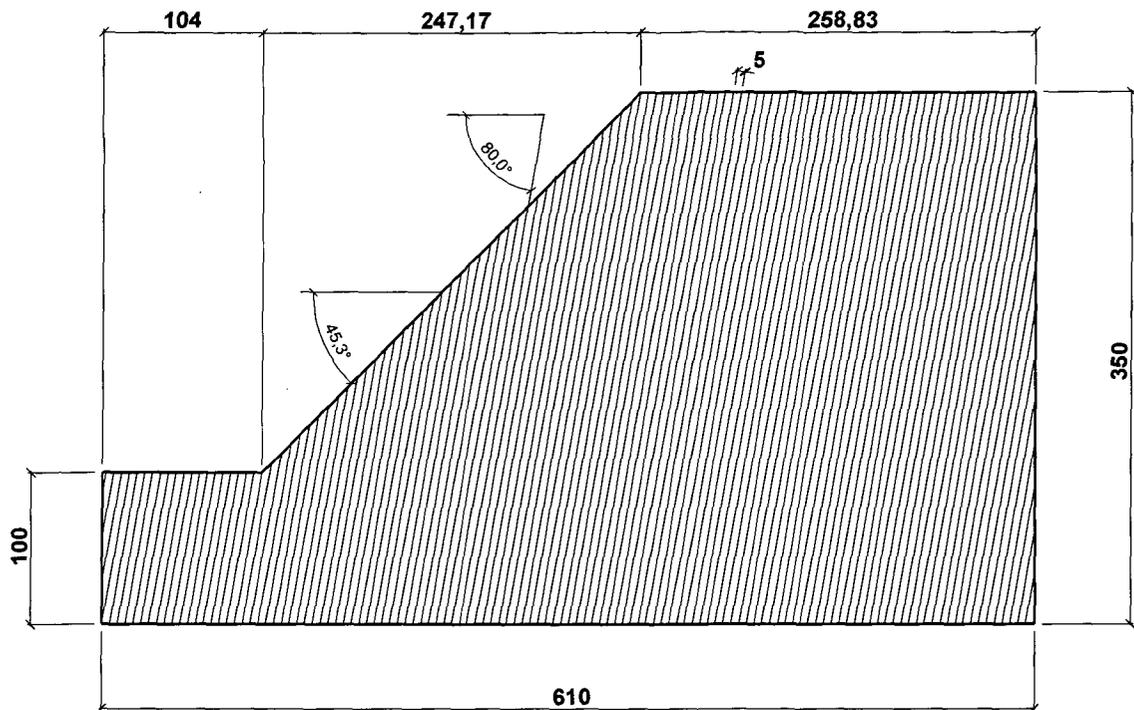


Abbildung 7.43: Modellböschung (Maße in Meter)

Die für diese Studie verwendeten Materialparameter sind in den Tabellen 7.12 und 7.13 aufgelistet.

Tabelle 7.12: Materialparameter der Klufkörper

ρ [kg/m ³]	E [Gpa]	ν	c [kPa]	φ [°]	σ_z [kPa]
2.700	6,25	0,25	170	33	30

Tabelle 7.13: Materialparameter der Trennflächen

c [kPa]	φ [°]	σ_z [kPa]
0	10	0

7.3.2 UDEC-Modell

7.3.2.1 Genereller Modellaufbau

Die Formulierung des Klufkörpermaterials erfolgte mittels eines Mohr-Coulombschen Materialmodells mit den in Tabelle 7.1 aufgelisteten Materialparametern. Die Trennflächen wurden mit Hilfe des Kluffmodells „Flächiger Kontakt mit Coulombscher Reibung“ beschrieben.

Die Berechnung der Initialspannungen (Abbildung 7.44) erfolgte rein elastisch. Plastische Verformungen wurden durch das Setzen ausreichend hoher Festigkeiten für die Klufkörper und die Trennflächen unterbunden. Nach der Berechnung der Initialspannungen wurde die Hangbewegung durch die Reduktion der Festigkeiten auf die in Tabelle 7.12 & 7.13 aufgelisteten Werte eingeleitet.

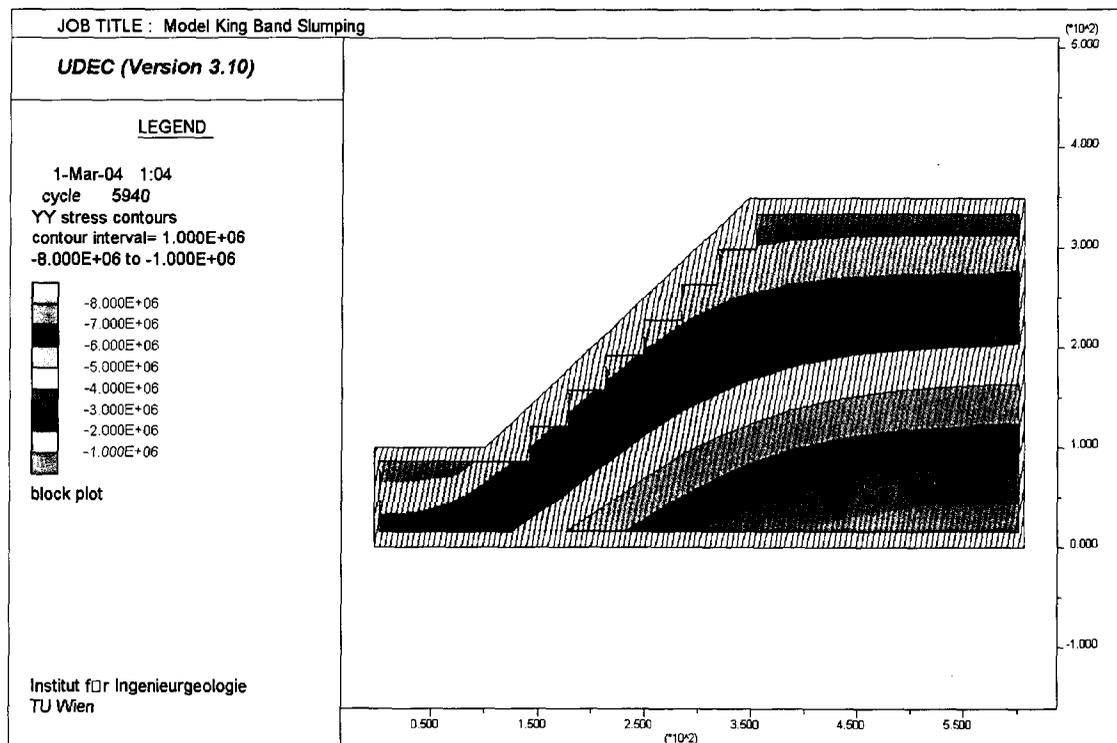


Abbildung 7.44: Initialspannungszustand, Konturplot der Vertikalspannungen

Der große Unterschied zu PFC liegt in der direkten Eingabe der Modellgeometrie und der Materialparameter. Es muss keine Partikelanordnung generiert und keine Materialkalibration zur Bestimmung der Mikroparameter durchgeführt werden.

7.3.2.2 Randbedingungen

Die Randbedingungen wurden durch die Einschränkung der Freiheitsgrade der Netzknoten an den Modellrändern etabliert. An den seitlichen Modellrändern wurde die Bewegung in X-Richtung gesperrt, an der Grundfläche wurden beide Bewegungsmöglichkeiten untersagt. Diese Randbedingungen haben sich bei der Untersuchung von Talflanken und Felsböschungen als sinnvoll erwiesen.

7.3.2.3 Kluftsteifigkeiten

Die Formulierung der elastischen Interaktion zweier in Kontakt befindlicher Blöcke erfolgt in ähnlicher Weise wie beim Steifigkeitsmodell in PFC (vgl. Kapitel 5.3.1).

Für die Formulierung des Verhaltens von Bewegung normal zur Kontaktebene verwendet UDEC (ebenso wie PFC) einen „weichen Kontakt“ (Penetration der Blöcke möglich). Aus diesem Grund müssen für die Trennflächen Normal- und Scherfestigkeiten abgeschätzt werden. Die Abschätzung erfolgte mit Hilfe der Gleichung (7.8).

$$k_n = k_s = 10 \cdot \frac{K + \frac{4}{3} \cdot G}{\Delta z_{\min}} \quad (7.8)$$

K ... Kompressionsmodul, G ... Schubmodul, Δz_{\min} ... kleinste Zonenbreite normal auf die Kluftfläche

7.3.2.4 Diskretisierung der Blöcke

Zur Formulierung des Verhaltens des Kluftkörpermaterials ist es notwendig, die Blöcke in deformierbare dreieckige Zonen zu diskretisieren. Diese Diskretisierung wird bei UDEC im Allgemeinen automatisch durchgeführt und liefert auch bei axialsymmetrischen Körpern ein unregelmäßiges Netz. Dieses unregelmäßige Finite-Differenzen-Netz liefert bei großen plastischen Deformationen falsche Ergebnisse. Da bei der Untersuchung des vorliegenden Mechanismus eine exakte Berechnung der plastischen Deformationen erforderlich war, wurde ein regelmäßiges FD-Netz installiert (Abbildung 7.45).

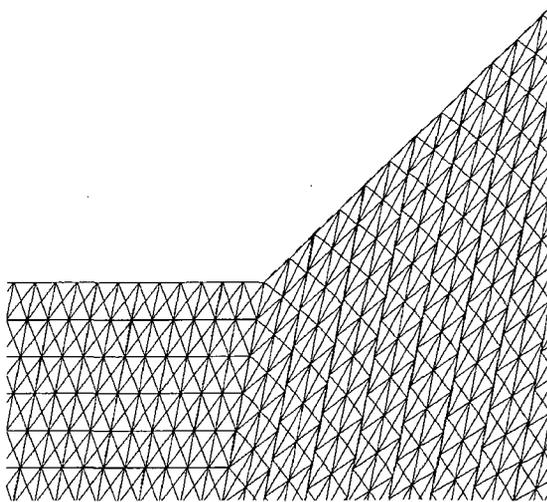


Abbildung 7.45: Diskretisierung der Kluftkörper

7.3.2.5 Ergebnisse

Die Bildfolge (a – d) der Abbildung 7.46 zeigt den Versagensablauf des UDEC-Modells. Mit fortschreitendem Versagen bilden sich die für die Knickbandsackung typischen S-förmigen Strukturen aus (vgl. Abbildung 7.47). Im Fußbereich der Böschung sind kippende Kluftkörper (Biegekippen) den S-förmig deformierten Kluftkörpern vorgelagert. An der Grenze zwischen den verkippten und den verzerrten Kluftkörpern ist die Bildung einer Zerrspalte erkennbar.

Das UDEC-Modell bildet mit fortschreitender Berechnungsdauer eine gleitkreisförmige Bewegungszone aus, die sich aus Bereichen mit überschrittener Kluftkörperfestigkeit und aus Bereichen mit überschrittener Festigkeit in den Trennflächen zusammensetzt.

Die Abbildung 7.48 zeigt die Form der gleitkreisförmigen Bewegungszone für die Phase (d). Die Abbildung zeigt die Überschreitung der Kluftkörperfestigkeit im unteren Bereich der Bewegungszone (at yield surface) und Scherverschiebungen an den Trennflächen im oberen Bereich der Bewegungszone (shear displacement on joint).

Der Verlauf der Verschiebungen im Bereich des Böschungskopfs zeigt ausschließlich Verschiebung in Richtung der Trennflächen (Abbildung 7.49), was auf ein reines Absacken der bewegten Felsmasse hindeutet.

