

GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM
STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

Katrin Huhn

**Analyse der Mechanik des Makran
Akkretionskeils mit Hilfe der Finiten und
der Diskreten Elemente Methode sowie
analoger Sandexperimente**

Scientific Technical Report STR02/02

Tag der mündlichen Prüfung: 23.November 2001

Erstgutachter: Prof. Dr. H.-J. Götze
Zweitgutachter: Prof. Dr. O. Oncken

Impressum

GeoForschungsZentrum Potsdam
Telegrafenberg
D-14473 Potsdam

e-mail: postmaster@gfz-potsdam.de
www: <http://www.gfz-potsdam.de>

Gedruckt in Potsdam
Februar 2002

Katrin Huhn

Analyse der Mechanik des Makran Akkretionskeils mit Hilfe der Finiten und der Diskreten Elemente Methode sowie analoger Sandexperimente

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrads
im Fachbereich Geowissenschaften
an der
Freien Universität Berlin

Scientific Technical Report STR02/02

Bibliothek
des Wissenschaftsparks Albert Einstein
Telegrafenberg A 17
14473 Potsdam

STR 02/02



Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die Mechanik im Bereich des *forearcs* der Makran Subduktionszone zu untersuchen. Zu diesem Zweck kommen drei verschiedene Simulationstechniken zum Einsatz. Dies sind die Finite und die Diskrete Elemente Methode als zwei numerische Verfahren, sowie analoge Sandexperimente. Durch die Kombination dieser drei Methoden, die sich ergänzende und vergleichende Ergebnisse liefern, wird ein umfassendes Bild der Deformations- und Massentransferprozesse des *forearcs* in Makran gewonnen. Zudem ermöglichen alle drei Verfahren die Untersuchung des Deformationsverhaltens in einem Material, welches einer Mohr-Coulomb Rheologie mit *strain hardening/strain softening* bzw. einem *work hardening* gehorcht.

Als Datenbasis für den Aufbau der verschiedenen Modelle und für die Interpretation der Simulationsergebnisse dienten das tiefenmigrierte reflexionsseismische Profil CAM 30 und eine auf der gleichen Position verlaufende refraktionsseismische Linie sowie die erste geschlossene bathymetrische Karte aus dem aktiven, frontalen Bereich dieser Subduktionszone.

Mit Hilfe von Finite Elemente Simulationen werden umfassende Parametersensitivitätsstudien zur Untersuchung des Einflusses einzelner Materialeigenschaften auf das Deformationsprozesse sowie die Massentransfermuster im *forearc* durchgeführt. Diese zeigen, dass sowohl das Elastizitätsmodul der Keilmaterialien der Oberplatte sowie der basale Reibungswinkel und die interne Reibung der akkretierten Sedimente eine entscheidende Schlüsselfunktion für die Mechanik im *forearc* einnehmen. Bereits eine geringfügige Änderungen dieser Parameter führt zu einer deutlichen Veränderung in den Scherspannungsmustern und der Spannungsentwicklung im Akkretionskeil. Dies beinhaltet u.a., dass sowohl die Lage als auch der Verlauf der Bereiche maximaler Scherspannungen, welche als potentielle Störungen identifiziert werden können, durch die basale Reibung bzw. den Reibungscontrast zum Keilmaterial bestimmt wird. Des weiteren kann erst bei hohen Elastizitätsmoduln der akkretierten Materialien lokalisierte Deformation in der Oberplatte identifiziert werden.

Die Schlüsselrolle der basalen und der internen Reibung wird mit Hilfe der Diskrete Elemente Simulationen und der Analogexperimente auch für die Massentransferprozesse und die Mechanik bei großen Verkürzungen bestätigt. Hier können bei einer geringen Variation der Reibungsverteilung innerhalb der zu akkretierenden Sedimente, ebenfalls markante Änderungen in der zeitliche Entwicklung des Akkretionskeils, der Lage der Störungsgeometrien sowie den Massentransferprozessen und dem Deformationsverhalten identifiziert werden.

Die Ergebnisse der Simulationen mit den numerischen Verfahren werden anschließend mit analogen Sandexperimenten abgeglichen. Mit diesen werden die Beobachtungen in den DEM Modellen bestätigt.

Bei der Analyse der Mechanik des Makran Akkretionskeils bestätigen die verschiedenen numerischen als auch analogen Experimente die Existenz zweier potentieller Abscherhorizonte unterschiedlicher Reibung. Die hangende Schicht weist dabei einen deutlichen Reibungscontrast gegenüber den Keilsedimenten auf. Oberhalb dieses Décollements wird das Material frontal akkretiert und es bildet sich bei fortschreitender Konvergenz ein frontaler Akkretionskeil mit einem flachen Hangneigungswinkel. Unterhalb dieser Lage werden die Sedimente weit unter den Keil unterschoben und infolge der Aktivierung des tiefergelegenen potentiellen Abscherhorizonts höherer Reibung basal akkretiert. Es bildet sich ein deutlich steilerer oberer Hang aus. Die basale Reibung dieser liegenden Schicht weicht nur gering von der des Keilmaterials ab. Demgegenüber ist der Reibungscontrast zwischen den beiden potentiellen Abscherhorizonten deutlich größer.

Es wird somit rezent im Bereich der Makran Subduktionszone zeitgleich Material frontal und auch basal akkretiert, was auf die Existenz zweier potentieller Abscherhorizonte unterschiedlicher Reibung zurückzuführen ist. Die mechanische Entkopplung der Bereiche frontaler und basaler Akkretion erfolgt entlang mehrerer *out-of-sequence* Störungen, die während der Keilentwicklung mehrfach reaktiviert werden. Des weiteren zeigt eine detaillierte Deformationsanalyse maximale Verkürzungsbeträge im frontalen Bereich des Keils an. Die Deformation nimmt im frontalen Bereich des *forearcs* in Makran beginnend an der Deformationsfront in landwärtiger Richtung ab.

Abstract

These studies investigate the mechanics of the Makran accretionary wedge using three different simulation techniques. These are the Finite Element Method and the Distinct Element Method as two numerical techniques, as well as analogue sandbox experiments. This combination of several methods which supply comparative and supplementary results enables an global description of the deformational processes and mass transfer modes of the Makran forearc. In addition, these methods allow to simulate the deformational processes in a Mohr-Coulomb rheology with strain hardening/strain softening, as well as work hardening.

The combined interpretation of the reflection seismic profile CAM 30 and the related refraction seismic line serve as the main database. Furthermore, the first bathymetric map of the active toe of the accretionary wedge provides a good data base to develop the different model configuration and to interpret the simulation results.

Primarily, extensive parameter sensitivity studies with the Finite Element Method reveal the influence of different material parameters on deformational processes and on mass transfer pattern in the forearc. The Young's Modulus and the internal friction of the accreted sediments of the upper plate as well as the basal friction are identified as the most important material parameters for the mechanics and kinematics within the forearc. Small modifications of these key parameters lead to a clear change in stress distribution and stress magnitudes within the accretionary wedge. Thus, the position and trend of maximum shear stress patterns which could be identified as potential fault zones are controlled by the basal friction and the frictional contrast between basal friction and internal friction of the wedge material. The mechanics and kinematics of growing accretionary wedges are directly influenced by this material parameters, i.e. localised deformation in the upper plate are only observed in the case of a high Young's Modulus.

The key role of the basal friction as well as the internal friction of the wedge sediments is also validated for mass transfer processes and for large deformations using Discrete Element simulations and analogue sandbox experiments. Similar to the Finite Element simulations, only small variations of friction distribution within the undeformed sediments cause explicit variations in the time evolution of the accretionary wedge and position of faults, as well as mass transfer processes and deformational behaviour. Afterwards, the results of the numerical simulations with the Distinct Element Method are harmonised with analogue sandbox experiments. In this way, observations in the numerical models could be verified.

The existence of two distinct detachments of different internal friction is validated with the different numerical and analogue experiments for the Makran accretionary wedge. The upper layer is characterised by a high friction contrast compared to the surrounding sediments. The material above this layer is continuously frontal-accreted, which builds up a typical frontally-accreted wedge with a shallow wedge taper. Thus, the upper detachment marks a weak mid-level décollement. The sediments below this weak zone are underthrust far away from the deformation front and basally accreted. This is due to the lower positioned detachment of higher friction, whereby the frictional contrast between this layer and the surrounding sediments is much lesser. Consequently, an upper wedge with a remarkable steeper slope is built.

In conclusion, at present material is coevally frontally and basally accreted at the Makran subduction zone, because of the existence of two potential décollement zones of different friction. The mechanical decoupling of the frontally-accreted wedge and the basally-accreted block takes place along several out-of-sequence thrusts, which are re-activated several times during wedge development. Furthermore, a detailed deformation analysis demonstrates maximum shortening within the frontal part of the wedge. The deformation rates decrease within the frontally accreted wedge from the deformation front towards land.

Inhalt

I	Ziele, Mechanische Konzepte & Datenbasis	1
1	Einleitung und Zielsetzung.....	1
2	Mechanische Konzepte.....	3
2.1	Das elastische Materialverhalten.....	3
2.2	Das elasto-plastische Materialverhalten.....	4
2.2.1	<i>Das elasto-plastische Materialverhalten mit strain hardening / strain softening.....</i>	4
2.2.2	<i>Das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium.....</i>	5
2.2.2.1	<i>Beobachtungen zu Deformationsmechanismen und Massentransfer im forearc Bereich</i>	6
3	Die Makran Subduktionszone	11
3.1	Plattentektonische Situation im Bereich der Makran Subduktionszone.....	11
3.2	Die Morphologie des Makran Akkretionskeils.....	13
3.3	Der strukturelle Aufbau des Makran Akkretionskeils	14
II	Kontinuumsverfahren.....	18
1	Die Finite Elemente Methode (FEM).....	18
1.1	Theoretische Grundlagen der FEM.....	19
1.2	NISA.....	24
1.3	Modellkonfigurationen.....	24
1.3.1	<i>Entwicklung des FEM Gitters und Festlegung der Randbedingungen.....</i>	25
1.3.2	<i>Vergleiche der Ergebnisse der Scherspannungsverteilung für verschiedene Rheologien</i>	29
1.3.3	<i>Untersuchungen zum Einfluss des strukturellen Aufbaus des Modells.....</i>	32
1.4	Untersuchungen zum Einfluss der Materialparameter.....	33
1.4.1	<i>Die Dichte.....</i>	34
1.4.2	<i>Die Kohäsion.....</i>	34
1.4.3	<i>Die Poissionzahl.....</i>	34
1.4.4	<i>Der work hardening Parameter</i>	35
1.4.5	<i>Das Elastizitätsmodul.....</i>	35
1.4.6	<i>Die basale Reibung</i>	39
1.4.7	<i>Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des Scherspannungsfeldes.....</i>	45
1.4.8	<i>Die Scherspannungsverteilung in der Décollementzone.....</i>	49
1.4.8.1	<i>Variation des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente.....</i>	50
1.4.8.2	<i>Variation der basalen Reibung der Décollementzone.....</i>	51
1.4.8.3	<i>Zeitliche Variation der Scherspannungen in der Décollementzone.....</i>	52
1.4.8.4	<i>Zusammenfassung und Interpretation</i>	52
1.5	Zusammenfassung	53
1.6	Die Mechanik der Makran Subduktionszone.....	54
1.6.1	<i>Modellkonfigurationen.....</i>	54
1.6.2	<i>Ergebnisse der Finite Elemente Simulationen.....</i>	55
1.6.3	<i>Zusammenfassung & Interpretation</i>	57
1.7	Implikationen für weitergehende Untersuchungen.....	58

III Granulare Simulationsverfahren.....	59
1 Die Diskrete Elemente Methode (DEM).....	59
1.1 Das Programm TRUBALL.....	60
1.1.1 Allgemeiner Berechnungsalgorithmus der Kontaktkräfte und Verschiebungen.....	60
1.1.2 Das Kraft - Verschiebungsgesetz.....	63
1.1.3 Dämpfung.....	66
1.1.3.1 Modifikation der Kontaktgesetze für den Kugelfall.....	67
1.1.4 Spannungsberechnung.....	68
1.2 Theoretische Grundlagen des 'numerischen Sandkastens'.....	69
1.2.1 Theoretische Vorüberlegungen zur Modellkonfiguration.....	69
1.2.1.1 Partikeltypen.....	70
1.2.1.2 Partikelverteilung.....	71
1.2.1.3 Einfluss des Roll- und Gleitverhaltens der Kugeln.....	73
1.3 Die 'numerische Sandkastenapparatur'.....	75
1.3.1 Modellaufbau.....	75
1.3.1.1 Skalierung.....	76
1.3.2 Definition der Randbedingungen.....	77
1.3.2.1 Untersuchungen zum Einfluss der Auflösung der Diskrete Elemente Modelle.....	78
1.3.3 Festlegung der Länge eines Rechenschrittweite.....	80
1.3.4 Parameterkonfiguration.....	80
1.3.4.1 Die Reibungsverteilung.....	81
1.3.5 Darstellung der Ergebnisse der Diskrete Elemente Simulationen.....	83
1.4 Die Ergebnisse der 'numerischen Sandkastensexperimente'.....	85
1.4.1 Untersuchungen zur 'Tiefenlage' des schwachen mid - level Décollements.....	88
1.4.2 Die Critical Taper Analyse der 'numerischen Sandkastensexperimente'.....	91
1.4.3 Detaillierte Untersuchung zum Materialverhalten des DEM Granulats.....	93
1.4.4 Die Untersuchungen zum Einfluss des Reibungscontrastes der einzelnen Schichten im Sediment....	96
1.4.4.1 Der Einfluss der internen Reibung der schwachen Schicht (W45, W44, W41).....	98
1.4.4.2 Der Einfluss der Grenzflächen der schwachen Schicht (W49, W41, W43).....	104
1.4.4.3 Der Einfluss des Reibungscontrastes zwischen d. beiden Abscherhorizonten (W41, W50, W45). ..	109
1.4.4.4 Der Einfluss der internen Reibung des Sediments (W48, W41, W46).....	114
1.4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Reibungsuntersuchung.....	119
1.5 Interpretation der Reibungsverteilung im Bereich des Makran Akkretionskeils.....	124
1.6 Implikationen für weiterführende Untersuchungen.....	126
2 Die Methode der analogen Sandkastensexperimente.....	127
2.1 Der Aufbau der Analogapparatur.....	127
2.2 Der Modellaufbau zur Untersuchung der Evolution des Makran Akkretionskeils.....	129
2.3 Auswertungs- bzw. Analyseverfahren.....	131
2.4 Ergebnisse der analogen Sandkastensexperimente.....	132
2.4.1 Untersuchungen zum Einfluss der methodischen Randbedingungen.....	132
2.4.2 Critical Taper Analyse der Analogexperimente.....	139
2.4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse.....	141
2.5 Zusammenfassung, Interpretation & Schlussbetrachtungen.....	141

IV	Zusammenfassung, Schlussbetrachtung & Ausblick.....	143
1	Zusammenfassung, Schlussbetrachtung.....	143
2	Ausblick	145

I Ziele, Mechanische Konzepte & Datenbasis

1 Einleitung und Zielsetzung

Konvergente Plattenränder gehören zu den dynamischsten Regionen unserer Erde. Neben den Kollisionsgebieten sind es besonders aktive Subduktionszonen, die nicht zuletzt aufgrund der ständigen Bedrohung des Menschen durch Erdbeben und Vulkanismus die Aufmerksamkeit der Öffentlichkeit und das Interesse der Geowissenschaftler wecken. Durch die Untersuchung der Kinematik und der Mechanik in einzelnen Abschnitten dieser Gebiete wird es möglich, Steuerparameter der Deformationsprozesse zu identifizieren und damit neue Informationen zur Beschreibung der Geodynamik dieser Regionen zu erhalten.

In den letzten Jahrzehnten wurden bereits verschiedene geodynamische Konzepte entwickelt, um die Mechanik und die Deformationsprozesse in Subduktionszonen zu erklären (Elliot, 1976; Chapple, 1978; Davis et al., 1983; Dahlen et al., 1984; Kap. I-1). Aufgrund der fehlenden Angaben zum Stoffgesetz der Materialien der Lithosphäre basieren diese Theorien auf unterschiedlichen Rheologien. Um die einzelnen Modellansätze zu testen und miteinander vergleichen zu können, sind numerische Verfahren geeignet. Sie erlauben einerseits die Verwendung sowie Kombination unterschiedlicher Rheologien und andererseits die Simulation von in der Natur nicht vorkommenden Extremszenarien. Mit letzteren können die Grenzbereiche der mechanischen Stabilität eines Systems bestimmt werden. Es wurden neben linear viskosem, nicht-linear viskosem (Willet, 1999) sowie visko-elastischem Materialverhalten (Beaumont et al., 1999) auch elasto-plastische Rheologien (Mäkel & Walters, 1993; Vanbrabant et al., 1999) bzw. Modifikationen des Mohr-Coulomb'schen Bruchkriteriums untersucht (Willet, 1992; Beaumont et al., 1994; Beaumont et al., 1999; Willet, 1999).

Der Schwerpunkt der im Folgenden gezeigten Simulationen liegt auf der Untersuchung der Massentransfer- und Deformationsprozesse sowie der Mechanik im Frontalbereich des *forearc* aktiver Subduktionszonen - dem Akkretionskeil (Abb. I-1.1). Im Unterschied zu bisherigen Studien, die Aussagen zu Art und Stärke der Deformation sowie zu Störungsgeometrien gemacht haben (Willet, 1992; Beaumont et al., 1994; Beaumont et al., 1999; Willet, 1999), ist es das Ziel der folgenden Untersuchungen, Informationen zur Spannungsverteilung, den Spannungsmagnituden sowie der Spannungsentwicklung im *forearc* Bereich zu erhalten. Dabei soll einerseits die Spannungsakkumulation in der überfahrenden, kontinentalen Oberplatte und andererseits in der Décollementzone zwischen der Ober- und der abtauchenden, ozeanischen Unterplatte untersucht werden.

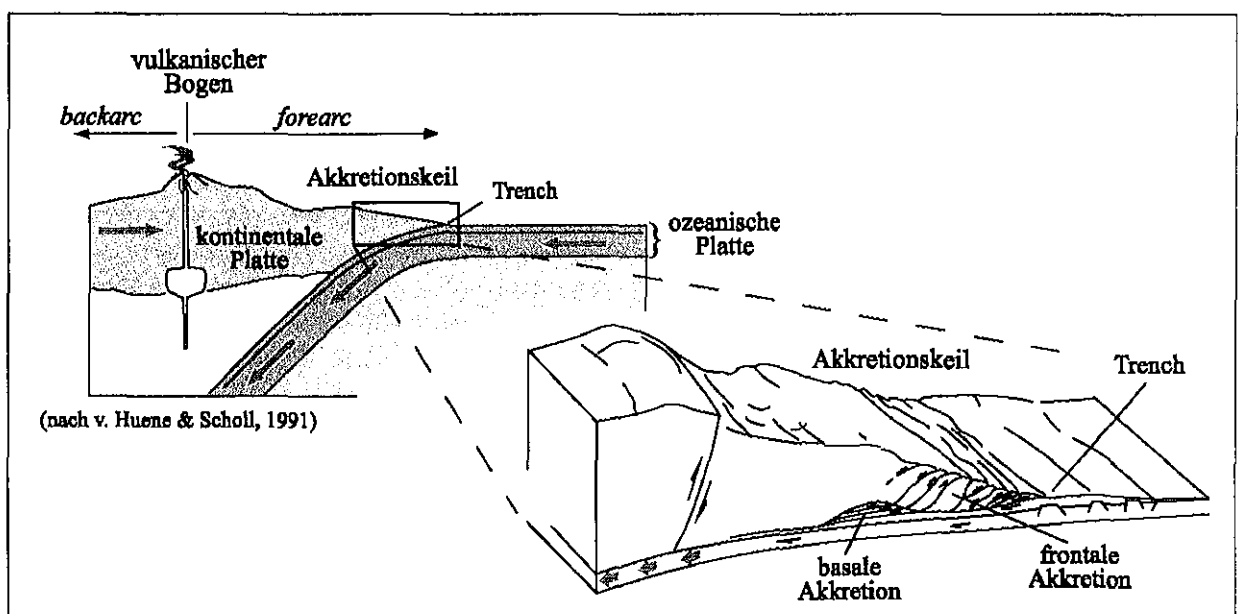


Abb. I-1.1: Diese Abbildung zeigt den strukturellen Aufbau einer Subduktionszone.

Des Weiteren sollen mit der vorliegenden Arbeit Informationen zu den mechanischen Eigenschaften der Materialien im *forearc* Bereich gewonnen werden, da die anhand theoretischer Arbeiten gemachten Aussagen zum Einfluss einzelner Materialgrößen auch für den Frontalbereich des *forearcs* in der Natur nur schwer anhand von Messdaten überprüft werden können. Bohrungen, die Aussagen zu den Materialeigenschaften der Gesteine liefern können, erreichen meist nur einige hundert Meter Tiefe (Moran et al., 1993). Des Weiteren lassen sich zwar anhand der Bohrlochdaten Informationen zum Chemismus der Materialien, zur Dichte, den seismischen Geschwindigkeiten sowie auch zu Porositäten gewinnen (ODP Program, Leg 131, 1993), diese geben aber nicht die exakten, natürlichen Bedingungen im Sediment wieder, da bereits beim Durchbohren einer Schicht das System stark gestört wird. Ebenso können in Laboruntersuchungen nur näherungsweise die Materialeigenschaften, wie Scherfestigkeiten oder Elastizitätseigenschaften, bestimmt werden (Feeser et al., 1993).

Infolge dessen soll mit umfangreichen Materialparametersensitivitätsstudien der Einfluss der mechanischen Eigenschaften auf das Deformationsverhalten untersucht und quantifiziert werden. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der möglichen Identifizierung der mechanischen Materialeigenschaften als weiteren Steuerungsfaktor der Deformations- und Massentransferprozesse im *forearc* Bereich. Die bereits bekannten Steuerungsparameter, wie u.a. die Sedimentmächtigkeit und die Konvergenzrate, bleiben bei den einzelnen Prozesssimulationen unberücksichtigt bzw. werden stets konstant gehalten (v. Huene & Scholl, 1991).

Für die genannten Untersuchungen kommen im Rahmen dieser Arbeit drei Vorwärtssimulationstechniken zum Einsatz. Dies sind die Methode der Finiten Elemente (FEM) und die Diskrete Elemente Methode (DEM) als numerische Verfahren sowie Sandkastenexperimente als eine analoge Simulationsmethode. Es wird stets eine Mohr-Coulomb Rheologie verwendet.

Durch die Kombination von drei verschiedenen Simulationstechniken wird die Möglichkeit geschaffen, ergänzende und aufeinander aufbauende Ergebnisse zu erhalten. Die Ergebnisse der einzelnen Methoden fließen dabei jeweils direkt in die Modelle weiterer Simulationen ein. So dient beispielsweise die Methode der Finiten Elemente grundsätzlich der Untersuchungen des Spannungsfeldes im Akkretionskeil in Abhängigkeit von den Materialeigenschaften (Kap. II). Des Weiteren bietet dieses Verfahren die Möglichkeit, verschiedene Rheologien zu testen (Kap. II-1.3.2). Eine Untersuchung der Spannungsentwicklung während der gesamten Keilevolution ist aber unter der Voraussetzung eines Mohr-Coulomb'schen Bruchkriteriums mit dieser Methode nur begrenzt möglich. Um große Deformationen in einem Mohr-Coulomb Material untersuchen zu können, eignen sich vielmehr granulare Verfahren, wie die DEM und Sandkastenexperimente (Kap. III). Diese erlauben es, den Einfluss der mit der FEM als wichtig identifizierten Materialparameter auf das Keilwachstum zu untersuchen. Zudem bieten diese Methoden die Möglichkeit, das Verhalten einzelner Partikel während der Evolution des Akkretionskeils zu betrachten. Aus dem Weg, den ein einzelnes Teilchen nimmt, lassen sich Informationen zum Materialtransfer gewinnen.

Für die Materialparameterstudien wird ein allgemeiner Aufbau eines Akkretionskeils genutzt. Zur Überprüfung dieser Simulationsergebnisse an einem natürlichen Fallbeispiel dient der Makran Akkretionskeil vor der Küste Pakistans (Kap. I-3). Dies ermöglicht es einerseits, die Ergebnisse der einzelnen Simulationstechniken zu bewerten, und andererseits dient die Makran Subduktionszone als Bindeglied zwischen den einzelnen Verfahren. Im Unterschied zu anderen aktiven Subduktionszonen befindet sich nur der frontale Bereich des Makran Akkretionskeils im Submarinen. Damit ist Makran einer der wenigen aktiven Plattenränder, der die Untersuchung der Tektonik und der geodynamischen Prozesse im *forearc* Bereich von Subduktionszonen an Land ermöglicht (Leggett & Platt, 1984). Geologische und geophysikalische Arbeiten geben einen Überblick zum Aufbau der Makran Subduktionszone sowohl im subaerischen als auch im submarinen Bereich (Kap. I-3). Zur Untersuchung des frontalen, aktiven Abschnitts dieses Akkretionskeils wurden 1986 mit der RV 'Charles Darwin' und 1997 mit dem FS 'Sonne' mehrere Forschungsfahrten unternommen (Minshull & White, 1989; Flueh et al., 1997; Roeser et al., 1997; Villinger et al., 1998). Es liegen damit umfangreiche geophysikalische Daten zur Struktur des Akkretionskeils vor.

Durch die Kombination aller drei Simulationsmethoden lassen sich die in den verschiedenen geologischen und geophysikalischen Datensätzen enthaltenen Beobachtungen in mechanischen Modellierungen miteinander verknüpfen und umfassend interpretieren. Dadurch können Informationen zur Mechanik und dem generellen Deformationsverhalten im *forearc* Bereich von Subduktionszonen gewonnen werden.

2 Mechanische Konzepte

Die mechanischen Konzepte zur Beschreibung des Deformationsverhaltens und der Deformationsprozesse in Subduktionszonen (Elliot, 1976; Chapple, 1978; Davis et al., 1983; Dahlen et al., 1984) basieren, aufgrund der verschiedenen Stoffgesetze der Materialien der Lithosphäre unter den jeweiligen Druck- und Temperaturbedingungen, auf unterschiedlichen rheologischen Ansätzen. Das Spektrum der rheologischen Eigenschaften reicht von einem perfekt plastischen (Chapple, 1978), einem viskosen (Emermann & Turcotte, 1983) oder einem elastischen Materialverhalten (Yin, 1993) bis hin zu einem elasto-plastischen Verhalten bzw. dem Mohr-Coulomb'schen Bruchkriterium (Davis et al., 1983; Dahlen et al., 1984).

In der vorliegenden Arbeit werden verschiedene Rheologien verwendet und unter diesem Gesichtspunkt Aussagen zur Spannungsentwicklung im *forearc* Bereich miteinander verglichen. Die entsprechenden Rheologien sollen im Folgenden kurz skizziert und erläutert werden.

2.1 Das elastische Materialverhalten

Eine elastische Deformation zeichnet sich dadurch aus, dass sich die durch eine Auflast ausgelösten Formänderungen in einem Körper bei Fortnahme dieser Belastung wieder zurückbilden (Abb. I-2.1). Die ausgelöste Deformation bzw. Verkürzung (ϵ) nimmt dabei linear mit der aufgebrachtten Spannung (σ) bzw. einer wirkenden Kraft zu. Zudem haben die Materialeigenschaften innerhalb des Körpers keine bevorzugte Orientierung.

Diese Beziehung wird beschrieben durch das Hooke'sche Gesetz, welches Robert Hooke bereits 1676 publizierte:

$$(1) \quad \sigma = E\epsilon .$$

Dabei gibt das Elastizitätsmodul (E) den Proportionalitätsfaktor zwischen der aufgebrachtten Spannung (σ) und der ausgelösten Deformation (ϵ) an und wird auch als Federkonstante bezeichnet. Bei einer zusätzlichen Verscherung des Körpers ist dieser Proportionalitätsfaktor das Schermodul (G), der die Beziehung zwischen der aufgebrachtten Scherspannungen (τ) und der ausgelösten Scherdeformation (γ) angibt:

$$(2) \quad \tau = G\gamma .$$

Unter der Voraussetzung, dass die Hauptachsen in einem solchen linear elastischen, isotropen Körper zusammenfallen, ergibt sich für die Spannungs-Dehnung-Beziehung (1) in einem orthogonalen Koordinatensystem:

$$(3) \quad \sigma_1 = (\lambda + 2G)\epsilon_1 + \lambda\epsilon_2 + \lambda\epsilon_3 ,$$

$$(4) \quad \sigma_2 = \lambda\epsilon_1 + (\lambda + 2G)\epsilon_2 + \lambda\epsilon_3 ,$$

$$(5) \quad \sigma_3 = \lambda\epsilon_1 + \lambda\epsilon_2 + (\lambda + 2G)\epsilon_3 ,$$

wobei (λ) eine der Lamé'schen Konstanten ist. Dass sich auch das Elastizitätsmodul durch die Lamé'sche Konstante (λ) und das Schermodul (G) beschreiben lässt (Turcotte & Schubert, 1982):

$$(6) \quad E = \frac{G(3\lambda + 2G)}{\lambda + G} ,$$

zeigt den direkten Zusammenhang der einzelnen elastischen Parameter. Neben den bisher genannten gibt es noch eine weitere Materialkonstante für die vollständige Beschreibung des elastischen Verhaltens eines Körpers, die ebenfalls direkt mit den bereits genannten verknüpft ist. Dies ist die Poissonzahl (ν), die jeweils die Querdehnung in

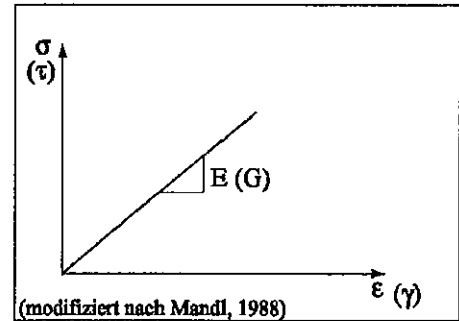


Abb. I-2.1: Das Hooke'sche Gesetz beschreibt die Deformation in einem elastischen Körper.

einem Material angibt. Dieser Parameter kann beschrieben werden durch das Schermodul (G) und die Lamé'sche Konstante (λ):

$$(7) \quad \nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + G)}$$

Die elastische Deformation in einem Körper wird somit durch das Elastizitätsmodul, das Schermodul, die Lamé'schen Konstanten und die Poissonzahl definiert.

2.2 Das elasto-plastische Materialverhalten

Eine wesentlich realistischere Beschreibung des Materialverhaltens natürlicher Gesteine liefert eine elasto-plastische Rheologie. Ein Körper wird dabei infolge einer wirkenden Spannung solange elastisch deformiert, bis die angreifende Auflast einen kritischen Wert erreicht hat und eine plastische bzw. irreversible Verformung eintritt.

Bei einer Wegnahme der aufgetragenen Auflast lässt sich der Körper nicht in seinen Ursprungszustand zurückführen. Der Spannungswert, ab welchem plastische Deformation in einem Material auftritt, wird auch als kritische Scherfestigkeit (τ_{krit}) bezeichnet (Turcotte & Schubert, 1982).

In einem elastisch perfekt plastischen Körper zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve einen linearen Anstieg bis zur kritischen Scherfestigkeit und anschließend rein plastische Deformation (Abb. I-2.2). Das Deformationsverhalten in einem solchen Material wird durch seine kritische Scherfestigkeit und zu Beginn durch das Hooke'sche Gesetz (Gleichung (1)) und damit durch die bereits im vorherigen Kapitel genannten Elastizitätskonstanten beschrieben.

Je nachdem wie der Übergang vom elastischen zum plastischen Materialverhalten erfolgt, unterscheidet man verschiedene elasto-plastische Rheologien. Die jeweiligen Stoffkennkurven weisen unterschiedlich gekrümmte Verläufe auf. Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit benutzen Rheologien kurz vorgestellt. Dies sind das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium und eine elasto-plastische Deformation mit *strain hardening/softening*.

2.2.1 Das elasto-plastische Materialverhalten mit *strain hardening* / *strain softening*

Ein Körper, der einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening* / *strain softening* gehorcht, wird infolge einer angreifenden Spannung zu Beginn elastisch deformiert. Diese Deformation wird durch das Hooke'sche Gesetz beschrieben (Gleichung (1)). Überschreitet die angreifende Kraft die kritische Scherfestigkeit bilden sich infolge der Spannungskonzentration eine Vielzahl kleiner unorientierter Mikrorisse bzw. diffuse Splitterbrüche aus (Abb. I-2.3). Die Spannungs-Dehnungs-Kurve beginnt dabei, von ihrem linearen Verlauf abzuweichen. Diese Deformation ist bereits irreversible und kann nicht mehr mit dem Hooke'schen Gesetz beschrieben werden. Es tritt bereits plastische Deformation vor dem Erreichen der Maximalspannung (*Peak stress*) auf.

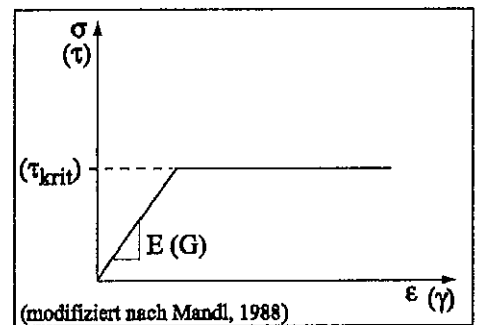


Abb. I-2.2: Die Abbildung zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve für eine elastisch perfekt plastische Rheologie.

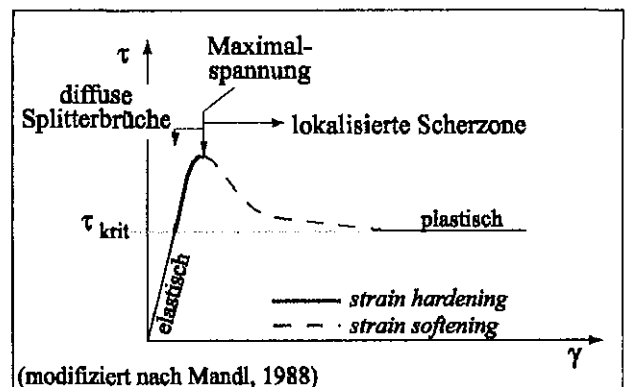


Abb. I-2.3: Diese Abbildung zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve im Fall einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening* / *strain softening*.

Mit dem Überschreiten der Maximalspannung beginnen sich orientierte Scherflächen auszubilden. Diese weichen nur in einem geringen Winkel von der Hauptbruchfläche ab und weisen zudem einen gleichgerichteten Schersinn auf. Diese Störungen werden auch als Riedel-Scherflächen bezeichnet (Turcotte & Schubert, 1982). Aufgrund der Komplexität der Rheologie ist dieses Verhalten mathematisch vollständig nicht beschreibbar.

2.2.2 Das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium

Eine Möglichkeit, das Bruchverhalten in spröden Gesteinen mathematisch zu definieren, stellt das Coulomb - Navier Kriterium dar (Paterson, 1978; Turcotte & Schubert, 1982). Dieses beschreibt das Verhältnis der Normalspannungen (σ_N) und der Scherspannungen (τ) auf einer potentiellen Scherfläche:

$$(8) \quad |\tau_{krit}| = C + \mu \sigma_N,$$

wobei (C) die Kohäsion und (μ) der interne Reibungskoeffizient des Materials sind. Die Kohäsion (C) ist definiert als kritischer Scherwiderstand bei einer Normalspannung von Null (Abb. I-2.4) (Mandl, 1988). Es werden somit in einem Gestein Bruchflächen ausgebildet, sobald die Scherspannungen die zum Bruch notwendige kritische Scherspannung überschreiten (Abb. I-2.4).

Das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium beschreibt eine druckabhängige aber zeitunabhängige Rheologie.

In einem natürlichen Gestein spielen neben den hier genannten Parametern auch Fluiddrücke eine entscheidende Rolle bei der Ausbildung von Scherflächen (Hubbert & Rubey, 1959; Davis et al., 1983). Diese Fluide können aufgrund ihrer geringen Kompressibilität in einem mit der Oberfläche in Verbindung stehenden, zusammenhängenden Porenraum Drücke übertragen und nach allen Richtungen auf die Porenwände weitergegeben. Infolge dessen werden die wirkenden Normalspannungen (σ_N) um den Wert des Fluiddrucks (P_f) auf die sogenannten effektiven Normalspannungen (σ'_N) reduziert (Mandl, 1988; Eisbacher, 1991):

$$(9) \quad \sigma'_N = \sigma_N - P_f.$$

Unter dieser Voraussetzung ergibt sich für das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium zur Beschreibung der Spröd- deformation in Gesteinen (Davis et al., 1983):

$$(10) \quad \tau_{krit} = C + \mu(\sigma_N - P_f).$$

Da die wirkende Normalspannung im wesentlichen durch die vertikale, gravitative Normalspannung bestimmt wird, ist die effektive Normalspannung somit in jedem Punkt des Keils vom Fluiddruck abhängig. Die wirkenden Scherspannungen bleiben davon unbeeinflusst. Wären in einem natürlichen Gestein die Fluide homogen verteilt, so hätte dies keinerlei Einflüsse auf die Bruchflächenbildung. Da dies aber in der Natur nicht der Fall ist, werden in Bereichen hoher Fluiddrücke die wirkenden Normalspannungen deutlich gesenkt. Infolge dessen sinkt die kritische Scherspannung und es werden vornehmlich entlang dieser Bereiche hohen Fluiddrucks Brüche ausgebildet (Davis et al., 1983). Mit dem Anstieg der Fluiddrücke und der damit verbundenen Senkung der effektiven Normalspannungen nimmt auch die kritische Scherspannung ab. Parallel dazu wächst der Einfluss der Kohäsion auf das Deformationsverhalten (Abb. I-2.4). Daraus ergibt sich, dass die Kohäsion für die Deformationsprozesse im Bereich der Keilspitze von größerer Bedeutung ist.

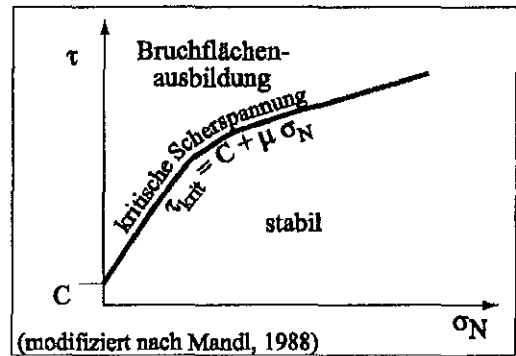


Abb. I-2.4: Das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium beschreibt das Verhältnis der Normalspannungen zu den wirkenden Scherspannungen auf einer Bruchfläche.

Der konstante, graduelle Anstieg des Fluiddrucks mit der Tiefe wird durch den Porendruckparameter (Λ) beschrieben (Hubbert & Rubey, 1959). Eine Möglichkeit der Berechnung dieses dimensionslosen Parameters ist das Verhältnis zwischen dem Fluiddruck und der vertikalen Normalspannung (σ_z). Für subaerische Keile bedeutet dies:

$$(11) \quad \Lambda = \frac{P_f}{\sigma_z}$$

bzw. für submarine Keile:

$$(12) \quad \Lambda = \frac{P_f - \rho_w g D}{\sigma_z - \rho_w g D}$$

Dabei gibt (ρ_w) die Dichte der Porenfluide, (D) die Höhe der Wassersäule und (g) die Gravitationskonstante an. Für den Makran Akkretionskeil wurde beispielsweise ein Porendruckparameter von $\Lambda = 0.6$ bestimmt (Fruehn et al., 1997). Des weiteren ergaben sich Werte von $\Lambda = 0.7$ sowohl für den Taiwan Akkretionskeil als auch für die Peru Subduktionszone (Suppé et al., 1988; Kukowski & Pecher, 1999).

Da im Bereich der starren oberen Kruste Spannungen aufgrund der Druck- und Temperaturbedingungen durch Sprödeformation abgebaut werden, ist somit das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium zur Beschreibung des Deformationsverhaltens zu favorisieren (Brace & Kohlstedt, 1980; Davis et al., 1983; Dahlen et al., 1984). Erst bei höheren Temperaturen und Drücken sind andere Rheologien zur Beschreibung des Deformationsverhaltens, beispielsweise ein thermisch aktiviertes viskoses Verhalten, zu erwarten (Willet, 1999).

2.2.2.1 Beobachtungen zu Deformationsmechanismen und Massentransfer im forearc Bereich

Im frontalen Bereich des *forearcs* von Subduktionszonen erfahren die Materialien der spröden oberen Kruste infolge der Abtauchbewegung der ozeanischen Platte und der entgegengesetzt orientierten Druckkraft der kontinentalen Kruste eine starke horizontale Kompression. Infolge dessen werden die Materialien über einen basalen Abscherhorizont aufgeschoben und gehoben, was zur Bildung eines Akkretionskeils führt. In Abhängigkeit von der Scherfestigkeit des Abscherhorizonts können dabei zwei generelle Deformationsmechanismen identifiziert werden. Dies sind die frontale und die basale Akkretion (Cloos & Shreve, 1988; Lallemand et al., 1994; *Abb. I-2.5*).

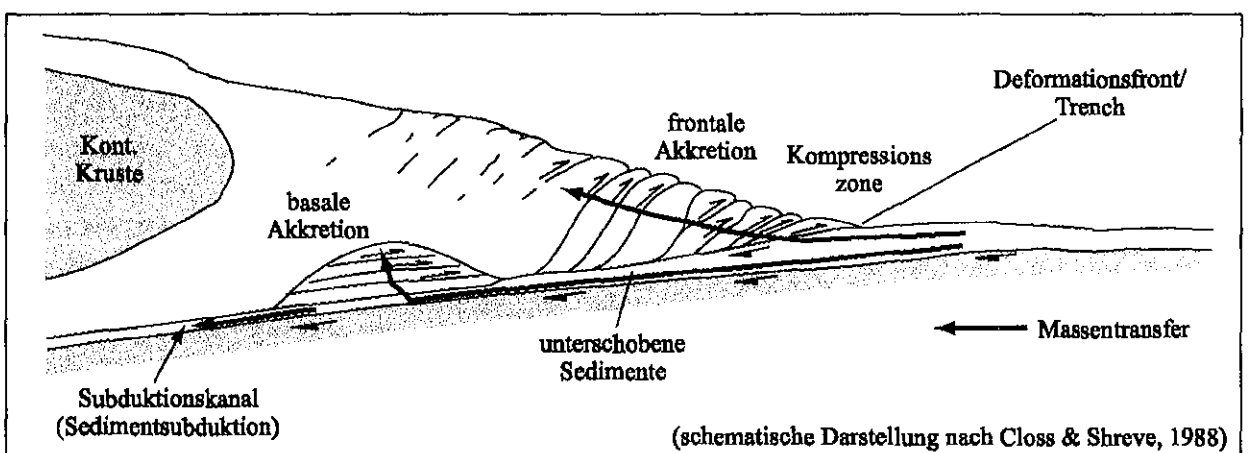


Abb. I-2.5: Die Abbildung zeigt den allgemeinen Aufbau eines Akkretionskeils und den grundsätzlichen Massentransfer im *forearc* Bereich aktiver Subduktionszonen.

Für den Fall eines basalen Abscherhorizonts mit einer geringen Scherfestigkeit baut ein Keil, dem an der Spitze Material zugeführt wird, durch frontale Akkretion eine kritische Keilgeometrie auf. Es bilden sich dabei fortschreitend frontale Überschiebungen im sogenannten *piggy back* Modus (Lallemand et al., 1994; *Abb. I-2.5*). Im Unterschied dazu wird für den Fall eines Abscherhorizonts höherer Scherfestigkeit das Material basal akkretiert, um eine Verdickung des Keils zu erreichen. Hierbei werden die an der Keilspitze abgeschernten Schuppen weit unter den Keil

unterschoben und anschließend basal akkretiert (**Abb. I-2.5**). Dies führt zur Bildung eines basalen Akkretionskörpers (Cloos & Shreve, 1988; Gutscher et al., 1996).

In einem natürlichen System befinden sich in den zu akkretierenden Sedimenten meist mehrere vertikal übereinander positionierte Schwächehorizonte unterschiedlicher Scherfestigkeit. Infolge der Subduktion wird die Fläche mit der geringsten Scherfestigkeit zuerst als Abscherhorizont aktiv, was zur Bildung eines frontalen Akkretionskeils führt. Unter der Voraussetzung, dass der tiefergelegene Abscherhorizont eine höhere Scherfestigkeit aufweist als der hangende Abscherhorizont, wird das Material oberhalb dieser liegenden Scherfläche weit unter den frontalen Akkretionskeil unterschoben und basal akkretiert (**Abb. I-2.5**). Der wachsende Akkretionskeil kann somit im vorderen Bereich sehr effizient durch frontale und in einiger Entfernung von der Deformationsfront durch basale Akkretion seine kritische Keilgeometrie aufbauen. In beiden Fällen wird zusätzlich eine Verdickung des Keils in größerer Entfernung von der Deformationsfront durch die Bildung von Rücküberschiebungen ausgelöst. Dabei werden jüngere Abschnitte des Keils auf ältere Bereiche aufgeschoben.

Ein weiterer Prozess, der im Bereich von Subduktionszonen in der Natur zu beobachten ist, ist die Subduktion der von der ozeanischen Platte herangeführten Sedimente (**Abb. I-2.5**). Die Materialien werden dabei durch ein Subduktionsfenster in einem Subduktionskanal in größere Tiefen transportiert und nicht dem Akkretionskeil angegliedert (Cloos & Shreve, 1988).

Basierend auf der Identifizierung dieser beiden Hauptdeformationsmechanismen können zwei generelle Massentransferprozesse beschrieben werden: den der frontalen und den der basalen Akkretion (Cloos & Shreve, 1988; **Abb. I-2.5**; **Abb. I-2.6**).

Die frontale zeichnet sich durch eine stetige lineare Hebung des Materials mit gleichzeitiger Bewegung weg von der Keilspitze aus. Demgegenüber wird das basal akkretierte Material weit unterschoben und anschließend gehoben (Cloos & Shreve, 1988; **Abb. I-2.6**).

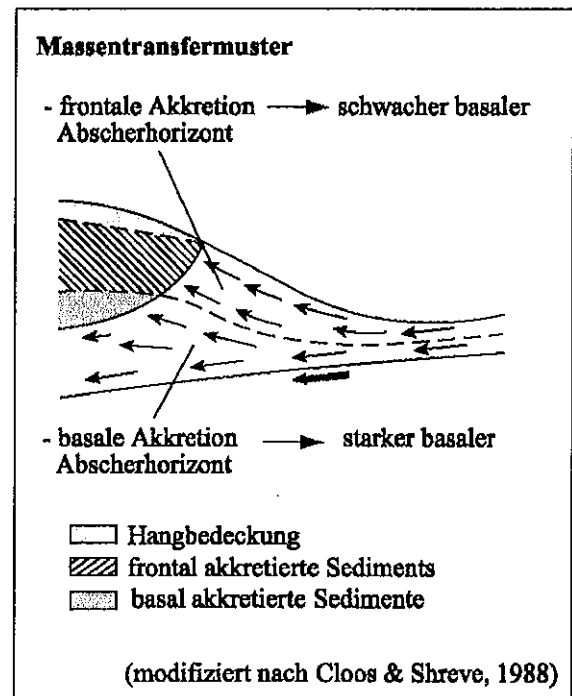


Abb. I-2.6: Im Bereich von Subduktionszonen können zwei generelle Massentransfermechanismen beobachtet werden.

Bei Verwendung einer Mohr-Coulomb Rheologie hat sich gezeigt, dass die *Critical Taper* Theorie (CT Theorie) die beste Möglichkeit bietet, die Mechanik und das Deformationsverhalten im *forearc* Bereich einer Subduktionszone zu erklären.

Die Critical Taper Theorie (Theorie kritischer Keile)

Die *Critical Taper* Theorie basiert auf dem Ansatz, dass das Deformationsverhalten eines sich infolge der Subduktion bildenden Akkretionskeils ähnlich dem eines sich vor einem Bulldozer aufbauenden Sand- oder Schneekeils ist (Davis et al., 1983; Dahlen et al., 1984; **Abb. I-2.7**). Der sich bildende Keil ist bestrebt, ein Kräfte- bzw. Spannungsgleichgewicht zwischen dem an seiner Basis angreifenden Scherwiderstand, den von außen einwirkenden Kräften, wie der Druckkraft des Kontinents, seiner internen Deformation und seinem kritischen Hangwinkel aufzubauen.

Der basale Abscherhorizont bzw. die Basis des Keils ist dabei eine Schwächezone, die einen deutlich geringeren Reibungskoeffizienten (μ_b) oder einen geringeren Porendruckparameter (Λ_b) als das Umgebungsmaterial (μ , Λ) aufweist. Dabei muss stets die Beziehung $(\mu(1 - \Lambda) > \mu_b(1 - \Lambda_b))$ bzw. $(\mu_b \ll \mu)$ und $(\Lambda_b \ll \Lambda)$ erfüllt sein. Der sich

einstellende Öffnungswinkel ergibt sich als Summe der topografischen Hangneigung (α) und dem Abtauchwinkel (β) des Abscherhorizonts (**Abb. I-2.7**).

Im kritischen Zustand befindet sich der Keil in einem Spannungsgleichgewicht zwischen internem Sprödbbruch, seiner kritischen Keilform und basalem Gleiten. Für kohäsionslose Keile lässt sich dieser Zusammenhang nach Dahlen (1984) durch:

$$(13) \quad \alpha + \beta = \Psi_b - \Psi_0$$

beschreiben. Hierbei gibt der Wert (Ψ_b) den Winkel zwischen dem basalen Abscherhorizont und der im Keil wirkenden σ_1 - Hauptspannungsrichtung und (Ψ_0) den zwischen der σ_1 - Hauptspannungsrichtung und der Keiloberfläche an (**Abb. I-2.7**). Wie anhand dieser Beziehung gezeigt werden kann, ist die Orientierung des Spannungsfeldes ($\Psi_b - \Psi_0$) in jedem Punkt des gesamten Keils unter der Voraussetzung identisch, dass die Materialparameter nicht variieren. Das zeigt, dass ein beliebiger Teilbereich des Keils nicht vom Gesamtkeil abweicht, d.h. der Keil ist in sich selbstähnlich.

Da im Rahmen dieser Arbeit die mechanischen Prozesse in weiten Bereichen des Akkretionskeils und nicht nur im Bereich der aktiven Keilspitze untersucht werden sollen, ist die Kohäsion laut Mohr-Coulomb'schen Bruchkriteriums vernachlässigbar (**Abb. I-2.7**). Untersuchungen zur Anwendbarkeit der CT Theorie haben zudem gezeigt, dass sich in der Natur vorkommende Akkretionskeile, wie beispielweise in Barbados und Taiwan, in einiger Entfernung von der Keilspitze gut mit einem kohäsionslosen Ansatz erklären lassen (Davis et al., 1983).

Der kritische Öffnungswinkel berechnet sich für einen kohäsionslosen submarinen Keil nach Davis et al. (1983) mit Hilfe der folgenden Formel:

$$(14) \quad \alpha + \beta = \frac{(1 - \Lambda_b)\mu_b + (1 - \rho_w / \rho)\beta}{(1 - \rho_w / \rho) + (1 - \Lambda)K} \quad \text{mit} \quad \mu_b = \tan \phi_b,$$

wobei (ρ_w) die Dichte der überlagernden Wassersäule und (ρ) des Keilmaterials angibt und (ϕ_b) der basale Reibungswinkel ist. Für einen subaerischen Keil vereinfacht sich die Gleichung (14) zu:

$$(15) \quad \alpha + \beta = \frac{\mu_b + \beta}{1 + K}.$$

Der dimensionslose Term (K) wird approximativ aus dem basalen Reibungswinkel (ϕ_b) und dem internen Reibungswinkel des Keils (ϕ) nach der folgenden Gleichung berechnet:

$$(16) \quad K \approx \frac{\sin \phi}{1 - \sin \phi} + \frac{\sin^2 \phi_b + \cos \phi_b (\sin^2 \phi - \sin^2 \phi_b)^{1/2}}{\cos^2 \phi_b - \cos \phi_b (\sin^2 \phi - \sin^2 \phi_b)^{1/2}}.$$

Infolge dessen geben die in den Gleichungen (14) und (15) berechneten kritischen Öffnungswinkel ebenfalls nur Näherungslösungen an.

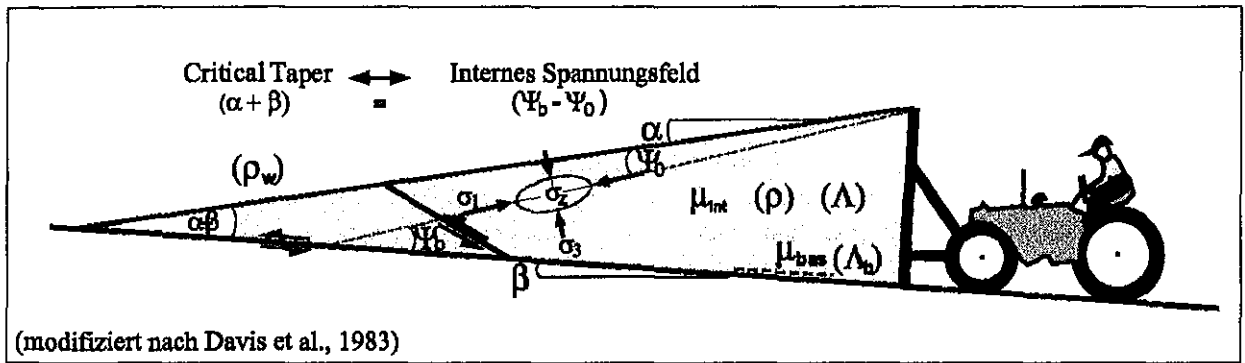


Abb. I-2.7: Schematische Darstellung der wichtigen Parameter zur Beschreibung der Deformationsprozesse bzw. des Spannungszustandes in kompressiven Keilen.

Der kritische Öffnungswinkel wird für subaerische Keile durch den basalen Reibungskoeffizienten bzw. den Scherwiderstand am Abscherhorizont und die interne Reibung des Keilmaterials beschrieben. Für submarine Keile fließt zudem der Porendruckparameter in die Berechnung ein. Infolge dessen hat eine Zunahme der basalen Reibung des Keils bei konstantem Abtauchwinkel stets einen Anstieg des kritischen Hangwinkels zur Folge. Der kritische Hangneigungswinkel ($\alpha_{krit.}$) lässt sich mit Hilfe der Gleichungen (14) - (16) für jeden Abtauchwinkel (β) berechnen (Dahlen, 1984). Die maximale Hangneigung des Keils ist durch den Böschungswinkel des Materials festgelegt (Abb. I-2.8). Unter dieser Voraussetzung und der Annahme, dass (α) und (β) nicht positiv sein müssen, lassen sich für jeden kompressiven Keil zwei Stabilitätskurven berechnen, wobei stets die folgende Voraussetzung erfüllt sein muss:

$$(17) \quad 0 \leq \alpha + \beta \leq \pi .$$

In jedem Punkt entlang der beiden Stabilitätskurven befindet sich der Keil im kritischen Zustand. In diesem Stadium gleitet er mechanisch stabil über seine Basis und wächst kontinuierlich selbstähnlich, d.h. unter Beibehaltung seiner Geometrie und seiner internen Spannungsstrukturen, während er neues Material aufnimmt.

Innerhalb des durch die beiden Kurven eingehüllten Stabilitätsfeldes ist der Keil gegenüber Änderungen äußerer Bedingungen stabil, d.h. er ist bei einer Veränderung der äußeren Faktoren nicht sofort gezwungen, seine Geometrie diesbezüglich zu verändern. Der Keil kann aber durch interne Deformation neues Material anlagern. Das Stabilitätsfeld wird für den Fall $\Lambda = \Lambda_b = 0$ bzw. $\mu = \text{konstant}$ mit zunehmenden basalen Reibungskoeffizienten schmaler (Abb. I-2.8).

Liegt der Öffnungswinkel eines Keils außerhalb des Stabilitätsfeldes, so befindet sich der Keil in einem überkritischen oder unterkritischen Zustand. Im überkritischen Stadium, d.h. oberhalb des Stabilitätsfeldes, ist der Keil bestrebt, durch extensives Versagen wieder einen kritischen bis stabilen Zustand zu erreichen. Es werden dazu beispielsweise große Abschiebungen entlang in Richtung der Keilspitze einfallender Störungen ausgelöst oder der Keil 'verflacht' durch ein schnelles Anwachsen bzw. Vorwärtspropagieren der Keilspitze.

Ein Unterschreiten der *Minimum Taper* Kurve des Stabilitätsfeldes, d.h. der Keil wird unterkritisch, löst interne Deformation im Keil mit dem Bestreben aus, wieder einen kritischen bis stabilen Zustand zu erreichen. Dabei übersteigt die Scherfestigkeit am basalen Abscherhorizont die wirkenden kompressiven Spannungen im Keil. Basierend auf dem Mohr-Coulomb' -

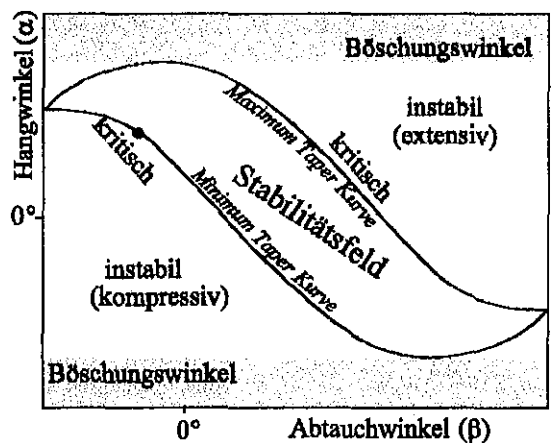


Abb. I-2.8: Für jeden Keil lässt sich anhand des Stabilitätsdiagramms entsprechend seinem Abtauchwinkel ein kritischer Hangneigungswinkel bestimmen (modifiziert nach Dahlen, 1984).

schen Bruchkriterium führt dies zur Bildung einer neuen Störungszone, sobald die im Keil akkumulierten Scherspannungen die Scherfestigkeit des Keilmaterials entlang einer potentiellen Aufschiebung überschreiten. Der sich bildende Keil deformiert solange intern, bis er seine kritische Geometrie bzw. einen stabilen Zustand erreicht hat (Dahlen, 1984).

Kompressive Keile durchlaufen während des Keilwachstums verschiedene dynamische Stadien. Unter der Voraussetzung, dass der Abtauchwinkel (β) im Bereich der Subduktionszone festgeschrieben ist, zeigt der Hangneigungswinkel (α) den Zustand des Keiles an. Die Topografie eines Keiles ändert sich während des Keilwachstums. Von einem undeformierten Sedimentpaket ausgehend bedeutet dies für die Bildung eines Akkretionskeils:

- | | |
|--|---|
| $\alpha < \alpha_{krit.}$: | <ul style="list-style-type: none"> ▪ der Keil befindet sich zu Beginn der Subduktion in einem unterkritischen Zustand, ▪ der Keil beginnt durch Faltung und interne Überschiebungen, Material anzulagern und intern zu verdicken, und ▪ der Keil ist bestrebt, einen stabilen bis kritischen Zustand zu erreichen, |
| $\alpha = \alpha_{krit.min}$ und
$\alpha = \alpha_{krit.max}$: | <ul style="list-style-type: none"> ▪ der Keil schneidet die Stabilitätskurven (<i>Abb. I-2.8</i>), ▪ es wird eine kritische Keilgeometrie aufgebaut und ▪ der Keil gleitet stabil und wächst selbständig unter Anlagerung neu zugeführten Materials, |
| $\alpha_{krit.min} < \alpha < \alpha_{krit.max}$: | <ul style="list-style-type: none"> ▪ der Keil kann im Bereich des Stabilitätsfeldes unter Anlagerung neuer Materialien weiter anwachsen, ▪ er ist aber nicht gezwungen, auf äußere Veränderungen sofort zu reagieren, |
| $\alpha > \alpha_{krit.max}$: | <ul style="list-style-type: none"> ▪ der Keil befindet sich im überkritischen Zustand, ▪ der Keil gleitet zur Wiedererlangung einer kritischer Keilgeometrie auseinander, ▪ der Keil zeigt ein extensives Versagen, evtl. setzt Erosion ein. |

Übertragbarkeit auf die Natur

Eine wichtige Voraussetzung der Anwendbarkeit der CT Theorie für die Beschreibung der Mechanik im *forearc* Bereich von Subduktionszonen ist, dass sowohl die Materialien der starren oberen Kruste als auch trockene Sande dem Mohr-Coulomb'schen Bruchkriterium gehorchen (Davis et al., 1983; Dahlen et al., 1984). Nur unter dieser Bedingung können die in einem sich aufbauenden Sandkeil beobachteten Deformationsprozesse auf Akkretionskeile übertragen werden.

Untersuchungen der Spannungs-Dehnungs-Kurven von Materialien der starren oberen Kruste zeigen, dass diese einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening/strain softening* gehorchen (Marone, 1998; *Abb. I-2.9a*). Die vermessenen Gesteine weisen innerhalb einer bestimmten Bandbreite eine diffuse plastische Deformation vor dem Erreichen der *Peak* Reibung auf.

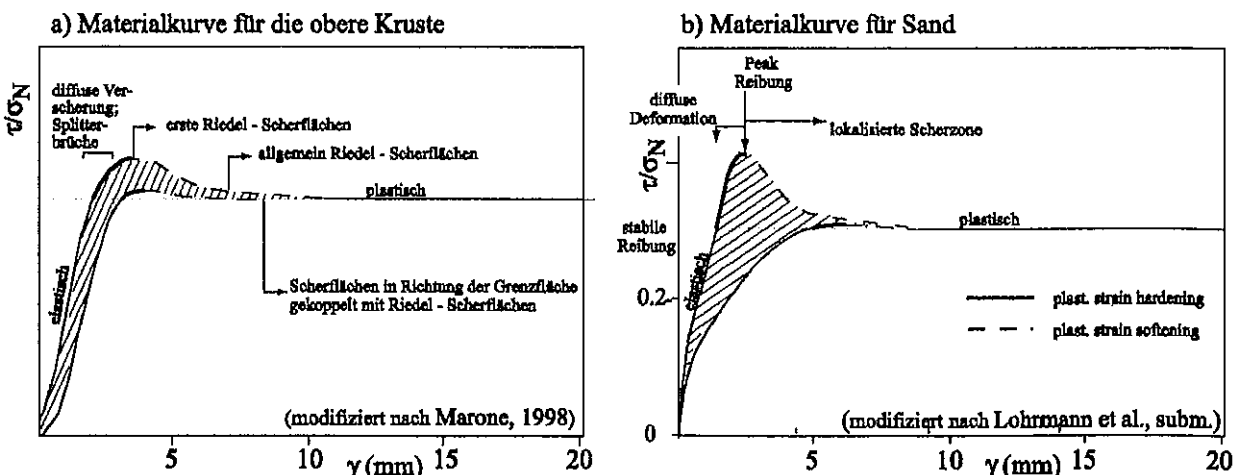


Abb. I-2.9: Die Stoffkennkurven eines Gesteins der oberen Kruste (a) und der im Analogexperiment verwendeten Sande (b) zeigen ein elasto-plastisches Verhalten mit *strain hardening/strain softening* beider Materialien.

Umfangreiche Messungen zur Bestimmung der Spannungs-Dehnungs-Kurven der im analogen Sandkastenexperiment zur Simulation der Evolution von Akkretionskeilen verwendeten Sande zeigen, dass auch diese Materialien einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening* / *strain softening* gehorchen (Lohrmann et al., subm.; **Abb. I-2.9b**). Für diese Materialien streuen die *Peak* Reibungen ebenfalls innerhalb eines Spektrum und weisen eine diffuse plastische Deformation vor dem Erreichen der *Peak* Reibung auf. Hierbei zeigt der Vergleich des Kurvenverlaufes eines gesiebten und eines geschütteten trockenen Sandes, dass die *Peak* Reibung im gesiebten Fall wesentlich höher ist als in einem geschütteten.

Das Deformationsverhalten trockener Sande entspricht zwar einerseits ebenfalls nicht dem Mohr-Coulomb'schen Bruchkriterium, aber andererseits beweist ein Vergleich der Stoffkennkurven, dass die mechanischen Eigenschaften identisch denen des zu modellierenden *forearc* Bereichs von Subduktionszonen sind. Die Deformationsprozesse der oberen Kruste lassen sich somit mit analogen Sandkastensimulationen sehr gut abbilden. Mit Hilfe der in analogen Sandkastenexperimenten beobachteten Prozesse kann damit die Mechanik im *forearc* Bereich von Subduktionszonen untersucht werden.

Die *Critical Taper* Theorie kann trotz dieser Einschränkungen bezüglich des Materialverhaltens gegenüber dem theoretischen Ansatz weiterhin zur Beschreibung der Deformationsprozesse in Akkretionskeilen in der Natur sowie auch in Sandkeilen im Experiment genutzt werden. Dabei ist aber darauf zu achten, dass für die *Critical Taper* Analyse einer bestimmten Struktur jeweils die Parameter genutzt werden, die zur Bildung dieser Störung bzw. dieser Geometrie geführt haben.

3 Die Makran Subduktionszone

3.1 Plattentektonische Situation im Bereich der Makran Subduktionszone

Die kontinuierliche Subduktion der Eurasischen unter die Arabische Platte seit der Oberkreide hat zur Bildung des Makran Akkretionskeils im Iran und in Pakistan geführt (De Jong, 1982; Sengör et al., 1988). Das Alter der subduzierten ozeanischen Kruste konnte bisher nicht eindeutig bestimmt werden. Es ist aber von einem jurassischen (Whitmarsh, 1979) oder eoänen Alter auszugehen (Mountain & Prell, 1990). Die Konvergenzrate beträgt gegenwärtig ca. 4 - 5 cm/a (LePichon, 1968; Jacob & Quittmeyer, 1979). Sie nimmt dabei von West nach Ost um etwa 15% zu. Im Bereich der Str. von Hormuz wurden anhand von GPS Daten Konvergenzgeschwindigkeiten von ca. 3.65 cm/a bestimmt, die nach Osten hin auf 4.2cm/a ansteigen (DeMets et al., 1990; **Abb. I-3.1**)

Aufgrund der langen Periode der Verkürzung seit ca. 80 Ma und einem kontinuierlichen Sedimenteintrag von bis zu 7 km an der Deformationsfront weist der Makran Akkretionskeil rezent eine Ausdehnung von 350 km in N-S Richtung auf, von denen ca. 100 - 150 km submarin sind (Platt et al., 1985; Davis & Lillie, 1994). Die Makran Subduktionszone bildet damit den mächtigsten Akkretionskeil weltweit (Leggett & Platt, 1984).

Die rezente plattentektonische Situation im Bereich der Makran Subduktionszone ist das Ergebnis des Zusammenspiels verschiedener Subduktionszonen und der Interaktionen mehrerer Mikroplatten (Powell, 1979; Mountain & Prell, 1990).

Die Deformationsfront des Makran Akkretionskeils verläuft heute annähernd senkrecht zur Konvergenzrichtung und erstreckt sich über 900 km in etwa West-Ost streichend (**Abb. I-3.1**). Die Makran Subduktionszone wird im Westen begrenzt durch die rechtslaterale Minab Störung, die nach Norden in die Zagros Überschiebung übergeht. Diese markiert die Kollisionszone zwischen der kontinentalen Eurasischen und der Arabischen Platte (Farhoudi & Karig, 1977; Jacob & Quittmeyer, 1979). Nach Osten hin geht die Makran Subduktionszone in eine *triple junction* mit der Ornach Nal Störung, einer linkslateralen Transformstörung, und dem Murray Rücken, einem rezent aktiven *spreading* Zentrum, über. Die Ornach Nal Störung markiert die Grenze zwischen Eurasischer und Indischer Platte und setzt sich nach Norden in der Himalaya Suture fort (Haq & Davis, 1997). An den Murray Rücken schließt nach Süden die Owen Fracture Zone an. Diese rechtslaterale Transformstörung markiert die Grenze zwischen Arabischer und Indischer Platte. Wie anhand von Erdbebendaten gezeigt wird, akkumuliert die Owen Fracture Zone rezent nur geringe Versätze von ca. 2 mm/a. Dies entspricht ebenfalls den derzeitigen *spreading* Raten am Murray Rücken (Gordon & DeMets, 1989).

Nach Norden wird der Makran Akkretionskeil durch zwei paläozoische Blöcke, den Lut und den Helmand Block, begrenzt (Abb. I-3.1; McKenzie, 1972; Chase, 1978; Gordon & DeMets, 1989). Ersterer nimmt einen großen Teil des Irans ein, wohingegen letzterer sich großflächig über Afghanistan und das nördliche Pakistan erstreckt. Diese beiden Blöcke bildeten Teile Gondwanas und haben, nachdem die Subduktion der ozeanischen Kruste der Paläothetys im Mesozoikum einsetzte, an Asien angedockt (Leggett & Platt, 1984).

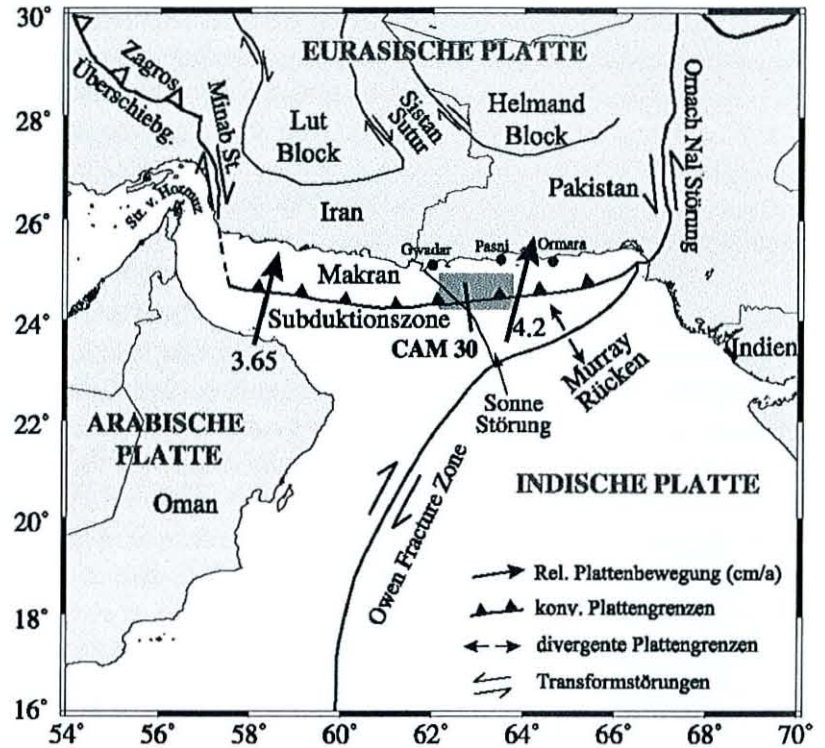


Abb. I-3.1: Diese Übersichtskarte zeigt die plattentektonische Situation im Bereich der Makran Subduktionszone. In grau unterlegt ist das Untersuchungsgebiet dieser Arbeit. Für die folgenden Simulationen wird das reflexionsseismische Profil CAM 30 verwendet.

Die Makran Subduktionszone zeichnet sich durch eine geringe seismische Aktivität aus (Page et al., 1979; Laane & Cheng, 1989). Dies betrifft sowohl interkrustale als auch Plattengrenzflächenbeben (Quittmeyer et al., 1979; Rundkvist & Rotwain, 1994). Die Segmentierung der Unterplatte führt zudem zu einer starken Variation der Seismizität in Streichrichtung, wobei die seismische Aktivität von West nach Ost abnimmt (Byrne et al., 1992).

Das in der Nähe der Ortschaft Pasni lokalisierte Erdbeben von 1945 der Magnitude $M_w = 8.1$ zeigt das Potenzial für große Plattengrenzflächenbeben auch im östlichen Abschnitt der Makran Subduktionszone (Byrne et al., 1992; Abb. I-3.2).

Mit Hilfe teleseismischer Daten können anhand von Versätzen an aktiven Störungszonen subaerisch seismische Ereignisse lokalisiert werden. Diese Beben korrelieren meist mit der Lage der Plattengrenzen (Byrne et al., 1992).

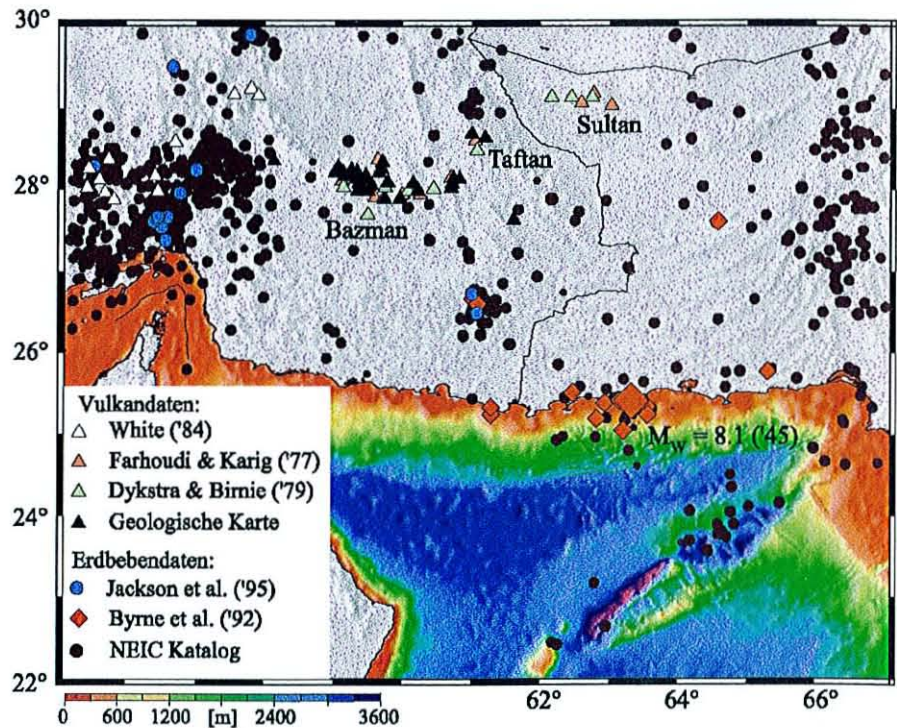


Abb. I-3.2: Die Erdbebenverteilung im Bereich der Makran Subduktionszone.

Aufgrund der geringen Seismizität liegen nur wenige Daten vor, anhand derer Aussagen zur Geometrie bzw. dem Abtauchwinkel der ozeanischen Platte möglich sind (Byrne et al., 1992; Jackson et al., 1995). Laut Untersuchungen des Bebens von 1945 und weiterer schwächerer Plattengrenzflächenbeben taucht die Arabische Platte im östlichen Abschnitt der Makran Subduktionszone in einem deutlich flacheren Winkel als im westlichen ab (Byrne et al., 1992). Dies wird auch durch die relative Position der quartären Vulkane am magmatischen Bogen bestätigt. Die westlichen Bazman Vulkane liegen in einem deutlich kleineren Abstand zur Deformationsfront wie die Sultan Vulkane im Osten, d.h. dass im westlichen Abschnitt der Makran Subduktionszone von einem steileren Abtauchwinkel als im östlichen Bereich auszugehen ist (*Abb. I-3.2*; Farhoudi & Karig, 1977; Dykstra & Birnie, 1979; White, 1984). Dieser Trend eines nach Osten hin zunehmend flacheren Abtauchwinkels konnte mit der Identifizierung der Ormara Platte bestätigt werden. Diese Mikroplatte wird im östlichen Teil der Makran Subduktionszone entlang der Sonne-Störung von der Arabischen Platte abgespalten (Kukowski et al., 2000; *Abb. I-3.1*). Es ist davon auszugehen, dass die Arabische Platte westlich der Sonne-Störung steiler abtaucht als die Ormara Platte östlich dieser Transformstörung (Kukowski et al., 2000).

3.2 Die Morphologie des Makran Akkretionskeils

Anhand der ersten geschlossenen bathymetrischen Karte mit einer Gesamtfläche von 10000 km² konnten genauere Informationen zur Morphologie des submarinen Bereichs des Makran Akkretionskeils gewonnen werden (Kukowski et al., 2000; Kukowski et al., 2001). Der submarine Abschnitt Makrans weist eine deutliche Dreiteilung in einen flachen unteren Hang, eine annähernd ebene *mid - slope* Terrasse und einen steileren oberen Hang auf (*Abb. I-3.3*). Der untere Hangbereich weist im westlichen Abschnitt des Untersuchungsgebietes Hangneigungswinkel von ~ 2° auf, die nach Osten hin bis auf ~ 4° ansteigen. Demgegenüber werden für den oberen Hang Winkel von bis zu ~ 8° bestimmt (Kukowski et al., 2001). Den Übergang zwischen diesen beiden Hangabschnitten bildet die *mid - slope* Terrasse, die mit einer Neigung von ~ 1° den Wechsel im Hangneigungswinkel markiert.

Aufgrund des hohen Sedimenteintrages wird rezent kein morphologischer Trench ausgebildet. Die aktive Deformationsfront bildet ein sich neu entwickelnder Akkretionsrücken (Nascent Ridge). Wie anhand verschiedener 3.5 kHz Parasoundprofile gezeigt wird, weist die Deformationsfront rezent keine Variationen in Streichrichtung auf (Kukowski et al., 2001).

Die Morphologie des unteren Hanges ist gekennzeichnet durch eine Abfolge von vier bis sechs schmalen Akkretionsrücken, die den Scheitel der frontalen Überschiebungen markieren (*Abb. I-3.3*). Die einzelnen Rücken lassen sich über Entfernungen von 15 bis 95 km verfolgen. Der erste und auch markanteste Akkretionsrücken weist sowohl auf der see- als auch der landwärtigen Seite Hangwinkel von 8° bis über 20° auf. Dieser vollständig ausgebildete Rücken zeichnet sich zudem durch ein Sprunghöhe von 1200 m über dem Meeresboden aus. Auch an älteren Akkretionsrücken, beispielsweise dem dritten bzw. vierten, werden Hangwinkel von 14° bzw. 10° bestimmt (Kukowski et al., 2001).

Diese Flankensteilheiten und die Sprunghöhe des ersten Rückens deuten auf eine hohe Festigkeit des Materials hin. Des weiteren gibt es im gesamten Bereich des unteren Hanges keine Anzeichen für größere Rutschungsereignisse. Die Sedimentfüllung der asymmetrischen *thrust-top* Becken zwischen den einzelnen Rücken wurde posttektonisch abgelagert und weist ebenfalls keine Störung auf (Fruehn et al., 1997; Grevemeyer et al., 2000). Daraus ergibt sich, dass die Akkretionsrücken bereits über einen langen Zeitraum tektonisch stabil sind.

Der Abstand zwischen dem ersten und dem vierten Rücken variiert zwischen 62°E und 63°45'E nicht. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Sedimentmächtigkeit der ankommenden ozeanischen Sedimente in diesem Abschnitt innerhalb der letzten 2 Ma identisch war. In dem betrachteten Abschnitt des Akkretionskeils sind damit lokale Variationen der Mächtigkeit des Sedimenteintrags infolge von langwelligen Unebenheiten der ozeanischen Basementoberfläche auszuschließen (Roeser et al., 1997; Kopp et al., 2000). Erst östlich von 63°45'E verjüngt sich der untere Hang. Es werden nur drei Akkretionsrücken ausgebildet und der Sedimenteintrag nimmt nach Osten hin ab (v. Rad & Doose, 1998).

Im Unterschied zum ebenmäßigen unteren Hang zeigt der obere Hang ein deutlich raueres und zerklüftetes Bild (Kukowski et al., 2001). Rutschungen von einigen Kilometern Spannweite sowie eine Vielzahl von Erosionskanälen durchschneiden diesen Bereich (Kukowski et al., 2000). Die beiden markantesten Canyonssysteme, der Save Canyon

und der Shâdi Canyon, korrelieren subaerisch mit Flusssystemen. Im Bereich des unteren Hanges wird der Verlauf des Save Canyon durch die Sonne-Transformstörung tektonisch beeinflusst (Abb. I-3.3).

Untersuchungen der Profilschnitte der beiden Canyon zeigen, dass rezent im Bereich des oberen Hanges keine aktive Erosion stattfindet, dass aber bis vor kurzem aktiv Material erodiert worden ist (Kukowski et al., 2001). Demgegenüber wird südlich des zweiten Rückens am unteren Hang gegenwärtig Material abgetragen. Aus der Canyonform lässt sich darauf schließen, dass die Erosion periodisch in mehreren einzelnen Massenumlagerungsphasen stattfindet (Kukowski et al., 2001).

Die Interpretation der Strukturen im Bereich der *mid - slope* Terrasse liefert zudem einen Hinweis auf rezente, aktive Hebung am seewärtigen Ende dieser ebenen Fläche. Dies korreliert mit den Ergebnissen der seismischen Untersuchungen, anhand derer diese Position mit dem seewärtigen Ende eines Bereichs basaler Akkretion korreliert (Kopp et al., 2000). Auf diese Daten wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

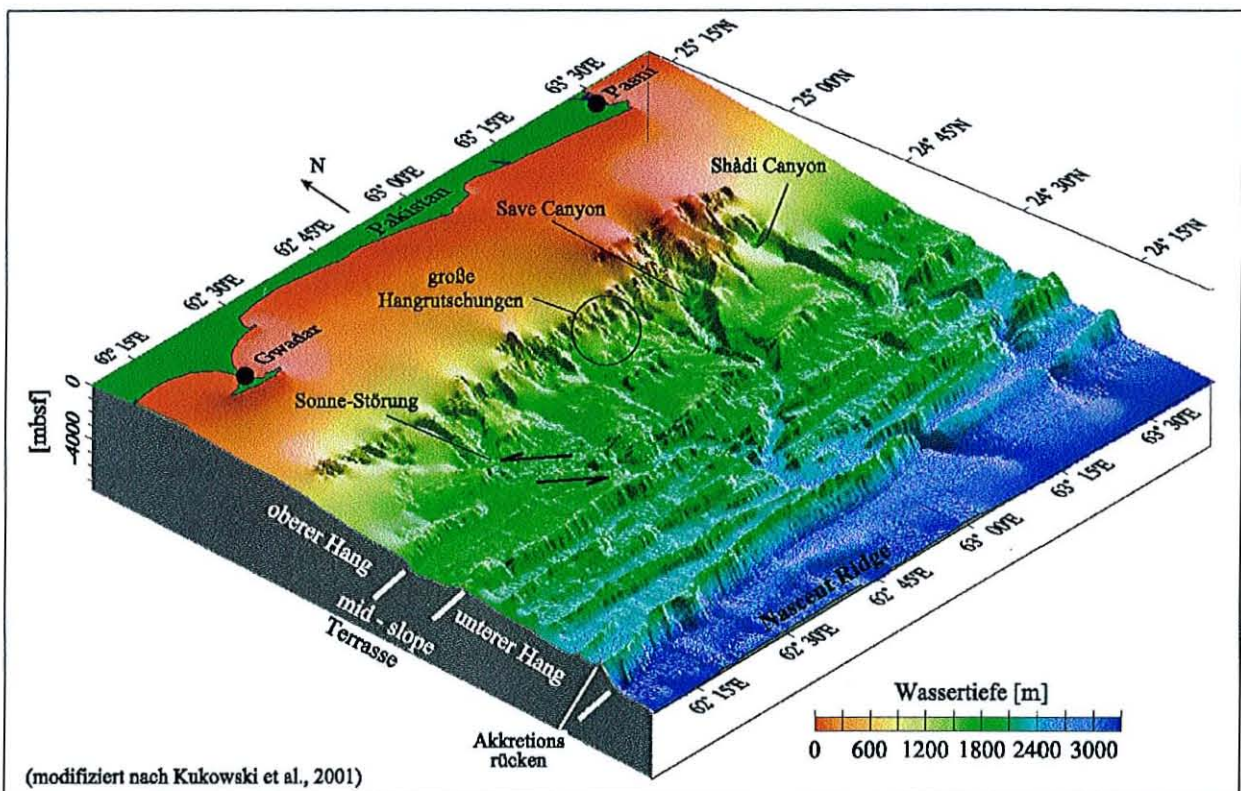


Abb. I-3.3: 3-D perspektivische Darstellung der bathymetrischen Daten aus dem zentralen Bereich des Makran Akkretionskeils.

3.3 Der strukturelle Aufbau des Makran Akkretionskeils

Für die vorliegende Arbeit dient das reflexionsseismische Profil CAM30 als Datenbasis, da dieses bereits als tiefenmigrierte Sektion vorliegt (Minshull et al., 1992; Fruehn et al., 1997). Die CAM30 Linie verläuft annähernd in NS Richtung entlang $62^{\circ}50'E$ (Abb. I-3.1). Sie erstreckt sich über 115 km beginnend auf der ozeanischen Platte bis in den Bereich des beginnenden oberen Hanges und schneidet dabei die Deformationsfront nach ca. 50 km Profillänge (Abb. I-3.1; Abb. I-3.4a). Auf der Position der CAM 30 wurde im Rahmen des Forschungsprojektes MAMUT (Makran Murray Traverse) 1997 ein Weitwinkelpprofil registriert (Fluch et al., 1997; Kopp et al., 2000).

Diese Profile geben einen Überblick zum strukturellen Aufbau der zu akkretierenden ozeanischen Sedimente, des gesamten unteren Hanges und der *mid - slope* Terrasse. Des weiteren bilden sowohl die reflexions- als auch refraktionsseismischen Daten das ozeanischen Basement ab (Abb. I-3.4). Für den Abtauchwinkel der ozeanischen Platte wurde im frontalen Bereich des Akkretionskeils ein $\beta = 2.5^{\circ}$ bestimmt. Anhand der Interpretation dieser beiden Datensätze wurde ein geologisches Modell des frontalen Bereichs des Makran Akkretionskeils entwickelt (Abb. I-3.4b; Fruehn et al., 1997; Kopp et al., 2000).

Der an der Deformationsfront 7 km mächtige Sedimenteintrag setzt sich aus einer 2.5 km mächtigen Schicht Makran Sand, die sich durch einen relativ hohen Sandanteil auszeichnet, und 4.5 km Turbiditen zusammen. Die Makran Sande sind dabei den Himalaja Turbiditen aufgelagert (Stoffers & Ross, 1979; Harms et al., 1984) und werden selbst wiederum von einer dünnen Schicht äolischer Sedimente bedeckt. Die mächtige Turbiditlage wird aus terrestrischen Quarzsanden und Schlämmen des Himalaja gebildet, die in einem riesigen submarinen Fächer auf die ozeanische Kruste aufgeschüttet wurden (Harms et al., 1984; Minshull et al., 1992; Fruehn et al., 1997). Die Materialgrenze zwischen den Makran Sanden und Turbiditen zeichnet sich in der Reflexionsseismik als eine deutliche Diskordanz ab (Minshull et al., 1992).

Dies hat in früheren Arbeiten zu der Interpretation geführt, dass nur die oberen 2.5 km der Sedimente frontal akkretiert und gefaltet werden (White, 1977; White, 1979). Jüngere seismische Profile zeigen hingegen, dass die frontalen Überschiebungen bis zu einer Tiefe von 4.5 km an der Deformationsfront verfolgt werden können. Aus der Position des Abscherhorizonts ergibt sich die Tiefenlage des für die Bildung der frontalen Schuppen verantwortlichen Décollements (Fruehn et al., 1997; *Abb. I-3.4a*). Das Deformationsverhalten des Makran Akkretionskeils wird somit in den ersten 45 km landwärts der Deformationsfront von diesem Décollement bestimmt (Minshull & White, 1989; Fruehn et al., 1997; Kopp et al., 2000; Kukowski et al., 2001). Frontale Akkretionsschuppen in Kombination mit dem flachen Hangneigungswinkel am unteren Hang von nur $\alpha = 2^\circ$ und einem flachen Abtauchwinkel $\beta = 2.5^\circ$ deuten auf ein basales Décollement geringer Reibung im Bereich des frontalen Akkretionskeils hin (Kap. I-2.2.2.1; Davis et al., 1983; Fruehn et al., 1997; Kopp et al., 2000; Kukowski, et al., 2001).

Als Décollement bezeichnet man in der Natur die basale Scherfläche eines Akkretionskeils, auf der die mechanische Entkopplung zwischen der Ober- und der abtauchenden Unterplatte erfolgt. In den folgenden Simulationen wird diese Scherfläche durch eine Schicht abgebildet. Der Begriff Décollement wird somit im Folgenden synonym für eine Scherzone bestimmter Mächtigkeit verwendet.

Das für die frontale Akkretion verantwortliche Décollement befindet sich innerhalb der Turbiditlagen und kann nicht anhand eines Geschwindigkeitssprungs in den reflexionsseismischen Daten identifiziert werden (*Abb. I-3.4b*). Dies deutet daraufhin, dass die Bildung dieses Décollements sehr stark durch die Bewegung von Porenfluiden bzw. der Kompaktion in den einzelnen Sedimentschichten bestimmt wird (White & Loudon, 1982; Fowler et al., 1989; Minshull & White, 1989). Aufgrund des hohen Sedimenteintrags und der Materialzusammensetzung erweist sich der Makran Akkretionskeil als besonders geeignet, hohe Porendrücke innerhalb von wassergesättigten Tonen in den Turbiditen aufzubauen (Chapman, 1974).

Neuere Untersuchungen seismischer Linien liefern hingegen kein Anzeichen für ungewöhnlich hohe Fluiddrücke in Makran (Minshull & White, 1989). Die aus den reflexionsseismischen Daten der CAM 30 anhand der seismischen Geschwindigkeiten invertierten Porendruckkoeffizienten liegen im unteren Bereich der Turbidite nur bei $\Lambda = 0.6$ und in den Makran Sanden bei $\Lambda = 0.42$ (Fruehn et al., 1997). Untersuchungen der seismischen Geschwindigkeiten haben gezeigt, dass die Porositäten in den oberen 4 km normale Porositäts-Tiefen-Werte zeigen (Fowler et al., 1989; Fruehn et al., 1997). Zudem korreliert der Anstieg der seismischen Geschwindigkeiten von den undefor-mierten zu den deformierten Sedimenten mit der Porositätsreduktion um 30- 40 % an der Keilspitze (Fowler et al., 1989). Verschiedene seismische Datensätze zeigen somit für die Schichten der Turbidite kein deutliches *overpressuring* (Davis & Lillie, 1994; Fruehn et al., 1997).

Eine Vielzahl von Schlammvulkanen im submarinen Bereich des Akkretionskeils sowie auch in der Küstenregion an Land geben aber Hinweise auf *overpressured* Gase aus großen Tiefen, die am Meeresboden austreten (Snead, 1964; White, 1979; Fowler et al., 1989; Minshull & White, 1989; Collier and White, 1990; Kukowski et al., 2000). Zudem kann in den verschiedenen seismischen Profilen ein BSR (*bottom simulating reflector*) identifiziert werden, was auf größere Methangasvorkommen hindeutet (White, 1979; Minshull & White, 1989; Flueh et al., 1997; Kain et al., 2000).

Anhand einer *Critical Taper* Analyse der ersten rezent aktiven frontalen Akkretionsschuppe, für die sowohl der Einfallswinkel der frontalen Überschiebung als auch der der Rücküberschiebung identifiziert werden kann, ergibt sich für die basale Reibung dieses Décollements ein Wert von $\phi_b = 12^\circ$ (Kukowski et al., 2001). Dieses Décollement wird wahrscheinlich aus einer geringmächtigen Schicht sehr feinkörniger Schlämme gebildet, die in den Turbiditen eingelagert ist (Prins et al., 2000; Kukowski et al., 2001). Da dieses Décollement für die Geometrie des gesamten

frontalen Akkretionskeils verantwortlich ist, ergibt sich die Frage, warum die einzelnen Akkretionsrücken Hangneigungswinkel bis an den Böschungswinkel der Makran Sande ($\phi = 23^\circ$) heran ausbilden. Dies lässt sich damit erklären, dass sich die einzelnen Rücken jeweils entlang einer Sand-Sand-Grenzfläche aufschieben und somit ihren kritischen Winkel nach den Reibungseigenschaften dieser Scherfläche einstellen (Kukowski et al., 2001).

Da die Tiefenlage des für die frontale Akkretion verantwortlichen Décollements mit 4,5 km unter dem Meeresboden bestimmt wird, werden die unteren 2,5 km der Turbidite unter den frontalen Akkretionskeil unterschoben (**Abb. I-3.4b**). Um Material unter den frontalen Akkretionskeil unterschieben zu können, muss ein zweiter tiefergelegener Abscherhorizont höherer Reibung vorhanden sein. Versucht man nun die hohen Hebungsraten im Bereich des oberen Hanges zu interpretieren und betrachtet man parallel dazu die Morphologie, die einen Wechsel des Hangwinkels im Bereich der *mid - slope* Terrasse zeigt, so lässt dies die Schlussfolgerung zu, dass große Teile der unterschobenen Sedimente in einiger Entfernung von der Deformationsfront basal akkretiert werden (White, 1977; Leggett & Platt, 1984; Platt et al., 1985). In den reflexionsseismischen Daten können jedoch keine Strukturen unterhalb des oberen Hanges aufgelöst werden, die einen Hinweis auf basale Akkretion geben würden (Fruehn et al., 1997; **Abb. I-3.4a**).

Anhand der refraktionsseismischen Daten lässt sich aber die Basis eines Bereichs basaler Akkretion identifizieren, dessen seewärtige Begrenzung in etwa mit der Position der *mid - slope* Terrasse in der Morphologie korreliert (Kopp et al., 2000). Dies bestätigt die Annahme, dass beginnend an der *mid - slope* Terrasse bis in landwärtige Bereiche hinein, Material basal akkretiert wird (Platt et al., 1985). Die Position des für die basale Akkretion verantwortlichen Décollements wird durch die Basis des basal akkretierten Material angezeigt. Dieser Abscherhorizont liegt an der Deformationsfront in einer Tiefe von $\sim 5,5$ km unter dem Meeresboden. Das für die basale Akkretion verantwortliche Décollement muss nach der *Critical Taper* Theorie eine höhere Festigkeit als das hangende Décollement bzw. eine geringere als die umgebenden Sedimente aufweisen (siehe Kap. I-2.2.2.1).

Zusammenfassung der Datenbasis

Aus der Morphologie des Akkretionskeil und den seismischen Daten ergibt sich für die Interpretation der Makran Subduktionszone, dass es zwei Schichten mit geringerer Festigkeit innerhalb der 4,5 km mächtigen Turbiditlage gibt. Die hangende Schicht befindet sich an der Deformationsfront in einer Tiefe von 4,5 km und die tiefergelegene bei ca. 5,5 km unter dem Meeresboden. Die untersten $\sim 1,5$ km der Himalaja Turbidite werden durch ein Subduktionsfenster weggeführt (**Abb. I-3.4b**).

In Folge der Subduktion wird die hangende Schicht im Bereich der frontalen Akkretion als Décollement aktiv und löst damit die Bildung frontaler Überschiebungen aus. Dies führt zum Aufbau des flachen unteren Hanges des Akkretionskeils. Im Bereich der *mid - slope* Terrasse verspringt das Décollement dann auf die tiefergelegene zweite Schicht höherer Reibung (Kukowski et al., 2001). Dies löst beginnend an der *mid - slope* Terrasse bis weit in landwärtige Bereiche basale Akkretion aus. Infolge dessen baut der obere Hang einen deutlich steileren Keilwinkel auf (**Abb. I-3.4b**). Der Bereich der basalen Akkretion liegt somit rezent in einem Abstand von ~ 45 km von der Deformationsfront entfernt. Im folgenden wird der Begriff basale Deformationsfront für das landwärtige Ende des Bereichs basaler Akkretion benutzt. In allen folgenden Beschreibungen wird der Terminus 'schwach' bzw. 'stark' zur Beschreibung der mechanischen Eigenschaften eines Décollements genutzt, d.h. synonym für eine niedrige bzw. hohe Reibung.

Die Mechanik im Bereich des Makran Akkretionskeils wird somit im frontalen Bereich durch ein Décollement geringer Reibung bestimmt, welches in dieser Arbeit auch als schwaches *mid - level* Décollement bezeichnet wird, das in einiger Entfernung von der Keilspitze auf ein tiefergelegenes Décollement höherer Reibung verspringt. Diese wird im Folgenden als starkes basales Décollement bezeichnet.

Entsprechend diesen natürlichen Bedingungen werden in den folgenden Simulationen die jeweiligen Modell konfiguriert. In Anlehnung an diese Datenbasis werden dabei 2-dimensionale Modelle betrachtet. Die Betrachtung eines 3-dimensionalen Fall ist nicht möglich, da aus diesem zentralen Bereich des Makran Akkretionskeils keine weiteren tiefenmigrierten seismischen Daten vorliegen. Für einen entsprechenden Erweiterung der Modelle sind weitere tiefenmigrierte Profile notwendig, um horizontale Variation in Streichrichtung in die Modellkonfigurationen zu integrieren.

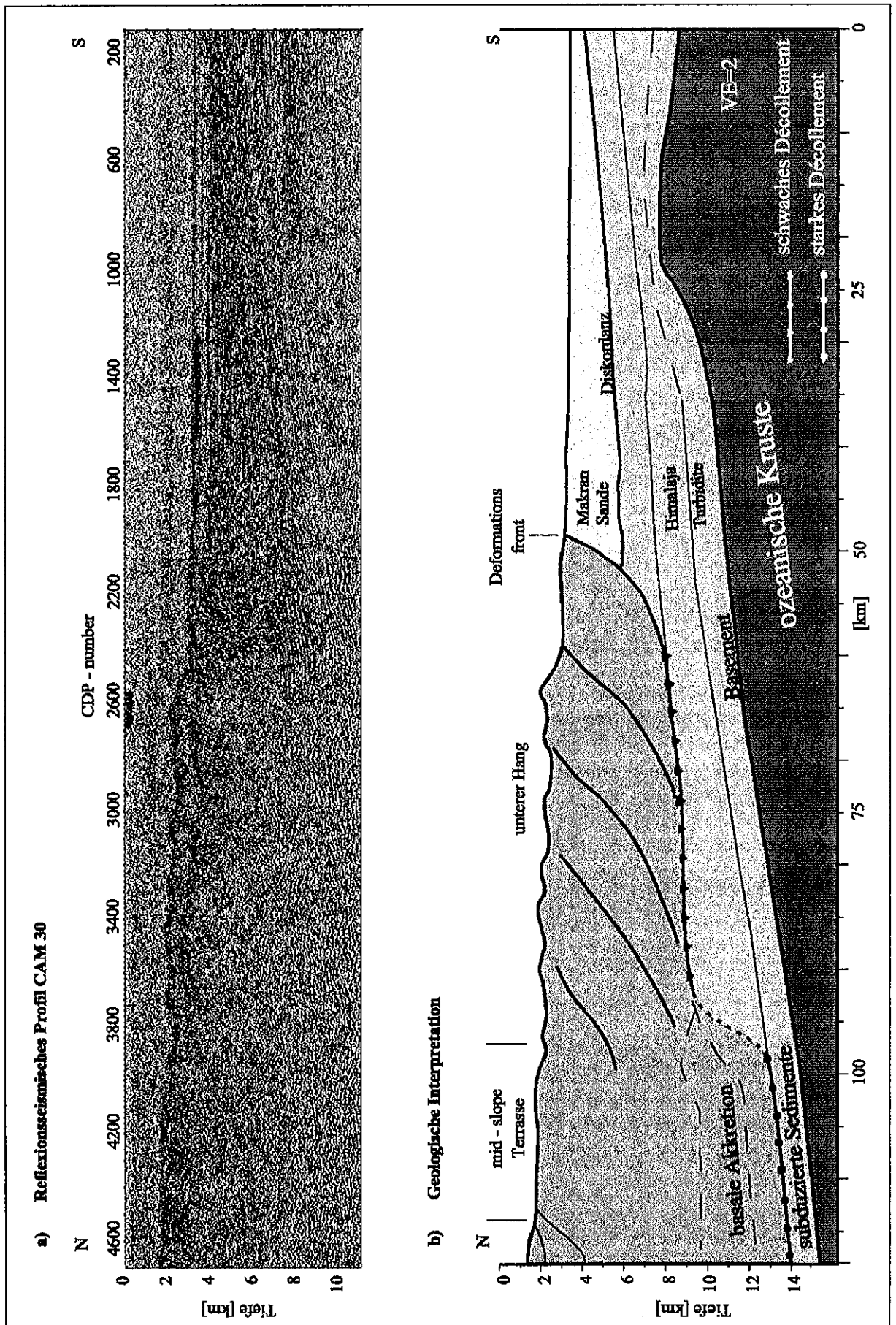


Abb. I-3.4: Die Abbildung a) zeigt das tiefenmigrierte Reflexionsprofil CAM 30. In der Abbildung b) sind die Ergebnisse der reflexions- und refraktionsseismischen Untersuchungen und deren Interpretation eingeflossen.

II Kontinuumsverfahren

1 Die Finite Elemente Methode (FEM)

Viel Prozesse in der Natur lassen sich nur durch nichtlineare partielle Differentialgleichungen beschreiben, beispielsweise die durch eine angreifende Kraft oder wirkende Verschiebung bzw. eine Wärmequelle in einem Körper ausgelösten Spannungen und Deformationen bzw. Wärmeflüsse. Die Methode der Finiten Elemente bietet dabei eine gute Möglichkeit, diese komplexen Probleme numerisch zu berechnen. Durch die approximative Lösung der Differentialgleichungen wird der Zustand in jedem Punkt eines Kontinuums beschrieben (Bathe, 1986). Aus diesem Grund gehört die FEM zu den Kontinuumsverfahren.

Zur Bestimmung des jeweiligen Spannungs- und Deformationsfeldes bzw. der Temperaturverteilung in einem Körper wird das Untersuchungsgebiet in einzelne Zellen unterteilt, sogenannte Elemente. Diese einzelnen Elemente werden durch Knotenpunkte miteinander verbunden, die meist mit den Eckpunkten der Zelle korrelieren. Für diese Diskretisierung steht eine Vielzahl möglicher Elementformen zur Verfügung. Mit dieser Methode kann somit jedes 2- als auch 3-dimensionale, geometrisch komplexe Untersuchungsgebiet beschrieben werden. Die Lösung des Problems wird für jeden Punkt des Elementes und auf den Knotenpunkten definiert. Darin besteht der Unterschied zu anderen numerischen Lösungsverfahren nichtlinearer Differentialgleichungen, wie der Methode der Finiten Differenzen, die die Lösung nur auf den Gitterpunkten beschreiben.

Seit dem ersten Einsatz in den 50er Jahren in der Automobil- und Flugzeugindustrie zur Berechnung von Problemen der Strukturmechanik wird die FE Methode ständig weiterentwickelt und ihr Einsatzgebiet zunehmend erweitert. Durch die fortschreitende Implementierung komplexerer Differentialgleichungen lassen sich heute neben der Bruchfestigkeit von Materialien, der Temperaturverteilung in einem Untersuchungsgebiet und den daraus resultierenden thermischen Spannungen u.a. auch elektrische, magnetische und hydraulische Fragestellungen untersuchen.

Mit der FEM können stationäre oder Gleichgewichtsprobleme, transiente bzw. Ausbreitungsprobleme und Eigenwertprobleme berechnet werden (Fagan, 1992; Bathe, 1986). Für den stationären Fall befindet sich der zu untersuchende Körper in einem Gleichgewichtszustand. In der Mechanik werden dabei beispielsweise die durch eine Kraft ausgelösten Verschiebungen bzw. Verzerrungen eines Körpers berechnet. Aus diesen Verschiebungen ist es wiederum möglich, die jeweiligen Spannungen in dem Untersuchungsgebiet zu bestimmen. Diese Methode dient der Spannungsanalyse unter elastischen Bedingungen. Zeitliche Abhängigkeiten werden nicht betrachtet.

In transienten bzw. kinetischen Problemen verändert sich die Antwort des Systems auf eine wirkende Auflast bzw. Kraft mit der Zeit. Es wird somit die zeitliche Ausbreitung einer Randbedingungen in einem Körper untersucht bzw. die zeitabhängige Kräfteantwort des Körpers bestimmt. Dabei muss ebenfalls die Trägheit des Systems berücksichtigt werden. Diese Probleme werden im wesentlichen wie stationäre Fragestellungen berechnet, jedoch hängen die Zustandsgrößen und die elementaren Bewegungsgleichungen für diesen Fall von der Zeit ab. Ziel ist es dabei, den Zustand des Systems zu jedem beliebigen Zeitpunkt zu bestimmen. Ein Beispiel aus der Mechanik für einen transienten Fall stellt die Wellen- bzw. Bruchausbreitung in einem viskosen bzw. elasto-plastischen Medium dar.

Die Eigenwertprobleme sind grundsätzlich nur eine Erweiterung des stationären und des transienten Falls. Das Hauptmerkmal dieser Fragestellungen ist, dass es neben den bekannten stationären oder transienten Lösungen des Systems weitere mögliche Zustände gibt, in die der Körper übergehen kann, sobald sein Gleichgewichtszustand nur geringfügig gestört wird. In Eigenwertproblemen werden die Randbedingungen bzw. die Kräfte wiederholt aufgebracht. In der Mechanik wird dabei beispielsweise die Knicklast bzw. das Bruchkriterium eines Körpers bestimmt. Diese Methode dient hauptsächlich der Stabilitätsuntersuchung von Körpern. Es werden sowohl elastische als auch elasto-plastische Rheologien betrachtet.

Ausgehend von der anfänglich rein industriellen Nutzung fand die Methode der Finiten Elemente zunehmend auch in den Geowissenschaften Einsatz. Eine der ersten geologischen Fragestellungen, die mit Hilfe der FEM untersucht wurde, betraf die Spannungsverteilung innerhalb von Erdplatten (Zoback & Zoback, 1980). Bis zur Einführung der FEM lagen nur wenige Informationen über Interplattenspannungen vor, da Spannungsmessungen stets mit einem sehr hohen bohrtechnischen Aufwand verbunden sind. Mit steigender Rechnerleistung wuchs und wächst der Umfang und die Komplexität der Modellgebiete (Richardson & Cox, 1984; Richardson & Coblenz, 1994; Bird, 1996;

Pacanovsky et al., 1999). Heute gibt es eine Vielzahl von Finite Elemente Simulationen, die sich mit unterschiedlichsten geowissenschaftlichen Fragestellungen beschäftigen. Das Spektrum der Untersuchungsgebiete reicht von der Betrachtung thermischer Probleme, wie beispielsweise der Wärmeverteilung und der Konvektionsströme im Mantel (Lenardic, 1998) bis hin zur Untersuchung der Ausbildung von Störungsgeometrien unter kompressiven (Mäkel & Walters, 1993; Erickson, 1995) oder extensiven Bedingungen (Dunbar & Sawyer, 1996).

Bei der Betrachtung von Prozessabläufen in der Natur mit der FEM ergibt sich ein Vorteil dieser Methode aus der direkten Übertragbarkeit der Natur in das FE Modell. Skalierungsprobleme bezüglich des geometrischen Aufbaus oder des Materialparameterspektrums, die bei anderen Simulationstechniken, wie beispielsweise Analogexperimenten, eine wichtige Rolle spielen, treten hier nur sehr eingeschränkt auf. Ein breites Materialspektrum basierend auf verschiedenen rheologischen Ansätzen erlaubt somit umfassende Materialparameterstudien auch in komplexen Untersuchungsgebieten.

Der Schwerpunkt der folgenden Simulationen liegt deshalb auf der Untersuchung des Einfluss der mechanischen Materialparameter auf das Deformationsverhalten im *forearc* Bereich von Subduktionszonen. Ziel dieser Untersuchungen ist es, Aussagen zur Spannungsverteilung bzw. zu Spannungsmagnituden zu erhalten, um möglicherweise einzelne Parameter als Steuerfaktoren zu identifizieren. Dabei sollen in einer ersten Modellserie verschiedene Rheologien zur Beschreibung der Deformation in der starren oberen Kruste verglichen werden. Die anhand grundlegender Untersuchungen gewonnenen Aussagen werden anschließend mit der Modellierung des Makran Akkretionskeils bezüglich der Übertragbarkeit auf die Natur getestet und bewertet.

1.1 Theoretische Grundlagen der FEM

Die Finite Elemente Methode (FEM) beruht auf der Berechnung einer unbekanntem Zustandsgröße eines Systems. Dabei wird ein Körper zunächst durch eine Randbedingung aus dem Gleichgewichtszustand gebracht und danach die Antwort des Systems auf diese störende Größe berechnet. An einem Beispiel bedeutet dies, dass mit Hilfe der FEM die durch eine vektorielle Kraft $\{F\}$ an einem Knotenpunkt ausgelöste vektorielle Verschiebung $\{U\}$ approximativ berechnet wird. Die den Zustand der entsprechenden Elemente beschreibenden Differenzialgleichungen haben dabei stets die Form einer Diffusionsgleichung. Die Summe der einzelnen Elementgleichungen bildet die Systemgleichung, welche das Verhalten des gesamten Körpers beschreibt. Diese hat generell die Form

$$(18) \quad [k] \{U\} = \{F\},$$

wobei $[k]$ die Steifigkeitsmatrix bzw. Quadratmatrix ist und der Federkonstanten entspricht. Die Größe dieser Matrix ergibt sich aus der Anzahl der Knoten des Untersuchungsgebiet. Um die durch die Kraft $\{F\}$ an einem Knotenpunkt ausgelöste Verschiebung $\{U\}$ zu bestimmen, ist die Matrix $[k]$ zu invertieren und die Gleichung (18) nach $\{U\}$ aufzulösen. Dabei nimmt mit steigendem Modellumfang die Anzahl der Elementgleichungen bzw. der Umfang der Steifigkeitsmatrix deutlich zu und die Lösung der Systemgleichung ist nicht mehr trivial. Aus diesem Grund wurden spezielle Lösungsalgorithmen zur Invertierung der Steifigkeitsmatrix $[k]$ entwickelt (Fagan, 1992).

Zur Veranschaulichung des Lösungsalgorithmus der FEM wird im Folgenden von einem einfachen stationären oder Gleichgewichtsfall ausgegangen (Fagan, 1992). Diese Herleitung zeigt den Lösungsalgorithmus eines linearen stationären Problems, wie es u.a. mit der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten FE Softwarepaket NISA berechnet wird. Es wird die Berechnung der in einem 1-dimensionalen Stab durch Zug- bzw. Schubkräfte ausgelösten Verschiebung (u) erläutert. Die einfachste FE Umsetzung eines solchen Körpers stellt ein 1-dimensionales Element mit zwei Knoten (i) und (j) dar, die beide auf der x -Achse liegen und auch nur entlang dieser verschoben werden dürfen (Abb. II-1.1). Da die Verschiebung (u) entlang dieses Stabes der Länge (L) linear variiert, ergibt sich:

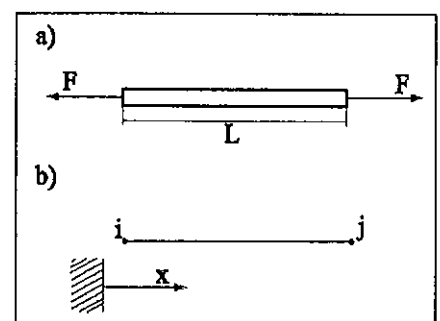


Abb. II-1.1: Abbildung a) zeigt den zu untersuchenden Körper und b) das dazugehörige Finite Element.

$$(19) \quad u = a + bx .$$

Für die unbekanntenen Verschiebungen an jeden Punkt ergibt sich damit:

$$(20) \quad u_i = a + bx_i \quad \text{und} \quad u_j = a + bx_j .$$

Da sowohl die Koordinaten der beiden Knotenpunkte als auch die Länge des Stabes bekannt sind, ergibt sich für die Verschiebung

$$(21) \quad u = \frac{x_j - x}{L} u_i + \frac{x - x_i}{L} u_j \quad \text{bzw.} \quad u = N_i u_i + N_j u_j .$$

Die beiden Terme N_i und N_j werden in allen FE Programmen stets als Form- oder Interpolationsfunktion bezeichnet. Diese werden in einer Form- oder Interpolationsmatrix zusammengefasst. Die Formfunktionen sind stets linear und für einen Punkt eines Elementes immer gleich, d.h. die Elementkoordinaten und die Elementverschiebungen eines Knotenpunkts werden stets mit ein und derselben Formfunktion berechnet. Dies führt zur Vereinfachung des Rechenalgorithmus.

Die Verformungsenergie (W), die der Körper infolge der angreifenden Kraft erfährt, berechnet sich dabei nach:

$$(22) \quad W = \int_{x_i}^{x_j} \frac{1}{2} \sigma \epsilon A dx ,$$

wobei (A) die Querschnittsfläche des Stabes, (ϵ) die Deformation und (σ) die Spannung angibt. Da die Spannung (σ) gleich dem Produkt aus der Deformation und dem Elastizitätsmodul (E) ist, vereinfacht sich Gleichung (22) zu:

$$(23) \quad W = \frac{AE}{2} \int_{x_i}^{x_j} \epsilon^2 dx .$$

Die Deformation ϵ berechnet sich aus der Ableitung der Verschiebung (u) nach x (du/dx) nach (21):

$$(24) \quad \epsilon = (-u_i + u_j) / L .$$

Damit folgt aus (23) für die Verformungsenergie eines Elements im Gleichgewichtszustand:

$$(25) \quad W = \frac{AE}{2L} (-u_i + u_j)^2 .$$

Die herkömmliche Schreibweise dieser Formel ist:

$$(26) \quad W = \frac{AE}{2L} [u_i, u_j] \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_i \\ u_j \end{Bmatrix} = \frac{1}{2} \{U\}^T [k] \{U\} .$$

Dabei ist k die Steifigkeitsmatrix des Elements:

$$(27) \quad k = \frac{AE}{L} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} .$$

Mit steigendem Modellumfang bzw. mit steigender Anzahl der Elemente und Knoten nimmt der Umfang dieser Matrix deutlich zu, d.h. für ein Modell mit 2 Elementen und drei Knoten hat die Steifigkeitsmatrix die Form einer 3x3 Matrix. Daraus ergibt sich ein erheblicher Anstieg des Rechenaufwandes. Zur Vereinfachung des Lösungsalgorithmus wird versucht, die Matrix in die Form einer Diagonalmatrix zu bringen.

Ausgehend von Gleichung (18) ergibt sich damit für die generelle Berechnungsgleichung für den Fall eines 1-dimensionalen Stabes an dem an den Knoten (i) und (j) die Kraft $\{F_i, F_j\}$ angreift:

$$(28) \quad \begin{Bmatrix} F_i \\ F_j \end{Bmatrix} = \frac{AE}{L} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_i \\ u_j \end{Bmatrix}.$$

Die Berechnung statischer Probleme erfolgt auch im Programm NISA anhand der an einem einfachen Beispiel aufgezeigten Verschiebungsmethode (NISA Handbuch; Bathe, 1986). Hierbei können beliebig geformte, 3-dimensionale Körper, die sich in einem Gleichgewichtszustand befinden, betrachtet werden. Die Berechnung der Verformungsenergie erfolgt hier im Unterschied zu Gleichung (22) in einem beliebigen, kompaktierbaren Volumen (V), welches sich unter den gegebenen Randbedingungen im Gleichgewicht befindet:

$$(29) \quad W = \int_V \sigma \epsilon dV.$$

Die Verformungsenergie ergibt sich dabei aus den aktuellen Spannungs- und Deformationsvektoren:

$$(30) \quad \sigma = [\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy}, \sigma_{yz}, \sigma_{xz}],$$

$$(31) \quad \epsilon = [\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}, 2\epsilon_{xy}, 2\epsilon_{yz}, 2\epsilon_{xz}].$$

Dieses Volumen wird in diskrete Elemente zerlegt, die an Knotenpunkten auf den Rändern der Elemente miteinander verbunden sind. Die Verschiebungen (u^e) innerhalb eines Elementes (e) werden aus der Summe der Verschiebungen der k Knoten eines Elements im Koordinatensystem (x,y,z) berechnet:

$$(32) \quad u^e(x, y, z) = \sum_{k=1}^n N_k(x, y, z) \bar{u}^k.$$

Dabei ist $[N_k(x,y,z)]$ wiederum die Formmatrix dieses Elementes und \bar{u}^k die jeweilige Komponente des Verschiebungsvektors an jedem Knotenpunkt. Die Verschiebungen und Verzerrungen im Inneren eines Elementes hängen nur von den Verschiebungen der Knoten ab. Aus den Verschiebungen lässt sich die Deformation eines Elementes berechnen als:

$$(33) \quad \epsilon^e(x, y, z) = B(x, y, z) \bar{u}^e,$$

wobei dabei [B] die dazugehörige Deformations- Verschiebungs- Matrix darstellt. Die einzelnen Zeilen dieser Matrix erhält man durch Differenzieren und Kombinieren der Zeilen der Form- bzw. Verschiebungsmatrix [N] (Bathe, 1986). Die Spannungen in den einzelnen Elementen berechnen sich dabei für ein linear elastisches Material nach der Spannungs- Deformations- Beziehung:

$$(34) \quad \sigma = S(\epsilon - \epsilon^{(0)}).$$

Dabei gibt die Variable $[S]$ die Elastizitätsmatrix und $\varepsilon^{(0)}$ den initialen Deformationszustand an. Das für $[S]$ angegebene Materialgesetz kann sich dabei von Element zu Element ändern.

Unter Verwendung von Gleichung (33) und (34) ergibt sich damit nach (29) für die Steifigkeitsmatrix des gesamten Modells:

$$(35) \quad k = \sum_{e=1}^m k^e = \sum_{e=1}^m \int_V B^{(e)T} S^e B^e dV .$$

Mittels dieser Steifigkeitsmatrix lassen sich nun die durch die wirkenden Kräfte in einem Modell ausgelösten Verschiebungen und Deformationen berechnen. Die wirkende Kraft setzt sich dabei aus vier Teilkräften zusammen:

$$(36) \quad F = F_B + F_S - F_I + F_C .$$

Dabei gibt F_B die gesamte Volumenkraft des Modells an:

$$(37) \quad F_B = \sum_{e=1}^m \int_V N^T b dV \quad \text{mit } b = [b_x b_y b_z] = \text{Volumenkräfte der einzelnen Element.}$$

F_S ist die gesamte Oberflächenkraft des Modells:

$$(38) \quad F_S = \sum_{e=1}^m \int_A N^T t dA \quad \text{mit } t = [t_x t_y t_z] = \text{Oberflächenkräfte der einzelnen Element.}$$

Weiterhin gibt F_I die initialen Spannungen:

$$(39) \quad F_I = \sum_{e=1}^m \int_V B^T S \varepsilon^{(0)} dV$$

und F_C die durch die Randbedingungen ausgelösten Kräfte an. Dabei sind für den Fall, dass sich die Lasten schnell ändern, die dabei wirkenden Trägheitskräfte noch nicht berücksichtigt. Diese Kräfte können formal als zusätzliche, räumlich wirkende Kräfte betrachtet werden und entsprechend in die Berechnung der Volumenkräfte einfließen (NISA Handbuch; Bathe, 1986).

Dieser Ansatz beruht stets auf der Simulation einer elastischen Rheologie. In den folgenden FE Modellen sollen aber auch mechanische Konzepte, die auf nichtlinearen Materialgesetzen basieren, untersucht werden, beispielsweise elasto-plastische Rheologien. Für die Differenzialgleichungen, die dieses Problem beschreiben, bedeutet dies, dass die Verschiebung $\{U\}$ eine nichtlineare Funktion der wirkenden Kraft $\{F\}$ ist (vgl. Gleichung (1); Bathe, 1986). Im Programm NISA können grundsätzlich zwei Arten von Nichtlinearitäten betrachtet werden, einerseits die der Materialeigenschaften und andererseits geometrische Nichtlinearitäten. Diese beinhalten große Verschiebungen, Drehungen und Verzerrungen im Modell.

Das Grundproblem der nichtlinearen Gleichungen ist die Berechnung des Gleichgewichtszustandes eines Körpers, wenn die wirkenden Kräfte eine Funktion der Zeit sind. Es wird ein Ausbreitungs- oder Eigenwertproblem betrachtet. Bei der Bestimmung der aktuellen, deformierten Geometrie des Systems müssen alle Nichtlinearitäten in Betracht gezogen werden. Die Gleichgewichtsbedingungen müssen während der gesamten Krafteinwirkung erfüllt sein, wobei die Variable (t) jeden Wert von Null bis zur maximal interessierenden Zeit annehmen kann (Bathe, 1986). In vielen Berechnungen werden die Spannungen und Verschiebungen zu bestimmten Zeitpunkten berechnet. Dabei müssen auch die Effekte der Zeit auf die physikalischen Eigenschaften im Untersuchungsgebiet mit eingeschlossen werden. Wenn aber auch geometrische und physikalische Nichtlinearitäten oder zeitabhängige Effekte

eine Rolle spielen, müssen die Gleichgewichtsbedingungen für ein Zeitintervall berechnet werden (Bathe, 1986). Dies erfordert aus rechentechnischen Gründen oft den Einsatz von inkrementellen Lösungsverfahren, d.h. die gesamte wirkende Kraft wird nicht auf einmal sondern in einzelnen Schritten erreicht.

Die inkrementelle Lösung geht von der Annahme aus, dass für einen bestimmten Zeitpunkt (t) die Lösung bekannt ist und dass sie für den Zeitpunkt ($t + \Delta t$) gesucht wird, wobei Δt ein passend gewählter kleiner Zuwachs (Inkrement) der Zeit ist (Bathe, 1986). Es wird demzufolge von einer inkrementellen Lösung des Problems ausgegangen. Für die Festlegung der jeweiligen Schrittweite ist es notwendig, verschiedene Tests durchzuführen, so dass der Lösungsalgorithmus erstens stabil rechnet und zweitens die erhaltene Lösung hinreichend genau ist. Dazu ist es immer notwendig, sehr lange zu iterieren, bis die Lösung des Gleichungssystems bestimmt ist. Ein weitverbreitetes Iterationsverfahren ist das Newton-Raphson'sche Verfahren, welches auf einer Matrizenzerlegung beruht. Dieses Verfahren wird auch für die folgenden Simulationen benutzt. Diese Methode zeichnet sich durch eine hohe Effektivität aus und wird aus diesem Grund oft verwendet. Dabei ist die Festlegung der Konvergenzkriterien von großer Bedeutung (vgl. Kap. II-1.3.1).

Zur Bestimmung der Bewegung eines Körpers wird somit die Gleichgewichtslage des gesamten Körpers zu den Zeitpunkten $0, \Delta t, 2\Delta t, 3\Delta t, \dots$ bis zum Ende des Lösungspfades bestimmt, d.h. bis die gesamte Kraft aufgebracht ist (Abb. II-1.2). Bei der Berechnung werden alle Knotenpunkte bzw. Elemente des Körpers vom Ausgangszustand bis zum Endzustand verfolgt. Diese Art der Berechnung wird als Lagrange'sche oder materielle Formulierung des Problems bezeichnet (Bathe, 1986; Fagan, 1992). Dieses Verfahren eignet sich vor allem für die Betrachtung von Festkörpern und Strukturen. Die Lagrange'sche Formulierung steht im Gegensatz zur Euler'schen Formulierung, die gewöhnlich für hydraulische Probleme verwendet wird.

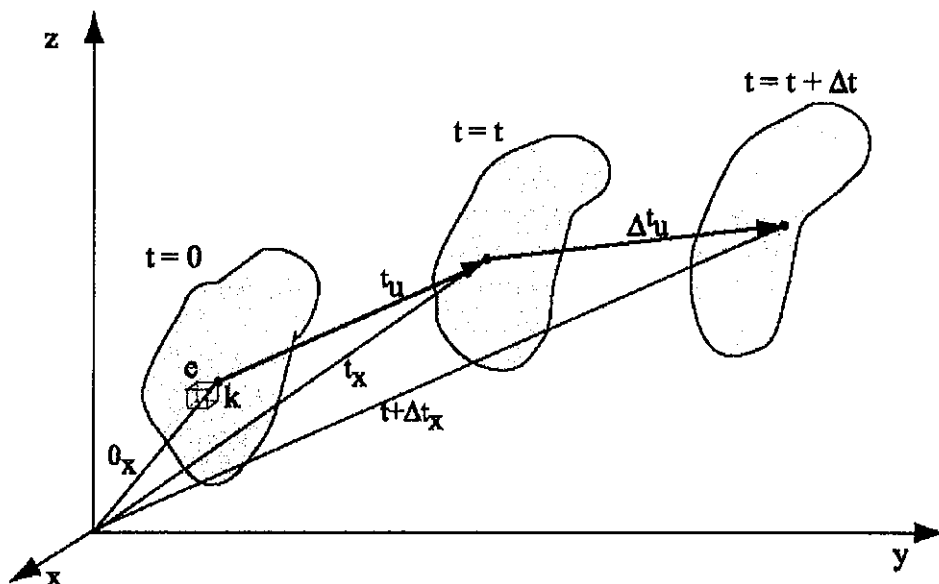


Abb. II-1.2: Diese Abbildung zeigt die Geometrie der Bewegung eines Körpers in einem kartesischen Koordinatensystem (modifiziert nach Bathe, 1986; Handbuch NISA). Die Beschriftungen entsprechen den Definitionen im Text bzw. den Gleichungen (12) - (24).

Mit dem Lagrange'schen inkrementellen Verfahren wird das Gleichgewicht des Körpers zum Zeitpunkt ($t + \Delta t$) mit Hilfe des Prinzips virtueller Verschiebungen ausgedrückt. In Tensorschreibweise ausgedrückt bedeutet dies (Bathe, 1986; Handbuch NISA):

$$(40) \quad \int_{t+\Delta t V} \sigma_{ij} \Delta^{t+\Delta t} D_{ij} d^{t+\Delta t} V = \int_{t+\Delta t V} \rho^{t+\Delta t} b_i \Delta^{t+\Delta t} u_i d^{t+\Delta t} V + \int_{t+\Delta t A} d^{t+\Delta t} A_i \sigma_{ij} \Delta^{t+\Delta t} u_j d^{t+\Delta t} A.$$

wobei ${}^{t+\Delta t}\sigma_{ij}$ die kartesischen Komponenten des Spannungstensors und D_{ij} die kartesischen Komponenten eines infinitesimalen Verschiebungstensors sind und ρ die Dichte des Materials ist.

Aus der Lagrange'schen Formulierung des Problems ergibt sich für die Grundgleichung (1) für den transienten Fall:

$$(41) \quad ({}'_0K^{(1)} + {}'_0K^{(2)} + {}'_0K^{(3)} + {}'_0K^{(4)})\Delta' u^{(i)} = {}^{t+\Delta t}F - {}^{t+\Delta t}F_0.$$

Dabei ist ${}'_0K^{(1)}$ die Verschiebungs- Steifigkeitsmatrix, ${}'_0K^{(2)}$ die initialen Spannungen oder geometrische Matrix, ${}'_0K^{(3)}$ die initiale Verschiebungs- oder Rotationsmatrix und ${}'_0K^{(4)}$ die unsymmetrische initiale oder Kräfte- matrix. Hierin zeigt sich bereits ansatzweise, welchen Umfang die Steifigkeitsmatrix in komplexeren Problemen annimmt. Daraus lässt sich ebenfalls ableiten, dass die Berechnung mittels der FEM mit einem hohen Rechenzeit- aufwand verbunden ist.

Die hier gezeigte Ableitung liefert einen Einblick in die grundsätzliche Wirkungsweise und die mathematische Umsetzung in dem hier verwendeten kommerziellen FE - Programm NISA. Zudem zeigt sich hierin auch der Umfang und die Komplexität des Softwarepaketes. Weitere detaillierte Herleitungen bzw. Lösungsansätze für andere Probleme, beispielsweise Eigenwert- oder Wärmeleitproblemen, sind dem Handbuch zu entnehmen.

Welche Modellansätze bzw. welche Art von Problemen in den folgenden Simulationen verwendet werden, wird im Rahmen des Modellaufbaus und der Modellkonfigurationen näher erläutert. Parallel dazu wird in den folgenden Kapiteln auch auf die Wahl der Elementtypen, die Gitterweite sowie die Konvergenzkriterien eingegangen.

1.2 NISA

Für die folgenden Simulationen wird die kommerzielle FE Software NISA benutzt. Aufgrund des hohen Rechenaufwandes bzw. der anfallenden Datenmengen wurde die Software NISA am GFZ Potsdam auf einer SGI Octan unter dem Betriebssystem UNIX kompiliert. Grundsätzlich ist das Programm auch Windows- bzw. LINUX- fähig.

NISA bietet eine Vielzahl von Anwendungsmöglichkeiten. Das Spektrum der möglichen Fragestellungen reicht von einfachen statischen bis hin zu komplexen dynamischen Problemen. Dies können sowohl mechanische als auch thermische und elektromagnetische Fragen sein.

1.3 Modellkonfigurationen

Für die Untersuchung des Einflusses einzelner mechanischer Eigenschaften auf das Deformationsverhalten bzw. die Spannungsverteilung im Frontalbereich des *forearcs* wird ein generelles, 2-dimensionales Modell eines Akkretionskeils aufgebaut. Die Simulationen der Entwicklung eines Akkretionskeils ist in einer elasto-plastischen Rheologie unter dem Gesichtspunkt der Betrachtung des Spannungsfeldes mit der FEM nicht möglich. Dies ist methodisch bedingt, da das Finite Elemente Gitter nicht äquivalent der Natur entlang einer sich ausbildenden Scherfläche 'aufreißen' kann. Ausgehend von einem undeformierten Sedimentpaket würde sich aber infolge der einsetzenden Subduktion eine erste Störung ausbilden. Dies führt zum Anwachsen der Scherspannungen entlang dieser Überschiebung. Beim Überschreiten der maximalen Scherfestigkeit des Materials würde sich in einem natürlichen Keil eine neue Störung ausbilden, was mit einem Spannungsabbau verbunden ist. Dies ist in einem FE Modell nicht simulierbar, d.h. es werden unnatürlich hohe Spannungswerte akkumuliert. In der Folge erreicht die Iteration für die betreffenden Finiten Elemente keinen Gleichgewichtszustand. Folglich bricht der Lösungsalgorithmus ab. Bisherige numerische Untersuchungen großer Deformationen mit einer Mohr-Coulomb Rheologie machen keine Aussagen zur Spannungsentwicklung bzw. zu Spannungsmagnituden, da diese im Hinblick auf eine reine Deformationsuntersuchung für die entsprechenden Interpretationen vernachlässigt wurden (vgl. Kap. I; Beaumont et al., 1994; Beaumont et al., 1999; Willet 1999).

Aus diesem Grund wird in den im Folgenden gezeigten Simulationen von einer bereits vorhandenen Keilgeometrie ausgegangen. Anhand der Entwicklung dieses Modells wird der generelle Ablauf des Aufbaus eines Finite Elemente Gitters gezeigt. Zur Auswertung der einzelnen Ergebnisse werden hauptsächlich die jeweiligen Scherspannungen betrachtet, da sich diese gut auf ein natürliches System übertragen lassen und damit für eine geologische Interpretation eignen.

1.3.1 Entwicklung des FEM Gitters und Festlegung der Randbedingungen

Im ersten Schritt der Modellentwicklung wird die äußere Geometrie des Modells festgelegt. Das gesamte FE Gitter hat eine horizontale Ausdehnung von 100 km, von denen der Akkretionskeil 50 km einnimmt (Abb. II-1.3). Der Subduktionswinkel (β) des Akkretionskeils beträgt in diesem Modell 0° . Diese Vereinfachung hat einerseits eine Rechenzeitersparnis zur Folge und andererseits stimmt dieser Aufbau mit dem in den analogen und DEM Experimenten verwendeten überein (vgl. Kap. III). Diese Festlegung des Abtauchwinkels hat, wie anhand der *Critical Taper* Theorie gezeigt wird, keinen Einfluss auf das Spannungsfeld bzw. die Spannungsmagnituden im Akkretionskeil. Der Hangneigungswinkel des Keils beträgt 5.7° .

Der Öffnungswinkel des Akkretionskeils entspricht somit in etwa dem für den frontalen Bereich in Makran bestimmten Wert von $\sim 5^\circ$ (Kap. I-2). Es gibt zudem weitere akkretive Subduktionszonen mit einem ähnlichen Öffnungswinkel im Frontalbereich des *forearcs*, beispielsweise der Nankai Akkretionskeil entlang der Profillinie 62-8 ($\sim 5^\circ$), den nördlichen Abschnitt der Barbados Subduktionszone ($\sim 4.5^\circ$) oder auch im Bereich der Kodiak Halbinsel vor Alaska ($\sim 5.5^\circ$) (DeMets et al., 1990).

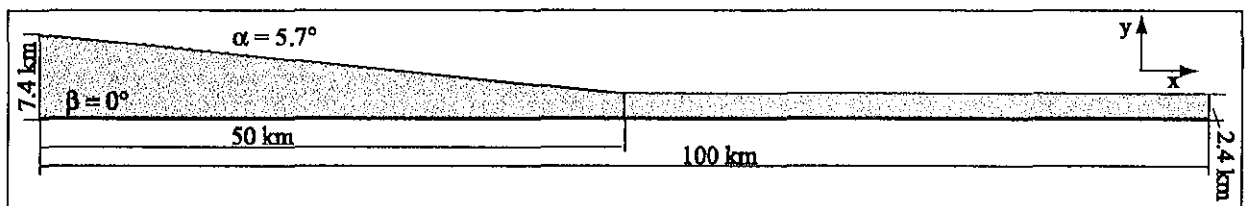


Abb. I-1.3: Der geometrische Aufbau des Modell zur Untersuchung der Spannungsverteilung in einem Akkretionskeil.

Netzgenerierung

Im nächsten Schritt des Modellaufbaus wird basierend auf dieser Geometrie das Finite Elemente Gitter generiert. Man spricht dabei auch von der Netzgenerierung. Aufgrund der ständigen Weiterentwicklung und der zunehmenden Anwenderfreundlichkeit der Pre- und Postprocessing Software wird dieser Arbeitsschritt für den Nutzer zunehmend vereinfacht und es wird dem Modellierer die Auseinandersetzung mit dem eigentlichen Lösungsalgorithmus abgenommen. Da aber die Finite Elemente Methode eine Annäherungstechnik ist, ist für die Gültigkeit und die Genauigkeit der Lösung eine exakte Definition bzw. Darstellung des Problems notwendig (Kap. II-1.1). Dies beinhaltet, dass das Ergebnis des Lösungsalgorithmus bzw. die zu berechnenden Variablen vom Elementtyp sowie der Elementgröße nicht beeinflusst wird.

Es sind somit umfangreiche Tests mit verschiedenen Elementen aus dem breiten Spektrum, den das Programm NISA bietet, notwendig (Abb. II-1.4). Die Art und Anzahl der Elemente ist dabei stets so zu wählen, dass einerseits der Lösungsalgorithmus stabil arbeitet und andererseits der Rechenzeitaufwand möglichst gering ist. Aufgrund dessen ist die Netzgenerierung trotz der zunehmenden Anwenderfreundlichkeit mit einem hohen Zeitaufwand verbunden.

Element Type (Isoparametric)	D.O.F.	Linear	Parabolic	Cubic	Composite Elements
2D - Plane Stress - Plane Strain - Axisymmetric Solid	UX, UY				Sandwich Shell Metal-Foam-Metal Composite-Honeycomb-Composite
Axisymmetric Shell	UX, UY, RZ				Laminated Shell Symmetric or asymmetric layup Efficient fiber direction definition
Axisymmetric Solid with Non-Axisymmetric Loading	UX, UY, UZ				Overlay Solid
Axisymmetric Shell with Non-Axisymmetric Loading	UX, UY, UZ RX, RY, RZ				Different lamina & angles Edge effect, interlaminar shear, normal stress
3D - General and Thin Shell - Laminated Composite Shell - Sandwich Composite Shell	UX, UY, UZ RX, RY, RZ				3D Tapered Beam Pie & Slice 3D Axial Spring & Bow
3D Thick Shell	UX, UY, UZ				Other Elements - 1D, 2D, 3D Mass (with and without rotary inertia) - Spar, Axial Spring, Torsional Spring - Gap Elements (2D and 3D with Friction) - Beam Elements with tension only or compression only - Cable Element
3D Solid Elements	UX, UY, UZ				
3D Beam Element	UX, UY, UZ				
					2D and 3D Surface Contact Element with Friction

Abb. II-1.4: Diese Abbildung gibt einen kleinen Überblick über das breite Spektrum der zur Verfügung stehenden Elementtypen (NISA Handbuch).

Aufgrund der Untersuchung des Spannungsfeldes in einem 2-dimensionalen Modell wurden in ersten Versuchen 2-dimensionale Elemente verwendet (Abb. II-1.4; dick eingerahmt). Der Lösungsalgorithmus hat sich dabei als relativ instabil erwiesen, d.h. die Berechnungsergebnisse sind geologisch unrealistisch und nicht interpretierbar. Hierin zeigt sich, dass umfangreiche Modelltests notwendig sind, da mit der Untersuchung geologischer Fragestellungen numerische Stabilitätsgrenzen der verwendeten Software erreicht werden. Dies betrifft nicht den strukturellen Aufbau des Modells, sondern vielmehr das Spektrum der verwendeten Materialien, welches stark von dem herkömmlicher ingenieurwissenschaftlicher Baustoffe abweicht (pers. Mitteilungen der Firma EMRC).

Es wurden aus diesem Grund für die folgenden Modelle 2-dimensionale Schalenelemente verwendet (Abb. II-1.5). Diese zeichnen sich im Unterschied zu 3D-Elementen dadurch aus, dass sie aus mehreren Oberflächen unterschiedlicher Krümmung aufgebaut sind. Der Lösungsalgorithmus wird mit diesem Elementtyp komplexer, aber wesentlich stabiler (Fagan, 1992). Der Abstand zwischen den einzelnen Schalen bzw. die Dicke der Elemente beträgt in den folgenden Modellen 1×10^{-4} m, wobei davon ausgegangen wird, dass die Spannungen auf der z-Achse konstant sind (*stress plane*). Weitere Untersuchungen zeigten, dass ab einer Anzahl von mehr als 8 Knotenpunkte pro Element keine Änderung bzw. Verbesserung der Ergebnisse bei gleichzeitiger Erhöhung des Rechenzeitaufwandes erzielt werden kann. Des weiteren erwies sich der Lösungsalgorithmus bei einer Kombination aus verschiedenen Elementtypen ebenfalls als instabil. Infolgedessen werden alle Modelle dieser Arbeit einheitlich aus Elementen des Typs (b) aufgebaut (Abb. II-1.5).

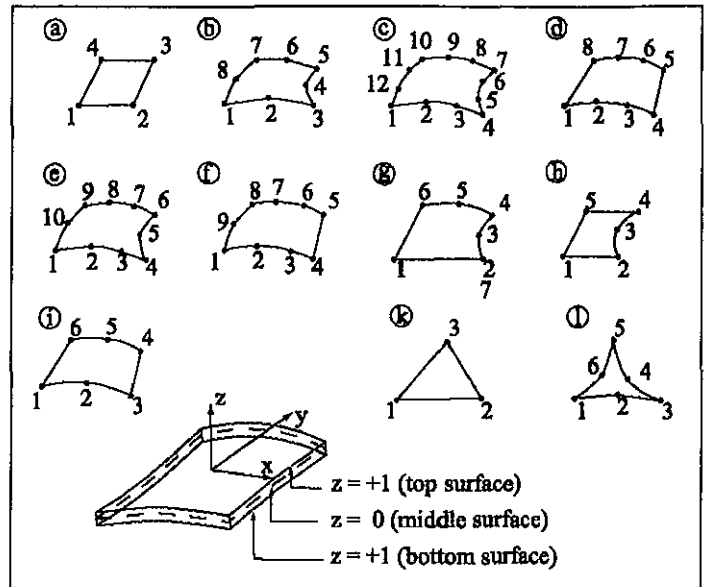


Abb. II-1.5: Das Programm NISA bietet eine Vielzahl an 2D-Schalenelementen die sich in ihrer geometrischen Form und der Anzahl der Knoten unterscheiden.

Im nächsten Schritt wird die Zellengröße genauer untersucht, da einerseits auch für diesen Modellparameter Einflüsse auf die zu berechnenden Variablen auszuschließen sein müssen und andererseits mit der Gitterweite die Genauigkeit der Lösung festgelegt wird. Da der Schwerpunkt der folgenden Simulationen auf der Untersuchung der Spannungsverteilung in den akkretierten Sedimenten und dem Décollement liegt, sollten in diesen Bereichen die Spannungen mit einer höheren Genauigkeit bestimmt werden. Das bedeutet für die im Folgenden gezeigten Modelle, dass bei einer Verfeinerung des FE Gitters die Spannungswerte im *Backstop* und in den akkretierten Sedimenten um 1% abweichen dürfen bzw. im Décollement und im Bereich der akkretierten Sedimente nur um 0.1%. Daraus ergibt sich für das gesamte Modell eine maximale Gitterweite von 500×600 m und eine minimale von 80×400 m. Die Gitterweite kann dabei implizit der Auflösung des Modells gleichgesetzt werden.

Bei einer manuellen Netzgenerierung ist zum einen sicher zu stellen, dass jeder nicht auf einem Rand liegende Eckknotenpunkt mit einem des benachbarten Elementes verbunden ist, so dass die jeweiligen Informationen an die nächste Zelle weitergegeben werden können. Sollte dies nicht gewährleistet sein, bildet dieses Element ein Singularitätspunkt im Modell. Zum anderen ist darauf zu achten, dass die einzelnen Elemente im undeformierten Zustand nur eine geringe Verzerrung aufweisen. Sollte dies nicht eingehalten werden können, wird der Lösungsalgorithmus für dieses Element instabil. Dies hat zur Folge, dass für das gesamte Modell keine Lösung gefunden wird. Aufgrund dessen dürfen die Achsenlängen ein Längenverhältnis von 0,1 in den folgenden Modellen nicht unterschreiten. Zudem sind die Innenwinkel der einzelnen Elemente stets größer als 60° . Für entsprechende Kontrollen bietet das Programm NISA verschiedene Routinen an.

Zur Vereinfachung der diagonalen Steifigkeitsmatrix und damit zur Optimierung der Rechenzeit werden im letzten Schritt der Netzgenerierung die Elemente und Knotenpunkte neu durchnummeriert. Das für die folgenden Simulationen genutzte Modell zur Untersuchung der Spannungsverteilung in einem Akkretionskeil umfasst 10000 Elemente.

Festlegung der Materialgrenzen

Innerhalb dieses Finite Elemente Gitters werden Bereiche mit unterschiedlichen Materialeigenschaften definiert. Das gesamte Modell baut sich aus vier verschiedenen Materialien auf: den undeformierten und den akkretierten Sedimenten, einem *Backstop* und dem *Décollement*. Dabei bilden die akkretierten Sedimente und der 20 km lange *Backstop* den eigentlichen Akkretionskeil (*Abb. II-1.6*). Dieser ist an der Keilspitze 2 km und an der Rückwand 7 km mächtig (*Abb. II-1.3*). Die Sedimentdicke an der Keilspitze entspricht der der undeformierten Sedimente. Die Basis des Modells bildet die *Décollementzone*. Dieses hat eine Mächtigkeit von 400 m und erstreckt sich über das gesamte Untersuchungsgebiet.

In umfangreichen Untersuchungen mit der FEM wurde bereits die Schlüsselrolle eines *Backstops* auf die Mechanik des *forearcs* identifiziert (Byrne et al., 1993). Durch diesen *Backstop* sollen Einflüsse der Randbedingungen auf die Deformationsprozesse in den akkretierten Sedimenten ausgeschlossen werden. Generelle Untersuchungen haben gezeigt, dass weder die Geometrie noch die Lithologie des *Backstops*, sondern dessen Festigkeit den entscheidenden Einfluss auf das Deformationsverhalten im Akkretionskeil hat (Byrne et al., 1993). Aufgrund dessen weist der *Backstop* in allen folgenden Simulationen stets die gleiche Geometrie auf (*Abb. II-1.6*). Er zeichnet sich durch eine höhere Festigkeit gegenüber den akkretierten Sedimenten aus. Durch diesen mechanisch festeren, deformierbaren *Backstop* werden die, sich in den Sedimenten bildenden, lokalisierten Deformationen nicht durch die starre Rückwand initiiert. Auf diese Randbedingung wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen. In der Natur entspricht der *Backstop* älteren Akkretionskeilen bzw. der kontinentalen Kruste.

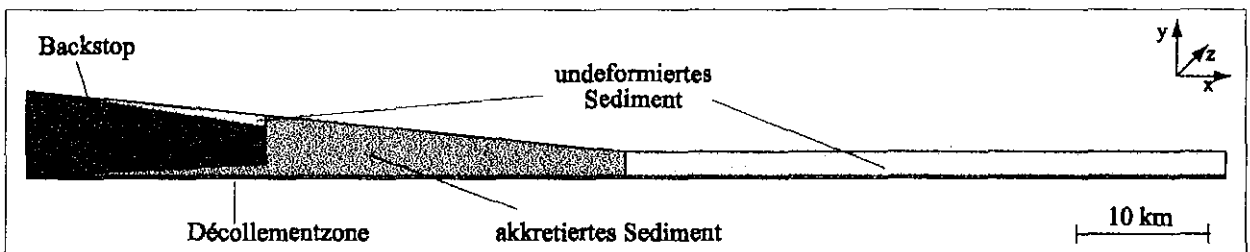


Abb. II-1.6: Diese schematische Darstellung zeigt den allgemeinen geometrischen Aufbau des FE Modells. Dieses setzt sich aus vier verschiedenen Materialien zusammen.

Definition der Randbedingungen (RB)

Wie bereits die Festlegung der Materialverteilung zeigt, wird die abtauchende ozeanische Platte in den folgenden Untersuchungen nicht mitbetrachtet. Zur Simulation der Bewegung der subduzierten Platte werden die basalen Knotenpunkte des *Décollements* in negative x-Richtung verschoben (*Abb. II-1.7*). Parallel dazu ist ihre Position in y-Richtung fixiert.

Eine weitere Randbedingung legt für die äußeren linken Knotenpunkte des *Backstops* einen Freiheitsgrad (FG) gleich Null fest. Diese Knotenpunkte dürfen sich weder in x- noch in y-Richtung bewegen (*Abb. II-1.7*). Die linke Begrenzung des Modells simuliert somit die starre, fixierte kontinentale Kruste bzw. die durch den Kontinent verursachte, rückwärtige Druckkraft. Für alle anderen Knotenpunkte des Modells werden die Freiheitsgrade nicht eingeschränkt. Sie dürfen sich sowohl in x- als auch in y-Richtung frei bewegen.

Des weiteren wird eine in negative y-Richtung wirkende Gravitationskraft vorgegeben (*Abb. II-1.7*). Diese Auflast wird im ersten Iterationsschritt aufgebracht. Der Akkretionskeil ist somit bereits gravitativ belastet, wenn die Verschiebungen an der Basis angreifen.

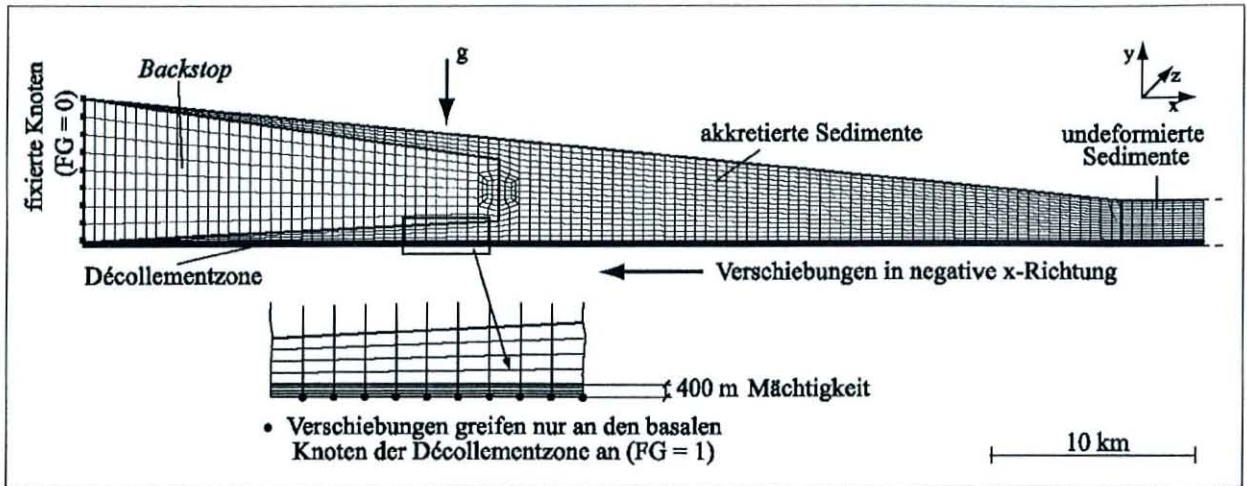


Abb. II-1.7: Schematische Darstellung des vollständig definierten Finite Element Modells (FG = Freiheitsgrade).

Eine maximale Scherspannung für die einzelnen Knotenpunkte wird nicht vorgegeben. Bei einem Überschreiten der maximalen Scherfestigkeit, die sich aus dem Mohr-Coulomb'schen Bruchkriterium ergibt (vgl. Gleichung (8); Kap. I-2.2.2), können die betreffenden Knotenpunkte des FE Gitters nicht äquivalent der Natur versagen bzw. 'auseinanderreißen'. Demzufolge kommt es nicht zu einem Spannungsabfall. Die Scherspannungen übersteigen dabei für die betreffenden Knoten den kritischen Wert und werden im Folgenden nicht mehr interpretiert.

Dies ist speziell für den basalen Abscherhorizont des Akkretionskeils von besonderer Bedeutung, da für eine Interpretation der Mechanik mit der *Critical Taper* Theorie ein Versagen der gesamten Keilbasis Voraussetzung ist. Da ein basales Gleiten äquivalent dem natürlichen Akkretionskeil nicht möglich ist, werden in den folgenden Abbildungen, für die die Spannungsmuster mit Hilfe der *CT* Theorie interpretiert werden sollen, die Abschnitte gekennzeichnet, in denen die Basis des Keils in der Natur versagen würde. Hierzu werden die akkumulierten Scherspannungen innerhalb der Décollementzone (τ_{Dec}) mit denen sich anhand der Gleichung (8) für die jeweiligen basalen Reibungswinkeln berechnenden kritischen Scherspannungen (τ_{krit}) verglichen.

Dabei ist zu beachten, dass der Akkretionskeil in der Natur noch nicht gleiten würde, falls nur Abschnitte des Décollements die kritischen Scherspannungen überschreiten. Es wird somit ein Vorstadium vor dem Versagen der Scherfläche betrachtet. Auf die genau Lage der Scherfläche in der Décollementzone wird in Kap. II-1.4.8 näher eingegangen.

Da die Ausgangsgeometrie und die Dichte der Keilmaterialien in allen gezeigten Experimenten identisch ist, wirken an der Décollementzone stets die gleichen Normalspannungen, aus denen sich die kritischen Scherfestigkeiten ergeben. Diese steigen in 30 km Entfernung vom Trench sprunghaft an, da hier am 'seewärtigen' Ende des *Backstops*, aufgrund der höheren Dichte dieses Körpers von 2500 kg/m^3 gegenüber den akkretierten Sedimenten mit 2300 kg/m^3 , die Auflast ansteigt.

In den folgenden FE Simulationen werden methodisch bedingt keine Porenfluide betrachtet. Infolge dessen bleiben die hydrostatischen Drücke im Keil unberücksichtigt. Bei der Untersuchung submariner Keile würden somit nur die effektiven Normalspannungen um den Betrag der lithostatischen Auflast der Wassersäule erhöht. Die jeweiligen Spannungsmuster bzw. die Spannungsverteilung sind davon nicht beeinflusst (Davis et al., 1983). Da der Schwerpunkt der folgenden Experimente auf der Betrachtung der Scherspannungen im Akkretionskeil liegt und diese nicht durch den hydrostatischen Druck der Wassersäule beeinflusst werden, ist in den folgenden Modellen keine Wasser-

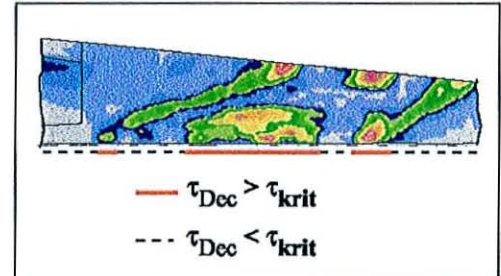


Abb. II-1.8: Schematische Darstellung der Scherspannungen im Akkretionskeil und die Kennzeichnung der Bereiche, in denen die Scherspannungen am Décollement (τ_{Dec}) die kritischen Spannungswerte (τ_{krit}) überschreiten.

säule integriert. Dies korreliert mit den Modellkonfigurationen der DEM und der analogen Experimente, die ebenfalls keine Porenfluide betrachten und von subaerischen Bedingungen ausgehen.

Festlegung der Iterationsbedingungen

Im letzten Schritt des Modellaufbaus sind die jeweiligen Konvergenzkriterien festzulegen. Diese gebe an, wie genau der Lösungsalgorithmus den Zustand des Systems infolge der aufgebrachten Verschiebungen berechnen soll.

In den folgenden Simulationen werden die Verschiebungen an der Basis in einzelnen Konvergenzschritten aufgebracht. Die Verschiebungen in den Gittern und die dabei wirkenden Kräfte werden mit einer Genauigkeit von 0.1% iterativ bestimmt. Dabei dürfen maximal 30 Iterationsschritte nötig sein. Findet der Lösungsalgorithmus innerhalb dieser 30 Iterationen keine annähernde Lösung unter dem Konvergenzkriterium von 0.1%, so wird die an der Basis in diesem Konvergenzschritt aufgebrachte Verschiebung entsprechend verringert. Für diesen Fall sind somit mehr Konvergenzschritte nötig, um eine identische Verschiebung an der Basis anzubringen.

1.3.2 Vergleiche der Ergebnisse der Scherspannungsverteilung für verschiedene Rheologien

Mit dem Programm NISA können zur Beschreibung der Materialeigenschaften verschiedene Rheologien verwendet werden. Dies bietet die Möglichkeit, vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Das Spektrum der zur Verfügung stehenden Materialgesetze reicht von einer elastischen Rheologie, über das Tresca bzw. das von Mises Kriterium zur Beschreibung des plastischen Versagens bis hin zu komplexeren elasto-plastischen Rheologien, wie dem Mohr-Coulomb'schen (MC) Bruchkriterium.

Im Folgenden soll das Deformationsverhalten für den Fall einer elastischen, einer elastisch perfekt plastischen und einer elasto-plastischen Mohr-Coulomb Rheologie mit *work hardening* miteinander verglichen werden (**Abb. II-1.9**). Je nach Wahl der Rheologie sind für die einzelnen Materialien verschiedene mechanische Eigenschaften zu definieren. Für die im folgenden gezeigten Beispiele sind dies:

- für eine elastische Rheologie:
- die Dichte (ρ)
 - das Elastizitätsmodul (mit $E_x = E_y$)
 - die Poissonzahl (ν)

für eine elastisch perfekt plastische Rheologie:

- die Dichte (ρ)
- das Elastizitätsmodul (mit $E_x = E_y$)
- die Poissonzahl (ν)
- die Kohäsion (C)
- der interne Reibungswinkel (ϕ)

für eine elasto-plastische MC Rheologie mit *work hardening*:

- die Dichte (ρ)
- das Elastizitätsmodul (mit $E_x = E_y$)
- die Poissonzahl (ν)
- die Kohäsion (C)
- der interne Reibungswinkel (ϕ)
- der *work hardening* Parameter (H),

wobei der *work hardening* Parameter sich aus dem Elastizitätsmodul im elastischen und elasto-plastischen Zustand berechnet (vgl. Kap. II-1.4.4).

Für eine möglichst genaue Abbildung der in der Natur zu beobachtenden Prozesse müssen diese Materialparameter eine gute Näherung an natürliche Bedingungen gewährleisten. Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurde mit Hilfe umfangreicher Materialparameterstudien ein abgestimmtes Materialparameterset zur Beschreibung der Mechanik im *forearc* Bereich von Subduktionszonen entwickelt (**Tab. II-1.1**). Auf die Bedeutung der einzelnen Parameter wird im folgenden Kapitel näher eingegangen. Dabei wird auch gezeigt, wie die Eigenschaften der einzelnen Materialien aufeinander abgestimmt wurden, um realistische Deformationsprozesse zu simulieren (vgl. Kap. II-1.4).

	Dichte (ρ) [kg/m ³]	Kohäsion (C) [Pa]	Poissonzahl (ν)	<i>work hardening</i> (H) [Pa]	Elastizitäts- modul (E) [Pa]	Reibungs- winkel (ϕ) [°]
schwaches Décollement						
<i>Backstop</i>	2500	3.0e7	0.25	6.0e6	3.0e10	40.0
akkretierte Sedimente	2300	4.5e6	0.25	1.0e6	7.0e9	35.0
undeformierte Sedimente	2100	3.0e6	0.25	7.0e5	4.0e9	27.0
Décollement	2300	3.0e5	0.25	1.5e4	1.0e8	17.0
starkes Décollement						
<i>Backstop</i>	2500	3.0e7	0.25	6.0e6	3.0e10	40.0
akkretierte Sediments	2300	4.5e6	0.25	1.0e6	7.0e9	35.0
undeformierte Sedimente	2100	3.0e6	0.25	7.0e5	4.0e9	27.0
Décollement	2300	2.8e6	0.25	2.0e4	1.0e9	32.0

Tab. II-1.1: Dieses Parameterset wurde mit Hilfe der FE Simulationen zur Beschreibung der Materialeigenschaften in einem Akkretionskeil entwickelt.

Zur Untersuchung des Einflusses der verwendeten Rheologie auf das Deformationsverhalten im frontalen Bereich des *forearcs* werden die Scherspannungsmuster und -magnituden sowie die linearen Verschiebungen im Akkretionskeil unter elastischen, elastisch perfekt plastischen und elasto-plastischen Bedingungen mit *work hardening* miteinander verglichen (Abb. II-1.9). Es wird dabei stets das Materialparameterset für ein schwaches Décollement verwendet (Tab. II-1.1). Da das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung der Deformationsprozesse im Akkretionskeil liegt, wird in der folgenden und auch in späteren Abbildungen nur dieser Abschnitt des gesamten FE Modells dargestellt.

Zudem werden die Spannungen und Verschiebungen jeweils nach 200 m Konvergenz betrachtet. Ausgehend von einer konstanten Konvergenzgeschwindigkeit von 4 cm/a, wie sie beispielsweise in Makran vorliegt, entspricht dieser Versatz einem Zeitraum von 5000 Jahren. Über eine entsprechende Periode sollten Spannungsvariationen infolge seismischer Aktivitäten auszuschließen sein, da man sich selbst für eine seismisch 'träge' Subduktionszone wie den Makran Akkretionskeil zeitlich weit außerhalb des seismischen Zyklus befindet.

Zur besseren Verdeutlichung der Deformation werden die Verschiebungen der einzelnen Gitterpunkte mit einem Faktor 5 skaliert.

Ein Vergleich der Ergebnisse für diese drei Materialgesetze zeigt, dass für den Fall einer elastischen Oberplatte im Unterschied zu den elasto-plastischen Rheologien keine Muster in den Scherspannungen oder den Verschiebungen identifiziert werden kann (Abb. II-1.9). In dem elastischen Material nehmen die Scherspannungen kontinuierlich von der Deformationsfront in Richtung des *Backstops* zu und erreichen dabei Werte von über 300 MPa (Abb. II-1.9a). Innerhalb des *Backstop* liegen die Scherspannungen bereits deutlich höher und werden hier aber zugunsten der Auflösung innerhalb der akkretierten Sedimenten nicht mehr dargestellt. Anhand der Scherspannungsverteilung zeigt sich, dass es in einem elastischen Akkretionskeils nicht zu lokalisierter Deformation kommt. Dies belegen auch die Verschiebungen. Diese nehmen von der Deformationsfront zum *Backstop* ebenfalls kontinuierlich ab. Auch anhand dieser Daten lässt sich keine Deformation im Bereich der akkretierten Sedimente lokalisieren.

Für die elastisch perfekt plastische als auch für die elasto-plastische Rheologie mit *work hardening* sind sowohl in den Scherspannungen als auch in den Verschiebungen deutlich Strukturen erkennbar (Abb. II-1.9b,c). Zudem fällt die Position maximaler Spannungen in den akkretierten Sedimenten mit dem Bereich hoher Verschiebungsbeträge bzw. starker Deformation zusammen. Anhand der Scherspannungsmuster kann somit in einem elasto-plastischen Material die Lage von potentiellen Störungszonen identifiziert werden. Diese Beobachtungen für den Fall eines schwachen basalen Décollements wurden auch für einen starken Abscherhorizont belegt.

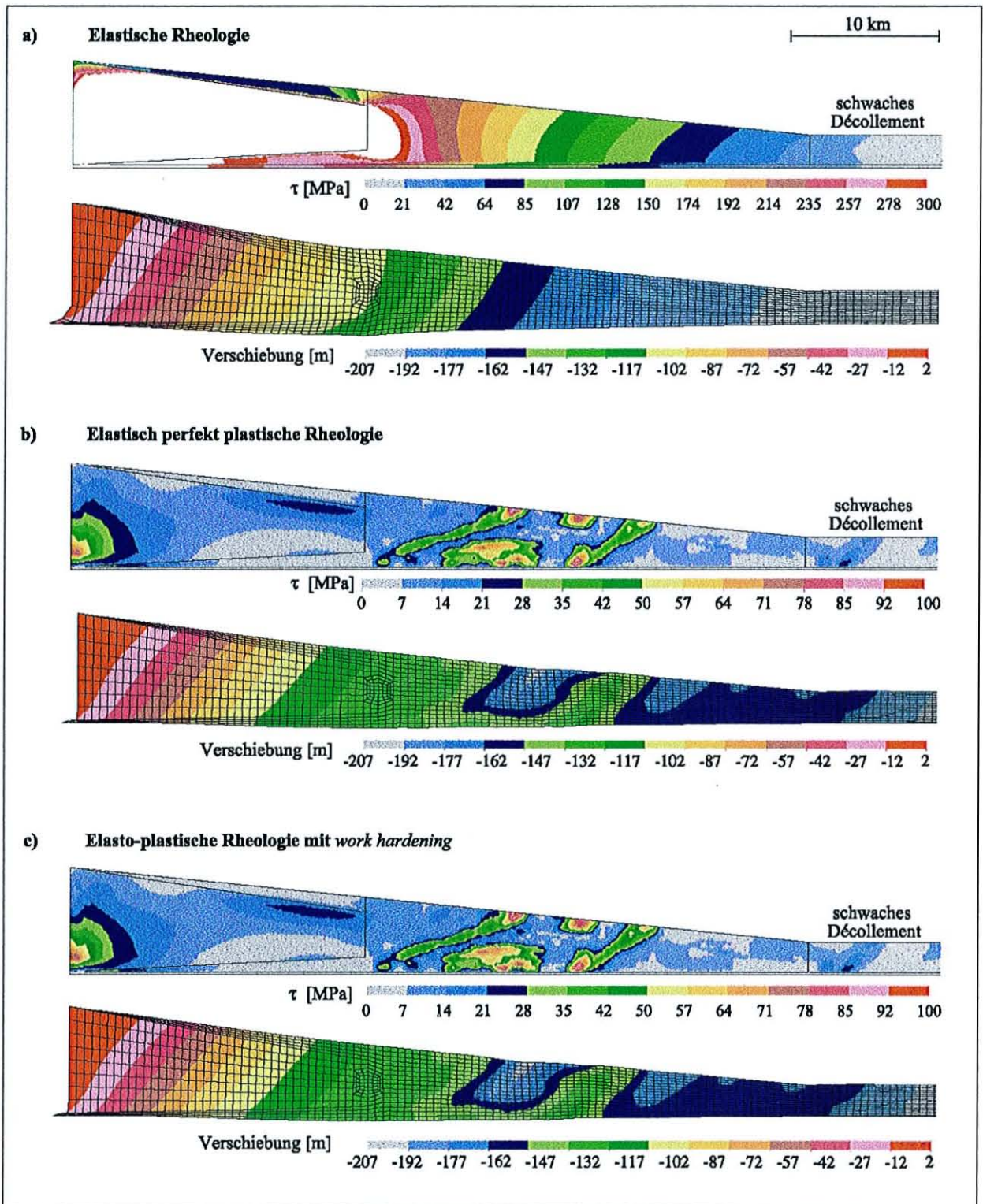


Abb. II-1.9: Diese Abbildung zeigt die Scherspannungsverteilung sowie die Verschiebungen nach 200 m Konvergenz. Die Verschiebungen sind jeweils mit einem Faktor 5 überhöht auf dem deformierten Gitter dargestellt.

Der Vergleich des Deformationsverhaltens im Akkretionskeil für den Fall einer elastischen und einer elasto-plastischen Rheologie bestätigt wiederum, dass die starre, obere Kruste einer elasto-plastischen Rheologie gehorcht (vgl. Kap. I-2.2). Die Spannungs- und Verschiebungsmuster sowie deren Beträge zeigen für die elastisch perfekt plastische und die elasto-plastische Rheologie mit *work hardening* keine Unterschiede. Mit dem hier verwendeten *work hardening* Parameter wird somit ein annähernd ideales Mohr-Coulomb Material simuliert.

Da die beiden ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit genutzten granularen Simulationstechniken, die DEM und die analogen Sandkastenexperimenten, auf der Betrachtung einer Mohr-Coulomb Rheologie ohne bzw. mit *strain*

hardening/ softening beruhen (Kap. III), wird auch für die folgenden FE Untersuchungen eine elasto-plastische Mohr-Coulomb Rheologie mit *work hardening* verwendet.

1.3.3 Untersuchungen zum Einfluss des strukturellen Aufbaus des Modells

Da in den folgenden Simulationen ausschließlich der Einfluss der Materialparameter auf das Spannungsfeld im Bereich der akkretierten Sedimente untersucht werden soll, wurden bereits sämtliche modelltechnischen Beeinflussungen weitestgehend eingeschränkt (vgl. Kap. II-1.2.2). Parallel dazu sollen im Folgenden auch die sich aus dem strukturellen Aufbau des Modells ergebenden Einflüsse genauer untersucht und gegebenenfalls unterdrückt werden. Dies betrifft einerseits die Geometrie des *Backstop*s und andererseits die Länge des undefor mierten Sediments.

Durch die Geometrie des *Backstop*s wird die Schichtdicke der akkretierten Sedimente unterhalb dieses Körpers bestimmt. Da es den entsprechenden Knotenpunkten erlaubt ist, sich sowohl in x- als auch in y- Richtung frei zu bewegen, können Zellen des akkretierten Materials infolge der Subduktion in negative x-Richtung aus dem Modell über die Rückwand hinaus heraustreten. Es ist dem Material somit indirekt erlaubt, das Modell durch ein schematisches 'Subduktionsfenster' zu verlassen. Zur Untersuchung des Einflusses der Mächtigkeit eines solchen 'Subduktionsfensters' wurde in den Experimenten W1, W2 und W3 die Geometrie des *Backstop*s verändert (*Abb. II-1.10*). In Experiment W1 schließt der *Backstop* direkt mit dem *Décollement* ab, d.h. das 'Subduktionsfenster' ist geschlossen und nur das Material der *Décollement*schiecht selbst darf subduziert werden. Demgegenüber ist in Experiment W3 das 'Subduktionsfensters' maximal geöffnet, d.h. die unteren 1.2 km Material können subduziert werden.

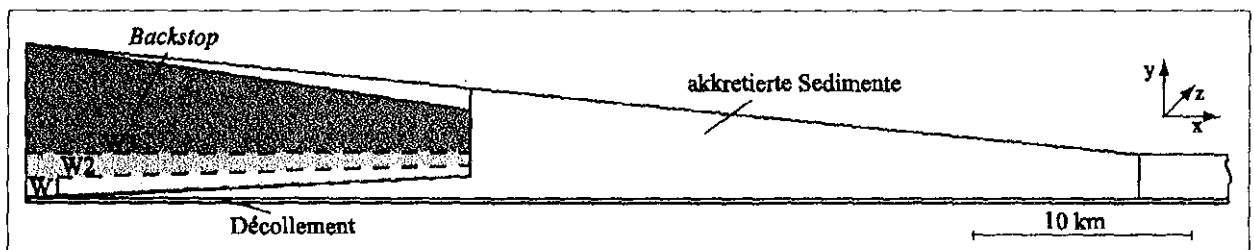


Abb. II-1.10: Durch die Variation der Geometrie des *Backstop*s wird die Mächtigkeit des Subduktionsfensters bestimmt.

Ein Vergleich der Scherspannungen im Bereich des Akkretionskeils nach 200 m Konvergenz belegt, dass die Weite des Subduktionsfensters einen großen Einfluss sowohl auf die Spannungsverteilung als auch auf die Spannungsmagnituden hat (*Abb. II-1.11*). Maximale Scherspannungswerte werden sowohl für den Fall eines schwachen als auch eines starken *Décollements* stets im Fall eines geschlossenen Fensters akkumuliert. Mit zunehmender Mächtigkeit des zu subduzierenden Sediments nehmen die Spannungen im Bereich vor dem *Backstop* deutlich ab. Des weiteren akkumuliert der *Backstop* selbst in allen Modellen sehr hohe Scherspannungen. Dabei nehmen die Spannungen im *Backstop* durch das Schließen des Subduktionsfensters zu. Parallel zum Anstieg der Scherspannung innerhalb des deformierbaren *Backstop*s nehmen die Spannungen oberhalb dessen ab (*Abb. II-1.11*). Dies führt in der Natur zur Bildung von *forearc* Becken, die sich durch größtenteils undefor mierte Sedimente auszeichnen (Byrne et al., 1993). Mit diesen Simulationen können somit die Ergebnisse früherer Untersuchungen zum generellen Einfluss des *Backstop*s durch quantitative Spannungsangaben bestätigt werden (Byrne et al., 1993).

Da der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Betrachtung der Materialparameter liegen soll, wurden weitere Simulationen zur Erlangung eines besseren Verständnisses der Mechanik des Subduktionsfensters im Rahmen dieser Studien nicht verfolgt. Es wird für die folgenden Untersuchungen eine Geometrie äquivalent dem Experiment W1 verwendet (*Abb. II-1.11*). Dieser Modellaufbau korreliert zudem mit den Modellkonfigurationen der analogen und DEM Experimente.

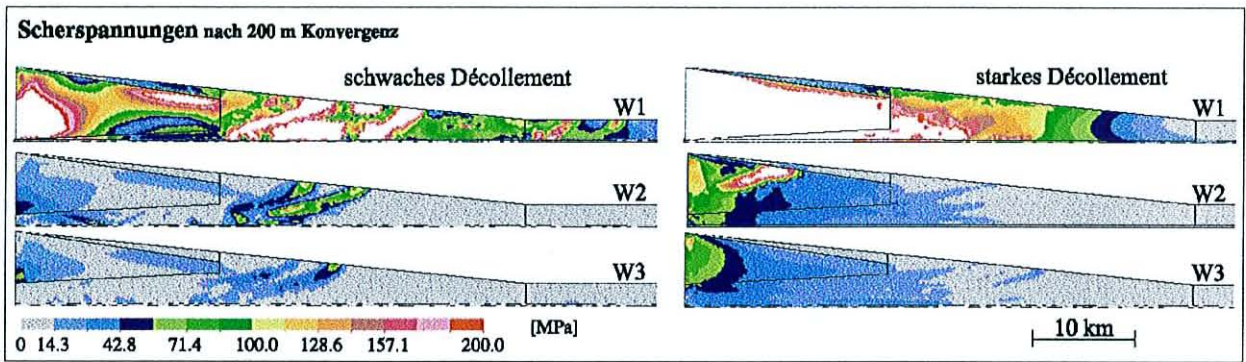


Abb. II-1.11: Die jeweiligen Scherspannungen nehmen sowohl für ein schwaches als auch ein starkes basales Décollement bei einer Zunahme der Mächtigkeit des Subduktionsfensters (W1 - W3) ab. Im Falle eines geschlossenen Subduktionsfensters erreichen die Scherspannungen Werte von mehr als 200 MPa (angezeigt durch die weißen Flächen).

Im nächsten Schritt wird der Einfluss der Ausdehnung des Modells, speziell der Länge des undeformierten Sediments, untersucht. Hierzu werden die Scherspannungsmuster der Modelle G1, G2 und G3 mit einer Gesamtlänge von 80 km, 100 km bzw. 120 km jeweils nach 200 m Konvergenz miteinander verglichen. Die Ausdehnung des Akkretionskeils ist in allen drei Modellen identisch (Abb. II-1.11).

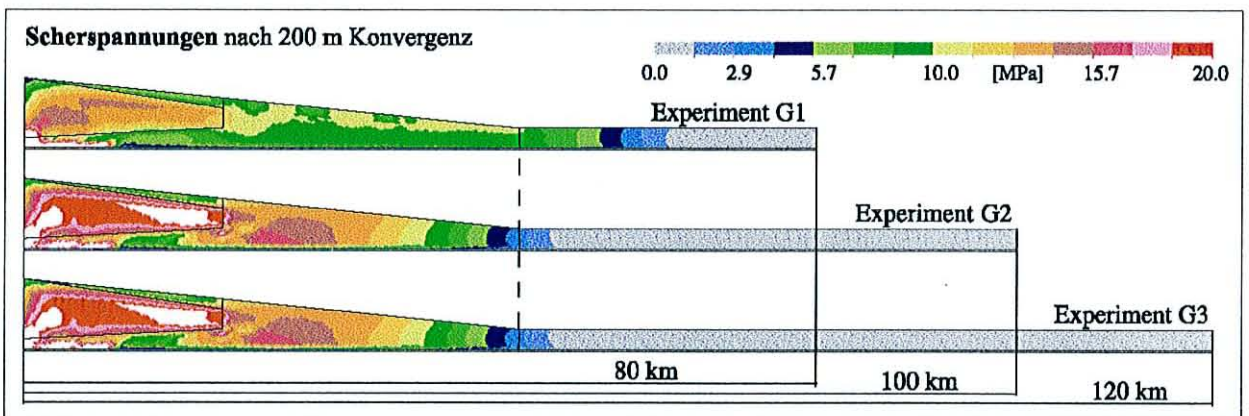


Abb. II-1.12: Die Tests zur Modellgeometrie zeigen, dass ab einer Gesamtlänge des Modells von 100 km die Spannungsverteilung konstant bleibt.

Es zeigt sich, dass sich das Spannungsmuster ab einer Länge des Untersuchungsgebietes von 100 km nicht mehr verändert (Abb. II-1.11). Die Spannungsverteilung bleibt somit für den Fall, dass die horizontale Abmessung des undeformierten Sediments und des Akkretionskeils in einem Verhältnis von größer als 1:1 steht, unbeeinflusst durch die Modellgeometrie. Daraus ergibt sich für alle weiteren Versuche ein Aufbau äquivalent dem Experiment G2. Eine Verwendung des Modellaufbaus G3 hätte nur einen Anstieg des Rechenaufwandes zur Folge.

1.4 Untersuchungen zum Einfluss der Materialparameter

Wie bereits erläutert, liegt der Schwerpunkt der folgenden Untersuchungen auf der Identifizierung von Materialparametern als Schlüsselgröße für die Deformationsprozesse im *forearc* Bereich von Subduktionszonen. Basierend auf der Verwendung einer Mohr-Coulomb Rheologie mit *work hardening* sind für jedes Material des Finiten Elemente Modells sechs Materialparameter anzugeben. Als Startwerte für die Materialparameterstudien dienten Angaben aus Labor- und in situ Messungen bzw. anderen Modellierungen, die jeweils in den folgenden Kapiteln benannt werden. Es zeigte sich, dass nur wenige Werte zum Elastizitätsmodul, der internen Reibung oder der Kohäsion mariner Sedimente im *forearc* Bereich vorliegen. Zudem reicht das Spektrum der Angaben beispielsweise für das Elastizitätsmodul der akkretierten Sedimente von 10×10^8 Pa - 10×10^{10} Pa. Dies verdeutlicht, dass umfangreiche Parametersensitivitätsstudien unumgänglich sind, um im Modell die natürlichen Bedingungen im *forearc* Bereich bzw. im Akkretionskeil möglichst genau abzubilden und damit realistische Prozesse zu simulieren, die wiederum interpretierbar sind.

In den folgenden Simulationen werden die mechanischen Parameter der Materialien iterativ variiert, um mögliche Einflüsse der einzelnen Größen zu identifizieren. Es werden jeweils die Scherspannungen nach 200 m Konvergenz miteinander verglichen.

1.4.1 Die Dichte

Als Startwerte werden für die Untersuchung des Einflusses der Dichte der Materialien Werte im Bereich von $\sim 1700 \text{ kg/m}^3$ für oberflächennahe Sedimente hoher Porosität und für den wesentlich dichteren *Backstop* geringerer Porosität von 2500 kg/m^3 angenommen. Aufgrund der verhältnismäßig geringen Bandbreite des Dichtespektrums mariner Sedimente im *forearc* Bereich soll auf die Betrachtung eines Dichtegradienten mit der Tiefe verzichtet werden. Für die einzelnen Materialbereiche wird damit stets ein repräsentativer Mittelwert verwendet.

Eine Variation der Dichte der einzelnen Materialpakete in einem Wertebereich von $1700 - 2800 \text{ kg/m}^3$ brachte keine Veränderung im Deformationsverhalten. Die Dichte konnte nicht als wesentlicher Materialparameter für die Mechanik im *forearc* bzw. im Akkretionskeil identifiziert werden.

Für die undeformierten, marinen Sedimente wird somit in den folgenden Simulationen von einer mittleren Dichte von 2100 kg/m^3 ausgegangen (Turcotte & Schubert, 1982). Aufgrund der Verfestigung des Materials im Keil wird für die akkretierten Sedimente und das *Décollement* ein Wert von 2300 kg/m^3 bzw. für den *Backstop* von 2500 kg/m^3 angenommen. Entsprechende Dichten haben sich bereits in vorherigen FE Simulationen als sinnvoll für die Untersuchung des *forearcs* erwiesen (Erickson, 1995; Vanbrabant et al., 1999).

1.4.2 Die Kohäsion

Die Bedeutung der Kohäsion für die Deformationsprozesse im *forearc* wurde bereits im Rahmen der *Critical Taper* Theorie erläutert. Wie sich anhand dieser theoretischen Betrachtungen zeigte, spielt die Kohäsion für die Deformationsprozesse in großen Abschnitten des Akkretionskeils nur eine untergeordnete Rolle (Dahlen et al., 1984; Davis & v. Huene, 1987). Dies bestätigen die Untersuchungen zum Einfluss dieses Parameters auf die Spannungsverteilung im Akkretionskeil. Eine Variation der Kohäsion um ein bis zwei Größenordnungen brachte keine signifikanten Änderungen im Spannungsfeld bzw. in den Spannungsmagnituden.

Basierend auf der von Davis et al. (1983) angegebenen Spannweite der Kohäsion in Akkretionskeilen von $5.0 - 20.0 \text{ MPa}$ wurde das folgende Kohäsions-Set abgeleitet (*Tab. II-1.1*). Ausgehend von einer Kohäsion von $3.0 \times 10^7 \text{ Pa}$ für den *Backstop* wird dieser Wert aufgrund der abnehmenden Verfestigung im Material in den akkretierten und den undeformierten Sedimenten jeweils um eine Größenordnung verringert. Für die deformierten Sedimente erwies sich anhand der Materialparametersensitivitätsstudien ein Wert von $4.5 \times 10^6 \text{ Pa}$ und für die undeformierten Sedimente ein Wert von $3.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ als geeignet.

Die Kohäsion im *Décollement* wird für einen schwachen basalen Abscherhorizont mit einem Wert von $3.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ beschrieben. Demgegenüber wird für ein starkes *Décollement* eine Kohäsion von $2.8 \times 10^6 \text{ Pa}$ verwendet. Der Kontrast gegenüber der Kohäsion des Keilmaterials ist somit im Fall eines schwachen *Décollement* höher als für ein starkes.

1.4.3 Die Poissonzahl

Die Poissonzahl wird durch das Verhältnis der P-Wellen- und der S-Wellengeschwindigkeit (v_p, v_s) bestimmt. Sie berechnet sich nach der Formel (Telford et al., 1990):

$$(42) \quad \nu = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - 2 \left(\frac{v_s}{v_p} \right)^2}{1 - \left(\frac{v_s}{v_p} \right)^2}$$

Anhand der für marine Sedimente bestimmten Poissonzahlen von $0.2 - 0.46$ (Spencer & Nur, 1974) und der für die Sedimente der oberen Kruste berechneten Werte von $0.28 - 0.3$ (Hyndmann & Drury, 1976; Christensen, 1996) wird in den folgenden Simulationen stets für alle Materialien ein Mittelwert von 0.25 verwendet. Dieser Wert hat sich

bereits anhand verschiedener Datensätze als guter Mittelwert zur Beschreibung der oberen Kruste bewährt (Christenson, 1997). Eine Variation der Poissonzahl der verschiedenen Materialien hat zu keiner signifikanten Veränderung in der Spannungsverteilung oder in den Spannungsmagnituden geführt. Es konnte diesem Materialparameter kein entscheidender Einfluss auf die Mechanik im Akkretionskeil nachgewiesen werden.

1.4.4 Der work hardening Parameter

Der *work hardening* Parameter (H) wird aus dem Elastizitätsmodul unter elastischen (E) und elasto-plastischen Bedingungen (E_t) nach folgender Formel berechnet (NISA Handbuch):

$$(43) \quad H = \frac{E \cdot E_t}{E - E_t} .$$

Da das Programm NISA speziell für ingenieurwissenschaftliche Fragestellungen entwickelt wurde, gibt es für diesen Parameter umfangreiche Datenkataloge für herkömmliche Baustoffe und Stähle. Zu Bestimmung dieses Parameters für marine Sedimente in Akkretionskeilen dienen Spannungs-Dehnungs-Kurven, die an Kernmaterialien im Labor gemessen wurden (Feeser et al., 1993). Die entsprechenden Proben stammen aus der ODP Bohrung 131 aus dem Nankai Akkretionskeil. Anhand des folgenden Beispiels wird die Berechnung des *work hardening* Parameters an einer Probe gezeigt (39R4-ve2), welche aus einer Teufe von 671 m stammt (Abb. II-1.13). Diese bisher nicht veröffentlichten Daten wurden für die Bestimmung des *work hardening* Parameters zur Verfügung gestellt.

Der *work hardening* Parameter beschreibt den Übergang von elastischer zu plastischer Verformung. Aus den Steigungen der Materialkennkurve können die jeweiligen Elastizitätsmoduln im elastischen und elasto-plastischen Bereich bestimmt werden:

$$E_t = 1.33 \text{ MPa}$$

$$E = 5.67 \text{ MPa.}$$

Unter Verwendung der Formel (43) ergibt sich aus diesen Daten für den *work hardening* Parameter ein Wert von:

$$H = 1.72 \text{ MPa.}$$

Im Vergleich dazu wurden an weiteren Proben Werte für den *work hardening* Parameter im Bereich von 1.65 MPa und 2.65 MPa bestimmt. In Anlehnung an dieses Wertespektrum wird für die akkretierten Sedimente in den folgenden Simulationen ein $H = 1.0 \text{ MPa}$ verwendet, da nur die Größenordnung dieses Wertes entscheidend ist.

Ausgehend von diesem Wert für das akkretierte Sediment ergibt sich aus dem Verhältnis der Elastizitätsmoduln die jeweilige Dimension des *work hardening* Parameters der weiteren Materialien (Tab. II-1.1). Eine Variation dieses Parameters im Rahmen des aus den Bohrlochdaten gewonnenen Spektrums hat keinen signifikanten Einfluss auf das Spannungsfeld bzw. die Scherspannungsmagnituden. Die in dieser Arbeit verwendeten *work hardening* Parameter haben somit ebenfalls keine Schlüsselfunktion für die Deformationsprozesse im *forearc*. Wie bereits anhand der Untersuchungen zum Einfluss der Rheologie gezeigt wurde, wird mit diesen *work hardening* Parametern eine annähernd ideal elasto-plastische Rheologie beschrieben (vgl. Kap. II-1.2.2).

1.4.5 Das Elastizitätsmodul

Das Elastizitätsmodul (E-Modul) beschreibt die Fähigkeit eines Körpers, die durch eine Auflast ausgelösten Formänderungen bei Fortnahme dieser Belastung wieder rückzubilden (Kap. I-2.1). Als Startwerte für das Elastizitätsmo-

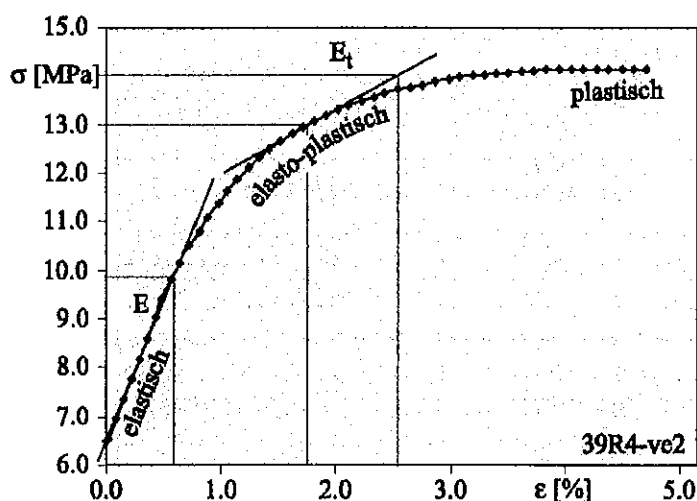


Abb. II-1.13: Der *work hardening* Parameter berechnet sich aus der Steigung der Geraden im elastischen und elasto-plastischen Bereich (modifiziert nach Feeser, CAU Kiel; unveröffentlicht).

dul des *Backstop* wurde ein Wert von 3.0×10^{10} Pa angenommen, welcher sich bereits in früheren fluidmechanischen Simulationen als sinnvoll erwiesen hat (Wang & Davis, 1994).