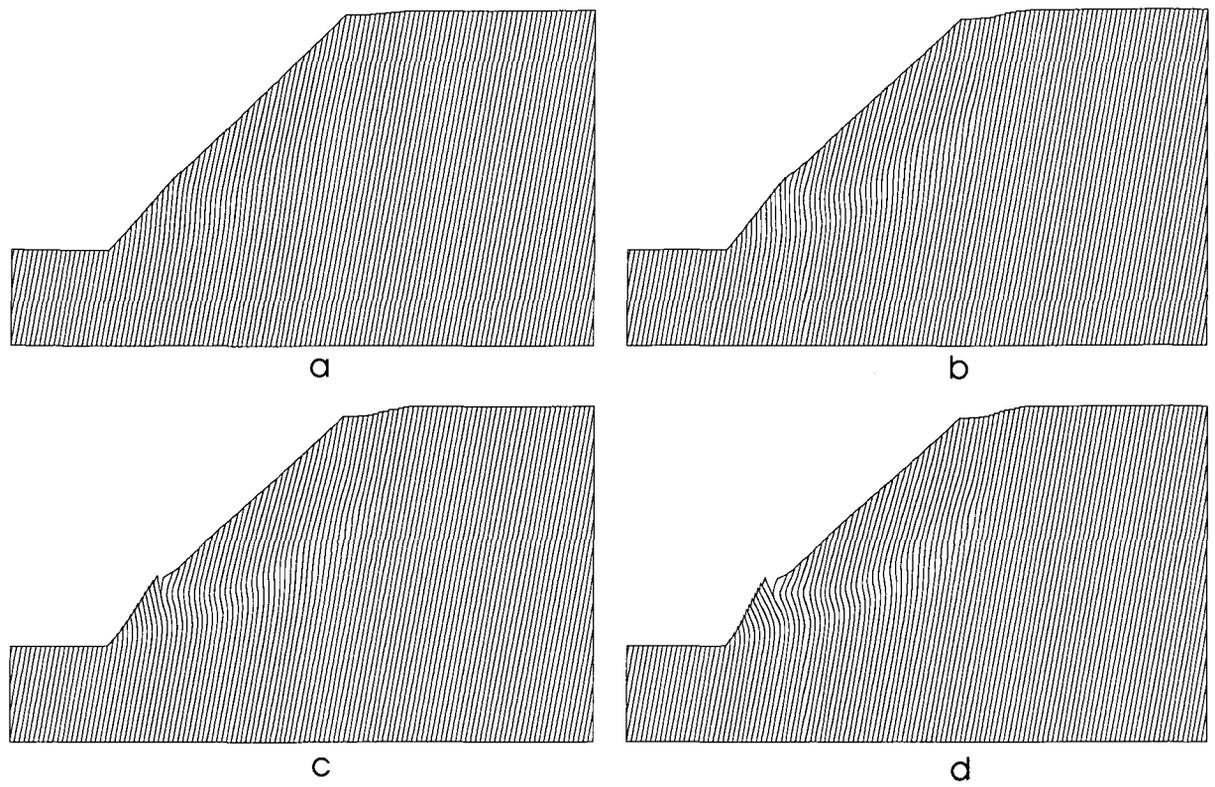


Abbildung 7.46: Phasen des Versagens

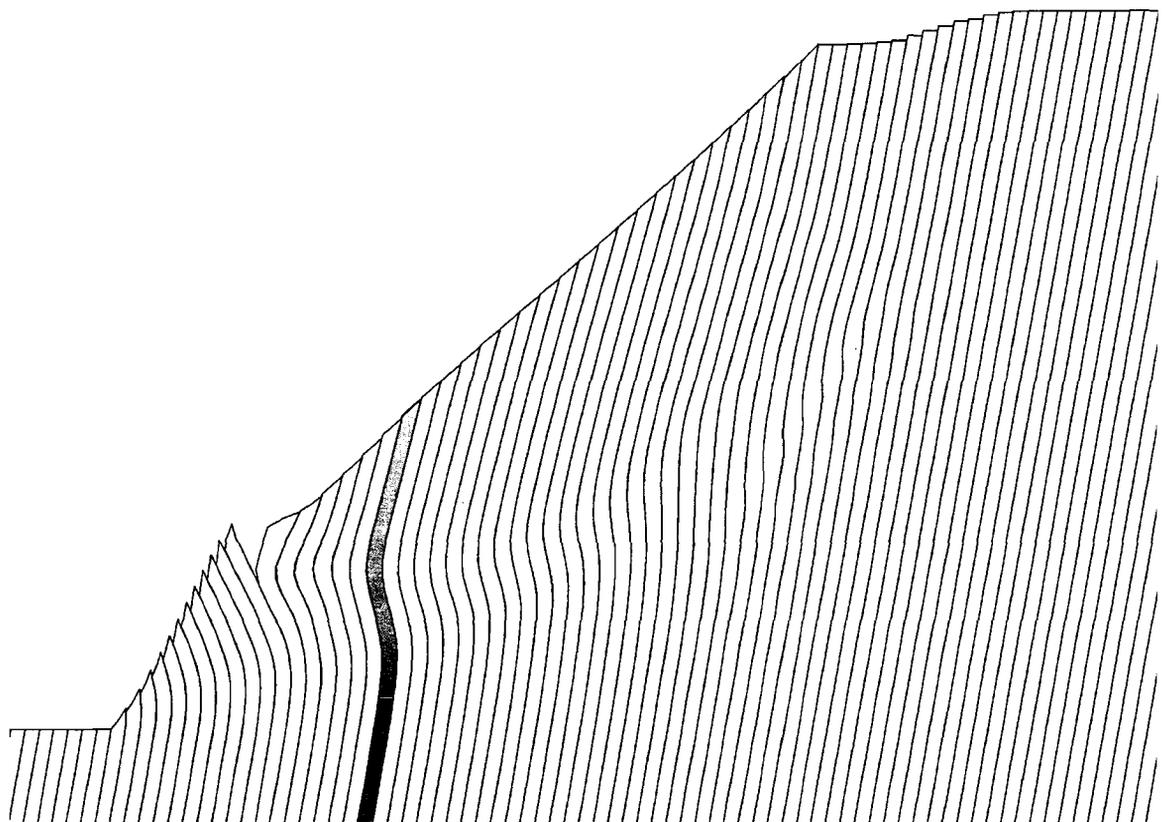


Abbildung 7.47: Ausbildung von S-förmigen Strukturen

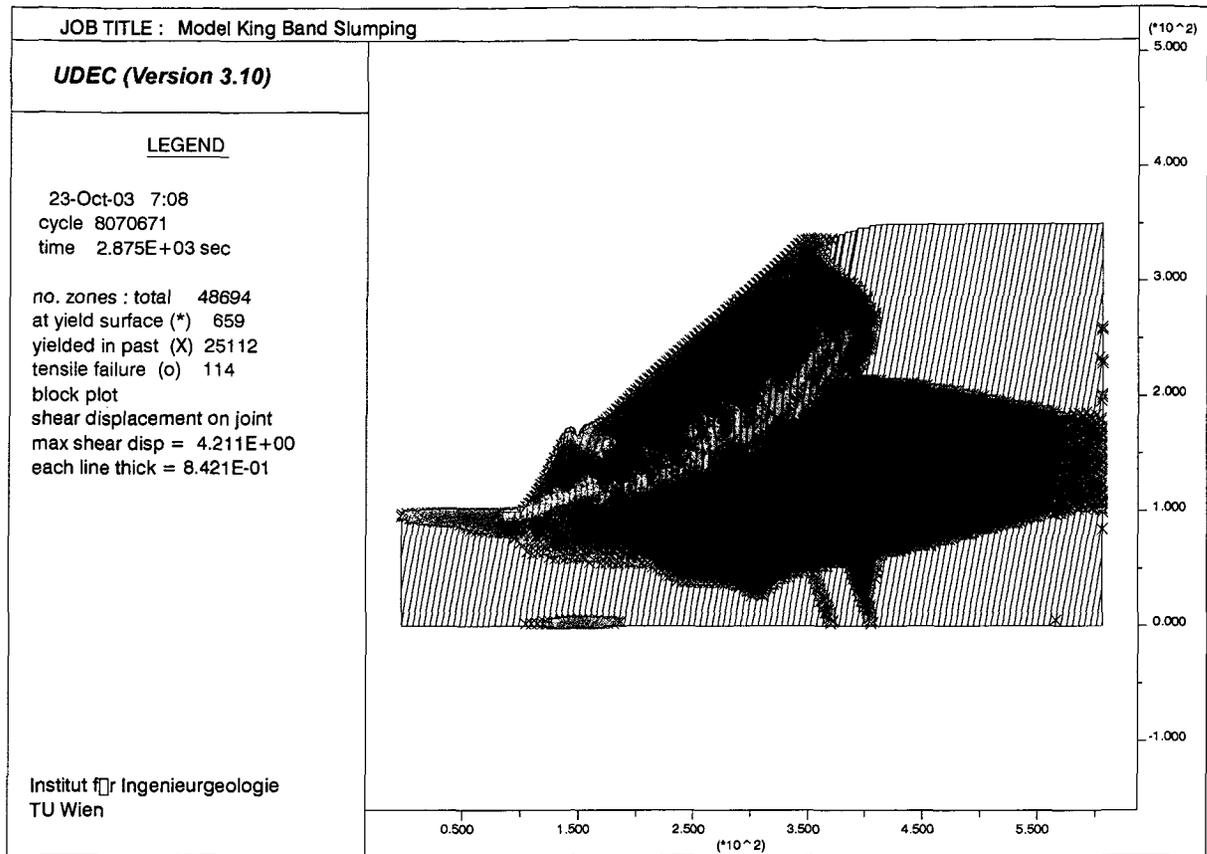


Abbildung 7.48: Ausbildung einer gleitkreisförmigen Bewegungszone

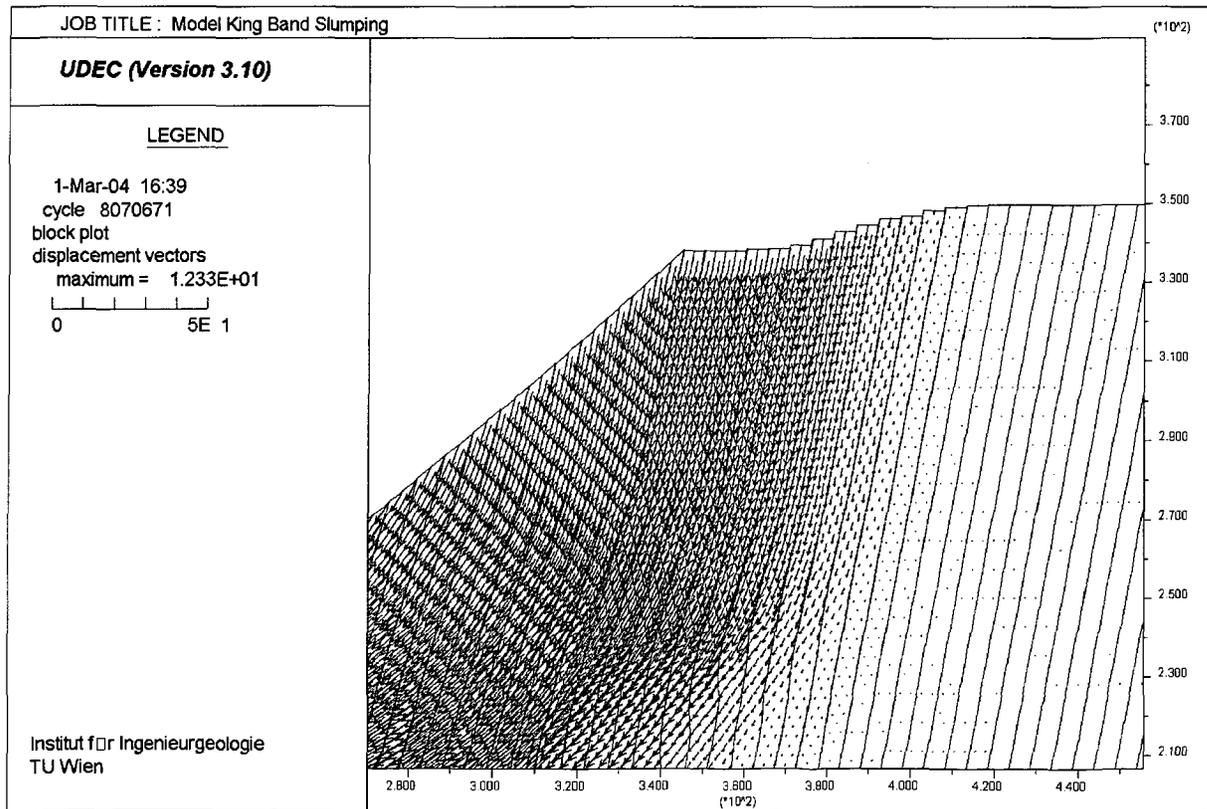


Abbildung 7.49: Verschiebungen (Vektordarstellung) im Bereich des Böschungskopfs

7.3.2.6 Folgerungen

Trotz der geringen Festigkeit der Trennflächen ($c = 0$, $\varphi = 10^\circ$) ist der Mechanismus nicht vom Versagen der Trennflächen dominiert. Ohne die Überschreitung der Festigkeit der Klufkörper kommt kein Versagen zustande.

Bei der untersuchten Modellböschung ist keine signifikante Rückwärtsrotation der Klufkörper erkennbar (Abbildung 7.47), daher kann das vorherrschende Versagen nicht auf die Kombination der Mechanismen „Kippen“ und „Rock Slumping“ zurückgeführt werden.

Es ist auch kein „Knicken“ der UDEC-Lamellen (tafelförmige Klufkörper) erkennbar.

Im Vergleich zum „Hangkriechen“ fehlt die Ausbildung von Zerrzonen am Böschungskopf (vgl. Abbildung 7.49).

Insofern kann der Schluss gezogen werden, dass es sich bei der „Knickbandsackung“ um keine Variante der oben genannten Mechanismen, sondern um einen eigenständigen Mechanismus handelt.

7.4 Beulen

7.4.1 Problemstellung

Stabilitätsprobleme (Knicken und Beulen) treten bei Felsböschungen und -hängen auf, wenn durchgehende Klüfte/Kluftscharren parallel zu Hangoberfläche verlaufen und schlanke, stab- oder tafelförmige Kluftkörper bilden (vgl. Kapitel 2.6).

Für die in Abbildung 7.50 dargestellte Böschungsgeometrie wurde ein PFC^{2D}-Modell erstellt und die Stabilität des Systems für unterschiedliche Böschungswinkel (α), Materialsteifigkeiten und Festigkeiten der Trennflächen ermittelt. Die Ergebnisse der numerischen Untersuchung wurden den analytischen Lösungen nach Cavers (1981) gegenübergestellt.

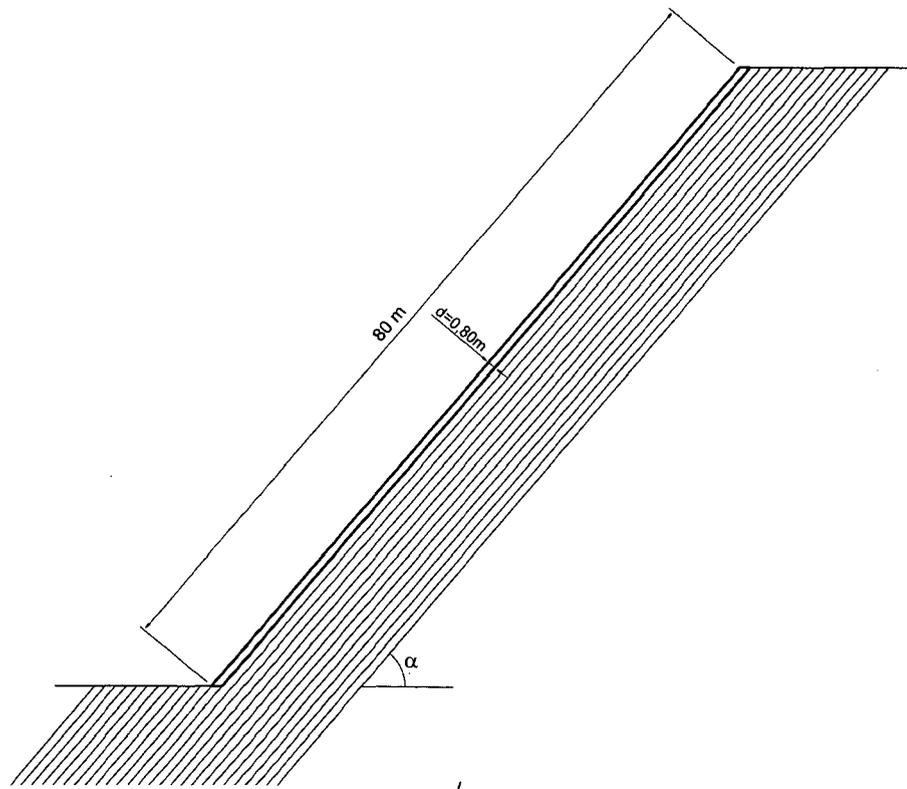


Abbildung 7.50: Böschungsgeometrie

Die für diese Studie verwendeten Materialparameter sind in den Tabellen 7.14 und 7.15 aufgelistet. Die Stabilität des Systems wurde für fünf unterschiedliche Parameterkombinationen der Kluftkörper (A bis E) und für zwei unterschiedliche Festigkeiten der Trennflächen (Tabelle 7.15) ermittelt. Für jede der zehn Parameterkombinationen wurde der kritische Böschungswinkel α_{Krit} berechnet. Zu diesem Zweck erfolgte eine Variation des Böschungswinkels zwischen 50 und 80° in Schritten von 5°.