Da das Elastizitätsmodul stark von der Porosität und der Verfestigung des Materials abhängt, reicht das Spektrum der E-Moduln für marine Sedimente von 10^9 Pa - 10^{10} Pa (Turcotte & Schubert, 1982; Dvorik et al., 1999; Breitzke, 2000). Diese Werte ergeben sich dabei aus der Bandbreite der maximalen bzw. minimalen v_p und v_s Geschwindigkeiten für entsprechende Sedimente. Demzufolge wird in der folgenden Modellserie das E-Modul der akkretierten bzw. der undeformierten Sedimente schrittweise ausgehend von 10^8 Pa auf 10^{10} Pa erhöht. Horizontale bzw. vertikale Variationen infolge der zunehmenden Kompaktion im Keil bleiben dabei unberücksichtigt. Die Eigenschaften variieren nicht innerhalb eines Materials. Diese Einschränkung gegenüber der Natur ist für erste Sensitivitätsstudien notwendig, da hier vorerst der grundsätzliche Einfluss des Elastizitätsmoduls der einzelnen Materialien untersucht werden soll.

Im Rahmen dieser Untersuchungen hat sich gezeigt, dass das Elastizitätsmodul der akkretierten Sedimente die Spannungsverteilung bzw. das Deformationsverhalten im *forearc* Bereich deutlich beeinflusst. Bereits geringfügige Änderungen dieses Parameters führen zu einem vollständig neuen Scherspannungsbild und deutlich anderen Spannungsmagnituden im Akkretionskeil. In einer Modellreihe wird das E-Modul der deformierten Sedimente schrittweise beginnend bei einem Wert von 5.0×10^8 Pa bis auf 1.0×10^{10} Pa erhöht (*Abb. II-1.14*). Zur besseren Darstellung der Deformation wird die Verschiebung der einzelnen Gittereckpunkte mit einem Faktor 5 skaliert. Alle weiteren Parameter und Modellkonfigurationen werden entsprechend dem Datenset für ein schwaches basales Décollement konstant gehalten (*Tab. II-1.1*).

Anhand dieser Versuchsabfolge zeigt sich, dass bis zu einem E-Modul von 1.0×10^9 Pa der akkretierten Sedimente im gesamten Modell keine Strukturen, die als lokalisierte Störungen interpretiert werden können, in der Scherspannungsverteilung ausgebildet werden. Der Keil weist somit keine lokalisierte Deformation auf. Auch anhand der Gitterdeformation lassen sich keine lokalisierten Störungszonen identifizieren. Die Gitter weisen keine Verformung auf. Die Scherspannungen nehmen in diesen drei Experimenten vom Trench in Richtung des *Backstops* kontinuierlich zu. Parallel dazu steigen die Spannungen innerhalb der ersten 25 km hinter der Keilspitze mit der Tiefe an. Das Scherspannungsmuster gibt damit die Kompaktion und die damit verbundene Verfestigung im Akkretionskeil an. Die Spannungswerte übersteigen dabei im gesamten Bereich der akkretierten Sedimente Werte von 7.1 MPa nicht. Auch in diesen Experimenten zeichnet sich der Bereich oberhalb des *Backstops* durch geringe Spannungswerte aus, wohingegen der *Backstop* selbst wiederum sehr hohe Spannungen akkumuliert. Zudem wirken die Begrenzungspunkte des *Backstops* als Diffraktionspunkte, an denen es zur Spannungsstreuung kommt. Da das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung der Spannungsverteilung in den akkretierten Sedimenten liegt und die Spannungsmuster im *Backstop* selbst nicht interpretiert werden sollen, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

Ab einem Wert von 5.0×10^9 Pa für das E-Modul der akkretierten Sedimente kommt es zur Ausbildung erster Strukturen im Scherspannungsfeld. Diese lassen sich aber noch nicht als lokalisierte Deformationen interpretieren. Parallel dazu steigen die Scherspannungen auf Werte von deutlich über 10 MPa an und werden deshalb nur noch in weiß dargestellt. Ab einem Elastizitätsmodul von 7.0×10^9 Pa der akkretierten Sedimente können anhand der Scherspannungsverteilung lokalisierte Deformationen deutlich identifiziert werden. Es kommt zur Akkumulation hoher Scherspannungen entlang schräg in Richtung des *Backstops* einfallender 'Lamellen'. Auf die Interpretation dieser Strukturen wird im folgenden Kapitel näher eingegangen. Die Scherspannungen entlang dieser 'Lamellen' erreichen Werte von bis zu 100 MPa. Auch anhand des deformierten Gitters kann die Lage dieser möglichen Störungen lokalisiert werden. Zudem zeigt das FE Netz eine geringe Absenkung des gesamten Keils. Parallel dazu beginnt der Bereich der undeformierten Sedimente vor dem Trench sich leicht aufzuwölben. Dieses 'Aufbuckeln' zeichnet sich auch im Scherspannungsmuster ab.

Diese Beobachtungen werden bei einer Erhöhung des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente verstärkt. Auch bei einem E-Modul von 9.0×10^9 Pa und 1.0×10^{10} Pa zeigen die Scherspannungen ein ähnliches Muster hoher Spannungen entlang schmaler, schräg einfallender Strukturen. Die Werte nehmen dabei mit steigendem Elastizitätsmodul zu. Im letzten Fall liegen die Scherspannungen entlang der ersten Störung hinter der Deformationsfront bereits weit oberhalb des Skalenmaximums von 100 MPa. Zudem zeigen die Gitter eine zunehmende Deformation an dieser potentiellen Störungzone. Parallel dazu taucht der frontale Bereich des Keils, d.h. die ersten 15 km 'landwärts' des Trenches, weiter ein. Das undeformierte Sediment buckelt verstärkt auf.

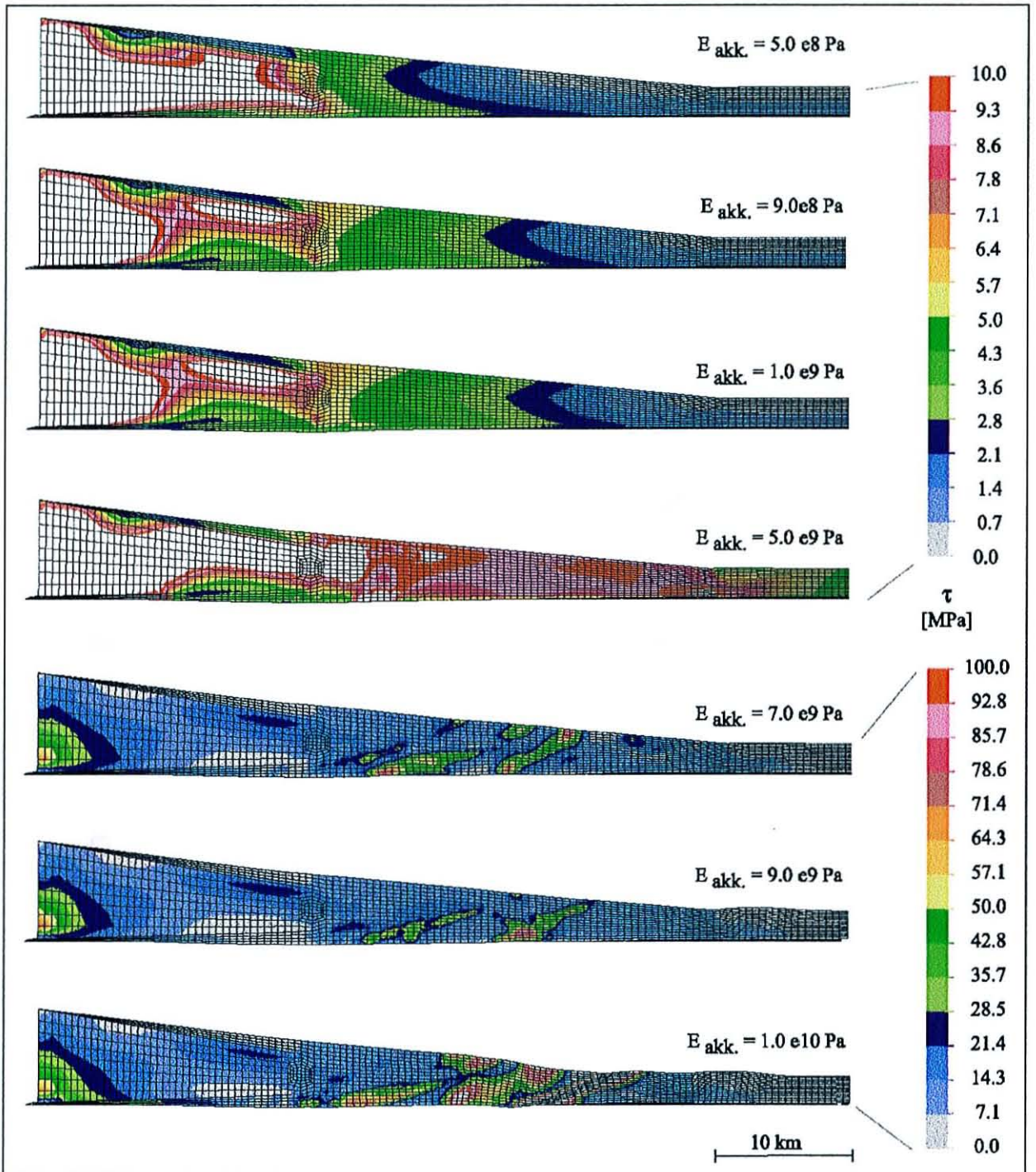


Abb. II-1.14: Die Scherspannungen in der Oberplatte variieren bereits stark bei einer geringfügigen Veränderung des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente. Die Scherspannungen werden jeweils auf dem deformierten Gitter dargestellt. Die Verschiebung der einzelnen Gitterpunkte wird zur Verdeutlichung der Deformation mit dem Faktor 5 skaliert.

Des weiteren kann aufgrund des größeren Spannungsspektrums ein weiterer markanter Diffraktionspunkt im Bereich des 'Subduktionsfensters' identifiziert werden. Dieser wird infolge der Randbedingungen verursacht, die es den Knoten des Décollements erlauben, dass Modell in negative x-Richtung zu verlassen, aber für die des *Backstops* einen Freiheitsgrad gleich Null vorgeben. Infolgedessen wird das Element zwischen dem *Backstop* und dem Décollement an seinem oberen äußeren Eckpunkt festgehalten und seine Unterkante wird um ca. 150m verschoben. Dies führt zu einer starken Verzerrung dieses Elements, was die extrem hohen Scherspannungswerte auslöst. Da auch dieser Bereich nicht interpretiert wird, kann dieses Verhalten ebenfalls vernachlässigt werden.

Identische Beobachtungen liefert auch die Modellreihe für ein starkes basales Décollement. Auch hier können bis zu einem Wert von 1.0×10^9 Pa für das Elastizitätsmodul keine Strukturen in der Scherspannungsverteilung identifiziert werden (Abb. II-1.15). Erst oberhalb dieses Wertes kommt es zur Ausbildung potentieller lokalisierter Deformationen. Im Unterschied zum Fall des schwachen basalen Décollements zeigen die Spannungen ein anderes Spannungsmuster, worauf im folgenden Kapitel detailliert eingegangen wird. Die Scherspannungen erreichen entlang der basisparallelen 'Lamellen' hohe Werte von 45 MPa. Auch in dieser Modellserie akkumuliert der *Back-stop* maximale Scherspannungen. Das 'Subduktionsfenster' wirkt wiederum als Diffraktionspunkt.

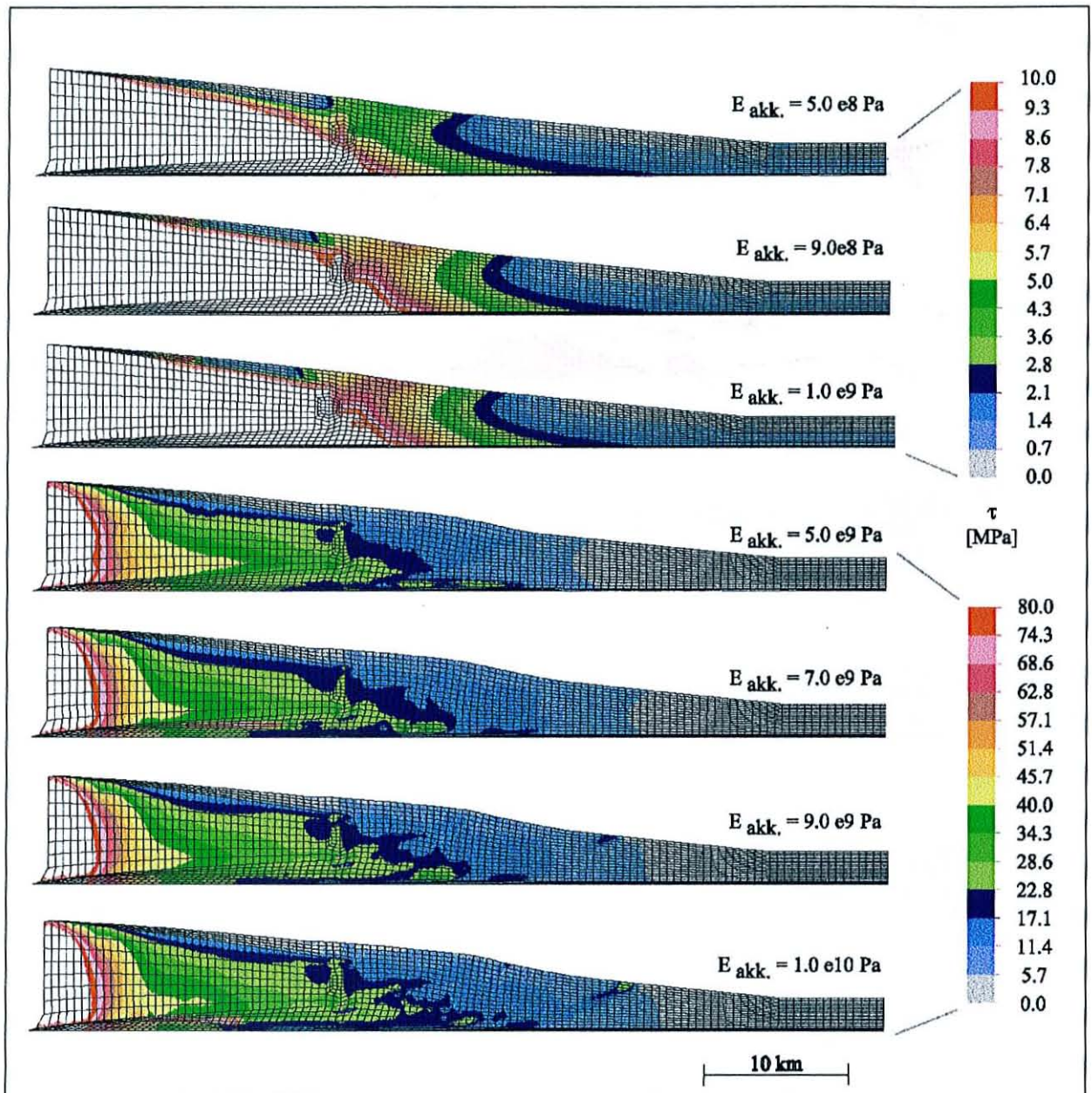


Abb. II-1.15: Hier dargestellt ist die Scherspannungsverteilung in der Oberplatte bei einer Variation des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente. Die Deformation der Gitter ergibt sich aus der Verschiebung der einzelnen Knoten, welche jeweils mit einem Faktor 5 skaliert werden.

Zusammenfassung und Interpretation

Wie diese Modellserien bestätigen, hat das Elastizitätsmodul der akkretierten Sedimente eine Schlüsselfunktion für das Deformationsverhalten im frontalen Bereich des *forearcs*. Für das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und abgestimmte Datenset werden lokalisierte Deformationen im Akkretionskeil ab einem E-Modul größer als 5.0×10^9 Pa ausgebildet. Die Lage der jeweiligen potentiellen Störungen lässt sich sowohl anhand der Scherspan-

nungsmuster als auch der Verschiebung in den Gittern identifizieren. Die Deformationsprozesse in der Oberplatte im *forearc* können demzufolge mit einem mittleren E-Modul des gesamten Akkretionskeil von $> 7.0 \times 10^9$ Pa realistisch simuliert werden. Dass im Fall geringerer E-Moduls der akkretierten Sedimente kein realistisches Spannungsbild im Akkretionskeil aufgebaut wird, zeigt, dass entsprechend kleinere Elastizitätsmoduln nur für den oberflächennahen Bereich hoher Porosität und niedriger seismischer Geschwindigkeiten zu erwarten sind.

In den Experimenten mit einem Elastizitätsmodul $> 7.0 \times 10^9$ Pa nehmen die Scherspannungen an den einzelnen als potentielle Störungen identifizierten Strukturen mit steigendem E-Modul zu. Die Materialien der Oberplatte können dabei mehr Spannungen akkumulieren und reagieren somit bei einer Zunahme des Elastizitätsmoduls mechanisch fester. Die undeformierten Sedimente werden infolge dessen vor der Deformationsfront stärker horizontal verkürzt. Diese horizontale Verkürzung führt in einem natürlichen System zu einer Volumen- und Porositätsabnahme in diesem Bereich, die einher geht mit einer Verfestigung der undeformierten Sedimente vor der Deformationsfront (Morgan et al., 1994).

In den folgenden Simulationen wird ein Elastizitätsmodul von 7.0×10^9 Pa zur Beschreibung der mechanischen Eigenschaften der akkretierten Sedimente verwendet.

1.4.6 Die basale Reibung

Die Bedeutung der Reibungseigenschaften für das Deformationsverhalten im Akkretionskeil wurde bereits mit der *Critical Taper* Theorie erläutert (Kap. I-2.2.2.1). Da es bisher keine zuverlässigen und allgemein anerkannten in situ oder Labormesstechniken zur Bestimmung des internen Reibungskoeffizienten von Keilsedimenten in der Natur gibt, variieren die anhand verschiedener indirekter Methoden gewonnenen Werte über einen weiten Bereich. Infolge dessen wird für die einzelnen Materialien ein breites Reibungsspektrum getestet.

Für den internen Reibungswinkel des *Backstops* wird von einem Startwert von 40° ausgegangen (Byerlee, 1978). Die Streubreite der möglichen Reibungswinkel der Sedimente des Akkretionskeils reicht von ca. 19° für den Nankai Akkretionskeil (Karig, 1986) bis hin zu $30^\circ - 40^\circ$, die an tertiären Sedimenten des Akkretionskeils vor Japan bestimmt wurden (Hoshino et al., 1972). Für die basale Reibung am *Décollement* wurden Reibungswinkel von $\sim 11^\circ$ in Nankai (Karig, 1986), 12° für die Taiwan und die Makran Subduktionszone (Barr & Dahlen, 1990; Kukowski et al., 2001) sowie $17^\circ - 24^\circ$ für den Aleutenbogen bestimmt (Davis & v. Huene, 1987). Anhand von Laboruntersuchung konnten aber auch bereits in natürlichen Gesteinsproben aus dem Bereich der basalen Scherzone von Akkretionskeilen minimale Reibungswinkel von nur $6^\circ - 7^\circ$ bestimmt werden (Kopf & Brown, 2001).

Umfangreiche Parametersensitivitätsstudien bezüglich der Reibungseigenschaften der einzelnen Materialien haben gezeigt, dass die basale Reibung der *Décollement*zone einen entscheidenden Einfluss auf die Spannungsverteilung bzw. die Spannungsmagnituden im Akkretionskeil hat. Dies bestätigt die anhand der *CT* Theorie und den bereits in analogen Sandexperimenten identifizierten Schlüsselrolle der basalen Reibung (Davis et al., 1983; Kukowski et al., 1994; Gutscher et al., 1998b).

Infolge der Sensitivitätsstudien kann für den *Backstop* ein Reibungswinkel von 40° beibehalten werden. Für die akkretierten Sedimente wird von einer internen Reibung von 35° ausgegangen. Es wird ein solch hoher Wert gewählt, da im Rahmen dieser Modellreihe ein möglichst breites Spektrum der basalen Reibung getestet werden soll und der Reibungswinkel der Sedimente der Oberplatte stets höher sein muss als der basalen Scherfläche selbst (vgl. Kap. I-2.2.2.1). Für die interne Reibung der undeformierten Sedimente wurde ein Wert von 27° benutzt, da der Reibungswinkel der undeformierten Sedimente kleiner ist als der des deformierten Materials.

In den folgenden Simulationen wird der Einfluss der basalen Reibung auf die Mechanik im *forearc* anhand der Betrachtung der Spannungsverteilung bzw. des Deformationsverhaltens untersucht. In dieser Modellreihe wird der interne Reibungswinkel der *Décollement*zone beginnend bei einem Wert von 12° schrittweise bis auf 32° erhöht (**Abb. II-1.16**). Die Untergrenze dieses Spektrums ergibt sich aus der für das *mid - level Décollement* in Makran bestimmten Reibung (Kap. I-3.3). Da die basale Reibung stets kleiner ist als die interne des Keils, wird ein maximaler Reibungswert für das *Décollement* von 32° verwendet. Alle weiteren Materialparameter werden in den einzelnen Simulationen konstant gehalten und entsprechen denen in **Tab. II-1.1** für das schwache *Décollement*.

Wie anhand dieser Modellserie gezeigt werden kann, werden die Scherspannungsmuster in der Oberplatte sowie die sich einstellende Keilgeometrie sehr stark durch die basalen Reibungseigenschaften der Décollementzone bestimmt. Für den Fall einer schwachen basalen Décollementzone von 12° werden hohe Scherspannungen von deutlich mehr als 60 MPa entlang schmaler in Richtung des *Backstops* einfallender 'Lamellen' akkumuliert (**Abb. II-1.16**). Im Bereich der akkretierten Sedimente lassen sich vier dieser schmalen 'landwärtig' eintauchenden Strukturen identifizieren. Die dem Trench nächste 'Lamelle' ist zu diesem Zeitpunkt nach 200 m Konvergenz durch hohe Scherspannungen an der Basis gekennzeichnet, die in Richtung der Keiloberfläche abnehmen. Demgegenüber werden entlang der sich in Richtung des *Backstops* anschließenden Zone hoher Scherspannungen auf der gesamten Länge von der Décollementzone bis zur Keiloberfläche Spannungswerte von deutlich mehr als 60 MPa akkumuliert. Dies trifft auch für die beiden 'landwärtigsten Lamellen' zu. Des Weiteren kann im Bereich der undeformierten Sedimente direkt vor dem Trench ebenfalls die Lage einer schmalen 'landwärtig' einfallenden Zone hoher Spannungswerte und eine dazu konjugierte Struktur identifiziert werden. Die Konjugierte weist dabei zu diesem Zeitpunkt nur hohe Scherspannungswerte in Décollementnähe auf. Die Lage der jeweiligen Bereiche hoher Scherspannungen kann ebenfalls anhand der Verformung der Gitter lokalisiert werden. Zur Verdeutlichung der Deformation werden die Verschiebungen der einzelnen Gitterpunkten mit einem Faktor 10 skaliert.

Bei einer Erhöhung der basalen Reibung auf 17° zeigen die Scherspannungen in den akkretierten Sedimenten ein ähnliches Muster. Die Spannungsmagnituden entlang der einzelnen 'Lamellen' nehmen dabei leicht ab. Es werden aber noch deutlich über 60 MPa an den einzelnen Strukturen akkumuliert. Zudem kann auch in den undeformierten Sedimenten ein schmaler, 'landwärtig' einfallender Bereich höherer Scherspannungen identifiziert werden. Im Unterschied zum vorherigen Experiment sind hier die Scherspannungen noch nicht im gesamten Sedimentpaket durchgängig ausgebildet hat. Des Weiteren lässt sich hier keine konjugierte Struktur identifizieren. Zudem ist das FE Gitter im Bereich der einzelnen Zonen hoher Scherspannungen deutlich weniger deformiert als im vorangegangenen Versuch. Äquivalent dem vorherigen Versuch zeigt sich ebenfalls eine Absenkung im gesamten Akkretionskeil. Die unteren Zellen der akkretierten Sedimente und des Décollements treten ebenfalls über die fixierte Basis des Modells in negative y-Richtung hinaus.

Infolge des Anstieg der basalen Reibung auf 23° bzw. 25° werden neben den schräg einfallenden 'Lamellen' zunehmend hohe Scherspannungswerte basisparallel direkt oberhalb der Décollementzone beobachtet. Im Bereich des Trenches kann anhand der Scherspannungsmuster nur die Lage einer potentiellen konjugierten Struktur identifiziert werden. Der Keil zeigt auch in diesen Experimenten eine leichte Absenkung in Verbindung mit dem Bestreben, einen Abtauchwinkel größer als Null aufzubauen. Der Absenkung entgegenwirkend beginnt der Keil über dem Bereich hoher basisparalleler Scherspannungen, eine steilere Topografie auszubilden.

Ab einer basalen Reibung von 28° zeigt sich ein deutlicher Wechsel im Scherspannungsmuster. Im Unterschied zu den bisherigen Experimenten werden maximale Scherspannungen hauptsächlich in unmittelbarer Décollementnähe parallel zur Basis akkumuliert. Es bilden sich schmale Spannungslamellen direkt oberhalb der Décollementzone. Die Scherspannungen erreichen ebenfalls Spannungsmagnituden von über 60 MPa. Ansonsten zeigen die Scherspannungen im Akkretionskeil und den undeformierten Sedimenten ein homogenes Bild. Es können keine weiteren Strukturen identifiziert werden. Parallel dazu beginnt der Keil über dem Bereich der hohen Scherspannungen einen deutlich steileren Hangwinkel aufzubauen (**Abb. II-1.16**). Dieser Effekt wird besonders bei einem basalen Reibungswinkel von 32° deutlich. Zudem bleibt ein Absenken der akkretierten Sedimente in negative y-Richtung über die Basis des Modells aus.

Bis zu einer Konvergenz von 200m überschreiten die Scherspannungen am Décollement in allen Experimenten entlang des gesamten Décollements nie die kritischen Werte, d.h. Keile würden zu diesem Zeitpunkt in einem natürlichen System noch nicht gleiten. Es zeigt sich aber zudem, dass die horizontale Ausdehnung des Bereiches, in dem die Keilbasis versagen würde, bei geringen basalen Reibungen deutlich größer ist als für hohe Reibungswinkel.

Um etwas über die Mechanik der Bereiche hoher Scherspannungen aussagen zu können, die als potentielle Störungszonen anzusehen sind, werden entlang von vertikalen Profilschnitten durch den Akkretionskeil die akkumulierten Scherspannungen gegen die Tiefe aufgetragen und mit den kritischen Scherspannungen verglichen.

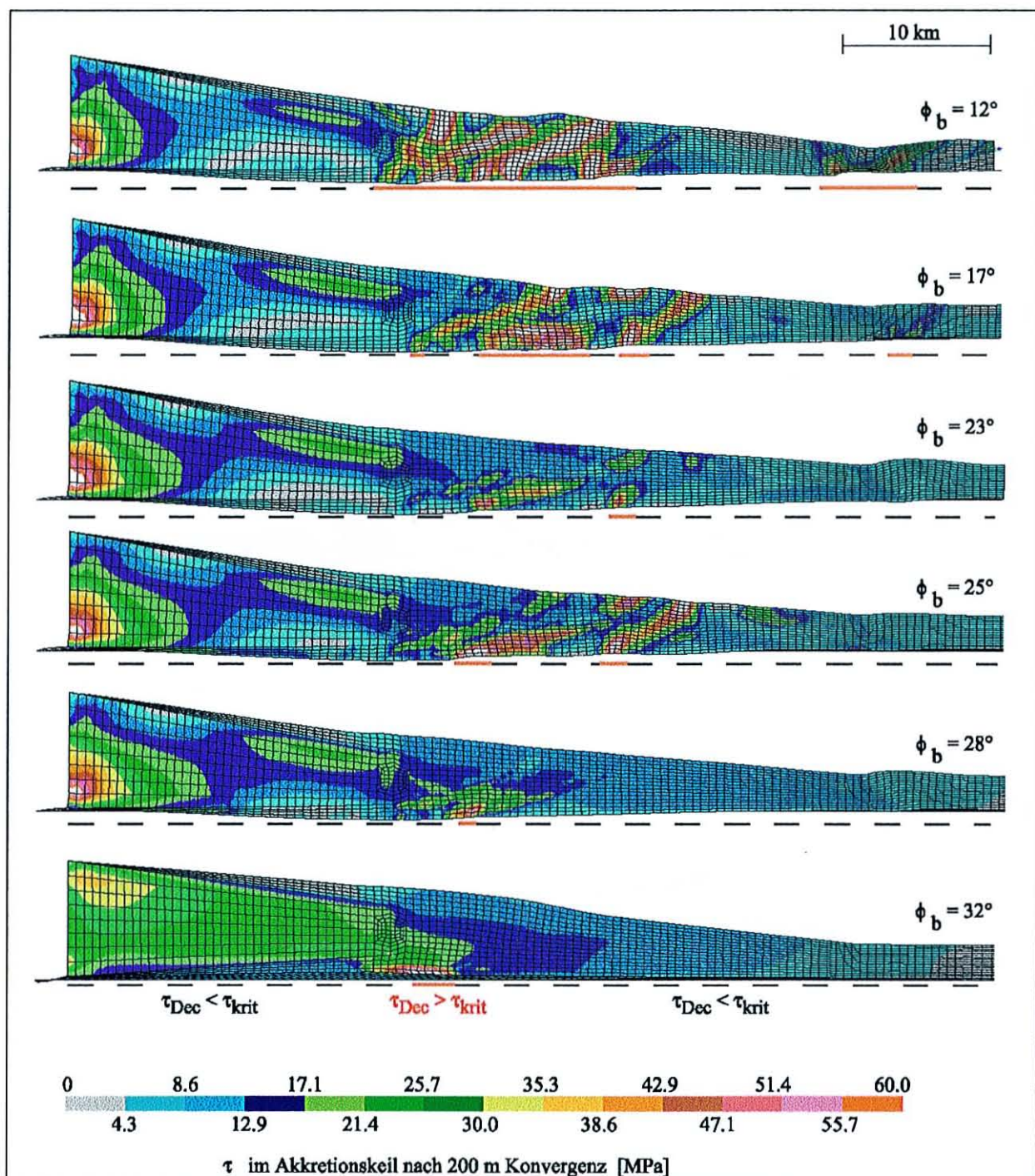


Abb. II-1.16: In dieser Modellserie wird die basale Reibung am Décollement variiert. Die Scherspannungen im Akkretionskeil nach 200 m Konvergenz sind hier auf den deformierten Gittern dargestellt. Zur Verdeutlichung des Maßes der Deformation wird die jeweilige Verschiebung mit einem Faktor 10 skaliert.

Diese kritischen Scherspannungen (τ_{krit}) berechnen sich nach dem Mohr-Coulomb'schen Bruchkriterium aus den wirkenden Normalspannungen (σ_N), dem internen Reibungswinkel der akkretierten Sedimente und der Kohäsion des Materials nach (vgl. *Tab. II-1.1*):

$$(44) \quad \tau_{krit.} = 4.5 \text{ MPa} + 0.7 \sigma_N .$$

Die Normalspannungen ergeben sich dabei für jeden Punkt entlang dieses Profils durch den Keil nach der Formel:

$$(45) \quad \sigma_N = F_N = mg = \rho gh ,$$

wobei (ρ) die Dichte der akkretierten Sedimente und (h) die Tiefe unter der Keiloberfläche ist.

Für die Analyse der Mechanik der Lamellen hoher Scherspannungen werden jeweils drei Vertikalprofile durch den Akkretionskeil gelegt. Diese befinden sich stets in einem Abstand von 11 km, 26 km und 30 km vom Trench. Für diese Analyse wird im Folgenden der Fall einer schwachen (17°), einer mittleren (25°) und einer starken basalen Décollementzone (32°) untersucht (Abb. II-1.17).

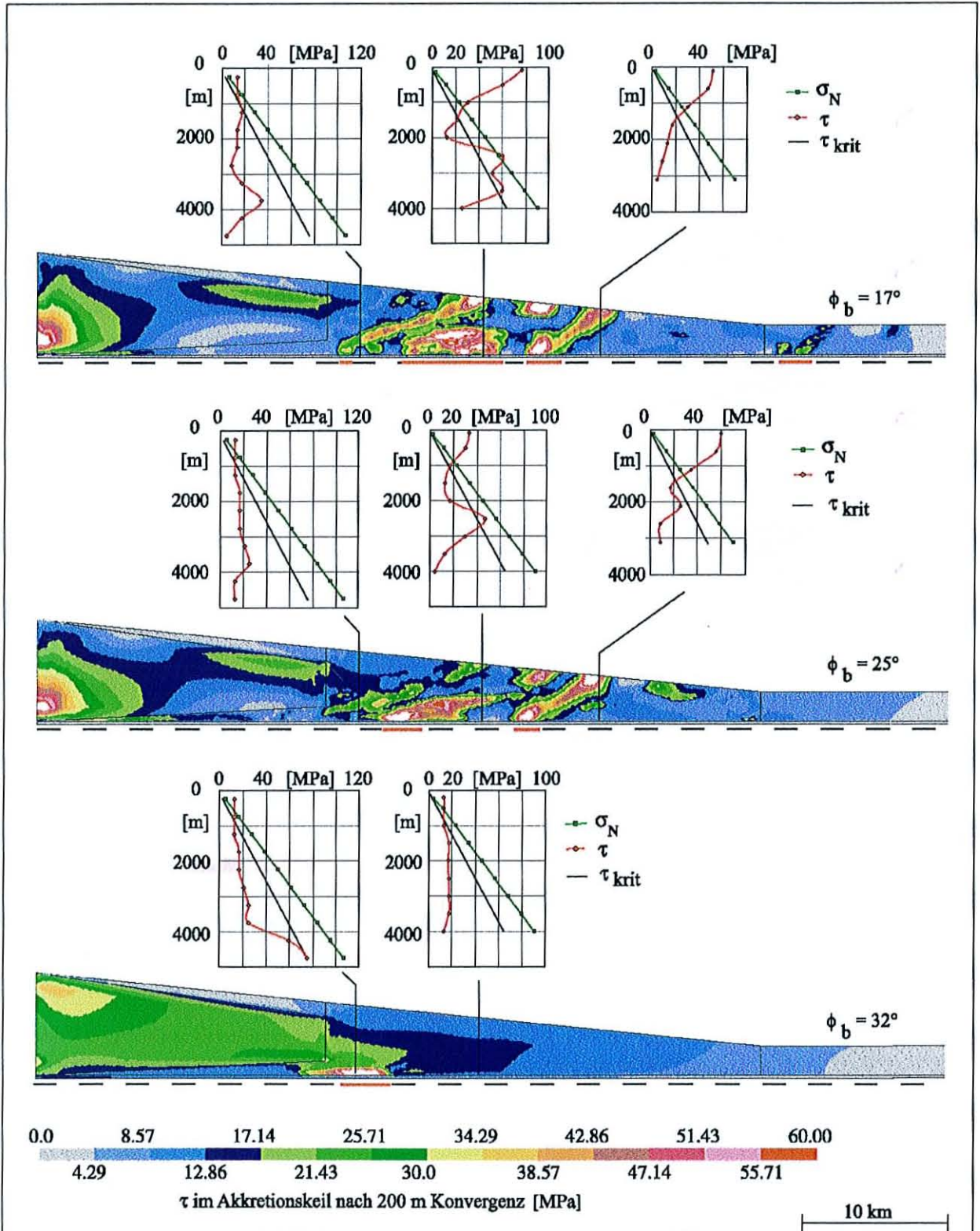


Abb. II-1.17: Anhand des Vergleiches der akkumulierten und der kritischen Scherspannungen können aktive Störungszonen identifiziert werden. Unterhalb der FE Keile werden mit einem roten Strich die Bereiche gekennzeichnet, in denen die Keilbasis versagen würde.

Für das erste Modell zeigt sich am 'seewärtigsten' und dem mittleren Profilschnitt, dass die gemessenen Scherspannungen in den oberen 1400 m deutlich oberhalb der kritischen Scherfestigkeit liegen. Die beiden dabei durchschnittenen Lamellen hoher Scherspannung würden somit in der Natur als aktive Störungen identifiziert werden können, d.h. der 'landwärtigere' Block würde dabei aufgeschoben. Verfolgt man die 'landwärtigste' Spannungslamelle in die Tiefe und vergleicht die Scherspannungen hier auf dem dritten Profilschnitt mit den kritischen Festigkeiten, so liegen diese weit unterhalb der kritischen Werte. Aus der Korrelation, dass die Scherspannungen entlang dieser Lamelle an der Basis unterhalb des kritischen Wertes und an der Keiloberfläche oberhalb der kritischen Scherfestigkeit liegen, ergibt sich, dass in diesem Iterationsschritt das Endstadium der Reaktivierung dieser Störung gezeigt wird. Im Unterschied dazu sind die Spannungen auf der 'seewärtigen' Störung sowohl in Décollementnähe als auch im Hangenden deutlich überkritisch und es kann davon ausgegangen werden, dass diese Störung zu diesem Zeitpunkt über die gesamte Länge Versatz akkumulieren würde. Weitere aktive Störungen können anhand des mittleren Profils in einem Tiefenabschnitt von 2250 m bis 2450 m identifiziert werden. Auch hier liegen die Scherspannungen oberhalb der Scherfestigkeit. Die Blöcke an dieser Störung würden ebenfalls in einem natürlichen System aktiv gegeneinander verschoben.

Betrachtet man diese Störungen unter dem Gesichtspunkt, dass im Fall eines schwachen basalen Décollements die frontale Akkretion das dominierende Deformationsverhalten darstellt, wie bereits in analogen Sandkastenexperimenten gezeigt wurde (vgl. Kap. I-1.1), so können diese Störungen im Akkretionskeil als *out-of-sequence* Störungen, d.h. als reaktivierte, frontale Überschiebungen im Akkretionskeil interpretiert werden. Da sich der Ausgangskeil mit einem Hangneigungswinkel von 5.7° für eine basale Reibung von 17° in einem überkritischen Zustand befindet, ist der Keil bestrebt, einen flacheren Hangwinkel aufzubauen. Infolge dessen werden mit dem Ziel, ein Kräfte- bzw. Spannungsgleichgewicht zwischen dem an seiner Basis angreifenden Scherwiderstand, seiner internen Deformation und seinem kritischen Hangwinkel aufzubauen, vorerst ältere Störungen im Keil reaktiviert. Parallel dazu markiert die Lamelle hoher Scherspannungen in den undeformierten Sedimenten die potentielle neue frontale Überschiebung bzw. die potentielle Deformationsfront, die für den Fall des Versagens entlang der gesamten Keilbasis, neu ausgebildet würde. Zudem wird auch anhand der Deformation der Finiten Elemente der Verlauf dieser potentiellen Störung angezeigt. Es würde sich ebenfalls die dazu konjugierte Rücküberschiebung ausbilden, die in diesem Iterationsschritt durch hohe Scherspannungswerte in Décollementnähe angezeigt wird.

In diesem Iterationsschritt haben bereits in großen Abschnitten der basalen Scherfläche die Scherspannungen die kritische Scherfestigkeit überschritten, die Keilbasis befindet sich kurz vor dem Versagen. Hier werden somit die Scherspannungen in der Oberplatte in einem Stadium kurz vor dem basalen Gleiten betrachtet.

Im zweiten Experiment mit einer mittleren basalen Reibung können anhand des Vergleiches der akkumulierten mit den kritischen Scherspannungen ebenfalls die beiden 'seewärtigen' Störungen im Akkretionskeil als reaktivierte, frontale Überschiebung identifiziert werden. Im Unterschied zum vorherigen Experiment liegen die Spannungswerte entlang des dritten Profilschnittes unterhalb der kritischen Festigkeit. Es ist somit davon auszugehen, dass die Scherspannungslamelle direkt vor dem *Backstop* zu diesem Zeitpunkt keine aktive *out-of-sequence* Störung markiert.

Für diese basale Reibung übersteigen die Scherspannungen am Décollement nur in kleinen Abschnitten die kritischen Werte, so dass deutlich mehr höhere Konvergenzbeträge an der Basis notwendig sind, um einen Zustand des Versagens bzw. ein Gleiten des Akkretionskeils auszulösen. Dieser Effekt wird mit steigender basaler Reibung weiter verstärkt.

Für den Fall einer hohen basalen Reibung von 32° können anhand der Profillinien zu diesem Zeitpunkt der Subduktion keine aktiven Störungen identifiziert werden (*Abb. II-1.17*). Aus diesem Grund werden im folgenden im Rahmen der Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des Spannungsfeldes die Scherspannungen auch bei höheren Verschiebungen an der Basis, d.h. zu einem späteren Zeitpunkt, untersucht (Kap. II-1.4.7).

Zusammenfassung und Interpretation

Diese Sensitivitätsstudien zeigen, dass sowohl die Scherspannungsmuster als auch die Spannungsmagnituden durch den basalen Reibungswinkel bestimmt werden. Im Fall einer schwachen basalen Décollementzone kommt es zur Ausbildung hoher Scherspannungen entlang schmaler, schräg in Richtung des *Backstops* einfallender Lamellen. Diese können anhand der Analyse der akkumulierten Scherspannungsmagnituden als reaktive frontale Überschie-

bungen identifiziert werden. Demgegenüber werden bei hoher basaler Reibung maximale Spannungswerte entlang basisparallel verlaufender Lamellen akkumuliert.

Es zeigt sich somit, dass durch die basale Reibung die Mechanik bzw. das Deformationsverhalten in der Oberplatte gesteuert wird. Diese FE Simulationen bestätigten damit den bereits anhand von Analogexperimenten gezeigten Zusammenhang zwischen den Reibungseigenschaften des Décollements und den Deformationsprozessen im Akkretionskeil (Gutscher et al., 1996). Die basale Reibung konnte somit auch mit dieser Methode als einer der Schlüsselfaktoren für die Mechanik im *forearc* identifiziert werden.

Neben den Spannungsmustern und dem Deformationsmechanismus verändert sich auch die Keilgeometrie in Abhängigkeit von der basalen Reibung (Abb. II-1.16). Es zeigt sich, dass für alle Experimente, in denen reaktivierte frontale Überschiebungen identifiziert werden können, der Akkretionskeil bestrebt ist, einen Abtauchwinkel (β) größer als Null aufzubauen. Dieser Effekt tritt bei einer basalen Reibung von 32° nicht auf bzw. wird er mit zunehmender basaler Reibung verringert. Die Akkumulation hoher Scherspannungen nahe der Basis hindert den Akkretionskeil in den FE Simulationen daran, einen Abtauchwinkel aufzubauen. Das Bestreben einen größeren Abtauchwinkel aufzubauen hat aber keinen Einfluss auf die Spannungsmagnituden bzw. die Spannungsmuster. Aufgrund dessen kann ein entsprechender Modellaufbau mit einem Abtauchwinkel von $\beta = 0$ auch in den beiden folgenden Simulationstechniken verwendet werden (vgl. Kap. III).

Parallel dazu ist zu beobachten, dass die Akkretionskeile nur im Fall einer hohen Reibung der Décollementzone bestrebt sind, einen steilen Hangwinkel aufzubauen, wohingegen sich die Keilgeometrie bei einer schwachen Décollementzone durch einen flachen Hangwinkel auszeichnet.

Zur Bestätigung dieser Beobachtungen wird ein zweites Modell mit einem Hangneigungswinkel von 4.3° entwickelt (Abb. II-1.18). Alle weiteren Konfigurationen, sowohl die Modelldimensionen, als auch die Randbedingungen und Materialdefinitionen, sind identisch dem des bisherigen FE Gitters.

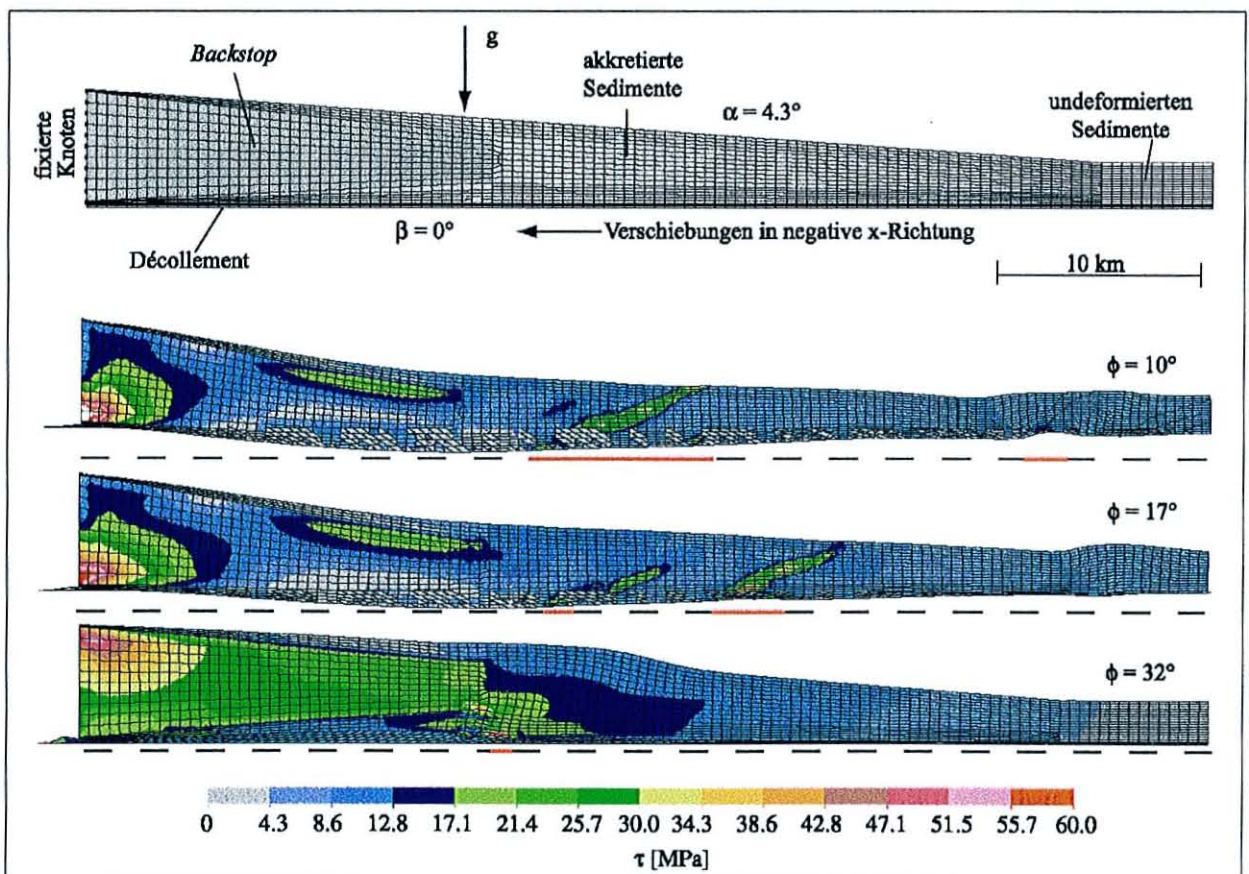


Abb. II-1.18: Hier sind die akkumulierten Scherspannungen für drei unterschiedliche Reibungswinkel des Décollements nach 200 m Konvergenz dargestellt. Die Deformation der Gitter ergibt sich aus den Verschiebungen skaliert mit einem Faktor von 10. Unterhalb der FE Keile werden mit einem roten Strich die Bereich gekennzeichnet, in denen die Keilbasis versagen würde.

Anhand eines Vergleichs der Scherspannungsverteilung in der Oberplatte im Fall basaler Reibungen von 10° , 17° und 32° bestätigen sich die Ergebnisse zum Einfluss des basalen Reibungswinkels. Auch hier zeigen die Scherspannungsmuster eine direkte Beeinflussung durch die Reibungseigenschaften der Décollementzone. Diese Modellsreihe bestätigt, dass die basale Reibung das Deformationsverhalten bzw. die Mechanik in der Oberplatte bestimmt.

Es werden äquivalent den vorherigen Experimenten bei geringen basalen Reibungen hohe Scherspannungen entlang schmaler in Richtung des *Backstops* einfallender Lamellen akkumuliert. Demgegenüber werden bei einem starken Décollement hohe Spannungen entlang schmaler Bereiche in unmittelbarer Décollementnähe aufgebaut. Bei geringen basalen Reibungen stellt somit wiederum die frontale Akkretion das dominierende Deformationsverhalten dar.

Des Weiteren bestätigt sich, dass nur für geringe basale Reibungswinkel der gesamte Akkretionskeil auch hier eine starke Absenkung erfährt und somit bestrebt ist, einen Abtauchwinkel ($\beta > 0$) herzustellen. Dieser Effekt kann auch für diesen Modellaufbau bei einer hohen basalen Reibung von 32° nicht beobachtet werden. Bei einer hohen Reibung der Décollementzone zeichnet sich der Keil wiederum durch einen steileren Hangwinkel aus.

1.4.7 Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des Scherspannungsfeldes

Das mit Hilfe der umfangreichen Parametersensitivitätsstudien entwickelte Datenset dient im Folgenden zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des Scherspannungsfeldes. Für die Simulation eines schwachen Décollements wird ein basaler Reibungswinkel von 17° verwendet bzw. für den eines starken Abscherhorizonts ein Wert von 32° (*Tab. II-1.1*). Ein Reibungswinkel von 12° zur Beschreibung eines schwachen Décollements wurde aufgrund der hohen Deformation einzelner Elemente und der sich daraus ergebenden Instabilität des Lösungsalgorithmus nicht verwendet (*Abb. II-1.16*). Unter der Voraussetzung einer konstanten Konvergenzgeschwindigkeit kann die fortschreitende Verschiebung an der Basis mit einer zeitlichen Abfolge gleichgesetzt werden. Die im Folgenden angegebenen Zeiträume ergeben sich aus den jeweiligen Versätzen an der Basis bei einer konstanten Geschwindigkeit der abtauchenden Platte von 4cm/a , wie sie auch im Bereich der Makran Subduktionszone vorliegt.

In den folgenden Abbildungen sind die akkumulierten Scherspannungen ebenfalls auf der deformierten Geometrie dargestellt. Im Unterschied zu den bisherigen Grafiken wird die Deformation der Gitter mit einem Faktor 1 skaliert und zur Vereinfachung der Darstellung nur die Materialgrenzen und nicht das FE Netz überlagert. Dies ermöglicht es, die zeitliche Entwicklung der Keiltopografie für ein schwaches und ein starkes basales Décollement besser zu vergleichen.

Für den Fall einer geringen Reibung der Décollementzone können bereits nach 30 m Konvergenz bzw. 750 Jahren erste Strukturen im Scherspannungsmuster identifiziert werden (*Abb. II-1.17*). Diese können als initialer Zustand einer späteren frontalen Überschiebung interpretiert werden. Es würde damit bereits unmittelbar nach dem Einsetzen der Subduktion zu lokalisierter Deformation im *forearc* Bereich kommen. Bei anhaltender Konvergenz können nach 160 m Versatz diese Strukturen erstmals unter dem Gesichtspunkt frontaler Akkretion interpretiert werden. Ein kleiner Bereich hoher Scherspannungen direkt oberhalb des Décollements in den akkretierten Sedimenten gibt den Basispunkt einer potentiellen Störung an, die im Akkretionskeil reaktiviert wird. Mit fortschreitender Konvergenz (170 m - 180m) breiten sich die maximalen Scherspannungen ausgehend von diesem lokalisierten Punkt entlang einer dünnen Lamelle in Richtung der Keiloberfläche aus. Nach 5000 Jahren bzw. 200 m Versatz an der Basis zieht sich der Bereich maximaler Scherspannungen von der Keiloberfläche bis an das Décollement geschlossen durch die akkretierten Sedimente hindurch. Des Weiteren kann eine zweite durchgehende Zone hoher Scherspannungen mit maximalen Spannungswerten an der Basis weiter 'seewärts' im Keil identifiziert werden. Zu diesem Zeitpunkt zeigen die Scherspannungsmuster auch in den undeformierten Sedimente die zukünftige Lage einer neuen, potentiellen, frontalen Überschiebung an. Anhand des Verlaufs der Spannungsmagnituden lässt sich auch die zukünftige dazugehörige Rücküberschiebung bereits in diesem Stadium identifizieren.

Dabei ist zu beachten, dass die Akkretionskeile bis zu einer Konvergenz von 200 m nicht gleiten. Die Scherspannungen an der Keilbasis übersteigen nur in bestimmten Abschnitten ihre kritischen Spannungswerte. Der Bereich des Versagens nimmt dabei aber mit steigender Konvergenz zu.

Um etwas über die Mechanik dieser Störungen aussagen zu können, wird eine Spannungsanalyse, äquivalent der im Rahmen der Untersuchungen der basalen Reibung gezeigten, durchgeführt (vgl. Kap. II-1.3.6). Der Vergleich der akkumulierten Scherspannungswerte mit den kritischen Scherspannungen zeigt für die Profilschnitte nach 170 m und auch 180 m Konvergenz, dass die Scherspannungen in keinem Punkt die kritischen Scherfestigkeiten über-

schritten haben. Die durch die lamellenförmigen Strukturen markierten Störungszonen wären bis zu diesem Zeitpunkt in einem natürlichen System noch nicht aktiv, d.h. die Störungen würden keine Verschiebungen aufweisen. Erst nach 200 m Konvergenz können die beiden durchgehenden Lamellen hoher Scherspannungen als reaktivierte *out-of-sequence* Störungen interpretiert werden. Dies entspricht dem Ergebnis der Reibungsuntersuchungen, in denen diese beiden Überschiebungen ebenfalls nach 200 m Konvergenz als in einem natürlichen Akkretionskeil aktive Störungen erkannt werden können (vgl. Kap. II-1.3.6). Eine frontale Überschiebung weist somit erst aktiv Verschiebungen auf, sobald die Scherspannungen eine geschlossenen Lamelle vom Décollement bis zur Keiloberfläche bilden.

Da die Finiten Elemente in diesen Simulationen bei Überschreiten einer maximalen Scherspannung nicht 'aufreißen' können, erfolgt kein Spannungsabbau, wie im natürlichen System durch Ausbildung einer Bruchfläche. Die Spannungen erreichen Magnituden von mehreren Hundert MPa entlang der einzelnen Lamellen. Parallel dazu kommt es aufgrund der Betrachtung eines Kontinuums zu einer lateralen Ausbreitung der hohen Scherspannungen ausgehend von der eigentlichen potentiellen Störung. Dies hat eine Verdickung des Bereichs hoher Scherspannungen zur Folge. Dieser Effekt ist nicht auf ein natürliches System übertragbar. In einem natürlichen Akkretionskeil würde keine Verbreiterung der Scherzone auftreten. Infolge des starken Anstiegs der Scherspannungen und der damit verbundenen hohen Deformation bzw. Verzerrung einzelner Gitterelemente bricht der Lösungsalgorithmus für dieses Experiment nach einigen hundert Metern Verschiebung ab.

Parallel zur Untersuchung der Spannungsentwicklung im Fall einer geringen Reibung der Décollementzone wird im Folgenden der Aufbau des Scherspannungsfeldes für ein starkes Décollement betrachtet. Im Unterschied zum vorherigen Beispiel lassen sich bis zu einem Versatz von 200 m keine interpretierbaren Strukturen im Spannungsmuster identifizieren (*Abb. II-1.20*). Die Scherspannungsverteilung zeigt nach 150 m und 170 m im vorderen Abschnitt der akkretierten Sedimente einen kontinuierlichen Anstieg der Spannungsmagnituden vom Trench in Richtung des *Backstops* an. Weiter 'landwärts' wachsen die Spannungen sehr schnell auf weit über 20 MPa an und nehmen dabei auch vertikal deutlich zu.

Nach einer Konvergenz von 200 m wird direkt vor dem *Backstop* an der Basis der akkretierten Sedimente eine erste Lamelle hoher Scherspannungen ausgebildet. Mit fortschreitender Subduktion dehnt sich dieser Bereich hoher Spannungen horizontal weiter aus. Zudem nimmt die Anzahl identischer Strukturen zu. Nach 1000 m Konvergenz erstrecken sich drei, vertikal übereinander positionierte Lamellen horizontal bereits über mehr als 15 km. Parallel dazu wird das Material oberhalb dieser Spannungslamellen gehoben. Nach 2000 m Konvergenz bzw. nach anhaltender Subduktion weist der Keil Hebungsbeträge von bis zu 2 km auf.

Auch für dieses Experiment würde sich der Akkretionskeils noch nicht im Zustand des stabilen Gleitens befinden. Die Scherspannungen an der Keilbasis übersteigen wiederum nur in einzelnen Abschnitten die maximale Scherfestigkeit.

Aussagen zur Mechanik dieser Störungen liefert wieder der Vergleich der akkumulierten Scherspannungen mit den kritischen Scherfestigkeiten an drei vertikalen Profilschnitten (*Abb. II-1.20*). Diese Analyse bestätigt, dass bis zu einer Verschiebung von 200 m die Strukturen hoher Scherspannungen nicht reaktiviert wären. Erst nach einer Konvergenz von 1000 m übersteigen auf dem mittleren Profilschnitt die Scherspannungen auf der in einer Tiefe von ~ 2000 m liegenden, schmalen, basisparallelen Lamelle die kritische Spannungswerte. Ebenso werden für diese hangende Lamelle auf dem landwärtigen Profil deutlich überkritische Scherspannungen erreicht. Diese Störung würde somit in einem natürlichen Akkretionskeil über die gesamte Länge aufreißen, was mit einem Spannungsabfall entlang dieser Lamelle verbunden wäre. Die Scherspannungen auf der liegenden Störung haben bis zu einer Konvergenz von 2000 m die kritischen Scherfestigkeiten noch nicht erreicht. Zur Aktivierung dieser Störungen müsste weiter subduziert werden. Der Lösungsalgorithmus bricht aber bereits vorher ab, da die Verzerrung in den Zellen der hangenden Störungen eine Lösung nicht mehr erlauben.

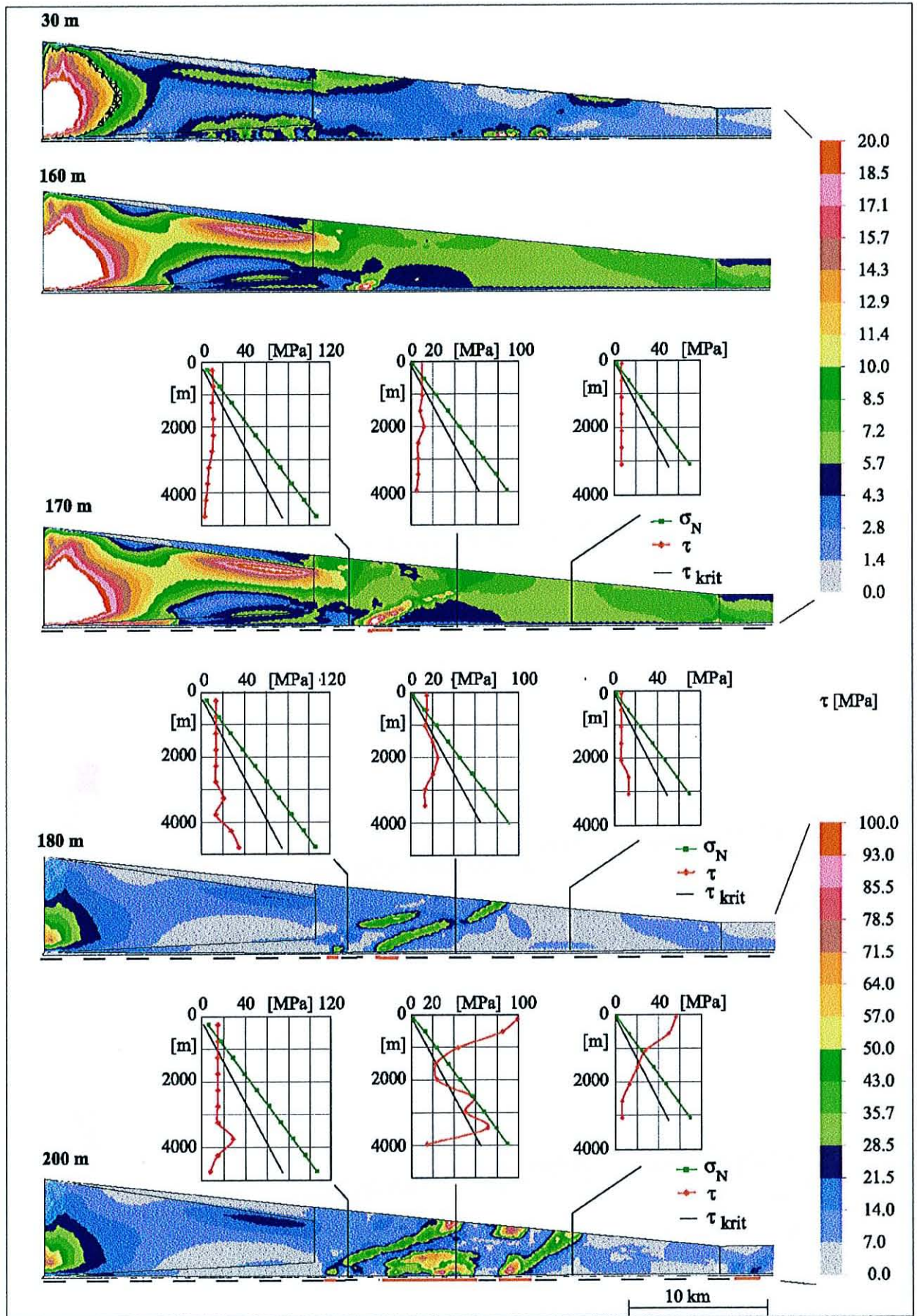


Abb. II-1.19: Gezeigt ist die Spannungsentwicklung für eine schwache Décollementzone (17°) zwischen 30 m und 200 m Konvergenz sowie eine Analyse der Mechanik für die letzten drei betrachteten Schritte. Mit einem roten Strich gekennzeichnet sind die Bereiche, in denen die Keilbasis versagen würde.

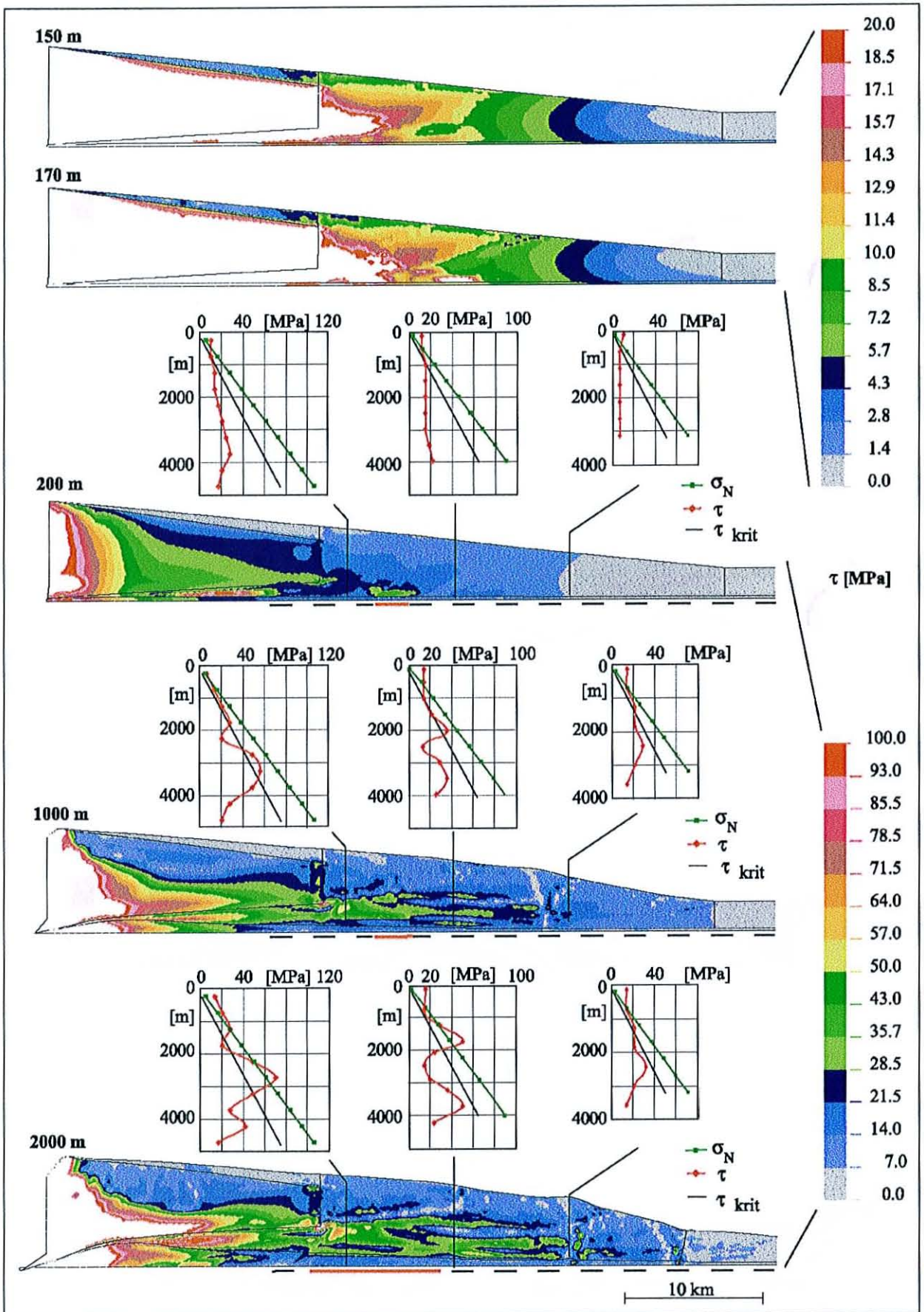


Abb. II-1.20: Gezeigt ist die Spannungsentwicklung für eine starke Décollementzone (32°) sowie eine Analyse der Mechanik entlang verschiedener Profilschnitte. Unterhalb der Keils werden mit einem roten Strich die Bereiche gekennzeichnet, in denen die Keilbasis versagen würde.

Da in diesen Finiten Elemente Experimenten bei einem Überschreiten der kritischen Scherspannungen die entsprechenden Knotenpunkte nicht aufbrechen können und damit kein Spannungsabfall erfolgt, würde die hangende Lamelle hoher Scherspannungen auch bei fortschreitender Konvergenz stets als aktive Störung identifiziert werden. Infolge dessen würden bei höheren Konvergenzbeträgen mehrere aktive Störungen vertikal übereinander positioniert sein, die alle zeitgleich aktiv wären. Für diesen Fall würde das gesamte Schichtpaket zwischen diesen aktiven Störungen in Richtung des *Backstops* unterschoben bzw. basal erodiert. Andererseits wäre es aber auch möglich, dass diese Störungen in einem Akkretionskeil in der Natur nacheinander aktiv wären und diese Bereiche hoher Scherspannungen die Lage basaler Akkretionsschuppen angeben. Aus diesem Grund ist eine Aussage zur Kinematik dieser als potentielle Störungen identifizierten Lamellen hoher Scherspannung nicht möglich.

Als eine weitere Besonderheit der Keile hoher basaler Reibung verdickt die *Décollementzone* unterhalb des Keils. Dieser Effekt kann erst ab einer Konvergenz von 1000 m deutlich identifiziert werden. Hier nimmt die Mächtigkeit dieser Schicht beginnend am 'seewärtigen' Ende des Bereichs basaler Akkretion in Richtung des *Backstops* kontinuierlich zu (*Abb. II-1.20*). Nach einem Versatz von 2000 m verdickt das *Décollement* unterhalb des *Backstops* bereits um mehr als das Dreifache, da die Mächtigkeit der *Décollementzone* zu gering ist und es zu einem 'Materialstau' unterhalb des *Backstops* kommt. Aus diesem Grund wurden die Scherspannungen in der *Décollementzone* auch nur bis in einen Abstand von 35 km vom Trench untersucht. Auf die Spannungen und die Lage der Scherzone in der *Décollementzone* wird aber im folgenden Kapitel detaillierter eingegangen.

Zusammenfassung und Interpretation

Die Untersuchungen zur Entwicklung des Spannungsfeldes bestätigen, dass bei einer schwachen *Décollementzone* frontale Akkretion das Deformationsverhalten im *forearc* bestimmt, wohingegen für einen hohen Reibungswinkel innerhalb der *Décollementzone* basisparallele Lamellen hoher Scherspannung ausgebildet werden.

Die Evolution der Scherspannungen zeigt, dass bei einem schwachen *Décollement* bereits nach 750 Jahren anhaltender Subduktion der initiale Zustand einer lokalisierten Überschiebung ausgebildet wird. Nach 5000 Jahren Konvergenz können mehrere Lamellen hoher Scherspannung identifiziert werden, die in einem natürlichen System reaktivierte *out-of-sequence* Störungen markieren. Im Vergleich dazu lassen sich im Fall hoher basaler Reibung erst nach 5000 Jahre erste Strukturen im Scherspannungsmuster erkennen. Erst nach 2000 m Konvergenz würde in einem natürlichen System die hangende Störung aktiv unterschoben. Aufgrund des methodischen Ansatzes der FEM, die keinen Spannungsabfall bei einem Überschreiten der kritischen Scherspannungen erlaubt, können diese Störungen nicht kinematisch interpretiert werden.

Für den Fall einer starken basalen Reibung werden höhere Konvergenzbeträge benötigt, um lokalisierte Deformationen in der Oberplatte auszulösen. Demgegenüber können bei einem schwachen *Décollement* deutlich früher aktive Störungen im Akkretionskeil identifiziert werden. Parallel dazu versagen bei gleichen Konvergenzbeträgen im Fall einer schwachen *Décollementzone* deutlich größere Abschnitte der Keilbasis als im Fall einer *Décollementzone* hoher Reibung. Hier sind deutlich größere Konvergenzbeträge notwendig, so dass ein stabiles Gleiten des Akkretionskeils initiiert wird.

1.4.8 Die Scherspannungsverteilung in der *Décollementzone*

Nachdem bisher der Einfluss der einzelnen Materialparameter auf die Scherspannungsverteilung bzw. die Spannungsmagnituden in der Oberplatte des *forearcs* untersucht wurden, wird im Folgenden die Spannungsverteilung in der *Décollementzone* selbst genauer betrachtet. Es hat sich gezeigt, dass die Scherspannungen innerhalb der *Décollementzone* stets sehr gering sind. Die Scherspannungen innerhalb dieser Schicht erreichen in keinem der Experimente kritische Spannungswerte. Es kommt somit in dieser Lage nur zu einer elastischen Deformation. Die in diesen FE Simulationen betrachtete *Décollementzone* fungiert somit nicht als Scherzone, sondern vielmehr als eine schwache Lage auf der abtauchenden ozeanischen Platte.

Infolge der an den Basisknoten dieser Schicht angreifenden Verschiebungen werden die FE Elemente innerhalb dieser *Décollementzone* verzerrt (*Abb. II-1.21*). Die jeweilige Verschiebungsbeträge sind innerhalb einer Tiefenlage in dieser Schicht über das gesamte Modell konstant. In allen Experimenten werden stets nur an den Knoten am Top dieser Schicht maximale Scherspannungen ausgebildet (*Abb. II-1.21*). Daraus ergibt sich, dass die basale Scherfläche des Akkretionskeils in einem natürlichen System an der Oberkante dieser *Décollementzone* bzw. entlang der Materialgrenze zwischen dieser Zone und den akkretierten Sedimenten liegen würde. In den vorangegangenen Expe-

perimenten bezogen sich dabei die Angaben zu den jeweiligen Abschnitten in denen die Keilbasis versagen würde, stets auf die Knotenpunkte der Oberkante der Décollementzone.

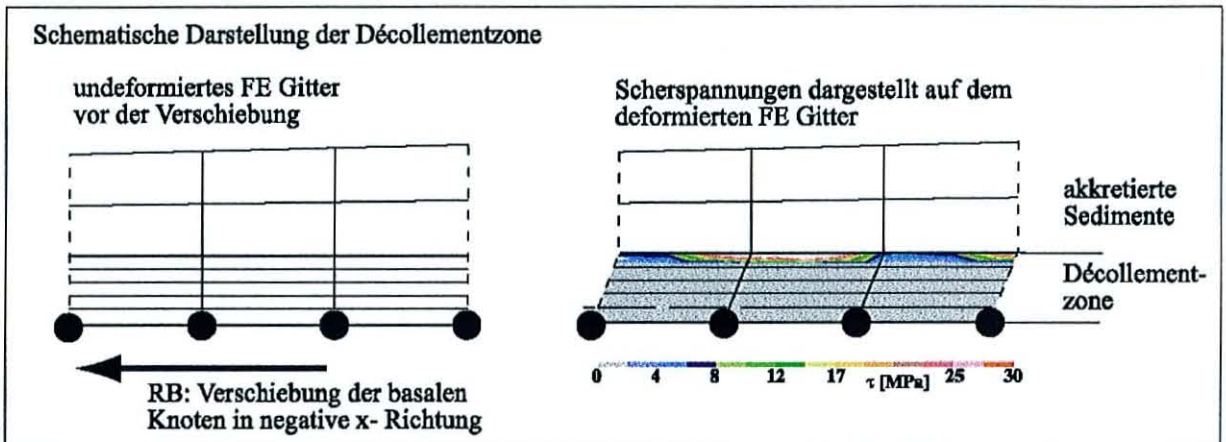


Abb. II-1.21. Schematische Darstellung der Scherspannungsverteilung in der Décollementzone infolge der Verschiebung der basalen Knotenpunkte, die die Abtauchbewegung der ozeanischen Platte simulieren.

Da durch diese Décollementzone, die durch die Abtauchbewegung erzeugten Spannungen an die Oberplatte übertragen werden, werden in den folgenden Untersuchungen die Scherspannungen innerhalb dieser Schicht genauer betrachtet. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der möglichen Identifizierung von Zusammenhängen zwischen den als Steuerfaktoren für die Deformationsprozesse in der Oberplatte identifizierten Parametern und dem Spannungsaufbau innerhalb dieses Schichtpakets. Im folgenden werden für die verschiedenen Experimentreihen die Scherspannungen in der Décollementzone beginnend am Trench bis in eine 'landwärtige' Entfernung von 35 km aufgetragen. Eine zunehmende Entfernung von der Keilspitze ist dabei mit einem Anstieg der Tiefe gleichzusetzen. Die Untergrenze wird dadurch festgelegt, dass nur bis in diesen Bereich Einflüsse durch die Randbedingung der starren Rückwand bzw. durch ein Verdicken der Décollementsicht ausgeschlossen werden können. Es werden dabei nur Werte innerhalb eines Schichtpakets mit homogenen Scherspannungen und nicht die der hangenden Lage, in der die Scherspannungen deutlich ansteigen, betrachtet (Abb. II-1.21).

1.4.8.1 Variation des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente

Ein Vergleich der Scherspannungen in der Décollementzone bei einer Variation des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente zeigt, dass das E-Modul der Oberplatte auch die Scherspannungsmagnituden im Décollement steuert (Abb. II-1.22). Mit steigendem E-Modul nehmen die Spannungen in dieser Schicht trotz gleichbleibender Materialeigenschaften ab. Für ein E-Modul von 5.0×10^8 Pa erreichen die Scherspannungen in der Schicht im Bereich von 8 - 19 km 'landwärts' vom Trench Magnituden von bis zu 2.8 MPa.

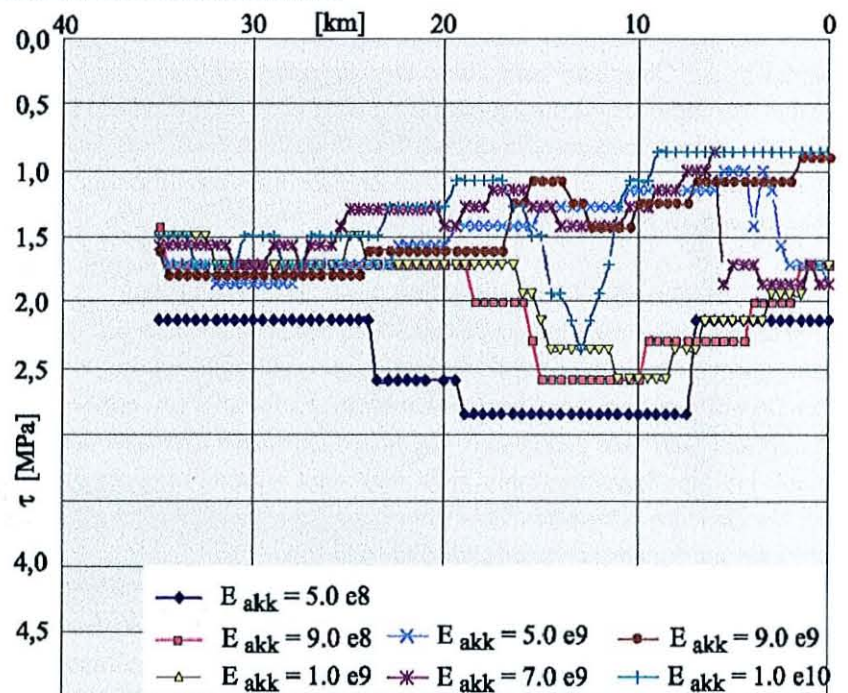


Abb. II-1.22: Die Scherspannungen im Décollement werden durch das Elastizitätsmodul der akkretierten Sedimente beeinflusst.

Demgegenüber übersteigen die Spannungen für den Fall eines Elastizitätsmoduls von 1.0×10^{10} Pa bis in eine Tiefe von 5500 m Werte von 1.7 MPa nicht. Ein Vergleich mit den in der Oberplatte im *forearc* akkumulierten Spannungen zeigt, dass die Scherspannungen innerhalb dieser *Décollement*zone deutlich kleiner sind.

Eine Zunahme des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente führt dabei zu einem Anstieg der Spannungsmagnituden in der Oberplatte und zu einer Senkung der Scherspannungen im *Décollement*. Die Scherspannungen im *Décollement* verhalten sich umgekehrt proportional zum Elastizitätsmodul und den Scherspannungsmagnituden der Oberplatte.

Aufgrund des Ergebnisses, dass erst ab einem Elastizitätsmodul von über 5.0×10^9 Pa lokalisierte Deformationen im *forearc* Bereich beobachtet werden können (Kap. II.1.3.5) und somit eine realistische Beschreibung des Deformationsverhaltens in der Oberplatte möglich ist, werden hier nochmals die Scherspannungen im *Décollement* für diese vier Fälle verglichen (Abb. II-1.23). Für diese Serie kann keine Variation der Spannungsmagnituden in Abhängigkeit vom E-Modul identifiziert werden. Der generelle Trend ist in allen vier Spannungs - Tiefen - Kurven identisch. Die Scherspannungen nehmen dabei mit zunehmendem Abstand vom Trench zu. Die einzelnen Kurven weisen dabei Spannungsschwankungen von 0.5 - 2.0 MPa mit der Tiefe auf und pegeln sich erst in einer Entfernung von ca. 28 km vom Trench auf einen Wert im Bereich von 1.5 - 1.8 MPa ein.

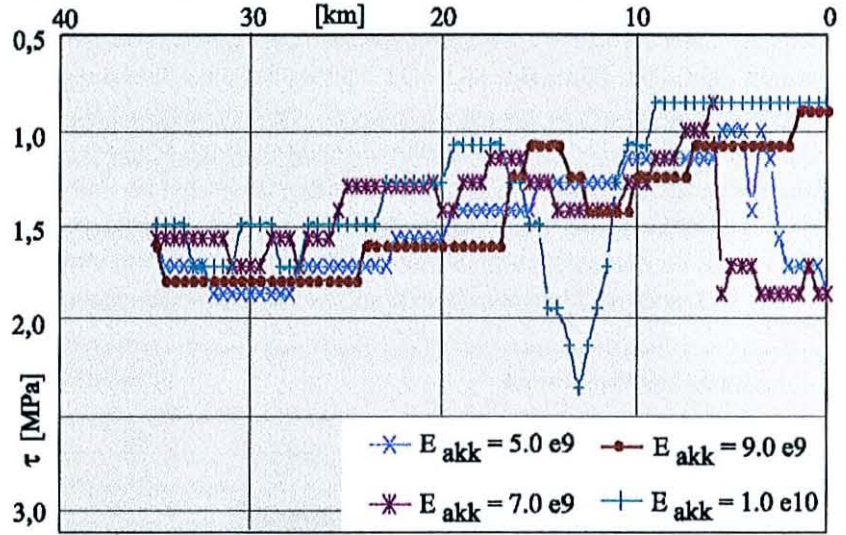


Abb. II-1.23: Für die als realistische E-Module der akkretierten Sedimente identifizierten Werte ist der Spannungstrend im *Décollement* identisch.

1.4.8.2 Variation der basalen Reibung der *Décollement*zone

Wie die bisherigen Simulationen zeigen, hat die basale Reibung der *Décollement*zone einen entscheidenden Einfluss auf das Scherspannungsmuster in der Oberplatte. Betrachtungen der Scherspannungsverteilung innerhalb der *Décollement*zone zeigen ebenfalls einen Zusammenhang zur jeweiligen internen Reibung dieser Schicht (Abb. II-1.24). Bei einem basalen Reibungswinkel von $17^\circ - 25^\circ$ werden in der *Décollement*schicht nur geringe Scherspannungen von weniger als 2 MPa akkumuliert. Die Spannungs-Tiefen-Kurven zeigen einen annähernd x-Achsen parallelen Verlauf.

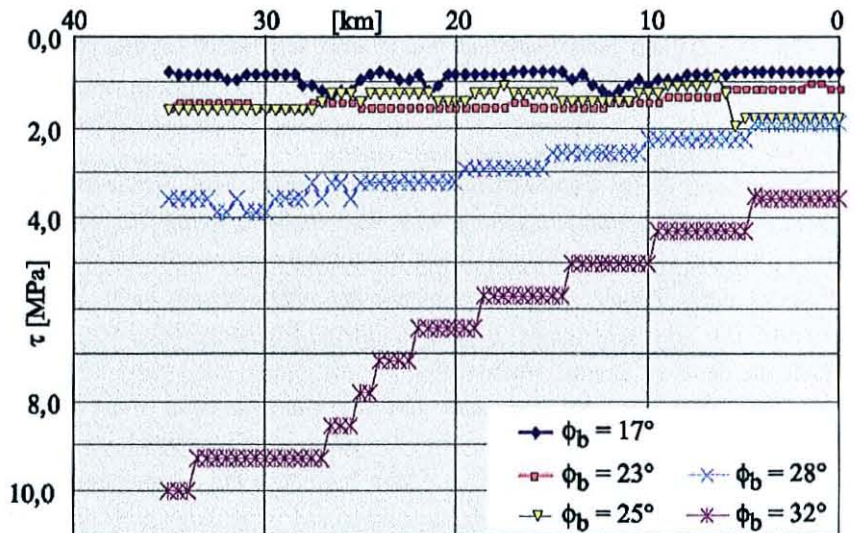


Abb. II-1.24: Die basale Reibung der *Décollement*zone hat ebenfalls einen entscheidenden Einfluss auf die Scherspannungsmagnituden in der Platten-grenzfläche.

Erst ab einer basalen Reibung von 28° nehmen die Spannungswerte mit dem Abstand vom Trench zu. Die Spannungen erreichen in einer Entfernung von 26 km vom Trench bzw. einer Tiefe von 4400 m einen Maximalwert von 3.9 MPa, der bis in eine Tiefe von 5000 m nicht überschritten wird. Auch bei einem basalen Reibungswinkel von 32° nehmen die Scherspannungen in der Décollementzone kontinuierlich mit der Tiefe zu. Die Kurve zeigt einen exponentiellen Anstieg bis in eine Entfernung von 27 km und flacht dann ab. Die Scherspannungen erreichen hier maximale Werte von 30 MPa.

1.4.8.3 Zeitliche Variation der Scherspannungen in der Décollementzone

Die Evolution des Scherspannungsfeldes innerhalb der Décollementzone im Fall einer geringen bzw. hohen internen Reibung wird anhand der in den Abbildungen II-1.19 und II-1.20 gezeigten einzelnen Konvergenzschritten untersucht (Abb. II-1.25). Bei einer geringen internen Reibung des Décollements variieren die Scherspannungsmagnituden in einem Bereich von 0.6 - 1.4 MPa. Eine zeitliche Veränderung bzw. ein Anwachsen der Spannungen innerhalb dieser Schicht ist nicht zu verzeichnen. Die Kurven verlaufen annähernd x-Achsen parallel und zeigen ein generell identisches Bild (Abb. II-1.25a). Für den Fall eines starken basalen Décollements nehmen die Scherspannungen stets exponentiell mit der Tiefe zu. Es werden maximale Spannungen von 24 - 30 MPa aufgebaut. Die einzelnen Kurvenverläufe zeigen zu allen Zeitpunkten einen identischen Trend. Auch hier kann keine Variation der Scherspannungsverteilung bzw. der Spannungsmagnituden mit der Zeit identifiziert werden.

Wie die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung zeigt, befindet sich das Scherspannungsfeld der Décollementzone sowohl für den schwachen als auch den starken Fall in einem stationären Zustand. Dies macht eine Interpretation des Einflusses der Materialparameter auf die Scherspannungsmagnituden möglich.

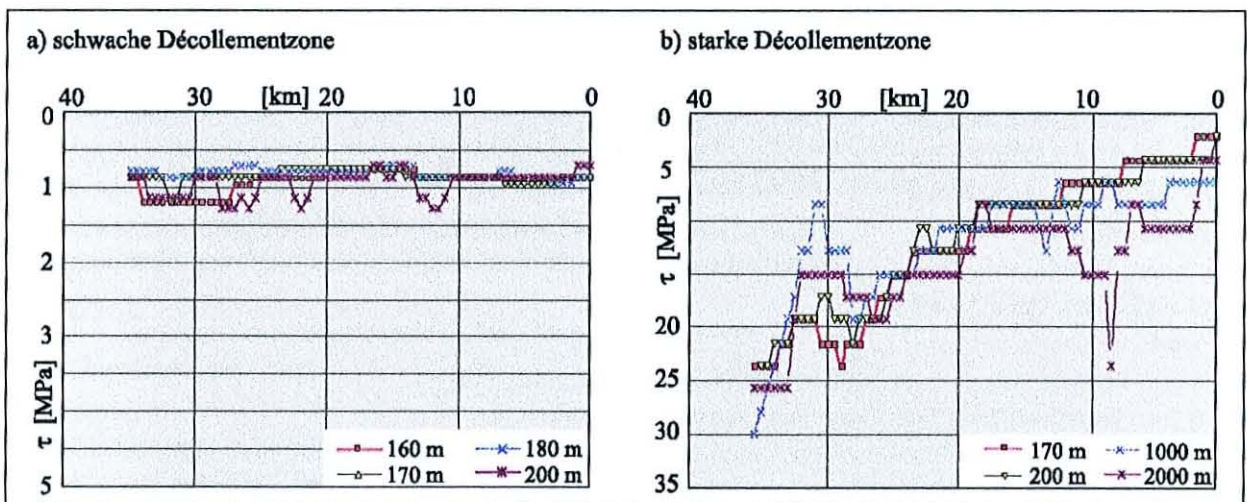


Abb. II-1.25: Das Scherspannungsfeld in einer schwachen (a) und einer starken (b) Décollementzone zeigt keine Veränderungen mit der Zeit.

1.4.8.4 Zusammenfassung und Interpretation

Wie anhand dieser Untersuchungen gezeigt werden kann, bestimmt die interne Reibung der Décollementzone nicht nur die Scherspannungsmuster bzw. die Mechanik in der Oberplatte, sondern auch die Spannungen innerhalb dieser Schicht selbst. Ein Vergleich der Scherspannungsmagnituden am Trench zeigt, dass für den Fall einer hohen Reibung diese Schicht mehr Scherspannungen akkumulieren kann. Hier werden Scherspannungen von 3.5 MPa erzeugt. Die Scherspannungen steigen für interne Reibungswinkel von 28° und 32° dieser Décollementzone mit der Tiefe an, da es zu einem 'Materialstau' vor der starren Rückwand kommt, der durch die Verdickung der Décollementzone angezeigt wird (vgl. Abb. II-1.20). Demgegenüber weist eine Décollementzone mit einem geringeren Reibungswinkel mit zunehmender Tiefe konstante, aber wesentlich geringere Scherspannungen auf. Hier werden am Trench Spannungsmagnituden von 0.9 MPa bestimmt. Mit zunehmender interner Reibung kann die Décollementzone somit mehr Scherspannungen akkumulieren und wirkt damit mechanisch fester.

Infolge dessen werden im Fall einer schwachen Décollementzone früher in größeren Abschnitten am Top dieser Schicht an den Knotenpunkte die kritischen Scherspannungen aufgebaut, d.h. die Keilbasis würde bei geringeren Konvergenzraten versagen. Demgegenüber kann eine Décollementschiebt hoher Reibung höhere Scherspannungen

akkumulieren, was zur Folge hat, dass erst zu einem späteren Zeitpunkt die Knoten am Top dieser Schicht ihre kritischen Spannungen überschreiten und die basale Scherfläche später ausgebildet wird (vgl. *Abb. II-1.19; Abb. II-1.20*).

1.5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Finite Elemente Simulationen werden das Elastizitätsmodul der akkretierten Sedimente und die Reibungseigenschaften der Décollementzone als wesentliche Schlüsselfaktoren, neben der Sedimentmächtigkeit und der Konvergenzrate (v. Huene & Scholl, 1991), für die mechanischen Prozesse im *forearc* Bereich von Subduktionszonen identifiziert. Dabei werden speziell die Scherspannungsmuster in der Oberplatte durch diese Materialgrößen beeinflusst.

Ein Anstieg des **Elastizitätsmodul** der akkretierten Sedimente führt dabei:

- zu einer Veränderung im Spannungsmuster in der Oberplatte;
- zu einer höheren mechanischen Festigkeit;
- ab einem Wert von 5.0×10^9 Pa zur Ausbildung von Strukturen im Spannungsfeld in der Oberplatte;
- ab einem Wert von 7.0×10^9 Pa zu lokalisierten Deformationen.

Eine Variation der **basalen Reibung** der Décollementzone führt zu einer Änderung:

- der Keiltopografie;
- der Scherspannungsmuster in der Oberplatte;
- des Deformationsverhaltens in der Oberplatte;
- der zeitlichen Entwicklung der Spannungen;
- der Scherspannungsmagnituden innerhalb der Décollementzone.

Dabei zeichnet sich eine *schwache* Décollementzone aus durch:

- hohe Scherspannungen entlang schmaler, schräg in Richtung des *Backstops* einfallender Lamellen, welche als frontale Überschiebungen identifiziert werden;
- frontale Akkretion;
- eine flache Keilgeometrie;
- Absenkung des Hangneigungswinkels;
- das Bestreben, einen Abtauchwinkel ($\beta > 0$) aufzubauen;
- geringe mechanische Festigkeit;
- geringe Scherspannungsmagnituden am Trench von weniger als 1 MPa;
- größere Abschnitte am Top dieser Schicht, die bei geringeren Konvergenzraten mechanisch versagen würden;
- eine aktive Überschiebung einzelner Störungen bereits nach 200 m Konvergenz.

Hingegen zeichnet sich eine *starke* Décollementzone aus durch:

- hohe Scherspannungen entlang schmaler, basisparalleler Lamellen nah am Décollement;
- das Aufbauen eines steilen Hangneigungswinkels;
- hohe mechanische Festigkeit;
- Scherspannungsmagnituden am Trench von 3.5 MPa;
- Verdickung der Décollementzone aufgrund eines 'Massenstaus' und demzufolge einen Anstieg der Scherspannungen mit der Tiefe;
- bei gleichen Konvergenzraten kleinere Abschnitte am Top dieser Schicht, die mechanisch versagen;
- eine aktive Störung innerhalb der Oberplatte erst nach 1000 m Konvergenz.

Des weiteren akkumuliert der mechanisch festere *Backstop* in allen Simulationen maximale Scherspannungen. Er zeichnet sich stets als eine Diskontinuität in der Spannungsübertragung aus (Byrne et al., 1993). Damit können Einflüsse durch die Randbedingung der starren Rückwand auf die Lage bzw. die Magnituden der Scherspannungen in den akkretierten Sedimenten ausgeschlossen werden. Der Bereich oberhalb des *Backstops* weist in allen Experimenten geringe Spannungen auf, was in einem natürlichen System zur Bildung von *forearc* Becken führt, die durch größtenteils undeformierte Sedimente gekennzeichnet sind (Byrne et al., 1993).