Tabelle 7.14: Materialparameter der Kluftkörper/Makroparameter

Parameter- satz	ρ [kg/m ³]	E [Gpa]	ν	τ_{zul} [MPa]	σ_z [MPa]
A	2.700	0,8	0,10	l. elastisch	l. elastisch
B	2.700	1,0	0,10	l. elastisch	l. elastisch
C	2.700	1,2	0,10	l. elastisch	l. elastisch
D	2.700	3,0	0,10	l. elastisch	l. elastisch
E	2.700	1,0	0,10	10	5

Tabelle 7.15: Materialparameter der Trennflächen

Parameter- satz	c [kPa]	φ [°]
A	0,0	10.0
B	0,0	30.0

7.4.2 Analytische Lösung

Cavers (1981) entwickelte für das Biegeknicken gerader Böschungen eine Stabilitätsbetrachtung auf Basis der Euler-Formel. Mit Hilfe der Euler-Formel (7.9) – sie wurde 1759 von Leonhard Euler entwickelt – lässt sich die Knicklast für axial zentrisch gedrückte, linear elastische Stäbe mit konstantem Querschnitt angeben. Die Knicklänge l_k ist dabei von den Lagerungsbedingungen des jeweiligen Stabes abhängig (Euler-Fälle).

$$P_k = \frac{\pi^2 \cdot EI}{l_k^2} \quad (7.9)$$

P_k ...kritische Knicklast, EI ...Biegesteifigkeit, l_k ...Knicklänge

Cavers unterteilt die ausknickende/beulende Böschung (Abbildung 7.51) in ein treibendes/belastendes und in ein potentiell ausknickendes Segment. Ist die Last durch das treibende Segment größer als die kritische Knicklast des knickgefährdeten Teilstücks, dann wird die betroffene Böschung knicken bzw. beulen.

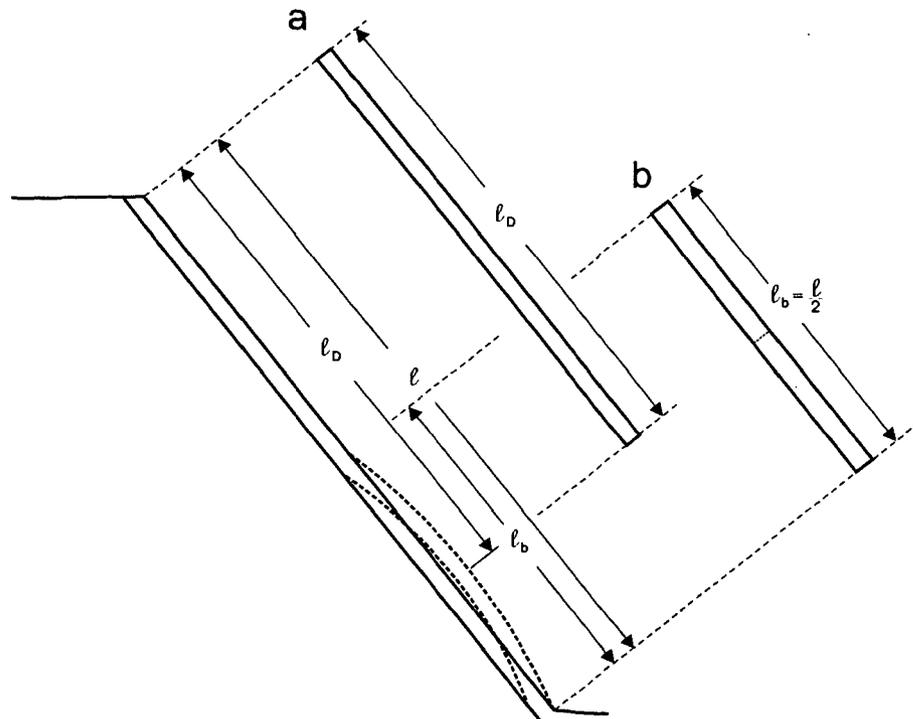


Abbildung 7.51: Aufteilung des Kluftkörpers in ein treibendes (a) und ein ausknickendes (b) Segment.

Bei der Adaption der Euler-Formel wird der Kluftkörper als Scheibe mit konstanter Breite betrachtet. Cavers hat infolge von Modellversuchen (Base Friction Modelle) das am Knicken/Beulen beteiligte Teilstück mit der halben Böschungslänge abgeschätzt (Abbildung 7.51) und eine gelenkige Lagerung ($l_k = l$) für die beiden Enden vorausgesetzt, was bei ausreichend vorhandenen Querklüften plausibel erscheint. Durch diese Annahmen nimmt die Euler-Formel die folgende Form an:

$$\frac{P_k}{b} = \frac{\pi^2 \cdot EI}{(l/2)^2 \cdot b} \quad (7.10)$$

l ...Länge des Kluftkörpers, b ...Breite des Kluftkörpers

Die so berechnete kritische Knicklast wird dann der Last infolge des treibenden Segments (Gleichung (7.11)) gegenübergestellt.

$$\frac{P_T}{b} = 0,75 \cdot l \cdot d \cdot \left(\gamma \cdot \sin \alpha - \gamma \cdot \cos \alpha \cdot \tan \varphi - \frac{c}{d} \right) \quad (7.11)$$

d ...Dicke des Kluftkörpers, γ ...Wichte

φ ...Reibungswinkel der Trennfläche, c ...Kohäsion der Trennfläche

Ist die Belastung P_T durch das treibende Segment größer als die kritische Knicklast P_k , dann ist das System instabil und die Teillänge l_b des Kluftkörpers (Abbildung 7.51) knickt bzw. beult aus.

7.4.3 PFC^{2D}-Modell

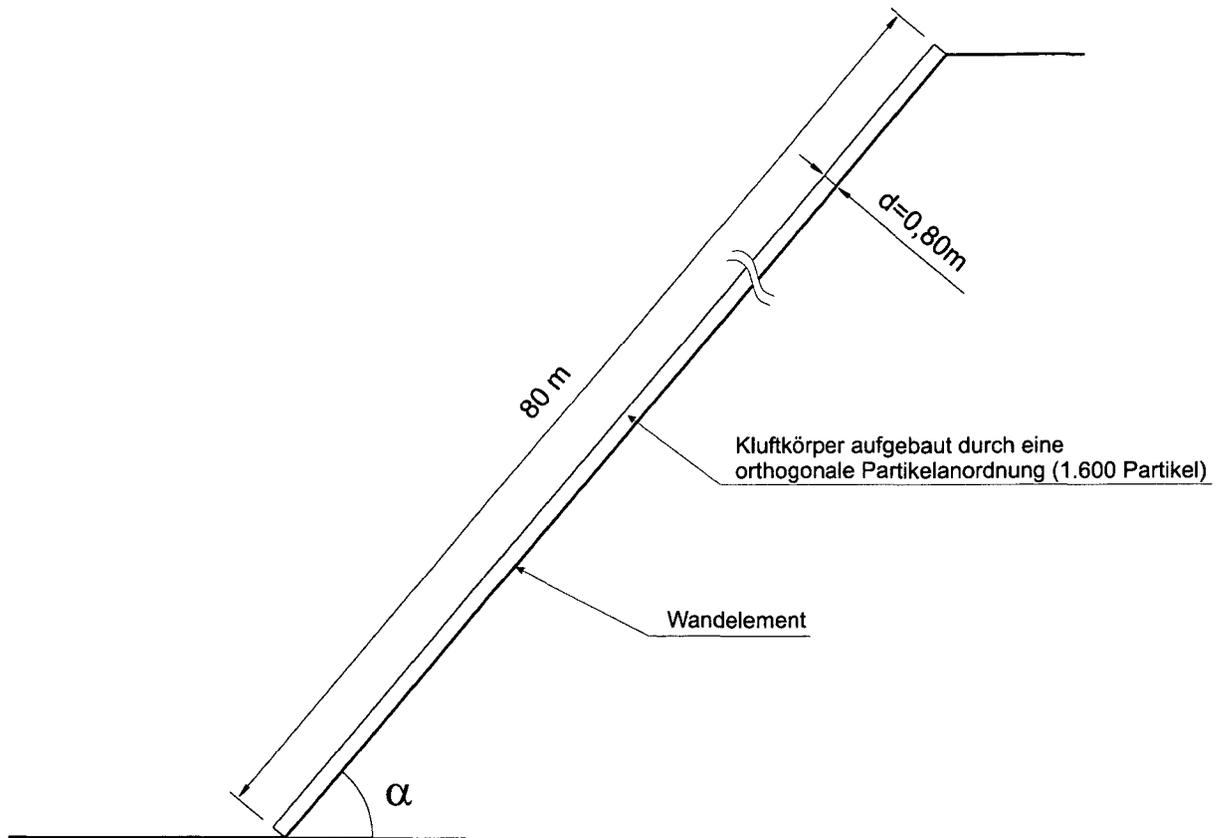


Abbildung 7.52: Schematische Darstellung des PFC-Modells

Beim PFC-Modell wird wie bei der analytischen Lösung lediglich der vorderste (freie Wandfläche), am Knicken beteiligte Kluftelement betrachtet. Dabei wurde der vorderste Kluftelement (mechanisch betrachtet eine Scheibe) mittels Partikeln und die dahinter liegenden Kluftelement und die Aufstandsfläche mittels Wandelementen modelliert (Abbildung 7.52). Der tafelförmige Kluftelement wurde mit Hilfe einer orthogonalen Anordnung (Packung) von scheibenförmigen Partikeln gleicher Größe (Abbildung 7.53) aufgebaut. Die scheibenförmigen Partikel besitzen einen Durchmesser von 20 cm und eine Tiefe von 1 m. Der 80 cm dicke und 80 m lange Kluftelement besteht somit aus $400 \times 4 = 1600$ Partikeln. Als Bindungsmodell kam die Parallelbindung (vgl. Kapitel 5.3.3.2) zum Einsatz. Für den Vergleich mit der analytischen Lösung nach Cavers wurde ein linear elastisches Materialverhalten modelliert, was durch die Etablierung entsprechend hoher Bindungsfestigkeiten erreicht wurde. Für einen ausgewählten Fall des Vergleichs wurde der Einfluss der Materialfestigkeit auf den Versagensablauf exemplarisch untersucht (Parametersatz E).

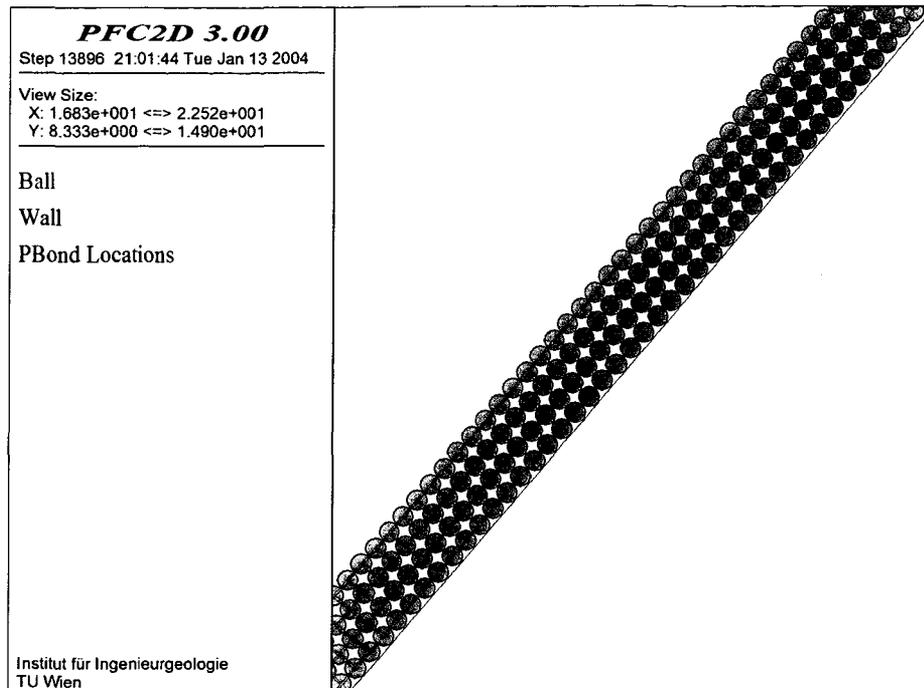


Abbildung 7.53: Orthogonale Partikelanordnung mit Parallelbindung

7.4.3.1 Anfangsstörung – geometrische Imperfektion

Um ein Ausknicken des Kluftkörpers zu provozieren, war es notwendig, einen geometrisch imperfekten Kluftkörper zu modellieren, da das PFC-Modell ohne die Modellierung einer Anfangsstörung keine Instabilitäten abbilden kann. Aus diesem Grund wurde im unteren Sechstel der Scheibe eine initiale Auslenkung von 10 cm (Partikelradius) angebracht. Der Verlauf der Ausbiegung wurde mit Hilfe der Sinusfunktion (Abbildung 7.54) angenähert. Eine Gleichgewichtslage kann als stabil betrachtet werden, wenn die durch die Anfangsstörung verursachten Abweichungen beliebig klein bleiben.

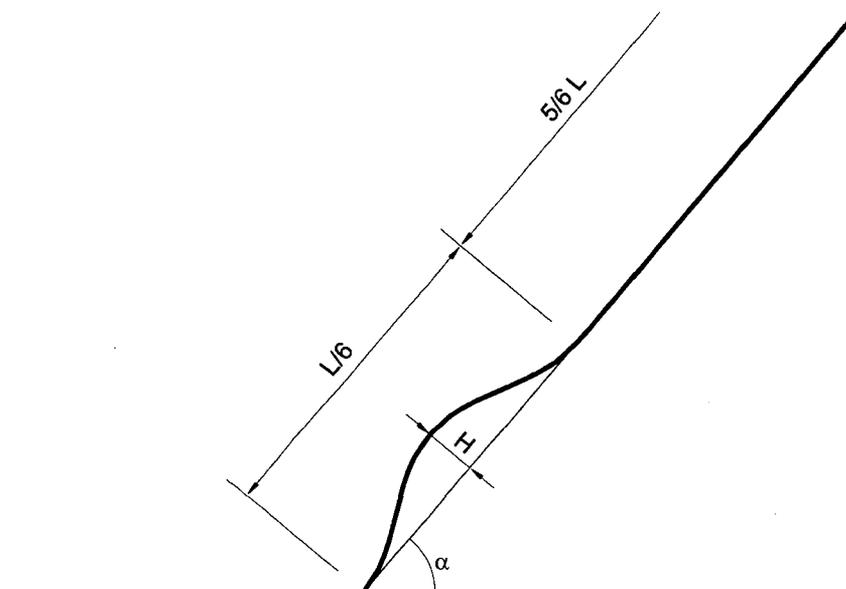


Abbildung 7.54: Geometrische Imperfektion als Anfangsstörung (überhöhte schematische Darstellung)

7.4.3.2 Randbedingungen

Die Lagerungsbedingung des unteren Scheibenendes wurde durch die Fixierung der Bewegungsmöglichkeiten der Partikel in der untersten Partikelreihe in X- und Y-Richtung (Abbildung 7.55) realisiert. Die unterste Partikelreihe ist außerdem nicht mit der auf ihr ruhenden Scheibe durch Bindungen verbunden. Die Scheibe kann sich dadurch auf der untersten Partikelreihe frei bewegen. Diese Modellierung entspricht mechanisch einer quer zur freien Wandfläche verlaufenden Trennfläche.

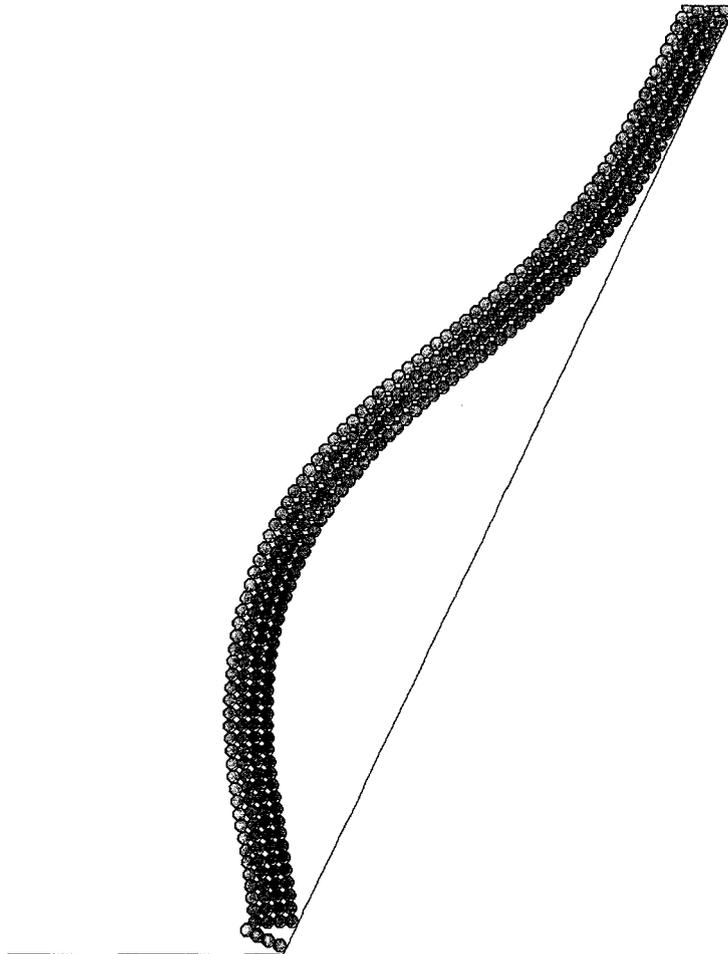


Abbildung 7.55: Lagerung des tafelförmigen Kluftkörpers

Zusätzlich lagert die Scheibe auf dem die unteren Kluftkörper modellierenden Wandelement. Das Wandelement besitzt die gleichen Steifigkeiten wie die den Kluftkörper darstellenden Partikel und einen Reibungswinkel von 10 bzw. 30°. Abbildung 7.56 zeigt das dem PFC-Modell zugrunde liegende statische System.

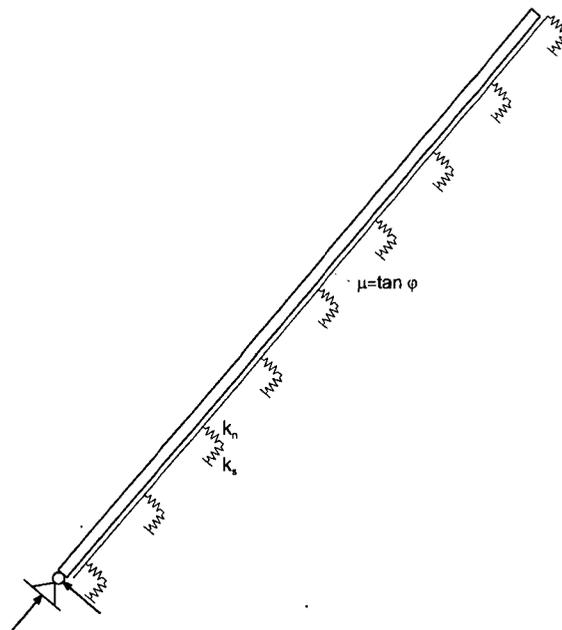


Abbildung 7.56: Statisches Modell

7.4.3.3 Bestimmung der Mikroparameter

Bei regulären Partikelanordnungen können die Mikroparameter im Allgemeinen direkt (analytisch) ermittelt werden und es ist kein wie in Kapitel 4 beschriebener Kalibrationsprozess erforderlich.

Mikroparameter der Verformbarkeit

Die Verformbarkeit einer Partikelanordnung mit Parallelbindungen wird durch die Steifigkeiten der Partikel (Normal- und Schersteifigkeit) und durch die Steifigkeiten der Bindungen bestimmt. Die Kontaktsteifigkeit (Partikel-Partikel-Kontakt) und die Bindungssteifigkeit wirken dabei parallel (Abbildung 7.57), die Bindungssteifigkeit existiert bis zum Versagen der jeweiligen Bindung. Durch das Versagen von Bindungen wird das System also auch weicher.

Der in diesem Beispiel verwendete Kluftkörper wurde mit konstanten Partikel- und Bindungssteifigkeiten modelliert und besteht aus 400 Partikelreihen mit je 4 Partikeln. Abbildung 7.57 illustriert die Berechnung der Normalsteifigkeit zweier durch Parallelbindungen verbundener Partikelreihen.

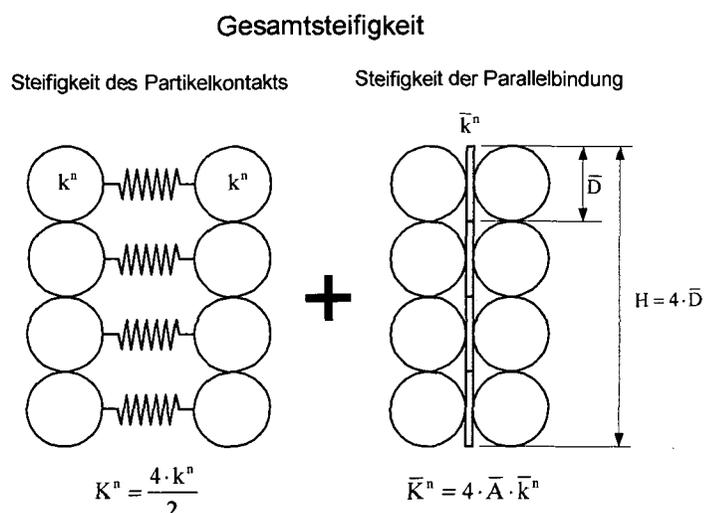


Abbildung 7.57: Berechnung der Normalsteifigkeit zweier durch Parallelbindung verbundener Partikelreihen

Die Steifigkeit von n in Serie oder parallel angeordneten gleichartigen Federn wird durch die in Gleichung (7.12) dargestellten Beziehungen definiert.

$$K = \begin{cases} k/n & \text{bei in Serie angeordneten Federn} \\ n \cdot k & \text{bei parallel angeordneten Federn} \end{cases} \quad (7.12)$$

Die Kontaktsteifigkeit zweier in Kontakt befindlicher Partikel beträgt

$$k^\xi = \frac{k_\xi^{[A]} k_\xi^{[B]}}{k_\xi^{[A]} + k_\xi^{[B]}} \quad \xi = \{n, s\}, \quad (7.13)$$

bei gleichen Partikelsteifigkeiten wird daraus

$$k^\xi = \frac{k_\xi}{2} \quad \xi = \{n, s\}. \quad (7.14)$$

Die Steifigkeit einer Parallelbindung bezieht sich auf eine rechteckige Fläche in der Kontaktebene (Querschnittsfläche der Bindung) und besitzt daher die Einheit [Spannung/Verschiebung], im Gegensatz zu der in Gleichung (7.13) definierten Kontaktsteifigkeit, welche die Einheit [Kraft/Verschiebung] besitzt. Um die Gesamtsteifigkeit der parallel wirkenden Kontakt- und Bindungssteifigkeit berechnen zu können, muss die Steifigkeit der Parallelbindung mit der Querschnittsfläche multipliziert werden (Gleichung (7.15)).

$$\bar{K}^\xi = \bar{A} \cdot \bar{k}^\xi \quad \xi = \{n, s\} \quad (7.15)$$

Die Querschnittsfläche errechnet sich dabei zu

$$\bar{A} = 2 \cdot \bar{R} \cdot t. \quad (7.16)$$

Die Gesamtsteifigkeit der parallel wirkenden Kontakt- und Bindungssteifigkeit errechnet sich somit zu

$$K^\xi = \bar{A} \cdot \bar{k}^\xi + \frac{k_\xi}{2} \quad \xi = \{n, s\} \quad (7.17)$$

Die Steifigkeit von n in Serie angeordneter parallelgebundener Partikel beträgt unter Berücksichtigung von Gleichung (7.12)

$$K = \frac{A \cdot \bar{k}^\xi}{n} + \frac{k^\xi}{2 \cdot n} \quad \xi = \{n, s\}. \quad (7.18)$$

Die Berechnung der Normalsteifigkeit des Kluftkörpers aus 400x4 Partikeln errechnet sich somit zu

$$\frac{E \cdot A}{L} = \frac{4 \cdot \bar{A} \cdot \bar{k}^n}{400} + \frac{4 \cdot k_n}{2 \cdot 400}. \quad (7.19)$$

Die Normalsteifigkeit des Kluftkörpers kann dabei zu je einer Hälfte auf die Kontakte und Parallelbindungen aufgeteilt werden.

$$\frac{E \cdot 0,8}{2 \cdot 80} = \frac{4 \cdot 0,2 \cdot \bar{k}^n}{400}$$

$$\frac{E \cdot 0,8}{2 \cdot 80} = \frac{4 \cdot k_n}{2 \cdot 400}$$

Damit errechnet sich die Kontaktsteifigkeit und Partikelsteifigkeit zu:

$$\bar{k}^n = 2,5 \cdot E$$

$$k_n = 1,0 \cdot E$$

Die gleiche Vorgangsweise kann zur Berechnung der Schubsteifigkeiten herangezogen werden.

$$\bar{k}^s = 2,5 \cdot G$$

$$k_s = 1,0 \cdot G$$

Mikroparameter der Festigkeit

Die Zug- und Scherfestigkeit der Parallelbindung werden als Spannung angegeben, daher ist keine Umrechnung der in Tabelle 7.1 (Parametersatz E) angegebenen Festigkeiten erforderlich.

$$\bar{\sigma}_c = \sigma_z$$

$$\bar{\tau}_c = \tau_{zul}$$

Partikeldichte

Die Partikeldichte errechnet sich aus der in Tabelle 7.1 angegebenen Materialdichte wie folgt:

$$\rho_p = \frac{\rho}{1-n} \quad (7.20)$$

ρ ...Dichte [kg/m³], n ...Porosität

Die orthogonale Partikelanordnung des Kluftkörpers besitzt eine Porosität von 21 % (vgl. Kapitel 4), damit ergibt sich nach Gleichung (7.20) eine Partikeldichte von 3417,7 kg/m³.

In Tabelle 7.16 sind die für das PFC-Modell erforderlichen Mikroparameter zusammengefasst.

Tabelle 7.16: Mikroparameter

Parameter	Beschreibung	A	B	C	D	E
ρ_p	[kg/m ³] Partikeldichte	3417,7	3417,7	3417,7	3417,7	3417,7
k_n	[N/m] Normalsteifigkeit – Partikel	0,8e9	1,0e9	1,2e9	3e9	1,0e9
k_s	[N/m] Schersteifigkeit – Partikel	0,36e9	0,45e9	0,55e9	1,36e9	0,45e9
\bar{k}^n	[N/m ²] Normalsteifigk. – Bindung	2,0e9	2,5e9	3,0e9	7,5e9	2,5e9
\bar{k}^s	[N/m ²] Schersteifigkeit – Bindung	0,91e9	1,14e9	1,26e9	3,41e9	1,14e9
$\bar{\sigma}_c$	[N/m ²] Zugfestigkeit – Bindung	10e9	10e9	10e9	10e9	1e7
$\bar{\tau}_c$	[N/m ²] Scherfestigkeit – Bindung	10e9	10e9	10e9	10e9	5e6

7.4.3.4 Identifikation instabiler Systemzustände

Die Identifikation stabiler und instabiler Systemzustände erfolgte durch die Beurteilung des Verschiebungs- und Geschwindigkeitszustands des Systems. Aus diesem Grund wurden die Position, die Relativverschiebung und die Geschwindigkeit ausgewählter Partikel protokolliert.

Abbildung 7.58 zeigt die Lage der ausgewählten Partikel, jeweils 3 Partikel wurden an der freien Oberfläche des Kluftkörpers in 4,1 m, 8,3 m und 12,4 m Distanz vom Fußpunkt beobachtet. Die Identifikation der Partikel erfolgte über die programminterne ID-Nummer: Die Partikel mit der ID-Nummer 80, 84 und 88 sind 4,1 m vom Fußpunkt entfernt, die Partikel 164, 168 und 172 sind 8,3 m entfernt und die Entfernung der Partikel mit der Nummer 248, 252 und 256 beträgt 12,4 m.