1.6 Die Mechanik der Makran Subduktionszone

Das im Rahmen dieser umfangreichen Parametersensitivitätsstudien entwickelte Datenset wird im Folgenden zur Untersuchung der Mechanik im *forearc* Bereich der Makran Subduktionszone genutzt. Mit der Anwendung auf ein natürliches Fallbeispiel soll dieses abgestimmte Parameterset bezüglich der Übertragbarkeit auf die Natur getestet werden. Diese Untersuchungen werden dabei auch unter dem Gesichtspunkt durchgeführt, die Ergebnisse der vorangegangenen Betrachtungen zu bestätigen. Der Aufbau des Finite Elemente Modells erfolgt in den in Kap. II-1.3 erläuterten Schritten.

1.6.1 Modellkonfigurationen

Im ersten Arbeitsschritt wird die äußere Geometrie des Modells in einem Verhältnis 1:1 zur Natur abgebildet. Alle dazu notwendigen Informationen werden den Interpretationen der reflexions- und refraktionsseismischen Daten entnommen (Abb. I-3.4). Das FE Gitter erstreckt sich über eine Gesamtlänge von 115 km (Abb. II-1.25). Am seewärtigen bzw. südlichen Ende hat das Modell eine Mächtigkeit von 5 km und an seiner landwärtigen Grenze von 13 km. Die Basis des Modells bildet das Top der ozeanischen Platte. Im gesamten Abschnitt unterhalb des Akkretionskeils beträgt $\beta = 3^\circ$. Die abtauchende Platte wird äquivalent den vorangegangenen Untersuchungen nicht betrachtet. Die Oberflächengeometrie wird sowohl den reflexionsseismischen als auch den bathymetrischen Daten entnommen. Ab dem ersten vollständig ausgebildeten Rücken wird für den Akkretionskeil ein Hangneigungswinkel von 2° festgelegt.

Netzgenerierung

Basierend auf der äußeren Geometrie wird im nächsten Schritt das Finite Elemente Netz generiert. Es werden äquivalent den bisherigen Modellen 2-dimensionale Schalenelemente mit 8 Knotenpunkten verwendet. Der Abstand zwischen den einzelnen Schalen beträgt 1.0×10^{-4} m, mit der Voraussetzung, dass die Spannungen auf der z-Achse konstant sind.

Untersuchungen zur Zellengröße zeigen, dass ab einer Gitterweite von maximal 500×600 m bzw. minimal 80×400 m bei einer Verfeinerung des FE Netzes die Spannungswerte sich nur um 0.1% ändern. Die Scherspannungsmuster bleiben dabei unverändert. In Hinblick auf den Rechenzeitaufwand kann mit dieser Zellengröße somit eine hinreichende Genauigkeit erreicht werden.

Das in den folgenden Simulationen verwendete Finite Elemente Gitter umfasst 15000 Elemente.

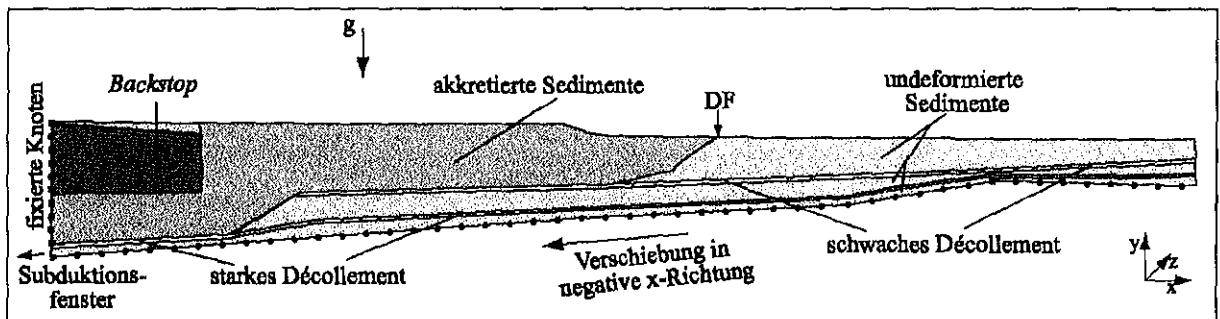


Abb. II-1.26: Eine schematische Darstellung des anhand der seismischen Daten aufgebauten Finite Elemente Modells. Dargestellt sind die festgelegten Materialgrenzen und die Randbedingungen.

Festlegung der Materialgrenzen

In diesem FE Gitter werden in Anlehnung an die generellen Untersuchungen vier verschiedene Materialbereiche definiert. Die Lage bzw. die Grenzen zwischen den einzelnen Materialien ergeben sich aus der Interpretation der seismischen Daten. Ein Großteil des Modells wird durch den Akkretionskeil gebildet, welcher aus akkretierten Sedimenten aufgebaut ist. Diese erstrecken sich vom landwärtigen Ende des Modells bis zur Deformationsfront. Die untere Begrenzung der akkretierten Sedimente wird durch die Basis sowie die Flanke des basal akkretierten Körpers und die Lage des Abscherhorizontes der frontalen Schuppen vorgegeben. Im landwärtigen Abschnitt des Akkretionskeils wird zudem einem Bereich Materialeigenschaften eines *Backstop* zugewiesen. Auf diesen aufgelagert ist eine geringmächtige Schicht undeformierter Sedimente. Der übrige Modellbereich wird aus undeformierten Sedi-

menten aufgebaut. In diese Sedimente sind zwei Schichten mit einer Mächtigkeit von jeweils 400 m eingelagert. Der hangenden werden die Materialeigenschaften einer schwachen Décollementzone und der liegenden die einer starken Décollementzone zugewiesen. Erstere befindet sich an der Deformationsfront in einer Tiefe von 4.5 km und bildet zudem die Basis der akkretierten Sedimente bis an die Flanke des basal akkretierten Körpers heran und endet in diesem Punkt. Die liegende Schicht befindet sich an der Deformationsfront in einer Tiefe von 5.5 km und bildet zudem die Basis des Bereichs basaler Akkretion. Diese Lage erstreckt sich horizontal über das gesamte Modell.

Definition der Randbedingungen

Auch in diesem Modellaufbau ist die abtauchende ozeanische Platte nicht integriert. Infolge dessen wird die Subduktion der Arabischen Platte durch eine an den basalen Knotenpunkten angreifende Verschiebung in negative x -Richtung simuliert (*Abb. II-1.25*). Aufgrund der geneigten Basis des Modells werden die Verschiebungen jeweils in ihre x - und y -Komponente zerlegt. Durch die genaue Festlegung der Verschiebung der basalen Knoten bilden diese wiederum eine starre Unterfläche.

In diesem Modell haben die landwärtigen Knoten des *Backstops* und der akkretierten Sedimente einen Freiheitsgrad gleich Null. Diese Knotenpunkte werden fixiert und bilden damit eine starre Rückwand. Allen anderen Knoten des Modells ist es erlaubt, sich in x - und in y -Richtung frei zu bewegen. Demzufolge können am landwärtigen Ende die unterhalb der akkretierten Sedimente liegenden Knoten das Modell in negative x -Richtung verlassen. Es ist damit in diesem Modellaufbau Subduktion erlaubt (*Abb. II-1.25*). Das Subduktionsfenster hat eine Mächtigkeit von 1.4 km.

Des Weiteren wirkt eine konstante Gravitationskraft zu jedem Zeitpunkt auf alle Knoten und Elemente des Modells. Ein Aufbrechen der Knotenpunkte bei Überschreiten der kritischen Scherspannungen ist wiederum nicht erlaubt, d.h. es kann kein echtes Gleiten innerhalb des FE Modells simuliert werden

1.6.2 Ergebnisse der Finite Elemente Simulationen

Aufgrund der Einschränkung der Konvergenz werden im folgenden nur zwei Zeitschritte der Scherspannungsentwicklung für das Modell des Makran Akkretionskeils gezeigt (*Abb. II-1.26*). Zudem werden zur besseren Veranschaulichung die jeweiligen Verschiebungen im Keil dargestellt. Im ersten Konvergenzschritt nach ca. 1m Versatz an der Basis lassen sich anhand der Verschiebungen im gesamten Akkretionskeil keine Strukturen, die auf eine beginnende lokalisierte Deformation hindeuten, identifizieren. Anhand des Scherspannungsmusters wird ein lokales Spannungsmaximum im Bereich der Deformationsfront bzw. des Überganges vom undeformierten zum akkretierten Sediment oberhalb der hangenden Schwächeschicht ausgebildet. Die hier akkumulierten Scherspannungen liegen aber unter 1 MPa. Ein zweites Spannungshoch zeichnet die landwärtige Flanke des Bereichs basaler Akkretion nach. Hier erreichen die Scherspannungen Werte von ~ 2 MPa. Ausgehend von diesem Spannungspunkt werden nach ca. 100 m Konvergenz hohe Scherspannungen in einer ~ 2 km mächtigen Schicht an der Basis der akkretierten Sedimente akkumuliert. Die maximalen Scherspannungen in diesem Bereich betragen 10 MPa. Die Form dieser Spannungswolke deutet daraufhin, dass bei fortschreitender Konvergenz sich dieses Spannungshoch weiter in Richtung der Deformationsfront ausbilden würde. Parallel dazu zeigt das Verschiebungsfeld nur oberhalb der schwachen Schicht aktive Versätze in den Gittern an. Dabei nehmen die Verschiebungen sowohl von seewärtiger als auch landwärtiger Seite in Richtung der Deformationsfront zu und erreichen in den undeformierten Sedimenten direkt vor dem Übergang zum Akkretionskeil ein Maximum. Der Gradient der Verschiebungen ist dabei von seewärtiger Seite deutlich höher als in entgegengesetzter Richtung.

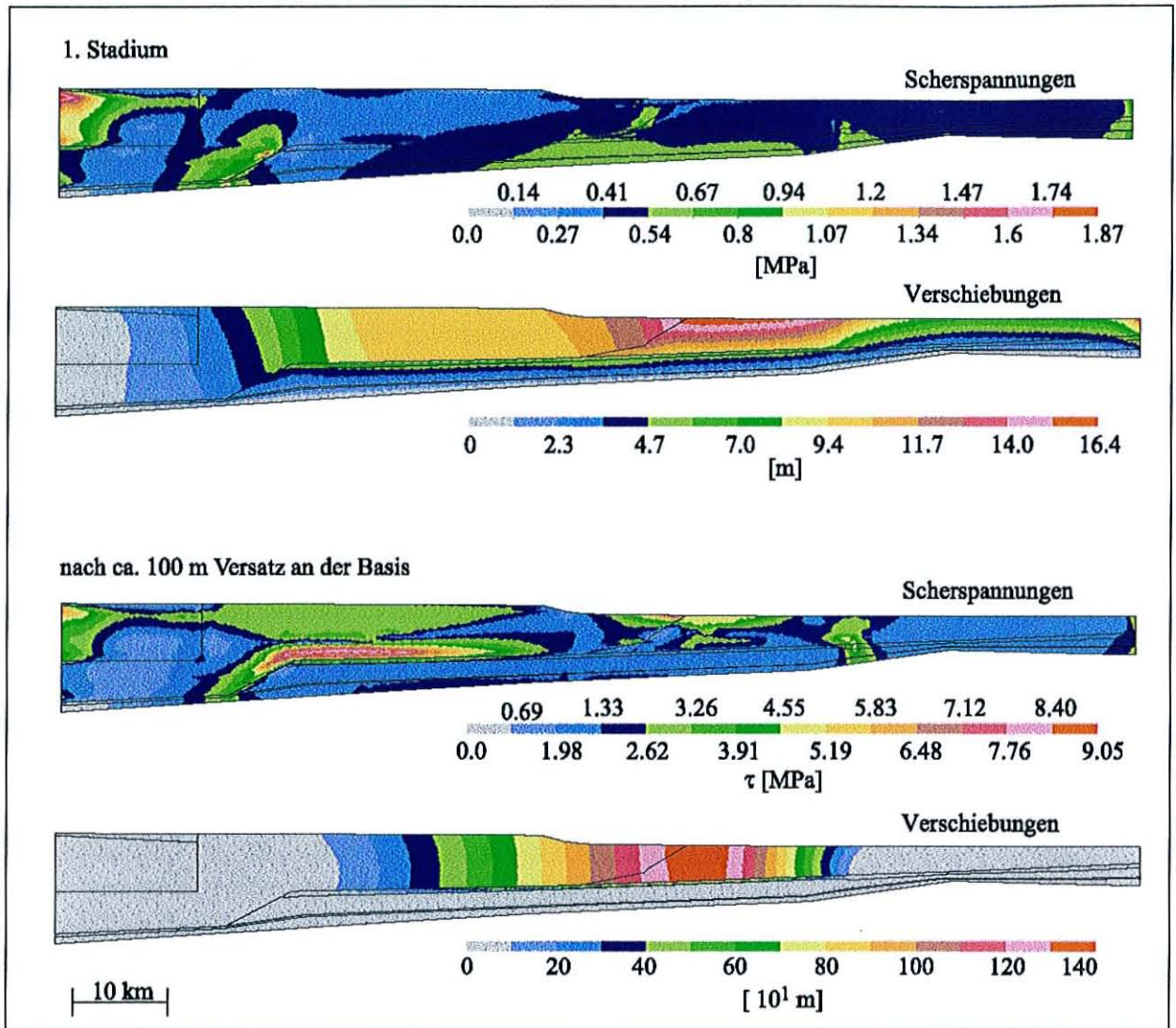


Abb. II-1.27: Spannungsentwicklung im Modell des Makran Akkretionskeils.

Der Lösungsalgorithmus bricht bei diesem Modellaufbau in allen Simulationen spätestens bei 120 m Verschiebung an der Basis ab. Da die Komplexität des Modells eine mögliche Ursache für dieses Konvergenzproblem darstellt, werden verschiedene Vereinfachungen des Modellaufbaus vorgenommen. In Anlehnung an die Untersuchungen des Einflusses der horizontalen Ausdehnung der undeformierten Sedimente im Fall eines allgemeinen Modells eines Akkretionskeils (Kap.II-1.2.3) wird beispielsweise das FE Gitter in seewärtiger Richtung erweitert. Des weiteren wird die Subduktion unterbunden und alle landwärtigen Knotenpunkte festgehalten. Mit Hilfe dieser Vereinfachungen konnte dieses Problem nicht gelöst werden. In einem nächsten Schritt wird die liegende, flache Schicht mit den Eigenschaften eines Décollements hoher Reibung aus dem Modell entfernt. Auch mit dieser Einschränkung iterierte der Lösungsalgorithmus nur bis zu Verschiebungsbeträgen von einigen Zehner Metern an der Basis. Weitere Vereinfachungen des geometrischen Aufbaus würden deutliche Einschränkungen gegenüber der Geometrie des Makran Akkretionskeils bedeuten und damit wegführen von der eigentlichen Fragestellung der Untersuchung des Deformationsverhaltens im *forearc* Bereich der Makran Subduktionszone. Entsprechende Simulationen würden wiederum nur prinzipielle Aussagen zu Akkretionskeilen liefern und nicht an einem konkreten natürlichen Fallbeispiel angelegt sein.

Neben der Geometrie wurden auch die Materialparameter variiert. Eine Änderung der Dichten, der Kohäsionen, der Poissonzahlen und des *work hardening* Parameters hat einerseits keinen Einfluss auf das Spannungsfeld und die Spannungsmagnituden und andererseits auch nicht auf das Konvergenzverhalten. Demgegenüber führen bereits geringfügige Änderungen der Reibungseigenschaften bzw. der Elastizitätsmoduln der akkretierten Sedimente und der als Décollement definierten Schichten dazu, dass die Modelle auch bei sehr kleinen Verschiebungen nicht mehr

iterieren. Das Verhältnis der Materialeigenschaften weicht dabei deutlich gegenüber dem des natürlichen Systems ab, so dass der Lösungsalgorithmus keinen Gleichgewichtszustand für diese veränderten Parameter finden kann. Das Modell erweist sich als höchst sensitiv gegenüber diesen Parametern. Dies bestätigt die Schlüsselfunktion dieser Materialparameter auf die Mechanik im *forearc*. Diese Simulationen zeigen zudem, dass das im Rahmen der Materialsensitivitätsstudien entwickelte Parameterset das Verhältnis der Elastizitätsmoduln und den Kontrast zwischen den Reibungseigenschaften der einzelnen Materialien sehr gut widerspiegelt.

1.6.3 Zusammenfassung & Interpretation

Mit den im Rahmen der Parametersensitivitätsstudien entwickelten Materialsets können die Bedingungen im Makran Akkretionskeil gut abgebildet werden. Zudem hat sich auch anhand dieser FE Modelle die Schlüsselfunktion des E-Moduls der akkretierten Sedimente und der Reibungseigenschaft des *Décollements* bestätigt. Dabei ist zu beachten, dass diese Materialparameter nicht direkt auf die Natur übertragen werden dürfen, sondern nur eine Aussage zum Verhältnis zwischen den Eigenschaften der einzelnen Materialien machen.

Wie bereits die Ergebnisse der vorangegangenen Parameterstudien zeigen, ist für die Bildung des frontalen Akkretionskeils in Makran ein *Décollement* mit geringer Reibung verantwortlich. Nur für basale Reibungen von 12° bzw. 17° bilden sich im Akkretionskeil mit einer internen Reibung von 35° Scherspannungsmuster aus, die als frontale Überschiebungen interpretiert werden können. Zudem haben die grundsätzlichen Untersuchungen gezeigt, dass nur bei einem Reibungswinkel von 32° basisparallel Scherspannungen akkumuliert werden.

Simulationen mit einer internen Reibung der hangenden Schwächezone in Makran von 12° bzw. 17° bei gleichzeitiger interner Reibung der Sedimente von 35° haben gezeigt, dass das Modell nur bei 17° ein interpretierbares Ergebnis liefert. Überträgt man dies auf die Natur, so ergibt sich aus der anhand der seismischen Daten bestimmten Reibung des *mid - level Décollements* von 12° eine interne Reibung der umgebenden Sedimente von 24.5°. Dieser Wert korreliert gut mit dem in Makran für die Sedimente des Akkretionskeils bestimmten Reibungswinkel von 23° (Kukowski et al., 2001). Anhand dieser Simulationen ergibt sich für den Reibungskontrast zwischen dem *mid - level Décollement* und dem umgebenden Sediment ein Wert von ~ 200%.

Da anhand der FE Simulationen keine Aussagen über die Kinematik der basisparallelen Störungen im Fall einer basalen hohen Reibung gemacht werden kann, können diese nicht als basale Akkretionsschuppen interpretiert werden. Unter der Annahme, dass nur bei einer hohen basalen Reibung die Scherspannungen überhaupt Muster zeigen, welche eine solche Interpretation zulassen, so könnte man davon ausgehen, dass die tiefergelegene potentielle Scherfläche in Makran eine Reibung von 32° haben muss. Für dieses *Décollement* berechnet sich aus dem Verhältnis der internen Reibung der Sedimente (35°) und der *Décollementzone* (32°) anhand des in der Natur bestimmten Reibungswinkel des Keilmaterials von 23° eine basale Reibung von 21°. Anhand dieser Simulationen ergibt sich somit für den Reibungskontrast zwischen dem tiefergelegenen, starken *Décollement* und den Keilsedimenten ein Wert von 110%. Der Kontrast zwischen dem schwachen *mid - level* und dem tiefergelegenen *Décollement* liegt somit bei ~ 180%.

Zudem zeigen diese Simulationen, dass in der hangenden schwachen Schicht bereits nach 100 m Konvergenz höhere Scherspannungen akkumuliert werden. Diese übersteigen zu diesem Zeitpunkt noch nicht die kritischen Werte. Dies bestätigt, dass durch eine schwache *Décollementzone* bereits unmittelbar nach Einsetzen der Subduktion hohe Scherspannungen an die Oberplatte übertragen werden. Die dabei erzeugten Scherspannungen zeigen noch keine lokalisierte Deformation sowohl im Akkretionskeil als auch vor der Deformationsfront an. Es werden somit in der 2 km mächtigen Schicht oberhalb der schwachen *Décollementzone* deutlich höhere Scherspannungen als in dieser Schicht selbst akkumuliert. Parallel dazu liefert aber das Verschiebungsfeld maximale Beträge im Bereich vor der Deformationsfront. Anhand der Verschiebungsmaxima kann die Position einer neuen potentiellen frontalen Überschiebung identifiziert werden. Der hohe Verschiebungsgradient aus seewärtiger Richtung deutet dabei die zunehmende Verkürzung in den undeformierten Sedimenten vor der Deformationsfront an. Dies korreliert mit Beobachtungen aus Porositätssimulationen, die ebenfalls maximale Verkürzungen in den undeformierten Sedimenten zeigen, die in Richtung einer neuen Deformationsfront zunehmen (Morgan et al., 1994). Die von der Deformationsfront in Richtung des *Backstops* abnehmende Verschiebung beschreibt die deutlich geringeren Verkürzungsbeträge im Akkretionskeil.

Betrachtet man diese Scherspannungsverteilung unter dem Gesichtspunkt der Lokalisation von Plattengrenzflächenbeben, so liefert dies eine möglicherweise einen Hinweis darauf, dass auch Plattengrenzflächenbeben nicht

innerhalb der Scherzone selbst, sondern im untersten Bereich der Oberplatte ausgelöst werden können. Diese Hypothese müsste aber in weiteren umfangreichen Experimenten, in denen es den FE Gittern möglich ist, bei einem Überschreiten der kritischen Scherspannungen aufzubrechen und damit ein echtes Scherverhalten zu simulieren, weiter getestet und überprüft werden.

Die eingeschränkte Konvergenz des Modells nur bis zu einem Versatz an der Basis von ~ 120 m bestätigt, dass aufgrund der hohen Sensitivität eines solch komplexen Modells umfangreiche Parameterstudien, äquivalent denen an einem einfachen Modell gezeigten, unmöglich sind. Vor der eigentlichen Betrachtung eines natürlichen Systems sind somit stets umfangreiche Untersuchungen unter generellen Bedingungen notwendig.

1.7 Implikationen für weitergehende Untersuchungen

Mit der Identifizierung des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente und der basalen Reibung als Schlüsselfaktoren für die Scherspannungsverteilung bestätigt sich der Einfluss der mechanischen Eigenschaften speziell der Reibungseigenschaften des Décollements auf die Deformationsprozesse im *forearc* Bereich von Subduktionszonen (Karig, 1986; Gutscher et al., 1996; Adam et al., in prep; Kukowski et al., in press). Die Bedeutung dieser Materialgrößen konnte auch bereits anhand der Untersuchung der Mechanik des Makran Akkretionskeils an einem natürlichen Fallbeispiel bewiesen werden.

Es ergibt sich nun die Fragestellung, ob diese Materialparameter auch bei großen Deformationen, bei kontinuierlicher Subduktion über längere Zeiträume während des Keilwachstums, einen ebensolchen Einfluss auf die Mechanik und Kinematik im *forearc* Bereich haben. Zudem ist es mit der Methode der Finiten Elemente aufgrund der Betrachtung eines Kontinuums nicht möglich, Aussagen über Partikelpfade und damit zum Massentransfer zu machen. Des weiteren sollen die aus den Ergebnissen der FE Simulationen gewonnenen Informationen zur Reibungsverteilung im Bereich der Makran Subduktionszone durch weitere Untersuchungen bezüglich der Keilevolution bestätigt werden.

Da einerseits die basale Reibung am Décollement als einer der wesentlichen Steuerfaktoren identifiziert wurde und andererseits aus den reflexionsseismischen Daten Aussagen zu den Reibungseigenschaften des *mid - level* Décollements und der Sedimente gemacht werden können, soll im Folgenden der Schwerpunkt auf der weiterführenden Betrachtung des Einflusses der Reibungseigenschaften liegen.

ihres Einflusses auf Langzeitprozesse untersucht werden. Andererseits werden analoge Experimente durch umfangreiche Materialparameterstudien sowie durch quantitative Informationen zu Interpartikelspannungen ergänzt.

1.1 Das Programm TRUBALL

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Diskrete Elemente Software TRUBALL verwendet. Dieses Programm basiert auf der von Peter Cundall (1974, 1978) für die Betrachtung 2-dimensionaler Fälle entwickelten DEM - Software BALL. Diese Simulationstechnik wurde ursprünglich entwickelt, um dynamische Molekülmodelle zu untersuchen (Cundall & Strack, 1979). Der Quellcode wurde von den Entwicklern Cundall und Strack (1978) nach Beendigung des durch die National Science Foundation geförderten Projektes für wissenschaftliche Verwendungen freigegeben. Die unter dem Betriebssystem UNIX arbeitende Software wurde mit Hilfe eines FORTRAN 77 Compilers auf einer SUN Enterprise kompiliert.

Das Programm TRUBALL basiert auf der Untersuchung der durch gegebene Randbedingungen in einem System ausgelösten Verschiebungen (*displacements*) einzelner Partikel und der dabei an den Kontaktpunkten von zwei Teilchen wirkenden Kontaktkräfte (*contact forces*), Normal- und Scherkräfte. Die Verschiebungen der Partikel innerhalb des Modells sind das Ergebnis der Übertragung bzw. der Ausbreitung der Randbedingungen. Man kann deshalb von einer dynamischen Prozesssimulation sprechen. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Randbedingungen im Modell fortpflanzen, ist eine Funktion der physikalischen Eigenschaften der betrachteten Partikel. Das Programm TRUBALL simuliert dabei Partikel, die einer Mohr-Coulomb Rheologie gehorchen (Cundall & Strack, 1978).

Die Aufgabe des Lösungsalgorithmus ist es, die wirkenden Kontaktkräfte und Verschiebungen am Ende eines Rechenschritts, zu dem ein Kräftegleichgewichtszustand des Systems erreicht wird, zu berechnen. Das Erreichen des Gleichgewichts wird durch entsprechend kleine Zeitschritte gewährleistet. Die Zeitschrittweite ist so zu wählen, dass Störungen nur bis zum nächstgelegenen Partikel übertragen werden. Des weiteren wird von einer konstanten Geschwindigkeit und Beschleunigung jedes Teilchens innerhalb eines Rechenschrittes ausgegangen. In einem solchen quasi-stationären System ist sicherzustellen, dass die Summe aller an einem Teilchen angreifenden Kräfte klein ist im Verhältnis zur Summe der Randbedingungen. Sollte dies nicht gewährleistet sein, ist die Trägheit des Teilchens die dominierende Antriebskraft der Bewegung (Haff, 1993), d.h. es wird nicht mehr die Ausbreitung einer durch Randbedingungen induzierten Störung untersucht.

Aus der Summe aller an einem Teilchen angreifenden Kräfte lassen sich mit Hilfe des 2. Newton'schen Grundgesetzes die jeweiligen Verschiebungen der einzelnen Partikel berechnen, woraus sich wiederum ihre neue Lage im Modell ergibt. Die Verschiebungsbeträge dürfen dabei beliebig groß sein, ohne die Stabilität des Modells zu gefährden. Dies ermöglicht die Untersuchung großer Deformationen.

Ein Modellgebiet kann somit für jeden Zeitschritt über das 2. Newton'sche Grundgesetz und die wirkenden Kraft-Verschiebungsgesetze vollständig beschrieben werden. Diese Kraft-Verschiebungsgesetze wurden durch die Auswertung photo-elastischer Experimente (Dantu, 1957; Wakabayashi, 1957) exakt bestimmt (Cundall & Strack, 1978). Die Analyse der wirkenden Kräfte erfolgt nach De Josselin de Jong & Verruijt (1969). Die berechneten Kontaktkräfte und Verschiebungen wurden dabei stets mit photo-elastischen Experimenten abgeglichen. Es zeigte sich eine gute Reproduzierbarkeit der analytischen Ergebnisse mit der Diskrete Elemente Methode, was eine gute Annäherung des mechanischen Verhaltens natürlicher Systeme in der Numerik gewährleistet (Cundall & Strack, 1979).

1.1.1 Allgemeiner Berechnungsalgorithmus der Kontaktkräfte und Verschiebungen

Zur Beschreibung des Berechnungsalgorithmus der wirkenden Kontaktkräfte, Normal- und Scherkräfte, sowie der Verschiebungen der einzelnen Partikel dient ein einfacher Versuchsaufbau (*Abb. III-1.1*). Es werden dazu zwei Scheiben (g, h) betrachtet. Diese Scheiben werden im Unterschied zu den Finiten Elemente Gitterzellen als echte 2-dimensionale 'Körper' definiert mit einer 'Dicke' von $z = 0$. Aus der Betrachtung dünner Scheiben ergibt sich eine Anwendung auf die Untersuchung 2-dimensionaler Fälle.

Die beiden Scheiben (g, h) werden zu Versuchsbeginn durch zwei starre Grenzflächen ungestört und undeformiert nebeneinander gehalten.

Zum Startzeitpunkt ($t = t_0$) haben beide Scheiben einen gemeinsamen Kontaktpunkt B sowie zwei weitere Kontaktpunkte A und C mit den Grenzflächen. Zu diesem Zeitpunkt sind die wirkenden Kontaktkräfte gleich Null und beide Scheiben weisen keine Deformationen auf. Der Vektor 1 stellt den Kraftvektor der wirkenden Normalkraft und der Vektor 2 den der angreifenden Scherkraft dar.

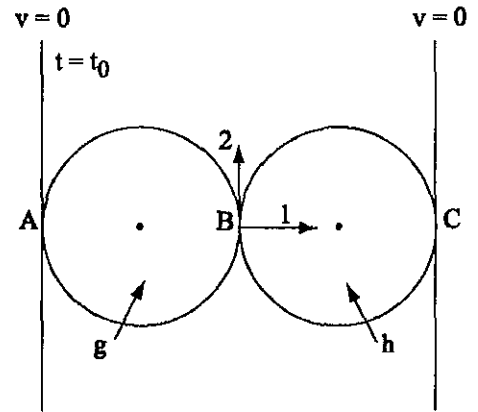


Abb. III-1.1: Versuchsaufbau zur Beschreibung des Berechnungsalgorithmus der Kontaktkräfte und Verschiebungen zum Zeitpunkt $t = t_0$, (Abkürzungen und Symbole siehe Text).

Im ersten Rechenschritt werden die starren Grenzflächen mit einer konstanten Geschwindigkeit (v) in entgegengesetzte Richtung aufeinander zu bewegt (Abb. III-1.2).

Unter der Annahme, dass sich Störungen während eines Zeitschrittes nur auf benachbarte Scheiben übertragen dürfen, behalten während des Zeitintervalls $t_0 \rightarrow t_1$ die beiden Scheiben ihre ursprüngliche Position bei. Die sich nach der Verschiebung ergebenden neuen Kontaktpunkte A' und C' definieren sich als Mittelpunkt zwischen den Punkten A'_w und A'_d bzw. C'_w und C'_d .

A'_w (C'_w) ergeben sich dabei aus der neuen Lage der Grenzfläche nach den Verschiebungen und A'_d (C'_d) aus der neuen Position der Scheibe.

Die relative Verschiebung $(\Delta n)_{A't_1}$ am Punkt A' bzw. C' am Ende des Zeitintervalls $t_0 \rightarrow t_1$ errechnet sich aus der Differenz von A'_d und A'_w (bzw. C'_d und C'_w).

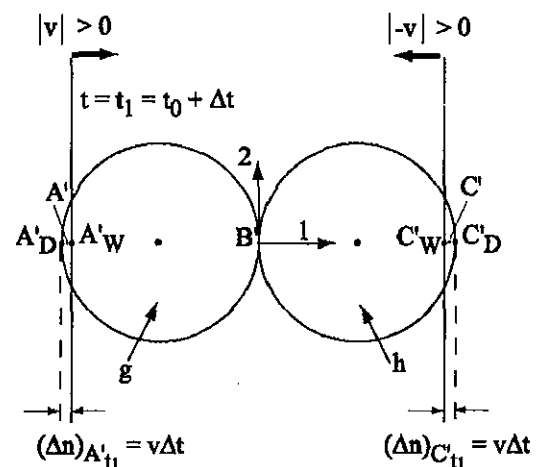


Abb. III-1.2: Zum Zeitpunkt t_1 wurden beide Grenzflächen um den Betrag $\Delta n = v\Delta t$ verschoben. Diese Randbedingung hat Deformation an den Punkten A und C zur Folge.

Diese Verschiebung der 'Wände' hat eine Deformation an den Kontaktpunkten A und C zur Folge. Die Verschiebung von A'_w relativ zu A'_d ist ein Maß für die Deformation innerhalb eines Zeitschrittes. Die Magnitude der Deformation zum Zeitpunkt t_1 an den Kontaktpunkten A' und C' ist identisch der 'Überlappung' der Grenzflächen mit den Scheiben. Die Verschiebung bzw. Deformation an den einzelnen Punkten A' und C' berechnet sich jeweils aus:

$$(46) \quad \Delta n = v\Delta t.$$

Aus der durch die gegebenen Randbedingungen ausgelösten Verschiebung, d.h. aus der 'Überlappung' von Wand und Scheibe, lassen sich mit Hilfe eines inkrementellen Kraft - Verschiebungsgesetzes die bei der elastischen Deformation an den Punkten A und C angreifenden Kontaktkräfte berechnen:

$$(47) \quad \Delta F_n = k_n \Delta n_{n1},$$

wobei ΔF_n das Inkrement der wirkenden Normalkraft darstellt und k_n die Normalsteifigkeit beschreibt. Auf die exaktere Beschreibung der Kraft - Verschiebungsgesetzes wird unter Kap. III-1.1.2 detailliert eingegangen. Die

wirkende Normalkraft, dargestellt durch Vektor 1, wird positiv von Scheibe g zu h gerichtet angenommen. Damit ergibt sich für die Summe der Normalkräfte beider Scheiben g und h zum Zeitpunkt t_1 :

$$(48) \quad \Delta F_{(g)1} = k_n (\Delta n_{t1}) \quad \Delta F_{(h)1} = -k_n (\Delta n_{t1}).$$

Aus der Summe aller wirkenden Kräfte lassen sich mit Hilfe des 2. Newton'schen Grundgesetzes die jeweiligen Beschleunigungen, die die beiden Scheiben erfahren, berechnen:

$$(49) \quad a_{(g)1} = F_{(g)1} / m_{(g)} \quad a_{(h)1} = F_{(h)1} / m_{(h)},$$

wobei $a_{(g)1}$ die Beschleunigung der Scheibe g zum Zeitpunkt t_1 und $a_{(h)1}$ die der Scheibe h zum Zeitpunkt t_1 angibt. Beide werden jeweils in positiver Richtung 1 und konstant für das Zeitintervall $t_1 \rightarrow t_2$ angenommen. $m_{(g)}$ bzw. $m_{(h)}$ geben die Flächenmasse der jeweiligen Scheibe an.

Aus der Integration der Beschleunigungen nach der Zeit ergeben sich die Geschwindigkeiten der beiden Scheiben für das Zeitintervall $t_1 \rightarrow t_2 = t_0 + 2\Delta t$:

$$(50) \quad v_{(g)2} = \left[\int a_{(g)1} dt \right]_{t2} = [F_{(g)1} / m_{(g)}] \Delta t \quad v_{(h)2} = \left[\int a_{(h)1} dt \right]_{t2} = [F_{(h)1} / m_{(h)}] \Delta t.$$

Die Geschwindigkeiten der beiden Scheiben g und h werden als konstant für dieses Zeitintervall angenommen.

Zum Zeitpunkt t_2 werden aufgrund der während des Zeitintervalls $t_1 \rightarrow t_2$ angreifenden Beschleunigungen beide Scheiben am gemeinsamen Kontaktpunkt B gegeneinander verschoben (Abb. III-1.3). Die starren Wände behalten dabei ihre Positionen bei, d.h. A'_w ist gleich A''_w .

Die am Punkt B'' ausgelöste Verschiebung führt zur 'Überlappung' der beiden Scheiben. Diese 'Überlappung' stellt dabei ein Maß für die Deformation am Punkt B'' dar.

Die sich nach der Deformation ergebenden relativen Verschiebungen an den Kontaktpunkten A'', B'' und C'' lassen sich mit Hilfe der Gleichungen (51) - (53) unter Verwendung von (47) und (48) berechnen. Die relativen Verschiebungen werden positiv im Fall von Kompression angegeben.

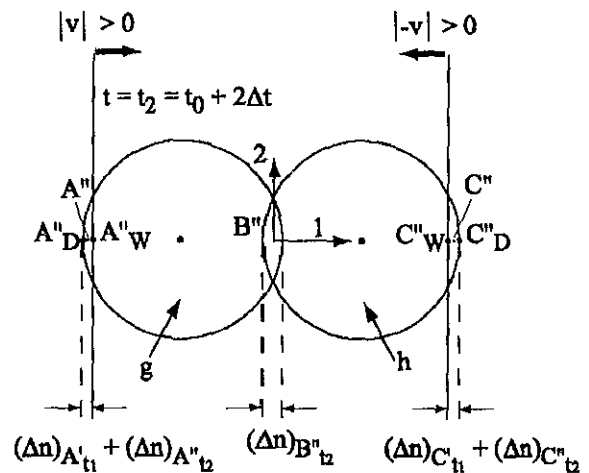


Abb. III-1.3: Zum Zeitpunkt t_2 werden beide Scheiben am Kontaktpunkt B'' gegeneinander verschoben.

$$(51) \quad (\Delta n_{(A)})_{t2} = (v - [F_{(g)1} / m_{(g)}] \Delta t) \Delta t.$$

$$(52) \quad (\Delta n_{(B)})_{t2} = ([F_{(g)1} / m_{(g)}] \Delta t - [F_{(h)1} / m_{(h)}] \Delta t) \Delta t.$$

$$(53) \quad (\Delta n_{(C)})_{t2} = ([F_{(g)1} / m_{(g)}] \Delta t) - [-v] \Delta t.$$

Dieser Berechnungsalgorithmus, hier gezeigt für einen einfachen 2-Scheiben - Fall, wird für jeden Zeitschritt für alle Scheiben-Scheiben- bzw. Grenzflächen-Scheiben - Kontakte eines DEM - Modells wiederholt.

Alle an einer Scheibe angreifenden Kontaktkräfte werden jeweils aus dem Kraft - Verschiebungsgesetz (46) berechnet. Aus der Summe aller an einer Scheibe angegebenen Kräfte ergibt sich eine resultierende Gesamtkraft für diese Scheibe, aus der mit (47) die neue Verschiebung bzw. neue Position berechnet werden kann.

1.1.2 Das Kraft - Verschiebungsgesetz

Die an einer Scheibe angreifenden Kontaktkräfte, Normal- und Scherkräfte, errechnen sich mittels des Kraft - Verschiebungsgesetzes (47) aus der Überlappung mit benachbarten Scheiben, d.h. der Deformation, die diese erfährt, und der Steifigkeit der Scheiben. Die Deformation, die einzelne 2-dimensionale Körper pro Zeitschritt erfahren, ist relativ zur globalen Verformung als gering anzusehen. Die Scheiben werden zudem als starre Körper betrachtet, weshalb die Deformation primär als relative Verschiebung der Körper angesehen werden kann.

Zur detaillierten Beschreibung des Kraft - Verschiebungsgesetzes werden auch in der nachfolgenden Herleitung zwei einzelne Scheiben $g_i(g_x, g_y)$ und $h_i(h_x, h_y)$ betrachtet (Abb. III-1.4a). Die Geschwindigkeiten bzw. die Beschleunigungen der jeweils betrachteten Scheiben werden dabei stets als erste bzw. zweite Ableitung des Weges nach der Zeit angegeben. Die Komponenten der Geschwindigkeitsvektoren der Scheiben (g, h) lauten somit

$$(54) \quad \dot{g}_i = (\dot{g}_x, \dot{g}_y) \text{ und } \dot{h}_i = (\dot{h}_x, \dot{h}_y).$$

Die Winkelgeschwindigkeiten werden angegeben als:

$$(55) \quad \dot{\Theta}_{(g)} \text{ und } \dot{\Theta}_{(h)}.$$

Diese werden entgegen dem Uhrzeigersinn als positiv angenommen.

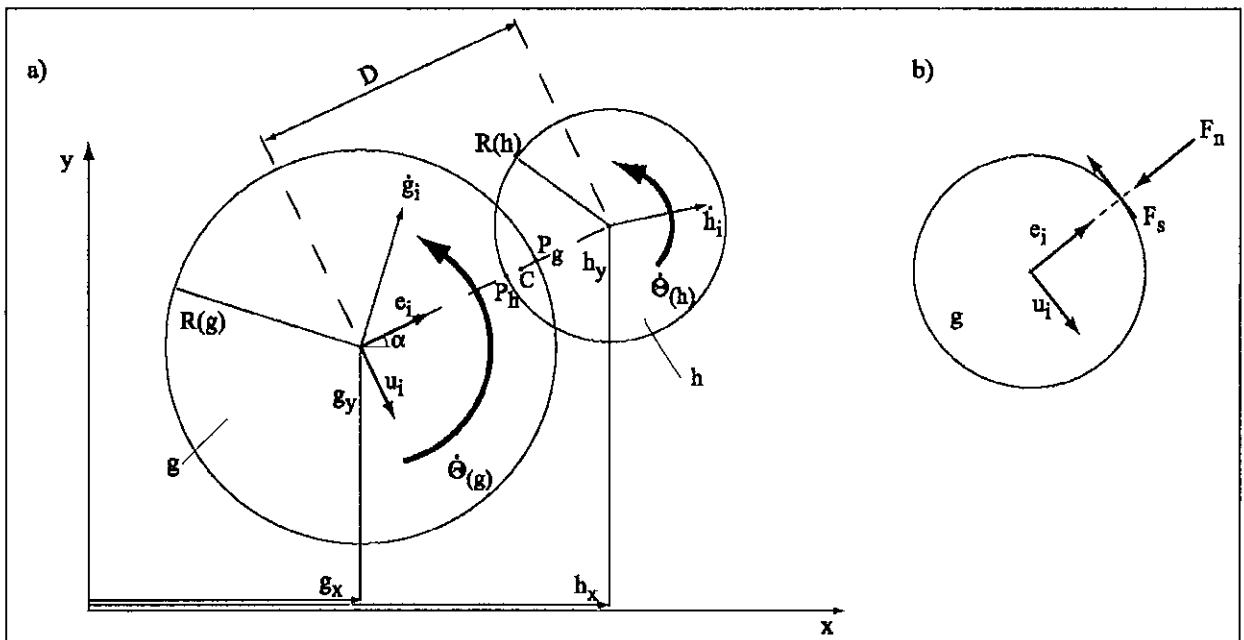


Abb. III-1.4: Das Kraft - Verschiebungsgesetzes wird anhand der Scheiben g und h hergeleitet (a). Die Orientierung der wirkenden Kräfte ergibt sich aus Abbildung b), (Bezeichnungen siehe Text).

Die beiden Scheiben treten in Kontakt (Abb. III-1.4a), wenn der Abstand D zwischen den Mittelpunkten kleiner wird als die Summe beider Radien ($R_{(g)}$ und $R_{(h)}$). In diesem Fall lassen sich die relative Verschiebung am Kontaktpunkt C durch Integration der relativen Geschwindigkeiten der beiden Scheiben zueinander berechnen. Diese ist definiert als Verschiebung des Punktes P(g) relativ zu P(h). Zur Berechnung dieser Verschiebung werden zwei normierte Einheitsvektoren e_i und u_i eingeführt:

$$(56) \quad e_i = \frac{y_i - x_i}{D} \quad u_i = (e_y - e_x).$$

Der Vektor e_i hat seinen Ursprung im Mittelpunkt der Scheibe g und der Vektor u_i wird um 90° im Uhrzeigersinn zu e_i rotiert (Abb. III-1.4b).

Die Geschwindigkeit des Punktes P(g) relativ zu P(h) berechnet sich somit aus:

$$(57) \quad \dot{G}_i = (\dot{g}_i - \dot{h}_i) - (\dot{\Theta}_{(g)} R_{(g)} + \dot{\Theta}_{(h)} R_{(h)}) u_i .$$

Die Normal- (n) und Tangentialkomponenten (s) der relativen Geschwindigkeiten ergeben sich durch Projektion auf die normierten Einheitsvektoren e_i und t_i mit:

$$(58) \quad \dot{n} = \dot{G}_i e_i = (\dot{g}_i - \dot{h}_i) e_i - (\dot{\Theta}_{(g)} R_{(g)} + \dot{\Theta}_{(h)} R_{(h)}) u_i e_i = (\dot{g}_i - \dot{h}_i) e_i ,$$

und

$$(59) \quad \dot{s} = \dot{G}_i t_i = (\dot{g}_i - \dot{h}_i) u_i - (\dot{\Theta}_{(g)} R_{(g)} + \dot{\Theta}_{(h)} R_{(h)}) u_i u_i = (\dot{g}_i - \dot{h}_i) u_i - (\dot{\Theta}_{(g)} R_{(g)} + \dot{\Theta}_{(h)} R_{(h)}) .$$

Aus der Integration der relativen Geschwindigkeitskomponenten (\dot{n} , \dot{s}) über die Zeit ergeben sich die Komponenten Δn und Δs der relativen Verschiebungen:

$$(60) \quad \Delta n = (\dot{n}) \Delta t = \{\dot{n}\} \Delta t = \{(\dot{g}_i - \dot{h}_i) e_i\} \Delta t$$

und

$$(61) \quad \Delta s = (\dot{s}) \Delta t = \{\dot{s}\} \Delta t = \{(\dot{g}_i - \dot{h}_i) u_i - (\dot{\Theta}_{(g)} R_{(g)} + \dot{\Theta}_{(h)} R_{(h)})\} \Delta t .$$

Diese relativen Verschiebungen dienen zur Berechnung der wirkenden Normal- (ΔF_n) und Scherkräfte (ΔF_s):

$$(62) \quad \Delta F_n = k_n \Delta n = k_n \{(\dot{g}_i - \dot{h}_i) e_i\} \Delta t ,$$

$$(63) \quad \Delta F_s = k_s \Delta s = k_s \{(\dot{g}_i - \dot{h}_i) u_i - (\dot{\Theta}_{(g)} R_{(g)} + \dot{\Theta}_{(h)} R_{(h)})\} \Delta t ,$$

wobei k_n und k_s die Normal- und Schersteifigkeit darstellen. Die Vorzeichen der beiden Kontaktkräfte werden wie in **Abb. III-1.4b**) definiert. Durch die Summation aller an einer Scheibe angreifenden Kraftzunahmen (ΔF_n , ΔF_s) pro Zeitschritt und den Kontaktkräften des vorherigen Zeitschritts ($(F_n)_{N-1}$, $(F_s)_{N-1}$) lässt sich im letzten Rechenschritt die an einer Scheibe pro Zeitintervall angreifende Nettkraft (F_N) berechnen:

$$(64) \quad (F_n)_N = (F_n)_{N-1} + \Delta F_n ,$$

$$(65) \quad (F_s)_N = (F_s)_{N-1} + \Delta F_s ,$$

$$(66) \quad F_N = (F_n)_N + (F_s)_N .$$

Das Mohr-Coulomb'sche Reibungsgesetz fließt in die Definition der Scherkräfte ein:

$$(67) \quad (F_s)_{\max} = F_n \tan \Phi_\mu + C ,$$

wobei Φ_μ die Oberflächenreibungen und C die Kohäsionen angibt. Bei der Betrachtung eines Kontaktes zwischen Scheiben unterschiedlicher Eigenschaften wird stets die kleinere Reibung bzw. Kohäsion zur Berechnung von $(F_s)_{\max}$ benutzt. Für den Fall, dass $(F_s)_N$ größer ist als $(F_s)_{\max}$, wird $(F_s)_N$ gleich $(F_s)_{\max}$ gesetzt, um Gleichung (67) zu gehorchen, d.h. wenn die wirkende Scherkraft größer als die kritische Scherkraft $(F_s)_{\max}$ wird, kommt es zum Auseinanderreißen des Kontaktes zwischen den Scheiben. Dies entspräche einem Aneinandervorbeigleiten der Scheiben. $(F_s)_{\max}$ gibt bei der Übertragung auf ein natürliches System die Scherfestigkeit des Materials an.

Aus der Summe aller an einer Scheibe (h) pro Zeitschritt angreifenden Kräfte berechnet sich das resultierende Moment $\Sigma M_{(h)}$ aus:

$$(68) \quad \Sigma M_{(h)} = \Sigma F_s R_{(h)},$$

wobei $R_{(h)}$ der Radius des jeweils betrachteten Teilchens ist. Das resultierende Moment wird als positiv entgegen dem Uhrzeigersinn angenommen.

Aus dem Moment und der an dieser Scheibe angreifenden Kräfte lassen sich nach dem 2. Newton'schen Grundgesetz die neuen Beschleunigungen \ddot{h}_i bzw. $\ddot{\Theta}_i$ berechnen, die im nächsten Rechenschritt genutzt werden.

Es werden die in (62) und (63) verwendeten Geschwindigkeiten (\dot{x}_i und $\dot{\Theta}_i$) benutzt, um mit Hilfe des 2. Newton'schen Grundgesetzes die zum gegenwärtigen Zeitpunkt t_N an einer Scheibe angreifende Netzkraft (69) bzw. das Gesamtmoment (70) zu berechnen:

$$(69) \quad m_{(h)} \ddot{h}_i = \Sigma F_{(h)i},$$

und

$$(70) \quad I_{(h)} \ddot{\Theta}_i = \Sigma M_{(h)}.$$

$m_{(h)}$ gibt die Flächenmasse und $I_{(h)}$ das Trägheitsmoment der jeweiligen Scheibe an. Aus der Annahme, dass die Beschleunigung konstant innerhalb eines Zeitintervalls Δt ($t_{N-1/2} \rightarrow t_{N+1/2}$) ist, ergeben sich aus (69) und (70) die neuen Geschwindigkeiten:

$$(71) \quad (\dot{h}_i)_{N+1/2} = (\dot{h}_i)_{N-1/2} + [\Sigma F_{(h)i} / m_{(h)}]_N \Delta t,$$

$$(72) \quad (\dot{\Theta}_{(h)})_{N+1/2} = (\dot{\Theta}_{(h)})_{N-1/2} + [\Sigma M_{(h)i} / I_{(h)}]_N \Delta t.$$

Diese neuen Geschwindigkeiten werden anschließend mit Hilfe der Kraft - Verschiebungsgesetze (62) und (63) benutzt, um die Beschleunigung bzw. Geschwindigkeit jeder Scheibe für den neuen Zeitschritt zu berechnen. Die neuen Geschwindigkeiten ergeben die neue Position und Rotation jedes Körpers:

$$(73) \quad (h_i)_{N+1} = (h_i)_N + (\dot{h}_i)_{N+1/2} \Delta t,$$

$$(74) \quad (\Theta_{(h)})_{N+1} = (\Theta_{(h)})_N + (\dot{\Theta}_{(h)})_{N+1/2} \Delta t.$$

Dieser Lösungsalgorithmus wird auf jeden Körper für jeden Zeitschritt in einem Modellgebiet angewendet. Es werden dabei immer finite Differenzen der einzelnen zu bestimmenden Größen relativ zum vorhergehenden Zeitschritt in der Mitte eines Zeitintervalls betrachtet ((71) - (74)), weshalb man auch von einem zeitzentrierten System spricht.

Körperkräfte, wie Gravitation, werden bei der Berechnung der Geschwindigkeiten (71) durch Addition des Terms $m_{(h)}g_i$ zur Summenkraft $\Sigma F_{(h)i}$ berücksichtigt.

Im Programm TRUBALL erfolgt die Definition der Mohr-Coulomb'schen Rheologie anhand Gleichung (67). Die Kohäsion, die Scherfestigkeit des Materials wie auch die Oberflächenreibung zwischen den Scheiben bzw. die Interpartikelreibung haben somit einen Einfluss auf das Gleitverhalten der Scheiben in einem 'abgelagerten' System. Die sich daraus ergebende Definition der Festigkeit des Systems genügt dem Mohr-Coulomb'schen Bruchkriterium.

Ein Einfluss der Kohäsion, der sich aus der intergranularen Zementation der Scheiben ergibt, wird nicht beachtet. Es werden somit die in einem natürlichen System aus ihrer Ablagerung resultierenden Kontakte, die eine plastische

Deformation aufweisen, nicht untersucht. Dies beinhaltet zudem, dass sowohl Granulatbruch als auch diagenetische Prozesse nicht untersucht werden können. Aus diesem Grund wird mit dem Programm TRUBALL von einer Betrachtung kohäsionsloser granularer Materialien ausgegangen (Bruno & Nelson, 1991).

Demgegenüber ermöglichen andere DEM Programme die Untersuchung von Deformationsprozessen in granularen Stoffen mit Kohäsion, bei der sehr stark auf Zementationseinflüsse eingegangen wird (Zubelwicz, 1980; Kawai et al., 1981; Trent & Margolin, 1994) und erlauben zudem die Betrachtung des Verhaltens granularer Medien mit dem Ansatz einer viskosen Rheologie (Jenkins & Savage, 1983).

1.1.3 Dämpfung

Zur möglichst realistischen Beschreibung eines natürlichen Systems ist es notwendig, Dämpfungen, wie beispielsweise viskose Dämpfung und Reibungsdämpfung, zu zulassen.

Die Reibungsdämpfung tritt im Fall des 'Aneinandervorbeigleitens' der Scheiben auf, sobald die absoluten Scherkräfte an allen Kontakten der maximalen Scherfestigkeit des Materials $F_{(s)max}$ entsprechen. Für diesen Fall der Dämpfung brechen alle Kontaktpunkte auseinander und es wird keine elastische Deformation an den einzelnen Kontakten mehr ausgelöst. Alle Scheibenkontakte sind instabil. Bei ausschließlicher Anwendung der Reibungsdämpfung kann ein quasi-stationäres Gleichgewicht aller Bedingungen in einem System nicht erreicht werden (Cundall & Strack, 1978).

Viskose Dämpfung stellt gegenüber der Reibungsdämpfung die für den Lösungsalgorithmus wichtigere Art der Dämpfung dar. Sie unterteilt sich in Kontakt- und globale Dämpfung. Erstere greift in die Berechnung der relativen Geschwindigkeiten an jedem Kontakt ein. Dazu werden die Dämpfungskräfte in den Summenterm der Kraft zur Berechnung der relativen Geschwindigkeiten in (58) und (59) aufgenommen. Die Kontaktreibung kann als Stoßdämpfer, der sowohl in Normal- als auch in Scherrichtung wirkt, beschrieben werden. Viskose Dämpfung in Scherrichtung tritt nicht auf, wenn es zum Aufbrechen der Kontakte, d.h. zum Gleiten der Scheiben kommt. Für diesen Fall wirkt nur Reibungsdämpfung.

Globale Dämpfung greift demgegenüber in die Berechnung der absoluten Geschwindigkeiten der Scheiben ein und hat damit einen bedeutenderen Einfluss auf die Kalkulation der Verschiebungen bzw. der neuen Beschleunigungen pro folgendem Zeitintervall. Diese Art der 'Stoßdämpfer' wirkt sowohl auf die Geschwindigkeitsvektoren als auch auf die Rotationsgeschwindigkeit.

Obwohl die viskose Dämpfung einen wesentlichen Aspekt zur Erreichung eines Gleichgewichtsstadiums im System ausmacht, fällt der gewählten Intervalllänge eine deutlich größere Rolle zu. Der Lösungsalgorithmus rechnet nur im Fall kleiner Zeitschritte Δt stabil. Für den Fall einer zu großen Schrittweite ist die Summe aller an einer Scheibe angreifenden Kräfte bzw. Randbedingungen zu groß, d.h. die Gesamtdeformation einer Scheibe überschreitet den maximal zulässigen Wert. Dieser ergibt sich aus der Voraussetzung, dass die Deformation bzw. die Überlappung einer Scheibe wesentlich geringer als ihr Durchmesser sein muss (vgl. Kap. III-1.1.5). Die einzelnen Scheiben können einen Gleichgewichtszustand somit im Fall zu großer Intervalllängen nicht erreichen.

Die kritische Schrittweite definiert sich aus der Betrachtung einer einzelnen Scheibe, auf welche die jeweiligen Randbedingungen direkt an einer Grenzfläche aufgebracht werden, als:

$$(75) \quad \Delta t_{krit} = \sqrt{(m/k)},$$

wobei m die Flächenmasse und k die Steifigkeit des Teilchens ist. Auf die Festlegung des Schrittweite wird unter Kapitel III-1.3.3 detaillierter eingegangen.

Diese hier anhand 2-dimensionaler Scheiben gezeigte Herleitung der theoretischen Grundlagen der Diskreten Elemente Methode stellt die Basis des Programms TRUBALL dar (Cundall & Strack, 1978). Aufgrund von Weiterentwicklungen der Software (Cundall, 1988; Rothenburg & Bathurst, 1992a,b; Ting, 1992; Dobry & Ng, 1992; Ng, 1994; Morgan, 1999) können mit diesem Programm aber auch komplexere 3-dimensionale Körper zum Modellbau genutzt werden. Dies können Kugeln (Serrano & Roderiguez-Ortiz, 1973; Cundall & Strack, 1978), zylindrische Körper (Anandarajah & Kuganenthira, 1995), aber auch Ellipsen unterschiedlicher Sphärizität sein (Ting, 1992;

Rothenburg & Bathrust, 1992a). Aus der Erweiterung auf den 3-dimensionalen Fall ergibt sich für diese Betrachtungen einerseits, dass die verwendeten Flächenmassen der Scheiben durch Volumenmassen der jeweiligen sphärischen Körper ersetzt werden. Andererseits ist die Magnitude der Überlappung der jeweiligen Körper, die wiederum ein Maß für die Deformation ist, nicht wie bisher eine gemeinsame Fläche sondern gleich dem gemeinsamen Volumen der interagierenden Teilchen.

Zur Abbildung der granularen Materialien, beispielsweise Sedimenten, dienen im Rahmen dieser Arbeit ideal-kugelförmige Partikel, die eine gute geometrische Annäherungen an natürliche Materialkörner gewährleisten. Die Wahl dieses Partikeltyps wird unter Kap. III-1.2.1.1 detailliert diskutiert. Aus der Verwendung 3-dimensionaler ideal-sphärischer Kugeln ergeben sich die im Folgenden gezeigten Modifikationen für die wirkenden Kontaktgesetze. Dabei müssen die zur Berechnung der Kontaktkräfte zwischen Scheiben benutzten linearen Kontaktgesetze für den Kugel - Fall durch eine nichtlineare Beziehung ersetzt werden.

1.1.3.1 Modifikation der Kontaktgesetze für den Kugelfall

Bei der Betrachtung kugelförmiger Körper gilt wie für 2-dimensionale Scheiben, dass sich die wirkenden Kräfte aus der 'Überlappung' der interagierenden Partikel berechnen. Mit dem 2. Newton'schen Grundgesetz lassen sich die Verschiebungen aus den wirkenden Kräften berechnen. Die Magnitude der Überlappung ist ebenfalls ein Maß für die Deformation. Auch hier wird davon ausgegangen, dass die Überlappung bzw. die Deformation klein im Verhältnis zum Kugeldurchmesser ist.

Da eine Überlappung zweier Körper physikalisch nicht sinnvoll ist, wird die elastische Deformation zwischen den Kugeln mathematisch mit Hilfe des Hertz - Mindlin Theorems beschrieben (Johnson, 1985). Dieses Theorem basiert auf der Untersuchung sogenannter 'weicher Kontakte' (Cundall & Hart, 1989). Dies bedeutet, es werden stets elastische Kontakte zwischen meist starren Kugeln betrachtet. Die Überlappung der beiden Kugeln bzw. das gemeinsame Volumen beider Partikel wird gleichgesetzt der gemeinsamen Fläche an einem Kontakt (Abb. III-1.5). Mit zunehmender Deformation an einem Kontaktpunkt nimmt die Überlappung bzw. das gemeinsame Volumen der Partikel zu, d.h. die gemeinsame Fläche der interagierenden Kugeln wächst an.

Das Hertz Gesetz (Hertz, 1882) dient zur Berechnung der Normalkräfte, während die Scherkräfte nach dem Mindlin Theorem (Mindlin & Deresiewicz, 1953) berechnet werden.

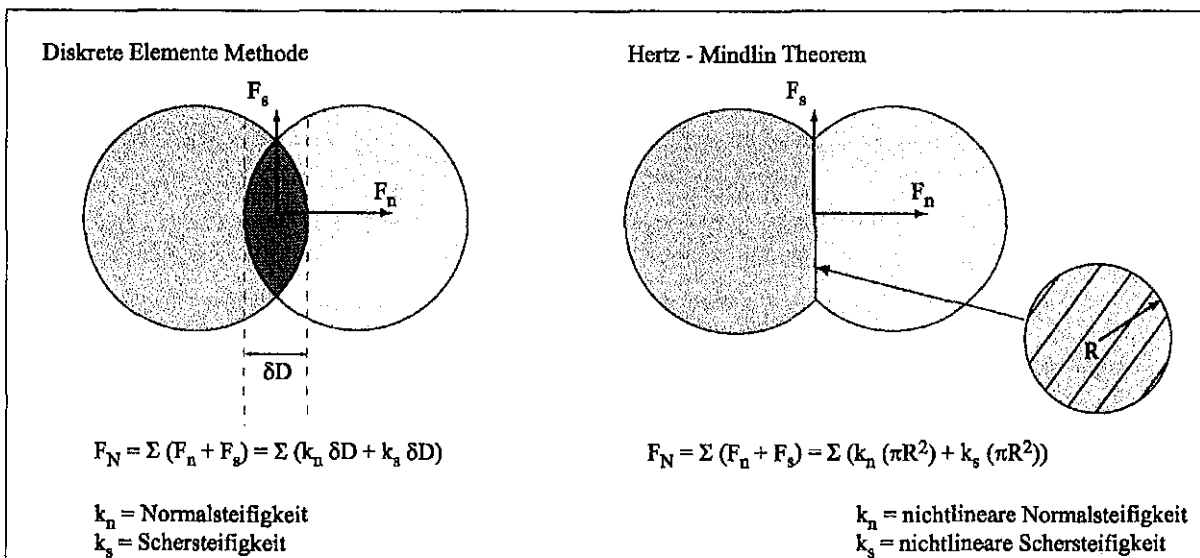


Abb. III-1.5: Die an einem Partikel angreifende Netzkraft F_N berechnet sich sowohl theoretisch (DEM) als auch in der mathematischen Umsetzung (Hertz - Mindlin Theorem) aus der Summe aller Normal- und Scherkräfte. Bei der DEM ist die Magnitude der Überlappung (δD) und beim Hertz - Mindlin Theorem die gemeinsame Kontaktfläche (πR^2 , mit R = Radius der Kontaktfläche) ein Maß für die Deformation.

Bei der Interaktion zweier Kugeln stellen diese Kontaktflächen konzentrisch anwachsende Kreisflächen dar, was zu einem nichtlinearen Kontaktgesetz führt. Für die mathematische Umsetzung dieser nichtlinearen Deformation nutzt das Hertz - Mindlin Theorem nichtlineare Kontaktsteifigkeiten. Diese fließen in die Definition der Elastizität an den Kontakten ein, die als nichtlinear während der Deformation angenommen wird (Cundall & Hart, 1989). Es wird bezüglich der Kontaktgesetze ein elastisch anisotropes Medium betrachtet.

1.1.4 Spannungsberechnung

Neben der Betrachtung der angreifenden Kontaktkräfte und ausgelösten Verschiebungen in einem granularen Medium sind die dabei wirkenden Spannungen innerhalb eines Modells von besonderem Interesse. Umfangreiche Experimenterserien zur Untersuchung des mechanischen Verhaltens fester Stoffe haben gezeigt, dass die 'Spannungsgeschichte' anhand der Spannungskomponenten innerhalb eines Modells bestimmt werden kann (Cundall & Strack, 1983). Der Spannungstensor wird in zwei Komponenten zerlegt, den durch die wirkenden Normal- bzw. den durch die Scherkräfte ausgelösten Anteil. Basierend auf dieser Annahme berechnet sich die wirkende Spannung für ein diskretes Volumen aus den beiden Komponenten ($\sigma_{ij}(n)$), dem durch die wirkenden Normalkräfte ausgelösten Anteil, und ($\sigma_{ij}(s)$), dem durch die Scherkräfte initiierten Teil.

Die nachfolgende Herleitung der Berechnung der Spannungsvektoren in einem kartesischen Koordinatensystem für 3-dimensionale Körper, wie im Programm TRUBALL verwendet, basiert auf Arbeiten von Cundall & Strack (1983). Der mittlere Spannungstensor eines bestimmten Teilvolumens (V) des Modells ergibt sich aus:

$$(76) \quad \bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \int_V \sigma_{ij} dV .$$

Da es sich um ein granulares Material handelt und Spannungen nur innerhalb eines Teilchens wirken, wird aus dem Integral eine Summation über alle Körper (N) des Modells:

$$(77) \quad \bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \sum_{P=1}^N \sigma_{ij}^P V^P ,$$

wobei σ_{ij}^P den mittleren Spannungstensor des Partikels P und V^P das Volumen dieses Teilchens angeben. Es lässt sich damit für jedes einzelne Teilchen der mittlere Spannungstensor äquivalent (76) berechnen. Aus der Annahme, dass alle an diesem Körper angreifenden Oberflächenkräfte voneinander unabhängig sind, müssen zur Berechnung des Spannungstensors eines Teilchens alle an den jeweiligen Kontakten (c) angreifenden Kräfte aufsummiert werden:

$$(78) \quad \sigma_{ij}^P = \frac{1}{V^P} \sum_{c=1}^m x_i^c F_j^c ,$$

dabei gibt m die Anzahl der Kontakte am Teilchen P , F_j^c die wirkende Kraft an den Kontakten (c) in i - Richtung und x_i^c die Position des Vektors am Kontakt (c) an.

Aus (76) und (78) ergibt sich damit für den mittleren Spannungstensor eines gesamten Untersuchungsgebietes mit einem diskreten Volumen (V):

$$(79) \quad \bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \sum_{P=1}^N \sum_{c=1}^m x_i^c F_j^c .$$

Für Kugeln und Scheiben lässt sich die Position des Vektors x_i^c am Kontakt c beschreiben durch den normierten Radius des Teilchens und durch den Positionsvektor des Partikels (X_i^P), wobei i die Richtung angibt:

$$(80) \quad x_i^c = X_i^P + R^P n_i^c .$$

Unter Verwendung von (78) ergibt sich aus (79) für kugelförmige Partikel:

$$(81) \quad \bar{\sigma}_{ij} = \frac{1}{V} \sum_{P=1}^N R^P \sum_{c=1}^m n_i^c F_j^c.$$

Die Position des Partikels ist für die Berechnung der wirkenden Spannungen vernachlässigbar.

Der mittlere Spannungstensor kann in zwei Teile zerlegt werden: $\sigma_{ij}(n)$ und $\sigma_{ij}(s)$. Ersterer wird durch die in i -Richtung wirkenden Normalkräfte ($F_i(n)$) ausgelöst. Der zweite beschreibt den durch die Scherkräfte ($F_i(s)$) initiierten Anteil. Aus dem Ansatz der Zerlegung ergibt sich für die beiden Spannungskomponenten:

$$(82) \quad \bar{\sigma}_{ij}(n) = \frac{1}{V} \sum_{P=1}^N R^P \sum_{c=1}^m n_j^c F_i^c(n)$$

und

$$(83) \quad \bar{\sigma}_{ij}(s) = \frac{1}{V} \sum_{P=1}^N R^P \sum_{c=1}^m [n_i^c F_j^c - n_j^c F_i^c(n)].$$

1.2 Theoretische Grundlagen des 'numerischen Sandkastens'

Basierend auf der Interpretation der seismischen Daten des Makran Akkretionskeils wird im Folgenden ein 'numerisches Sandkastenmodell' entwickelt (Kap. I-3). Ziel dieser Modellierungen ist es, äquivalent zum Analogexperiment, die Evolution des Akkretionskeils bzw. die Entwicklung von Störungszonen zu untersuchen. Ein Hauptaugenmerk gilt dabei der Vergleichbarkeit der Ergebnisse beider Methoden bzw. der möglichen Ergänzungen der jeweiligen Simulationstechnik.

Die Idee, mit der Diskrete Elemente Methode analoge Sandkastenexperimente abzubilden, wurde bereits bei der Untersuchung von Krustenextensionsprozessen angewendet (Saltzer, 1993). Obwohl aufgrund der geringeren Rechnerleistung zum damaligen Zeitpunkt nur kleinere Modelle bzw. Modelle mit einer geringen Auflösung berechnet werden konnten, zeigten diese Experimente bereits, dass die Untersuchung der physikalischen Eigenschaften vergleichbare Ergebnisse in der Numerik wie im Analogexperiment liefert.

Die DEM Ergebnisse, von aufgrund der Rechnerleistung einfach aufgebauten Modellen, erwiesen sich bei komplexeren Simulationen als falsch (Morgan & Böttcher, 1999). Dies zeigt, dass die sich aus der Rechnerleistung ergebende Auflösung einen großen Einfluss auf die Lösbarkeit der jeweiligen Fragestellungen hat. Trotz höherer Rechnerleistungen ist die Auflösung der DEM Modelle wesentlich geringer als die analoger Experimente. Der Vergleich der Ergebnisse beider granularer Verfahren zeigt, dass das globale mechanische Verhalten der Akkretionskeile von der Auflösung der Modelle und damit von der Rechnerleistung primär unbeeinflusst ist (Kap. II-1.3.2).

1.2.1 Theoretische Vorüberlegungen zur Modellkonfiguration

Bei der Konzeption eines 'numerischen Sandkastens' müssen je nach Fragestellung verschiedene Probleme diskutiert werden:

- Welcher Partikeltyp spiegelt das natürliche mechanische Verhalten mariner Sedimente bzw. analoger Materialien am besten wider?
- Welches Partikelspektrum zeigt eine vergleichbare Korngrößenverteilung bzw. liefert ähnliche Sedimentstrukturen?
- Wie sind die wirkenden Randbedingungen, Skalierungsfaktoren bzw. Modellgrößen zu wählen?
- Welche Materialeigenschaften sollen primär untersucht werden?
- Wie sind die Ergebnisse der DEM darzustellen, um einen möglichst genauen Vergleich mit anderen Methoden zu ermöglichen?

1.2.1.1 Partikeltypen

Wie bereits erläutert, wurden unterschiedliche Partikeltypen für die Beschreibung natürlicher granularer Medien entwickelt. Grundlegende Untersuchungen haben gezeigt, dass vor allem die Sphärizität einen großen Einfluss auf das mechanische Verhalten hat (Ng, 1994), worauf im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird.

Bereits geringe Veränderungen der Partikelform haben entscheidenden Einfluss auf die Materialeigenschaften. Obwohl Ellipsen mit einer Sphärizität von 0,1, d.h. annähernd runde Teilchen, eine ähnliche 'Packung' einnehmen wie Partikel mit einer Sphärizität von 0,3, weisen sie eine wesentlich höhere *Peak* Reibung auf. Die Scherfestigkeit nimmt bei zunehmender Sphärizität ab einem Wert von 0,12 deutlich ab (Rothenburg & Bathurst, 1992b) (*Abb. III-1.6*). Im Fall geringer Sphärizität wird dies durch Zunahme der idealen Kornpackung ausgelöst, wohingegen es bei höheren Werten primär zur Entwicklung einer Anisotropie in der Partikelorientierung kommt (Rothenburg & Bathurst, 1993). Aus der Beziehung zwischen Scherfestigkeit und Anisotropie ergibt sich ein direkter Zusammenhang zwischen der Kontaktanzahl und den Festigkeits-Dehnungs-Beziehungen (Rothenburg & Bathurst, 1992a, b, 1993). Die *Peak* Reibung nimmt mit steigender Kontaktanzahl zu (*Abb. III-1.7*) und steht nicht in direkter Beziehung zur Reduzierung des Porenraums bzw. der Porosität (Rothenburg & Bathurst, 1993).

Da im Rahmen dieser Arbeit grundlegende Untersuchungen im *forearc* Bereich von Subduktionszonen durchgeführt werden sollen, wurden für den Aufbau der Modelle die geometrisch einfachsten Partikel benutzt, um alle Einflüsse, die sich aus der Partikelform, speziell der Sphärizität ergeben, möglichst gering zu halten.

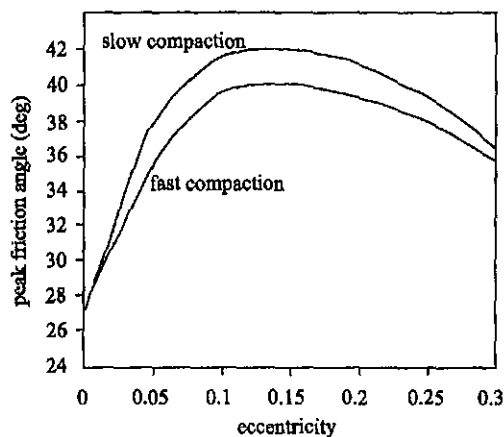


Abb. III-1.6: Die *Peak* Reibung steigt bei geringer Sphärizität stark an. Der Einfluss der Sphärizität auf die *Peak* Reibung nimmt bei steigenden Werten ab. (modifiziert nach Rothenburg & Barthurst, 1992b).

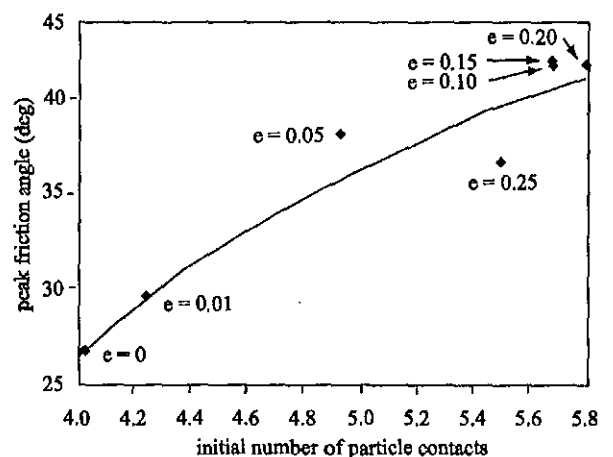


Abb. III-1.7: Die *Peak* Reibung wird beeinflusst durch die Kontaktanzahl und Sphärizität e . Mit steigender Anzahl nimmt die Reibung bzw. Festigkeit zu. (modifiziert nach Rothenburg & Barthurst, 1992a).

Die Beziehung Kontaktanzahl - Festigkeitseigenschaften hat aber auch für runde Partikel einen wesentlichen Einfluss auf deren mechanisches Verhalten. Mit zunehmender Kontaktanzahl zwischen den Sphären steigt die Festigkeit des Materials an, da mit dem Anstieg der Anzahl der Kontakte auch die Zahl der an einem Teilchen angreifenden Kräfte wächst. Dies ist ein wichtiger Aspekt für das rheologische Verhalten des betrachteten Granulats.

Das Mohr-Coulomb'sche Bruchverhalten macht grundsätzlich nur Aussagen zu den Reibungen sowie der Kohäsion des Materials (Kap. I-2.2.2). Es sagt nichts über einen Zusammenhang zwischen dem mechanischen Verhalten und der Partikelform aus. Wie aber im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, ergibt sich für die mit der DEM untersuchten Materialien ein direkter Zusammenhang zwischen den mechanischen Eigenschaften und der Partikelkontaktzahl bzw. -form. Es handelt sich somit bei den in DEM Experimenten betrachteten Stoffen nicht um ein echtes Mohr-Coulomb Material. Durch die Verwendung ideal kugelförmiger Partikel sollen diese durch die Partikelform bedingten Abweichungen des Deformationsverhaltens unterdrückt werden. Leider liegen entsprechende Spannungs-Dehnungs-Kurven für den verwendeten Partikeltypen des Programm TRUBALL bisher nicht vor.

Aufgrund der Verwendung kugelförmiger Partikel kann der Einfluss der Zementation nicht berücksichtigt werden, da auch Granulatbruch nicht simuliert wird. Die Simulation des intergranularen Bruchverhaltens mit der DEM ist nur implizit über ein nichtkontinuierliches Materialverhalten möglich (Bruno & Nelson, 1991). Um dieses Materialverhalten trotzdem abzubilden, können elliptische Partikel verwendet werden. Diese richten sich unter steigendem Auflastdruck in eine Vorzugsrichtung aus, d.h. das Material wird stärker elastisch kompaktiert. Aufgrund der Erhöhung des mittleren Ausrichtungsgrades der Ellipsen wird ein Gleichgewichtszustand der wirkenden Kräfte im Modell erreicht. Die Teilchen sind bestrebt, maximale Kontaktflächen miteinander zu bilden, was eine Abnahme der Kontaktanzahl zwischen den Partikeln zur Folge hat. Trotzdem reduziert sich die Festigkeit des Materials (Rothenburg & Bathurst, 1992b), ähnlich wie bei natürlichen Materialien (z.B. Sand). Auch hier führt erhöhter Kompaktionsdruck auf die Teilchen zur Herabsetzung der Scherfestigkeit, speziell der *Peak* Reibung. Unter der Verwendung elliptischer Körper lassen sich somit die natürlichen Ablagerungs- und Kompaktionsbedingungen bei hohen Spannungsbedingungen gut annähern.

Da in den folgenden Simulationen der Frontalbereich des *forearc*s mit einem geringen Spannungsregime untersucht werden soll, wurde trotz der Einschränkung, dass Granulatbruch nicht simuliert wird, auf die Verwendung von Ellipsen verzichtet. Dies geschieht auch in Hinblick auf die Vereinfachung des Modells, da in den folgenden Experimenten vorerst grundlegende Prozesse untersucht werden sollen.

Zur weiteren Vereinfachung des Berechnungsalgorithmus wird die Kohäsion in den DEM Modellen vernachlässigt. Wie sich bereits anhand der *Critical Taper* Theorie sowie auch der FE Simulationen hat, spielt dieser Materialparameter nur eine untergeordnete Rolle für die Mechanik im *forearc* Bereich. Zudem ermöglicht das Herz - Mindlin Theorem die realistische Simulation großer Deformationen in kohäsionslosen Materialien (Dobry & Ng, 1992). Dies hat eine Vereinfachung der Definition des Mohr-Coulomb'schen Bruchverhaltens zur Folge. In der Gleichung (67) entfällt der Kohäsionsterm (C).

Des Weiteren werden in den DEM Experimenten keine Fluide betrachtet. Diese Modellkonfiguration korreliert sowohl mit dem Aufbau der FE Experimente als auch der analogen Sandkastenversuche. Diese beiden Simulationstechniken wurden bereits erfolgreich zur Modellierung von Deformationsprozessen in Akkretionskeilen angewendet (Kap. II; III-2). Dies zeigt, dass die Einschränkung bezüglich der Untersuchung von Fluiden nicht ausschlaggebend für die Untersuchung der mechanischen Prozesse im *forearc* Bereich von Subduktionszonen ist. Eine Implementierung dieser Komponente in die vorliegenden TRUBALL Version ist möglich, da dieser Code bereits zur Betrachtung einer viskosen Rheologie modifiziert wurde (Jenkins & Savage, 1983).

Eine entsprechende Betrachtung der Porenfluide, d.h. Deformationssimulationen unter Berücksichtigung von Porendruckeinflüssen, ermöglicht laut Hersteller die kommerzielle Software PFC (Particle Flow Code), welche auf dem TRUBALL Code basiert. Wie den Angaben des Handbuches zu entnehmen ist, fließt die Berechnung der wirkenden Porendrücke in die Definition des Interpartikelgleitverhaltens ein. Die Definition der Porendruckeffekte erfolgt durch einen Koeffizienten bei der Berechnung der Gleitreibung an den einzelnen Partikelkontaktpunkten. Dieses Programm zeigt, dass eine Umsetzung der Porendrücke im Programm TRUBALL grundsätzlich möglich ist. Leider sind dem Handbuch keine detaillierten Informationen zur mathematischen Umsetzung zu entnehmen.

1.2.1.2 Partikelverteilung

Der Zusammenhang zwischen der Anzahl der Partikelkontakte und dem Deformationsverhalten in einem Granulat (Kap. III-1.2.1.1) macht es notwendig, den Einfluss der Korngrößenverteilung in einem Modell zu untersuchen. Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass die Spannungsverteilung während der Deformation sowie die Festigkeit des Materials und sein Bruchverhalten kontrolliert werden von 1) der Korngrößenverteilung und 2) der Größe der Körner, d.h. je größer die Körner, desto größer die Spannungen (Antonelli & Pollard, 1995). Der unter Punkt 1) angeführte Aspekt hat eine wesentlich größere Bedeutung. Auf detaillierte Untersuchungen dieses Verhaltens soll anhand von drei Grenzfällen eingegangen werden (Morgan & Boettcher, 1999):

1. Fall - viele große Partikel dominieren eine inhomogene, grobe Matrix mit breitem Partikelgrößenspektrum:

- Interpartikelkontakte zwischen großen Kugelpaaren dominieren;
- große Porenräume;
- sprunghafte Deformation: große Partikel verzahnen sich ineinander; das führt dazu, dass sich Spannungen aufbauen; der Porenraum vergrößert sich; die Scherzone verdickt sich und Störungen werden unerwartet entlang einer Ebene ausgelöst; danach kontrahiert die Scherzone wieder;
- diffuse Deformation dominiert das mechanische Verhalten;
- Deformationen werden stets an großen Partikeln ausgelöst;
- kleine Kugeln spielen für Deformationsverhalten keine Rolle.

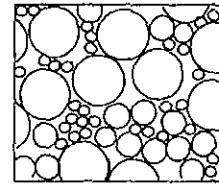


Abb. III-1.8: Schematische Darstellung der inhomogenen Matrix.

2. Fall - nur vereinzelte große Partikel sind in einer feineren Matrix verteilt:

- Interpartikelkontakte zwischen großen und kleineren Partikeln;
- große, zufällig verteilte, von kleineren Kugeln ausgefüllte Porenräume;
- die Deformation ist 'glatter': kein Auseinanderlaufen der Scherzone;
- keine diffuse Deformation;
- das Material ist wesentlich dichter gepackt.

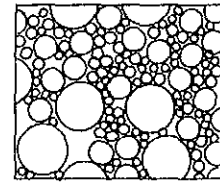


Abb. III-1.9: Abnahme der Anzahl der großen Partikel.

3. Fall - feinkörniges Material bildet eine annähernd homogene Matrix:

- größere Partikel werden in der feinen Matrix isoliert; dominierende Kugelkontakte werden unterbunden;
- keine größeren Porenräume;
- weitgehend 'glatte' Deformation;
- das Material ist sehr fest gepackt;
- sehr geringe Spannungs- und Dilatanzschwankungen;
- es ist vor allem ein Partikelfließen, weniger die Ausbildung einzelner Scherbänder zu beobachten.

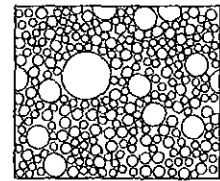


Abb. III-1.10: Relativ homogene Matrix, wie auch bei den Versuchen verwendet.

Ein ähnliches Verhalten zeigen analoge Sandexperimente. Auch hier ist diffuse Deformation bei der Verwendung eines sehr grobkörnigen Sandes zu beobachten (Lohrmann et al., subm.). Dieses diffuse Deformationsverhalten wird im analogen Sandkasten durch Verwendung eines Sandes mit einem Korngrößenspektrum von 0.02 - 0.63 mm, dessen Maximum im Bereich 0.4 mm liegt, verhindert. Die groben Körner bilden auch hier einen geringeren Anteil an der Matrix des Sediments, äquivalent Fall 2).

Für die Untersuchung des Einflusses der Materialeigenschaften, beispielsweise der Reibungsverteilung, auf die Mechanik der Subduktionszone müssen die Deformationsprozesse möglichst unbeeinflusst von den gegebenen Randbedingungen ablaufen können. Im Fall diffuser Deformationen lassen sich die mechanischen Prozesse, die zur Bildung eines Akkretionskeils führen, nur schwer identifizieren. Für alle im Folgenden gezeigten eigenen 'numerischen Sandkastenexperimente' wird aus diesem Grund durch Verwendung einer homogenen Korngrößenverteilung (äquivalent Fall 3) der Anteil diffuser Deformation möglichst gering gehalten (Kap. III-2.3.2).

Für die in Makran sehr mächtigen Turbiditlagen ist von einem inhomogenen Aufbau bestehend aus einer groben Matrix mit breitem Korngrößenspektrum auszugehen. Demgegenüber ist für die oberen Sandschichten sowie für in die Turbidite eingelagerte Ton- oder Lehmschichten, die beispielsweise einen potentiellen schwachen Abscherhorizont bilden, eine feinkörnige Matrix zu erwarten. Leider liegen keine Bohrlochdaten vor, die konkrete Aussagen zum Sedimentgefüge im Bereich des Makran Akkretionskeils machen.

Der Wechsel des Korngrößenspektrums bzw. der verschiedenen Korngrößenverteilungen werden in den folgenden Modellierungen nicht berücksichtigt. Diese Einschränkung ergibt sich speziell aus der Auflösung der Modelle, die im Bereich von 300 bis 400 m liegt. Mit dieser Modellkonfiguration können keine Aussagen zu Deformations-

prozessen im Mikrostrukturbereich gemacht werden. Ein homogenes Spektrum wurde für die folgenden Experimente unter dem Aspekt gewählt, nur globale mechanische Verhalten des Akkretionskeils zu untersuchen und dabei diffuse Deformationen zu unterbinden. Sollen mit DEM Modellen Aussagen zu Deformationsprozessen in natürlichen Korngefügen im Maßstab 1:1 gemacht werden, können nur kleine Modellgebiete betrachtet werden (Morgan, 1999). Daraus ergibt sich, dass nur für eine Analyse der Deformationsprozesse in einzelnen kleineren Abschnitten des Makran Akkretionskeils bzw. für eine einzelne frontale Überschiebungen ein komplexeres Kornverteilungsmodell entwickelt werden könnte.

1.2.1.3 Einfluss des Roll- und Gleitverhaltens der Kugeln

Aus dem Bestreben sphärischer Körper, unter zunehmender Deformation zu rollen bzw. sich um die eigene Achse zu drehen, ergibt sich ein starker Einfluss auf die Materialeigenschaften und damit auf das mechanische Verhalten (Ting, 1992). Dieser Rotationseffekt ist vor allem für die Scherfestigkeit des Materials von großer Bedeutung (Bardet, 1994).

Das Rollen eines Partikel wird durch die an einem Kontakt angreifende Scherkraft ausgelöst. Das Teilchen rotiert solange, bis die angreifende Kraft den Wert der kritischen Scherkraft des Kontaktes erreicht hat. Ein Überschreiten der kritischen Scherfestigkeit löst ein Aneinandervorbeigleiten der Partikel aus (Morgan, 1999). Dieser Kontaktpunkt bricht auseinander. Die kritische Scherkraft ergibt sich nach der Definition des Mohr-Coulomb'schen Bruchkriteriums aus der Interpartikelreibung und somit aus der Oberflächenreibung der Partikel an den einzelnen Kontakten (siehe Gleichung (67) mit $C = 0$ = keine Kohäsion). Im Fall einer geringen Reibung zwischen den Teilchen, d.h. bei einer geringen kritischen Scherfestigkeit, wird eher ein Gleiten am Kontakt ausgelöst als im Fall höherer Interpartikelreibung. Mit steigender Interpartikelreibung haben die Kugeln verstärkt die Tendenz zu rollen, da der Rollreibungskoeffizient geringer ist als der Gleitreibungskoeffizient. Mit zunehmender Interpartikelreibung wird das Rollen der Partikel zum primären Deformationsmechanismus. Da nur Kugelkontakte, an denen ein Gleiten ausgelöst wird, zur Scherfestigkeit des Materials beitragen (Paikowsky, 1991), besitzt ein Material mit höherer Oberflächenreibung der Partikel eine höhere Scherfestigkeit.

Der Einfluss des Rollens der Partikel auf die Scherfestigkeit kann indirekt durch Messungen in einer 'numerischen Scherzelle' bestimmt werden (*Abb. III-1.11*). Es wird die totale Reibung (μ_{tot}), sowohl basale als auch interne Reibung, entlang von Scherzonen in Abhängigkeit von den Interpartikelreibungswerten und dem Rollverhalten berechnet. Die 'Scherapparatur' wurde in Anlehnung an natürliche Laborapparaturen unter Verwendung gleichgroßer, sphärischer Partikel konzipiert. Diese Apparatur dient dazu, die basale Reibung entlang einer Fläche und die interne Reibung auf einer Scherfläche im Material bei gegebenen Interpartikelreibungen zu bestimmen. Dazu wurden zwei verschiedene Versuchsaufbauten genutzt (modifiziert nach Morgan, 1999).

Die in *Abb. III-1.11a*) gezeigte symmetrische Scherzelle dient zur Untersuchung der basalen Reibungen. Die Scherzellenwände bilden starr miteinander verbundene Kugeln (mittelgrau, schwarz). Diese dürfen in keinem der Experimente rotieren. Den in der Scherzelle zufällig verteilten Kugeln ist es je nach Versuch erlaubt zu rotieren bzw. nicht erlaubt zu rotieren. Zur Bestimmung der basalen Reibung entlang der Scherfläche zwischen Außenwand und Zellinnenraum werden die inneren, freibeweglichen Kugeln durch die Scherzelle gepresst. Dazu wird eine senkrechte Kugelreihe kolbenartig mit konstanter Geschwindigkeit (v) durch die Zelle bewegt. Die Teilchen werden dabei durch die wirkende Normalspannung (σ_N) an den freibeweglichen Außenwänden in der Zelle gehalten. Die Reibung entlang der basalen Scherflächen zwischen Außenwand und Zellkugeln berechnet sich aus den wirkenden Scherspannungen (τ) und der Normalspannung (σ_N) (siehe *Abb. III-1.11b*). Diese ergeben sich aus den wirkenden Scherkräften und der Deformation (ϵ) (Morgan, 1999).

Eine wichtige Einschränkung gegenüber den 'natürlichen' Bedingungen an einer basalen Scherfläche ist, dass in der Natur alle Partikel entlang einer basalen Scherfläche rotieren. Aufgrund des dominierenden Bestrebens der Kugeln zu rotieren, wurde dieses Problem bisher numerisch nicht berücksichtigt.

Zur Untersuchung der internen Reibung entlang einer Scherfläche innerhalb der Zelle wird der in *Abb. III-1.11c*) gezeigte asymmetrische Versuchsaufbau genutzt. Die Kugeln werden wiederum durch starr miteinander verbundene Außenwände in der Zelle gehalten. Die untere Kugelreihe ist fest positioniert. Die obere Schicht wird mit einer konstanten Geschwindigkeit in x-Richtung verschoben. Sie darf sich während der Deformation in y-Richtung frei

bewegen. Dies simuliert eine freie Oberfläche. Ein Problem bei diesem Versuch ist, dass die Deckschicht stets eine gerade Fläche bildet, d.h. keine 'echte' freie Oberfläche abbildet. Durch die Bewegung der oberen Schicht werden Scherspannungen bzw. Deformationen innerhalb der Zelle ausgelöst. Auch hier berechnet sich die interne Reibung entlang dieser Scherfläche aus den Werten für Scherspannungen, der wirkenden Normalspannung und der Deformationen.

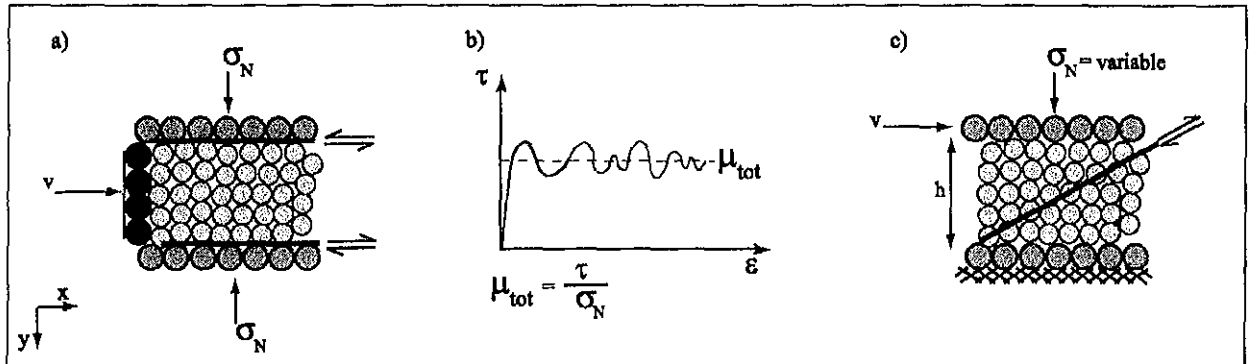


Abb. III-1.11: Anhand von b) werden mit Hilfe der in a) und c) gezeigten Scherapparaturen die basalen und internen Reibungen in Abhängigkeit von der Interpartikelreibung bestimmt. Es soll dabei der Einfluss der Rotation der Partikel auf die globalen Reibungen untersucht werden.