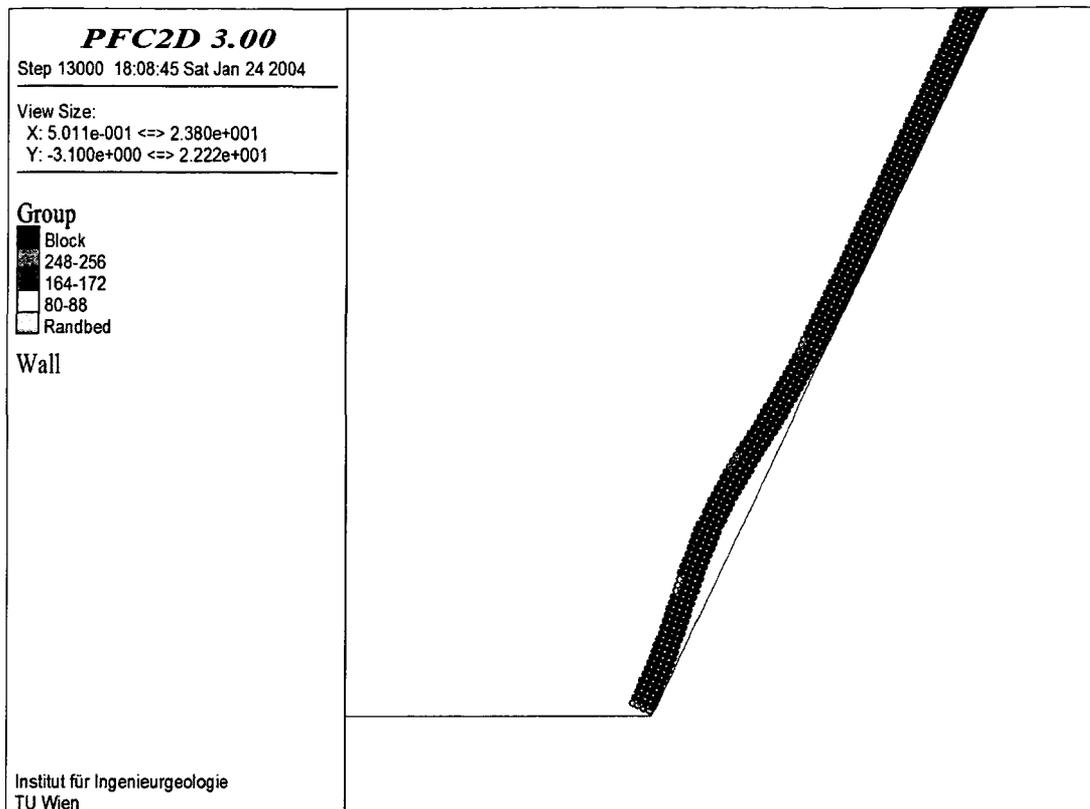


Abbildung 7.58: Partikel (cyan, grün und rot) zur Protokollierung der Geschwindigkeiten und Verschiebungen

Die folgenden Abbildungen zeigen die Ergebnisse der Stabilitätsuntersuchung für den Parametersatz B ($E = 1,0 \text{ GPa}$) und einem Reibungswinkel ϕ der Trennfläche von 30° . Dabei wird das stabile Ergebnis bei einem Böschungswinkel α von 55° jeweils dem instabilen Ergebnis bei einem Böschungswinkel von 75° gegenübergestellt.

Die Abbildung 7.59 und Abbildung 7.60 zeigt die relative X-Verschiebung der Partikel 84 (schwarze Linie), 168 (rote Linie) und 46 (blaue Linie), protokolliert über die Anzahl der Berechnungsschritte. Abbildung 7.59 zeigt das Verhalten des PFC-Modells bei einem Böschungswinkel α von 55° , die initiale Auslenkung (Anfangsstörung) bewegt sich zurück in eine stabile Lage. Die Abbildung 7.60 zeigt hingegen eine kontinuierliche und rasche Zunahme der X-Verschiebung, die Scheibe beult aus.

Die Abbildung 7.61 und Abbildung 7.62 zeigen die Veränderung der X-Koordinaten der Partikel 80, 84 und 88 (Distanz vom Fußpunkt: 4,1m) über die Berechnungsdauer (Anzahl der Berechnungsschritte). Abbildung 7.61 zeigt das stabile Ergebnis bei $\alpha=55^\circ$, die Abbildung 7.62 zeigt das instabile Ergebnis bei 75° .

Den Geschwindigkeitsverlauf der obersten beobachteten Partikel (248, 252 und 256) zeigen die Abbildungen 7.14 und 7.15. Das stabile Ergebnis (Abbildung 7.63) zeigt eine durch die

Anfangsstörung ausgelöste Schwingung und eine anschließende Beruhigung des Systems, während das in Abbildung 7.64 dargestellte instabile Ergebnis eine kontinuierliche Zunahme der Geschwindigkeit zeigt.

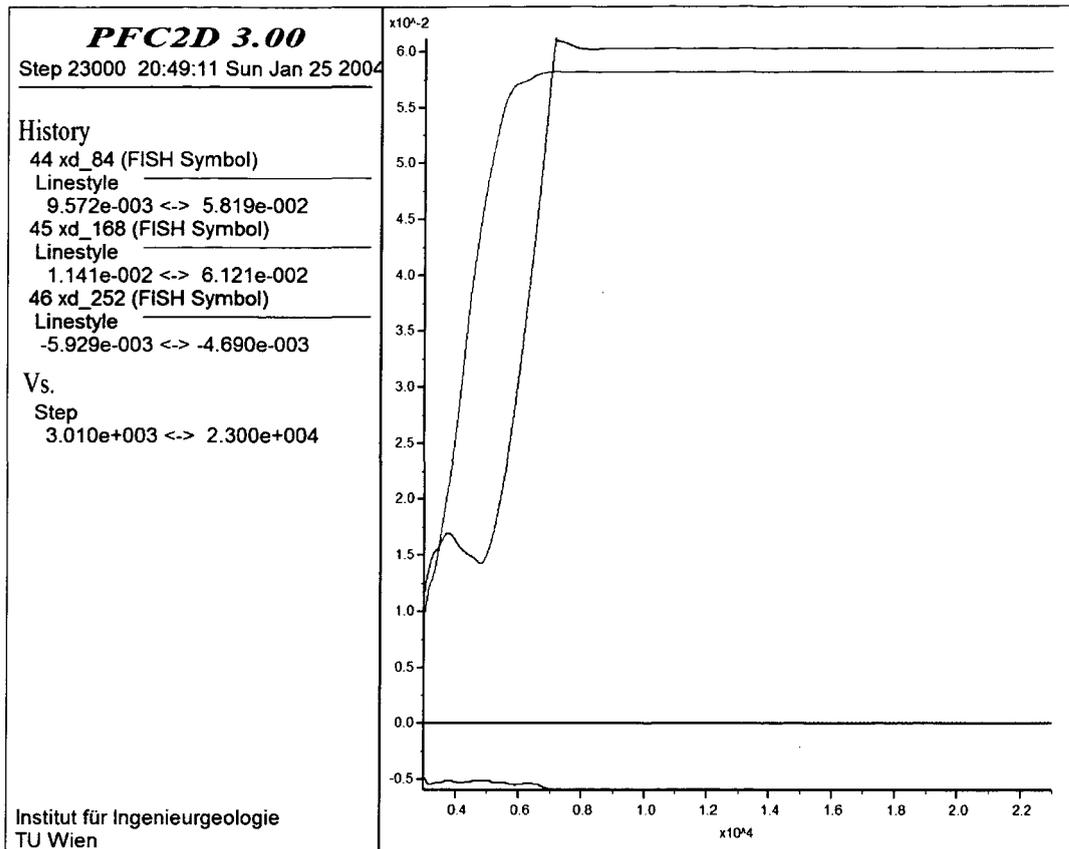


Abbildung 7.59: Relative X-Verschiebung der Partikel 84, 168 und 252 – stabiler Systemzustand bei $E = 1,0 \text{ GPa}$, $\varphi = 30^\circ$ und $\alpha = 55^\circ$

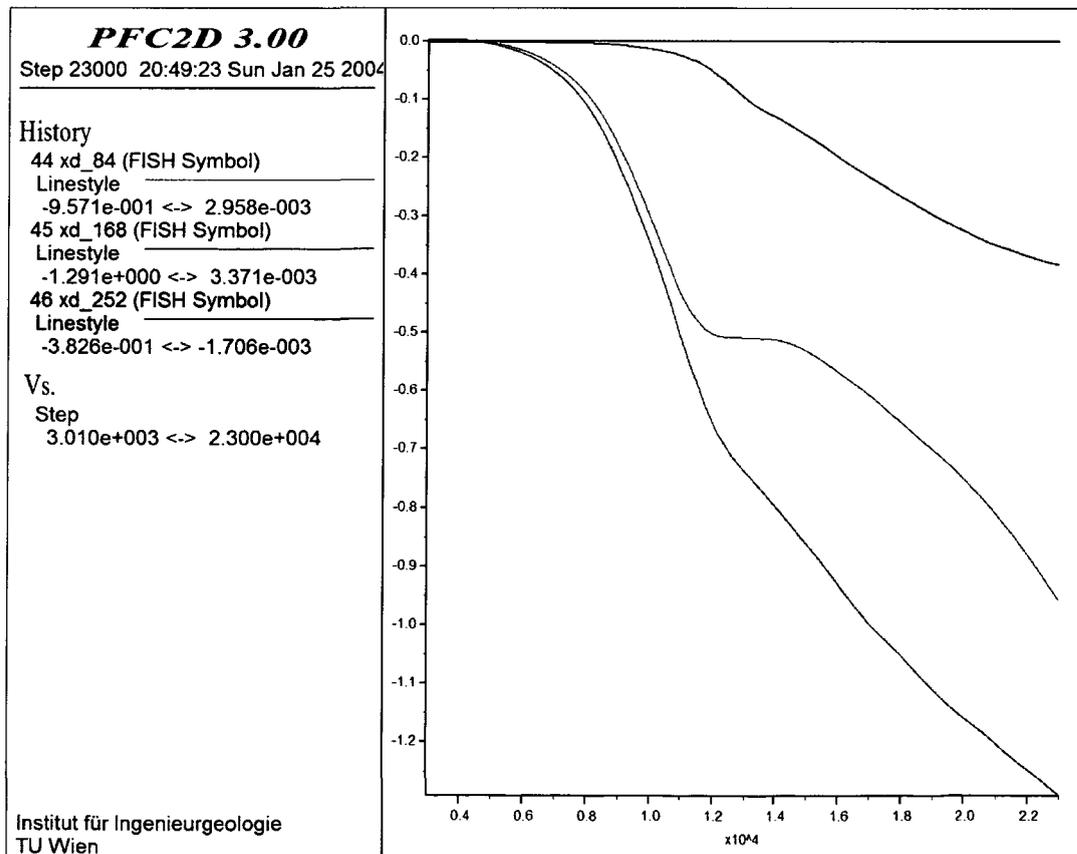


Abbildung 7.60: Relative X-Verschiebung der Partikel 84, 168 und 252 – instabiler Systemzustand bei $E = 1,0 \text{ GPa}$, $\varphi = 30^\circ$ und $\alpha = 75^\circ$

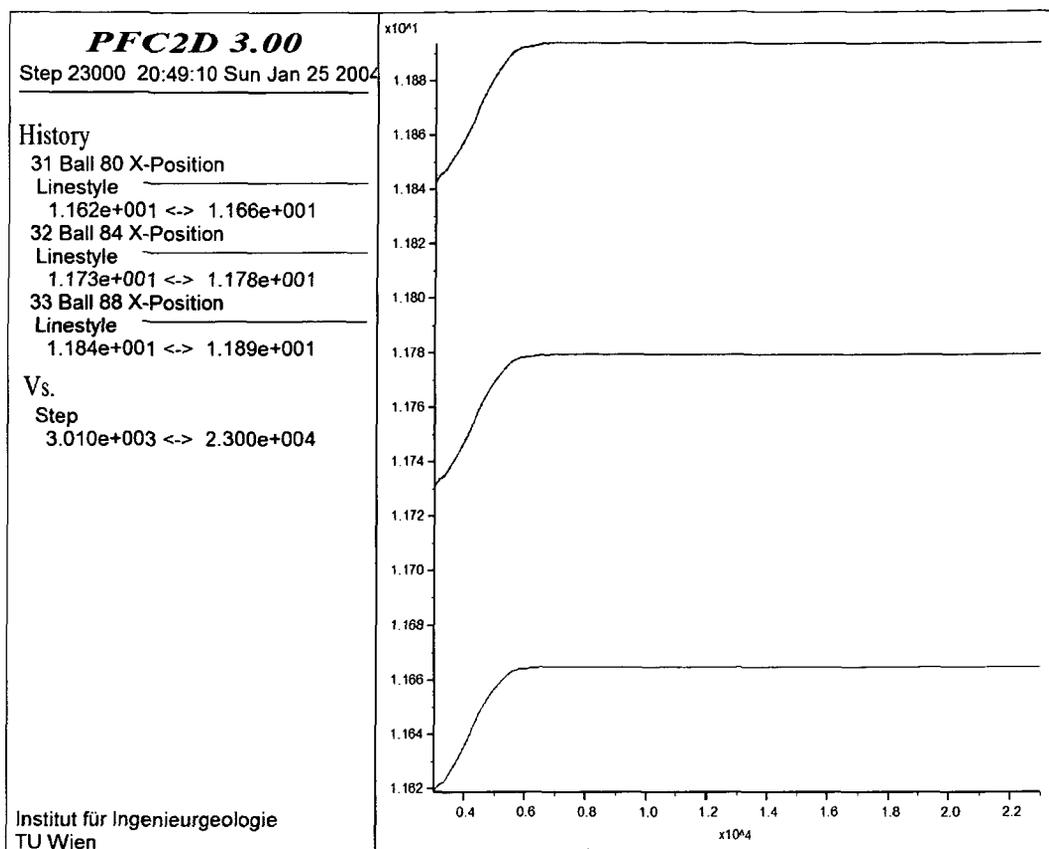


Abbildung 7.61: X-Position der Partikel 80, 84 und 88 – stabiler Systemzustand bei $E = 1,0 \text{ GPa}$, $\phi = 30^\circ$ und $\alpha = 55^\circ$

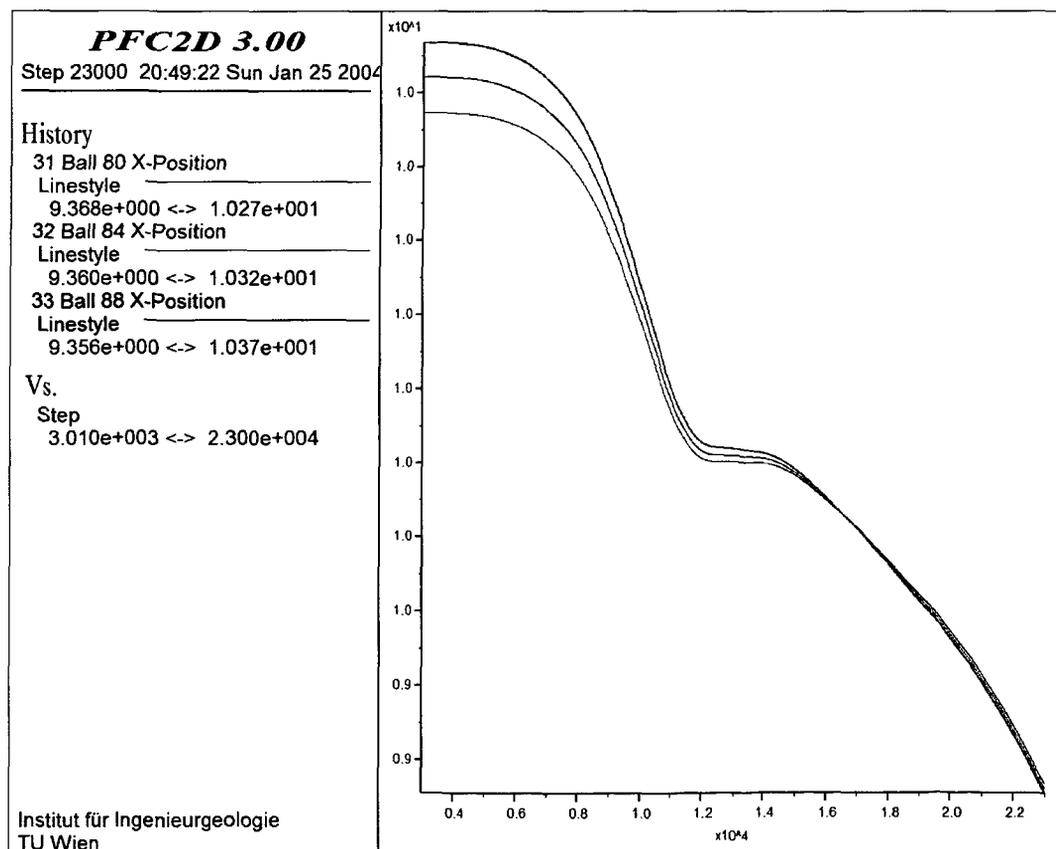


Abbildung 7.62: X-Position der Partikel 80, 84 und 88 – instabiler Systemzustand bei $E = 1,0 \text{ GPa}$, $\phi = 30^\circ$ und $\alpha = 75^\circ$

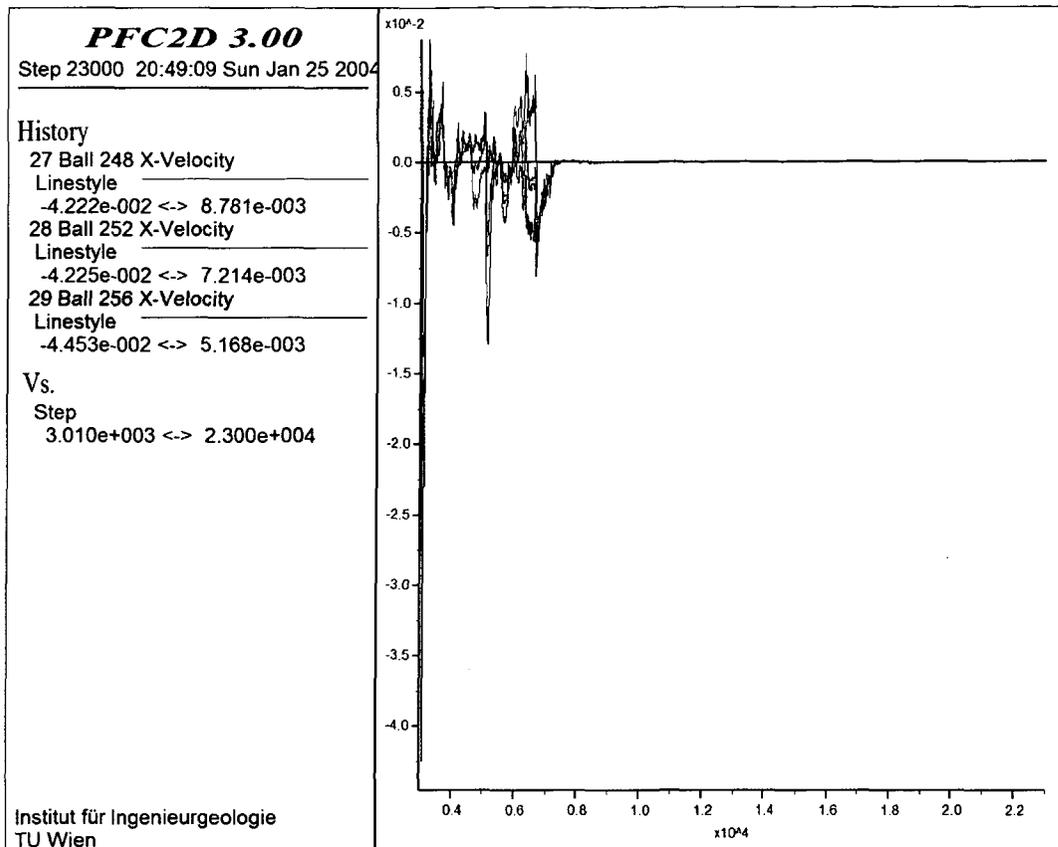


Abbildung 7.63: X-Geschwindigkeit der Partikel 248, 252 und 256 – stabiler Systemzustand bei $E = 1,0 \text{ GPa}$, $\phi = 30^\circ$ und $\alpha = 55^\circ$

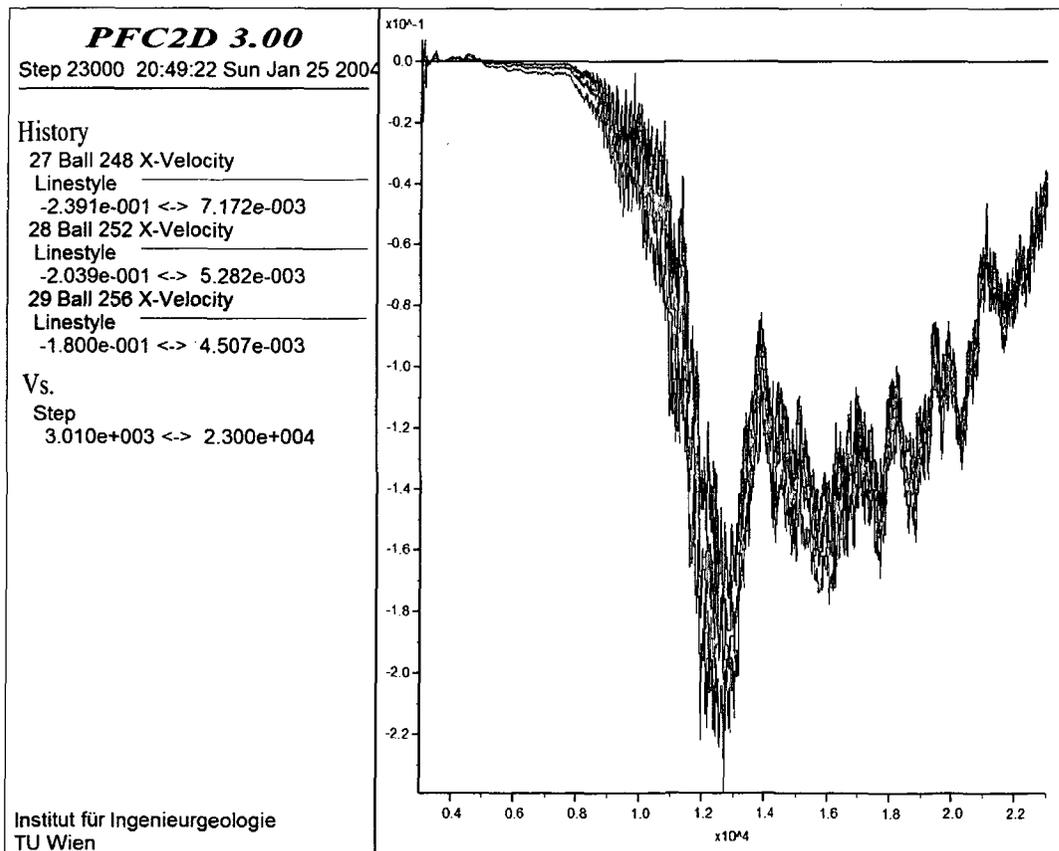


Abbildung 7.64: X-Geschwindigkeit der Partikel 248, 252 und 256 – instabiler Systemzustand bei $E = 1,0 \text{ GPa}$, $\phi = 30^\circ$ und $\alpha = 75^\circ$

7.4.3.5 Ergebnisse der Stabilitätsuntersuchung

Die Ergebnisse der Stabilitätsuntersuchung sind in Tabelle 7.17 zusammengefasst. Sie zeigt den für die jeweiligen Modellparameter kleinsten Böschungswinkel α_{Krit} , bei dem das PFC-Modell ein instabiles Systemverhalten (Beulen) abbildet. Alle Böschungsgeometrien mit $\alpha < \alpha_{\text{Krit}}$ zeigen ein stabiles Systemverhalten, alle Geometrien mit einem Böschungswinkel $\alpha \geq \alpha_{\text{Krit}}$ beulen bzw. knicken aus.

Tabelle 7.17: Böschungswinkel α_{Krit}

PFC	Reibungswinkel ϕ [°]	
	10	30
E [GPa]		
0,8	55	60
1	60	65
1,2	65	75
3	X	X

7.4.3.5.1 Knickfigur und Knicklänge

Die beobachtete Knicklänge bewegt sich zwischen einem Fünftel und einem Viertel der Gesamtlänge der Scheibe. Die Knickfigur entspricht am Beginn des Versagens dem Euler-Fall 4 (Kapitel 2.6) und wechselt in weiterer Folge zum Euler-Fall 3. Der Euler-Fall 4 setzt eine Einspannung an beiden Enden der Knicklänge voraus, während beim Euler-Fall 3 ein Ende eingespannt und das andere gelenkig gelagert ist.

Abbildung 7.65 zeigt den Versagensablauf für den Parametersatz A der Kluftkörper und einen Reibungswinkel der Trennfläche von 30°. Die Veränderung/Entwicklung der Knickfigur ist zwischen den ersten beiden und den zwei letzten Versagensbildern gut erkennbar.

Der Unterschied in der berechneten Knicklänge zu der von Cavers abgeschätzten Knicklänge lässt sich einerseits durch die unterschiedlichen Lagerungsbedingungen und andererseits dadurch erklären, dass das stabilisierende Eigengewicht des ausknickenden Segments bei der analytischen Lösung nicht berücksichtigt wird.

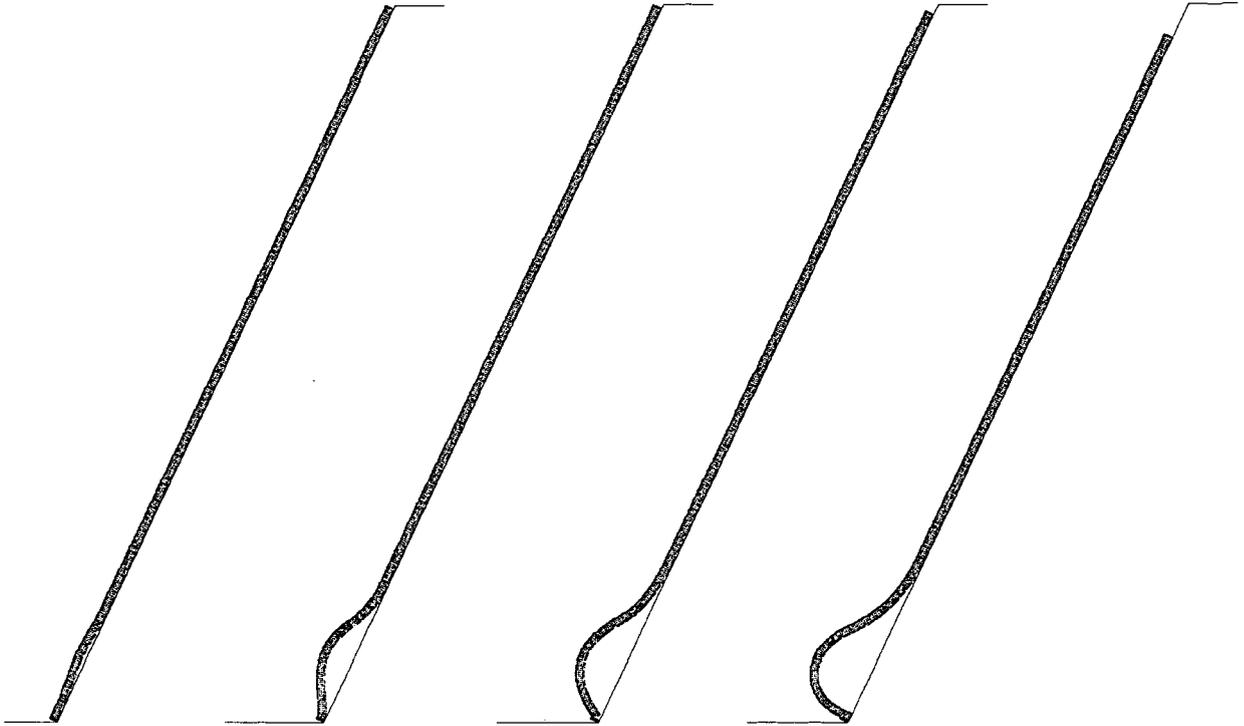


Abbildung 7.65: Versagensablauf für den Parametersatz A, bei einem Reibungswinkel φ der Trennfläche (Wandelement) von 30° und einem Böschungswinkel $\alpha = 65^\circ$.