Die in der 'numerischen Scherzelle' gemessenen basalen und internen Reibungen entlang einer Scherfläche werden gegen die in TRUBALL anzugebenden Oberflächenreibungen der Partikel aufgetragen (Abb. III-1.12). Die in Laborversuchen gemessenen internen bzw. basalen Reibungen sind stets Reibungen auf einer Fläche und machen keinerlei Aussagen zur Oberflächenreibung der jeweiligen Materialkörner. Da mit dem Programm TRUBALL aber nur Oberflächenreibungen der Partikel angegeben werden können, soll mit dieser Betrachtung eine Wichtung der in der Numerik anzugebenden Reibungen bzw. eine Übertragung der numerischen Interpartikelreibungen auf eine natürliche Skala ermöglicht werden.

Es zeigt sich, dass das Reibungsspektrum basaler und interner Reibungen in der Numerik sehr stark eingeschränkt ist (Abb. III-1.12). Dies trifft besonders auf die basalen Reibungswerte zu, die in Abb. III-1.12 jeweils mit dem Index 'bas' gekennzeichnet sind. Auch für maximale Oberflächenreibungen der Partikel von 0,9, die in TRUBALL festgelegt werden können, erreicht die basale Reibung entlang einer Scherfläche nur einen Wert von 0,33 für den Fall, dass die Partikel in der Scherzelle nicht rollen dürfen. Demgegenüber übersteigen die Reibungen für den Fall, dass Rollen erlaubt ist, Werte von 0,21 nicht. Ein ähnlicher Trend zeichnet sich auch für interne Reibungen im Fall der Rotation der Partikel ab. Auch hier liegen die Reibungen entlang von Scherflächen bei maximalen Oberflächenreibungen nur im Bereich von 0,28. Einzige Ausnahme bilden die internen Reibungen für den Fall der Unterdrückung der Rotation der Partikel. Hier erreichen die Reibungen Werte von 1,0 bereits bei Oberflächenreibungen von 0,65 (Abb. III-1.12).

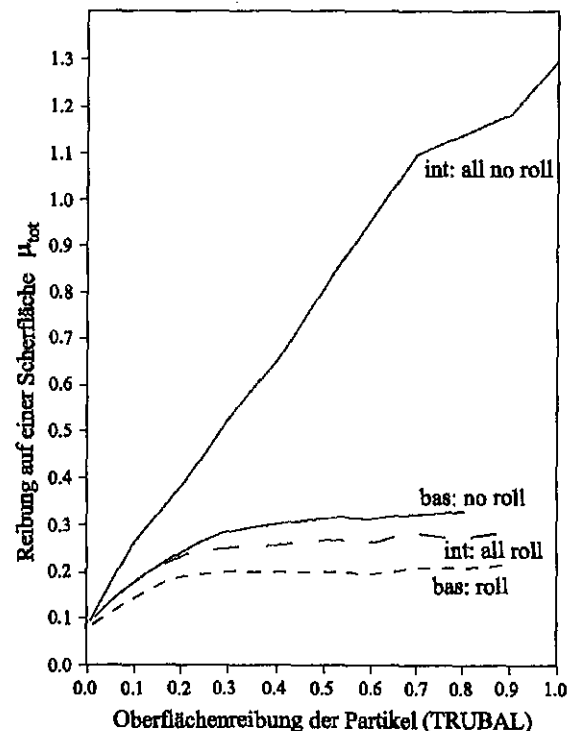


Abb. III-1.12: 'bas' bzw. 'int' zeigen die Messreihen der basalen bzw. internen Reibung, wobei im Fall 'no roll' die Kugeln in der Scherzelle nicht bzw. bei 'roll' rollen dürfen.

Die maximalen Reibungswerte entlang von Scherflächen sind stets in den Fällen wesentlich geringer, da die Kugeln in der Scherzelle rotieren dürfen. Eine Erklärung ergibt sich aus der Tendenz der Partikel zu rollen, was durch ihre ideale Kugelform stark begünstigt wird. Eine Unterdrückung der Rotation hat jeweils eine Zunahme der Reibungen entlang einer Scherfläche zur Folge (*Abb. III-1.12*). Dies trifft sowohl für basale als auch interne Reibungen zu (Morgan, 1999; modifiziert und ergänzt durch hier vorgestellte Diskussion). Zudem bauen sich im Fall des Rotierens der Partikel an Interpartikelkontakten weniger Spannungen auf, d.h. es brechen weniger Kontakte infolge des Aneinandervorbeigleitens der Partikel auseinander. Daraus folgt, dass die Scherfestigkeit des Materials und somit auch die Reibung entlang der Scherflächen abnimmt. Dies spiegelt die theoretische Aussage wider, dass die Rotation das dominierende Deformationsverhalten gegenüber dem Gleiten ist bzw. dass der Rollreibungskoeffizient kleiner ist als der Gleitreibungskoeffizient.

Da mit der Diskrete Elemente Methode besonders der Einfluss der Reibungsverteilung auf die Mechanik des Akkretionskeils untersucht werden soll, war die Einschränkung bezüglich des Reibungsspektrums von entscheidender Bedeutung. Um eine möglichst breite Reibungsvarianz für die Simulationen im 'numerischen Sandkasten' zur Verfügung zu haben, wurden deshalb nur Experimente durchgeführt, in denen Kugelrotation nicht erlaubt war. Diese Einschränkung hat dabei keinen Einfluss auf die ablaufenden Deformationsprozesse und damit auf die folgenden Untersuchungen.

Da die gemessenen Reibungen in der numerischen Scherzelle geringer sind als die in einem natürlichen System werden im folgenden für die Interpretation jeweils nur die Reibungskontraste betrachtet. Dabei ist aber darauf zu achten, dass bei einer Übertragung auf natürliche Systeme infolge der Unterdrückung der Kugelrotation die jeweiligen Reibungskontraste um einen Faktor 2 zu reduzieren sind.

1.3 Die 'numerische Sandkastenapparatur'

Zum Aufbau eines 'numerischen Sandkastens' werden in einer TRUBALL - Input - Datei alle für die Berechnung notwendigen Informationen, wie beispielsweise die genauen Startpositionen der einzelnen Kugeln, ihre Materialeigenschaften und alle Randbedingungen definiert (Gravitation, angreifende Geschwindigkeiten, Anzahl der Kalkulationsschritte, etc.). Jede Kugel des Modells wird durch 30 Parameter vollständig beschrieben.

In den Ausgabedateien des Programms werden für jeden Rechenschritt die genauen Positionen der einzelnen Kugeln sowie die wirkenden Scher- und Normalkräfte an den Kontaktpunkten angegeben. Um eine geologische Interpretation der Deformationsmechanismen anhand der Verschiebungs- und Kräftewerte zu ermöglichen, müssen die Verschiebungs- und Kräftedaten bzw. die sich nach (76) - (83) berechnenden Spannungen in ein anschauliches Format gebracht werden. Dies soll den Vergleich mit den Ergebnissen der analogen Sandkastenexperimente erleichtern (Kap. III-1.3.5).

Mit Hilfe verschiedener Umformatierungen wurden die Daten zur Darstellung mit der Grafiksoftware GMT (generic mapping tool; Wessel & Smith, 1991) aufbereitet (Kap. III-1.3.1). Einige Skripte wurden von J.K. Morgan (persönliche Mitteilung) zur Verfügung gestellt. Diese wurden bezüglich der Fragestellungen zu Massentransfermechanismen und zu Vergleichsmöglichkeiten analoger und numerischer Modellierungen gezielt erweitert. Es werden mit Hilfe selbsterstellter Programme die Partikelpfade im Akkretionskeil betrachtet und eine detaillierte Deformationsanalyse durchgeführt.

1.3.1 Modellaufbau

Da der Schwerpunkt der DEM Simulationen auf der Untersuchung des Einflusses der Reibungsverteilung in Hinblick auf die Beschreibung der Entwicklung des Akkretionskeils im Bereich der Makran Subduktionszone liegt, wird das 'numerische Sandkastenmodell' entsprechend der vorliegenden reflexionsseismischen und refraktionsseismischen Daten aufgebaut.

Alle Eingangsparameter müssen in TRUBALL Einheiten [Tu] angegeben werden. Zur Festlegung der Randbedingungen und zur Übertragung der Ergebnisse auf natürliche Systeme müssen die TRUBALL Einheiten in SI - Größen (Système International) umgerechnet und auf die Natur skaliert werden.

1.3.1.1 Skalierung

Alle folgenden Modelle basieren bezüglich der Längen auf einem einheitlichen Skalierungsfaktor von:

$$(84) \quad 1 \text{ Tu} = 10 \text{ m}$$

und bzgl. der Spannungen von:

$$(85) \quad 1.0 \text{ Tu} = 1.0 \times 10^{10} \text{ Pa.}$$

Der festgelegte Umrechnungsfaktor ist für alle Größen und Randbedingungen in einem Modell konstant zu halten. Er dient zur Übertragung aller TRUBALL Größen auf das natürliche System, d.h. alle 'numerischen' Materialeigenschaften müssen mit diesem Faktor einheitlich auf die Natur skaliert werden. Die Größenordnung des Skalierungsfaktors ergibt sich aus der Fragestellung bzw. aus der Dimension des zu untersuchenden natürlichen Systems.

Basierend auf der als Datenbasis vorliegenden reflexionsseismischen Linie CAM 30 bzw. in Anlehnung an das FE Modell und den Aufbau der Analogapparatur (vgl. Kap. III-2.2.1) weist der 'numerische Sandkasten' eine Gesamtlänge von 96 km und einer Höhe von ~ 20 km auf. Dies entspricht einer Modelldimension von 9600 Tu x 1960 Tu.

In Anlehnung an die analoge Sandkastenapparatur besteht der 'numerische Kasten' ebenfalls aus zwei starren Seitenwänden und einer horizontal fixierten Bodenplatte. Äquivalent dem Modellaufbau der Materialparameterstudien wird auch im 'numerischen Sandkasten' kein Subduktionsfenster betrachtet. Die beiden Seitenwände bilden mit der Bodenplatte ein geschlossenes System (*Abb. III-1.13*). Aufgrund der Unterbindung der Subduktion ergibt sich für die Betrachtung der Makran Subduktionszone, dass das Modell am tiefergelegenen Abscherhorizont hoher Reibung abschneidet (Kap. I-3). Die 'eingesiebte' Sedimentschicht weist demzufolge eine Mächtigkeit von 5 km bzw. 500 Tu auf (*Abb. I-3.4*).

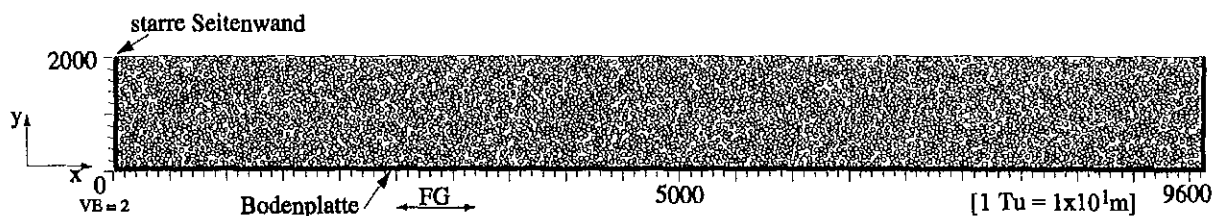


Abb. III-1.13: Schematische Skizze der numerischen Sandkiste zu Versuchsbeginn. Die Seitenwände sind starr fixiert und die Kugeln der Bodenplatte dürfen sich nur in einem Freiheitsgrad (FG) bewegen.

Zum Aufbau der zu akkretierenden Sedimentschicht wurden die zwei Partikelgrößen mit einem Durchmesser von 40 Tu bzw. 30 Tu in einem Verhältnis von etwa 1:2 verwendet (2900 große, 5500 kleine Kugeln). Dies ermöglicht die Bildung einer homogenen Matrix, die sich als geeignet zur Unterdrückung diffuser Deformation erwies (Kap. III-1.2.1.2). Zu Versuchsbeginn werden alle 8400 Partikel, die die Sedimentschicht bilden, nach einer Zufallsfunktion im gesamten 'numerischen Sandkastenmodell' verteilt (*Abb. III-1.13*).

Mit dem Skalierungsfaktor (siehe Gleichung (84)) ergibt sich für die DEM Modelle eine Auflösung im Bereich von 400 m bzw. 300 m. Dies korreliert mit der Auflösung der FE Modelle (Gitterweite von 500 m x 100 m), was einen Vergleich der Ergebnisse ermöglicht.

Zum Aufbau der Box wurden Partikel mit dem größeren Durchmesser (40 Tu) genutzt. Die Position jeder Randkugel wird durch ihre x- und y-Koordinaten in einem orthogonalen TRUBALL Koordinatensystem festgelegt. Der verwendete 'Sandkasten' besitzt jeweils 48 Kugeln entlang der beiden Senkrechten und 240 Kugeln am Boden. Durch die Verwendung eines Kugeltyps zur Bildung der Bodenplatte soll eine möglichst ebene Oberfläche bzw. möglichst ebene basale Scherfläche geschaffen werden. Einflüsse der Rauigkeit, die, wie sich im analogen Experiment gezeigt hat, eine wichtige Rolle für das Deformationsverhalten im Akkretionskeil spielen (Adam et al., in prep.), sollen damit unterdrückt werden. Eine Untersuchung der Rauigkeit ist nicht Gegenstand dieser Simulationen. Eine 'Einebnung' der Bodenfläche durch den Einsatz kleinerer Kugeln hätte einen Anstieg der Anzahl der Partikel, die den Boden bilden, zur Folge. Da die maximal mögliche Partikelanzahl in diesem Modell bereits annähernd ausgeschöpft ist, hätte dies eine Verringerung der für den Aufbau des Sedimentpaketes zur Verfügung stehenden Kugeln zur Folge. Aus diesem Grund wurde auf eine 'Einebnung' des Bodens verzichtet.

1.3.2 Definition der Randbedingungen

Zunächst werden die Freiheitsgrade (FG) der Außenkugeln eingeschränkt, um die Stabilität des 'numerischen Sandkastens' während der Keilevolution zu gewährleisten. Damit soll ein 'Auseinanderrutschen' des Kastens infolge der an den Außenwänden angreifenden Schub- bzw. Zugkräfte ausgeschlossen werden. Für die Kugeln der Seitenwände werden alle Geschwindigkeitskomponenten für den gesamten Versuch gleich Null gesetzt, d.h. diese Kugeln dürfen während der Simulation ihre Position nicht verändern. Die 'Bodenkugeln' haben nur einen Freiheitsgrad in x -Richtung. Zudem sind sie starr miteinander verbunden. Sie behalten aufgrund dieser Voraussetzung ihre relativen Positionen zueinander während des Versuches bei. Für die in der Box nach einer Zufallsfunktion verteilten Bälle sind die angreifenden Kräfte gleich Null (*Abb. III-1.13*).

Als erste Randbedingung wird die Gravitationskraft definiert (*Abb. III-1.15*). Die Gravitation wirkt senkrecht zum Kastenboden. Das entspricht einem Subduktionswinkel von $\beta = 0$. Diese Einschränkung hat, wie die FE Simulationen zeigen, keinen Einfluss auf die Position bzw. den Verlauf der Störungszonen (vgl. Kap. II-1.4.6). Wie auch anhand der Analogexperimente gezeigt wird, hat eine Einschränkung des Subduktionswinkels gegenüber den natürlichen Bedingungen keinen Einfluss auf die Deformationsprozesse sowie die Massentransfermechanismen (Kap. III-2.5). Zu beachten ist dabei aber, dass die sich in den Experimenten ausbildenden Störungsgeometrien nicht auf die Natur übertragbar sind. Da aber in allen Versuchen gleiche Modellkonfigurationen verwendet werden, können die relative Lage und der Einfallswinkel der einzelnen Störungen zwischen den Experimenten verglichen werden.

Es ist aber möglich, durch Rotation des Gravitationsvektors verschiedene Abtauchwinkel einzustellen. Darauf wird jedoch bei dieser Experimentreihe verzichtet, da durch eine 'Rotation des Kastens' innerhalb der schwachen Schicht bereits vor Beginn der Konvergenz Rutschungen ausgelöst würden. Dies wäre ein von der Subduktion unabhängiger Effekt. Solche Initialbedingungen können im Analogexperiment nicht äquivalent gesteuert erzeugt werden. Ein Vergleich der numerischen und analogen Ergebnisse wäre damit unmöglich. Aufgrund der Betrachtung eines 'echten' 2-dimensionalen Modellgebietes liegen die abgelagerten Kugeln in einer xy -Ebene (*Abb. III-1.14*). Ein Heraustreten der Kugeln aus der Ebene ist nicht erlaubt, da alle Partikel nur zwei Freiheitsgrade haben, die ihnen Bewegungen in x - und y -Richtung erlauben. Durch eine gravitative Ablagerung der 'numerischen Sandkörner' sollen möglichst natürliche Sedimentationsbedingungen simuliert werden. Aufgrund der wirkenden Gravitationskraft wird eine möglichst hohe Kompaktion der Partikel erzeugt, äquivalent dem gesiebten und anschließend komprimierten Sand. Die Packung der Granulate, d.h. das Sedimentgefüge, spielt, wie bereits für Analogexperimente gezeigt, eine wichtige Rolle für die mechanischen Deformationseigenschaften (Kap. III-2.2).

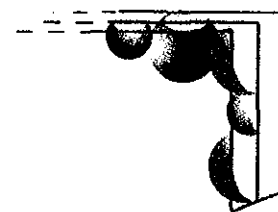


Abb. III-1.14: Prinzipskizze zur Beschreibung der 2-Dimensionalität des Modells.

Im Modellaufbau der 'numerischen Sandkastenapparatur' ist im Unterschied zu den FE Simulationen kein deformierbarer *Backstop* integriert. Diese Einschränkung ist unter der Voraussetzung möglich, dass die kinematischen Prozesse erst interpretiert werden können, nachdem sich bereits eine Keilgeometrie aufgebaut hat (Kap. III-2.4.1). Es wird somit zu Versuchsbeginn selbstständig ein *Backstop* gebildet. Für die folgenden DEM Versuche bedeutet dies, dass bis zu einer Verkürzung von ca. 8% die Strukturen und mechanischen Prozesse nicht ausgewertet werden können.

Auch mit der Diskrete Elemente Methode wurden grundsätzliche Tests zum Einfluss der starren Rückwand auf die Deformationsprozesse durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde die Rückwand um 45° entgegen dem Uhrzeigersinn gedreht. Dies hat zur Folge, dass zu Versuchsbeginn in dem auf der Schräge abgelagerten Schichtpaket Rutschungen ausgelöst werden, da eine Neigung von 45° weit oberhalb des Böschungswinkels liegt. Es bildet sich somit zuerst eine stabile Keilgeometrie aus. Die anschließend beobachteten Deformationsprozesse sowie Massentransfermechanismen sind identisch zu denen ohne gedrehte Rückwand.

Diese Vereinfachung der Modellkonfiguration führt zu einer Verringerung des Rechenzeitaufwandes.

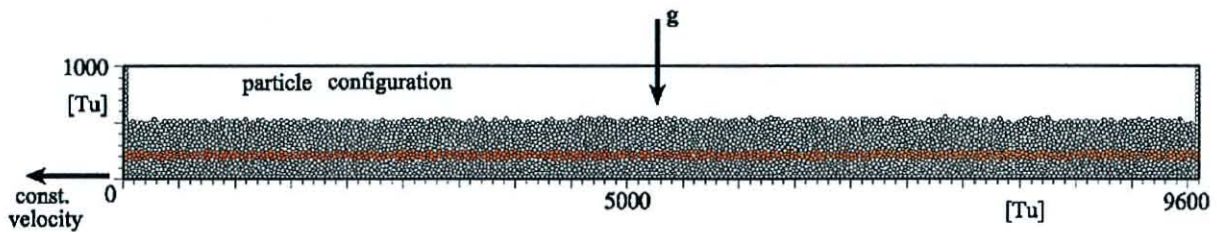


Abb. III-1.15: Der Initialzustand der numerischen Sandkiste vor Experimentbeginn.

Da auch in diesen Simulationen keine ozeanische Platte mitbetrachtet wird, wird die Subduktion der abtauchenden Platte durch eine an den Bodenbällen angreifende konstante Geschwindigkeit in negativer x-Richtung simuliert (Abb. III-1.15). Diese Randbedingung löst Verschiebungen und Deformationen in dem auf der 'Bodenplatte' abgelagerten Materialpaket aus. Für den Fall, dass die Kugeln der Bodenplatte negative x-Werte erreichen, wird auf die x-Koordinate des Partikels die Gesamtlänge des Modells addiert, d.h. die Kugeln tritt durch die gegenüberliegende Außenwand wieder in das Modell ein. Die Bodenbälle bilden also eine Endlosschleife.

1.3.2.1 Untersuchungen zum Einfluss der Auflösung der Diskrete Elemente Modelle

Es dienen drei Modelle verschiedener Auflösung zur Untersuchung des Einflusses dieses Parameters (Abb. III-1.16):

- a) grobe Auflösung: 1550 Kugeln mit einem Durchmesser von 400 m und 3200 mit 300 m;
- b) mittlere Auflösung: 2325 Kugeln mit einem Durchmesser von 300 m und 4800 mit 220 m;
- c) hohe Auflösung: 3100 Kugeln mit einem Durchmesser von 200 m und 6400 mit 150 m.

Das Verhältnis großer und kleiner Partikel wurde in allen Experimenten konstant gehalten. Ein homogener Aufbau der Matrix des Sedimentes ist damit gewährleistet. Aufgrund der zunehmenden Packungsdichte der Partikel mit abnehmendem Radius der Kugeln erreichte die Sedimentschicht unterschiedliche Mächtigkeiten. Im Fall a) beträgt diese 550 m und nimmt zum Fall c) durch verdichtete Kugelpackung auf 480 m ab (Abb. III-1.16). In diesen Sedimentschichten ist jeweils in gleicher Tiefe eine Schicht geringer Reibung eingelagert, gekennzeichnet durch rote Kugeln. Die Reibung des potentiellen basalen Abscherhorizonts, welcher sich an der Oberfläche der Bodenpartikel bildet, ist wesentlich stärker.

Des Weiteren wurden in allen Versuchen die gleichen Randbedingungen, d.h. die gleiche Modellgröße, die gleiche Subduktionsgeschwindigkeit, die gleiche Schrittweite und Schrittzahl sowie jeweils identische Materialparameter verwendet.

In allen drei Modellen (Abb. III-1.16) kommt es zur Ausbildung frontaler Überschiebungen oberhalb des schwachen *mid-level Décollements*, die infolge der Konvergenz einen frontalen Akkretionskeil bilden. Das gesamte Material unterhalb dieses Décollements wird weit unter diesen Keil unterschoben und im Hinterlandbereich basal akkretiert. Alle Modelle bilden eine identische kritische Keilgeometrie aus, d.h. einen flachen Hangwinkel von 4° im Frontalbereich und einen steileren von $10,5^\circ$ im oberen Hang. Die *out-of-sequence* Störungen, die diese Bereiche voneinander trennen, sind in allen Experimenten gleich positioniert. In jedem Versuch wird ein kritischer Hangneigungswinkel bei einer Gesamtverkürzung von 32% erreicht.

Im Fall einer gröberen Auflösung wird diese Verkürzung durch eine geringere Anzahl von Überschiebungen akkumuliert (Abb. III-1.16). Die einzelnen Schuppen werden dabei sehr stark überschoben, was durch einen deutlichen Versatz in den grünen Markerschichten gekennzeichnet wird. Diese frontalen Schubspäne haben im aktiven Stadium einen Rampenabstand von mehr als 3 km. Mit zunehmender Auflösung steigt die Anzahl der Überschiebungsschuppen an, wobei ihr Abstand bis auf 0,7 km im sehr feinen Fall abnimmt. Zudem verringert sich der Versatz der einzelnen Segmente deutlich.

Die Gesamtverkürzung wird bei einer gröberen Auflösung aus diesem Grund bereits nach einer Konvergenz von 8,1 km an der Basis erreicht. Mit steigender Auflösung nimmt der zum Erreichen der Gesamtverkürzung notwendi-

ge Versatz an der Basis stark zu. Bei sehr hoher Auflösung ist bereits eine Konvergenz von 30 km notwendig (Abb. III-1.16). Eine höhere Auflösung hat damit eine Erhöhung der Konvergenz zur Folge.

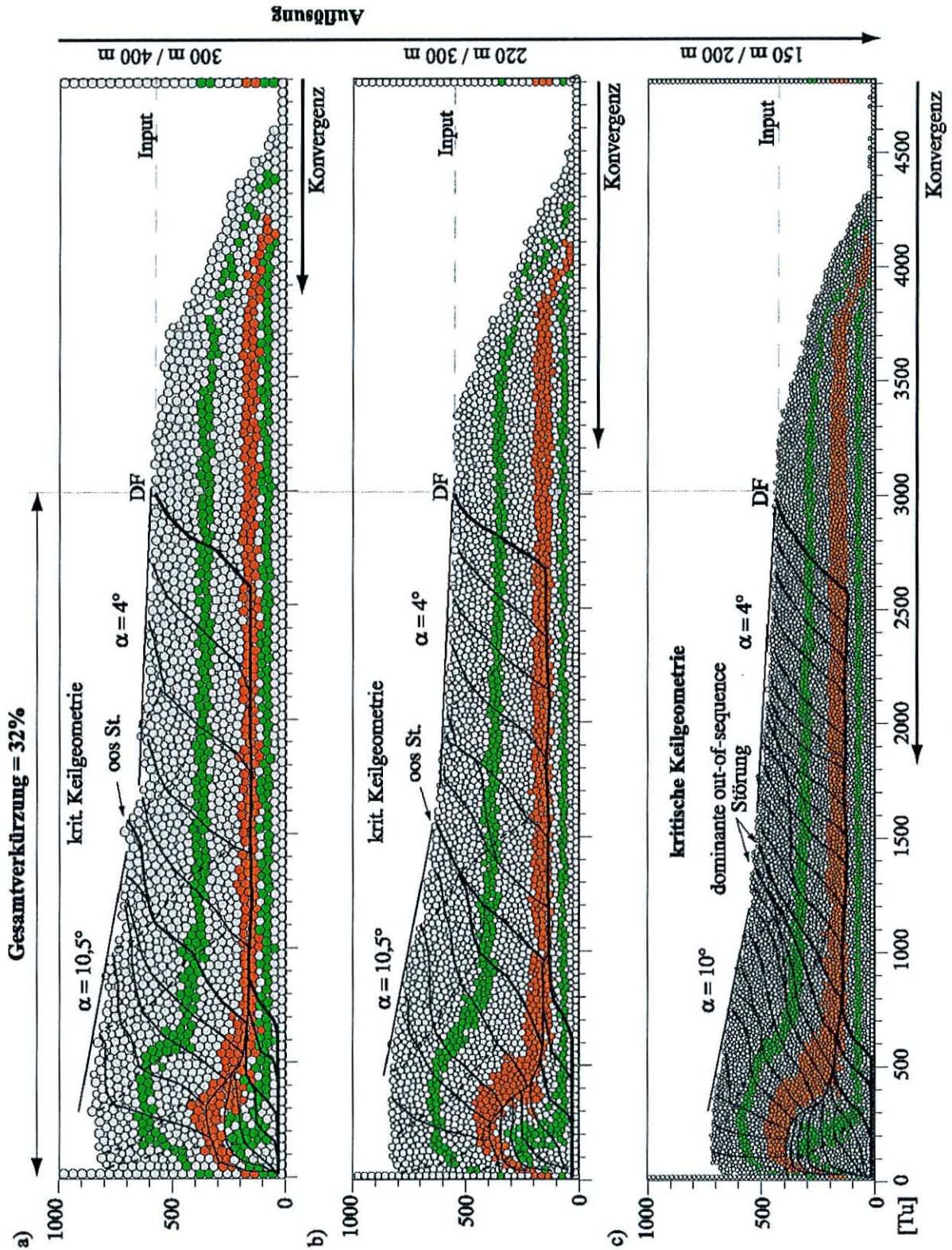


Abb. III-1.16: Mit steigender Auflösung nimmt die Konvergenzrate, die zum Erreichen eines kritischen Zustandes notwendig ist, zu. Die roten Kugeln markieren die Lage des schwachen *mid-level* Décollements, wohingegen die grünen Kugeln nur Marker darstellen.

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Experimentapparatur liegt mit einer maximalen Auflösung von 400m/300 m um das 10fache unter der von Analogexperimenten, die im Bereich von 40 m arbeiten. Daraus ergibt sich, dass im numerischen Experiment die Akkretionskeile wesentlich schneller, d.h. bei geringerer Konvergenz, ihren kritischen Zustand erreichen. Die jeweiligen Konvergenzbeträge der Analog- und numerischen Simulationen können deshalb nur relativ zueinander verglichen werden. In allen folgenden Modellen werden aus diesem Grund nur prozentuale Angaben zur Konvergenz gemacht.

Die Auflösung hat keinen Einfluss auf die Mechanik der ablaufenden Deformationsprozesse bzw. die Lage und die Einfallswinkel der sich ausbildenden Störungen. Aus diesem Grund ist ein quantitativer Vergleich der numerischen und analogen Ergebnisse diesbezüglich uneingeschränkt möglich. Um in zukünftigen Untersuchungen auch qualitative Vergleiche bezüglich der Konvergenzbeträge machen zu können, müssen die numerischen Experimente dem Analogmaterial angepasst werden. Dies hätte einen starken Anstieg des Modellumfangs und damit der Rechenzeit zur Folge.

1.3.3 Festlegung der Länge eines Rechenschrittsweite

Die Rechenschrittweite in den folgenden DEM Simulationen ergibt sich aus dem Ziel, den sogenannten Billardeffekt maximal zu unterdrücken, d.h. dass die Bewegung einer Partikels primär durch seine Trägheit bestimmt wird bzw. dass sich die aufgebrauchte Kraft nicht innerhalb des Körpers ausbreiten kann.

Dieser Effekt lässt sich bei komplexen Modellen anhand des Zerreißen einzelner Störungen identifizieren, d.h. die in einem Rechenschritt begonnene Störung wird erst in einem darauffolgenden Schritt weiter ausgebildet. Dies kann besonders gut anhand der Entwicklung einer neuen Störung zu Beginn der Konvergenz gezeigt werden (*Abb. III-1.17*). Im Rechenschritt 14 (step 14) wird die Störung an der Basis des Modells initiiert. Erst im folgenden Schritt ist die komplette Störung aktiv und schlägt bis an die Oberfläche durch. Die bei der Ausbildung dieser Überschiebung aktivierte Rücküberschiebung kann sich erst im Rechenschritt 16 (step 16) ausbilden.

Dieses 'Auseinanderreißen' einer Störung in drei Rechenschritten muss durch eine größere Rechenschrittweite, d.h. durch eine Zunahme der Rechenzyklen pro Kalkulationsschritt, unterdrückt werden. Eine Variation der Rechenschrittlänge hat gezeigt, dass bei einer Schrittweite von 2000 Kalkulationszyklen pro Schritt (*Abb. III-1.17*) sowie noch bei 4000 Zyklen pro Rechenschritt ein Auseinanderreißen einzelner Störungen zu beobachten ist. Als endgültige Rechenschrittlänge wurde eine Anzahl von 8000 Rechenzyklen pro Schritt festgelegt. Mit dieser Schrittweite konnte ein Zerreißen der Störungen ausgeschlossen werden, d.h. das Erreichen des Gleichgewichtszustandes des Modells wird in jedem Berechnungsschritt ermöglicht. In einem Rechenschritt beträgt dabei die Verschiebung an der Basis des Modells 38,2 Tu. Dies entspricht einer Konvergenz von 382 m in der Natur.

1.3.4 Parameterkonfiguration

Zur vollständigen Beschreibung des Systems sind neben den bereits angeführten Randbedingungen für jedes Modell weitere Materialgrößen zu definieren. Dazu gehören die Poissonzahl (ν), die jeweiligen Reibungen (Kap. III-2.3.5) sowie der Schermodul (G), welcher als $(F_s)_{\max}$ in die Mohr-Coulomb Gleichung (67) einfließt.

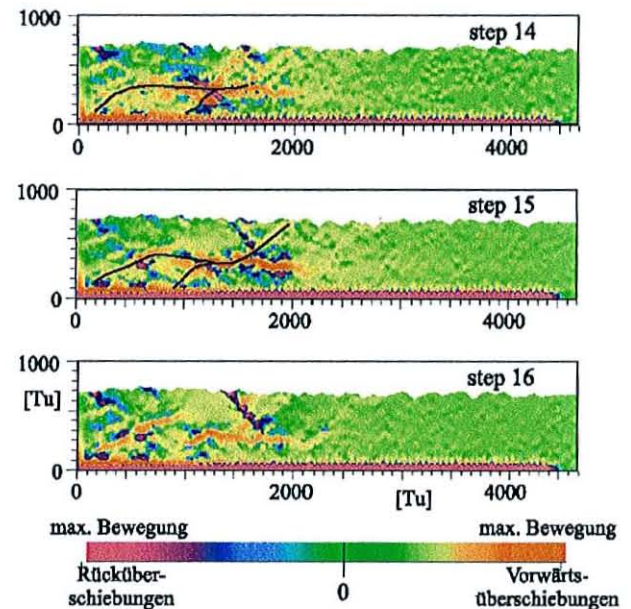


Abb. III-1.17: Anhand des Verschiebungsfeldgradienten kann das 'Auseinanderreißen' einer Störung gezeigt werden (2000 Rechenzyklen pro Kalkulationsschritt).

In allen folgenden Prozesssimulationen wird mit einer Poissonzahl von 0.25 gerechnet, äquivalent den FE Simulationen. Der Schermodul beträgt 2.9 Tu, was einem Wert von 29 GPa in der Natur entspricht (siehe Gleichung (85)). Unter Verwendung folgender Gleichung (Ranalli, 1987):

$$(86) \quad G = \frac{E}{(2 + 2\nu)}$$

ergibt sich aus dem für die DEM Simulationen festgelegten Schermodul ein Elastizitätsmodul (E) von 7.25×10^{10} Pa. Dieser Wert liegt oberhalb des mit Hilfe der FE Experimente als realistischer Wert für das Material der akkretierten Sedimente (7.0×10^9 Pa) ermittelten E-Moduls (Kap. II-1.4.5). Es wird ein entsprechend hoher Wert gewählt, um sicher zu gehen, dass lokalisierte Deformation auftritt (*Abb. II-1.14*).

Eine Unterteilung in Abschnitte mit unterschiedlichen E-Moduln wird nicht eingeführt, da jede Kugel die Materialeigenschaften, die ihr zu Versuchsbeginn zugewiesen werden, während des gesamten Experimentablaufes beibehält. Eine Änderung der Schermoduleigenschaften als Funktion der Position der Kugel im Keil ist nicht möglich. Eine detaillierte Untersuchung des Einflusses der Elastizitätsmodulverteilung äquivalent der Methode der Finiten Elemente ist nicht möglich (Kap. II-1.4.5).

In den folgenden Experimenten werden relative Dichten verwendet, d.h. es werden zwei Kugelgrößen unterschiedlicher Masse aber mit einer einheitlichen Dichte (ρ) von 1000 kg/m^3 betrachtet. Da die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten DEM Simulationen nicht der Dichte- bzw. Schweremodellierung dienen, können die marinen Sedimente mit einer einheitlichen Dichte abgebildet werden. Die relative Dichte nimmt im Akkretionskeil durch eine stärkere Verdichtung der Kugeln unterschiedlicher Masse zu. Des weiteren fließt die Magnitude der Dichte in die Berechnung der numerischen Schrittweite ein (Morgan & Böttcher, 1999), die, wie bereits gezeigt wurde, für diese Modellkonfiguration sinnvoll gewählt ist (Kap. III-1.3.2).

Sollten Simulationen auf Schweremodellierungen fokussiert werden, müsste eine Dichteunterteilung des Sedimentpakets vor Experimentbeginn vorgenommen werden. Hierfür wird den Kugeln in Abhängigkeit von der Tiefenlage im Materialpaket eine unterschiedliche Volumendichte zugeordnet. Eine weitere Möglichkeit bietet die Verwendung eines breiteren Spektrums an Partikelgrößen, so dass aufgrund der dichteren Packung die absolute Dichte innerhalb eines Volumenelementes ansteigt. Dies hätte aber eine Zunahme der diffusen Deformation zur Folge (vgl. Kap. III-1.2.1.2).

1.3.4.1 Die Reibungsverteilung

Vor Beginn der Konvergenz werden in dem bereits abgelagerten und kompaktierten Materialpaket Schichten unterschiedlicher Reibung festgelegt. Die jeweiligen Kugeln einer Schicht weisen dabei gleiche Oberflächenreibungen auf, horizontale Variationen werden nicht betrachtet.

In den folgenden Simulationen werden drei unterschiedliche Reibungstypen definiert. Zur besseren Identifizierung, dass es sich um Reibungsunterschiede und nicht um Größenunterschiede handelt, werden diese jeweils als Balltypen definiert (*Abb. III-1.18*):

- Balltyp 1 bildet die 'Bodenplatte' des 'numerischen Sandkastens';
- Balltyp 2 bildet die Füllung mit Ausnahme des Balltyps 3;
- Balltyp 3 stellt die Partikel der schwachen Schicht dar; diese Bälle werden in allen folgenden Simulationen stets rot eingefärbt.

Der potentielle basale Abscherhorizont hoher Reibung wird hier durch die Oberfläche der Kugeln vom Typ 1 gebildet. In diesem Fall ist das starke basale Décollement eine Scherfläche (*Abb. III-1.18*). Der Wert für die jeweilige basale Reibung wird angegeben als die Kontaktreibung zwischen den Kugeln vom Typ 1 und 2 (*Tab. III-1.1*). Der schwache, eingelagerte Horizont, der das potentielle *mid - level* Décollement bildet, wird durch eine dünne Schicht geringer Reibung im Materialpaket abgebildet. Die interne Reibung dieser Schicht wird durch die Oberflächenreibung an den Kugelkontakten zwischen Balltyp 3 - 3 simuliert. Für die Untersuchung des Einflusses der Reibungen dieser Schicht werden die interne Reibung zwischen 3 - 3 und die basalen Reibungen zum Umgebungs-

material , d.h. 2 - 3, variiert. In allen Fällen handelt es sich dabei um Gleitreibungen, da im Gegensatz zur Natur ein Rollen der Partikel nicht erlaubt ist.

In den DEM Simulationen ist eine Mächtigkeit von mindestens zwei Bällen für die Bildung der schwachen Schicht ausreichend. Bereits bei zwei vertikal übereinander positionierten Kugeln wird die Akkumulation von Störungen, z.B. Überschiebungen, in diesem Paket ermöglicht. Die Mächtigkeit dieses potentiellen Décollements liegt mit 600 m bzw. 800 m nur geringfügig oberhalb der der Décollementzone in den FE Simulationen und korreliert zudem mit der der schwachen Glasperlenschicht im Analogexperiment. Diese muss ebenfalls eine skalierte Mindesthöhe von 400 m zur Aktivierung von Überschiebungen haben (Kap. III-2.1).

Die in TRUBALL für die einzelnen Partikelkontakte zu definierenden Reibungen, werden mit Hilfe der Ergebnisse der Scherversuche (*Abb. III-1.12*) auf natürliche Systeme übertragen (*Tab. III-1.1*), sind aber nicht als Absolutwerte in der Natur anzusehen. Aufgrund der begrenzten Bandbreite der basalen Reibungen (Kap. III-1.2.1.3) müssen auch in einem natürlichen System nicht vorkommende Reibungswerte verwendet werden, um eine Vielzahl an möglichen Reibungsspektren testen zu können. In den DEM Simulationen wird auf die Variation des Reibungscontrastes zwischen den einzelnen Materialien und der sich daraus ergebenden Änderungen der mechanischen Prozesse fokussiert. Zudem soll eine Sensitivitätsstudie zum Einfluss der einzelnen Reibungsgrößen durchgeführt werden. Dabei werden neben den umfangreichen für Makran möglichen Reibungsspektren auch Grenzfälle bzw. in der Natur nicht zu erwartende Reibungsverteilungen getestet. Speziell diese Extremfälle dienen dazu, die Bedeutung einzelner Parameter besser zu identifizieren.

Eine Auswahl möglicher 'naturäquivalenter' Reibungsverteilungen zur Beschreibung Makrans ist in *Tab. III-1.1* dargestellt. Auf diese Experimente wird unter Kap. III-1.4 detailliert eingegangen. Diese Modellreihe beginnt mit einem hohen Reibungscontrast zwischen den einzelnen Schichten (W48) im Materialpaket, der iterativ einer homogenen Reibungsverteilung angeglichen wird (W46). Wobei in allen Simulationen von einer schwachen eingelagerten Schicht im 'Sedimentpaket' und einer höheren Reibung an der Basis ausgegangen wird.

Mit dieser Analyse wird der Einfluss der internen Reibung des Sedimentpakets (W48; W46; W41) und des potentiellen *mid - level* Décollements (W41; W44; W45), sowie des potentiellen basalen Abscherhorizontes (W41; W50) geprüft. Des weiteren erlaubt der 'numerische Sandkasten', durch die separate Definition der Kontakteigenschaften zwischen den Kugeln des Materialpakets (Balltyp 2) und den Partikel des potentiellen *mid - level* Décollements (Balltyp 3), den Übergang zwischen beiden Schichten zu untersuchen (W43; W49).

Auf die Untersuchung des Einflusses der internen Reibung zwischen den 'Bodenkugeln' soll im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen werden, da hier nur die basale Reibung gegenüber der aufgelagerten Schicht von Bedeutung ist, da diese den potentiellen basalen Abscherhorizont markiert. Aussagen zur internen Reibung zwischen diesen Kugeln sind aufgrund der Einschränkung der Freiheitsgrade bzw. der Rotation nicht auf die Natur übertragbar.

Exp.- nummer	interne Reibung (1 - 1; 2 - 2; 'Sediment')		interne Reibung (3 - 3; 'MLD')		basale Reibung (1 - 2; Basis)		Basale Reibung (2 - 3; 'MLD')	
	μ [Tu]	μ (Fläche)	μ [Tu]	μ (Fläche)	μ [Tu]	μ (Fläche)	μ [Tu]	μ (Fläche)
W48	0.6	1.0	0	0.08	0.6	0.32	0.2	0.24
W43	0.4	0.66	0	0.08	0.6	0.32	0.4	0.30
W41	0.4	0.66	0	0.08	0.6	0.32	0.2	0.24
W44	0.4	0.66	0.1	0.24	0.6	0.32	0.2	0.24
W45	0.4	0.66	0.15	0.30	0.6	0.32	0.2	0.24
W50	0.4	0.66	0	0.08	0.2	0.24	0.2	0.24
W49	0.4	0.66	0	0.08	0.6	0.32	0	0.10
W46	0.2	0.38	0	0.08	0.6	0.32	0.2	0.24

Tab. III-1.1: Ausgewählte Experimentreihe zur Reibungsvariationen.

Anhand der jeweiligen Reibungen berechnet sich im Folgenden der Reibungscontrast zwischen dem ‘Sediment’ und dem potentiellen *mid - level* Décollement bzw. dem basalen Abscherhorizont sowie auch zwischen den beiden Scherflächen. Dies bedeutet beispielsweise, dass der Reibungscontrast zwischen dem ‘Sediment’ und der schwachen eingelagerten Schicht im Experiment W48 1250% beträgt und in Versuch W46 auf 475% verringert wird. Bei einer Übertragung auf ein natürliches System sind diese Reibungscontraste infolge der Einschränkung der Rotation der Kugeln jeweils um die Hälfte zu reduzieren (Kap. III-1.2.1.3).

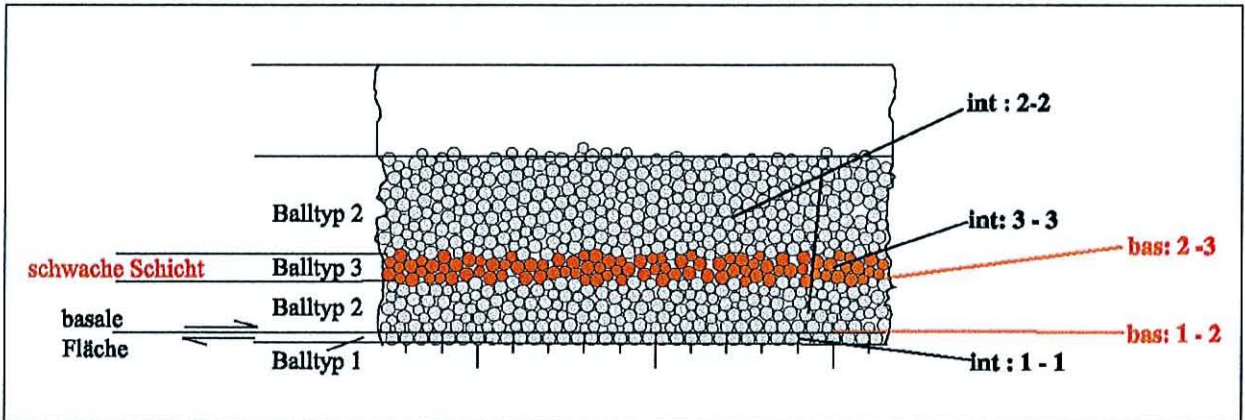


Abb. III-1.18: Reibungsverteilung in der numerischen Sandkiste.

1.3.5 Darstellung der Ergebnisse der Diskrete Elemente Simulationen

Aus der Fülle der Darstellungsmöglichkeiten der Einzelergebnisse der Diskrete Elemente Methode wurden die Partikelkonfiguration, das horizontale Verschiebungsfeld, der Verschiebungsgradient und die Interpartikel-Differenzialspannungen ausgewählt.

Die *Partikelkonfiguration* zeigt die Verteilung der Kugeln nach jedem Rechenschritt (Abb. III-1.19). Dies ermöglicht einen anschaulichen Vergleich mit analogen Experimenten. Äquivalent den Markerschichten der analogen Experimente wurden in der numerischen Sandkiste zwei horizontale Kugellagen grün eingefärbt.

Anhand der Versätze in diesen Markerschichten (grün) sollen Störungen, wie Vor- bzw. Rücküberschiebungen, in einem späteren Rechenschritt wieder identifiziert werden können. Da einzelne frontale Störungen nur sehr geringe Überschiebungsbeträge aufweisen, ist die Identifizierung einer alten Störung oft nicht möglich. Zudem werden im Bereich der basalen Akkretion alte Störungen durch neue reaktivierte Überschiebungen überlagert. Dies wird zudem durch die geringe Anzahl der Markerschichten erschwert.

Um einen Versatz in einer solchen Schicht kartieren zu können, muss diese Markerschicht eine Mindestmächtigkeit von zwei Kugellagen aufweisen. Mit der Zunahme der Auflösung der Modelle können somit mehr Markerschichten getrennt voneinander im Sedimentpaket definiert werden, was eine Identifizierung von Störungen erleichtert.

Aus diesem Grund werden in den folgenden Simulationen die Lage der aktiven Deformationsfront sowie die Position von reaktivierten Störungen kartiert, da diese anhand des horizontalen Verschiebungsfeldes bzw. Gradienten des Verschiebungsfeldes sehr gut identifizierbar sind.

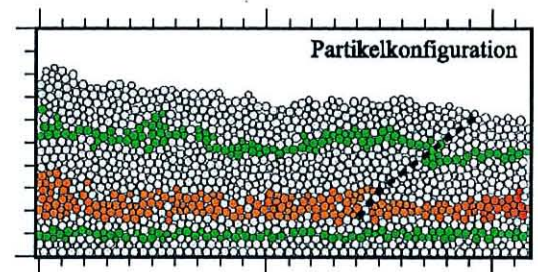


Abb. III-1.19: In der Partikelkonfiguration markieren grüne Kugeln die Markerschichten und rote Partikel zeigen das MLD.

Das horizontale Verschiebungsfeld zeigt die inkrementelle Verschiebung der einzelnen Kugeln in jedem Zeitschritt relativ zur ursprünglichen Lage (Abb. III-1.20). Diese ergibt sich aus der Differenz der Position der jeweiligen Kugel im vorherigen Rechenschritt zur neuen Lage des Partikels im jeweils betrachteten. Die neue Position berechnet sich dabei nach dem 2. Newton'schen Gesetz (vgl. Gleichung (73)) am Ende eines Rechenschritts.

Die Verschlüsselung der Farben erfolgt aus der Bewegungsrichtung der Partikel und dem Betrag der Verschiebung. Die Bewegungsrichtung wird zudem durch Pfeile gekennzeichnet. Mit dieser Darstellung lassen sich aktive Störungen als Grenzlinien zwischen Bereichen mit unterschiedlichem Bewegungssinn kartieren.

Der Gradient des Verschiebungsfeldes wird ebenfalls aus den relativen Verschiebungen pro Rechenschritt berechnet (Abb. III-1.21). Dazu werden die Bewegungen zwischen ursprünglich benachbarten Partikeln zueinander ins Verhältnis gesetzt.

Sich ausbildende Störungen im Akkretionskeil sind durch einen hohen Verschiebungsgradienten der Partikel entlang der Störung gekennzeichnet. Anhand des Gradienten können die exakte Lage, d.h. der Einfallswinkel, und speziell der Bewegungssinn entlang dieser Störung gezeigt werden (siehe Farbverschlüsselung). Dies ermöglicht eine gute Vergleichsmöglichkeit mit Daten aus analogen Sandkastenexperimenten.

Die Differenzialspannungen an einer Kontaktfläche zwischen zwei Partikeln (Interpartikel-Differenzialspannungen) werden grafisch als Balken dargestellt (Abb. III-1.22). Dies geschieht in Anlehnung an die ursprüngliche Darstellungsweise der Kontaktkräfte (Cundall & Strack, 1979). Die Richtung der Balken gibt die Orientierung der Differenzialspannungen an. Die relative Magnitude der Spannungen definiert sich durch die Farbe der beteiligten Teilchen. Für Interpretationen ist die Orientierung von großer Bedeutung, d.h. zu Versuchsbeginn zeigen die Interpartikelspannungen ein diffuses Bild. Treten einzelne Partikel in eine Deformationsdomäne ein, so erfahren die entsprechenden Differenzialspannungen eine Orientierung und die einzelnen Balken werden ausgerichtet.

Da mit der DEM nur Aussagen zu Interpartikelspannungen gemacht werden können, ist ein Vergleich mit den globalen Spannungen der Finite Elemente Ergebnisse nicht ohne weiteres möglich. Dies ist ein entscheidender Nachteil der DEM, worin sich die Notwendigkeit der Kombination beider numerischer Methoden widerspiegelt. Für die Interpretationen der einzelnen Experimente wurden je nach Fragestellung eine bzw. mehrere der hier aufgeführten Darstellungsformen verwendet.

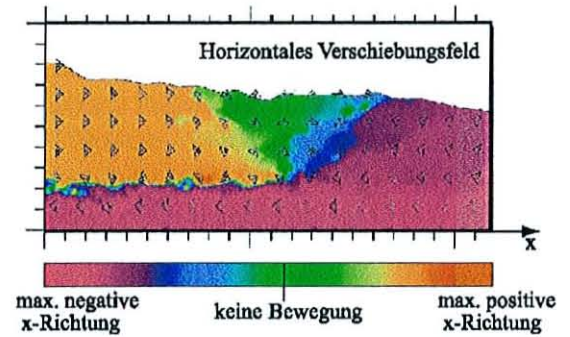


Abb. III-1.20: Das horizontale Verschiebungsfeld erlaubt die Identifizierung großer Bewegungen im Keil.

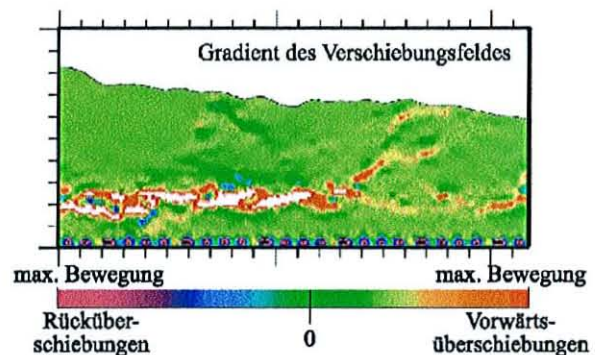


Abb. III-1.21: Der Gradient des Verschiebungsfeldes gibt Informationen zur Lage und zur Bewegungsrichtung einer Störung.

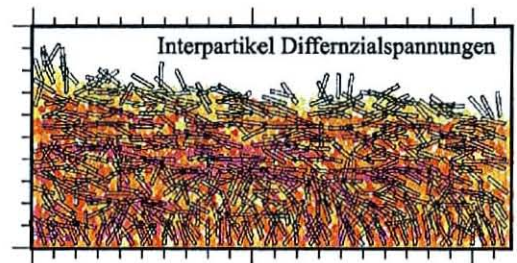


Abb. III-1.22: Die Magnitude der Interpartikel-Differenzialspannungen ergibt sich aus der Farbe der an einem Kontakt beteiligten Teilchen: gelb = gering; auf einer Rotskala zunehmend; bis violett = maximal.

Neben der grafischen Umsetzung der Verschiebungen, der wirkenden Kräfte und der Spannungen wurden die *Partikelpfade* untersucht und eine Deformationsanalyse durchgeführt. Dazu wurde zu Beginn des Experiments vor Einsetzen der Konvergenz ein Gitter über die gesamte undeformierte Sandkiste gelegt (*Abb. III-1.23a*). Die Gitterweite beträgt 5 km x 1 km (Skalierung Kap. III-1.3.1.1). Die Partikelkoordinaten jedes Gitterpunktes werden in jedem Zeitschritt bestimmt und zur grafischen Darstellung der Partikelpfade genutzt (*Abb. III-1.23b*). Aus der Verschiebung der Eckpunkte in den einzelnen Gitterzellen kann die Deformation in der jeweiligen Zelle innerhalb einzelner Zeitschritte berechnet werden (*Abb. III-1.23c*). Dazu wird der von K. Wang & H. Dragert (1998) entwickelte Algorithmus 'plainstrain' genutzt. Für alle im Folgenden beschriebenen Experimente wurde eine Deformationsanalyse nach jeweils 20 Rechenschritten durchgeführt. Die erste Analyse wurde für die Deformation vom Initialzustand bis zum 20. Rechenschritt, die zweite für den Zeitabschnitt 20. bis 40. Iteration usw. bestimmt. Die berechneten Deformationsellipsen wurden jeweils zusammen mit dem Endzustand des Modells, d.h. beispielsweise für die erste Deformationsanalyse auf die Partikelkonfiguration nach 20 Iterationen, dargestellt. *Abb. III-1.23c* zeigt das deformierte Gitter nach einer Verkürzung von 40 Iterationen. Die gezeigten Deformationsellipsen wurden für das Intervall 20 - 40 Kalkulationen berechnet.

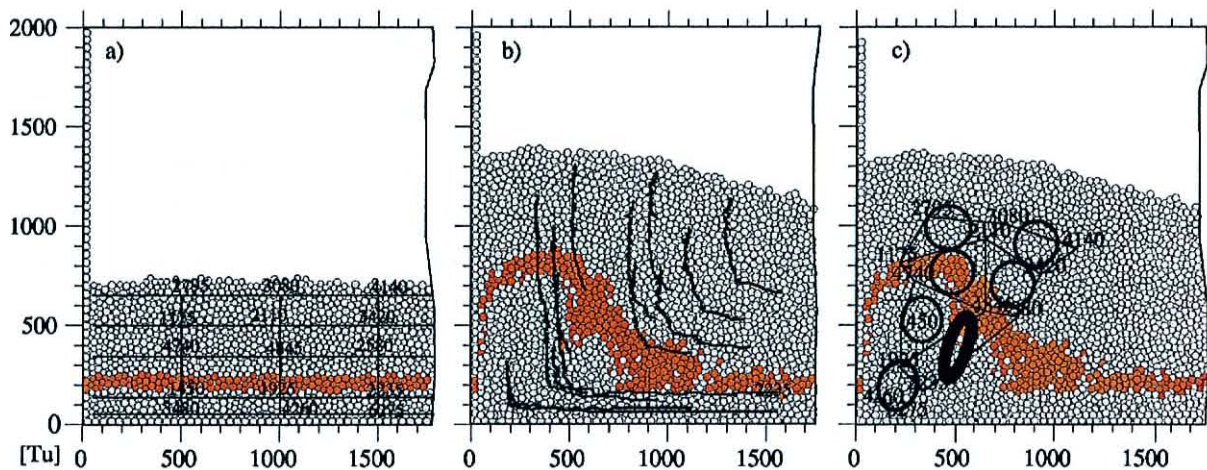


Abb. III-1.23: Das für die Deformationsanalyse genutzte Gitter im Initialzustand (a) und nach 40 Verkürzungsschritten (c). Die berechneten Deformationsellipsen ergeben sich aus den zur Bestimmung der Partikelpfade (b) genutzten Gitterpunktverschiebungen.

Eine Deformationsanalyse und eine Untersuchung der Partikelpfade wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals für die numerische Sandkiste durchgeführt. Die Diskrete Elemente Methode zeichnet sich bezüglich der Deformationsanalyse während der Keilevolution durch eine hohe Datendichte und -genauigkeit aus. Im Unterschied zu Analogexperimenten werden einzelne 'Marker', die zur Deformationsanalyse dienen, nicht zerstört. Dies ist ein wichtiger Vorteil der numerischen Sandkastenapparatur.

1.4 Die Ergebnisse der 'numerischen Sandkastenexperimente'

Die Diskrete Elemente Methode dient, wie bereits ausführlich erläutert, der Untersuchung des Reibungskontrastes zwischen den einzelnen Schichten im Sedimentpaket. Dabei soll auf die Betrachtung eines einfachen Modellaufbaus mit nur einem basalen Abscherhorizont verzichtet werden. Dieser Zusammenhang wurde bereits ausführlich mit der Methode der Finiten Elemente (Kap. II-1.4.6) sowie anhand von analogen Sandkastenexperimenten studiert (Mulgeta, 1988; Gutscher et al., 1996; Kukowski et al., 1999).

Für erste Tests zur Wirkungsweise der 'numerischen Sandkastenapparatur' werden die Deformationsprozesse in einem Modell mit bzw. ohne eine in den Sedimenten eingelagerte schwache Schicht miteinander verglichen. Es werden in Experiment W31 nur die Balltypen 1 und 2 verwendet (*Abb. III-1.18*). Der Versuch W31 weist somit eine homogene Reibungsverteilung auf. Demgegenüber ist in Experiment W46 eine Schicht geringerer interner Reibung im Sediment eingelagert. In beiden Versuchen wird eine kritische Keilgeometrie aufgebaut (*Abb. III-1.24*). In beiden Fällen wird der für Makran entwickelte Versuchsaufbau genutzt (Kap. III-1.2). Alle Modellkonfiguratio-

nen bzw. Randbedingungen werden stets konstant gehalten. Die Oberflächenreibungen der einzelnen Balltypen sind in beiden Experimenten identisch dem Versuch W46.

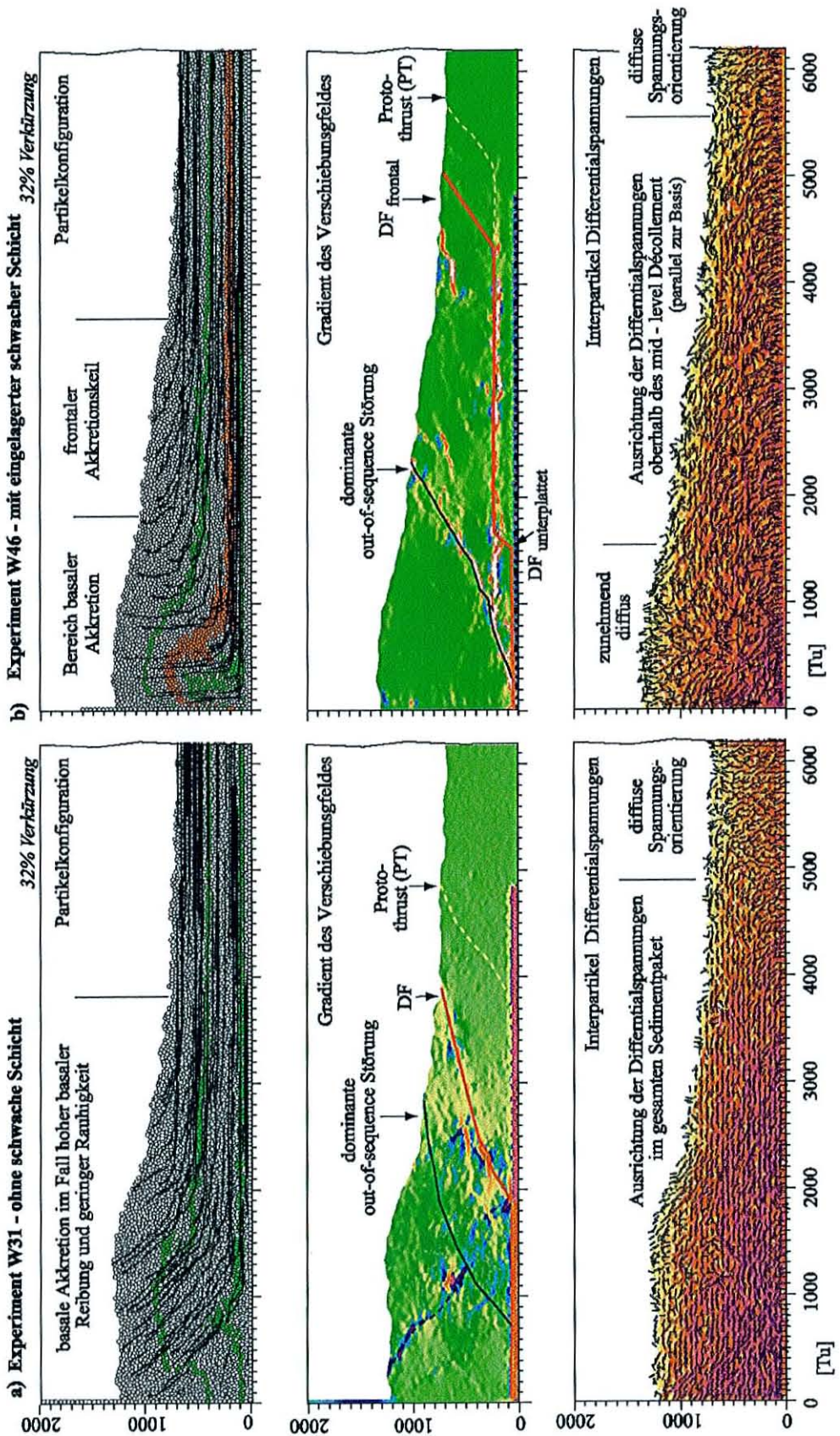


Abb. III-1.24: Tests zur Existenz des schwachen mid-level Décollements.

Für den Fall einer homogenen Reibungsverteilung (W31) bildet sich mit einsetzender Konvergenz eine erste seewärts gerichtete Überschiebung (*Abb. III-1.24a*). Im Laufe des Experimentes werden weitere Schuppen frontal abgeschert. Diese Schubspäne werden anschließend vom Keil überschoben und basal akkretiert. Die einzelnen Schuppen werden dabei leicht rotiert und gestreckt. Sie ordnen sich dachziegelartig übereinander an und bilden einen basal akkretierten Körper. Aufgrund der geringen Auflösung der DEM Modelle und der damit verbundenen geringen Markeranzahl können die Strukturen im Bereich der basalen Akkretion nicht äquivalent den Analogexperimenten aufgelöst werden. Es ist in diesen Modellen nicht möglich, die exakte Lage der Akkretionsschuppen zu verfolgen.

Infolge der basalen Akkretion wird das gesamte landwärtige Segment des Akkretionskeils gehoben. Die Hebung wird dabei an dominanten *out-of-sequence* Störungen akkumuliert, wobei sich zeitgleich markante Rücküberschiebungen ausbilden. *Out-of-sequence* Störungen geben ältere, reaktivierte Störungen im Akkretionskeil an. Der Hebungsbereich zeigt bereits nach 15% Verkürzung eine deutliche Abflachung an der Oberfläche, wohingegen die Flanke des Bereiches basaler Akkretion zunehmend steiler wird. Dieser markante Knick im Hangeigungswinkel ist typisch für Akkretionskeile über einem basalen Décollement hoher Reibung (Kap. I-2.2.2.1). Dieses Deformationsverhalten ist identisch den in 'Sandkastensimulationen' für hohe basale Reibungen beobachteten Prozessen (Gutscher et al., 1996).

Die Partikelpfade zeigen ein typisches Bild für Keile mit hoher basaler Reibung und geringer Rauigkeit (Lohrmann et al., subm.). In den DEM Simulationen werden die Einflüsse der Rauigkeit auf das Deformationsverhalten unterdrückt, da aus den seismischen Daten keine Informationen über die Rauigkeit des basalen Décollements vorliegen. Eine weitere 'Einebnung' der Scherfläche durch Verwendung kleinerer Kugeln ist nicht notwendig. Es werden bereits gute Ablagerungs- und Ankopplungsbedingungen des Sedimentpaketes auf dem basalen Abscherhorizont simuliert.

Die Differenzialspannungen an den Partikelkontakten weisen in Experiment W31 im gesamten Keil ein sehr homogenes Bild auf. Die diffuse Orientierung der Spannungen im undeformierten Sediment erfahren eine einheitlich horizontale Ausrichtung, sobald die jeweiligen Kugeln dem Keil angegliedert werden (*Abb. III-1.24a*). Die Lage der aktiven Deformationsfront kann anhand der Differenzialspannungen sehr gut kartiert werden. Die homogene Orientierung der Differenzialspannungen ändert sich nur im landwärtigen Bereich des Modells. Die Differenzialspannungen nehmen an der Basis des Keils sowie im Bereich der Rückwand zu (zunehmend violette Verfärbung). Dieser Anstieg wird ausgelöst durch zunehmende Kompaktion der Teilchen infolge der basalen Akkretion bzw. durch die Einschränkung, dass kein Subduktionsfenster betrachtet wird. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der FEM, die ebenfalls infolge der starren Rückwand hohe Scherspannungswerte im Bereich vor der starren Rückwand zeigen. Auch in den DEM Simulationen sind in diesem Bereich des Akkretionskeils weder die Strukturen noch die Mechanik interpretierbar.

In Experiment W46 mit einer schwachen Schicht im Sediment kommt es zur Ausbildung frontaler Überschiebungen oberhalb des schwachen Décollements (*Abb. III-1.24b*). Diese frontalen Überschiebungen bilden mit fortschreitender Konvergenz einen frontalen Akkretionskeil, der schnell auf dem schwachen Detachment vorwärts propagiert. Das Material unterhalb des *mid-level* Décollements wird infolge der hohen Reibung an der Basis des Modells weit unter den frontalen Akkretionskeil unterschoben und basal akkretiert. Der Bereich der basalen Akkretion ist während der Konvergenz fest positioniert. Infolgedessen wächst der Abstand zwischen der Deformationsfront und dem Bereich basaler Akkretion rasch an.

Die Interpartikel-Differenzialspannungen erfahren äquivalent dem Versuch W31 eine Ausrichtung, sobald die Partikel frontal bzw. basal akkretiert werden. Im Bereich des frontalen Akkretionskeils richten sich die Spannungen wiederum horizontal zur Basis aus. Demgegenüber ist der Bereich basaler Akkretion gekennzeichnet durch eine zunehmend diffuse Orientierung der Spannungen. Zudem weist das unter den frontalen Keil unterschobene Material eine senkrechte Ausrichtung der Differenzialspannungen auf. Die Lage der jeweiligen Deformationsfront sowie die Position des *mid-level* Décollements können somit auch in diesem Versuch anhand der Differenzialspannungen bestimmt werden.

Die Partikelpfade zeigen ebenfalls zwei unterschiedliche Massentransfermechanismen an: den der frontalen und den der basalen Akkretion. Der frontale Akkretionskeil zeichnet sich durch eine stetige lineare Hebung der Partikel

mit gleichzeitiger Bewegung weg von der Deformationsfront aus. Demgegenüber wird das basal akkretierte Material annähernd senkrecht gehoben. Anhand der Partikelpfade können die beiden Hauptdeformationsstile identifiziert werden (*Abb. III-1.24b*).

Zusammenfassung und Interpretation für Makran

Diese Experimente zeigen in den Analogexperimenten identisches mechanisches Verhalten (Kap. III-2.5). Dies bestätigt sowohl die korrekte Wirkungsweise der numerischen Sandkastenexperimente und ermöglicht es, die Deformationsprozesse beider Simulationstechniken miteinander zu vergleichen und die jeweiligen Beobachtungen zu ergänzen.

Der Knick in der Topografie in Experiment W31 kann bei ausschließlicher Betrachtung der Keiloberfläche ebenfalls als ein Hangwechsel interpretiert werden, wodurch auch dieses Experiment eine mögliche Beschreibung der Situation im Bereich des Makran Akkretionskeils liefert. Gegen das Modell W31 spricht, dass in den seismischen Daten frontale Akkretionsschuppen deutlich identifiziert werden können. Eine solche Struktur kann aber nur von einem Décollement niedrigerer Reibung gebildet werden. Des weiteren deuten die reflexionsseismischen Daten darauf hin, dass das Material im Bereich des oberen Hanges sehr stark gestört ist. Es lassen sich hier keine Strukturen auflösen (Kap. I-3.3). Dies bietet eine mögliche Erklärung für die zunehmend diffuse Orientierung der Interpartikel-Differenzialspannungen, wie sie in Experiment W46 auftritt. Eine hohe Zerstörung im Material kann nicht mit einer homogenen Spannungsorientierung äquivalent W31 erklärt werden.

Zudem wird in der Morphologie in Versuch W31 keine *mid - slope* Terrasse äquivalent der in den bathymetrischen Daten in Makran ausgebildet (*Abb. III-2.24a*).

Der Vergleich der Ergebnisse dieser beiden Experimente W31 und W46 bestätigt, dass für die Bildung des Makran Akkretionskeil im frontalen Bereich ein schwaches Décollement verantwortlich sein muss, welches in einiger Entfernung von der Deformationsfront auf ein zweites tiefergelegeneres Décollement höherer Reibung verspringt. Es wird zeitgleich Material frontal und basal akkretiert. Infolge dessen wird ein Modelllaufbau äquivalent W46 für alle weiteren Simulationen verwendet.

1.4.1 Untersuchungen zur 'Tiefenlage' des schwachen *mid - level* Décollements

Aufgrund der reflexionsseismischen Daten ist die Tiefenlage des *mid - level* Décollements durch die Position des Abscherhorizontes der frontalen Akkretionsschuppen festgelegt. In der folgenden Versuchsreihe wird die Lage dieses Detachments im Sedimentpaket variiert, um mögliche Einflüsse der Sedimentauflast auf die Mechanik zu untersuchen. Absolute Aussagen zur Tiefenlage eines Décollements sind nicht möglich, da in diesen Modellen keine Fluide betrachtet werden. Mit dieser Versuchsreihe soll eine weitere geometrische Randbedingung, die grundsätzlich in die Modellkonfiguration eingebaut wird, getestet werden.

In der folgenden Experimentreihe wird stets der Abstand zwischen der schwachen Schicht und der Basis des Modells konstant gehalten. Es wird somit in allen Versuchen ein identisches Volumen basal akkretiert. Als einzige variable Größe wird die Auflast auf der schwachen Lage verändert, alle sonstigen Modellkonfigurationen bleiben unverändert. Es wird eine Reibungsverteilung äquivalent Experiment W46 verwendet. Der Begriff der 'Tiefenlage' entspricht im Folgenden der Auflast auf dem schwachen Schichtpaket.

Die bei der Evolution der Akkretionskeile ablaufenden Deformationsprozesse sind primär identisch denen im vorangegangenen Kapitel für Experiment W46 beschriebenen. Es bildet sich stets ein frontaler Akkretionskeil oberhalb des schwachen Horizonts. Das Material unterhalb dieses *mid - level* Décollements wird weit unter den Keil unterschoben und wird im landwärtigen Bereich basal akkretiert. Es können wiederum zwei Hauptdeformationsstile identifiziert werden.

Als entscheidender Unterschied im Deformationsverhalten werden bei einer nur geringen Auflast auf der schwachen Schicht große Hangrutschungen im Akkretionskeil ausgelöst (*Abb. III-1.25a*). Ein Keilsegment mit einer Ausdehnung von mehreren Zehner Kilometern bewegt sich dabei entlang einer diskreten Scherfläche in positiver x -Richtung hangabwärts. Der Abscherhorizont liegt innerhalb des schwachen *mid - level* Décollements. Die Rutschungsstrukturen können anhand des Gradienten des Verschiebungsfeldes identifiziert werden. Die rote Kodierung des Verschiebungsgradienten zeigt den gleichgerichteten Schersinn entlang der gesamten Scherfläche an (*Abb. III-1.25 a*). Dies ist charakteristisch für eine Rutschung. Demgegenüber haben die typischen frontalen Überschiebungen, sowie die durch die Hebung des Bereichs basaler Akkretion ausgelösten Rücküberschiebungen, einen unter-

schiedlich gerichteten Schersinn, was sich in der roten Einfärbung des sich in positiver x-Richtung bewegenden Materials gegenüber einer bläulich/violetten Färbung von Rücküberschiebungen zeigt. Dies ist ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal für die Identifizierung beider Störungsarten (*Abb. III-1.25b*).

Aufgrund der listrischen Geometrie der basalen Scherfläche handelt es sich um Rotationsrutschungen. Diese zeichnen sich durch die Bewegung sehr großvolumiger, relativ intakter Blöcke aus (Coleman & Prior, 1988). Die für die Keilentwicklung verantwortlichen Deformationsprozesse bleiben von diesen Effekten unbeeinflusst, d.h. es werden weiterhin neue frontale Überschiebungen gebildet (*Abb. III-1.25a*) (PT)). Das trenchnahe Ende der Rutschungsmasse erreicht die neue Deformationsfront nicht. Entscheidend hierfür ist die geringe Höhe, aus der die Rutschung abgeht (H). Je kleiner das Verhältnis der Höhe (H) zur Auslaufslänge (L) ist, desto geringer ist die Beschleunigung bzw. die Geschwindigkeit, die die Rutschungsmasse erfährt. Ihre kinetische Energie ist nicht ausreichend in einer flachen, langen Zunge auszulaufen (Campbell et al., 1995). In den hier gezeigten Experimenten wird eine frontale Überschiebung reaktiviert, wodurch sich eine konvexe Scherfläche ergibt (*Abb. III-1.25a*).

Wie mit Hilfe der DEM Simulationen gezeigt werden kann, werden große Hangrutschungen nur im Fall einer geringeren Auflast als 3.2 km auf dem schwachen Horizont ausgelöst. Ab einer Sedimentdicke von 3.2 km auf der schwachen Schicht bzw. einer Basistiefe des Schicht von ca. 4 km sind keine Rutschungen bis zum Erreichen der kritischen Keilgeometrie zu beobachten (*Abb. III-1.25: a*) 2.3 km Auflast und *b*) 3.3 km Auflast).

Als auslösender Mechanismus für Rutschungen galten bisher die basalen Reibungseigenschaften bzw. die Geometrie des Hanges. Rutschungen werden somit bei einem Überschreiten des kritischen Hangwinkels ausgelöst, d.h. die stationäre Scherfestigkeit des Materials ist geringer als die angreifende Hangabtriebskraft (Kenyon, 1987; Lee et al., 1991). Ein solcher überkritischer Zustand des Hangwinkel wird in allen Experimenten bis zu einer Verkürzung von 24% nicht erreicht (*Abb. III-1.25*). Zudem ist die Reibungsverteilung in allen Versuchen identisch. Die Reibung kann ebenfalls nicht die Ausbildung von Hangrutschungen erklären, da bei gleicher interner Reibung der schwachen Schicht nicht immer Hangrutschungen ausgelöst würden. Es muss somit andere 'Schmiermechanismen' geben, die in einem direkten Zusammenhang zur Auflast auf der mechanisch schwächeren Schicht stehen. In der Natur kann dies durch Mobilisierung der Porenfluide (Coleman & Prior, 1988), durch Fluidization nasser, sehr unverteigter Sedimente oder durch akustische Verflüssigung (Campbell et al., 1995) erfolgen. Da mit diesen Diskrete Elemente Modellierungen keine Fluide betrachtet werden, müssen hier andere 'Selbstschmiereffekte' auftreten.

Ein Vergleich der Experimente zeigt, dass im Falle hoher Auflast bei gleicher Verkürzung das basal akkretierte Material wesentlich stärker kompaktiert wird. Demgegenüber ist bei einer geringeren Sedimentmächtigkeit eine Dilatation des basal akkretierten Volumens zu beobachten. Dabei wird durch das schnelle Anwachsen des basal akkretierten Volumens die Basis des schwachen *mid - level* Décollements bereits nach geringerer Verkürzung stark aufgesteilt (*Abb. III-1.25a*). Ein solches Aufsteilen tritt aber im Fall *b*) ebenfalls bei fortschreitender Konvergenz auf und ist auch im Analogexperiment zu beobachten (Kap. III-2.4). In allen Fällen löst dies kleinere Rutschungen im oberen Hangbereich aus. Die hier gezeigten Rutschungsereignisse mit einer Ausdehnung von mehreren Zehner Kilometern und einem Rutschungsvolumen im Bereich von 100 km² können damit nicht erklärt werden.

Als wichtiges Unterscheidungsmerkmal der Experimente mit geringer bzw. großer Auflast kann eine Verdickung des schwachen *mid - level* Décollements identifiziert werden. Eine Verdreifachung der ursprünglichen Schichtmächtigkeit ist nur im Fall einer geringen Auflast zu beobachten. Durch die Verdickung steigt die Zahl der an der Rutschung beteiligten Kugeln an. Die grundsätzlichen Untersuchungen von Rutschungsverhalten mit der DEM haben gezeigt, dass mit dem Anstieg der an einer Rutschung beteiligten Partikel der basale Reibungskoeffizient abnimmt bzw. das Rutschungsvolumen zunimmt (Campbell et al., 1995). Bei der Verdickung des schwachen *mid - level* Décollements ist somit der umgekehrte Effekte zu beobachten. Das Rutschungsvolumen nimmt zu, woraus folgt, dass der Reibungskoeffizient im Décollement sinkt. Diesem Effekt wirkt entgegen, dass mit zunehmender Zerschering die basale Reibung wieder ansteigt (Campbell et al., 1995), d.h. die Rutschung wird am Fuße des Hanges abgebremst. Die wirkenden Scherspannungen steigen an, was die Rutschung dazu bringt, die Richtung zu ändern. Sie wird auf eine gekrümmte Bahn ablenkt und läuft nicht in einer langen Zunge aus. Dabei werden alte Störungen, deren Reibungen geringer sind, reaktiviert.

Dieser Effekt ist nur im Fall einer geringen Auflast auf dem Décollement zu beobachten und wird bei höheren Auflasten nicht ausgelöst. Mit steigender Auflast nehmen die Zusammenstöße zwischen den Partikeln im *mid-level* Detachment ab, d.h. es gibt weniger Kontakte zwischen den Kugeln und die Reibung in dieser Schicht wird verringert. Dies hat zur Folge, dass der frontale Akkretionskeil stetig rasch vorwärts gleitet und es nicht zur Verdickung der schwachen Décollementschiicht kommt.

Zusammenfassung und Interpretation für Makran

Solche in den DEM Simulationen beobachteten großen Rutschungsereignisse können auch in der Natur im Bereich submariner Hänge beobachten werden. Identische großvolumige Massenumlagerungsprozesse finden beispielsweise im Bereich von Akkretionskeilen am Sunda Bogen (GINCO Fahrtbericht, 1999) und am Nankai Akkretionskeil (Gaedicke, 1995) statt.

Für den Makran Akkretionskeil deutet hingegen nichts auf junge bzw. auch ältere große Hangrutschungen hin. Sowohl in den reflexionsseismischen als auch in den bathymetrischen Daten (Kap. I-3.2; *Abb. I-3.3*) gibt es keine Anzeichen für größere Rutschungsereignisse, mit einer Dimension der in den DEM Simulationen gezeigten. Der gesamte Hangbereich zeichnet sich vielmehr durch eine sehr hohe Stabilität bzw. durch eine hohe Festigkeit des akkretierten Material aus. Die einzelnen Akkretionsrücken erreichen Flankensteilheiten von bis zu 20°. Zudem zeigen die 3.5 kHz Parasound Daten über dem Akkretionskeil, dass die Sedimentfüllung der einzelnen *thrust-top* Becken eine sehr ebene, ungestörte Schichtung aufweist. Für den Fall großer Rutschungsereignisse müsste hingegen das gesamte Keilmaterial stark gestört sein. Dies haben grundsätzliche DEM Untersuchungen zur Mechanik von Rutschungen gezeigt. Das Material gleitet nicht in einem starren Block hangabwärts, sondern wird zu Beginn der Rutschung einmal komplett überkippt und erfährt anschließend eine sehr starke Zerschierung (Campbell et al., 1995).

In der Morphologie des Makran Akkretionskeils gibt es keine Anzeichen für Schlamm-, Suspensions- oder Schuttströme, die möglicherweise infolge von Rutschungen ausgelöst wurden. Für die beiden großen Canyonssysteme Makrans (Kap. I-3.2) liefern die einzelnen Längsschnitte erstens keine Hinweise auf große Schlammströme und zweitens handelt es sich nicht um äußere Begrenzungen verschiedener Hangabbruchereignisse, wie sie im Falle großer Rutschungen zu erwarten wären (Kenyon, 1987). Anhand des bathymetrischen Kartenausschnitts sind hingegen kleinräumige Rutschungen an einzelnen Rückensegmenten zu erkennen (*Abb. I-3.3*). Solche Ereignisse sind sowohl bei geringen als auch bei großen Auflasten bei großen Verkürzungen im Bereich des oberen Hanges zu erkennen.

Anhand dieser Versuchsreihe und der verschiedenen Beobachtungen im Bereich der Makran Subduktionszone ist für diesen Akkretionskeil von einer großen Auflast auf der schwachen Schicht auszugehen. Das Material oberhalb der schwachen Lage in Makran sollte sich durch eine hohe Festigkeit auszeichnen. Dies korreliert mit der Beobachtung der stabilen Akkretionsrücken, was ebenfalls für ein festes Material spricht.

Aufgrund der höheren Auflast werden die Porenflüssigkeiten in den Turbiditen mobilisiert. Die in großen Tiefen freigesetzten Fluide steigen auf und sammeln sich unter einer wasserscheidenden Schicht, beispielsweise einer tonigen Lage in den Turbiditen. Dies hat eine Verringerung der Reibung unter dieser Schicht zur Folge, welche das schwache *mid-level* Décollement bildet.

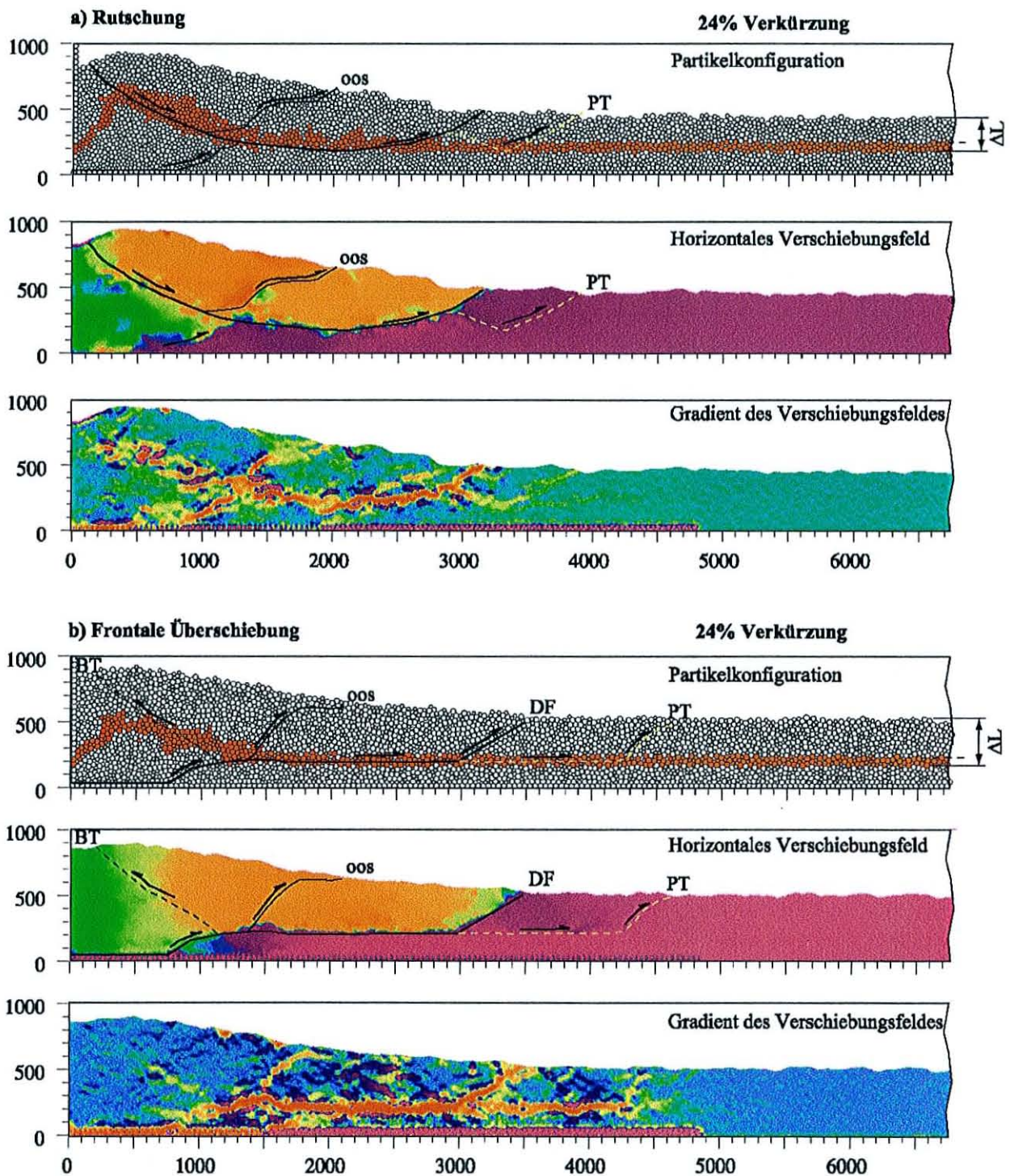


Abb. III-1.25: Identifizierung von Rutschungen anhand der Untersuchung des Schersinns von Störungsflächen. (Farbkodierung siehe Kap. III-1.3.5)

1.4.2 Die Critical Taper Analyse der 'numerischen Sandkastenexperimente'

In allen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Experimente bauen die Modelle stets eine keilförmige Geometrie auf. Die sich einstellenden kritischen Hangwinkel werden dabei von der internen und basalen Reibungsverteilung bestimmt, d.h. eine Verringerung der Reibung eines Décollements hat stets eine Abnahme des Hangwinkels zur Folge (Tab. III-1.2). Dies belegt eine Versuchsreihe, bei der iterativ die interne Reibung der schwachen Schicht bzw. die Reibung an der Basis des Modells verringert wird (Abb. III-1.26). Die Reibung des Sediments sowie alle weiteren Modellkonfigurationen werden dabei konstant gehalten.

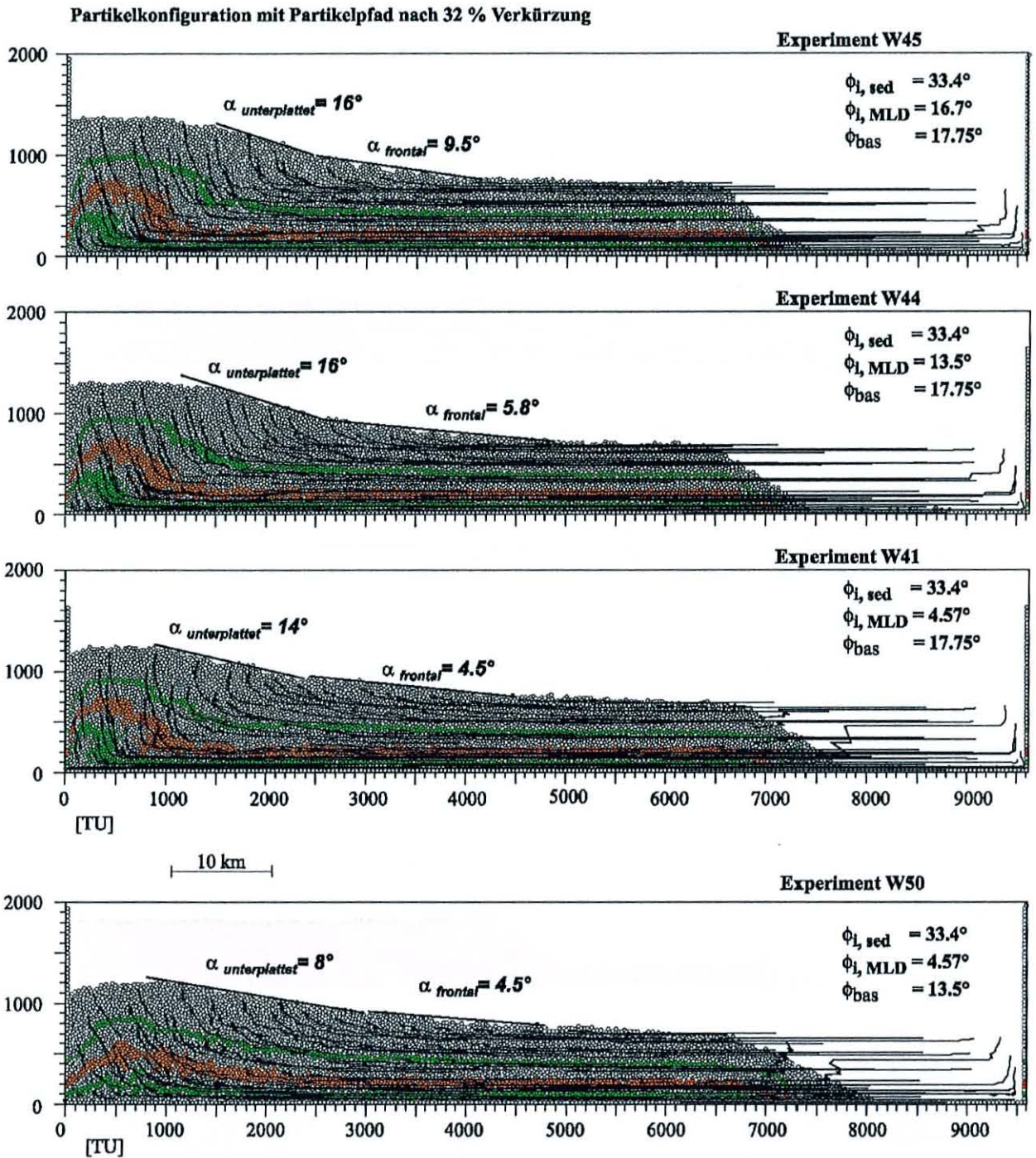


Abb. III-1.26: Ausgewählte Beispiele zur Untersuchung der Anwendbarkeit der *Critical Taper* Theorie.

Aufgrund der geringen Auflösung der DEM Modelle ist eine Identifizierung der unterschiedlichen kinematischen Bereiche des frontalen Akkretionskeils anhand eines Wechsels in der Hangneigung äquivalent den Analogexperimenten nicht möglich (vgl. Kap. III-2). Da in jedem Rechenschritt anhand des Verschiebungsgradienten stets nur die Störungen, die in diesem Schritt maximale Versätze akkumulieren, identifiziert werden können, ist auch anhand der aktiven Störungen eine Identifizierung der aktiven frontalen Überschiebungszone im Bereich der Keilspitze nicht möglich. Infolge dessen wird für die *Critical Taper* Analyse der kritische Hangneigungswinkel für das gesamte Keilsegment bestimmt.

Des weiteren erschwert die raue Keiloberfläche die exakte Bestimmung der kritischen Winkel. Zudem kann bei geringen Reibungsunterschieden (W50) der Übergangsbereich zwischen frontalem Akkretionskeil und dem Bereich basaler Akkretion nicht genau bestimmt werden. Aus diesem Grund wird zusätzlich die Lage der dominanten *out-of-*

sequence Störung genutzt, die den Übergangsbereich zwischen beiden Hauptdeformationseinheiten markieren (Kap. III-2.4.3). Diese während des Keilwachstums mehrfach reaktivierte Überschiebung kann anhand der Partikelpfade identifiziert werden.

Es kann somit für den frontalen Akkretionskeil in Experiment W45 mit einem internen Reibungswinkel der schwachen Schicht von 16.7° ein kritischer Hangneigungswinkel von 9.5° bestimmt werden. Eine Reduzierung der Reibung dieses Schichtpaketes auf 13.5° (W44) bzw. 4.57° (W41) führt zu einem Abflachen des Keilwinkels bis auf 5.8° bzw. 4.5° . Ebenso verringert sich der kritische Winkel im Bereich basaler Akkretion von 5.6° auf 4.1° bei einer Abnahme der Reibungen von 17.75° auf 13.5° entlang des basalen Abscherhorizonts. Dies zeigen die Experimente W41 und W50 (Abb. III-1.26). Eine geringere interne Reibung der mechanisch schwächeren Schicht korreliert stets mit einem flachen Winkel des frontalen Akkretionskeils, sowie eine höhere basale Reibung des tieferen Detachments einen steileren oberen Hang erzeugt. Dies bestätigt die wiederum korrekte Wirkungsweise der 'numerischen Sandkastenapparatur'.