7.4.3.5.2 Einfluss der Festigkeit der Kluftkörper

Der Einfluss der Festigkeit auf den kritischen Böschungswinkel und auf den Versagensablauf wurde exemplarisch für den Parametersatz E ($E = 1,0 \text{ GPa}$) untersucht. Für die gewählten Festigkeiten (Tabelle 7.14 und Tabelle 7.16) ist keine Veränderung des Grenzgleichgewichts erkennbar. Der Versagensablauf ändert sich insofern, dass das Biegeknicken durch das Brechen des Kluftkörpers in ein Dreigelenkknicken (Abbildung 7.66) übergeht.

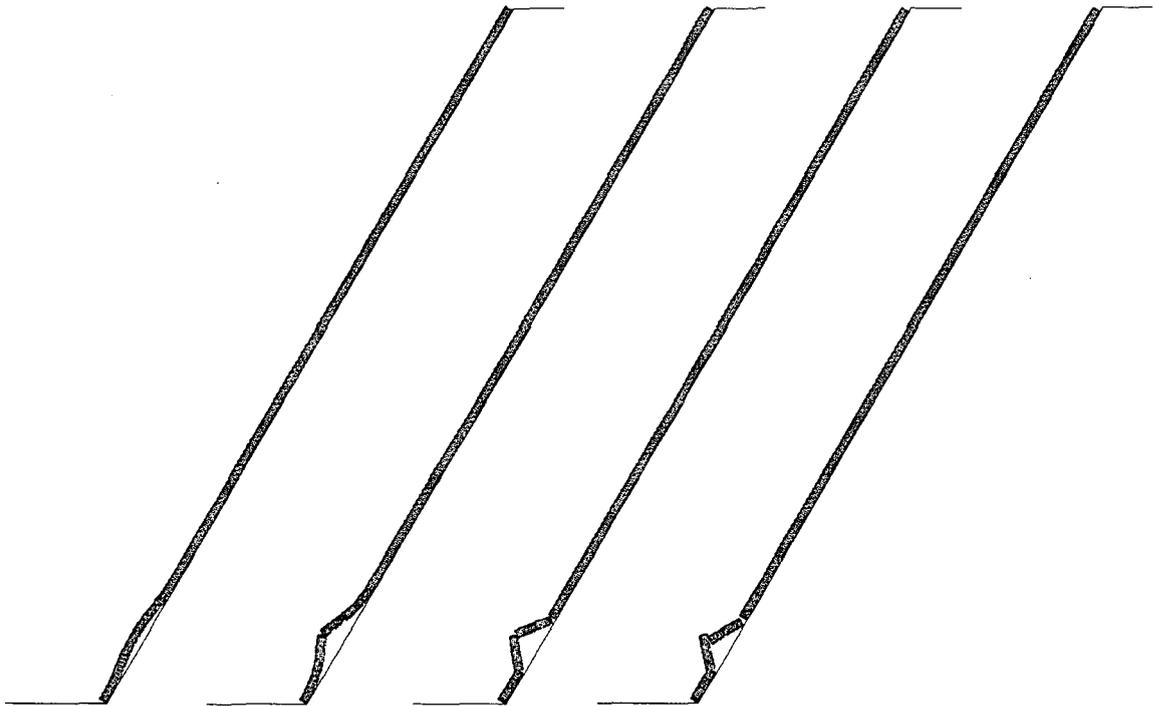


Abbildung 7.66: Übergang vom Biegeknicken zum Dreigelenkknicken

7.4.4 Gegenüberstellung der Ergebnisse

Die analytische Lösung ermittelt mit den von Cavers getroffenen Abschätzungen für die Knicklänge und für die Länge des treibenden Segments (Kapitel 7.4.2), in Bezug auf die untersuchten Böschungswinkel ($50\text{--}80^\circ$) und Parameterkombinationen (A–D) generell ein instabiles Ergebnis.

Aus diesem Grund wurde die analytische Lösung bezüglich der Knicklänge und der Länge des treibenden Segments den numerisch ermittelten Ergebnissen angepasst. Die Knicklänge wurde mit einem $1/4$ der Gesamtlänge abgeschätzt und das Gewicht des treibenden Segments wurde mit einer Länge von $7/8$ der Gesamtlänge berechnet.

Tabelle 7.18 zeigt die analytisch berechneten kritischen Böschungswinkel, ermittelt mit einer Genauigkeit von 5° .

Tabelle 7.18: Böschungswinkel α_{Krit}

Cavers E [GPa]	Reibungswinkel φ [°]	
	10	30
0,8	50	60
1	55	70
1,2	70	80
3	X	X

Der Vergleich des PFC-Modells mit der adaptierten analytischen Lösung nach Cavers zeigt eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse (Tabelle 7.19). Auch das von Adhikary, Mühlhaus et al. (2001) beschriebene Verhalten, dass das Cavers-Modell die kritische Last bei flachen Böschungen unterschätzt und bei steilen Böschungen überschätzt, ist erkennbar.

Tabelle 7.19: Gegenüberstellung der numerisch und analytisch ermittelten kritischen Böschungswinkel (der im Vergleich kleinere Böschungswinkel ist jeweils grün unterlegt)

E [GPa]	$\varphi = 10^\circ$		$\varphi = 30^\circ$	
	PFC	Cavers	PFC	Cavers
0,8	55	50	60	60
1	60	55	65	70
1,2	65	70	75	80

7.4.5 Conclusio

Die Studie zeigt, dass die Berechnung des Knickens/Beulens von Felsböschungen mit dem PFC möglich, aber im Vergleich zur analytischen Methode erheblich aufwändiger ist.

Ein Vorteil des PFC liegt in seiner inkludierten Rissmechanik. Die Modellierung des Materialversagens der Klufkörper ist bei der Ermittlung des Grenzgleichgewichts (kritischer Böschungswinkel) jedoch nicht von Bedeutung, da die Festigkeit erst nach dem Verlust der stabilen Gleichgewichtslage überschritten wird. Ein großer Vorteil der Numerik ist, dass die Knicklänge ein Ergebnis der Berechnung ist und nicht abgeschätzt werden muss.

8 Zusammenfassung

Massenbewegungen in alpinen Gebieten stellen häufig direkt oder indirekt eine Gefährdung von besiedeltem Gebiet, Infrastruktureinrichtungen usw. dar. Es gibt eine Vielzahl von Klassifikationen von Massenbewegungen, denen jedoch meistens klare mechanische Grundlagen fehlen. Quantitative Aussagen über Abbruchvolumen, Reichweite von Felsmassenstürzen, Risiken usw. sind jedoch nur auf der Basis von mechanischen Modellen möglich. Derzeit muss noch zwischen mechanischen Modellen des Versagensmechanismus und des möglicherweise dadurch ausgelösten Felsmassensturzes unterschieden werden, weil es noch kein Universalmodell, das eine durchgehende Berechnung (mit Berücksichtigung oft außerordentlich großer Verschiebungen) ermöglicht, gibt.

Ein neuartiges Verfahren zur Berechnung von Massenbewegungen stellt der Particle Flow Code (PFC) der ITASCA Consulting Group dar. PFC modelliert die Bewegungen und Wechselwirkungen von belasteten Elementensembeln, bestehend aus kugel- oder scheibenförmigen Einzelpartikeln. Die Partikel können durch Verbindung an ihren Berührungspunkten zu einem Festkörper verbunden werden, in dem durch eine progressive Schädigung der Bindungen die Entstehung und Ausbreitung von Trenn- und Scherbrüchen modelliert werden können. Dadurch ist die kombinierte und gleichzeitige Modellierung von makro- und mikromechanischen Prozessen möglich. Das heißt, während man die makromechanische Deformation eines Gebildes unter Last simuliert, kann gleichzeitig die Ausbreitung von Rissen und Brüchen beobachtet werden.

Durch die Anwendung des Particle Flow Codes auf die Versagensmechanismen Hangkriechen, Hart auf Weich und Knicken/Beulen wurde einerseits die Eignung von PFC zur Modellierung dieser Mechanismen verifiziert, und andererseits vorhandene Modellvorstellungen auf ihre mechanische Plausibilität überprüft und ergänzt. Dabei wurden sowohl einfache schematische Modelle zur Überprüfung der Fähigkeiten und Möglichkeiten des vorgestellten Verfahrens als auch konkrete Modelle für die Analysen der Massenbewegungen „Reppwand-Gleitung (Oselitzenbach)“ und „Murau-Galgenwald“ erstellt.

Bei der Berechnung der von Zienkiewicz et al. (1975) untersuchten Modellböschung konnte neben den Charakteristiken des initialen Versagensmechanismus „Hangkriechen“ auch der Wechsel vom Hangkriechen zum Gleiten bei großen Verschiebungen, wie er bei großen Massenbewegungen oft zu beobachten ist, dargestellt werden.

Der Vergleich der Ergebnisse von PFC mit der von Zienkiewicz et al. durchgeführten Gleitkreisuntersuchung und FE-Berechnung zeigt eine gute Übereinstimmung der Verteilung der ermittelten Verschiebungen und des Bewegungsbildes.

Die dreidimensionale Berechnung der Reppwand-Gleitung hat darüber hinaus gezeigt, dass auch die Ausbreitung abgelöster Massen (Sturzprozesse einzelner Partikel oder Partikelgruppen) berechnet werden kann. Die Fähigkeit von PFC, nicht nur den initialen Versagensmechanismus „Hangkriechen“ abzubilden, sondern auch die bei großen Verschiebungen auftretende Ablösung und die anschließende Ausbreitung der bewegten Massen stellt einen großen Vorteil gegenüber herkömmlichen FE- und FD-Methoden dar und ist ein erster Schritt zu einem Universalmodell.

Bei der Modellierung des Mechanismus „Hart auf Weich“ konnte die Neubildung von Klufftkörpern durch die Ausbildung makroskopischer Risse als Folge der progressiven Schädigung der Partikelbindungen (mikromechanischer Zerstörungsprozess) dargestellt werden. Beim PFC-Modell zur Analyse der Massenbewegung Murau zeigen die signifikanten Rissbildungen im Modell eine gute Übereinstimmung mit den als aktiv ausgewiesenen Bereichen. Dadurch konnte nachgewiesen werden, dass die Hangbewegung durch den Aufbau „Hart auf Weich“ verursacht wird.

Beim Einsatz von PFC zur Berechnung des Knickens und Beulens tafelförmiger Klufftkörper war es durch die Möglichkeit der Simulation des Brechens des Klufftkörpers infolge der Biegebelastung möglich, den Wechsel vom rein elastischen Eulerknicken zum Dreigelenksknicken darzustellen.

Ein derzeit noch nicht vollkommen gelöstes Problem ist die Modellierung von Trennflächen, da es aufgrund der Oberflächenrauigkeit der Klufftkörper infolge ihres granularen Aufbaus zu Verzahnungseffekten kommt und es sich dadurch als äußerst schwierig erwiesen hat, definierte bzw. glatte Flächen zu modellieren. Bei Versagensmechanismen, die von Trennflächen dominiert sind, ist daher der Einsatz alternativer Methoden empfehlenswert. Als Beispiel wurde die Untersuchung des Mechanismus „Knickbandsackung“ mit Hilfe des mit PFC artverwandten Distinkten Elemente Codes UDEC durchgeführt.

Infolge der derzeit verfügbaren Rechenleistung ist die maximal nutzbare Partikelanzahl begrenzt (~ 100.000 – PFC^{2D}, ~ 80.000 – PFC^{3D}) und die Modellierung realer Korngrößenverteilungen nicht möglich. Stattdessen wurde jeweils ein granulares System mit den annähernd gleichen makroskopischen Eigenschaften wie das gesuchte physikalische Material modelliert. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass damit das Verhalten von Fels und die Ausbreitung von Rissen und Brüchen sehr gut simuliert werden kann.

Der maßgeblichste Unterschied von PFC zu herkömmlichen numerischen Verfahren liegt in der Zuweisung der Materialeigenschaften. Da PFC das makroskopische Materialverhalten durch die Interaktionen von Elementen auf Mikroebene abbildet, werden die Materialeigenschaften des PFC-Materials durch die Zuweisung von Materialparametern für diese Mikroelemente (Mikroparameter) festgelegt. Diese Mikroparameter müssen durch einen Kalibrationsprozess bestimmt werden, bei dem die Antwort des synthetischen Materials direkt mit der Reaktion des physikalischen Materials verglichen wird. Dieser Vergleich kann im Labormaßstab (Triaxialversuch, Braziliantest etc.) oder im Feldmaßstab (z. B. die Rückrechnung von Massenbewegungen) erfolgen.

Die Kalibration der Mikroparameter hat sich als aufwändig erwiesen, und durch die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Kalibrationsschritte erscheint auch die vollständige Automatisierung des Kalibrationsprozesses als schwer lösbar.

Die vorgestellten Modellrechnungen haben die Eignung und das Potential des Particle Flow Codes zur numerischen Modellierung von Massenbewegungen – vor allem bei großen Verschiebungen – unter Beweis gestellt. Der große Vorteil von PFC liegt in der Möglichkeit, nicht nur den initialen Versagensmechanismus, sondern auch die Veränderungen des Mechanismus bei großen Verschiebungen zu modellieren. Aufgrund dieser Tatsache eignet sich PFC hervorragend für Modelle zur Vertiefung des Verständnisses des Versagensablaufs von Massenbewegungen, zur Überprüfung vorhandener Modellvorstellungen sowie zur Untersuchung der Standsicherheit bzw. Dimensionierung von Felsböschungen.

9 Literaturverzeichnis

- Achmus, M. & Abdel-Rahman, K. (2002). *The influence of "up-scaling" on the results of particle method calculations of non-cohesive soils*. In: Numerical Modeling in Micromechanics via Particle Methods (Proceedings of the 1st International PFC Symposium, Gelsenkirchen, Germany, November 2002), Gelsenkirchen, A.A. Balkema. pp. 183-187
- Adhikary, D. P., Mühlhaus, H.-B. & Dyskin, A. V. (2001). *A numerical study of flexural buckling of foliated rock slopes*. International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics 25, No. 9, pp. 871-884.
- Biarez, J. & Wiendieck, K. (1963). *La comparaison qualitative entre l'anisotropie mécanique et l'anisotropie de structure*. Comptes rendus à l'Académie des Sciences, No. Paris n° 254, pp. 2712-2714.
- Bingham, E. C. (1922). Fluidity and plasticity, chapter 8. New York, McGraw-Hill, pp. 215-218.
- Bishop, A. W. (1955). *The use of the slip circle in the stability analyses of earth slopes*. Geotechnique 5, pp. 7-17.
- Bonnard, C., Forlati, F. & Scavia, C., Eds. (in prep). Risk Analysis of Large Landslides in Alpine Environment: the IMIRILAND Project. Rotterdam, Balkema.
- Brückl, E. & Scheidegger, A. E. (1972). *The Rheology of Spatially Continuous Mass Creep in Rock*. Rock Mechanics. 4, pp. 237-250.
- Cavers, D. S. (1981). *Simple Methods to Analyze Buckling of Rock Slopes*. Rock Mechanics. 14, pp. 87-104.
- Cundall, P. A. (1971). *A Computer Model for Simulating Progressive Large Scale Movements in Blocky Rock Systems*. In: Proceedings of the Symposium of the International Society for Rock Mechanics, Nancy, France, Vol. 1, Paper No. II-8.
- Cundall, P. A. (1987). *Distinct Element Models of Rock and Soil Structure*. Analytical and Computational Methods in Engineering Rock Mechanics. E. T. Brown. London, George Allen & Unwin, pp. 129-163.
- Dawson, E. M. (1999). *Finite Elemente Slope Analysis*. In: Proc. of the 47th Annual Geotechnical Conference, University of Minnesot, Dep. of Civ. Eng.
- Fellenius, W. (1927). *Erdstatische Berechnungen mit Reibung und Kohäsion und unter Annahme kreiszylindrischer Gleitflächen*. Berlin, Verlag W. Ernst und Sohn.
- Geo&Soft (2003). *ISOMAP & ROTOMAP for windows (3D Surface Modelling & Rockfall Analysis)*. User's Guide.

- Goricki, A. & Goodman, R. E. (2003). *Failure Modes of Rock Slopes Demonstrated with Base Friction and Simple Numerical Models*. Felsbau 21, No. 2, pp. 25-30.
- Hainbücher, E. (2001). *Vergleich von analytischen Berechnungsverfahren mit dem Verfahren der Distinkten Element Methode bei geotechnischen Anwendungen*. Diplomarbeit, Institut für Grundbau und Bodenmechanik, Universität Essen.
- Hainbücher, E., Potthoff, S., Konietzky, H. & te Kamp, L. (2002). *Particle based modeling of shear box tests and stability problems for shallow foundations in sand*. In: Numerical Modeling in Micromechanics via Particle Methods (Proceedings of the 1st International PFC Symposium, Gelsenkirchen, Germany, November 2002), Gelsenkirchen, A.A. Balkema. pp. 151-156
- Itasca (1999a). *PFC^{2D} (Particle Flow Code in 2 Dimensions) User's Guide*. Minneapolis, Itasca Consulting Group, Inc.
- Itasca (1999b). *PFC^{3D} (Particle Flow Code in 3 Dimensions) User's Guide*, Itasca Consulting Group, Inc.
- Itasca (2000). *UDEC (Universal Distinct Element Code) User's Guide*. Minneapolis, Itasca Consulting Group, Inc.
- Itasca (2002). *FLAC^{3D} (Fast Lagrangian Analysis of Continua in 3 Dimensions) User's Guide*, Itasca Consulting Group, Inc.
- Kieffer, D. S. (1998). *Rock Slumping: A Compound Failure Mode of Jointed Hard Rock Slopes*. PhD, University of Berkeley California.
- Konietzky, H. (2000). *Numerische Simulation in der Geomechanik mittels expliziter Verfahren*. Gelsenkirchen, Itasca Consultant GmbH.
- Kovari, K. (1990). *Methods of monitoring landslides*. In: Proc. 5th Int. Symp. On Landslides, Lausanne 1988, Balkema, pp. 1421-1433.
- Kuhn, M. R. & Bagi, K. (2002). *Generalized continuum models for granular materials.: Bridging a transition from micro to macro*. In: Procs. 4th MesoMech Conference, Aalborg, Denmark.
- Lang, T. (2002). *Numerische Untersuchungen zur Hangstabilität im Galgenwald bei Murau/Steiermark*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien, S. 97.
- Moser, M. (2001). *Talzus Schub Reppwand-Gleitung, Geologisch-geotechnischer Bericht für 2000 unter besonderer Berücksichtigung der Bewegungsmessungen (Periode 14-15, Juni 99 bis Oktober 2000)*. Bericht WLV.
- Moser, M., Angerer, J. & Seitz, S. (1988). *Geotechnische Untersuchungsergebnisse im Rahmen des Verbauungsprojekts Oselitzenbach/Kärnten*. In: Interprävent 1988, Graz, Band 3, pp. 77-102.

- Nemcok, A., Pasek, J. & Rybar, J. (1972). *Classification of Landslides and Other Mass Movements*. Rock Mechanics. 4, pp. 71-78.
- Poisel, R. (1998). *Kippen, Sacken, Gleiten - Die Geomechanik von Massenbewegungen und Felsböschungen*. Felsbau 16, No. 3, pp. 135-140.
- Poisel, R. (2003). *Versagensmechanismen von Felsböschungen - Grundtypen, deren Kombinationen und deren Übergänge*. Vortrag im Rahmen der Vortragsreihe "Geotechnik" an der Technischen Universität Graz am 16.10.2003.
- Poisel, R. & Preh, A. (2004). *Rock slope initial failure mechanisms and their mechanical models*. Felsbau, No. 2, in press.
- Poisel, R., Preh, A., Roth, W. & Pirulli, M. (2002). *Workpackage 4 - Establishment of scenarios on the basis of mechanical runout modelling: application of numerical methods*. Detailed Scientific Report, EU-Project Imiriland Contract n° EVG1-CT-2000-00035.
- Potyondy, D. O. & Cundall, P. A. (1999). *Modeling of Notch Formation in the URL Mine-By Tunnel: Phase IV — Enhancements to the PFC Model of Rock*. Report to Atomic Energy of Canada Limited (AECL), April. Issued as Ontario Hydro Nuclear Waste Management Division Report, No. 06819-REP-01200-10002-R00.
- Potyondy, D. O. & Cundall, P. A. (2003). *A Bonded-Particle Model for Crystalline Rock*. submitted to Int. J. Rock Mech. & Min. Sci, No. for a special issue on rock mechanics research at the AECL Underground Research Laboratory.
- Pouzar, R. (2003). *Numerische Modellierung der Massenbewegung Murau mittels des Particle Flow Codes*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien.
- Preh, A. (2000). *Ermittlung von Sicherheitsfaktoren mittels des diskontinuumsmechanischen Finiten Differenzen-Codes UDEC*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien, S. 78.
- Preh, A., Poisel, R. & Krastanov, J. (2002). *Investigation of the failure mechanisms of hard, competent rock lying on a soft, incompetent base by PFC2D*. In: Numerical Modeling in Micromechanics via Particle Methods (Proceedings of the 1st International PFC Symposium, Gelsenkirchen, Germany, November 2002), Gelsenkirchen, Germany, A.A. Balkema, pp. 277-281.
- Rietema, K. (1991). *The Dynamics of Fine Powders*. London [u.a.], Elsevier Applied Science.
- Roth, W. (1999). *Ermittlung von Sicherheitsfaktoren mittels des kontinuumsmechanischen Finiten Differenzen - Codes FLAC*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien, S 73.
- Schultze, E. & Muhs, H. (1967). *Bodenuntersuchungen für Ingenieurbauten*. Berlin [u.a.], Springer Verlag.

- Silberbauer, J. (1987). *Geomechanische Modellversuche zum Zerberbrechen und Zergleiten starrer Felsmassen auf weicher Unterlage*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien, S. 101.
- Steger, W. (1991). *Finite-Elemente-Berechnungen zur Geomechanik diskontinuierlicher, spröder Felsmassen auf viskoplastischen Sockeln*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien.
- Stini, J. (1942). *Talzus Schub und Bauwesen*. Die Bautechnik 20, No. 9, pp. 80-81.
- Whiteman, R. V. & Bailey, W. A. (1967). *Use of computers for slope stability analyses*. In: Proc. Am. Soc. Civ. Engers, 93, SM 4, pp. 457-498.
- Will, J. (1995). *Die Diskrete Elemente Methode (DEM) und ihre Anwendung in der Felsmechanik*. Mitteilungen des Instituts für Strukturmechanik, Festschrift Prof. Harald Zrost, No. 95-1, S. 11.1-5.11.13.
- Will, J. & Konietzky, H. (1998). *Neue Techniken der Numerik zur Berechnung von Felsböschungen*. Felsbau 16, No. 3, S. 155-167.
- Wittke, W. (1984). *Felsmechanik - Grundlagen für wirtschaftliches Bauen im Fels*, Springer Verlag.
- Wollinger, C. (2003). *Untersuchungen der Standsicherheit von Böschungen in geklüftetem Fels mittels 3DEC*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien, S. 105.
- Zettler, A. (1992). *Geomechanische Untersuchungen zur Standsicherheit der Südflanke des Reißkofels in Kärnten*. Diplomarbeit, Institut für Ingenieurgeologie, Technische Universität Wien, S. 80.
- Zienkiewicz, O. C., Humpheson, C. & Lewis, R. W. (1975). *Associated and non-associated visco-plasticity and plasticity in soil mechanics*. Geotechnique 25, No. 4, pp. 671-689.
- Zischinsky, U. (1966). *Bewegungsbilder instabiler Talflanken*. Mitteilungen der Gesellschaft Geologie- und Bergbaustudenten Band 17, No., pp. 127-168.

Fenzlgasse 38/1/4
A-1150 Wien

Tel.: +43 (0)1 98 58 321
Mobil-Tel.: 0699 /11 90 14 33
E-Mail: preh@ig.tuwien.ac.at



LEBENS LAUF

ZUR PERSON

Geboren am 04.04.1968 in Wien 13

Ledig

AUSBILDUNG

1974 – 1978 **Volksschule** **Wien 15**

1978 – 1982 **Hauptschule** **Wien 15**

1982 – 1987 **Höhere Technische Bundes- Lehr- und Versuchsanstalt** **Wien 3**

- Fachrichtung Bautechnik-Tiefbau
- Matura mit gutem Erfolg im Juni 1987

1988 – 2000 **Diplomstudium an der Technische Universität Wien** **Wien 4**

- Fachrichtung Bauingenieurwesen
- 1. Diplomprüfung im Jänner 1992
- ab 1992 Studienzweig Verkehrswesen und Infrastrukturplanung
- 2. Diplomprüfung im März 2000

Thema der Diplomarbeit:

Ermittlung von Sicherheitsfaktoren mittels des diskontinuumsmechanischen Finiten Differenzen – Codes UDEC. Institut für Ingenieurgeologie, TU-Wien, Betreuer: Rainer Poisel

seit Oktober 2000 **Doktoratsstudium an der Technische Universität Wien** **Wien 4**

Thema der Dissertation:

Modellierung des Verhaltens von Massenbewegungen bei großen Verschiebungen mit Hilfe des Particle Flow Codes (PFC). Institut für Ingenieurgeologie, TU-Wien, Erstbegutachter: Rainer Poisel, Zweitbegutachter: Ewald Brückl

BERUFSERFAHRUNG

Juni bis November 1987 **Ingenieurbüro ZT Weiß** **Wien 13**

- Konstruktive Tätigkeiten im Bereich des Grund-, Wasser- und Straßenbaus
- Erstellung von Planzeichnungen mit dem CAD-Programm „AutoCad“

- Juni – September 1988 Hoffmann & Maculan Wien 3**
- Tätigkeiten im Bereich der Baukalkulation
- Juni – Dezember 1989 Hoffmann & Maculan Wien 3**
- Tätigkeiten im Bereich der Baukalkulation
- 1990 – 1995 Technisches Zeichenbüro Frosch Wien 16**
- Programmierarbeiten in den Programmiersprachen C und C+:
Entwicklung von Werkzeugen zur Erstellung von Bewehrungsplänen für das CAD-Programm Caddy
- Frühjahr 1994 Institut für Verkehrsplanung und Technik, TU Wien Wien 04**
- Tutor für die Übung zur Verkehrsplanung
- Juni 1996 – April 1997 Zivildienst Wien 11**
- Heimhilfe beim MA 47 - Referat für soziale Dienste
- März - April 1999 GeoConsult Wien Ziviltechniker GmbH Wien 15**
- Numerische Analysen (FLAC) für die Projekte „Tunnel Lainz“ und „Tunnel Spital“
- Juni 1999-Dezember 2000 a.o. Univ. Prof. Dr. Rainer Poisel 2391 Kaltenleutgeben**
- Mitwirkung an folgenden Gutachten:
- **Numerische Berechnungen und Bruchmechanische Untersuchungen der Risse im Sohlbeton des Bolu Tunnels**, für die GeoConsult Salzburg ZT.GmbH; a.o. Univ. Prof. DI Dr. R. Poisel, A. Preh, , Juni 1999 – September 1999
 - **Eiblschrofen – Monitoring, Geo- und Felsmechanik des Eiblschrofen**, für den Forsttechnischen Dienst der Wildbach und Lawinenverbauung; Gruppe Felsmechanik: a.o. Univ. Prof. DI Dr. R. Poisel, ZT Ing. Dr. W. Leithner, DI A. Preh, , Juli 1999 - Juli 2000
- Jänner 2001-Mai 2001 iC consulenten Ziviltechniker GmbH Wien 15**
- Prognose verkehrsbedingter Erschütterungen mit Hilfe des FD-Codes FLAC, Abteilung für Schall und Erschütterungen
- Mai 2001 – Oktober 2003 Institut für Ingenieurgeologie, TU Wien Wien 04**
- Research Assistant, Technical staff of the EU-Project IMIRILAND (Impact of Large Landslides in the Mountain Environment: Identification and Mitigation of Risk)
 - UDEC und FLAC^{3D}-Berechnungen für die iC Consultants Taiwan Branch

SONSTIGES

- Förderpreis der Österreichischen Gesellschaft für Geomechanik (2000)