Da eine direkte Identifizierung der aktiven, frontalen Überschiebungszone sowie der internen Akkumulationszone (vgl. Kap. II-2.4.2) nicht möglich ist, ist ein Vergleich der gemessenen und theoretisch berechneten kritischen Hangwinkel anhand einer Critical Taper Analyse für diese frontalen Akkretionskeile nicht möglich. Demgegenüber ist eine Interpretation der Hangneigungswinkel im Bereich der basalen Akkretion im Unterschied zu den Analogexperimenten in den DEM Simulationen möglich (Kap. III-2). Der Einfluss der starren Rückwand, der in der Analogapparatur zu einer lokalen Hebung führt, ist in den DEM Simulationen geringer, da die Kompaktion im Material aufgrund der Voraussetzung einer geringen Überlappung der Kugeln begrenzt ist. Die Akkretionskeile bilden eine typische konvexe Keilform im Bereich der basalen Akkretion aus. Die sich einstellenden Hangwinkel liegen weit unterhalb der Böschungswinkel.

Exp. - nummer	interne Reibung (1-1; 2-2)		interne Reibung (3-3; MLD)				basale Reibung (1-2; Basis)				basale Reibung (2-3; MLD)		
	μ	ϕ [°]	μ	ϕ [°]	α_{krit}	α_{gem}	μ	ϕ [°]	α_{krit}	α_{gem}	μ	ϕ [°]	α_{krit}
W48	1.0	45	0.08	4.57	0.75	2.5	0.32	17.75	3.2	10.5	0.24	13.5	2.4
W43	0.66	33.4	0.08	4.57	1.3	4.0	0.32	17.75	5.6	14	0.30	16.7	5.2
W41	0.66	33.4	0.08	4.57	1.3	4.5	0.32	17.75	5.6	14	0.24	13.5	4.1
W44	0.66	33.4	0.24	13.5	4.1	5.8	0.32	17.75	5.6	16	0.24	13.5	4.1
W45	0.66	33.4	0.30	16.7	5.2	9.5	0.32	17.75	5.6	16	0.24	13.5	4.1
W50	0.66	33.4	0.08	4.57	1.3	4.5	0.24	13.5	4.1	8	0.24	13.5	4.1
W49	0.66	33.4	0.08	4.57	1.3	4.0	0.32	17.75	5.6	14	0.10	5.7	1.65
W46	0.38	20.8	0.08	4.57	2.2	7.0	0.32	17.75	10.5	13	0.24	13.5	7.1

Tab. III-1.2: Die Berechnung der kritischen Hangwinkel erfolgt anhand der CT Theorie Gleichung (15) für nicht kohäsive Akkretionskeile (Kap. I-2.2.2.1). Die in grau unterlegten Experimente sind in Abb. III-1.26 dargestellt.

1.4.3 Detaillierte Untersuchung zum Materialverhalten des DEM Granulats

Da bereits anhand der theoretischen Überlegungen gezeigt wurde, dass aufgrund der Abhängigkeit des mechanischen Verhaltens von der Partikelform auch in den DEM Simulationen nicht von der Betrachtung eines 'echten' Mohr-Coulomb Materials ausgegangen werden kann, wird hier das Deformationsverhalten innerhalb des sich aufbauenden Akkretionskeils genauer betrachtet. Ziel dieser Untersuchungen ist es, auch für das DEM Granulat zu zeigen, dass es äquivalent den im Analogexperiment verwendeten Materialien einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening/strain softening* gehorcht (Kap. I-2.2.2.1; Lohrmann et al., subm.). In den analogen Sandkastensexperimenten kann die diffuse Deformation vor dem Erreichen der *Peak* Reibung, die nicht an Störungszonen akkumuliert wird, anhand der Verdickung der Markerschichten in den einzelnen frontalen Akkretionsschuppen

identifiziert werden (Kap. III-2.4.2). Eine äquivalente Untersuchung der DEM Modelle ist auf Grund der geringen Auflösung und der sich daraus ergebenden geringen Markerschichtzahl nicht möglich. Dafür bieten die Interpartikel-Differenzialspannungen sowie die detaillierte Deformationsanalyse eine Möglichkeit, die diffuse Deformation im 'numerischen Sandkasten' qualitativ zu identifizieren. Dies soll exemplarisch für das Experiment W46 gezeigt werden.

Wie anhand der Deformationsellipsen zu erkennen ist, wird der gesamte frontale Akkretionskeil stark kompaktiert (Abb. III-1.27). Ein annähernd horizontal verlaufendes Band höherer Differenzialspannungen zeigt die durch die Deformationsellipsen angegebene allgemeine Verkürzung im Akkretionskeil an. Diese interne Verkürzung wird an reaktivierten frontalen Überschiebungen akkumuliert. Die Differenzialspannungen zeigen maximale Spannungswerte für die aktive Deformationsfront, wie bei der Aktivierung neuer Störungen zu erwarten ist (Eisbacher, 1991).

Parallel dazu können aber auch mehrere Bereiche hoher Spannungswerte identifiziert werden, die annähernd senkrecht zu den frontalen Störungen positioniert sind (Detailausschnitt; Abb. III-1.27). Die jeweils beteiligten Partikel mit hohen Interpartikel-Differenzialspannungen liegen auf einer Linie, die nicht mit dem Verlauf der Spannungstrajektorien der Deformationsellipsen korreliert. Diese hohen Spannungen geben somit nicht die allgemeine Kompaktion im Bereich des frontalen Akkretionskeils an, sondern ermöglichen eine Identifizierung des Anteils der diffusen Deformation bzw. der plastischen Deformation vor dem Erreichen der *Peak* Reibung.

Die tiefliegenden Abschnitte der frontalen Überschiebungsschuppen erfahren somit eine starke Kompaktion. Die einzelnen Körner werden zunehmend zusammengedrückt, d.h. die wirkenden Kräfte an den Partikelkontakten nehmen zu. Auch für den Fall, dass die angreifenden Kräfte den gegebenen Schermodul überschreiten, kann aufgrund der dichten Packung des Granulats der Partikelkontakt nicht aufbrechen. Es wird dabei ein Zustand plastischer Deformation vor dem Überschreiten der *Peak* Reibung erzeugt.

Auch in allen anderen Experimenten können äquivalente Bereiche hoher Differenzialspannungen identifiziert werden, die nicht mit der durch die Deformationsellipsen angegebenen globalen Kompaktion korrelieren.

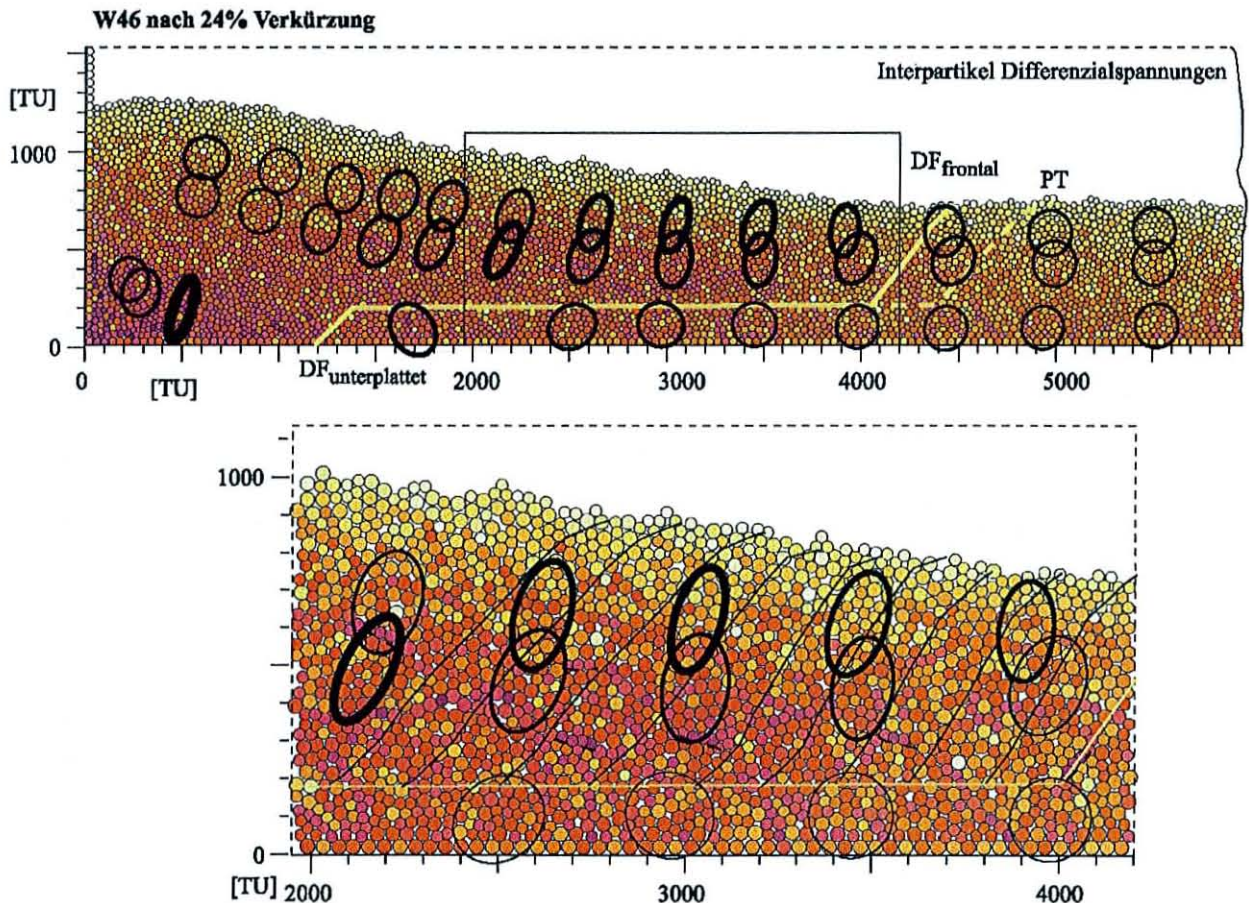


Abb. III-1.27: Die Deformationsellipsen geben die Bereich aktiver Kompression bei 40% bis 60% Verkürzung an. Im Detailausschnitt gezeigt ist eine schematische Darstellung der frontalen Akkretionsschuppen.

Anhand der Betrachtung der Differenzialspannungen kann indirekt diffuse Deformation im Material sichtbar gemacht werden. Anhand dieser Beobachtungen wird gezeigt, dass auch der 'numerische Sand' trotz einer eindeutigen Definition des Mohr-Coulomb'schen Bruchkriteriums einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening/softening* gehorcht.

Des Weiteren treten diffuse Deformationen infolge der Verwendung zweier verschiedener Partikelgrößen für das Sediment auf (vgl. Kap. III-2.3.1). In der inhomogenen Matrix bilden die größeren Kugeln dominierende Partikelpaare, die bei fortschreitender Konvergenz größere Porenräume einschließen. Wird an einer Vielzahl dieser Kugel-paare gleichzeitig die maximale Scherfestigkeit überschritten, brechen diese Kontakte innerhalb eines Rechenschrittes zusammen. Dies hat zur Folge, dass der gesamte Keil in Konvergenzrichtung zusammengedrückt wird und der Porenraum abnimmt. Der Keil erfährt eine plastische Kompaktion (*Abb. III-1.28*). Die relativen Verschiebungen der einzelnen Kugeln zueinander ist gering, weshalb dieser Effekt nur schwer zu quantifizieren ist. Die absolute Anzahl der an einer Kugel angreifenden Kontakte und damit die relativen Differenzialspannungen bleiben ebenfalls gleich.

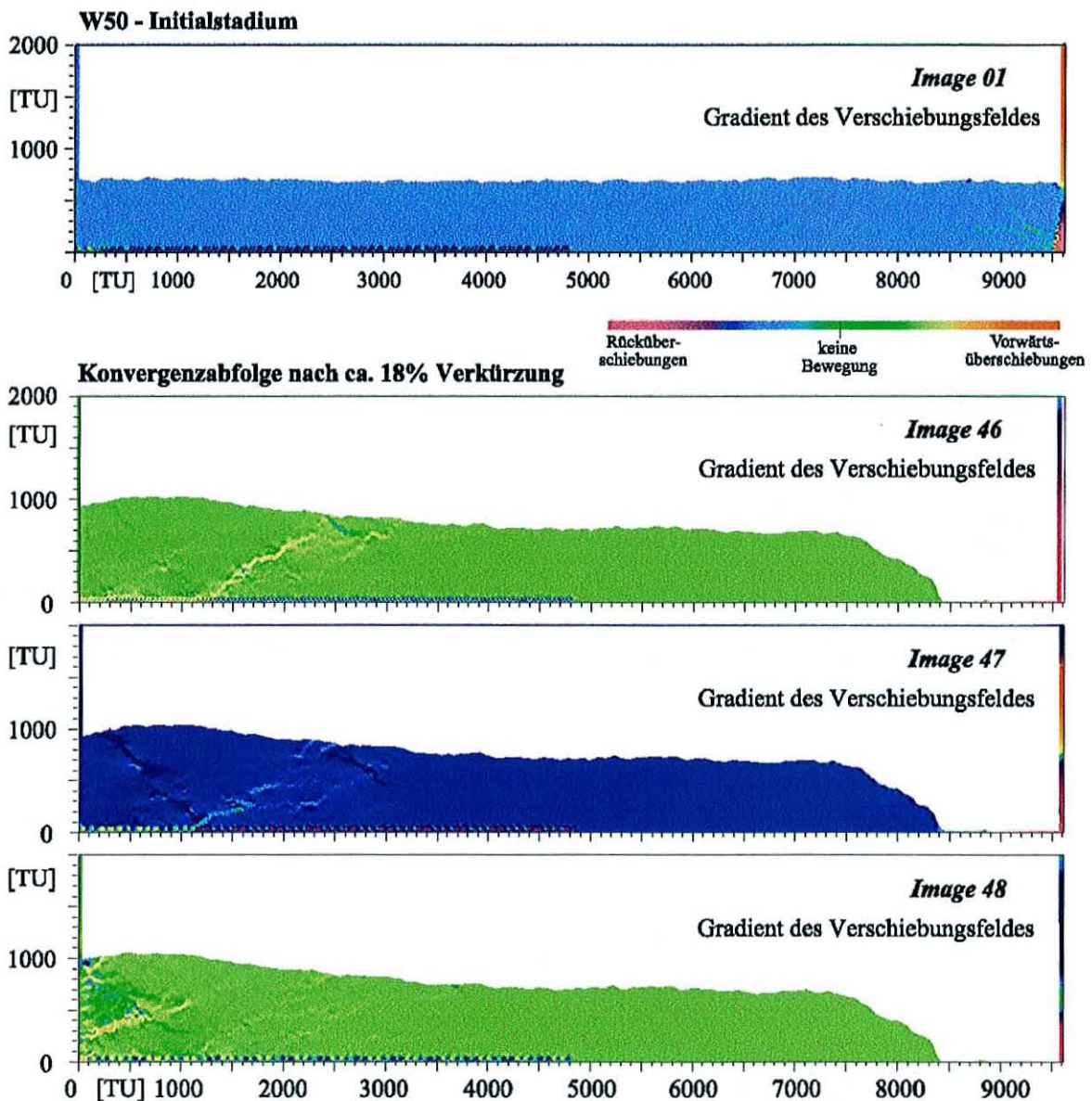


Abb. III-1.28: Konsolidierungseffekte identifiziert anhand des Verschiebungsfeldes zu Beginn der Konvergenz und nach 18% Verkürzung.

Dieser Konsolidierungseffekt tritt stets zu Versuchbeginn auf und kann durch die gravitative Ablagerung nicht vollständig unterbunden bzw. eingeschränkt werden. (Abb. III-1.28; Initialstadium). Das Korngefüge wird dabei durch die aufgebrauchte Zugspannung tektonisch kompaktiert. Ein solches 'Ineinandersacken' der Teilchen ist auch während des Versuchsverlaufes wiederholt innerhalb eines einzelnen Rechenschrittes zu beobachten (Abb. III-1.28; Image 47). Die Verschiebungsbeträge der einzelnen Kugeln sind sehr gering (siehe Farbkodierung). Die Häufigkeit des Auftretens dieser Form der tektonischen Kompaktion ist statistisch nicht erfassbar, tritt aber verstärkt bei höheren Konvergenzraten auf. Der gesamte Keil wird als ein Block in Konvergenzrichtung verschoben. Die einzelnen Partikel behalten ihre relativen Positionen zueinander bei. Nur entlang reaktivierter Störungen kommt es zu messbaren Verschiebungen zwischen den Kugeln. Die Verteilung der relativen Differenzialspannungen sowie deren Orientierung bleiben durch die Kompaktion unbeeinflusst.

Wie in diesem Kapitel gezeigt werden kann, zeigen die numerischen Granulate kein echtes Mohr-Coulomb Verhalten, sondern gehorchen vielmehr einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening/softening*. Dieses Ergebnis liefert eine weitere Übereinstimmung im Deformationsverhalten mit den im Analogexperiment verwendeten Materialien und der mit der Diskrete Elemente Methode betrachteten Granulate. Die DEM Materialien erfüllen somit wiederum eine der Voraussetzungen der Anwendbarkeit der *Critical Taper* Theorie nicht, weisen aber ein der starren oberen Kruste identisches Materialverhalten auf. Mit dem Programm TRUBALL können somit ebenfalls sehr gut die Deformationsprozesse im *forearc* von Subduktionszonen untersucht werden.

1.4.4 Die Untersuchungen zum Einfluss des Reibungscontrastes der einzelnen Schichten im Sediment

Umfangreiche Materialparameterstudien mit der Methode der Finite Elemente haben gezeigt, dass die basale Reibung des Décollements, im Verhältnis zu der internen Reibung des akkretierten Sediments, stets einen großen Einfluss auf das Deformationsverhalten von Akkretionskeilen haben. Die FE Simulationen betrachteten methodisch bedingt bisher das Spannungsfeld in einem bereits existierenden Akkretionskeil bei geringen Konvergenzbeträgen (Kap. II).

Mit der Diskrete Elemente Methode sollen diese Ergebnisse durch Informationen zum Deformationsverhalten während des Keilwachstums ergänzt werden. Es soll dabei der Einfluss des Reibungscontrastes zwischen den einzelnen Schichten im Materialpaket auf die Mechanik bzw. auf die Störungs- und Keilgeometrien im *forearc* Bereich von Subduktionszonen untersucht werden.

In den folgenden DEM Simulationen werden iterativ die Reibungen der einzelnen Schichten verändert. Der grundsätzliche Aufbau des Materialpaketes, bestehend aus einer eingelagerten, schwachen Schicht und einer hohen Reibung an der Basis, wird in allen Experimenten beibehalten. Es wird iterativ jeweils nur der Reibungscontrast zwischen den einzelnen Schichten verändert.

Aufgrund der generell identischen Modellkonfigurationen sind in den einzelnen Versuchen allgemein gleiche Deformationsprozesse zu beobachten. Mit einsetzender Konvergenz kommt es in allen Experimenten zur Ausbildung frontaler Überschiebungen oberhalb der schwachen Lage. Diese bilden im Versuchsverlauf einen frontalen Akkretionskeil. Das unterhalb dieses *mid - level* Décollements unterschobene Material wird im landwärtigen Bereich basal akkretiert. Die genaue Lage der einzelnen basalen Akkretionsschuppen lässt sich aufgrund der geringen Auflösung der DEM Modelle und der damit verbundenen geringeren Anzahl an Markerschichten nicht genau identifizieren. Es bildet sich ein antiformaler Duplexstapel, dessen interne Strukturen jedoch nicht aufgelöst werden können.

Es werden somit immer zwei Hauptdeformationsbereiche ausgebildet: ein frontaler Akkretionskeil und ein Bereich basaler Akkretion. Die mechanische Entkopplung dieser beiden kinematischen Domänen erfolgt stets an reaktivierten Störungen im Keil. Diese *out-of-sequence* Überschiebungen markieren somit die Lage des Übergangsbereiches zwischen den beiden Deformationseinheiten.

Dieser Übergangsbereich kann in DEM Simulationen sehr gut anhand des Bewegungssinns der einzelnen Partikel identifiziert werden, der durch kleine Pfeile angegeben wird (Abb. III-2.30). Das Partikelbewegungsfeld zeigt dabei in der Übergangszone ein sehr diffuses Bild. Dies ergibt sich aus der Überlagerung der vom Trench weg gerichteten Bewegung der Kugeln des frontal akkretierten Materials und der entgegengesetzt orientierten Bewegung der Partikel

im Bereich oberhalb der basalen Akkretion. Hier werden die Sedimente infolge der Ausbildung eines antiformen Duplexstapel radialsymmetrisch gehoben (*Abb. III-1.29*). Das Material direkt oberhalb des Hebungsentrums wird dabei annähernd senkrecht gehoben, wohingegen das Material an der Flanke des Duplexstapels zunehmend in Richtung der Keilspitze drängt. Dies führt zu einer Dehnung der Sedimente oberhalb der Flanke des Hebungsbereiches. Wie anhand des Bewegungssinns der einzelnen Partikel zu sehen ist, betrifft die Dehnung das gesamte Keilsegment oberhalb des Bereichs basaler Akkretion (*Abb. III-1.29*).

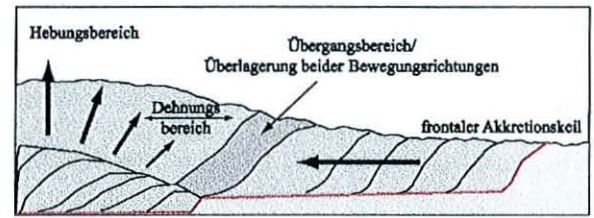


Abb. III-1.29: Schematische Darstellung der Bewegungsrichtung der Partikel im gesamten Akkretionskeil.

Diese durch die basale Akkretion hervorgerufene Dehnung zeigt sich in Analogexperimenten nur im oberflächennahen Bereich in Form von Dehnungsrissen (Kap. III-2.4). Wie anhand der linear skalierten Pfeillängen angezeigt wird, ist der Betrag der Verschiebung, der durch die Dehnung ausgelöst wird, wesentlich geringer ist als der, der durch frontale Akkretion initiiert wird (*Abb. III-2.30*).

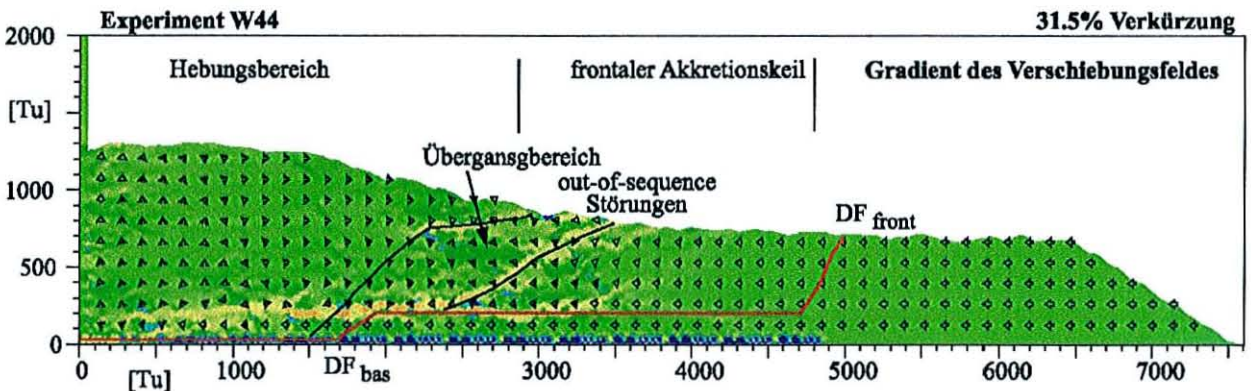


Abb. III-1.30: Die einzelnen kleinen Pfeile geben die jeweilige Bewegungsrichtung eines Teilchens pro Konvergenzschritt an. Es zeigt sich ein diffuses Bild des Partikelbewegungsfeldes innerhalb der Übergangszone zwischen dem Bereich frontaler und basaler Akkretion.

Die Lage des Übergangsbereiches zwischen frontaler und basaler Akkretion ist in den DEM Experimenten somit wesentlich genauer zu bestimmen, als dies in Analogexperimenten anhand der Partikelpfade und der Lage der *out-of-sequence* Störungen möglich ist (Kap. III-2.4). Es zeigt sich, dass dieser Bereich gekennzeichnet ist durch eine Überlagerung bzw. vektorielle Addition der beiden Hauptmassentransfermechanismen. Ergänzend zu den Ergebnissen analoger Sandkastenexperimente kann anhand der DEM Simulationen gezeigt werden, dass der Übergangsbereich nicht nur durch einen Knick in der Morphologie und die Lage der reaktivierten Überschiebungen markiert wird, sondern die dominanten *out-of-sequence* Störungen vielmehr diesen Bereich einhüllen (*Abb. III-1.30*; Kap. III-2).

Zur Untersuchung des Einflusses der Reibungsverteilung auf das Deformationsverhalten werden in den folgenden Experimentreihen jeweils die relative Lage der beiden Hauptdeformationsmechanismen sowie die der *out-of-sequence* Störungen miteinander verglichen. Zudem wird die Streubreite der reaktivierten Störungen bzw. die Ausdehnung des eingehüllten Übergangsbereiches genauer betrachtet. Hierzu werden in allen Experimenten nach einer Verkürzung von 8%, 16%, 24% und 32% bzw. zum Ende des Versuches die in dem entsprechenden Abschnitt aktive Deformationsfront bzw. reaktivierte Störungen in die Partikelkonfigurationen eingezeichnet. Die Lage der Störungen wird jeweils anhand des horizontalen Verschiebungsfeldes bzw. des Verschiebungsgradienten sowie der Differenzialspannungen identifiziert (Kap. III-1.3.5).

Innerhalb dieser Konvergenzschritte wird für jedes Experiment eine Deformationsanalyse durchgeführt. Zudem werden anhand der Partikelpfade Aussagen zum Massentransfer gemacht. Eine Interpretation ist aber erst ab einer Verkürzung von 8% möglich, wie anhand der Analogexperimente gezeigt wird, da Einflüsse durch die starre Rückwand erst ausgeschlossen sind, nachdem bereits ein Keil aufgebaut wurde (Kap. III-2.4.1).

1.4.4.1 Der Einfluss der internen Reibung der schwachen Schicht (W45, W44, W41)

In der ersten Versuchsreihe soll der Einfluss der internen Reibung der schwachen Schicht genauer untersucht werden. Beginnend bei einem maximalen Wert von 16.7° in Experiment W45 wird die interne Reibung schrittweise verringert auf 13.5° in Experiment W44 bzw. auf 4.57° in W41 (Tab. III-1.2). Die Partikelpfade dieser Experimente wurden bereits bei der Untersuchung der kritischen Hangwinkel gezeigt (Abb. III-1.26).

Experiment W45

Der frontale Akkretionskeil wächst im Versuchsverlauf kontinuierlich 'seewärts'. Ebenso verlagert sich der Bereich basaler Akkretion in Richtung der Keilspitze. Der Keil erreicht nach einer Verkürzung von 32% seinen stabilen bis kritischen Zustand (Abb. III-1.31). Dies wird im Folgenden stets als Ende des Experiments angesehen. Bei fortschreitender Konvergenz setzt an der Spitze des zu subduzierenden Sedimentpaketes aktive Erosion ein. Das Keilmaterial gleitet in kleinen Rutschungen ab und wird zunehmend unter den Keil subduziert. Diese Erosionsprozesse sind in allen Experimenten zu beobachten, werden aber im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet.

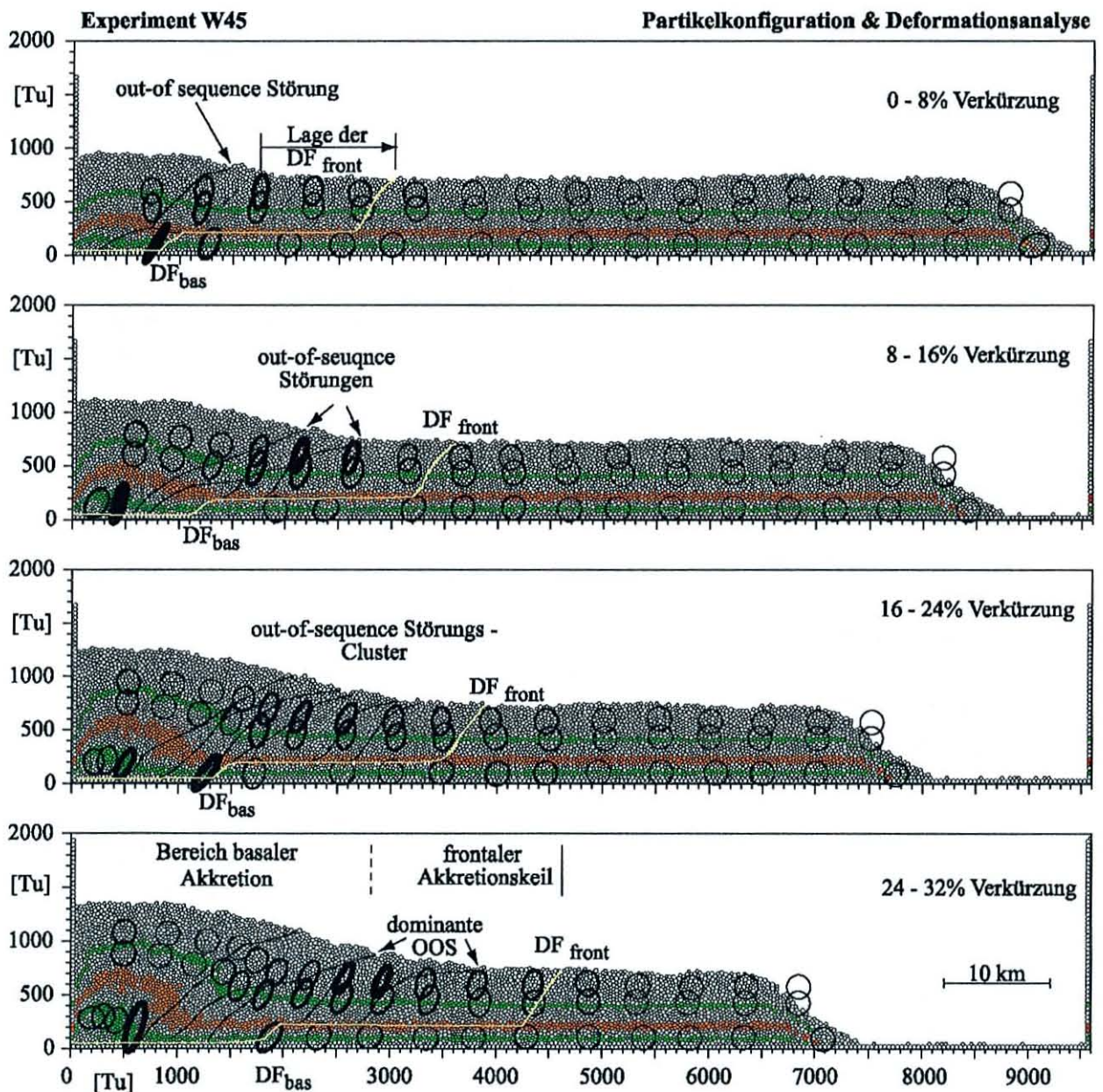


Abb. III-1.31: In Experiment W45 kommt es nicht zur Ausbildung eines deutlichen frontalen Akkretionskeils. Die basale Akkretion dominiert das mechanische Verhalten des Keils.

Die Deformation der basalen Akkretion liegt am Ende des Experiments ca. 25 km hinter der Keilspitze (**Abb. III-1.31**). Es bildet sich nur ein kleiner, frontaler Akkretionskeil mit einer horizontalen Ausdehnung von ca. 17 km. Demgegenüber erstreckt sich der Hebungsbereich von der Rückwand bis zum Wechsel im Hangwinkel über 29 km. Infolge der basalen Akkretion wird der obere Hang um 750 m gehoben.

Die Partikelpfade zeigen, dass ein großer Teil des Keilmaterials annähernd vertikal mit einer leichten Komponente weg von der Deformationsfront gehoben wird, d.h. das Hebungszentrum verlagert sich in Richtung der Rückwand (**Abb. III-1.26**). Dies belegt, dass die Hebung in diesem Experiment nicht durch die Rückwand gesteuert ist und der Einfluss dieser Randbedingung auf den Massenfluss vernachlässigt werden kann. Nur ein kleiner Bereich zeigt die für die frontale Akkretion typischen Partikelpfade mit einer stetigen Hebung des Materials und gleichzeitigem Transport weg vom Trench.

Die beiden Hauptdeformationsmechanismen können räumlich nur schwer aufgelöst werden. Die basale Akkretion kann sowohl bezüglich der räumlichen Ausdehnung als auch des Massentransfers als der dominierende Deformationsstil identifiziert werden.

Eine Betrachtung der einzelnen *out-of-sequence* Störungen, die für die mechanische Entkopplung der beiden kinematischen Domänen verantwortlich sind, zeigt, dass die Anzahl der reaktivierten Überschiebungen mit fortschreitender Konvergenz zu nimmt. Es bildet sich ein deutliches Cluster von *out-of-sequence* Überschiebungen. Die Zahl dieser Störungen nimmt aber im letzten Verkürzungsabschnitt wieder ab. Hier können nur noch zwei dominante Störungen identifiziert werden (**Abb. III-1.31**). Diese älteren Störungen weisen deutlich größere Versätze als jüngere *out-of-sequence* Überschiebungen weiter vorn im Keil auf, da sie mehrfach während der Keilevolution reaktiviert werden. Der von den dominanten Störungen am Versuchsende gekennzeichnete Übergangsbereich zwischen den beiden Hauptdeformationsstilen ist in diesem Experiment horizontal eng begrenzt. Wie anhand der Deformationsanalyse zu sehen ist, korreliert die Übergangszone stets mit dem Bereich der maximalen Deformation im Keil. Die größten Deformationen werden somit ebenfalls in einem räumlich begrenzten Abschnitt erzeugt. Die interne Verkürzung im Keil wird primär an den reaktivierten Überschiebungen akkumuliert. Die Lage der anhand der Position der *out-of-sequence* Störungen identifizierten Übergangszone zwischen den beiden Hauptdeformationsmechanismen korreliert zudem mit der in den Partikelpfaden identifizierten Position des Wechsels.

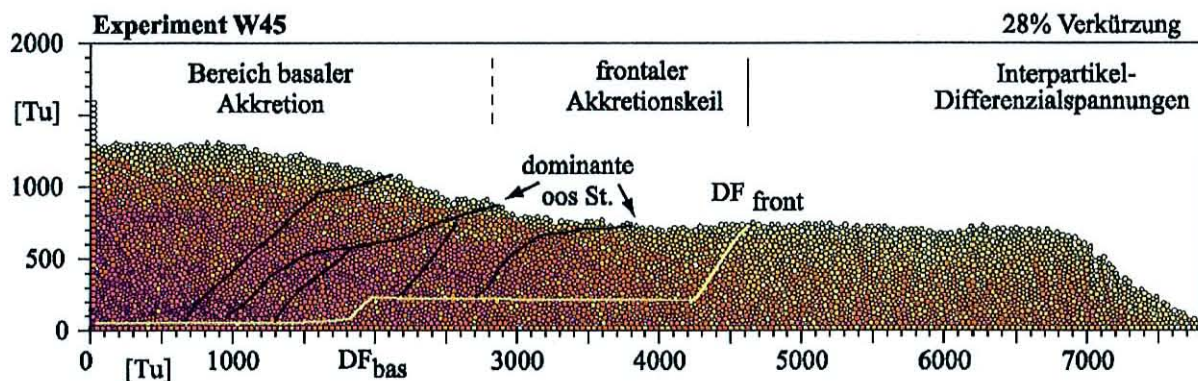


Abb. III-1.32: Die Interpartikel-Differenzialspannungen zeigen eine deutliche Kompaktion im Bereich der basalen Akkretion sowie im Übergangsbereich zwischen den beiden kinematischen Deformationsdomänen an. Die Differenzialspannungen bieten zudem eine Möglichkeit, die Lage der basal akkretierten Schuppen zu identifizieren, um Aussagen zu den internen Strukturen des antiformalen Stapelkörpers zu bekommen.

Des Weiteren ist zu beobachten, dass sich die *out-of-sequence* Störungen mit fortschreitender Konvergenz in Richtung der Deformationsfront verlagern. Der schmale Übergangsbereich zwischen den beiden Deformationsstilen bzw. der Bereich der maximalen Deformation wandert dabei in Richtung der Keilspitze. Das Sedimentpaket oberhalb des Bereichs basaler Akkretion schiebt aufgrund der durch die Hebung ausgelösten Dehnungen entlang von stark rotierten *out-of-sequence* Störungen auf den frontalen Akkretionskeil auf. Dies führt zu einer Verdickung des Sedimentpaketes. Infolge der steigenden Auflast wird das Material stark kompaktiert bzw. verfestigt. Dies führt zu einer deutlichen Zunahme der Interpartikel-Differenzialspannungen unterhalb der dominanten *out-of-sequence* Überschiebungen (**Abb. III-1.32**). Die älteren frontalen Akkretionsschuppen geraten dabei verstärkt unter den

Deformationseinfluss der basalen Akkretion. Dies bestätigt wiederum, dass die basale Akkretion das dominierende Deformationsverhalten darstellt.

Zudem kann ein parallel zum *mid - level* Décollement verlaufendes Band höherer Differenzialspannungen, welches die allgemeine horizontale Verkürzung in einem frontalen Akkretionskeil angibt, identifiziert werden. Dies ist für einen frontalen Akkretionskeil, angezeigt durch die Deformationsellipsen, zu erwarten.

Ausgelöst durch die interne Verdickung des Akkretionskeils steigen die Scherspannungen entlang der basalen Scherfläche an. Dies führt dazu, dass sich der Hebungsbereich in Richtung der Keilspitze verlagert. Das ist ein Effekt, der auch in Analogexperimenten zu beobachten ist (Mugnier et al, 1997).

Experiment W44

Der frontale Akkretionskeil wächst auch in Experiment W44 kontinuierlich auf dem schwachen *mid - level* Décollement 'seewärts'. Im Unterschied zu Experiment W45 verlagert sich der Bereich der basalen Akkretion nicht. Die Position des Hebungsbereichs ist fixiert und liegt am Ende des Versuchs bei einer Verkürzung von 32% in einem Abstand von 35 km hinter der Deformationsfront (Abb. III-1.33).

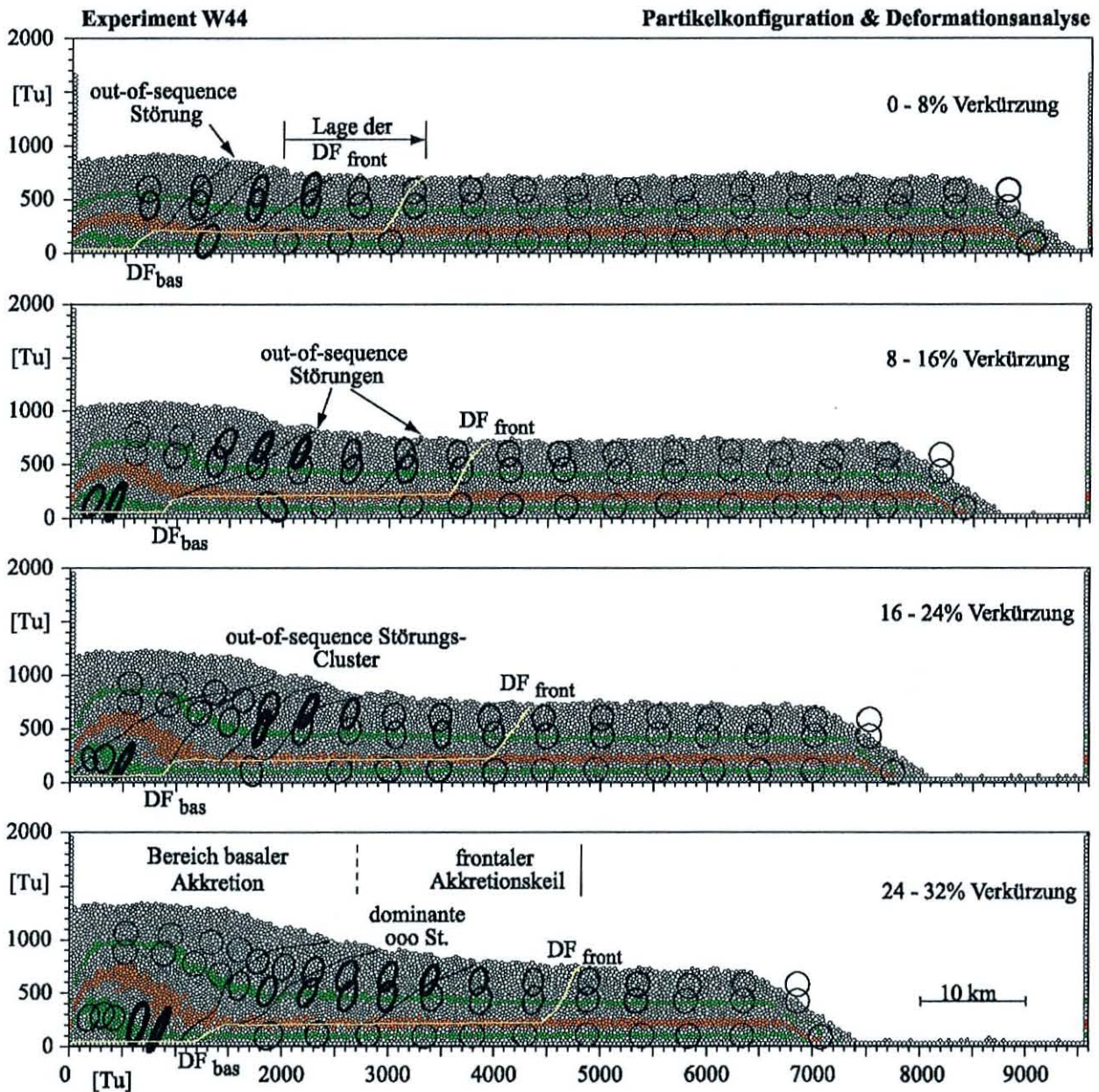


Abb. III-1.33: In Experiment W44 grenzen die dominanten *out-of-sequence* Störungen einen deutlich weiteren Bereich ein. Die maximale Deformation wird damit auf einen ausgedehnten Bereich verteilt. Die basale Akkretion stellt wiederum den dominierenden Deformationsstil dar.

In diesem Experiment erstreckt sich der frontale Akkretionskeil horizontal bereits über ca. 20 km von der Keilspitze bis zum Hangneigungswechsel bzw. dem Übergangsbereich. Die frontale Akkretion ist somit in diesem Experiment ausgeprägter. Trotzdem dominiert der Hebungsbereich mit einer Ausdehnung von ca. 28 km die räumliche Unterteilung des Keils. Der Hebungsbetrag liegt dabei mit 650 m leicht unterhalb des in Versuch W45 bestimmten Wertes. Untersuchungen der Partikelpfade zeigen äquivalent dem Experiment W45, dass auch in diesem Versuch die basale Akkretion den dominierenden Massentransfer darstellt (*Abb. III-1.26*). Beide Massentransferprozesse bzw. die beiden Hauptdeformationsdomänen treten aber hier stärker räumlich voneinander getrennt auf.

Auch in diesem Versuch bildet sich ein Cluster von *out-of-sequence* Störungen, das sich wiederum bei einer Verkürzung von 24% - 32% auf einige dominante Störungen reduziert. Diese markanten *out-of-sequence* Störungen grenzen äquivalent dem Experiment W45 den Übergangsbereich zwischen den beiden Hauptdeformationsdomänen ein und markieren zudem den Bereich maximaler Deformation. Dieser verlagert sich auch in diesem Versuch mit zunehmender Konvergenz in Richtung des Trenches (*Abb. III-1.33*).

Im Unterschied zum vorherigen Versuch ist der Übergangsbereich bzw. die maximale Deformation nur in den ersten Verkürzungsstadien auf einen sehr engen Bereich lokalisiert. Im letzten Abschnitt verbreitert sich der von den dominierenden *out-of-sequence* Überschiebungen eingeschlossene Bereich deutlich (*Abb. III-1.33*). Die Deformationsebenen zeigen eine relative Abnahme der Deformation an. Die interne Verkürzung im Keil wird damit auf einen horizontal weiteren Bereich bzw. auf eine größere Anzahl von reaktivierten Störungen verteilt. Eine Zunahme der reaktivierten Störungen kann hier leider nicht erfasst werden, da diese geringen Versätze in den Markerschichten nicht identifiziert werden können. Auch anhand des Verschiebungsgradienten bzw. des horizontalen Verschiebungsfeldes ist eine Bestimmung der Lage dieser Störungen nicht möglich, da hier jeweils relative Verschiebungen betrachtet werden und damit die dominanten Störungen das Bild bestimmen (*Abb. III-1.33*).

Die Interpartikel-Differenzialspannungen sind annähernd identisch dem Versuch W45 (*Abb. III-1.32*). Es zeigen sich hohe Spannungen im Bereich der basalen Akkretion infolge der verstärkten Kompaktion sowie auch bereits ein kleiner Bereich höherer Differenzialspannungen oberhalb des *mid - level Décollements*, der die interne Verkürzung im frontalen Akkretionskeil anzeigt. Die Orientierung der Spannungen zeigt wie auch im Experiment W45 ein sehr homogenes Bild.

Experiment W41

Im Unterschied zu den Experimenten W45 und W44 verlagert sich die Deformationsfront des frontalen Akkretionskeils schnell auf dem schwachen *mid - level Décollement* seewärts (*Abb. III-1.34*). Der Bereich der basalen Akkretion ist wiederum räumlich fixiert. Die Keilspitze liegt zu Versuchende ca. 38 km vom Bereich basaler Akkretion entfernt. Des weiteren baut der Akkretionskeil bereits bei einer Verkürzung von 25% seine kritische Keilgeometrie auf.

Aufgrund des schnellen Vorwärtspropagierens der Keilspitze bildet sich im Versuch W41 ein mächtiger frontaler Akkretionskeil mit einer horizontalen Ausdehnung von ca. 24 km aus. Der Hebungsbereich erstreckt sich demgegenüber nur noch über ca. 25 km. Zudem wird der obere Hang nur um 550 m gehoben. Beide Hauptdeformationsstile können somit räumlich deutlich voneinander getrennt aufgelöst werden.

Die Partikelpfade belegen ebenfalls eine räumliche Unterteilung in den Bereich der frontalen Akkretion, gekennzeichnet durch eine stetige Hebung des Materials weg vom Trench, und den Bereich der basalen Akkretion mit einer vertikalen Hebung des Materials. Dieser ist im Unterschied zu den bisherigen Versuchen horizontal sehr eingeschränkt. Das basal akkretierte Material wird erst sehr nah an der Rückwand annähernd senkrecht gehoben (*Abb. III-1.26*). Die Partikelpfade gleichen denen des Analogexperiments ohne *Backstop* (*Abb. III-2.10*). Daraus ergibt sich, dass in diesem Experiment die frontale Akkretion bzw. der frontale Massenfluss stärker ausgeprägt ist.

Es bildet sich kein Akkretionskeil mit einem flachen Plateau am Top äquivalent den Experimenten W45 und W44. Zudem weist die Morphologie des Akkretionskeils eine allgemein flache Struktur auf. Es bildet sich kein deutlicher Knick im Übergangsbereich zwischen der basalen und der frontalen Akkretion aus.

Im Experiment W41 bildet sich ebenfalls ein Cluster von *out-of-sequence* Störungen (*Abb. III-1.34*). Diese grenzen äquivalent den beiden bereits gezeigten Versuchen den Übergangsbereich zwischen beiden Hauptdeformationsstilen sowie den Bereich maximaler Deformation im Keil ein. Entgegen den bisherigen Beobachtungen nimmt die

horizontale Ausdehnung dieser Zone bereits bei geringen Verkürzungen deutlich zu. Der sich in Experiment W44 abzeichnende Trend der Aufteilung der Deformation auf einen weiteren Bereich wird somit in diesem Versuch noch verstärkt (Abb. III-1.34). Der Bereich maximaler Deformation, angezeigt durch die Deformationsellipsen, ist ebenfalls nicht, wie in den bisherigen Untersuchungen zu beobachten, auf einen engen Abschnitt lokalisiert.

Parallel dazu nimmt die Anzahl der reaktivierten Überschiebungen deutlich zu. Die jeweilige Verkürzung an den einzelnen *out-of-sequence* Störungen nimmt dabei ab. Dies belegt die Interpretation dieses Effekts in Versuch W44, wo aber aufgrund des Vorhandenseins dominanter mehrfach reaktivierter Störungen diese *out-of-sequence* Überschiebungen nicht identifiziert werden konnten.

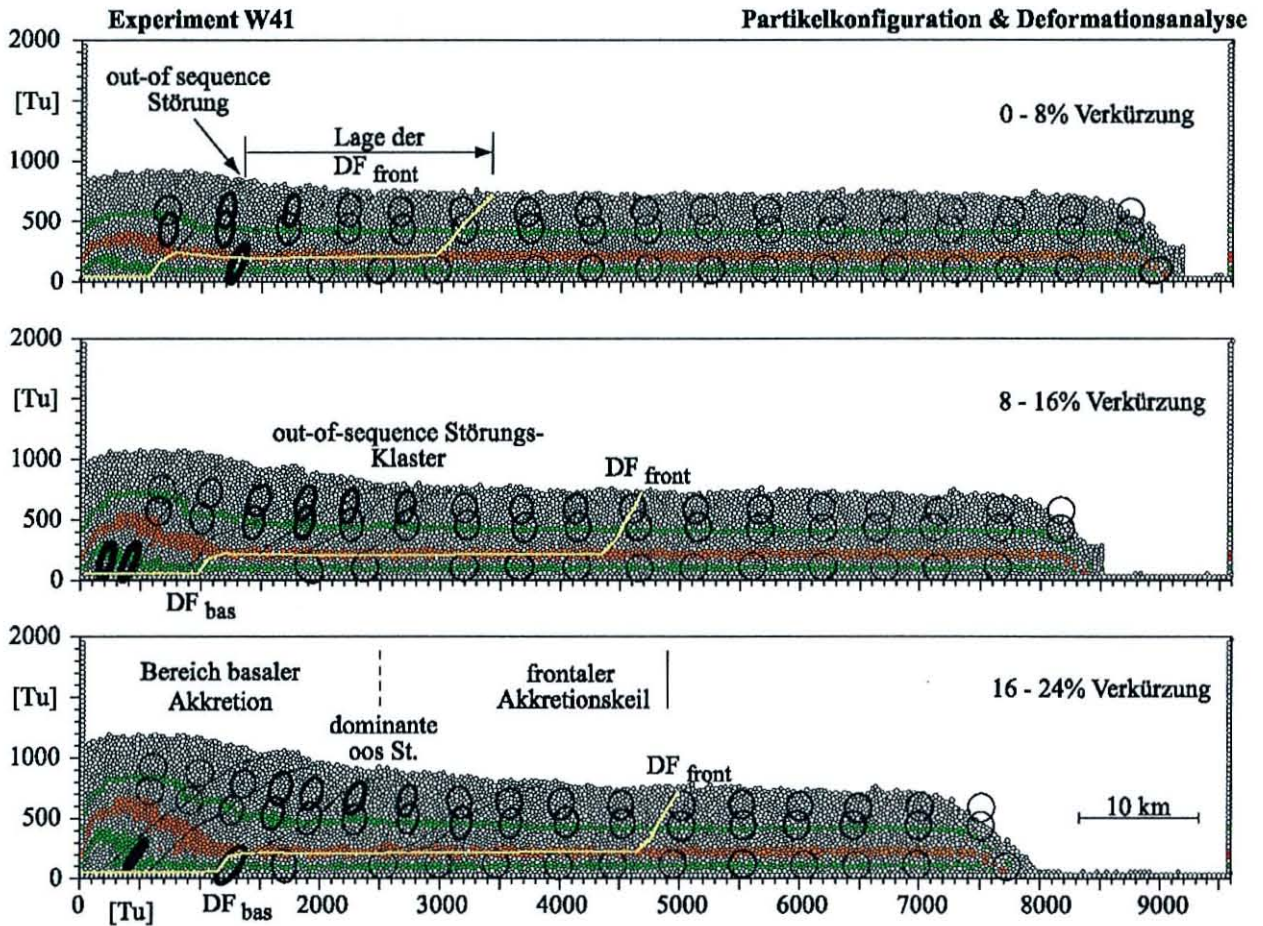


Abb. III-1.34: Experiment W41 erreicht bereits bei einer Verkürzung von 24% seinen kritischen Hangwinkel.

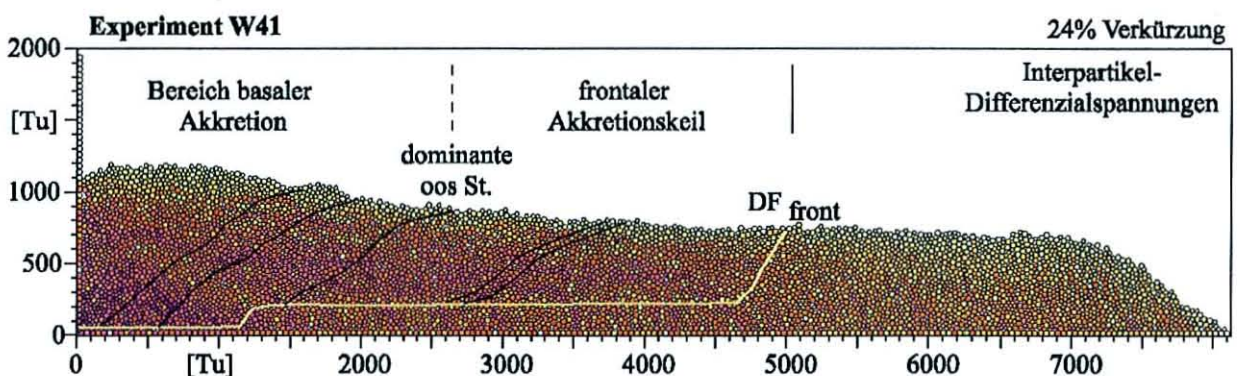


Abb. III-1.35: Das Band höherer Interpartikel-Differenzialspannungen oberhalb des *mid-level* Décollements gibt die durch die Deformationsellipsen angezeigte Deformation im Bereich des frontalen Akkretionskeils an.

Aufgrund des horizontal sehr mächtigen frontalen Akkretionskeils dominieren in Experiment W41 höhere Interpartikel-Differenzialspannungen parallel zum *mid - level Décollement* das Spannungsbild (*Abb. III-1.35*). Diese geben den durch die Deformationsellipsen angezeigten Anteil der internen Verkürzung sowie den Anteil diffuser Deformation an (vgl. Kap. III-1.4.2). Die basale Akkretion führt wiederum zu einer Zunahme der Differenzialspannungen an der Basis des oberen Hanges, wodurch die starke Kompaktion im Bereich basaler Akkretion angezeigt wird. Es sind hingegen keine hohen Spannungen unterhalb der reaktivierten Störungen zu sehen, die das Aufschieben des oberen Hanges auf die frontalen Akkretionsschuppen belegen (vgl. *Abb. III-1.32*).

Die Differenzialspannungen weisen äquivalent W45 und W44 eine homogene Orientierung auf.

Vergleich und Interpretation der Ergebnisse der Experimente (W45, W44, W41)

Wie anhand dieser Versuchsreihe gezeigt werden kann, ist die interne Reibung der schwachen Schicht entscheidend für die räumliche Ausdehnung des frontalen Akkretionskeils. Nur im Fall einer deutlich geringeren Reibung des *mid - level Décollements* als das Umgebungsmaterial bildet sich ein markanter frontaler Keil (Experiment W41). Beide Deformationsmechanismen können somit mit steigendem Reibungscontrast zwischen der Reibung des *mid - level Décollements* und des Sediments räumlich zunehmend voneinander getrennt werden bzw. sich ungestört ausbilden. Der Abstand zwischen der Deformationsfront und dem Bereich basaler Akkretion steigt mit zunehmendem Reibungscontrast.

Untersuchungen zum Massentransfer zeigen, dass für den Fall eines geringen Reibungscontrastes die basale Akkretion dominiert. Das eingelagerte Schichtpaket kann bei hohen internen Reibungswinkeln hohe Scherspannungen akkumulieren. Dies korreliert sehr gut mit den Ergebnissen der FEM Simulationen (Kap. II-1.4.6). Dies führt dazu, dass der frontale Akkretionskeil nur langsam wächst (Experiment W45, W44). Die stärkere Verdickung der Sedimentauflast im Bereich des oberen Hanges löst eine Verlagerung des Hebungsbereiches in Richtung der Keilspitze aus. Dieser Effekt kann aber bereits bei einer kleinen Verringerung der internen Reibung des *mid - level Décollements* unterdrückt werden (Experiment W44). Demgegenüber nimmt mit Abnahme der internen Reibung des *Décollements* der Anteil des Akkretionskeils, der ein typisches Massentransfermuster für frontale Akkretion zeigt, zu. Im Fall eines sehr hohen Reibungsgradienten ist der frontale Massenfluss stärker ausgeprägt (W41).

Des weiteren zeigen alle drei Experimente, dass die Übergangszone zwischen den beiden Hauptdeformationsdomänen, die durch die dominanten *out-of-sequence* Störungen eingegrenzt wird, stets mit dem Bereich maximaler Deformation im Keil korreliert. Die Keil verkürzt somit intern primär an den reaktivierten Überschiebungen. Die Verkürzungsbeträge nehmen dabei beginnend an der Keilspitze in Richtung des Hebungsbereiches zu. Bei dieser Deformationsanalyse bleibt die Deformation im *mid - level Décollement* selbst unberücksichtigt.

Untersuchungen zum Einfluss der internen Reibung der schwachen Schicht auf die Lage bzw. die Ausdehnung des Übergangsbereich zwischen den Massentransferdomänen zeigen, dass eine Verringerung der internen Reibung der schwachen Schicht zu einer Verbreiterung der Übergangszone führt. Parallel dazu nimmt die Anzahl der *out-of-sequence* Störungen deutlich zu und die Verkürzungsbeträge an den einzelnen reaktivierten Überschiebungen ab. Die maximale Deformation im Keil wird dabei auf einen horizontal breiteren Bereich verteilt. Die Deformationsanalyse zeigt eine relative Abnahme der Deformation in den einzelnen Deformationszellen.

Da in Experiment W45 nur ein kleiner frontaler Akkretionskeil aufgebaut wird, sollte der Anteil der diffusen Deformation wesentlich geringer sein, als in Versuch W41 mit einem mächtigen frontalen Akkretionskeil. Wie anhand der *Critical Taper* Analyse gezeigt wurde, tritt diffuse Deformation größtenteils innerhalb des frontalen Akkretionskeils auf (Kap. III-1.4.2). Daraus ergibt sich, dass der Unterschied zwischen den anhand der *Critical Taper* Theorie berechneten kritischen Hangwinkeln und den gemessenen Winkeln in Experiment W45 deutlich kleiner sein sollte als in Versuch W41. In Versuch W45 beträgt die Abweichung zwischen beiden Werten 82% und in Experiment W41 bereits 240% (*Tab. III-1.2*).

Zusammenfassung der Ergebnisse:

W45 (geringer Reibungscontrast; hohe interne Reibung d. MLD)	W44 (mittlerer Reibungscontrast)	W41 (hoher Reibungscontrast; geringe interne Reibung d. MLD)
<ul style="list-style-type: none"> • beide Deformationsdomänen können räumlich nur schlecht voneinander getrennt werden • die basale Akkretion ist der dominierende Massentransfermechanismus • der frontale Akkretionskeil wächst kontinuierlich auf dem schwachen <i>mid-level Décollement</i> 	<ul style="list-style-type: none"> • der Bereich der basalen Akkretion ist fixiert 	<ul style="list-style-type: none"> • die Bereiche frontaler und basaler Akkretion sind räumlich gut zu trennen • die frontale Akkretion ist der stärker ausgeprägte Massentransfermechanismus • der frontale Akkretionskeil wächst schnell auf dem MLD
<ul style="list-style-type: none"> • der Hebungsbereich verlagert sich in Richtung der Keilspitze 	<ul style="list-style-type: none"> • der frontale Akkretionskeil erreicht eine horizontale Ausdehnung von ca. 17 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der frontale Akkretionskeil erreicht eine horizontale Ausdehnung von ca. 24 km
<ul style="list-style-type: none"> • der Bereich der bas. Akkretion erreicht eine horizontale Ausdehnung von ca. 29 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der Bereich der bas. Akkretion erreicht eine horizontale Ausdehnung von ca. 28 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der Bereich der bas. Akkretion erreicht eine horizontale Ausdehnung von ca. 25 km
<ul style="list-style-type: none"> • der Abstand zwischen beiden Deformationsfronten beträgt ca. 25 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der Abstand zwischen beiden Deformationsfronten beträgt ca. 35 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der Abstand zwischen beiden Deformationsfronten beträgt ca. 40 km
<ul style="list-style-type: none"> • die maximale Hebung im Zentrum der basalen Akkretion beträgt 750 m 	<ul style="list-style-type: none"> • die maximale Hebung im Zentrum der basalen Akkretion beträgt 650 m 	<ul style="list-style-type: none"> • die maximale Hebung im Zentrum der basalen Akkretion beträgt 550 m
<ul style="list-style-type: none"> • die stabile bis kritische Keilgeometrie wird bei 32% Verkürzung aufgebaut 	<ul style="list-style-type: none"> • bei 25% Verkürzung 	
<ul style="list-style-type: none"> • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs 2.Schritt: 10 km 3.Schritt: 10 km 4.Schritt: 9 km 	<ul style="list-style-type: none"> • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs 2.Schritt: 7 km 3.Schritt: 9 km 4.Schritt: 13 km 	<ul style="list-style-type: none"> • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs 2.Schritt: 15 km 3.Schritt: 21 km

Tab.III-1.3: Vergleich der Lage und Position der einzelnen mechanischen Elemente in den Experimenten W45, W44, W41.

1.4.4.2 Der Einfluss der Grenzflächen der schwachen Schicht (W49, W41, W43)

Neben der internen Reibung der schwachen Schicht ist in den DEM Simulationen auch die 'basale' Reibung dieser Schicht zu definieren, d.h. die Reibung gegenüber dem umgebenden Sediment an der oberen und unteren Grenzfläche dieser Schicht. In der folgenden Modellreihe soll der Einfluss dieser Größe auf die Deformationsprozesse im Akkretionskeil untersucht werden.

Wie bereits anhand des Experiments W45 gezeigt wird, ist die interne Reibung dieser Schicht ausschlaggebend für das Deformationsverhalten, da trotz einer geringen basalen Reibung dieser Lage bei einem hohen internen Reibungswinkel kein deutlicher frontaler Akkretionskeil ausgebildet wird. Des weiteren zeigt dieser Versuch, dass das *mid-level Décollement* in Makran eine Schicht im Sedimentpaket sein muss, die intern Scherspannungen akkumulieren kann. Zwei Flächen geringer Oberflächenreibung, wie sie durch die Ober- und Unterkante der schwachen Lage erzeugt werden, reichen nicht aus, um die Bildung frontaler Überschiebungen auszulösen.

Bei den im Folgenden untersuchten Experimenten W49, W43 und W41 werden die basalen Reibungen der schwachen Schicht variiert. In Experiment W49 liegt dieser Wert bei 5.7° und ist damit in etwa identisch dem internen Reibungswinkel dieser Lage. In W41 wird die basale Reibung auf 13.5° erhöht und bildet damit einen Mittelwert

zwischen der internen Reibung der Schicht und dem umgebenden Sediment. Demgegenüber erreicht die basale Reibung in Versuch W43 einen Wert von 16.7° und ist damit gleich der internen Reibung des Sediments (Tab. III-1.2). Alle weiteren Modellkonfigurationen sind stets identisch dem Versuch W41.

Experiment W49

Das Deformationsverhalten während des Keilwachstums sowie die Massentransfermuster sind in diesem Experiment grundsätzlich gleich dem in Versuch W41 (Kap. III-1.4.4.1). Die Geometrie des sich aufbauenden Keils ist ebenfalls identisch der des Akkretionskeils in W41. Die Bereiche der frontalen und der basalen Akkretion sind räumlich deutlich voneinander getrennt. Es bildet sich aber auch hier ein mächtiger frontaler Akkretionskeil mit einer horizontalen Ausdehnung von ca. 27 km (Abb. III-1.36). Die frontale Akkretion ist somit auch stärker ausgeprägt, wie anhand der Partikelpfade und der Interpartikel-Differenzialspannungen gezeigt werden kann. Diese zeigen jeweils ein dem Versuch W41 identisches Bild.

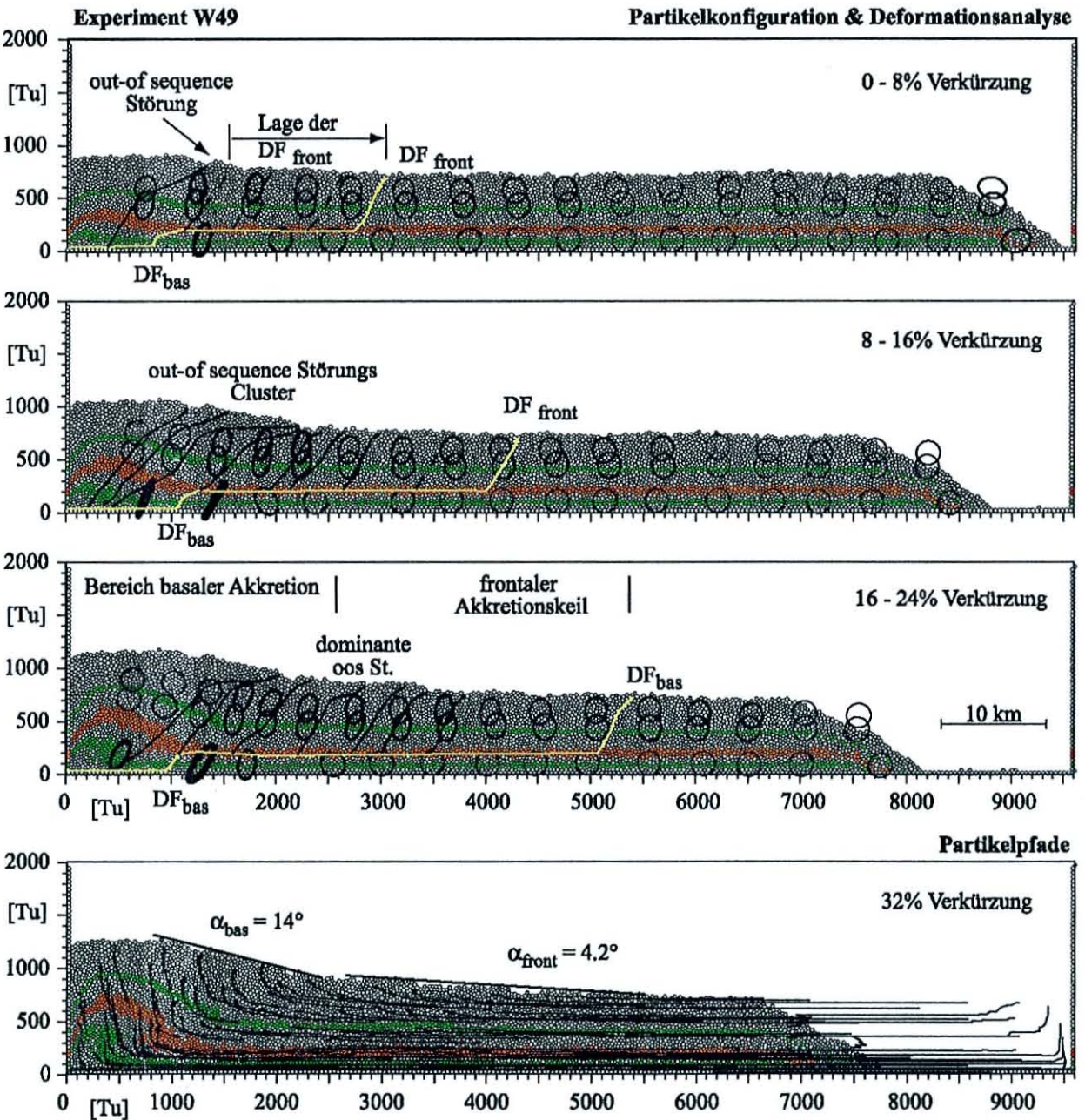


Abb. III-1.36: Das Experiment W49 weist ein dem Versuch W41 ähnliches Deformationsverhalten auf. Die mechanischen Prozesse während des Keilwachstums werden durch eine Verringerung der basalen Reibung der schwachen Schicht nicht beeinflusst.

Die Anzahl der den Übergangsbereich eingrenzenden *out-of-sequence* Störungen nimmt mit fortschreitender Konvergenz zu. Parallel dazu dehnt sich diese Übergangszone horizontal aus (Abb. III-1.36). Auch in diesem Versuch korreliert die Lage der reaktivierten Störungen mit dem Bereich maximaler Deformation im Akkretionskeil. Aufgrund der Zunahme der *out-of-sequence* Überschiebungen nimmt die maximale Deformation wiederum während der Keilevolution ab.

Experiment W43

Im Unterschied zu den Experimenten W41 und W49 wächst der frontale Akkretionskeil deutlich schneller auf dem schwachen *mid-level* Décollement. Die Deformationsfront des frontalen Keils verlagert sich dabei rasch weg von der Rückwand (Abb. III-1.37). Die Keilspitze überschreitet bereits nach einer Verkürzung von 14% ihre endgültige Position. Um seine kritische Keilgeometrie über dem schwachen Décollement aufzubauen, verkürzt der frontale Keil anschließend an einer Vielzahl reaktivierter Überschiebungen intern und die Deformationsfront des Akkretionskeils verlagert sich wieder rückwärts.

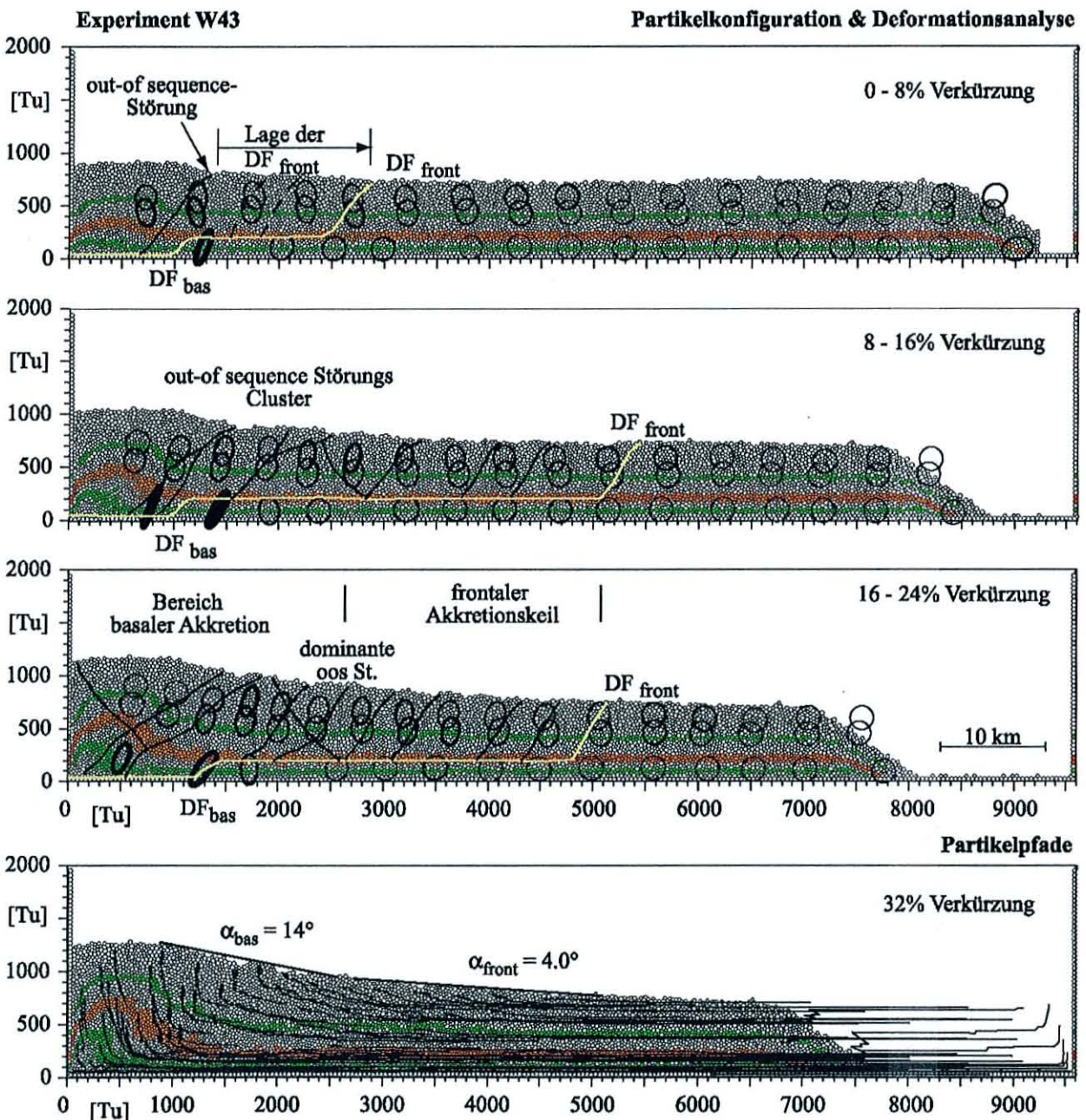


Abb. III-1.37: Experiment W43 zeigt ein dem Versuch W41 identisches mechanisches Verhalten. Dies belegt die Interpretation der beobachteten Strukturen.

Am Ende des Versuch, ebenfalls nach 24% Verkürzung, baut der Keil eine den Experimenten W49 und W41 identische Geometrie auf. Es bildet sich ein äquivalent mächtiger frontaler Akkretionskeil mit der horizontalen Ausdehnung von 25 km (*Abb. III-1.37*). Der Bereich basaler Akkretion liegt am Ende des Versuchs ebenfalls in einem Abstand von ca. 40 km von der Keilspitze. Beide Deformationsdomänen bilden sich wiederum zum Ende des Versuch voneinander unbeeinflusst aus.

Die Partikelpfade zeigen die gleichen Massentransfermechanismen.

Ein Vergleich mit dem kinematischen Verhalten der beiden vorherigen Versuche W41 und W49 zeigt, dass das dominierende Auftreten der frontalen Akkretion hier noch verstärkt wird. Der frontale Massenfluss überwiegt bis zu sehr großen Konvergenzraten.

Aufgrund des hohen basalen Reibungswinkels der mechanisch schwachen Schicht werden die Scherspannungen zunehmend innerhalb des schwachen *Décollements* gebündelt, weshalb der frontale Akkretionskeil schnell auf diesem *Décollement* propagiert. Infolge des sprunghaften Anwachsens des Keils wird das gesamte Sedimentpaket oberhalb der schwachen Schicht stark gedehnt. Diese Dehnung im Material führt zur Bildung von großen Hangrutschungen, deren Scherfläche im *mid - level Décollement* liegt. Alle Partikel oberhalb dieser schwachen Lage bewegen sich dabei in Richtung der Keilspitze (*Abb. III-1.38a*). Der Bewegungsgradient der Kugeln nimmt vom oberen Hang in Richtung des Trenches zu. Die Teilchen werden im Bereich der aktiven frontalen Überschiebungen an einer Rücküberschiebung stark abgebremst (*Abb. III-1.38a*). Die Scherfläche zeigt dabei im Gegensatz zu 'echten' Hangrutschungen, die durch die Reibung der schwachen Schicht initiiert werden, keine löffelförmige Geometrie (*Abb. III-1.25*). Aufgrund dieser Rutschungsereignisse bricht der Keil zusammen, und erreicht einen unterkritischen Zustand. Der Keil beginnt daraufhin intern an reaktivierten Überschiebungen stark zu verkürzen, um wieder seinen kritischen Hangwinkel aufzubauen (*Abb. III-1.38b*).

Aufgrund dessen nimmt die Anzahl der *out-of-sequence* Störungen bereits bei sehr geringen Konvergenzraten zu (*Abb. III-1.37*). Im Unterschied zu den bisher betrachteten Experimenten sind diese reaktivierten Überschiebungen im gesamten Akkretionskeil verteilt. Sie dienen somit nicht mehr ausschließlich der mechanischen Entkopplung zwischen dem Bereich frontaler und basaler Akkretion. Der von diesen reaktivierten Überschiebungen eingegrenzte Bereich kann im Unterschied zu den bisher betrachteten Experimenten W49 und W41 nicht mehr als der Übergangsbereich zwischen den beiden Hauptdeformationsstilen angesehen werden (*Abb. III-1.37*). Parallel dazu zeigen die Deformationsellipsen zu keinem Zeitpunkt der Keilevolution einen Bereich maximaler Deformation an. Die Deformation nimmt aber weiterhin vom Trench weg graduell im frontalen Akkretionskeil zu (*Abb. III-1.37*).

Vergleich und Interpretation der Ergebnisse der Experimente (W49, W41, W43)

Ein Vergleich der Ergebnisse der Experimente W49, W41 und W43 zeigt, dass die Geometrie des Akkretionskeils sowie die Massentransfermuster nicht durch die 'basale' Reibung der schwachen Schicht beeinflusst werden (*Tab III-1.4*). Ebenso sind die internen Strukturen des Keils grundsätzlich gleich. Die beiden Hauptdeformationsdomänen sind stets räumlich voneinander getrennt ausgebildet.

Ein Anstieg der basalen Reibung dieser Schicht löst eine Zunahme des frontalen Massenflusses vor allem zu Versuchsbeginn aus. Durch die Erhöhung der basalen Reibung werden die Scherspannungen zunehmend in der *Décollements*schicht gebündelt. Die interne Reibung dieses bereits schwachen *mid - level Décollements* wird dabei indirekt weiter verringert. Dies führt zu einem sehr schnellen Anwachsen des frontalen Akkretionskeils, in dessen Folge große Rutschungen im gesamten Sedimentpaket oberhalb des *mid - level Décollements* mit einer Ausdehnung von mehreren Zehner Kilometern ausgelöst werden.

Parallel dazu nimmt infolge dieses Effekts die Anzahl der reaktivierten Überschiebungen zu und der Streubereich dieser *out-of-sequence* Störungen wächst im Vergleich zu den Experimenten mit einer geringen basalen Reibung der mechanisch schwächeren Schicht an. Die reaktivierten Störungen markieren dabei nicht mehr den Übergangsbereich zwischen den einzelnen Deformationsdomänen. Es lässt sich zudem zu keinem Zeitpunkt des Keilwachstums ein Bereich maximaler Deformation identifizieren.

Unter dem Gesichtspunkt des Reibungskontrastes nimmt dieser Effekt bei zunehmendem Kontrast zwischen der internen und der basalen Reibung der schwachen Schicht zu. Parallel dazu nimmt aber der Kontrast zwischen der basalen Reibung und dem Reibungswinkel des umgebenden Materials ab.

Möchte man den in Experiment W43 beobachteten Effekt der Dehnung und der Rutschungen im frontalen Akkretionskeil minimieren, sollte die basale Reibung der schwachen Schicht entweder gleich der internen sein oder einen graduellen Übergang zwischen der internen Reibung der schwachen Lage und des Sediments äquivalent W41 bilden, um den Kontrast zur jeweils anderen Schicht möglichst gering zu halten.

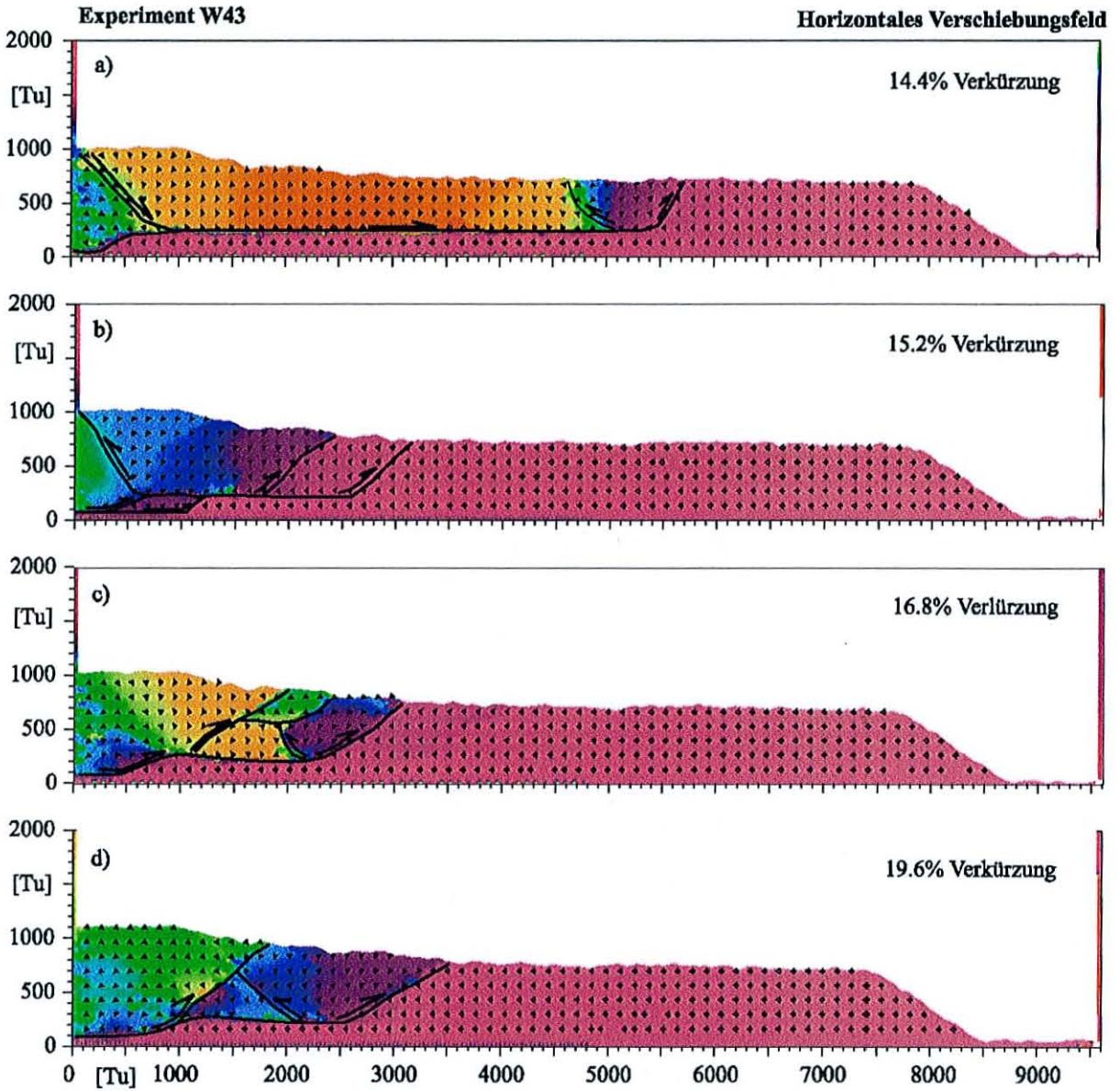


Abb. III-1.38: Im Fall einer hohen basalen Reibung der schwachen Lage werden Rutschungen im Keil ausgelöst. Das Absinken des Hangwinkels wird durch die interne Verkürzung der reaktivierten Überschiebungen im Keil ausgeglichen. Die Farbkodierung entspricht der in Abb. III-1.20.

Zusammenfassung der Ergebnisse:

W49 (niedrige basale Reibung d. MLD)	W41 (mittlere basale Reibung d. MLD)	W43 (hohe basale Reibung d. MLD)
<ul style="list-style-type: none"> • die Bereiche der basalen und der frontalen Akkretion sind räumlich deutlich voneinander zu trennen • ABER: der frontale Massenfluss ist stärker ausgeprägt • der frontale Akkretionskeil wächst schnell • die Deformationsfront des frontalen Akkretionskeils verlagert sich kontinuierlich weg vom Hebungsbereich • der Keil weist stets eine gleiche Geometrie, gleiche Hangwinkel bzw. eine gleiche Lage der Deformationsfront und der <i>out-of-sequence</i> Störungen auf • der Abstand zwischen der Deformation und dem Bereich basaler Akkretion beträgt am Ende stets ca. 40 km • die Hebungsrate im Bereich des oberen Hanges beträgt in allen Experimenten 550 m • der Akkretionskeil baut stets bei einer Verkürzung von 25% seine stabile bis kritische Keilgeometrie auf • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs am Ende 2.Schritt: 12 km 3.Schritt: 20 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der frontale Akkretionskeil wächst sehr schnell • die Deformationsfront des frontalen Akkretionskeils verlagert sich sprunghaft weg vom Bereich basaler Akkretion • die Scherfläche wird im <i>mid-level Décollement</i> gebündelt • mit Hilfe der Lage der <i>out-of-sequence</i> Störungen ist eine Identifizierung der Übergangszone zwischen dem Bereich basaler und frontaler Akkretion unmöglich • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs am Ende 2.Schritt: 15 km 3.Schritt: 21 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der frontale Akkretionskeil wächst sehr schnell • die Deformationsfront des frontalen Akkretionskeils verlagert sich sprunghaft weg vom Bereich basaler Akkretion • die Scherfläche wird im <i>mid-level Décollement</i> gebündelt • mit Hilfe der Lage der <i>out-of-sequence</i> Störungen ist eine Identifizierung der Übergangszone zwischen dem Bereich basaler und frontaler Akkretion unmöglich

Tab. III-1.4: Vergleich der Ergebnisse der Versuchreihe W43, W41, W49 zur Untersuchung des Einflusses der basalen Reibung des *mid-level Décollements*

1.4.4.3 Der Einfluss des Reibungscontrastes zwischen den beiden Abscherhorizonten (W41, W50, W45)

Die folgenden Experimente fokussieren auf den Einfluss des Reibungscontrastes zwischen den beiden potentiellen Abscherhorizonten auf das Deformationsverhalten. Aufgrund des begrenzten Reibungsspektrums für basale Scherflächen ist nur eine geringere Variation des Reibungscontrast zwischen den Abscherhorizonten möglich (Kap. III-2.2.1.3). Der Reibungswinkel der basalen Scherfläche soll dabei aber stets höher als die interne Reibung der schwachen Schicht sein.

Der Versuch W41 dient als ein Beispiel für einen hohen Reibungscontrast mit einem geringen internen Reibungswinkel der schwachen Schicht (4.5°) und einer maximalen Reibung an der basalen Scherfläche (17.75°). Demgegenüber werden mit den Experimenten W50 und W45 jeweils Fälle mit einem geringen Reibungscontrast zwischen den potentiellen Abscherhorizonten betrachtet. Dabei weisen in Versuch W50 beide eine geringe Reibung auf (4.57° ; 13.5°), wohingegen in W45 von jeweils hohen Reibungswinkel an der schwachen Schicht (16.7°) und an der Basis des Modells (17.75°) ausgegangen wird.

Die beiden Experimente W41 und W45 wurden bereits unter dem Gesichtspunkt des Einflusses der internen Reibung der schwachen Lage auf das Deformationsverhalten miteinander verglichen (Kap. III-1.4.4.1). Diese Untersuchungen werden durch die Ergebnisse des Experiments W50 ergänzt.

Experiment W50

Der frontale Akkretionskeil wächst äquivalent Versuch W41 aufgrund der geringen internen Reibung schnell auf der schwachen Schicht. Der Bereich der basalen Akkretion verlagert sich mit fortschreitender Konvergenz in Richtung der Keilspitze. Dieser bereits in dem Experiment W45 beobachtete Effekt wird auch hier durch die steigende Auflast auf dem basalen Décollement ausgelöst. Die Scherspannungen nehmen dabei entlang des basalen Décollements zu (Mugnier et al., 1997). Da in diesem Modell W50 die basale Reibung geringer ist als in Experiment W45,

verlagert sich die Deformationsfront des Hebungsbereiches bereits bei geringeren Scherspannungen. Der Abstand zwischen der Deformationsfront und dem Bereich basaler Akkretion bleibt während der gesamten Simulation konstant. Der Keil baut bereits nach einer Verkürzung von 24 % eine stabile Geometrie auf (*Abb. III-1.39*).

Es bildet sich ebenfalls ein mächtiger frontaler Akkretionskeil mit einer horizontalen Ausdehnung von ca. 22 km. Der obere Hang erstreckt sich über 30 km und weist damit im Unterschied zu allen bisherigen Experimenten eine maximale horizontale Ausdehnung auf. Betrachtungen der Partikelpfade zeigen, dass im gesamten Akkretionskeil das Material stetig weg von der Deformationsfront gehoben wird (*Abb. III-1.40*).

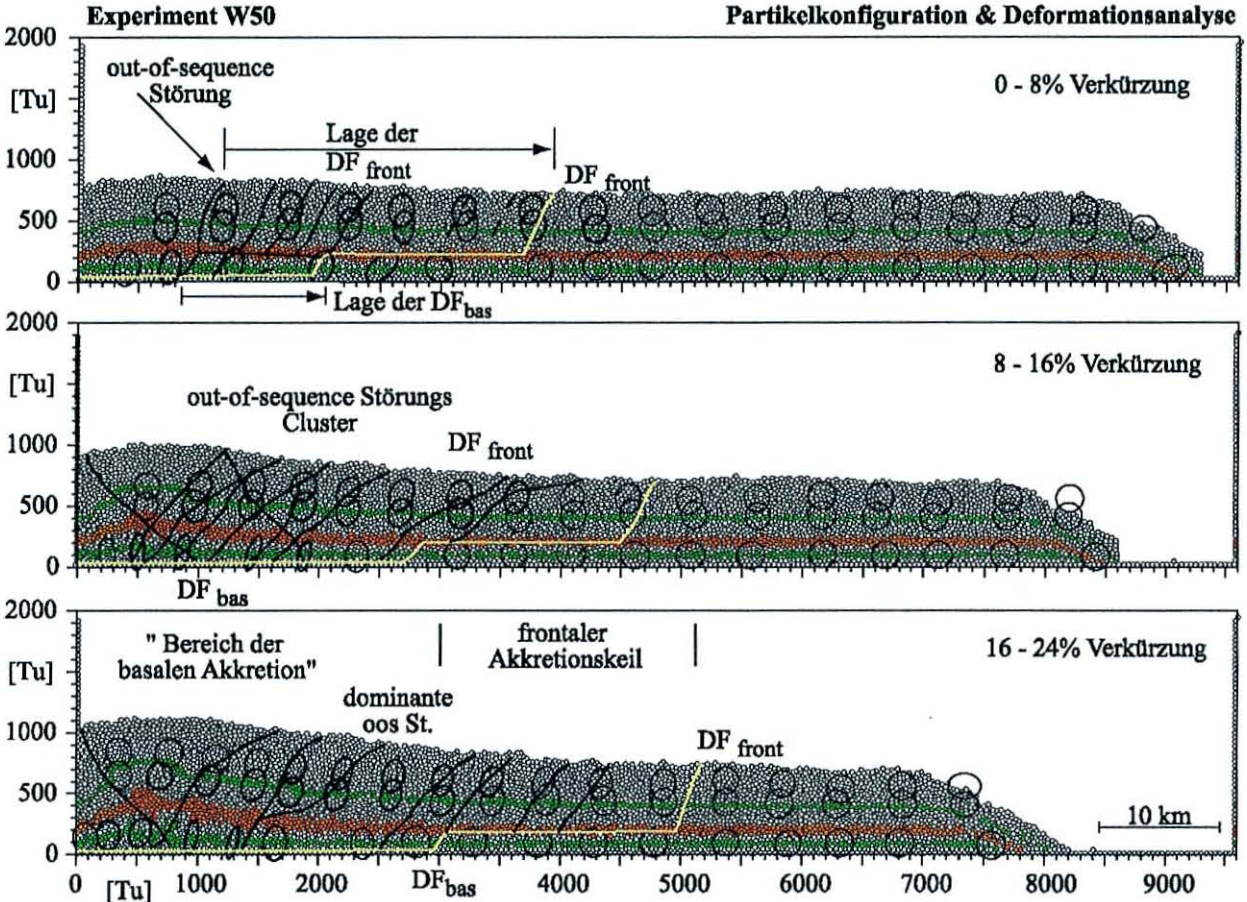


Abb. III-1.39: Deformationsanalyse des Experimentes W50 mit einem geringen Reibungskontrast.

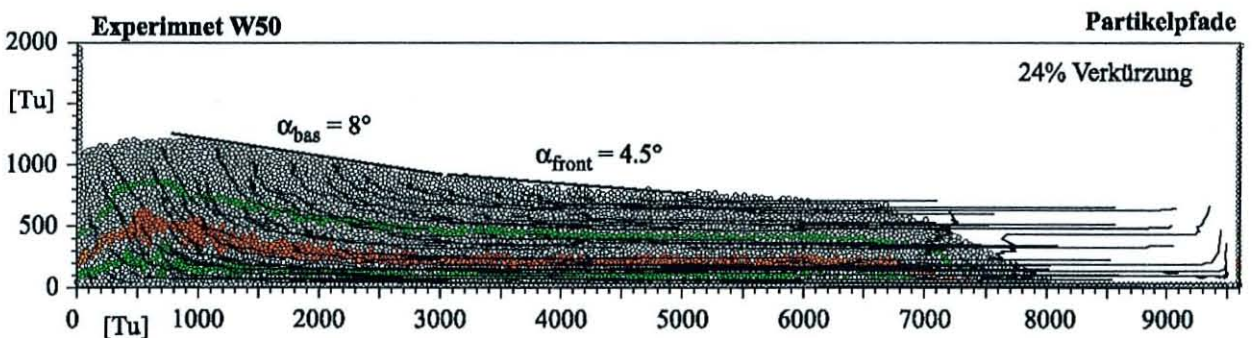


Abb. III-1.40: Wie anhand der Partikelpfade zu sehen ist, zeigt der gesamte Akkretionskeil ein für frontale Akkretion typisches Massentransfermuster.

Da in diesem Experiment die basale Reibung an der Basis des Modells gleich der internen der umgebenden Materialien ist, wird das Material im Vergleich zu bisherigen Experimenten wenig bis kaum unterschoben und duplexartig abgeschert. Die jüngeren Akkretionsschuppen werden nur um einen kleinen Betrag unter die älteren Duplexschuppen unterschoben. Es bildet sich kein basaler Akkretionskörper. Infolge dessen zeigt der Keil im oberen Hang nur eine geringe Hebung um 450m. Zudem ist davon auszugehen, dass diese Hebung ausschließlich durch die starre

Rückwand ausgelöst wird. Des weiteren können die beiden Deformationsbereiche nicht räumlich voneinander getrennt werden. Das basale Detachment verhält sich somit ähnlich einem schwachen Abscherhorizont. Dies bestätigt bisherige Untersuchungen, die zeigen, dass das Material nur von einem Abscherhorizont hoher Reibung unterschoben und basal akkretiert werden kann. Der frontale Massenfluss bzw. die frontale Akkretion kann für das Experiment W50 als das dominierende Deformationsverhalten identifiziert werden.

Dies belegen auch die Interpartikel-Differenzialspannungen. Es bildet sich sowohl oberhalb des schwachen *mid-level* als auch oberhalb des tiefergelegenen Décollements ein für frontale Akkretion typisches horizontal verlaufendes Band höherer Differenzialsspannungen aus (Abb. III-1.41). Diese Spannungen geben die durch die Deformationsellipsen angezeigte Verkürzung im Keil an (vgl. mit Abb. III-1.39).

Dass diese Beobachtung als frontales Deformationsverhalten oberhalb des basalen Décollements interpretiert werden kann, zeigt ein Vergleich mit der Differenzialspannungsverteilung in Experiment W45 (Abb. III-1.32). Obwohl sich auch im Versuch W45 die Deformationsfront des Hebungsbereiches in Richtung der Keilspitze verlagert, steigen die Differenzialspannungen nur direkt an der Rückwand an. Die Zone höherer Spannungen erreicht in W45 eine Mächtigkeit ca. 10 km und reicht damit bis in einen oberflächennahen Bereich. Ein parallel zum Décollement verlaufendes Band höherer Spannungen kann hier nicht identifiziert werden.

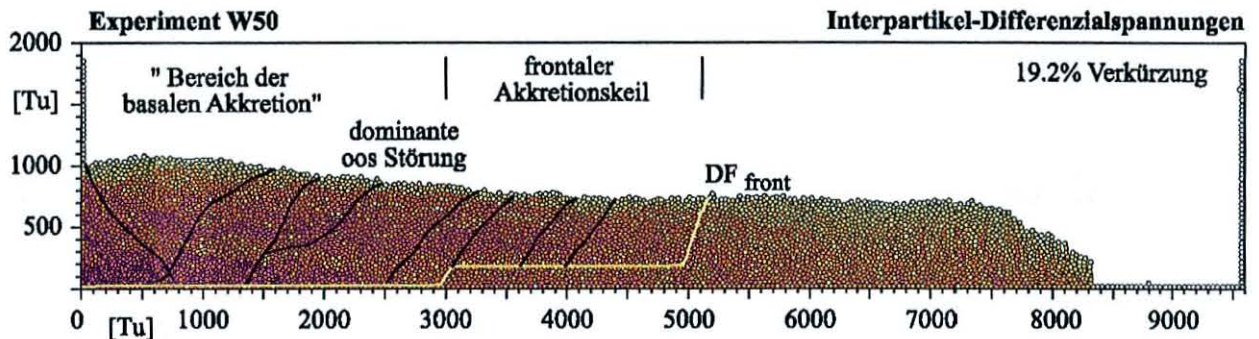


Abb. III-1.41: Mit zunehmender Konvergenz bilden sich zwei horizontal verlaufende Bänder höherer Interpartikel-Differenzialspannungen aus. Dies wird angezeigt durch die zunehmende Violettverfärbung der Partikel.

Auch in Experiment W50 bildet sich ein Cluster von *out-of-sequence* Störungen aus (Abb. III-1.39). Die Anzahl der reaktivierten Überschiebungen steigt im Versuchsverlauf an. Diese Beobachtung korreliert zudem mit dem Ergebnis der Deformationsanalyse, dass sich kein diskretisierter Bereich maximaler Deformation in den Daten abzeichnet.

Auch in diesem Experiment erfolgt die mechanische Entkopplung des Bereich der frontalen und der 'basalen' Akkretion an diesen reaktivierten Störungen. In Folge der seewärts gerichteten Bewegung des oberen Hanges verlagern sich mit fortschreitender Konvergenz die dominanten *out-of-sequence* Störungen bzw. der Übergangsbereich zwischen den beiden Deformationsdomänen ebenfalls in Richtung der Keilspitze (Abb. III-1.42).

Neben diesen Überschiebungen wird eine zweite *out-of-sequence* Störung mehrfach während der Keilevolution reaktiviert. Das Besondere dieser Störung ist, dass sich ihre Position im Unterschied zu den bisher betrachteten Überschiebungen nicht ändert (Abb. III-1.43). Die Lage dieser Störung wird von den ablaufenden Deformationsprozessen nicht beeinflusst. Da sich das 'Hebungszentrum' des oberen Hanges mit fortschreitender Konvergenz in Richtung der Keilspitze verlagert, muss die Reaktivierung dieser Störung eine andere Ursache haben. Diese *out-of-sequence* Störung kann als eine durch die starre Rückwand initiierte Überschiebung erklärt werden.

Eine Identifizierung dieser Störung als durch die Rückwand initiiert ist nur in diesem Experiment möglich, da diese *out-of-sequence* Überschiebung ansonsten von der durch die basalen Akkretion ausgelösten Hebung überlagert wurde. Diese Störung ist auch in allen anderen DEM Experimenten aktiv. Zudem wird auch in den Analogexperimenten aufgrund des gleichen Modellaufbaus eine solche *out-of-sequence* Überschiebung ausgebildet. Diese durch die Randbedingungen des Modells erzeugte Störung hat aber keinen Einfluss auf das mechanische Verhalten sowie auf die Lage bzw. die Reaktivierung der kinematisch bedingten Störungen.

Der durch die Rückwand ausgelöste Anteil der Hebung kann dabei aber nicht quantitativ erfasst werden. Aus diesem Grund werden jeweils nur die Hebungsraten der einzelnen Versuche qualitativ untereinander bzw. mit natürlichen Beispielen verglichen.

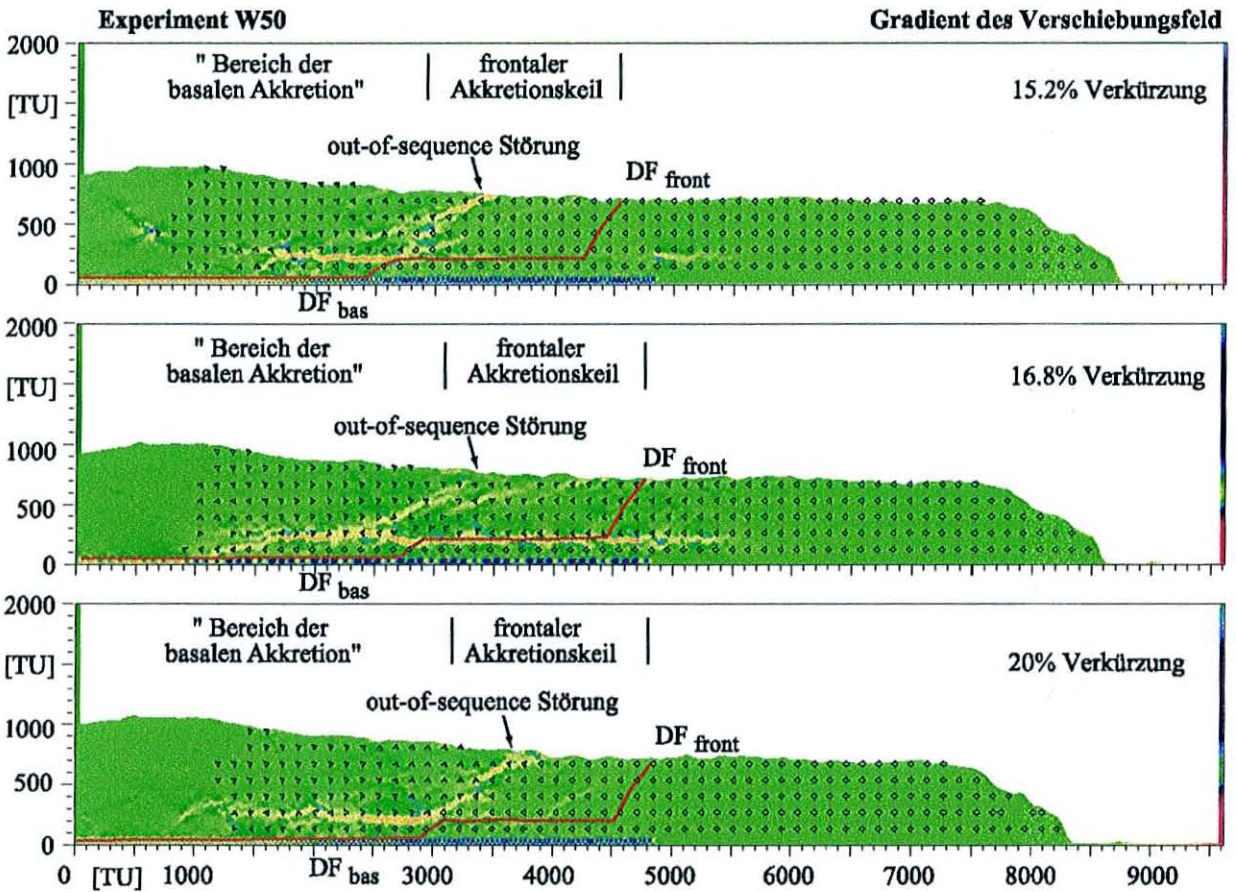


Abb. III-1.42: Mit fortschreitender Konvergenz werden jeweils keilspitzen nähere Störungen aktiviert.

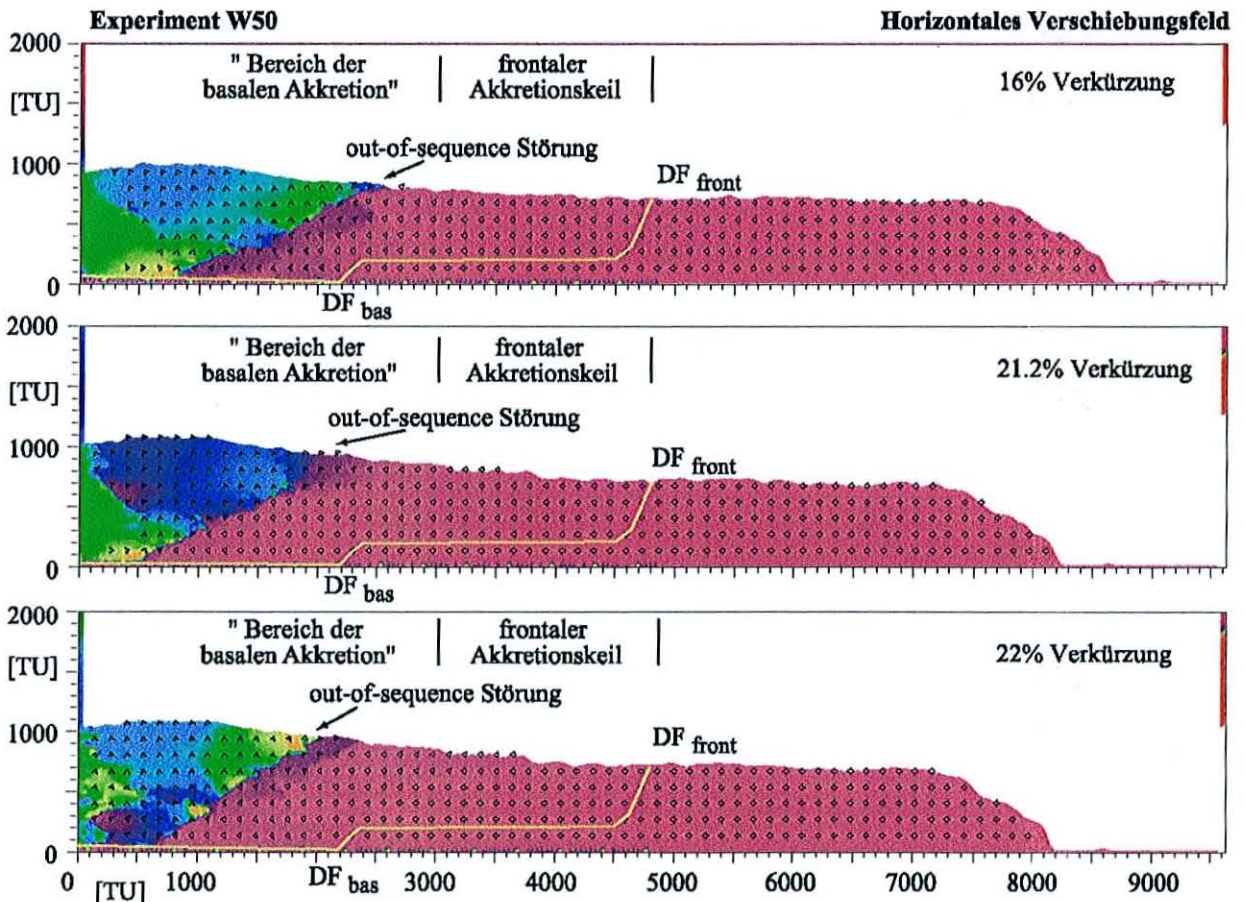


Abb. III-1.43: Identifizierung einer durch die starre Rückwand initiierten out-of-sequence Störung.

Vergleich und Interpretation der Ergebnisse der Experimente (W41, W50, W45)

Wie anhand dieser Versuchsreihe gezeigt werden kann, ist für eine räumliche Trennung der beiden Hauptdeformationsmechanismen - der frontalen und der basalen Akkretion - ein hoher Gradient zwischen den Reibungen der Décollements notwendig (Experimente W41). In den Experimenten W50 und W45 mit jeweils einem geringen Reibungs-kontrast kann der Bereich der basalen und der frontalen Akkretion nicht räumlich voneinander getrennt aufgelöst werden. Zudem dominiert in diesen Versuchen stets ein Deformationsstil das mechanische Verhalten im Akkretionskeil. Im Fall allgemein geringer Reibungen der Décollements stellt die frontale Akkretion das dominierende Deformationsverhalten dar (W50). Demgegenüber dominiert die basale Akkretion bei jeweils höheren Reibungen der basalen Scherflächen (W45).

Für den Fall eines hohen Reibungsgradienten äquivalent W41 ist zwar der frontale Massenfluss speziell zu Versuchbeginn deutlich ausgeprägter und der frontale Akkretionskeil nimmt räumlich auch einen weiten Bereich ein, es wird aber parallel Material ungestört basal akkretiert. Der Abstand zwischen der Deformationsfront und dem Bereich der basalen Akkretion steigt im Unterschied zu den Experimente W45 und W50 im Versuchsverlauf kontinuierlich an.

Des weiteren zeigt diese Versuchsreihe, dass im Fall allgemein hoher Reibungen (W45) eine geringe Anzahl von *out-of-sequence* Störungen identifiziert werden kann. Zudem ist die Ausdehnung der Übergangszone zwischen dem Bereich der frontalen und der basalen Akkretion begrenzt und der maximale Deformation ist horizontal eng begrenzt. Eine Abnahme der Reibung hat stets eine Zunahme der reaktivierten Störungen und damit eine Verteilung der internen Verkürzung auf einen räumlich weiteren Bereich zur Folge.

Parallel dazu zeigt Experiment W45 durch einen markanten Knick in der Morphologie, wie er für Akkretionskeile hoher Reibung typisch ist, die Lage der dominanten *out-of-sequence* Störungen im Akkretionskeils an. Demgegenüber erfolgt der Übergang zwischen den beiden Hangneigungswinkeln in den Experimenten W41 und W50 allmählicher. Es kann dabei die flache Struktur im Übergangsbereich zwischen den beiden Deformationsstilen äquivalent einer *mid-slope* Terrasse identifiziert werden.

Zusammenfassung der Ergebnisse:

W45 (geringer Reibungs-kontrast; hohe Reibung in beiden Décollements)	W50 (geringer Reibungs-kontrast; niedrige Reibung in beiden Décollements)	W41 (hoher Reibungs-kontrast)
<ul style="list-style-type: none"> • der Bereich der basalen und der frontalen Akkretion können räumlich nicht deutlich voneinander getrennt werden • die basale Akkretion dominiert das Deformationsverhalten • Länge des front. Keils ca. 15 km • die Deformationsfront des Bereichs basaler Akkretion verlagert sich im Versuchsverlauf in Richtung der Keilspitze • Abstand zwischen der DF und dem Bereich basaler Akkretion beträgt: ca. 25 km • Hebungsrates: 750 m • Versuchsende bei 32% Verkürzung 	<ul style="list-style-type: none"> • die frontale Akkretion dominiert das Deformationsverhalten • Länge des front. Keils ca. 25 km • Abstand zwischen der DF und dem Bereich basaler Akkretion beträgt: ca. 20 km • Hebungsrates: 450 m • Versuchsende bei 24% Verkürzung 	<ul style="list-style-type: none"> • beide Deformationsstile können räumlich deutlich voneinander getrennt werden • die frontale Akkretion ist stärker ausgeprägt, dominiert aber nicht im gesamten Akkretionskeil das Deformationsverhalten • Länge des front. Keil ca. 24 km • der Hebungsbereich ist fixiert • Abstand zwischen der DF und dem Bereich basaler Akkretion beträgt: ca. 40 km • Hebungsrates: 550 m • Versuchsende bei 25% Verkürzung

Tab. III-1.5: Experimentreihe zur Untersuchung des Reibungs-kontrastes zwischen den beiden Décollements.

1.4.4.4 Der Einfluss der internen Reibung des Sediments (W48, W41, W46)

Diese Versuchsreihe dient der Untersuchung des Einflusses der internen Reibung des Sediments auf die Mechanik des Akkretionskeils. Ausgehend von Experiment W41 mit einer internen Reibung des Sediments von 33.4° wird der Reibungswinkel auf einen Wert von 45° erhöht (Experiment W48) bzw. auf 20.8° verringert (W46). Alle weiteren Modellkonfigurationen werden konstant gehalten (vgl. *Tab. III-1.2*).

Experiment W48

Im Vergleich zu allen bisherigen Experimenten wächst der frontale Akkretionskeil in diesem Versuch mit maximaler Geschwindigkeit auf dem schwachen *mid-level Décollement*. Bereits nach einer Verkürzung von nur 13% hat die Keilspitze ihre Endposition erreicht (*Abb. III-1.44*). Es bildet sich ein mächtiger frontaler Akkretionskeil mit einer horizontalen Ausdehnung von 30 km. Die Deformationsfront der basalen Akkretion ist wiederum während des gesamten Experiments fest positioniert. Aufgrund des schnellen Anwachsens des frontalen Keils endet der Versuch bereits nach 22% Verkürzung. Infolge dessen wird nur wenig Material basal akkretiert, so dass der obere Hang nur eine Hebung um 400 m erfährt. Die horizontale Ausdehnung des Hebungsbereiches beträgt dabei äquivalent dem Experiment W41 ca. 25 km.

Der sich aufbauende Akkretionskeil zeichnet sich durch einen sehr flachen frontalen Hangwinkel aus. Auch die Partikelpfade belegen, dass im Bereich der frontalen Akkretion das Material nur sehr wenig gehoben wird (*Abb. III-1.44*). Die Partikelpfade verlaufen im frontalen Akkretionskeil annähernd parallel zum *mid-level Décollement*. Im Bereich des oberen Hanges wird das Material auch hier annähernd vertikal gehoben. Die Partikelpfade zeigen dabei eine Bewegungskomponente weg vom Trench an. Das Hebungszentrum verlagert sich somit in diesem Versuch in Richtung der Rückwand. Der Übergang vom frontalen Akkretionskeil zum Hebungsbereich wird durch einen deutlichen Knick in der Topographie markiert. Der Bereich der basalen Akkretion weist dabei eine typische konvexe Keilform ohne ein flaches Plateau am Top auf.

Beide Massentransfermechanismen treten wiederum räumlich deutlich voneinander getrennt auf. Die frontale Akkretion bzw. der frontale Massenfluss ist aber äquivalent dem Experiment W41 auch hier stärker ausgeprägt.

Die während des Keilwachstums reaktivierten Störungen zeichnen sich in diesem Experiment durch einen sehr steilen Einfallswinkel aus. Demgegenüber werden im letzten Verkürzungsabschnitt sehr flache Überschiebungen reaktiviert. Es ist davon auszugehen, dass dies eine zweite Generation neu ausgebildeter Störungen ist. Das sich zu Versuchbeginn ausbildende Cluster von *out-of-sequence* Störungen wird in diesem Experiment auf wenige dominante Störungen reduziert. Der von ihnen eingeschlossene Bereich ist räumlich eng begrenzt. Die Lage der reaktivierten Überschiebungen korreliert hier wieder eindeutig mit dem Übergangsbereich zwischen beiden Massentransferdomänen.

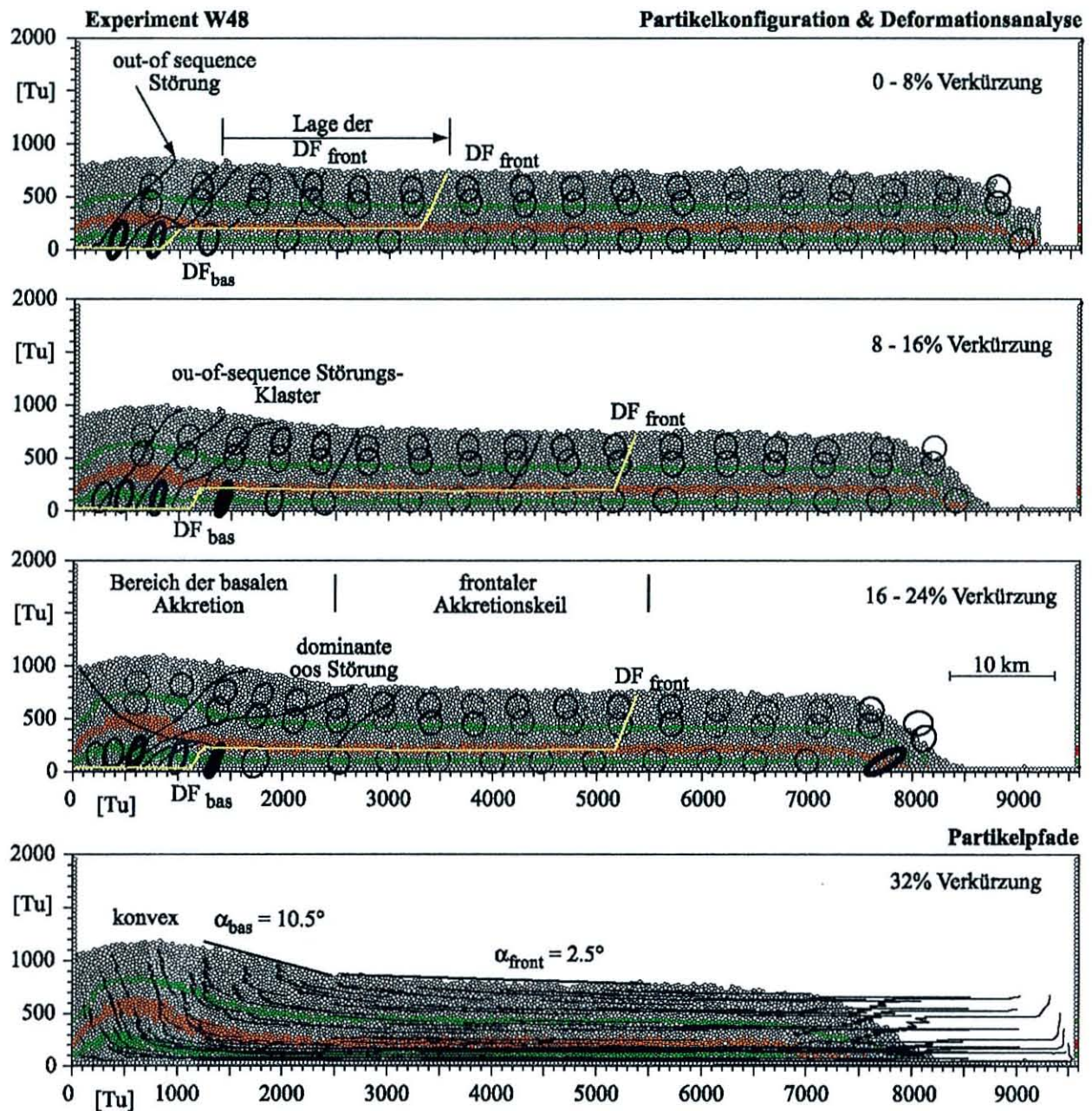


Abb. III-1.44: Eine Erhöhung der internen Reibung des Sediments und damit ein Anstieg des Reibungscontrastes zur internen Reibung des *mid-level Décollements* hat die Bildung eines mächtigen frontalen Akkretionskeils zur Folge.

Experiment W46

Die Deformationsfront des frontalen Akkretionskeils propagiert kontinuierlich seewärts. Demgegenüber verlagert sich der Hebungsbereich während des Keilwachstums nicht. Der Versuch endet nach 32% Verkürzung. Es bildet sich ein frontaler Akkretionskeil mit einer Gesamtlänge von ca. 27 km, wohingegen sich der Hebungsbereich über 20 km erstreckt (Abb. III-1.45). Infolge der basalen Akkretion wird der obere Hang um 750 m gehoben.

Die Partikelpfade zeigen sowohl einen Bereich frontalen als auch basalen Massentransfers (Abb. III-1.46). Beide Massentransfermechanismen treten separat voneinander auf. Dabei ist keiner der Deformationsstile deutlicher ausgebildet. Parallel dazu grenzen die dominanten *out-of-sequence* Störungen am Ende des Versuchs nur einen sehr schmalen Übergangsbereich zwischen frontaler und basaler Akkretion ein (Abb. III-1.45). Die Anzahl der reaktivierten Überschiebungen nimmt zu Beginn der Keilevolution deutlich zu. Dabei umschließen die entsprechenden Störungen einen horizontal sehr weiten Bereich. Dieser Effekt wird zu Versuchsende invertiert.

Im Unterschied zu bisherigen Untersuchungen korreliert der Bereich maximaler Deformation nur bis zu einer Verkürzung von 16% mit der Lage der *out-of-sequence* Störungen bzw. dem Übergangsbereich zwischen den

Hauptdeformationsdomänen. Mit fortschreitender Konvergenz zeigen die Deformationsellipsen hohe Deformation im Bereich des frontalen Akkretionskeils an (Abb. III-1.45).

Der Bereich basaler Akkretion liegen zu Versuchsende ca. 35 km hinter der Deformationsfront.

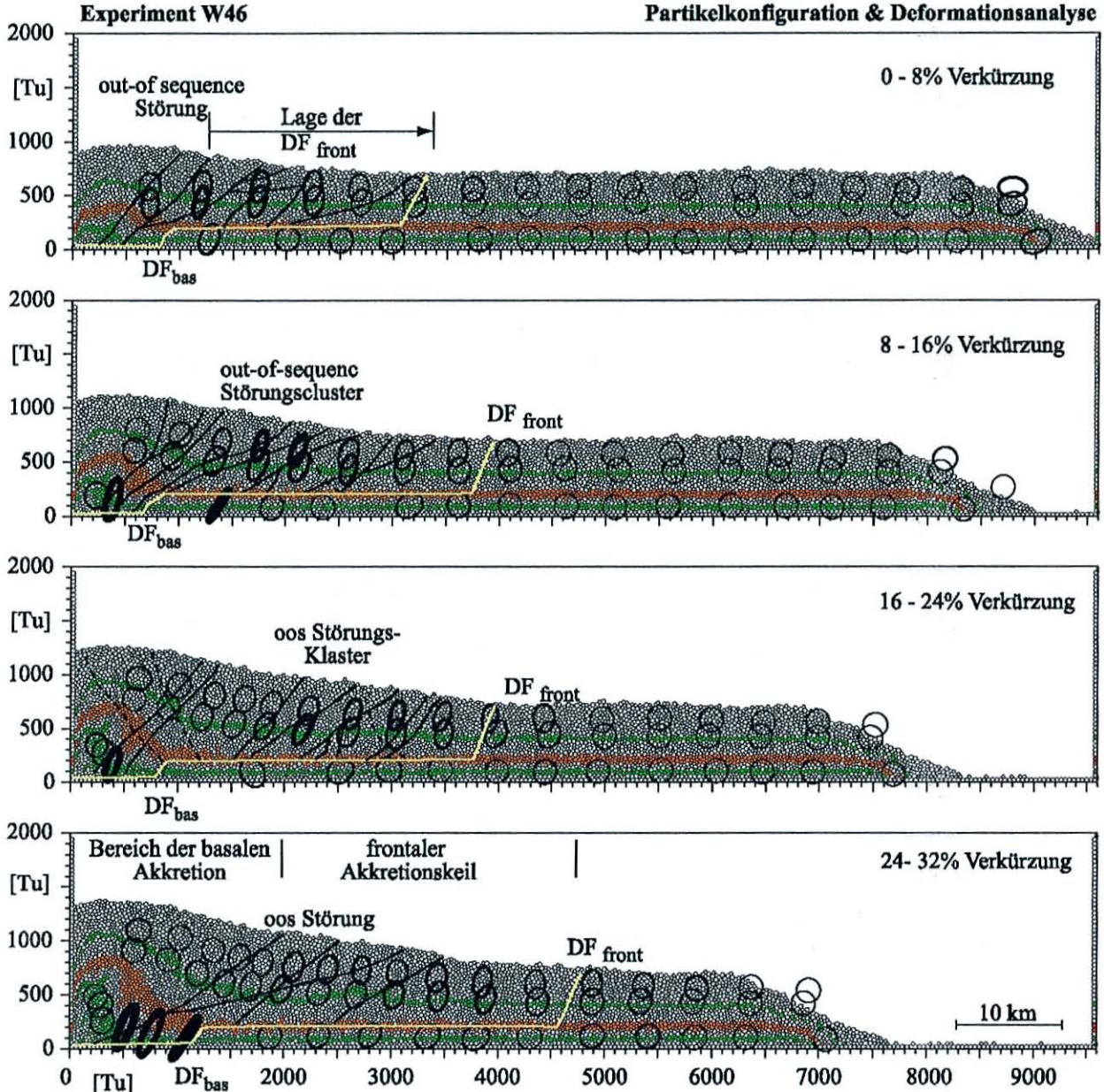


Abb. III-1.45: Es bildet sich ein typischer frontaler Akkretionskeil.

Anhand der Keilgeometrie kann in Experiment W46 im Unterschied zu allen anderen DEM Versuchen erstmals eine Unterteilung des frontalen Akkretionskeils äquivalent den Analogexperimenten identifiziert werden. Die aktive frontale Überschiebungszone erstreckt sich von der Deformationsfront bis zur trenchwärtigsten reaktivierten Überschiebung. In diesem Bereich weist der Keil einen sehr flachen Hangwinkel auf und ist somit unterkritisch. Die Deformationsanalyse zeigt ebenfalls im Unterschied zu allen bisherigen Experimenten in diesem Bereich eine maximale Deformation im Keil an. Dies korreliert mit den Ergebnissen der Analogexperimente. Das Material wird hier stark intern verfestigt.

Der Übergang zur internen Akkumulationszone wird durch einen deutlichen Sprung in der Topographie markiert. In diesem Bereich befindet sich der Akkretionskeil in seinem stabilen bis kritischen Zustand. Die Deformation nimmt hier deutlich ab (Abb. III-1.45). Weiter in Richtung der Rückwand schließt sich an den frontalen Keil eine annähernd ebene *mid-slope* Terrasse an. Diese erstreckt sich über ca. 4 km. Die Position der *mid-slope* Terrasse

korreliert mit der Lage der dominanten *out-of-sequence* Störungen und gleichzeitig mit dem Übergangsbereich zwischen den beiden Hauptdeformations- bzw. Massentransferdomänen (Abb. III-1.46). Dieser Übergangsbereich ist in dem Experiment W46 räumlich wieder sehr eng begrenzt.

Zudem zeigt sich im Übergangsbereich, dass neben den grundsätzlich immer vorhandenen dominanten *out-of-sequence* Überschiebungen eine zweite Generation von Störungen, die einen wesentlich flacheren Einfallswinkel haben, ausgebildet werden (Abb. III-1.45).

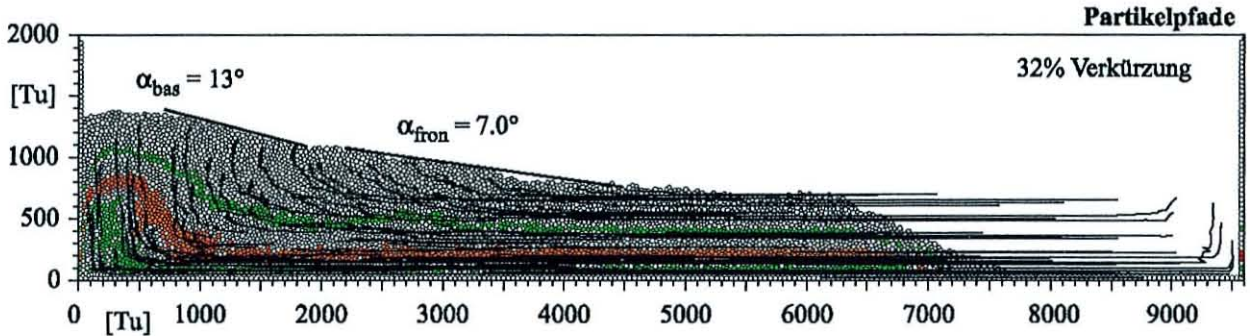


Abb. III-1.46: Die Partikelpfade zeigen zwei von einander ungestört ausgebildete Massentransfermechanismen: den der frontalen und den der basalen Akkretion. Der Übergangsbereich zwischen beiden Domänen ist horizontal eng begrenzt.

Des weiteren zeigt die Deformationsanalyse dieses Versuches im Unterschied zu den Experimenten W48 und W41, dass das unter das *mid-level* Décollement unterschobene Material bereits weit vor dem Bereich der basalen Akkretion eine starke horizontale Verkürzung erfährt (Abb. III-1.45). Das Material wird somit deutlich verfestigt. Dies belegen auch die Interpartikel-Differenzialspannungen, die bereits höhere Spannungswerte an den Partikelkontakten weit vor dem Bereich der basalen Akkretion zeigen (Abb. III-1.47). Ansonsten zeigen die Differenzialspannungen ein den bisherigen Versuchen grundsätzlich identisches Bild.

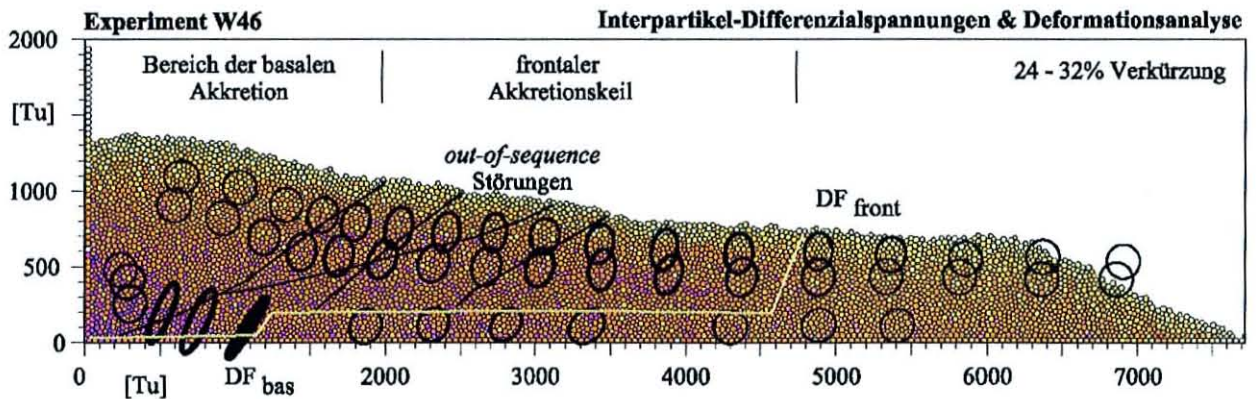


Abb. III-1.47: Die Interpartikel-Differenzialspannungen zeigen ein den bisherigen Versuchen generell gleiches Bild.

Ein weiterer sehr markanter Unterschied dieses Experiments im Vergleich zu allen bisher betrachteten liefert die Orientierung der Interpartikel-Differenzialspannungen. In allen bisherigen Experimenten richten sich die Differenzialspannungen, sobald die betreffenden Kugeln an den Akkretionskeil angegliedert werden, horizontal aus. Diese Orientierung ändert sich nur an der Basis des Hebungsbereiches direkt an der Rückwand. Hier erfahren die Balken, die die Orientierung anzeigen, eine Rotation im Uhrzeigersinn (vgl. Abb. III-1.48, Experiment W41). Im Gegensatz dazu weisen die Interpartikel-Differenzialspannungen in Experiment W46 im gesamten Sedimentpaket im Bereich des oberen Hanges eine diffuse Orientierung auf. Dies deutet darauf hin, dass das Sediment hier sehr stark gestört ist.

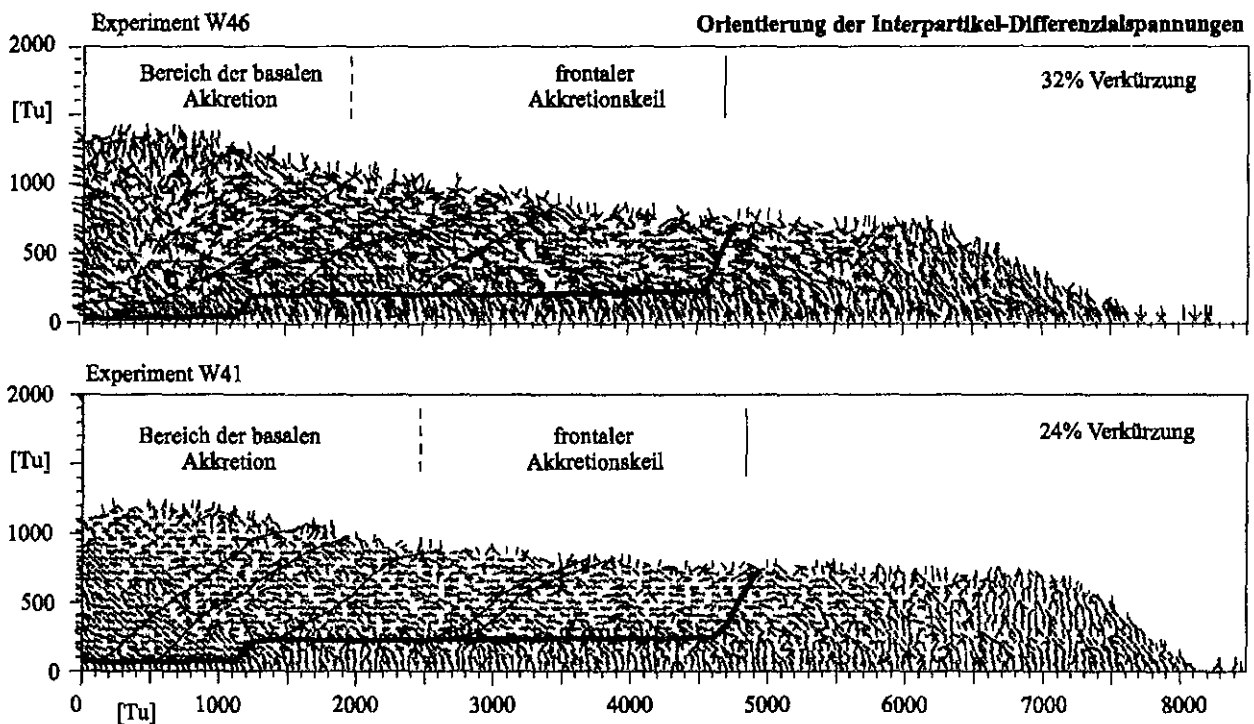


Abb. III-1.48: Die Orientierung der Interpartikel-Differenzialspannungen zeigt im Unterschied zu Experiment W46 in allen anderen DEM Simulation eine homogene Ausrichtung.

Vergleich und Interpretation der Ergebnisse der Experimente (W48, W41, W46)

Die interne Reibung des Sediments und damit der Reibungscontrast zwischen dem Sediment und den beiden potentiellen Abscherhorizonten beeinflusst die Ausbildung eines frontalen Akkretionskeils. Eine Erhöhung der internen Reibung des Sediments hat ein schnelles Anwachsen des frontalen Akkretionskeils zur Folge. Dies korreliert mit den Beobachtungen im Fall einer Verringerung der internen Reibung der schwachen Schicht bzw. der Erhöhung der basalen Reibung dieses Detachments.

Für den Fall eines großen Reibungscontrastes dominiert die frontale Akkretion den Massentransfer. Wie die Partikelpfade zeigen, wird Material sowohl frontal als auch basal akkretiert, aber der frontale Akkretionskeil ist wesentlich stärker ausgeprägt. Erst eine Verringerung des Reibungscontrastes bzw. des internen Reibungswinkels des Sediments hat ein ausgewogenes Verhältnis im Massentransfer zur Folge.

Parallel dazu bauen die Akkretionskeile mit großem Reibungscontrast bereits bei einer wesentlich geringeren Konvergenz ihre kritische Geometrie auf. Aufgrund dessen nehmen die Hebungsraten im Bereich der basalen Akkretion bei einer Verringerung der internen Reibung des Sediments zu.

Des weiteren hat eine Verringerung des Reibungswinkels des Sediments eine Verlagerung der maximalen Deformation in Richtung der Keilspitze zur Folge. In Experiment W48 (mit hoher Reibung) korreliert der Bereich größerer Deformation mit der Lage der dominanten *out-of-sequence* Störungen und damit mit dem Übergangsbereich zwischen den beiden Hauptdeformationsdomänen. Demgegenüber zeigt die Deformationsanalyse in Experiment W46 (mit geringer Reibung) maximale Deformation im frontalen Bereich des Akkretionskeils. Zudem zeigen die Interpartikel-Differenzialspannungen nur in Versuch W46 eine diffuse Orientierung. Bezüglich der Anzahl und der Verteilung der *out-of-sequence* Störungen sind keine markanten Unterschiede durch die Verringerung der internen Reibung zu identifizieren.

Vergleich und Interpretation der Ergebnisse der Experimente (W48, W41, W46)

W48 (hohe int. Reibung d. Sediments)	W41 (mittlere int. Reibung d. Sediments)	W46 (niedrige int. Reibung d. Sediments)
<ul style="list-style-type: none"> • die Bereiche frontaler und basaler Akkretion sind räumlich deutlich voneinander getrennt • die frontale Akkretion dominiert den Massentransfer • der frontale Akkretionskeil wächst mit maximaler Geschwindigkeit auf dem MLD • die Position der basalen Akkretion ist fixiert • der Abstand zwischen beiden Deformationsfronten beträgt ca. 40 km • die maximale Hebung im Zentrum der basalen Akkretion beträgt 550 m • Ende des Versuchs bei 22% Verkürzung aufgebaut • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs 2.Schritt: 10 km 3.Schritt: 10 km 4.Schritt: 9 km 	<ul style="list-style-type: none"> • der frontale Akkretionskeil wächst schnell auf dem MLD • die maximale Hebung im Zentrum der basalen Akkretion beträgt 650 m • bei 25% Verkürzung • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs 2.Schritt: 7 km 3.Schritt: 9 km 4.Schritt: 13 km 	<ul style="list-style-type: none"> • keiner der Massentransfermechanismen bzw. der Deformationsstile kann als dominierend identifiziert werden • der frontale Akkretionskeil wächst kontinuierlich auf dem MLD • der Abstand liegt hier vergleichsweise nur bei ca. 35 km • die maximale Hebung im Zentrum der basalen Akkretion beträgt 750 m • bei 32% Verkürzung • horizontale Ausdehnung des Übergangsbereichs 2.Schritt: 15 km 3.Schritt: 21 km

Tab. III-2.6: Experimente zum Einfluss der internen Reibung der Sedimente W48, W41 und W46.

1.4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse der Reibungsuntersuchung

Anhand dieser Diskrete Elemente Simulationen kann die Schlüsselfunktion der Reibungsverteilung auf die Deformationsprozesse, die zur Bildung im *forearc* Bereich von Subduktionszonen von Akkretionskeilen führen, bestätigt werden. Diese Untersuchungen zeigen, dass die Reibung ein wichtiger Steuerfaktor für die Massentransfermechanismen darstellt. Bereits eine geringfügige Änderung der internen bzw. basalen Reibung der in den Sedimenten eingelagerten schwachen Schicht, der Basis des Modells oder des zu akkretierenden Sediments hat einerseits, wie bereits anhand der FE Simulationen gezeigt, eine Veränderung der Keilgeometrien sowie der Lage und des Verlaufs der Störungen zu Folge. Andererseits werden auch die Massentransferprozesse sowie die kinematische Entwicklung des Akkretionskeils durch die Reibungsverteilung im zu akkretierenden Sedimentpaket beeinflusst. Die Beeinflussung der Kinematik betrifft sowohl das Wachstum des Akkretionskeils und damit die Bildung neuer Störungen als auch die Anzahl sowie die Position von im Keil reaktivierten Störungen im Keil. Zudem kann gezeigt werden, dass die Verteilung der Deformation im Akkretionskeil durch die Reibungsverteilung gesteuert. Des Weiteren zeigen auch die Interpartikel-Differenzialspannungen unterschiedliche Spannungsverteilungen bzw. Orientierungen der Spannungen in Abhängigkeit von der Reibung.

Von besonderer Bedeutung ist dabei zum einen der Reibungscontrast zwischen den beiden potentiellen Abscherhorizonten und zum anderen der Contrast zwischen der internen Reibung der schwachen Lage und der der umgebenden Materialien. Um Materialien im Bereich eines Akkretionskeils zu verschieben und in einiger Entfernung von der Deformationsfront basal zu akkretieren, muss die basale Reibung nur wenig geringer als die interne des umgebenden Materials sein. Dies bestätigen wiederum die Untersuchungen der Finite Elemente Methode, die ebenfalls bei einem geringen Reibungscontrast zwischen basaler und interner Reibung ein basales Akkretionsverhalten zeigen.

Des Weiteren bestätigen diese Simulationen, dass eine Schicht höherer Reibung mehr Spannungen akkumulieren kann. Infolge dessen werden erst zu einem vergleichsweise späteren Zeitpunkt die durch die abtauchende ozeanische Platte ausgelösten Spannungen und Deformationen an die Oberplatte weitergegeben (W45), als dies im Fall einer geringen internen Reibung dieser Schicht möglich ist (W41).

Im folgenden wird der Einfluss der einzelnen Contraste kurz tabellarisch zusammengefasst.

Eine Abnahme der internen Reibung der schwachen Schicht wirkt sich folgendermaßen aus:

- Ausbildung eines deutlichen frontalen Akkretionskeils
- Erhöhung der Wachstumsrate des frontalen Keils
- zunehmende Fixierung des Hebungsbereichs; parallel dazu nimmt die Verlagerung des Hebungszentrums ab
- Anwachsen des Abstands zwischen der DF und dem Bereich basaler Akkretion
- Räumlichen Trennung der beide Massentransfermechanismen; zunehmend ungestört ausgebildet
- Zunahme der Anzahl der *out-of-sequence* Störungen
- Anwachsen des horizontal von diesen Störungen eingegrenzten Bereichs
- Abnahme der Korrelation des Bereichs der maximalen Deformation mit der Übergangzone zwischen frontaler und basaler Akkretion
- Zunahme der Verteilung der Deformation

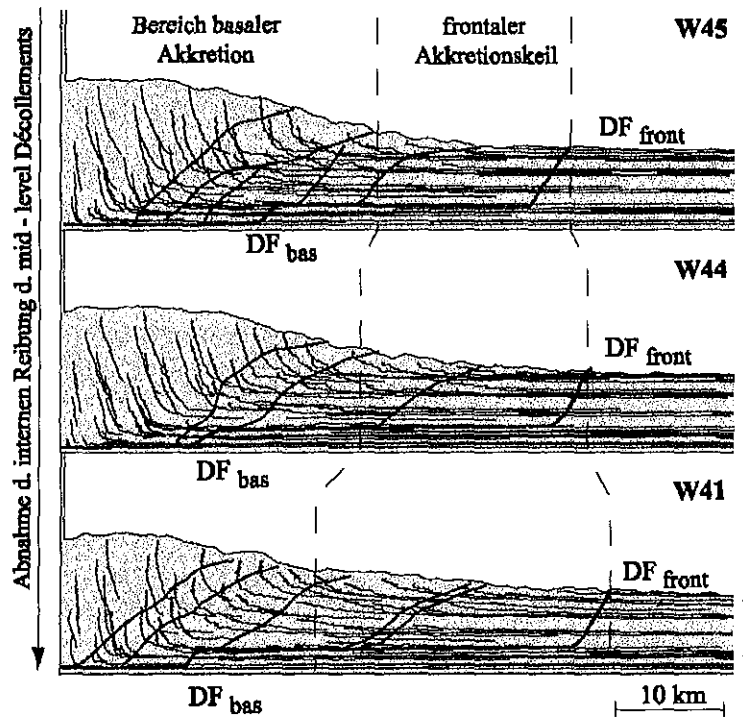


Abb. III-1.49: In dieser Abbildung gezeigt sind die jeweiligen Endgeometrien, die Partikelpfade sowie die innerhalb des letzten Verkürzungsschritts aktiven Störungen.

Ein Anstieg der 'basalen' Reibung der schwachen Schicht wirkt sich folgendermaßen aus:

- Zunahme der Wachstumsrate des frontalen Akkretionskeils
- Zunahme große Rutschungen oberhalb des *mid - level Décollements*; das gesamte Sedimentpaket wird gedehnt
- Zunahme der Streubreite der *out-of-sequence* Störungen
- zu keinem Zeitpunkt des Keilwachstums ist ein Bereich maximaler Deformation identifizierbar

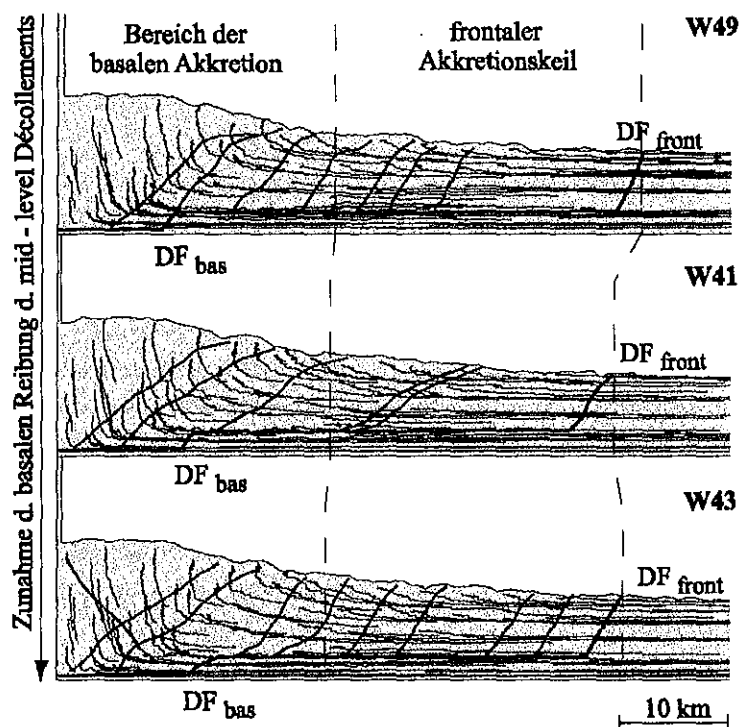


Abb. III-1.50: Hier dargestellt sind die Endgeometrien der einzelnen Versuche, die Partikelpfade sowie das aktive Décollement und die im letzten Abschnitt reaktivierten dominanten *out-of-sequence* Störungen.

Der Reibungscontrast zwischen den beiden potentiellen Abscherhorizonten wirkt sich folgendermaßen aus:

- in Experiment W41 mit einem hohen Reibungscontrast werden beide Massentransfermechanismen räumlich deutlich voneinander getrennt

Für den Fall eines geringen Reibungscontrastes:

- dominiert entweder frontale oder basale Akkretion
- können beide Massentransfermechanismen räumlich nicht aufgelöst werden

Bei allgemein geringer Reibung:

- wird Material nur wenig unter den frontalen Akkretionskeil unterschoben; es bildet sich kein basaler anti-former Akkretionskörper; zeigen Partikelpfade im gesamten Keil frontales Massentransfermuster
- nimmt die Anzahl der *out-of-sequence* Störungen zu

Bei allgemein hohen Reibungen:

- dominiert die basale Akkretion die Massentransfermuster
- korrelieren die *out-of-sequence* Störungen nur hier mit der Lage des Übergangsbereich bzw. mit dem Bereich maximaler Deformation

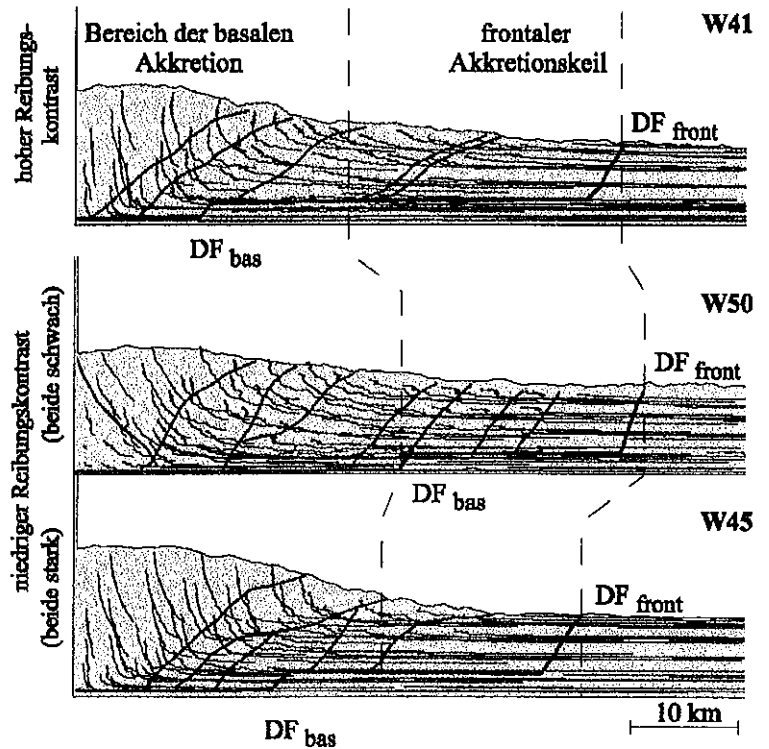


Abb. III-1.51: Diese Abbildung zeigt ebenfalls die Keilgeometrien und die aktiven Störungen am Ende des Versuchs sowie die Partikelpfade.

Eine Abnahme der internen Reibung des Sediments führt zur:

- Zunahme der räumlichen Trennung des Bereichs des frontalen und basalen Massentransfers
- Zunahme der ausgewogenen Ausbildung der beiden Massentransferdomänen
- Abnahme der dominanten Ausprägung eines der beiden Deformationsstile
- Verlagerung des Bereichs der maximalen Deformation weg vom Übergangsbereich in Richtung der Keilspitze
- erstmalige Identifizierung einer aktiven frontalen Überschiebungszone
- Zunahme der diffusen Orientierung der Differenzialspannungen

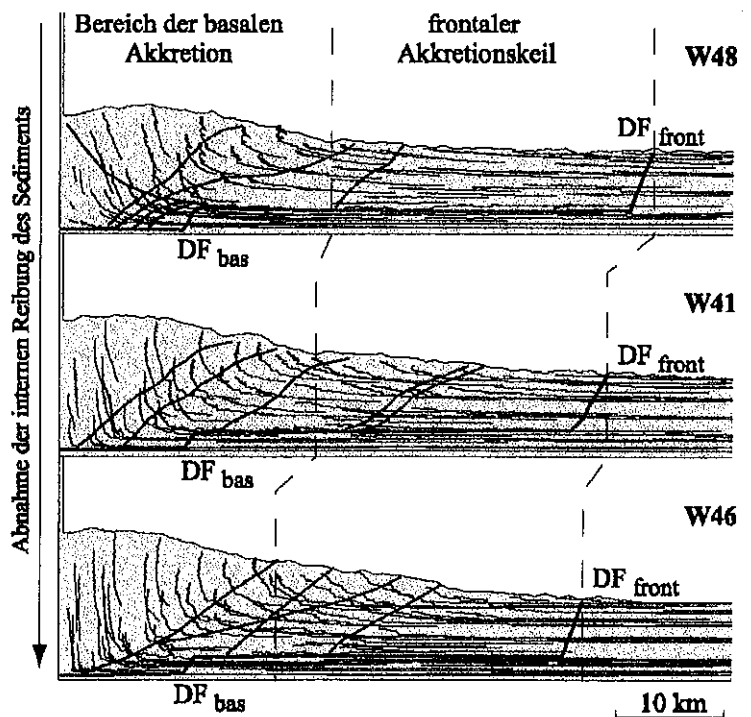


Abb. III-1.52: Äquivalent den vorherigen Abbildungen zeigt auch diese die Endkonfiguration, die Partikelpfade sowie die aktiven Deformationsfronten und Störungen.

Die räumliche Ausdehnung des Bereichs des frontalen bzw. des basalen Massentransfers wird somit durch die Reibungsverteilung beeinflusst. Generell ist für die Ausbildung eines frontalen Akkretionskeils eine deutlich geringere interne Reibung des potentiellen Décollements gegenüber dem umgebenden Material notwendig (Kap. III-1.4.4.1). Das 'weiche' Material in der Scherzone kann dabei wesentlich schlechter Spannungen akkumulieren, was wiederum mit den Ergebnissen der FEM Simulationen korreliert. Diese führt zu einer Bündelung der Spannungen im *mid-level Décollement*.

Zudem werden nur für den Fall eines hohen Reibungskontrastes zwischen den beiden Abscherhorizonten beide Deformations- und Massentransferstile räumlich deutlich voneinander getrennt ungestört ausgebildet (Kap. III-1.4.4.3). Für den Fall eines geringen Reibungskontrastes ist einer der beiden Massentransfermechanismen stärker ausgeprägt.

Betrachtungen zum Einfluss des Reibungskontrastes zwischen der internen Reibung des Sediments und des Décollements zeigen, dass im Fall eines hohen Reibungskontrastes von 1250% der frontale Massenfluss das Deformationsverhalten vollständig dominiert (Experiment W48; vgl. *Tab. III-1.1*; Kap. III-1.3.4). Bei einer Abnahme des Reibungskontrastes auf 475% kann die schwache Schicht bereits selbst mehr Spannungen akkumulieren und im gesamten Keil gleicht sich das Verhältnis zwischen frontaler und basaler Akkretion aus (W46) (*Abb. III-1.53*). Beide Massentransfermuster sind gleichwertig parallel ungestört ausgebildet. Kein Deformationsstil ist stärker ausgeprägt bzw. dominiert das kinematische Verhalten.

Eine weitere Verringerung des Reibungskontrastes auf 220% führt dazu, dass diese Scherzone bereits wesentlich mehr Spannungen akkumulieren kann. Dies erschwert die Bildung frontaler Überschiebungen. Die basale Akkretion ist in diesem Experiment deutlich stärker ausgeprägt (W45). Dies hat zur Folge, dass das Deformationsverhalten bzw. die Kinematik des Keils wiederum von einem der beiden Deformationsstile dominiert wird.

Vergleicht man diese Reibungskontraste mit den Ergebnissen der FE Simulationen, so liegen die Werte deutlich über den anhand der FE Experimente bestimmten. Hier wurde im Fall typischer frontaler Akkretion ein Reibungskontrast von ~200% zwischen dem Décollement und

den umgebenden Sedimenten bestimmt. Geht man davon aus, dass das Experiment W46 ebenfalls durch die Bildung eines typischen frontalen Akkretionskeils gekennzeichnet ist, so liegen die mit den DEM Simulationen untersuchten

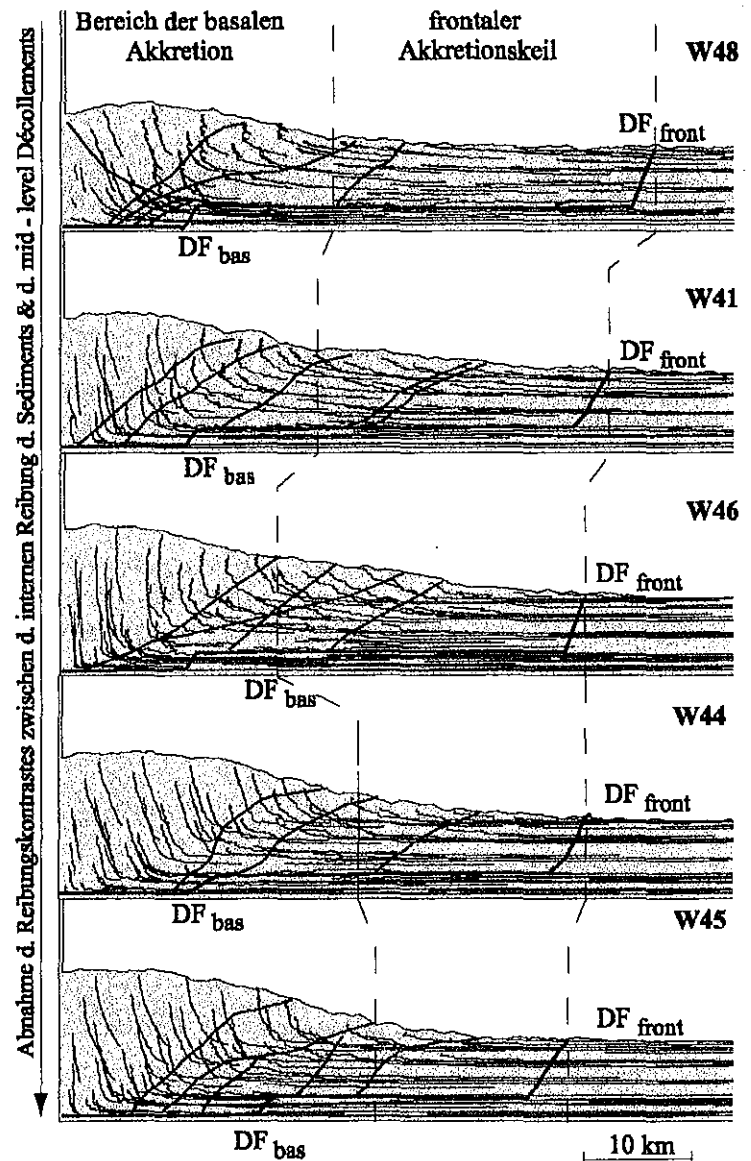


Abb. III-1.53: Hier dargestellt sind die jeweiligen Endgeometrien, die Partikelpfade und die aktiven bzw. reaktivierten Störungen.

Reibungskontraste in etwa mit einem Faktor zwei multipliziert oberhalb der mit den FE Untersuchungen bestimmten (vgl. Kap. III-1.2.1.3; Kap. III-1.3.4). Diese Diskrepanz ergibt sich aus der Einschränkung der Rotation. Wie sich anhand der Untersuchungen in der 'numerischen Scherzelle' gezeigt hat, betragen die basalen Reibungswerte entlang einer Scherfläche ungefähr das 1.6fache, falls Rotation nicht erlaubt ist, gegenüber den Werten bei Rotation (**Abb. III-1.12**). Für interne Scherflächen ist der Unterschied zwischen der Scherflächenreibung mit oder ohne Rotation größer. Bei einer Übertragung der Reibungskontraste der DEM Simulationen auf natürliche Systeme müssen diese somit mit einem Faktor 0.5 skaliert werden (Kap. III-1.2.1.2). Dies wird auch durch die Anwendung auf ein natürliches Fallbeispiel, d.h. die Interpretation der Mechanik und Kinematik der Makran Subduktionszone im folgenden Kapitel bestätigt.

Weitere Ergebnisse der einzelnen Deformationsanalysen zeigen eine Abhängigkeit der Deformationsverteilung von der internen Reibung der schwachen Schicht. Nur im Fall einer hohen internen Reibung des *mid-level Décollements* korreliert der Bereich der maximalen Deformation mit dem Übergangsbereich zwischen der frontalen und der basalen Akkretion. Die Abnahme des Reibungswinkels des *mid-level Décollements* hat eine Verteilung der Deformation auf einen horizontal weiteren Bereich zur Folge (Kap. III-1.4.4.1). Zudem nimmt die Anzahl der *out-of-sequence* Störungen zu. Die Deformation nimmt somit stets von der Deformationsfront in Richtung des *Backstops* zu. Dies korreliert wiederum mit der Annahme, dass die mechanischen Eigenschaften sich horizontal im Keil verändern, was somit auch das Ergebnis der *Critical Taper Analyse* bestätigt (Kap. III-1.4.2).

Des weiteren hat auch die interne Reibung des Sediments einen entscheidenden Einfluss auf die Deformation im Akkretionskeil. Eine Verringerung der internen Reibung des Sediments hat eine Verlagerung der maximalen Deformation in Richtung der Keilspitze zur Folge. Die Sedimente erfahren bereits im Bereich der Keilspitze eine maximale Deformation. Die Deformation nimmt in einem 'weichen' Sediment, d.h. mit einer geringen internen Reibung, von der Keilspitze in Richtung des *Backstops* ab. Im Unterschied dazu nimmt sie in einem harten Sediment von der Deformationsfront in Richtung des Bogens zu.

Dieses Ergebnis korreliert mit denen von Porositätsuntersuchungen in Sedimentproben aus dem Bereich des Nankai Akkretionskeils und der Kleinen Antillen. Diese Untersuchungen zeigen, dass die Porosität im Bereich der *Protothrust Zone* (PTZ) zur Deformationsfront hin abnimmt. Parallel dazu nimmt die Festigkeit des Materials zu (Morgan et al., 1994).

Die Verfestigung, die das Material erfährt, ist dabei in Proben aus dem Bereich Nankai wesentlich höher als im Bereich der Kleinen Antillen. Zudem konnte für Nankai ein deutlich höherer Anteil an duktiler Deformation bestimmt werden (Karig, 1990), was wiederum für geringe Reibungen des Materials spricht.

Anhand dieser Simulationen konnte zudem bestätigt werden, dass ein geringer Reibungsgradient zwischen der internen Reibung der Sedimente und der basalen Reibung an der Basis des Modells von ~ 120% ausreichend ist, Material zu unterschieben und basal zu akkretieren. Dies bestätigt wiederum die Ergebnisse der FEM Untersuchungen.

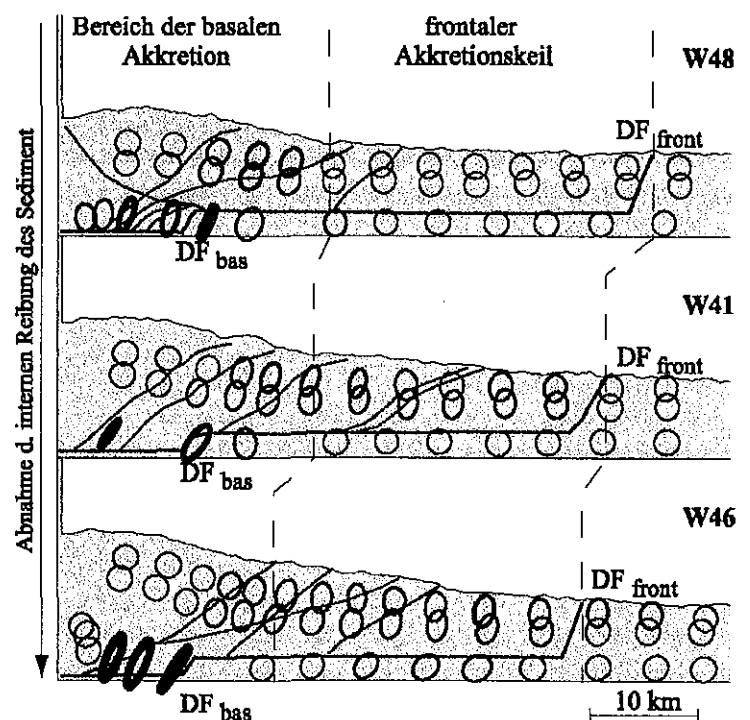


Abb. III-1.54: In dieser Abbildung gezeigt sind die Endgeometrien der Keile, die aktiven Störungen und die Deformationsellipsen.

Des Weiteren zeigen die DEM Untersuchungen, dass für die ungestörte Ausbildung eines frontalen Akkretionskeils und eines Bereichs rein basaler Akkretion ein Reibungscontrast von 400% zwischen den beiden Abscherhorizonten notwendig ist.

Die DEM Simulationen zeigen zudem, dass für die Ausbildung der konvexen Keilform nicht die Kohäsion der Materialien verantwortlich sein kann, da diese in allen Modellen gleich Null ist und die Keile trotzdem eine konvexe Keilform im Bereich der basalen Akkretion aufbauen. Diese Beobachtung kann nicht mit dem von Zhao et al. (1986) angenommenen Zusammenhang zwischen der Keilkonvexität und der Kohäsion erklärt werden (*Abb. III-1.53*). Da alle Modelle mit einer identischen Partikelkonfiguration bzw. dem gleichen Korngrößenspektrum aufgebaut sind, bestätigt sich auch die Annahme nicht, dass die Porosität des Materials der entscheidende Parameter ist (Bray & Karig, 1985). Je nach den Oberflächenreibungen kann das Material zwar unterschiedlich stark kompaktiert werden und es ergeben sich damit auch geringe Variationen der Porosität, aber diese sind verschwindend gering, da das Maß der Kompaktion in den DEM Simulationen begrenzt ist. Die begrenzte Porositätsreduktion ergibt sich aus der Voraussetzung, dass die Deformation an den einzelnen Kontakten stets klein gegenüber dem Kugelradius sein muss, um einen Gleichgewichtszustand des Systems zu erreichen (Kap. III-3.1.1). Zudem ist Partikelbruch nicht erlaubt, der einen Einfluss auf die Porositätsvariationen haben könnte.

Vielmehr können die interne Reibung sowie der Reibungscontrast als wichtige Parameter für die konvexe Keilform speziell für den Grad der Krümmung bzw. die Ausbildung einer flachen Ebene am Top identifiziert werden (*Abb. III-1.53*). Möglicherweise sind die Reibungen im Zusammenspiel mit Porosität ein entscheidender Steuerfaktor für die Keilgeometrie (Karig, 1986).

1.5 Interpretation der Reibungsverteilung im Bereich des Makran Akkretionskeils

Der Vergleich der Ergebnisse der Diskrete Elemente Simulationen mit bzw. ohne einer im Materialpaket eingelagerten schwachen Schicht bestätigt, dass zwei vertikal übereinander positionierte potentielle Abscherhorizonte unterschiedlicher Reibung für die Bildung des Makran Akkretionskeils verantwortlich sind (Kap. III-1.4). Auch mit Hilfe dieser Simulationstechnik bestätigt sich, dass der flache untere Hang in Makran auf einem Décollement geringer interner Reibung gebildet wird. Demgegenüber muss der tiefergelegene Abscherhorizont nur einen geringen Reibungscontrast gegenüber dem Umgebungsmaterial aufweisen, um die im aufgelagerten Sedimente unter den frontalen Keil zu unterschieben und im 'landwärtigen' Bereich basal zu akkretieren.

Anhand der Untersuchungen der Deformationsprozesse im Akkretionskeil in Abhängigkeit von der Auflast auf der schwachen, hangenden Schicht zeigte sich, dass bei geringen Auflasten große Hangrutschungen innerhalb des *mid-level* Décollements akkumuliert werden. Demgegenüber gibt es im Bereich der Makran Subduktionszone keine Hinweise für entsprechende Ereignisse. Zudem zeigen auch 3.5kHz Parasound Daten ungestörte Sedimentfüllungen in den einzelnen *thrust-top* Becken zwischen den frontalen Akkretionsrücken, die ebenfalls nicht auf große Schlamm- bzw. Dispersionsströme hinweisen. Daraus ergibt sich für den Makran Akkretionskeil eine hohe Auflast auf der schwachen Schicht. Dies korreliert wiederum mit den Beobachtungen in den bathymetrischen Daten, die ebenfalls eine hohe Stabilität und Festigkeit der einzelnen frontalen Akkretionsrücken zeigen.

Da der *forearc* Bereich der Makran Subduktionszone durch einen deutlichen frontalen Akkretionskeil mit einer Ausdehnung von ca. 40 km von der Deformationsfront bis zur *mid-slope* Terrasse gekennzeichnet ist und erst in einem Abstand von ca. 45 km von der Keilspitze Material basal akkretiert wird, sind die Bereiche frontaler und basaler Akkretion räumlich deutlich voneinander getrennt. Deshalb ist anhand der vorliegenden DEM Simulationen von einem deutlichen Reibungscontrast zwischen den beiden Abscherhorizonten auszugehen (Experiment W41). Bereits eine geringfügige Senkung des Reibungscontrastes führt dazu, dass die Bereiche unterschiedlichen Deformationsverhaltens bzw. Massentransfers nicht räumlich voneinander getrennt werden (Experiment W50).

Untersuchungen zum Einfluss des Reibungscontrastes zwischen der schwachen Schicht und dem umgebenden Sediment haben gezeigt, dass erst ab einem Reibungscontrast von 475% ein markanter frontaler Akkretionskeil ausgebildet wird, wobei Material parallel ungestört basal akkretiert wird (Experiment W46). Bei geringen Reibungsunterschieden im Bereich von 220% wird kein deutlicher frontaler Keil mehr ausgebildet. Die basale Akkretion dominiert für diesen Fall die Kinematik (Experiment W45). Demgegenüber führt eine Erhöhung des Reibungscontrastes auf mehr als 825% zu frontaler Akkretion als dominierendes Deformationsverhalten. Es wird ein frontaler

Akkretionskeil mit einer Ausdehnung von mehr als 50 km gebildet (Experiment W41). Infolge dessen ist für den Makran Akkretionskeil von einem Reibungs-kontrast äquivalent den Experimenten W46 oder W41 auszugehen.

Des weiteren steigt die Zahl der *out-of-sequence* Störungen bei einer Erhöhung des Reibungs-kontrasts an (W41). Die Verkürzungsbeträge an den einzelnen reaktivierten Störungen nehmen dabei ab. Dies spricht wiederum für das Experiment W41, da an *out-of-sequence* Überschiebungen in Makran an Land Verkürzungsbeträge von nur 1% - 2% bestimmt wurden (Platt et al., 1985). Ein Anstieg der Zahl der reaktivierten Störungen ist aber gleichzeitig mit einer größeren horizontalen Streubreite verbunden, woraus sich eine hohe Mikroseismizität in einem horizontal weiten Bereich ergeben würde. Demgegenüber zeigen seismologische Felddaten aus dem aktiven frontalen Bereich in Makran rezent nur eine sehr geringe Mikroseismizität an (Flüh et al., 1997; Kap. I-3). Eine zeitliche Analyse der Dauer der Reaktivierung der einzelnen Störungen in den DEM Simulationen ist aufgrund der geringen Auflösung nicht möglich (Kap. III-1.3.2.1). Betrachtet man parallel dazu den Einfallswinkel der einzelnen *out-of-sequence* Störungen, so zeigt sich, dass die einzelnen frontalen Überschiebungen in Experiment W46 um einen größeren Winkel entgegen dem Uhrzeigersinn rotiert wurden und demzufolge steiler einfallen. Dies ist auch an älteren Überschiebungen in Makran zu beobachten (Platt et al., 1988). Parallel dazu können diese reaktivierten Störungen weniger Verkürzungen akkumulieren. Anhand dieser Beobachtungen ist ein Datenset äquivalent Experiment W46 zu favorisieren.

Betrachtungen der Deformationsanalysen zeigen, dass anhand der Deformationsellipsen in Experiment W41 eine Zunahme der Deformation in Richtung des *Backstops* identifiziert werden kann. Die interne Verkürzung nimmt dabei beginnend von der Keilspitze in Richtung des Hebungsbereichs zu. Demgegenüber verlagert sich die maximale Deformation in Experiment W46 in Richtung der Deformationsfront, d.h. die Deformation nimmt in diesem Versuch vom Trench in Richtung des *Backstops* ab. Dies korreliert mit den Interpretationen von Felddaten aus dem Bereich des Makran Akkretionskeil, die einer Abnahme der Verkürzung an den einzelnen Überschiebungen von der Keilspitze nach Norden zeigen (Farhoudi & Karig, 1977). Dies ist ein weiterer Punkt, der für eine Reibungsverteilung äquivalent Experiment W46 spricht. Zudem zeigt das Experiment W46 deutlich höhere Hebungsbeträge im Bereich basaler Akkretion als der Versuch W41. Der obere Hangbereich in Makran zeichnet sich ebenfalls durch hohe Hebungsbeträge von bis zu 6 km aus (Platt et al., 1985). Des weiteren zeigen nur in Experiment W46 die Interpartikel-Differenzialspannungen eine diffuse Orientierung im Bereich der basalen Akkretion. Dies weist auf einen hohen Zerschierungsgrad in den Sedimenten hin und bietet eine mögliche Erklärung für die geringe Auflösung der reflexionsseismischen Daten unterhalb des oberen Hanges (Kap. I-3).

Untersuchungen der Kinematik des Experiments W46 zeigen, dass sich die Deformationsfront während der Keilentwicklung kontinuierlich weg vom Bereich der basalen Akkretion bewegt. Dieses Vorwärtspropagieren des frontalen Keils korreliert in der Makran Subduktionszone mit der Beobachtung, dass sich im mittleren Miozän die Keilspitze in Makran um 140 km nach Süden verlagert hat (Platt et al., 1985). Der sich im Modell W46 einstellende Abstand zwischen der Deformationsfront und dem Bereich basaler Akkretion von 38 km stimmt ebenfalls mit dem anhand der Refraktionsseismik bestimmten überein.

Aus der Summe aller Beobachtungen in den einzelnen DEM Simulationen und der aus dem Bereich Makran vorliegenden Daten ist eine Reibungsverteilung äquivalent Experiment W46 zur Beschreibung der Deformations- und Massentransferprozesse der Makran Subduktionszone anzunehmen. Der Reibungs-kontrast zwischen der schwachen Schicht und dem umgebenden Material beträgt somit 475%, der zwischen den beiden potentiellen Abscherhorizonten von 400% und der zwischen der basalen Abscherfläche und dem aufgelagerten Material von 120%.

Unter der Voraussetzung, dass der Reibungs-kontrast in den DEM Modellen mit einem Faktor 0.5 auf die Natur skaliert werden muss, ergibt sich anhand des für das *mid-level* Décollement in Makran bestimmten internen Reibungswinkels von 12° (Kukowski et al., 2001) eine interne Reibung für die Sedimente von 27°. Dieser Wert liegt leicht oberhalb des anhand reflexionsseismischer Daten gewonnen Wert von 23° und des anhand der FEM Untersuchungen bestimmten von 24.5°. Für die basale Reibung am tiefergelegenen Décollement liefern die DEM Simulationen basierend auf den 12° für das *mid-level* Décollement einen Reibungswinkel von 24°. Im Vergleich dazu, wurde anhand der FEM Ergebnisse eine basale Reibung von 21° bestimmt.

Es zeigt sich, dass das Experiment W46, welches anhand der Ergebnisse der DEM Simulationen als am geeignetsten zur Beschreibung des Makran Akkretionskeils identifiziert wurde, eine annähernd gleiche Reibungsverteilung für die Makran Subduktionszone liefert wie die FEM Simulationen.

Es konnte somit gezeigt werden, dass für die Bildung des frontalen Akkretionskeils eine schwache Schicht mit einem Reibungscontrast gegenüber den umgebenden Sedimenten von $\sim 200\%$ verantwortlich ist. Für den tiefergelegenen Abscherhorizont wurde eine Reibungscontrast zur schwachen, hangenden Schicht von ebenfalls $\sim 200\%$ bestimmt. Infolge dessen muss der Reibungscontrast zwischen dem tiefergelegenen potentiellen Décollement und den umgebenden Sedimenten nur sehr gering sein, um Material zu unterschieben und basal zu akkretieren.

1.6 Implikationen für weiterführende Untersuchungen

Mit den DEM Simulationen konnte die Reibungsverteilung bzw. der Reibungscontrast im Sedimentpaket ebenfalls als einer der Steuerfaktoren für das Deformationsverhalten und auch die Massentransfermechanismen im *forearc* Bereich von Subduktionszonen identifiziert wurde.

Des weiteren zeigt sich, dass die Interpretationen der Ergebnisse der DEM Simulationen zu ähnlichen Reibungen im Bereich der Makran Subduktionszone führen wie die FEM Untersuchungen. Es soll aus diesem Grund das entwickelte Reibungsset mit einem weiteren granularen Verfahren getestet werden. Dabei soll im Unterschied zu den beiden vorherigen numerischen Verfahren erstmals eine analoge Simulationstechnik zum Einsatz kommen.

Es werden im Folgenden analoge Sandkastenexperimente genutzt, um das anhand der numerischen Simulationen entwickelte Reibungsset zu testen und damit die Ergebnisse der Numerik abzugleichen. Mit Hilfe dieser Untersuchungen sollen u.a. die aufgrund des Rechenzeitaufwandes bzw. methodisch bedingten Einschränkungen in den numerischen Modellen vorgenommen Vereinfachungen bezüglich ihrer Bedeutung für die Deformationsprozesse genauer untersucht werden. Dies betrifft einerseits den Abtauchwinkel und andererseits das Vorhandensein eines *Backstop* zu Versuchsbeginn.

2 Die Methode der analogen Sandkastenexperimente

Analoge Sandkastenexperimente basieren äquivalent der Diskreten Elemente Methode auf der Betrachtung granularer Materialien. Da analoge Materialien, wie Sand, Glasperlen oder Zement, äquivalent der oberen Kruste einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening/softening* gehorchen, können mit analogen Sandkastenexperimente die mechanischen Prozesse im *forearc* Bereich von Subduktionszonen untersucht werden (Davis et al. 1983; Kap. I-2.2.1). Mit Hilfe der *Critical Taper* Theorie wurde die theoretische Grundlage der Übertragbarkeit der in Analogexperiment beobachteten Prozesse auf die Beschreibung der Kinematik und der Mechanik von Akkretionskeilen gelegt (vgl. Kap. I-2.2.2.1). Bereits bevor diese Simulationstechnik durch die Entwicklung der CT Theorie eine wissenschaftliche Akzeptanz fand, wurden im Jahr 1812 erste Sandkastenexperimente zur Untersuchung der Evolution von kompressiven Keilen durchgeführt (Koyi, 1997).

Seit etwa 20 Jahren finden analoge Sandkastensimulationen zunehmend Anwendung bei der Untersuchung der kinematischen Prozesse in verschiedenen Regionen (Kukowski et al., 1994; Gutscher et al., 1998). In analogen Sandkastenexperimenten sind einerseits die in der Natur in deformierten Keilen zu beobachtenden Strukturen gut reproduzierbar (Mulugeta, 1988; Dahlen, 1990; Liu et al., 1992), andererseits konnten auch die theoretischen Überlegungen der *Critical Taper* Theorie zum Einfluss der Materialparameter bewiesen werden (Gutscher et al., 1996).

Aufgrund der zunehmenden Komplexität der Fragestellungen werden auch die Modellkonfigurationen bzw. die jeweiligen Randbedingungen komplexer. Basierend auf den Ergebnissen der 2-dimensionalen Simulationen unter einfachen kompressiven (Dahlen, 1990; Liu et al., 1992) bzw. extensiven Bedingungen (Xiao et al., 1991; MacClay, 1996) wird verstärkt auch das Deformationsverhalten in 3-dimensionalen Modellen untersucht (Lallemand et al., 1992; Burbridge & Braun, 1998). Weiterhin wird neben Konvergenz- bzw. Extensionsprozessen auch der Einfluss der tektonischen Erosion betrachtet (Lallemand et al., 1994).

Im Rahmen dieser Arbeit soll diese Methode genutzt werden, um die Deformationsprozesse, die zur Bildung des Makran Akkretionskeils führen, zu untersuchen. Es fließt dabei das anhand der numerischen Simulationen mit der DEM und der FEM entwickelte Reibungsset in den Modellaufbau ein. Mit Hilfe der folgenden Experimente sollen die Ergebnisse der beiden anderen Methode abgeglichen bzw. bestätigt werden. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt dabei ergänzend zu bisherigen Analogexperimenten mit einer ähnlichen Modellkonfiguration (Mugnier et al., 1997; Kukowski et al., in press) auf der Identifizierung der Einflüsse der experimentell gegebenen Randbedingungen auf die Mechanik. Dies betrifft zum einen den Subduktionswinkel und zum anderen die starre Rückwand, die bereits anhand der Finite Elemente Simulationen als eine für das Spannungsfeld bedeutende Modellkonfiguration identifiziert werden konnte (Kap. II-1.3.1).

2.1 Der Aufbau der Analogapparatur

Die im Folgenden gezeigten analogen Sandkastenexperimente wurden in dem am GeoForschungsZentrum Potsdam zur Verfügung stehenden Analoglabor durchgeführt. Für diese Experimente stand eine Sandkastenapparatur mit einer Gesamtlänge von 3.2 m zur Verfügung. Die Basis der Apparatur bilden drei Holzkastensegmente mit einer jeweiligen Länge von 2 m, 0.7 m und 0.5 m. Diese werden fest installiert und markieren das *Top-Basement* der ozeanischen Platte. Je nach Fragestellung können die einzelnen Segmente zur Variation des Subduktionswinkels um ihre z-Achse rotiert werden (*Abb. III-2.1*).

Die beiden Außenwände bilden zwei planparallel angeordnete Glasscheiben (*Abb. III-2.1*). Die starre Rückwand ist fixiert und markiert den Abschluss der Apparatur. Durch die Variation des Abstandes der Rückwand zum Bodensegment wird die Mächtigkeit des Subduktionsfensters bestimmt, d.h. es kann ein dementsprechendes Material die Apparatur verlassen, d.h. subduziert werden. In den folgenden Simulationen ist Subduktion äquivalent den vorangegangenen Untersuchungen nicht erlaubt.

Trotz einer Tiefe von 0.2 m der Analogapparatur wird mit diesen Sandkastenexperimenten ein 2-dimensionales Problem betrachtet, da das Deformationsverhalten entlang der z-Achse konstant ist (*strain plane*). Dieser Modellansatz korreliert mit dem der Finite Elemente Simulationen, die ebenfalls von einer 3-dimensionalen Gitterzelle unter *stress plane/ strain plane* Bedingungen betrachten (Kap. II-1.1).

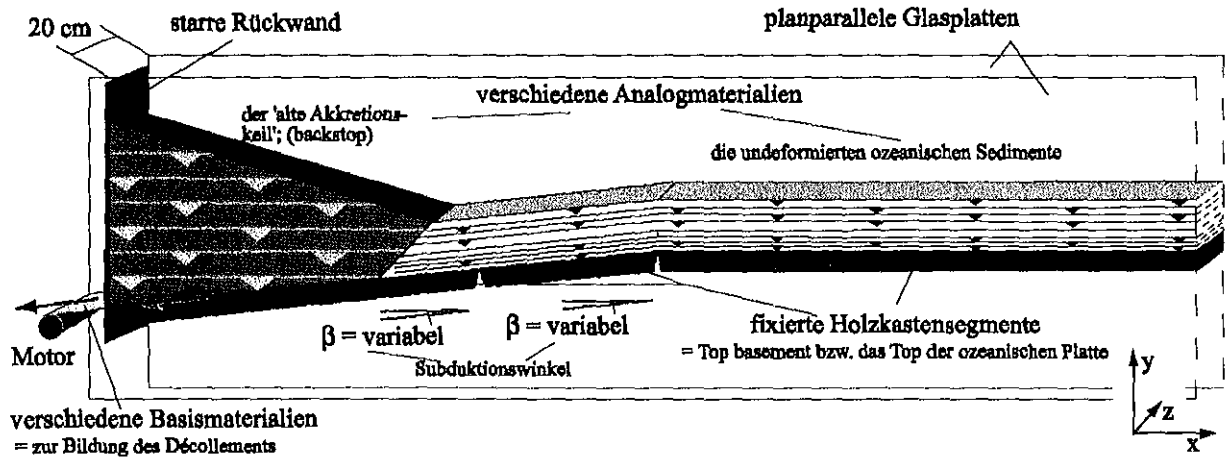


Abb. III-2.1: Grundlegender Aufbau der analogen Sandkastenapparatur.

Zur Simulation des basalen Décollements stehen Materialien mit unterschiedlichen Reibungseigenschaften zur Verfügung, beispielsweise Sand- oder Folienpapier. Diese liegen direkt auf dem Holzkasten auf und schließen mit beiden Glaswänden dicht ab. Die Subduktion bzw. Konvergenz der ozeanischen Platte wird durch eine an diesem basalen Décollement angreifende konstante Geschwindigkeit in negativer x-Richtung simuliert (Abb. III-2.1). Der Aufbau des Analogexperiments entspricht somit dem der DEM Simulationen.

Auf diesem basalen Décollement können verschiedene Materialien aufgebracht werden. Die Schichtmächtigkeit sowie die Art der entsprechenden Materialien ergeben sich aus der jeweiligen geologischen Fragestellung.

Zur Simulation von marinen Sedimenten stehen verschiedene Quarzsande zur Verfügung. Umfangreiche Untersuchungen der Materialeigenschaften dieser Sande haben gezeigt, dass das Deformationsverhalten äquivalent den numerischen Partikeln durch die Präparationsbedingungen, die Korngrößen bzw. Korngrößenverteilung sowie die Partikelform und die Sphärizität der Granulate beeinflusst wird (Krantz, 1991; Schellart, 2000; Lohrmann et al., subm.). Ein Vergleich der Stoffkennkurve eines gesiebten und eines geschütteten trockenen Sandes zeigt, dass die *Peak* Reibung im gesiebten Fall wesentlich höher ist als in einem geschütteten (Abb. I-2.9a). Dies korreliert mit der Beobachtung, dass die Reibungseigenschaften in einem direkten Zusammenhang mit der Dichte bzw. der Kompaktion eines Materials stehen (Krantz, 1991). Ein gesiebter Sand weist eine wesentlich höhere Dichte auf, da dieses Material bereits gut kompaktiert ist. Der Anteil der diffusen Deformation bis zur *Peak* Reibung ist in einem gesiebten Material wesentlich kleiner als in einem geschütteten Sand. Demgegenüber ist die stabile, dynamische Reibung nicht von der Art der Präparation abhängig (Lohrmann et al., subm.). Sowohl ein gesiebter als auch ein geschütteter Sand weisen bei einem gleichen Korngrößenspektrum eine identische stabile, dynamische Reibung auf.

Neben der Art der Präparation beeinflusst auch das Korngrößenspektrum das Deformationsverhalten der granularen Materialien (Lohrmann et al., subm.). Untersuchungen haben hier gezeigt, dass die *Peak* Reibung eines Quarzsandes mit einem sehr breiten Korngrößenspektrum wesentlich höher ist als die eines Sandes mit einer sehr homogenen Matrix (Lohrmann et al., subm.). Der Anteil der diffusen Deformation nimmt somit im Fall eines breiten Korngrößenspektrums ab, umgekehrt zum Verhalten numerischer Granulate (Kap. III-1.2.1.1). Die stabile, dynamische Reibung ist ebenfalls nicht abhängig von der Homogenität des Quarzsandmaterials (Lohrmann et al., subm.).

Um beim Aufbau der Analogexperimente die natürlichen Bedingungen möglichst gut abbilden zu können, muss der Einfluss der einzelnen Größen auf die mechanischen Eigenschaften, speziell auf die Reibung, grundlegend bekannt sein.

Skalierung auf die Natur

Um die in Analogexperimenten beobachteten Strukturen mit denen in der Natur vergleichen zu können, müssen alle Modellkonfigurationen sowie alle Materialparameter auf natürliche Bedingungen skaliert werden.

Alle geometrischen Größen, die Reibungswerte, die Kohäsion sowie alle massenbezogenen Parameter werden mit einem einheitlichen Faktor von 10^5 skaliert, der sich aus dem Verhältnis der Dichte der im Analogexperiment ver-

wendeten und der natürlichen Materialien ergibt (Hubbert, 1937; Koyi, 1997; Schellart, 2000). Der Umrechnungsfaktor wird auf alle Modellkonfigurationen und Materialparameter angewandt.

Mit dieser Umrechnung ergibt sich:

(87) 1 cm im Experiment = 1 km in der Natur

und

(88) 20 Pa im Labor = 2 MPa unter natürlichen Bedingungen.

2.2 Der Modellaufbau zur Untersuchung der Evolution des Makran Akkretionskeils

Der Startgeometrie des undeformierten Sedimentpaketes ergibt sich anhand der Interpretation der vorliegenden seismischen Daten in Korrelation mit dem Aufbau der 'numerischen Sandkastenapparatur' aus dem vorangegangenen Kapitel. In den Analogexperimenten werden demzufolge nur die Deformationsprozesse in der zu akkretierenden Sedimentschicht oberhalb des liegenden potentiellen Abscherhorizontes betrachtet.

Die Basis der analogen Experimente stellt somit der tiefergelegene potentielle Abscherhorizont dar. Dieser wird im Analogexperiment durch ein Sandpapier simuliert. In allen Experimenten wird der gleiche Sandpapiertyp mit identischer Körnung verwendet, da im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss der Rauigkeit des Décollements nicht untersucht werden soll.

Auf dieses Sandpapier wird die 5 cm mächtige Quarzsandschicht aufgebracht. Diese Schichtmächtigkeit entspricht der 5 km mächtigen Sedimentlage in Makran. Da mit den folgenden Analogexperimenten die Deformationsprozesse, die zur Bildung des Makran Akkretionskeils führen, untersucht werden sollen, sind alle methodisch bedingten Effekte zu unterdrücken. So ist beispielsweise der Anteil der diffusen Deformation zu minimieren. Aus diesem Grund wird stets ein Quarzsand mit einem breiten Korngrößenspektrum von 0.02 - 0.6 verwendet (*Tab. III-2.1*). Mit der Verwendung eines Sandes mit einem breiten Korngrößenspektrum erübrigen sich Betrachtungen zur Korngröße bzw. zur Partikelform. Der Einfluss der Korngröße ist im Vergleich zum Korngrößenspektrum ohnehin sehr gering (Schellart, 2000). Zudem ist die Bedeutung der Partikelform für die Porosität und Partikelpackung eines Sediments und die damit verbundenen ererbten mechanischen Eigenschaften, wie die *stabile reaktivierte* Reibung, in einer inhomogenen Matrix vernachlässigbar (Karig, 1986; Breen & Orange, 1992). Eine quantitative Betrachtung der Variation der mechanischen Eigenschaften mit der Sphärizität der Granulate ist im Analogexperiment ohnehin nur bedingt möglich, da natürliche Sande keine ideal elliptische identische Partikelform aufweisen.

Zur weiteren Unterdrückung der diffusen Deformation und damit zur Verringerung aller die Mechanik störenden Effekte werden alle Materialien in jedem Experimenten eingesiebt. Das so erzeugte Sedimentgefüge weist eine hohe Dichte und somit einen geringen Anteil diffuser Deformation auf. Zudem wird jeweils am Ende des Einsiebens einer Schicht das Material durch Andrücken weiter komprimiert. Dies soll einerseits die diffuse Deformation unterdrücken und zudem Unebenheiten der Oberfläche sichtbar machen.

Beim Aufbau des Sedimentpakets werden farbige Markerschichten eingesiebt. Diese gefärbten Quarzsande haben das gleiche Korngrößenspektrum sowie identische Materialeigenschaften wie der übrige verwendete Sand.

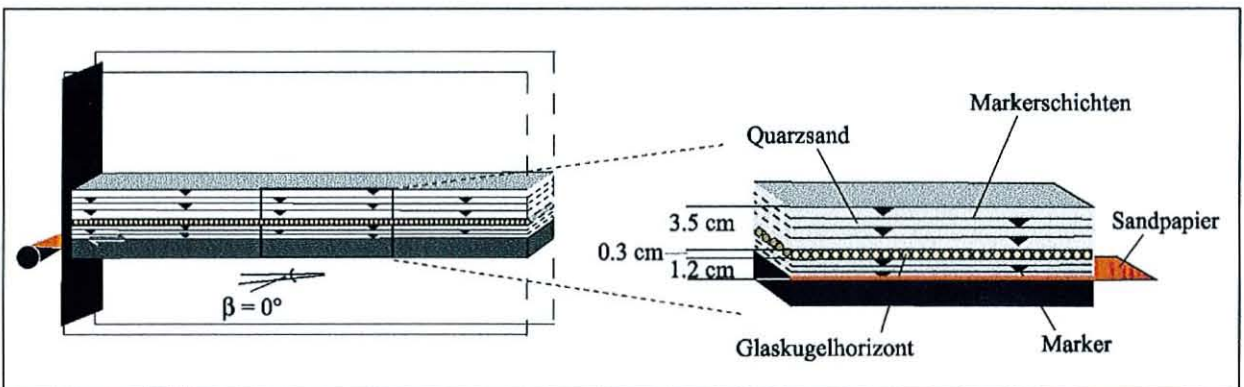


Abb. III-2.2: Gezeigt ist der Aufbau der Analogexperimente zur Untersuchung der Entwicklung der Makran Subduktionszone.

In einer Tiefe von ca. 3.8 cm wird in die Sandlage eine geringmächtige Schicht Mikrogaskugeln eingesiebt (*Abb. III-2.2*). Ein solcher Gaskugelhorizont muss eine Mindestdicke von 0.3 - 0.4 cm haben, um intern Scherspannungen akkumulieren zu können. Dies entspricht einer Mächtigkeit von zwei Kugellagen in den DEM Simulationen bzw. einer 300 m mächtigen Scherzone in der Natur. Das Top dieser Schicht befindet sich demzufolge in einer Tiefe von 3.5 cm.

Es wird somit äquivalent den DEM Modellkonfigurationen der liegende potentielle Abscherhorizont als Reibung auf einer Fläche simuliert, wohingegen das potentielle *mid - level Décollement* wieder durch eine Schicht in der Sandlage gebildet wird. Dieser Aufbau des undeformierten Sediment wird in allen folgenden Experimenten konstant gehalten. Aufgrund kleiner Unebenheiten beim Einsieben können geringe Abweichungen der Lage bzw. der Mächtigkeit verschiedener Schichten zwischen den einzelnen Experimenten auftreten. Dieser geringe Fehler hat aber keinen Einfluss auf das grundsätzliche Deformationsverhalten der Akkretionskeils, so dass ein Vergleich der Ergebnisse der einzelnen Simulationen möglich ist.

Da es das Ziel dieser Analogexperimente ist, die anhand der FEM und DEM Simulationen zur Beschreibung des Deformations- und Massentransferverhaltens des Makran Akkretionskeils entwickelte Reibungsverteilung in den undeformierten Sedimenten zu testen, werden entsprechende Materialien verwendet. Die Sedimentschicht wird aus einem Quarzsand mit einer stabilen Reibung von 0.57 - 0.61 gebildet (*Tab. III-2.1*). Dieser Sand wird, wie bereits angeführt, verwendet, um den Anteil diffuser Deformation möglichst gering zu halten. Die zum Aufbau der schwachen eingelagerten Schicht verwendeten Mikrogaskugeln haben eine interne Reibung von 0.43. Ein Material mit einer geringeren internen Reibung stand nicht zur Verfügung. Das Sandpapier hat eine dynamische Reibung von 0.57 gegen den gesiebten Sand.

Damit ergibt sich für den Reibungscontrast zwischen der schwachen Schicht und dem umgebenden Material von 141% und Reibungscontrast zwischen den beiden potentiellen Abscherhorizonten von 135%. Beide Werte liegen unterhalb der anhand der numerischen Methoden für Makran bestimmten. Die Größenordnung zwischen den beiden Contrasten stimmt aber in etwa mit der in der Numerik überein, die einen Contrast zwischen den beiden Abscherhorizonten von ~180% (FEM) bzw. 200% (DEM) und zwischen der schwachen Lage und dem umgebenden Material von 205% (FEM) und 240% (DEM) lieferten.

Eine direkte Abbildung der Bedingungen aus den numerischen Simulationen ist im Analogexperiment aufgrund des geringeren Materialparameterspektrums nicht möglich.

Des weiteren wird in den folgenden Simulationen trockener Portland Zement zum Aufbau eines deformierbaren *Backstops* verwendet. Dieser zeichnet sich durch seine hohe Kohäsion gegenüber den anderen Materialien aus.

Verwendete Materialien

	Peak Reibung (μ_{peak})	Stabile Reibung (μ_{st})		Dichte (ρ)	Kohäsion (C)
		dyn.	reakt.		
Quarzsand (0.02 - 0.6)	0.75 (36.5°)	0.57 (29.7°)	0.61 (31.4°)	1785 kgm ⁻³	82 Pa
Glaskugeln (0.3 - 0.4)	0.52 (27.5°)	0.43 (23.3°)	0.45 (24.3°)	1600 kgm ⁻³	27 Pa
Zement	0.36 (19.7°)	-		1790 kgm ⁻³	135 Pa
Sandpapier (gegen gesiebten Sand)	0.61 (31.4°)	0.57 (29.7°)	0.60 (30.9°)	-	0 Pa

Tab. III-2.1: Die Stoffkennkurven der einzelnen Materialien wurden stets mit der gleichen Apparatur gemessen, um experimentell bedingte Abweichungen auszuschließen (Lohrmann et al., *subm.*; Adam et al., *in prep.*). Die markierten Werte wurden zur *Critical Taper* Analyse genutzt (vgl. Kap. III-2.4.2).

2.3 Auswertungs- bzw. Analyseverfahren

Für die Auswertung der folgenden Analogversuche werden verschiedene phototechnische Verfahren genutzt. Alle Sandkastensimulationen werden während des Versuchsablaufes mit einer digitalen Videokamera aufgenommen. Dies ermöglicht es, bei einer späteren Auswertung sehr detailliert Aussagen zum zeitlichen Ablauf der Deformationsprozesse zu machen, z.B. kann der Zeitpunkt die Reaktivierung von alten Überschiebungen im Akkretionskeil, sogenannten *out-of-sequence* Störungen, anhand einer Zeitraffer-Abspielung gut identifiziert werden.

Zusätzlich zu den Videoaufnahmen wird jeweils nach einem Konvergenzschritt von 5 cm bzw. in späteren Stadien nach 10 cm ein Photo des gesamten Akkretionskeils gemacht. Die Kameras werden für beide Aufnahmeverfahren senkrecht zur Analogapparatur aufgestellt, um Verzerreffekte auszuschließen. Für die Auswertung der analogen Sandkastenexperimente werden die Einzelaufnahmen digitalisiert und mit Grafikprogrammen zur Interpretation aufbereitet.

In den folgenden Experimenten markieren grüne Markerschichten das Sedimentpaket unterhalb der mechanisch schwachen Schicht. Eine rote Schicht zeigt die Basis bzw. eine weinrote das Top dieser Glaskugelschicht an. Eine gelbe bzw. eine orange Lage wird in das Sedimentpaket oberhalb des schwachen Décollements eingesiebt.

Anhand der Versätze in diesen Markerschichten kann die Ausbildung von Störungszonen identifiziert werden (Abb. III-2.3). In den folgenden Auswertungen werden die in dem betrachteten Konvergenzschritt aktiven Störungen mit durchgezogenen Linien und inaktive Störungen gestrichelt dargestellt. Die in dem jeweiligen Schritt neu aktivierten Störungen werden zusätzlich in rot markiert, wohingegen reaktivierte Störungen schwarz gekennzeichnet sind.



Abb. II-2.3: Anhand der Versätze in den farbigen Markerschichten kann die Lage einzelner Störungen identifiziert werden.

Neben den farbigen Schichten werden nach je 10 cm schwarze Markerdreiecke in die einzelnen Schichten versetzt eingesiebt. Aus der Position dieser Dreiecke nach jedem Konvergenzschritt können die Partikelpfade in dem akkretierten Sediment markiert werden. Dies ermöglicht Aussagen zum Massentransfer bzw. zur Identifizierung von Bereichen unterschiedlichen Deformationsverhaltens im gesamten Akkretionskeil (Abb. II-2.4).

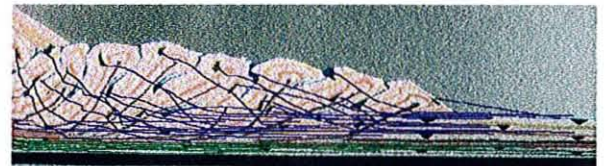


Abb. II-2.4: Anhand der Verschiebung der Marker können die Partikelpfade während der gesamten Keilevolution verfolgt werden.

Weiterhin dienen die Markerdreiecke zur Deformationsanalyse (Abb. III-2.5). Hierzu werden zwischen möglichst wenig deformierten Markern relativ gleichschenklige Dreiecke aufgespannt. Anhand der Verschiebung der genutzten Marker wird die Verzerrung bzw. die Deformation innerhalb der betrachteten Zelle berechnet. Die Position der Deformationsellipsen ergibt sich aus dem Mittelpunkt der undefor mierten Dreiecke. Sie werden jeweils dem Endzustand nach der Deformation überlagert.



Abb. III-2.5: Anhand der Verzerrung der zwischen einzelnen Marker aufgespannten Dreiecke wird eine Deformationsanalyse durchgeführt.

Dies erwies sich in den hier untersuchten Akkretionskeils als schwierig, da viele Markerdreiecke während der Konvergenz stark deformiert wenn nicht gar zerstört werden. Vor allem im Bereich der basalen Akkretion ist nur eine grobe Deformationsanalyse aufgrund der starken Zerschering im Material möglich. Aus diesem Grund werden nur für bereits anhand der Partikelpfade als Bereiche mit einem unterschiedlichen Deformationsstil identifizierte Abschnitte eine Deformationsanalyse innerhalb der letzten 30 cm Konvergenz durchgeführt. Zur Deformationsanalyse wird das für die Analyse der DEM Simulationen verwendete Programm 'strain_m' von K. Wang & H. Dragert (1998) genutzt.

2.4 Ergebnisse der analogen Sandkastenexperimente

In den folgenden gezeigten Simulationen werden jeweils die Randbedingungen, d.h. der Subduktionswinkel bzw. das Vorhandensein eines *Backstops*, variiert. Mit dieser Auswahl von drei Experimenten soll der Einfluss dieser geometrischen Randbedingungen auf die Deformations- und Massentransferprozesse untersucht werden. Ziel ist es dabei, den Einfluss der in den numerischen Modellen methodisch bedingten Einschränkungen zu zeigen.

Aufgrund des stets gleichen Aufbaus der undeforzierten Sandschicht sind in allen analogen Sandkastenexperimenten grundsätzlich identische Deformationsprozesse zu beobachten. Mit einsetzender Konvergenz kommt es zur Ausbildung frontaler Überschiebungen oberhalb der schwachen Schicht. Diese bilden im Versuchsverlauf einen frontalen Akkretionskeil. Das Material unterhalb dieses Detachments wird durch das Sandpapier höherer Reibung weit unter den frontalen Keil unterschoben und im rückwärtigen Bereich basal akkretiert. Die mechanische Entkopplung der beiden Hauptdeformationsdomänen erfolgt auch hier an verschiedenen *out-of-sequence* Störungen im Keil. Diese reaktivierten Überschiebungen markieren äquivalent den DEM Experimenten die Lage des Übergangsbereiches zwischen den beiden Deformationsstilen.

2.4.1 Untersuchungen zum Einfluss der methodischen Randbedingungen

In dieser Experimentserie wird von einem Experimentaufbau mit einem deformierbaren *Backstop* und einem Subduktionswinkel von 6° ausgegangen (Experiment M1). Dieser Abtauchwinkel liegt oberhalb des für Makran bestimmten, da der verwendete Quarzsand eine höhere interne Reibung (29.7°) gegenüber den marinen Sedimenten in Makran (23°) aufweist und demzufolge in diesen Analogexperimenten grundsätzlich andere Winkel aufbaut (Kap. I-2.2.2.1). Dieser Aufbau wird schrittweise vereinfacht durch die Wahl eines Subduktionswinkel von 0° (Experiment M4) und durch die anschließende Eliminierung des *Backstops* (Experiment M2).

2.4.1.1 Experiment M1

Mit einsetzender Konvergenz kommt es zur Ausbildung frontaler Überschiebungen oberhalb der mechanisch schwächeren Schicht. Diese bilden einen frontalen Akkretionskeil, der schnell auf der schwachen Schicht wächst. Die Deformationsfront verlagert sich kontinuierlich entgegen der Konvergenzrichtung (*Abb. III-2.6*). Aufgrund der hohen Reibung des Sandpapier wird Material unter den frontalen Keil unterschoben und in einzelne Schuppen duplexartig abgeschert (*Abb. III-2.6*; nach 60 cm). Mit fortschreitender Konvergenz werden sukzessive jüngere Akkretionsschuppen basal akkretiert (nach 90 cm). Diese Duplexschuppen bilden dabei eine typische *anti formal stack* Struktur. Infolge der Abscherung einer neuen basalen Schuppe springt die 'basale' Deformationsfront um einige Zentimeter in Richtung der Spitze des frontalen Akkretionskeils. Sie verlagert sich aber bei der basalen Akkretion des Materials wieder weg vom Trench. Die Deformationsfront des Bereichs basaler Akkretion ist somit grundsätzlich fest positioniert.

Der Bereich der frontalen und der basalen Akkretion sind bereits nach 60 cm Konvergenz räumlich deutlich voneinander getrennt. Der Bereich der basalen Akkretion befindet sich am Ende des Experiments nach 150 cm Konvergenz in einem Abstand von 55 cm von der Keilspitze (*Abb. III-2.7*). Es wird zeitgleich Material sowohl basal als auch frontal akkretiert.

Anhand der Deformationsanalyse können im Bereich des frontalen Akkretionskeils zwei kinematische Einheiten identifiziert werden: die Zone aktiver frontaler Überschiebungen (FÜZ) und die interne Akkumulationszone (IAZ) (*Abb. III-2.6*). Der Übergang zwischen diesen beiden Domänen korreliert mit einem Wechsel des Hangneigungswinkels. Eine Identifizierung weiterer Domänen ist aufgrund der Komplexität des Modells nicht möglich. Die Nomenklatur wurde von Lohrmann et al. (subm.) übernommen.

Die aktive Keilspitze wird gekennzeichnet durch die Position der jüngsten Störungen. Diese sind seit ihrer Bildung kontinuierlich aktiv. Durch die interne Deformation ist der Keil bestrebt, den kritischen Hangwinkel über dem schwachen *mid-level Décollement* aufzubauen. Für diesen Bereich können maximale Deformationsraten bestimmt werden. Demgegenüber befindet sich der Akkretionskeil im Bereich der internen Akkumulation in einem stabilen bis kritischen Zustand. Die inaktiven frontalen Überschiebungen werden mit Anwachsen des frontalen Akkretionskeils zunehmend entgegen dem Uhrzeigersinn rotiert. Die einzelnen Akkretionsschuppen steilen dabei auf und erfahren bezüglich ihrer Rampendicke speziell in *Décollement*-nähe eine deutliche Verkürzung, die durch die Deformationsellipse angezeigt wird (*Abb. III-2.6*). Diese Verfestigung des Materials im Bereich der IAZ hat einen

lateralen Anstieg der Scherfestigkeiten bzw. der Reibung vom Trench weg zur Folge. Bei der Eingliederung eines neuen Schubspans von der FÜZ an die interne Akkumulationszone werden alte Störungen reaktiviert.

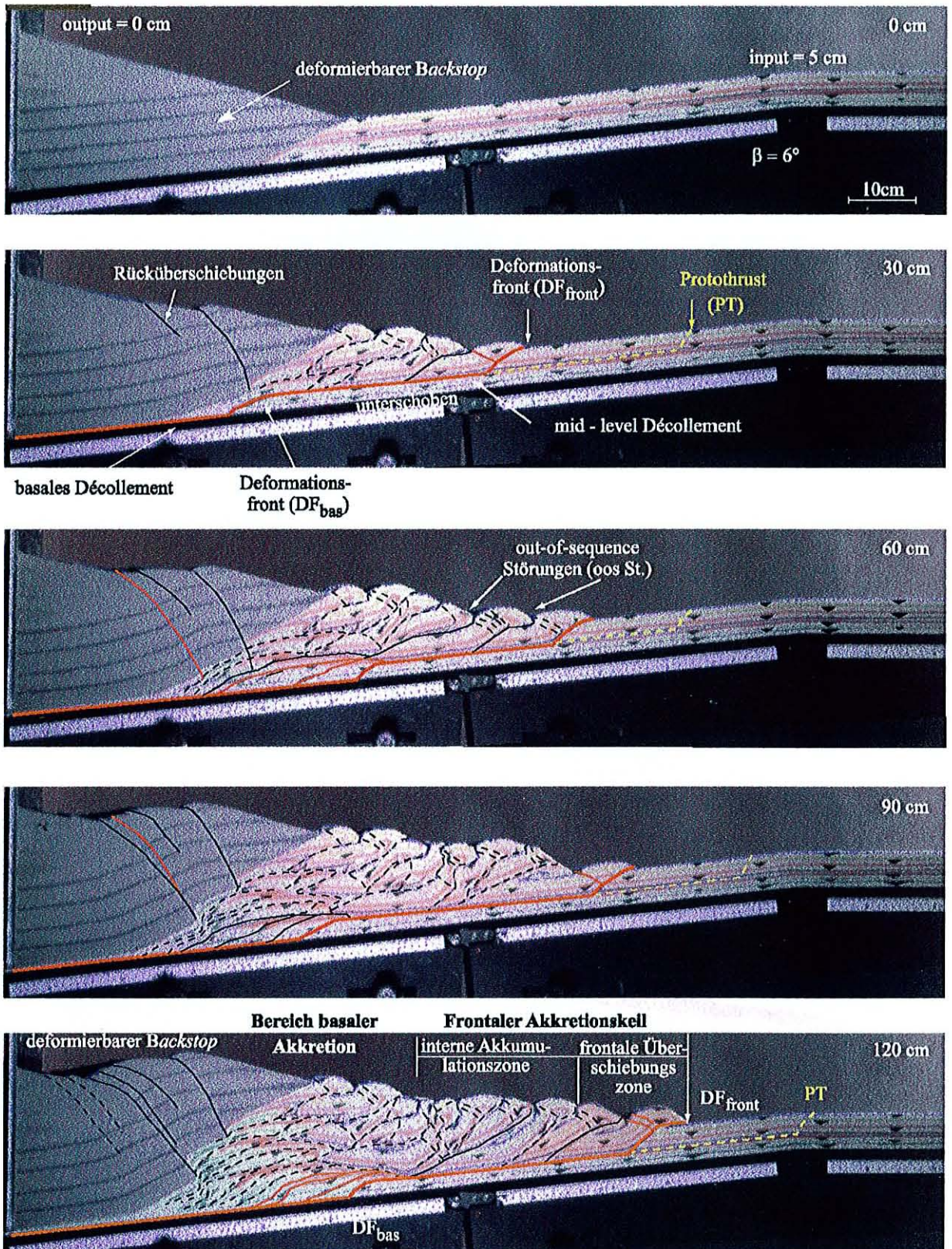


Abb. III-2.6: Der Versuchsablauf des Experiments M1 zeigt die Lage bzw. die Entwicklung der einzelnen Störungen während des Keilwachstums vom Initialzustand (0cm) nach jeweils 30 cm Konvergenz an. In rot sind die aktiven Störungen dargestellt. Die schwarzen Linien markieren die Lage alter Störungen, die in dem betrachteten Konvergenzschritt inaktiv (gestrichelt) sind bzw. reaktiviert werden. Es bilden sich ein frontaler Akkretionskeil und ein Bereich basaler Akkretion aus.

Der Bereich basaler Akkretion ist ebenfalls deutlich ausgeprägt und durch große Hebungsraten des aufgelagerten Material gekennzeichnet (*Abb. III-2.6*). Das Hebungszentrum verlagert sich mit fortschreitender Konvergenz in Richtung der Rückwand. Die basalen Akkretionsschuppen werden dabei weit unter den deformierbaren *Backstop* unterschoben. Dies hat zur Folge, dass der *Backstop* stark deformiert wird und intern verkürzt. Es bilden sich zwei dominante Rücküberschiebungen, die mehrfach während der Keilevolution aktiviert werden. Eine Deformationsanalyse direkt über dem Hebungsbereich ist aufgrund der fehlenden Markerdreiecke nicht möglich. Eine Vielzahl von Dehnungsrissen an der Oberfläche deuten aber darauf hin, dass in diesem Versuch das gesamte Materialpaket oberhalb des antiformen Duplexstapels gedehnt wird. Durch die Hebung ausgelöst werden die frontalen Überschiebungen oberhalb des Duplexstapels rückrotiert. Diese Störungen liegen infolgedessen basisparallel.

Die mechanische Entkopplung des basalen Akkretionskeils vom frontalen Keil erfolgt äquivalent den DEM Simulationen an mehreren *out-of-sequence* Störungen (Kap. III-1.4). Dabei werden die sehr flachen frontalen Überschiebungen reaktiviert, da diese mechanisch leichter zu bewegen sind. Diese Reaktivierung flacher Strukturen deutet ebenfalls auf den Anstieg der Reibung des Sediments hin, die es unmöglich macht, steilere Störungen nochmals zu bewegen. Die Position dieser *out-of-sequence* Überschiebungen bleibt während der Keilevolution annähernd gleich. Dies belegt ein Vergleich der Lage dieser reaktivierten Störungen nach 120 cm bzw. 150 cm Konvergenz (*Abb. III-2.6; Abb. III-2.7*). Diese dominanten *out-of-sequence* Störungen korrelieren zudem mit einem Wechsel im Hangwinkel. Der flache frontale Akkretionskeil geht im Bereich der reaktivierten Störungen in den steileren oberen Hang über (*Abb. III-2.7*). In der Morphologie des Keils zeigt sich aber kein sprunghafter Hangneigungswechsel. Der sich einstellende kritische Winkel ist dabei unbeeinflusst von der starren Rückwand.

Nicht nur aus der Interpretation der Strukturen sondern auch anhand der Partikelpfade lassen sich zwei verschiedene Massentransfermechanismen identifizieren (*Abb. III-2.7*). Der Bereich der frontalen Akkretion zeichnet sich dabei durch eine stetige Hebung des Materials und gleichzeitigen Transport weg von der Deformationsfront aus. Demgegenüber wird im Bereich der basalen Akkretion das Material annähernd vertikal mit einer leichten Komponente in Richtung des Trenches gehoben.

Der Übergangsbereich zwischen der basalen und frontalen Akkretion, der bereits durch die Lage der reaktivierten Störungen im Keil angezeigt wird, ist gekennzeichnet durch eine Überlagerung der beiden Transfermechanismen. Das Material wird hier senkrecht gehoben. Dieser Bereich ist räumlich sehr eng begrenzt.

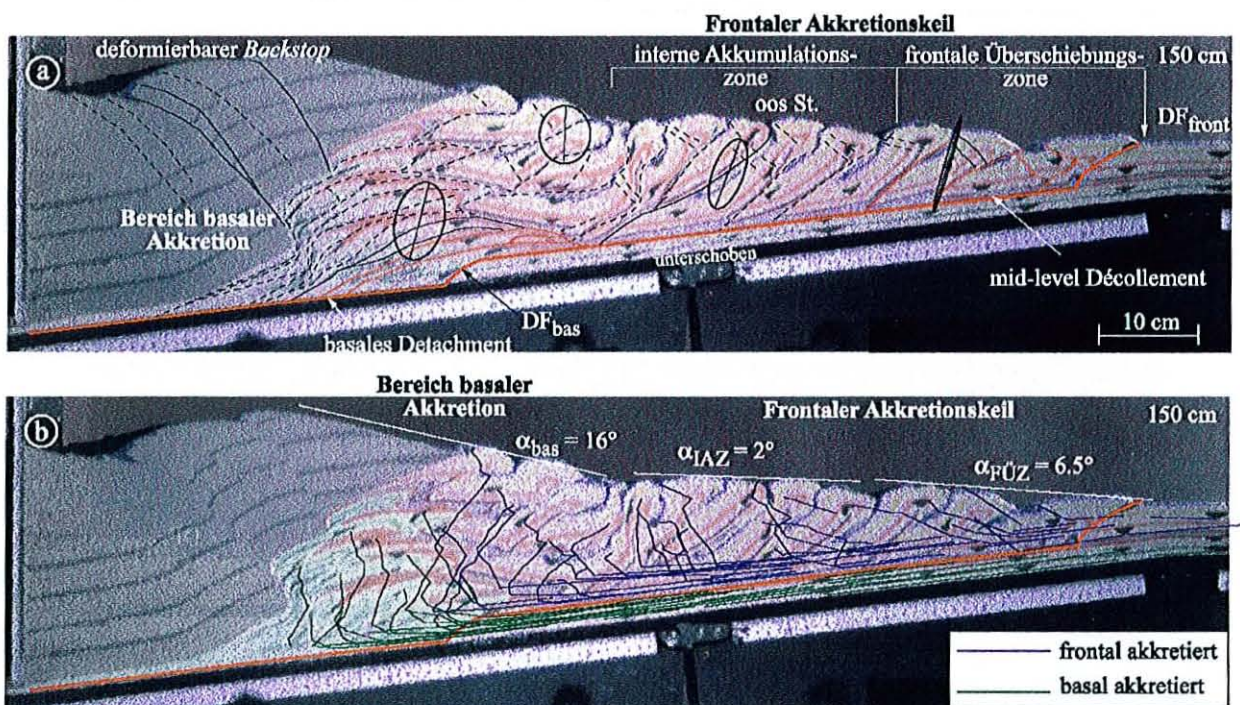


Abb. III-2.7: In Experiment M1 können anhand der Partikelpfade (b) und der Deformationsanalyse (a) zwei Hauptdeformationsdomänen identifiziert werden.

2.4.1.2 Experiment M4

Wie sich bei einer Variation des Subduktionswinkel zeigt, hat dies keinen Einfluss auf die grundsätzlichen mechanischen Prozesse während der Keilevolution (Abb. III-2.8). Es bildet sich ebenfalls ein antiformer basaler Akkretionskörper und ein frontaler Akkretionskeil, der die zwei kinematischen Domänen aufweist (Abb. III-2.9). Die beiden Deformationsfronten liegen am Ende des Versuchs ebenfalls in einem Abstand von ca. 50 cm.

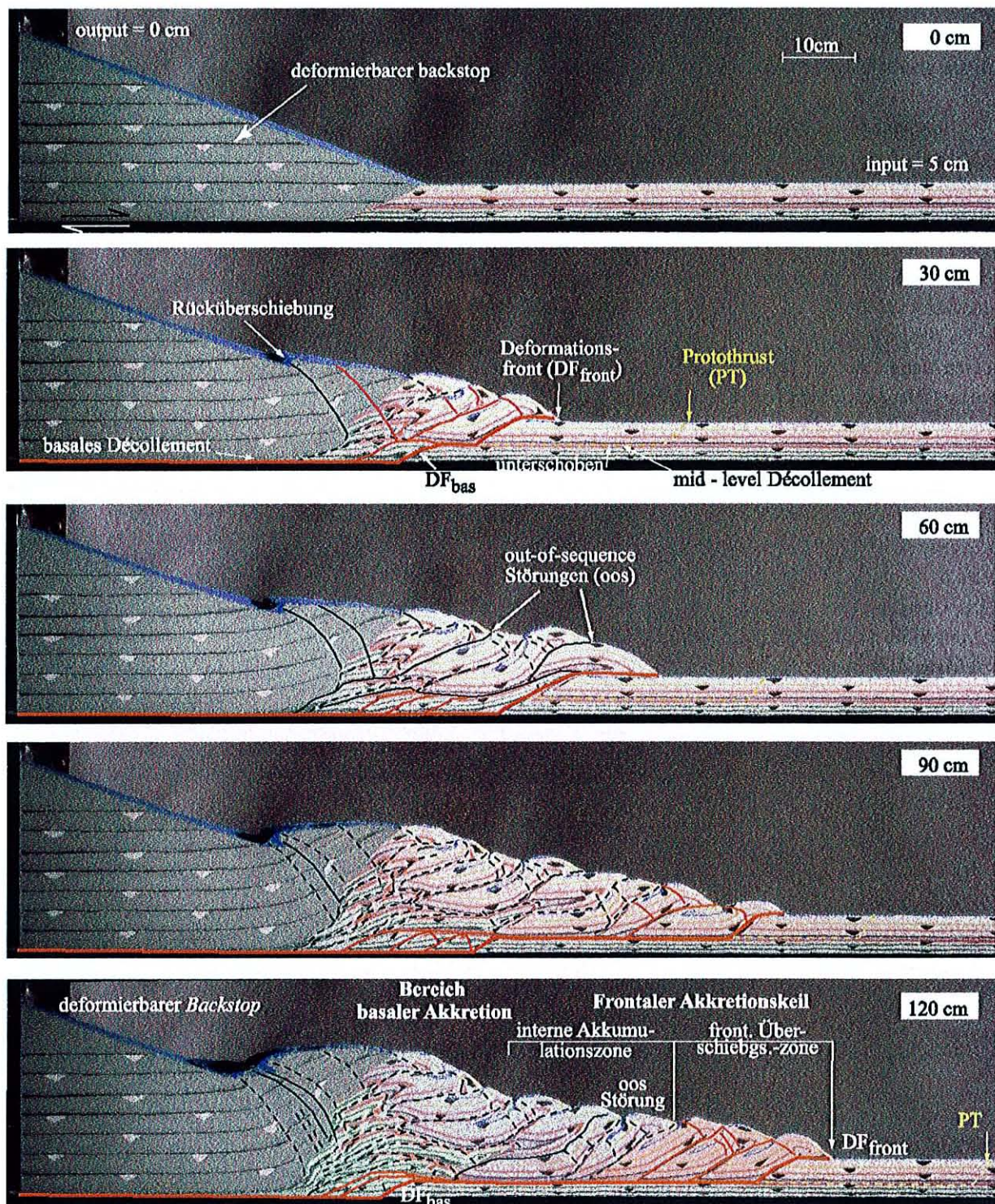


Abb. III-2.8: Die Deformationsprozesse, die zur Bildung des Akkretionskeils führen, sind identisch denen in Experiment M1. Der Subduktionswinkel hat somit keinen Einfluss auf die Mechanik.

Im Unterschied zum vorherigen Experiment werden die beiden Hauptdeformationsbereiche erst nach ca. 90 cm Konvergenz räumlich deutlich voneinander getrennt. Der Grund hierfür ist, dass die schwache Schicht bei ca. 50 cm Konvergenz deaktiviert wird. Der Glaskugelhorizont wurde etwas zu dünn eingesiebt, weshalb keine Scherspannungen in dieser Schicht akkumuliert werden (*Abb. III-2.8*; nach 60 cm). Das starke basale Décollement ist somit kurzzeitig einziges aktives Décollement im Keil. Dies löst die Bildung einer frontalen Überschiebung oberhalb dieses Detachments aus. Mit fortschreitender Konvergenz springt das Décollement wieder an die Basis der Glaskugelagge. Der frontale Akkretionskeil wächst anschließend kontinuierlich auf dieser schwachen Schicht.

Anhand dieser Beobachtung kann gezeigt werden, dass sich der grundsätzliche Mechanismus eines *mid-level* Décollements, welches weit hinter der Keilspitze auf ein tieferliegendes basales Décollement verspringt, stets durchsetzt.

Die Oberflächenstrukturen des Keils bzw. die sich einstellenden Hangwinkel werden durch den Wechsel im Abtauchwinkel beeinflusst. Der Wechsel des Hangneigungswinkels zeigt auch in diesem Experiment den Übergangsbereich zwischen den beiden Massentransfermechanismen an. Im Unterschied zum Versuch M1 ist dieser Knick in der Morphologie deutlicher.

Des weiteren beeinflusst der Subduktionswinkel die Form bzw. die horizontale Ausdehnung des basalen Akkretionskörpers. Im Unterschied zum vorherigen Experiment nimmt die horizontale Ausdehnung des Bereichs der basalen Akkretion ab. Die einzelnen basalen Akkretionsschuppen werden wesentlich weiter unterschoben, so dass sie zunehmend vertikal untereinander positioniert liegen. Es wird dabei ein deutlich kleinerer Teil des *Backstops* intern deformiert. Parallel dazu nimmt die Anzahl der Rücküberschiebungen zu. Das Hebungszenrum verlagert sich im Verlauf des Versuch nur wenig in Richtung des *Backstops*. Die Partikelpfade zeigen an, dass das basal akkretierte Material vertikal gehoben wird und keine Bewegung in Richtung der Keilspitze aufweist (*Abb. III-2.9*). Die Deformationsanalyse zeigt in diesem Experiment im Bereich oberhalb des basal akkretierten Körpers deutliche Dehnungsstrukturen, wie sie im Experiment M2 nicht auftreten.

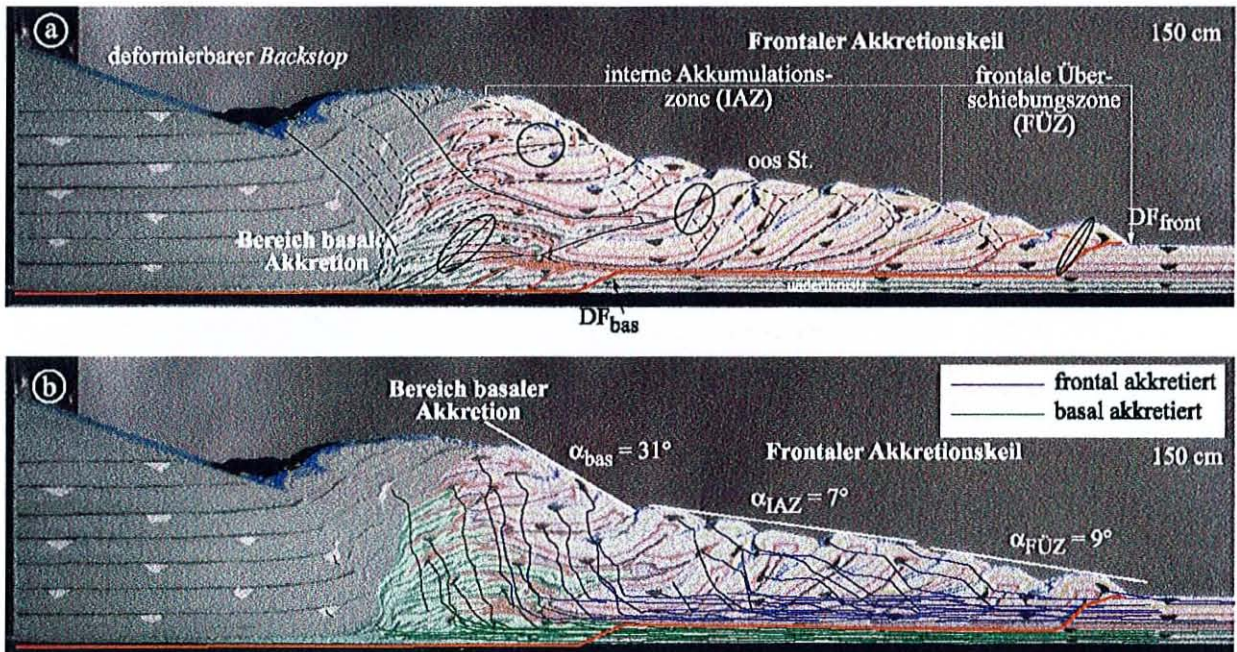


Abb. III-2.9: In Experiment M4 können anhand der Partikelpfade (b) und der Deformationsanalyse (a) ebenfalls die beiden Hauptdeformationsdomänen identifiziert werden. Der Bereich frontaler Akkretion zeigt zudem eine Unterteilung äquivalent dem Versuch M1.

2.4.1.3 Experiment M2

Der Ablauf der Deformationsprozesse in Experiment M2 ist wiederum grundsätzlich gleich dem in den bisher diskutierten Experimenten (*Abb. III-2.10*). Im Unterschied zum vorherigen Versuch M4 mit *Backstop* wächst der frontale Akkretionskeil zu Versuchsbeginn deutlich oberhalb des *mid-level* Décollements. Die beiden Deformationsbereiche können bereits nach 30 cm Konvergenz räumlich deutlich voneinander getrennt werden. Die Deforma-

tionsfront des Bereichs basaler Akkretion befindet sich nach 150 cm Konvergenz in einem Abstand von 50 cm von der Deformationsfront (*Abb. III-2.12*).

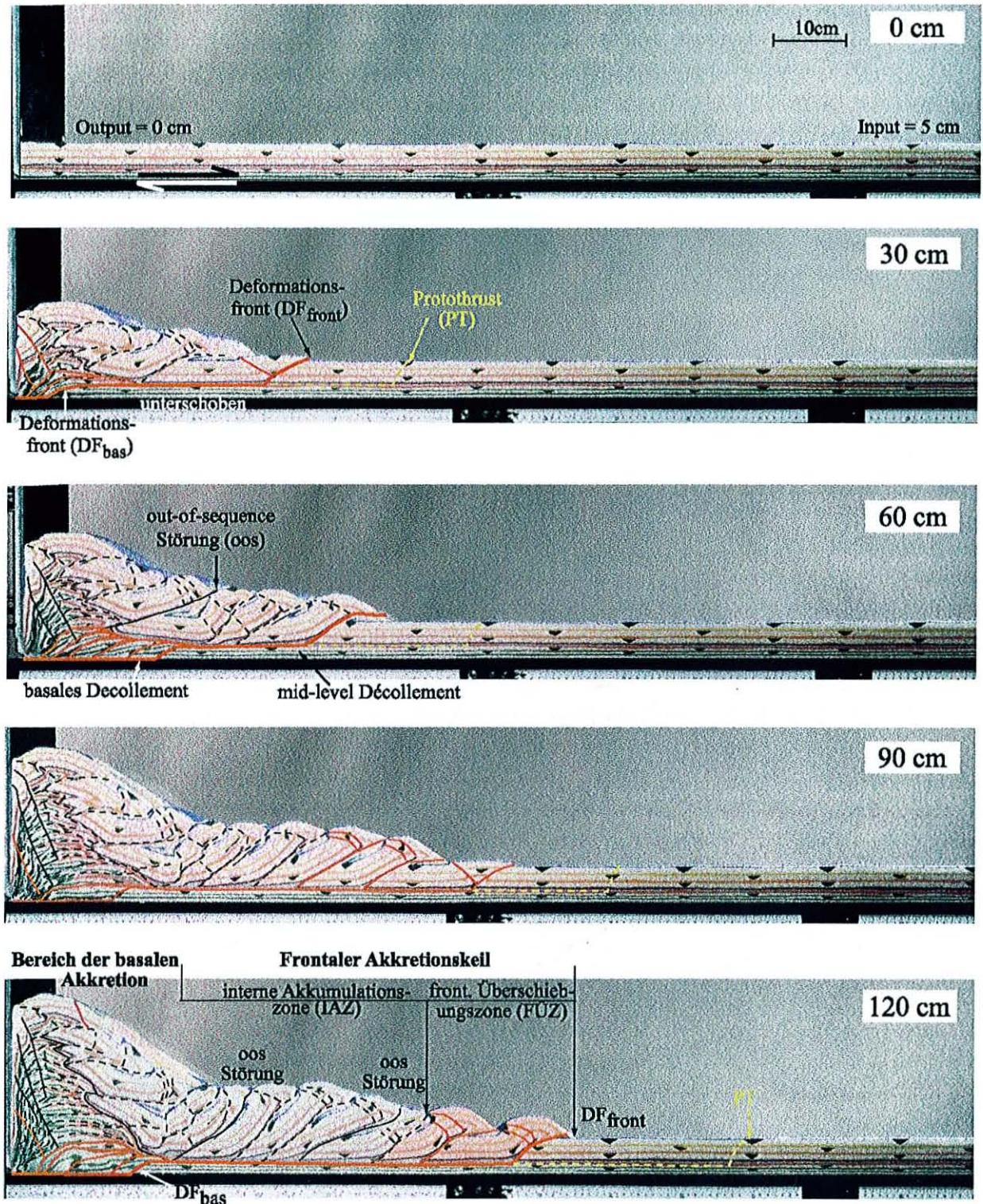


Abb. III-2.10: Der Versuchsablauf des Experiments M2 zeigt deutlich die Lage bzw. die Entwicklung der einzelnen Störungen während des Keilwachstums vom Initialzustand (0cm) nach jeweils 30 cm Konvergenz. In rot sind die aktiven Störungen angezeigt. Die schwarzen Linien markieren die Lage alter Störungen, die in dem betrachteten Konvergenzschritt inaktiv (gestrichelt) sind bzw. reaktiviert werden.

Durch das Fehlen eines *Backstops* ist die horizontale Ausdehnung des Bereichs basaler Akkretion deutlich geringer. Die einzelnen basalen Akkretionsschuppen sind im Unterschied zu den bisherigen Versuchen direkt vertikal übereinander positioniert. Das Hebungszenrum verlagert sich nicht. Die Partikelpfade zeigen, dass das basal akkretierte Material ausschließlich vertikal gehoben wird (Abb. III-2.12). Diese durch die Rückwand initiierte lokale Hebung löst eine Rückrotation der frontalen Überschiebungen oberhalb des basal akkretierten Materials aus. Die entsprechenden Störungen liegen infolgedessen basisparallel und werden mit fortschreitender Konvergenz in Richtung der Keilspitze überkippt. Im Bereich des oberen Hanges treten kleinere Rutschungsereignissen auf. Dies deutet darauf hin, dass der Hangwinkel in diesem Bereich den Böschungswinkel des Quarzsandes erreicht hat. Parallel dazu werden infolge der basalen Akkretion Rücküberschiebungen ausgebildet, deren Anzahl deutlich geringer ist als in den bisherigen Versuchen.

Der Übergang zwischen diesen beiden Massentransferdomänen ist ebenfalls durch einen deutlichen Knick in der Morphologie gekennzeichnet. Der flache frontale Akkretionskeil geht im Bereich der reaktivierten Störungen in eine beckenförmige Struktur über, an die sich der sehr steile obere Hang anschließt (Abb. III-2.10).

Obwohl der *Backstop* somit keinen Einfluss auf die Deformationsprozesse bzw. die grundsätzlichen Massentransfermechanismen hat, wird die räumliche Ausprägung der jeweiligen Deformationsdomänen sowie der Massenfluss beeinflusst. Um diesen Einfluss des *Backstops* auf die Massentransferraten quantitativ erfassen zu können, wurde eine 'Flächenanalyse' durchgeführt. Hierzu wird in jedem Konvergenzschritt die Fläche der frontal bzw. basal akkretierten Sedimente oberhalb bzw. unterhalb der schwachen Schicht ausgemessen. Diese beiden Werte werden anschließend ins Verhältnis gesetzt. Der Quotient liegt im initialen Zustand bei 2.9, da die Schichtdicke oberhalb des MLD 3.5 cm bzw. unterhalb 1.2 cm beträgt. Nicht berücksichtigt bleiben bei dieser Betrachtung Volumeneffekte in z-Richtung.

Für das Experiment M2 (ohne *Backstop*) übersteigt das Verhältnis mit einsetzender Konvergenz weit den initialen Wert (Abb. III-2.11a). Zu Beginn des Versuchs dominiert der frontale Massenfluss das System, da der Akkretionskeil zu Beginn des Versuches schnell auf dem schwachen *mid-level Décollement* wächst. Im weiteren Versuchsverlauf nähert sich das Verhältnis ab ca. 70 cm Konvergenz stetig dem initialen Zustand an. Am Ende des Experiments weicht das Verhältnis weniger als 5% vom Initialwert ab. Der Massenfluss gleicht sich somit während der Konvergenz an.

Eine solche Flächenanalyse wurde ebenfalls für das Experiment M4 mit einem *Backstop* durchgeführt. Die beiden Flächenkurven zeigen einen dem Versuch M2 annähernd äquivalenten Verlauf (Abb. III-2.11b). Das berechnete Verhältnis zwischen den jeweiligen Flächen liegt auch hier zu Versuchsbeginn deutlich über dem Ursprungszustand, d.h. auch in diesem Experiment dominiert zu Beginn der frontale Massenfluss. Gegenüber dem Versuch M2 ist das Verhältnis des Massentransfer aber bereits nach einer Konvergenz von 40 cm dem Initialzustand angeglichen (Abb. III-2.11b).

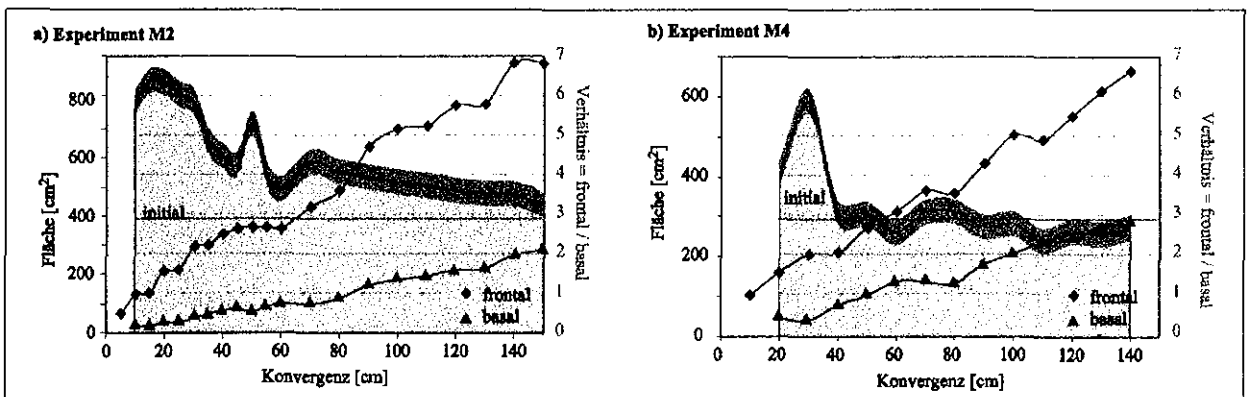


Abb. III-2.11: In den Experiment M2 und M4 wurde für jeden Konvergenzschritt das jeweils frontal bzw. basal akkretierte Material bestimmt und zueinander ins Verhältnis gesetzt (hellgraue Fläche). Der Vergleich der Verhältnisse in beiden Versuchen zeigt den Einfluss des *Backstops* auf den Massenflusses. Zudem ist in dunkelgrau der Fehlerquotient von 5% angegeben.

Durch die Erweiterung des Modellaufbaus um einen *Backstop* kann somit der Einfluss der Rückwand auf das zeitliche Zusammenspiel der Deformationsprozesse gedämpft werden. Dies entspricht grundsätzlich den Beobachtungen in den Finite Elemente Simulationen, in denen die starre Rückwand ebenfalls einen Einfluss ausübt. In den FE Simulationen betrifft dies die unrealistischen Spannungswerte im *Backstop* (vgl. Kap. II-1.4).

Eine Interpretation der Deformations- bzw. Massentransfermechanismen ist somit in Experiment M2 ohne *Backstop* frühestens nach einer Konvergenz von 40 cm möglich. Zu diesem Zeitpunkt hat sich bereits ein kleiner Akkretionskeil aufgebaut. Dieser entspricht dem bereits zu Versuchsbeginn in den anderen Experimenten vorhandenen *Backstop*.

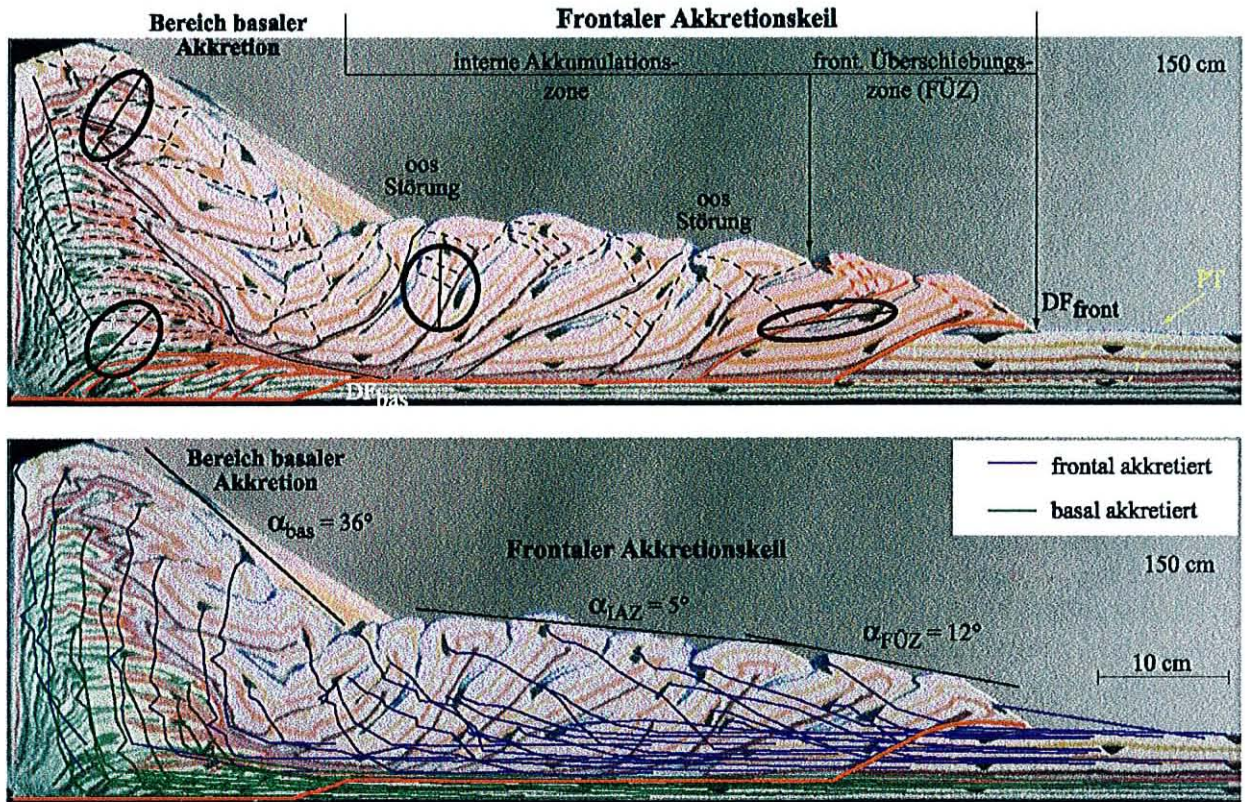


Abb. III-2.12: Experiment M2 zeigt grundsätzlich ein identisches Deformationsverhalten. Im Unterschied zu den bisherigen Versuchen, ist die horizontale Ausdehnung des Bereichs der basalen Akkretion geringer.

2.4.2 Critical Taper Analyse der Analogexperimente

In allen analogen Sandkastenexperimenten bauen die Sandkeile entsprechend ihrer Basis eine kritische Keilgeometrie auf. Eine *Critical Taper* Analyse wurde sowohl für den Bereich aktiver frontaler Überschiebungen (FÜZ), der internen Akkumulationszone (IAZ) als auch für den Bereich der basalen Akkretion durchgeführt. Dabei wurde in Experiment M2 (ohne *Backstop*) auf eine CT Analyse des oberen Hanges verzichtet, da der sich aufbauende Winkel durch die lokale Hebung an der starren Rückwand und nicht nur durch die Reibungseigenschaften des basalen Décollements bestimmt wird. Der Hangwinkel hat hier bereits den Böschungswinkel des Sandes überschritten.

Da die Kohäsion, wie anhand der FE Simulationen gezeigt wurde, vernachlässigbar ist, werden nach der *Critical Taper* Theorie im Analogexperiment nichtkohäsive Akkretionskeile untersucht (Krantz, 1991). Die Berechnung der jeweiligen kritischen Hangwinkel erfolgt anhand der Gleichung (15) (Kap. I-2.2.2.1). In die Berechnung des kritischen Keilwinkels des Bereichs der FÜZ sowie des Hangwinkels oberhalb der aktiven basalen Akkretion fließen die Werte der stabilen dynamischen Reibung des Quarzsandes, der Glaskugeln bzw. des Sandpapiers ein (vgl. Tab. III-1.1). Demgegenüber werden für die Berechnung der kritischen Winkel im Bereich der internen Akkumulationszone die reaktivierten stabilen Reibungen genutzt. Die interne Verkürzung zum Aufbau einer kritischen Keilgeometrie erfolgt hier an alten Störungen mit 'ererbten' Reibungseigenschaften.

Ein Vergleich der gemessenen und theoretisch berechneten kritischen Hangwinkel zeigt, dass die aktive frontale Überschiebungszone sich in einem kritischen Zustand befindet. Demgegenüber sind die theoretisch berechneten Hangwinkel für die interne Akkumulationszone des frontalen Akkretionskeils größer als die gemessenen Winkel. In diesem Bereich befindet sich der Keil somit überwiegend in einem stabilen Zustand.

Eine Interpretation der Hangneigungswinkel im Bereich der basalen Akkretion ist grundsätzlich nicht sinnvoll, da einerseits die Materialgrößen des Zements nicht mitbetrachtet werden und zudem der Keil im Experiment M2 ohne *Backstop* bereits seinen Böschungswinkel erreicht hat. Auch in Experiment M4 liegt die gemessene Hangneigung oberhalb des Böschungswinkel des Sandes und kann damit ebenfalls nicht mit der *Critical Taper* Theorie interpretiert werden (*Tab. III-1.2*).

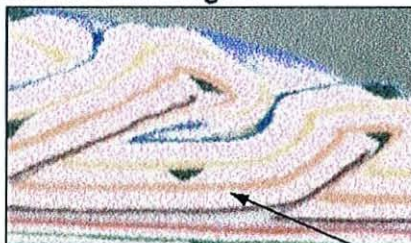
Experiment	Frontaler Akkretionskeil				Bereich der basalen Akkretion	
	gemessene Hangwinkel (FÜZ)	theoretisch berechnete Winkel (FÜZ)	gemessene Hangwinkel (IAZ)	theoretisch berechnete Winkel (IAZ)	gemessene Hangwinkel	theoretisch berechnete Winkel
M2 (o. <i>Backstop</i> ; $\beta = 0^\circ$)	12 °	9.7 °	5 °	8.85 °	36 °	-
M4 (m. <i>Backstop</i> ; $\beta = 0^\circ$)	10 °	9.7 °	7 °	8.85 °	31 °	19.1 °
M1 (m. <i>Backstop</i> ; $\beta = 6^\circ$)	6.5 °	5.83 °	2°	4.8 °	16 °	10.25 °

Tab. III-1.2: Wertetabelle zur Untersuchung der *Critical Taper* Theorie.

Diese Abweichungen der gemessenen von den theoretischen Werte lassen sich mit dem Ansatz der *Critical Taper* Theorie begründen, die von der Betrachtung eines Mohr-Coulomb Materials mit einheitlicher Reibung im gesamten Akkretionskeil ausgeht. Da die verwendeten Analogmaterialien aber einer elasto-plastischen Rheologie mit *strain hardening/softening* gehorchen (Kap. I-2.2.1), ist davon auszugehen, dass sich die Materialeigenschaften im Keil horizontal verändern. Dies macht sich in Form diffuser Deformation bemerkbar, die nicht an Störungszonen akkumuliert wird. Dies zeigt den Einfluss der Abweichung der Rheologie der Analogmaterialien von der ursprünglich für die CT Theorie postulierten Mohr-Coulomb Rheologie des Materials.

Der Betrag der diffusen Deformation, die der Sand während des Experiments erfährt, ist nicht vollständig quantifizierbar. Zum einen tritt diese Art der Deformation in allen Experimenten zu Versuchsbeginn in Form tektonischer Kompaktion des Material auf. Des weiteren ist eine Identifizierung der diffusen Deformation nur anhand der Verdickung der einzelnen Markerschichten möglich (Lohrmann et al., subm.). Direkt oberhalb des *mid-level Décollements* kann an einigen farbigen Markern eine Zunahme der Schichtdicke identifiziert werden (*Abb. II-2.13*). Diese Kompression der Schuppen ist aufgrund der komplexen Störungsgeometrien nur an einzelnen frontalen Überschiebungen beobachtbar. Es kann aber davon ausgegangen werden, dass diese Art der diffusen Deformation überall im Akkretionskeil auftritt, d.h. dass die Reibungseigenschaften im gesamten Keil variieren.

nach 40 cm Konvergenz



nach 90 cm Konvergenz

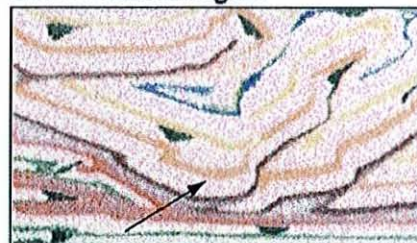


Abb. III-2.13: Anhand der durch die Pfeile markierten Markerschicht kann die diffuse Deformation innerhalb der frontalen Akkretionsschuppen identifiziert werden.

2.4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Das Vorhandensein eines *Backstop*s bzw. die Variation des Subduktionswinkels haben keinen Einfluss auf das grundsätzliche mechanische Verhalten des Akkretionskeils.

Die Partikelpfade zeigen ebenfalls in allen Experimenten zwei Bereiche unterschiedlichen Massentransfers (*Abb. III-2.14*). Anhand dieser Daten kann der Bereich frontaler Akkretion, gekennzeichnet durch eine stetige Hebung des Materials und gleichzeitigem Transport weg vom Trench, vom Bereich der basalen Akkretion, mit annähernd vertikaler Hebung des Materials, unterschieden werden. Detaillierte Betrachtungen der Massentransfermuster zeigen, dass ohne *Backstop* die Hebungsraten im Bereich der basalen Akkretion durch die Rückwand verstärkt werden (Experiment M2). Es wird stets zeitgleich Material frontal und basal akkretiert.

Des Weiteren können anhand der Deformationsanalyse in allen Versuchen im Bereich des frontalen Akkretionskeils zwei kinematische Domänen identifiziert werden: die frontale Überschiebungszone (FÜZ) und die interne Akkumulationszone (IAZ). Die FÜZ zeichnet sich stets durch maximale Deformation im Keil aus (*Abb. III-2.14*). Das Verhältnis der horizontalen Ausdehnung dieser beiden Bereiche sowie die Dimensionen des frontalen Akkretionskeils werden ebenfalls nicht durch den Modellaufbau beeinflusst. Demgegenüber nimmt die horizontale Ausdehnung des Bereichs basaler Akkretion in Experimenten mit einem deformierbaren *Backstop* deutlich zu, da dieser stark intern verkürzt. Die Lage der *out-of-sequence* Störungen, die den Übergangsbereich zwischen den Hauptdeformationsstilen markieren, wird aber ebenfalls nicht von den Modellkonfigurationen beeinflusst (*Abb. III-2.14*).

Anhand des Vergleiches der Endstadien der einzelnen Experimente zeigt sich aber auch, dass die beiden Randbedingungen einen Einfluss auf die Störungs- bzw. die Keilgeometrie haben. Ein markanter Knick im Hangwinkel im Übergangsbereich zwischen den beiden Deformationsstilen wird nur im Experiment M2 ohne *Backstop* ausgebildet. Für den Fall, dass kein *Backstop* vorhanden ist, werden die Störungen über dem Bereich der basalen Akkretion stärker rotiert und überkippt, da eine stärkere vertikale Hebung auftritt. Ist ein deformierbarer *Backstop* in den Modellaufbau integriert, so nimmt die Anzahl der Rücküberschiebungen im Bereich des oberen Hanges zu. Der Keil baut seine typische konvexe Keilform auf. Zudem treten nur in den Experimenten mit *Backstop* Dehnungseffekte oberhalb der basalen Akkretion auf. Demgegenüber werden nur im Fall ohne *Backstop* - ausgelöst durch die lokale Hebung an der Rückwand - große Rutschungsereignisse im Bereich des oberen Hanges beobachtet, da kein deformierbarer *Backstop* vorhanden ist, der intern verkürzen kann.

2.5 Zusammenfassung, Interpretation & Schlussbetrachtungen

Anhand der Sandkastenexperimente konnten die Beobachtungen der DEM Simulationen bestätigt werden. Es werden ebenfalls oberhalb der mechanisch schwächeren Schicht frontale Überschiebungen bzw. ein frontaler Akkretionskeil ausgebildet. Parallel dazu wird Material durch den starken tiefergelegenen potentiellen Abscherhorizont unter den Akkretionskeil unterschoben und basal akkretiert. Es wird zeitgleich Material frontal und basal akkretiert. Es bilden sich somit die beiden bekannten Hauptdeformationsdomänen, die wiederum durch mehrere *out-of-sequence* Störungen mechanisch entkoppelt werden. Die Massentransfermuster sind äquivalent denen Versuch W46 (*Abb. III-2.14*). Die Analogexperimente bestätigen die Ergebnisse der DEM Simulationen. Anhand dieser Simulation kann gezeigt werden, dass das Parameterset W46 zur Beschreibung Makrans geeignet ist.

Eine Interpretation der Mechanik eines komplexen Subduktionszone wie dem Makran Akkretionskeil ist auch an einem einfachen Modellaufbau ohne *Backstop* und mit einem Subduktionswinkel von 0° möglich. Eine Interpretation der mechanischen Prozesse bzw. eine Auswertung des Massenflusses ist aber erst durchführbar, nachdem der Keil bereits eine Anfangsgeometrie aufgebaut hat. Wie ein Vergleich des Einflusses der Randbedingungen auf die Mechanik zeigt, bleibt aber die relative Position der Deformationsfronten sowie des Übergangsbereichs zwischen beiden Massentransfermechanismen unbeeinflusst. Die sich einstellenden Hangwinkel bzw. Einfallswinkel der Störungen sind aufgrund des Materialspektrums dabei nicht auf die Natur zu übertragen.

Sowohl die Identifizierung als auch die zeitliche Entwicklung einzelner Störungszonen können dabei stets gut verfolgt werden. Dies ermöglicht es beispielsweise, den Einfluss der Modellkonfiguration auf die sich ausbildenden Keilgeometrien sowie den zeitlichen Ablauf der Deformationsprozesse zu testen. Die Bedeutung der starren Rückwand als ein sehr strenges Kriterium kann mit analogen Sandkastenexperimenten genau untersucht und quantifiziert werden.

Im Unterschied zu der Diskrete Elemente und der Finite Elemente Methode als numerische Simulationstechniken können mit den Analogexperimenten keine vergleichbaren Materialparameterstudien durchgeführt werden, da das Spektrum der zur Verfügung stehenden Materialien nur sehr begrenzt ist. Zudem ist eine Variation der Materialeigenschaften im sich aufbauenden Akkretionskeil nicht möglich. Wie anhand der Untersuchung der Stoffkennkurven gezeigt werden konnte, verändern sich die Materialeigenschaften im Keil aufgrund diffuser Deformation während der Keilentwicklung. Diese Variation, beispielsweise der Reibung der akkretierten Sedimente, ist aber bisher nicht messbar. Ebenso sind Aussagen zu stationären Spannungen bzw. zur Spannungsentwicklung während der Keilevolution nicht möglich.

Aus diesem Grund sollten diese Analogexperimente mit Ergebnissen numerischer Simulationen ergänzt werden. Diese müssen einerseits die Untersuchung der Deformationen in einem Mohr-Coulomb Material erlauben und andererseits müssen in diese Untersuchungen die Erkenntnisse bezüglich der Wichtung der einzelnen Materialparameter mit einfließen können. Parallel dazu erlauben es die Analogexperimente, Modellkonfigurationen zu testen bzw. die Ergebnisse der numerischen Methoden vor allem die der DEM Simulationen, abzugleichen. Somit sollte eine Kombination mehrerer Prozesssimulationstechnik zur Untersuchung eines Fragestellung benutzt werden.

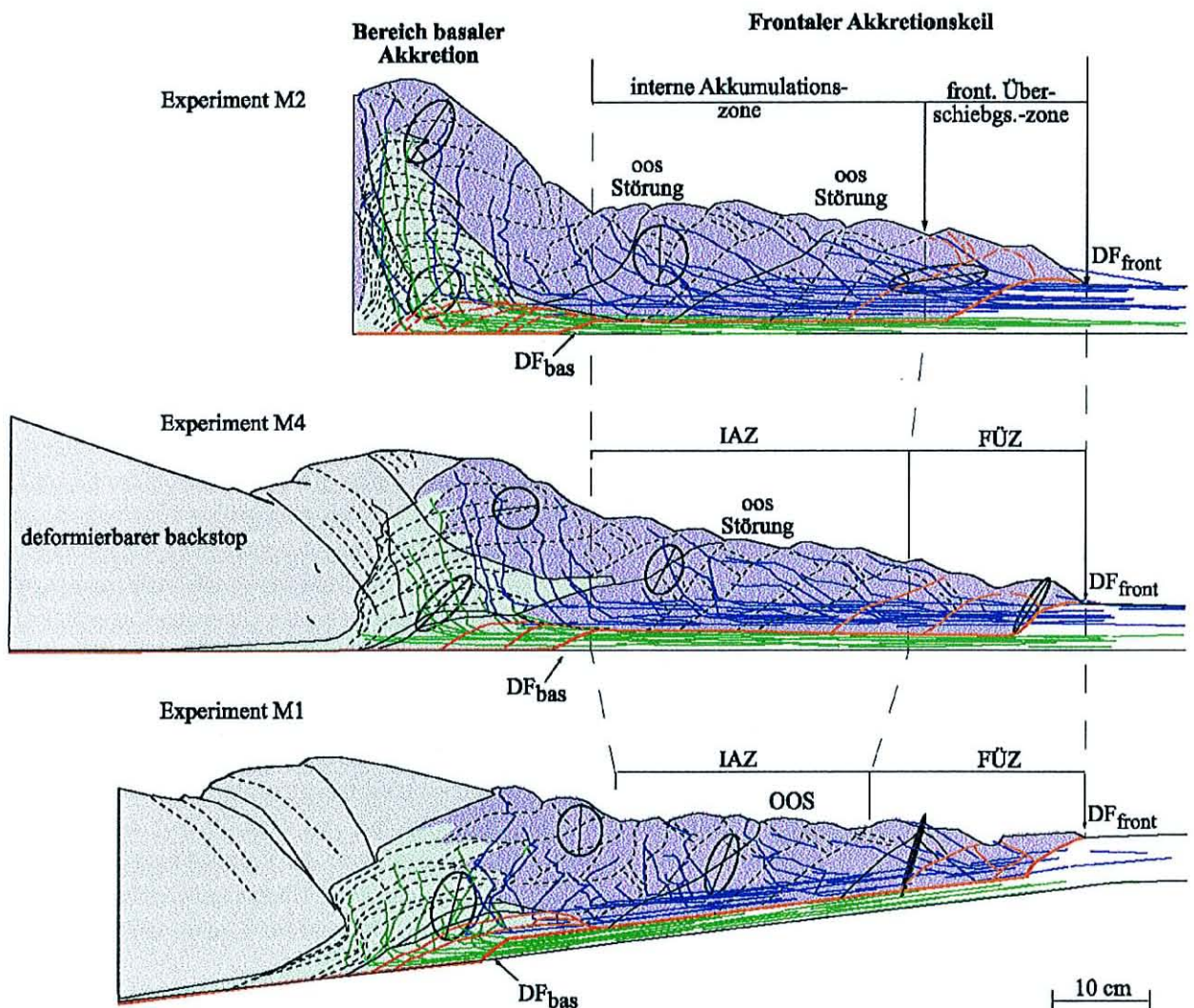


Abb. III-2.14: Ein Vergleich der Störungs- und Keilgeometrien bei der Variation der Randbedingungen zeigt, dass die Modellkonfigurationen Einfluss auf die Geometrien ausüben, dass aber alle Deformations- bzw. Massentransfermechanismen davon unbeeinflusst bleiben. In grün (blau) dargestellt der Materialtransfer des basal (frontal) akkretierten Sandes bzw. die entsprechenden Volumina.

IV Zusammenfassung, Schlussbetrachtung & Ausblick

1 Zusammenfassung & Schlussbetrachtung

Mit der hier vorgelegten Arbeit werden die Deformationsprozesse im *forearc* der Makran Subduktionszone mit Hilfe verschiedener Simulationstechniken, die sich ergänzende und vergleichende Ergebnisse liefern, untersucht (FEM, DEM, Analogexperimente). Der Analyse der Mechanik Makrans gehen umfassende Parametersensitivitätsstudien zur Identifizierung des Einflusses einzelner Materialeigenschaften auf das Deformationsverhalten sowie die Massentransferprozesse im *forearc* Bereich von Subduktionszonen voraus. Diese Untersuchungen werden ausschließlich durch numerische Simulationstechniken (FEM, DEM) ermöglicht. Zudem erlauben diese Verfahren umfassende rheologische Untersuchungen. In allen Experimenten erweist sich dabei eine Mohr-Coulomb Rheologie mit *strain hardening/strain softening* oder einem *work hardening* zur Beschreibung des Deformationsverhaltens im *forearc* als geeignet.

Mit Hilfe umfangreicher Finite Elemente Simulationen werden das Elastizitätsmodul der Oberplatte sowie die basale und die interne Reibung des Akkretionskeils als entscheidende Schlüsselfaktoren für die Scherspannungsverteilung bzw. die Scherspannungsmagnituden im Akkretionskeil identifiziert. Bereits bei geringfügigen Variationen dieser Parameter ändert sich das Deformationsverhalten im *forearc* Bereich deutlich.

Die Schlüsselfunktion dieser beiden Materialeigenschaften beinhaltet einerseits, dass es erst bei einem hohen Elastizitätsmodul der Keilmaterialien bzw. ab einer bestimmten mechanischen Festigkeit dieser Materialien zu lokalisierten Deformationen in der Oberplatte kommt. Andererseits werden sowohl die Störungs- als auch die Keilgeometrien entscheidend von der basalen Reibung bzw. dem Reibungscontrast zum Keilmaterial bestimmt. Die vorliegenden Simulationen haben gezeigt, dass im Fall einer geringen Reibung der Décollementzone bzw. einem hohen Reibungscontrast gegenüber dem akkretierten Sediment hohe Scherspannungen entlang schmaler, in landwärtiger Richtung einfallender Lamellen akkumuliert werden. Diese markieren die Lage frontaler Überschiebungen im Keil, die als aktive Störungen identifiziert werden können, sobald die maximalen Scherspannungen von der Keiloberfläche bis an das Décollement eine durchgehende Linie bilden. Demgegenüber zeigen die Scherspannungsmuster in der Oberplatte im Fall einer hohen Reibung der Décollementzone basisparallele Lamellen hoher Spannungswerte in unmittelbarer Décollementnähe. Diese können im Vergleich zu den frontalen, reaktivierten Überschiebungen erst bei höheren Konvergenzbeträgen als Störungen aktiviert werden. Eine kinematische Interpretation dieser Strukturen ist methodisch bedingt nicht möglich.

Des weiteren zeigen die FE Experimente, dass die durch die Abtauchbewegung der ozeanischen Platte ausgelösten Spannungen und Deformationen durch eine schwache Schicht, deren Top die potentielle basale Scherfläche des Keils bildet, gut an die Oberplatte übertragen werden. Dieses Schichtpaket selbst akkumuliert dabei in Abhängigkeit von seinen internen Reibungseigenschaften nur sehr geringe Scherspannungen.

Diese Schlüsselfunktion der basalen und der internen Reibung wird mit Hilfe der Diskrete Elemente Simulationen und der Analogexperimente auch für die Massentransferprozesse und die Mechanik bei großen Verkürzung bestätigt. Es zeigt sich, dass einerseits die zeitliche Entwicklung des Akkretionskeils und andererseits die dabei ablaufenden Massentransferprozesse durch die Reibungsverteilung bzw. die Reibungscontraste innerhalb der zu akkretierenden Sedimente bestimmt werden. Auch hier wird bereits durch eine geringfügige Änderungen der Reibungsparameter ein deutliche Veränderung des Deformationsverhalten bzw. der Störungsgeometrien ausgelöst. Dies betrifft sowohl die Anzahl als auch die Position und den Verlauf der neuen Akkretionsschuppen und der reaktivierten Störungen. Des weiteren wird auch die Position sowie das Maß der maximalen Deformation im *forearc* Bereich durch die Reibungsverteilung in den herangeführten Sedimenten gesteuert. Die Ergebnisse der DEM Simulationen werden dabei die Analogexperimente abgeglichen.

Die Ergebnisse dieser Simulationen fließen in die Analyse des Deformationsverhaltens des Makran Akkretionskeils ein. Dabei wird eine Bewertung und Einschätzung der jeweiligen Ergebnisse der verschiedenen Methoden erst bei der Übertragung auf das natürliche Fallbeispiel möglich. Mit der Analyse der Mechanik der Makran Subduktionszone wird die Schlüsselrolle der Reibungsverteilung auf die Massen- und Deformationsprozesse bestätigt.

Die verschiedenen Simulationstechniken haben gezeigt, dass für die Bildung des Makran Akkretionskeils zwei potentielle Abscherhorizonte in den Turbiditen verantwortlich sind. Der obere Abscherhorizont weist eine geringe interne Reibung auf und zeichnet sich damit durch einen deutlichen Reibungscontrast von $\sim 200\%$ gegenüber dem umgebenden Sediment aus. Diese Schicht wird sofort nach Eintritt in die Subduktionszone als *Décollement* aktiviert und überträgt damit bereits unmittelbar Spannungen an die Oberplatte. Oberhalb dieser Schicht wird das Material frontal akkretiert. Der frontale Akkretionskeil bildet einen flachen unteren Hang. Das Material unterhalb dieser mechanisch schwachen Lage wird weit unter den Keil unterschoben und oberhalb des tiefergelegenen zweiten potentiellen Abscherhorizont höherer Reibung basal akkretiert. Dabei wird das Material vor der 'basalen' Deformationsfront stark horizontal kompaktiert bzw. verfestigt. Infolge der basalen Akkretion wird das Material oberhalb dieses Bereichs gehoben und erfährt im gesamten Schichtpaket eine deutliche Dehnung. Es bildet sich ein deutlich steilerer oberer Hang aus. Die interne Reibung des unteren Abscherhorizontes weicht nur wenig von der des umgebenden Materials ab. Demgegenüber ist der Reibungscontrast zwischen den beiden potentiellen Abscherhorizonten deutlich größer. Es wird somit rezent im Bereich der Makran Subduktionszone zeitgleich Material frontal und auch basal akkretiert, was auf die Existenz zweier potentieller Abscherhorizonte unterschiedlicher Reibung zurückzuführen ist.

Die mechanische Entkopplung der Bereiche frontaler und basaler Akkretion erfolgt über *out-of-sequence* Störungen, die während der Keilentwicklung gegen den Uhrzeigersinn rotiert werden und dabei versteilen. Des weiteren zeigt eine Analyse der Deformation maximale Verkürzungsbeträge im frontalen Bereich des Keils.

Anhand dieser Arbeit wird gezeigt, dass nur durch die Kombination verschiedener Simulationstechniken eine umfassende Analyse der Mechanik des Makran Akkretionskeils möglich ist. Es ist nicht ausreichend, ausschließlich eines der hier benutzten Verfahren zu verwenden, da damit jeweils nur ein Aspekt beleuchtet werden kann. Dies bedeutet beispielsweise, dass ohne Untersuchungen mit der Finiten Elemente Methode keine Aussagen zur Scherspannungsentwicklung bzw. den Spannungsmagnituden möglich wären. Zudem erlaubt dieses Verfahren umfangreiche Rheologiebetrachtungen sowie Materialstudien, um die Bedeutung einzelner Parameter für die globale Spannungsverteilung im *forearc* zu identifizieren. Ein weiterer Vorteil der FEM ist es, dass aufgrund des Kontinuumsansatzes die Spannungswerte für jeden Punkt des Modellgebietes bestimmt werden können und zudem keine Skalierungsprobleme auftreten. Unberücksichtigt bleiben in den FE Simulationen einerseits die Betrachtungen des Massentransfers und es ist andererseits nicht möglich, große Deformationen in einem Material, das dem Mohr-Coulomb'schen Bruchkriterium gehorcht, zu simulieren. Demzufolge kann die Evolution eines Akkretionskeils nicht mit diesem Verfahren modelliert werden.

Hierfür eignet sich die Diskrete Elemente Methode. Mit dieser Simulationstechnik können aufgrund der Betrachtung eines granularen Mediums sowohl die Massentransfer- als auch die Deformationsprozesse in einem Mohr-Coulomb Material während der Evolution des *forearcs* untersucht werden. Zudem werden die Ergebnisse der FEM durch Aussagen zur Lage und Entwicklung von Störungszonen ergänzt. Da es sich ebenfalls um ein numerisches Verfahren handelt, bestehen einerseits wiederum keine Skalierungsproblem gegenüber der Natur und es sind andererseits umfangreiche Parametersensitivitätsstudien durchführbar. Dies ermöglicht einerseits einen direkten Vergleich der Ergebnisse der FEM Experimente mit den DEM Simulationen und andererseits können die anhand der einen Methode identifizierten Schlüsselparameter mit dem anderen Verfahren getestet werden. Im Unterschied zu den Finite Elemente Experimenten liefert die DEM aber keine Informationen zum globalen Spannungsfeld bzw. den Spannungsmagnituden. Die Auflösung der Modelle wird jedoch durch der Rechnerleistung begrenzt.

Um die Ergebnisse der Numerik mit einer weiteren Methode abzugleichen, eignen sich analoge Sandexperimente. Diese ermöglichen ebenfalls die Untersuchung großer Deformationen in einer Mohr-Coulomb Rheologie. Mit diesem Verfahren kann äquivalent den Diskrete Elemente Simulationen die Entwicklung des Akkretionskeils betrachtet werden. Aufgrund der deutlich höhere Auflösung gegenüber den DEM Modellen lässt sich mit dieser Methode die Lage bzw. die Entwicklung einzelner Störungszonen wesentlich genauer untersuchen. Im Unterschied zu den numerischen Verfahren sind mit dieser Methode keine umfangreichen Materialparameter- und Rheologiestudien möglich. Zudem müssen die analogen Sandexperimente stets auf die Natur skaliert werden.

Alle Verfahren liefern somit vergleichende und sich ergänzende Ergebnisse, die in ihrer Summe zu einer möglichst umfassenden Beschreibung der Mechanik und Kinematik des *forearcs* beitragen. Aus diesem Grund sollten möglichst alle drei Verfahren parallel eingesetzt werden. Die Diskreten Elemente Methode bildet dabei als ein

numerisches Verfahren, welches granuläre Materialien betrachtet, das Bindeglied zwischen der Finiten Element Methode und den Analogexperimenten.

2 Ausblick

Basierend auf den Ergebnissen dieser Arbeit, die ausschließlich 2-dimensionale Modell betrachtet, sollte die Mechanik eines *forearc* Gebietes nochmals mit allen drei Simulationstechniken in einem 3-dimensionalen Modellaufbau analysiert werden. Der Schwerpunkt liegt dabei neben Parameterstudien auf der Untersuchung des Einflusses schiefer Konvergenz bzw. lateraler Variationen.

Zudem soll getestet werden, welche Analyseansätze bzw. Auswertemethoden 3-dimensionaler Analogexperimente in die Interpretation äquivalenter DEM Modelle einfließen können. Dabei ist von besonderem Interesse, wo und mit welchem Verlauf Tiefenprofile im 'numerischen Sandkasten' gelegt werden sollen. Parallel dazu muss die Auflösung der DEM Experimente durch Softwareoptimierungen weiter erhöht werden, um die Ergebnisse zunehmend mit denen der Analogexperimente vergleichbar zu machen.

Für die Simulationen mit der Methode der Finiten Elemente sollte versucht werden, Kontaktelementen in die FE Gitter zu integrieren, die ein 'Aufreißen' an Knotenpunkten bei einem Überschreiten einer kritischen Scherspannung erlauben. Dies schafft vielleicht die Möglichkeit eine 'echte' basalen Scherzone zu simulieren. Dabei würden einerseits Informationen zur Scherspannungsverteilung bzw. der Scherspannungsentwicklung innerhalb der Scherzone gewonnen und andererseits der Einfluss einzelner Parameter auf die Spannungen in der Scherzone untersucht werden. Die dabei erhaltenen Informationen könnten wiederum in die DEM Simulationen einfließen, wo möglicherweise durch die Kombination von kugelförmigen und elliptischen Partikeln die 'Selbststeuerung' der Reibungseigenschaften innerhalb einer Scherzone simuliert werden kann. Die elliptischen Partikel sind dabei unter zunehmendem Auflastdruck bestrebt sich ausrichten, beispielsweise bei steigender Tiefe innerhalb eines Subduktionskanals. Damit verbunden ist eine Abnahme der Kontaktanzahl und infolge dessen sinkt die interne Reibung innerhalb dieses Schichtpaketes. Hieraus ergibt sich u.a. die Frage, wie verhält sich einerseits ein sehr dicht gepacktes Granulat mit einer sehr diffusen Partikelverteilung und andererseits welche Einflüsse die Kombination kugelförmigen und elliptischen Partikeln haben könnte.

Zudem sollten auch entlang der in den FE Keilen als potentielle Störungen identifizierten Bereich hoher Scherspannungen die betreffenden Elemente schrittweise durch Kontaktelemente ersetzt werden. Dies liefert zum einen Aussagen zur Kinematik der Störungen im Akkretionskeil und ermöglicht zum anderen, auch in FE Experimenten große Deformationen in einem Mohr-Coulomb Material. Infolge dessen wären die Ergebnisse der FE Simulationen und der DEM Experimente in einem weiteren Punkt vergleichbar.

Literaturverzeichnis

- Anandarajah, A. & N. Kuganenthira (1995): Some aspects of fabric anisotropy of soil. *Géotechnique*, vol. 45, no.1, S. 69-81.
- Antonelli, M. A. & D. D. Pollard (1995): Distinct element modeling of deformation bands in sandstone. *Journal of Structural Geology*, vol. 17, p. 1165-1182.
- Bardet, J.P. (1994): Observations on the effects of particle rotations on the failure of idealized granular materials. *Mechanics of Materials*, vol. 18, p. 159-182.
- Barr, T. D. & F. A. Dahlen (1990): Constraints on friction and stress in the Taiwan fold-and-thrust belt from heat flow and geochronology. *Geology*, vol.18, p.111-115.
- Bathe, K.-J. (1986): *Finite-Elemente-Methoden*. Springer-Verlag, Berlin.
- Beaumont, C., Fullsack, P. & J. Hamilton (1994): Styles of crustal deformation caused by subduction of the underlying mantle. *Tectonophysics*, vol. 232, p. 119-132.
- Beaumont, C., Ellis, S. & A. Pfiffner (1999): Dynamics of sediment subduction-accretion at convergent margins: Short-term modes, long-term deformation, and tectonic implications. *Journal of Geophysical Research*, vol. 104, p. 17,573-17,601.
- Bird, P. (1996): Computer simulations of Alaskan neotectonics; *Tectonics*, vol. 15, p. 225-236.
- Brace, W. F. & D. L. Kohlstedt (1980): Limits on Lithospheric Stress Imposed by Laboratory Experiments. *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, p. 6,248-6,252.
- Bray, C. J. & D. E. Karig (1985): Porosity of sediments in accretionary prisms and some implications for dewatering processes. *Journal of Geophysical Research*, vol. 90, p. 768-778.
- Breen, N. A. & D. L. Orange (1992): The effects of fluid escape on accretionary wedges 1. Variable porosity and wedge convexity. *Journal of Geophysical Research*, vol. 97, p. 9,265-9,275.
- Bruno, M.S. & R.B. Nelson (1991): Microstructural analysis of the inelastic behavior of sedimentary rock. *Mechanics of Materials*, vol. 12, p. 95-118.
- Burbridge, D. R. & J. Braun (1998): Analogue models of obliquely convergent continental plate boundaries. *Journal of Geophysical Research*, vol. 103, p. 15,221-15,237.
- Byerlee, J. (1978): Friction of Rocks. *Pure and Applied Geophysics*, vol. 116, p. 615-626.
- Byrne, D. E., Sykes, L. R. & D. M. Davis (1992): Great thrust earthquakes and aseismic slip along the plate boundary of the Makran subduction zone. *Journal of Geophysical Research*, vol. 97, p. 449-478.
- Byrne, D. E., Wang, W.-H. & D. M. Davis (1993): Mechanical role of backstops in the growth of forearcs. *Tectonics*, vol. 12, p. 123-144.
- Campbell, C. S., Cleary, S.W. & M. Hopkins (1995): Large-scale landslide simulations: Global deformation, velocities and basal friction. *Journal of Geophysical Research*, vol. 100, p. 8,267-8,283.
- Chapman, R. E. (1974): Clay diapirism and overthrust faulting. *Bull. Geol. Soc. Am.*, vol. 85, 1597-1602.
- Chapple, W. M. (1978): Thin-skinned fold-and-thrust belts. *Geological Society of America Bulletin*, vol. 89, p. 1,189-1,198
- Chase, C. G. (1978): Plate kinematics: the Americas, East Africa, and the rest of the world. *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 37, 355-368.

- Christensen, N. I. (1996): Poisson's Ratio and crustal seismology. *Journal of Geophysical Research*, vol. 101, p. 1,103-1,118.
- Christeson, G. L., Shaw, P. R. & J. D. Garmany (1997): Shear and compressional wave structure of the East Pacific Rise, 9° - 10°N. *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, p. 7,821-7,835.
- Cloos, M. & R. L. Shreve (1988): Subduction-Channel Model of Accretion, Melange Formation, Sediment Subduction, and Subduction Erosion at Convergent Plate Margins: 1. Background and Description, 2. Implications and Discussion. *Pure and Applied Geophysics*, vol. 128, 455-545.
- Coleman, J.M. & D.B. Prior (1988): Mass Wasting on Continental Margins. *Ann. Rev. Earth Planet Science*, vol. 16, p. 101-119.
- Colletta, B. & J. F. Ballard (1991): Computerized X-ray tomography analysis of sandbox models: Examples of thin-skinned thrust systems. *Geology*, vol. 19, p. 1,063-1,067.
- Collier, J. S. & R. S. White (1990): Mud diapirism within Indus fan sediments: Murray Ridge, Gulf of Oman. *Geophys. J. Int.*, vol. 101, p. 345-353.
- Cundall, P. A. (1974): A computer model for rock-mass behavior using interactive graphics for the input and output of geometrical data. Report MRD-2-74 prepared at the University of Minnesota under Contract number DACW 45-74-C-006, for the Missouri River Division, US Army Corps of Engineers.
- Cundall, P. A. (1978): BALL- a program to modal granular media using distinct element method. Technical Note, Advanced Technology Group, Dames & Moore, London.
- Cundall, P. A. & O. D. L. Strack (1978): The Distinct Element Method as a Tool for Research in Granular Media. Report to the National Science Foundation, concerning NSF grant ENG76-20711.
- Cundall, P. A. & O. D. L. Strack (1979): A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, vol. 29, p. 47-65.
- Cundall, P. A. & O. D. L. Strack (1983): Modeling the microscopic mechanisms in granular material. *Mechanics of Granular Materials: New Models and Constitutive Relations*, edited by J. T. Jenkins & M. Satake. Amsterdam, Elsevier Science Publisher, p. 137-149.
- Cundall, P. A. (1987): Distinct element models of rock and soil structure. in *Analytical and computational methods in engineering rock mechanics*, edited by Brown, E.T., London, Allen & Unwin, p. 129-163.
- Cundall, P. A. (1988): Computer simulations of dense sphere assemblies. *Micromechanics of Granular Materials*, edited by M. Satake & J. T. Jenkins. Elsevier Science Publisher, New York, p. 343-352.
- Cundall, P. A. & R. D. Hart (1989): Numerical Modeling of Discontinua. in *Proceedings. 1st U.S. Conference on Discrete Element Method*, edited by G.G.W. Mustoe, M. Henriksen & H.-P. Huttelmaier, CSM Press, Golden.
- Dahlen, F. A. (1984): Noncohesive Critical Coulomb Wedges: An Exact Solution. *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, p. 10,125-10,133.
- Dahlen, F.A., Suppé, J. & D. Davis (1984): Mechanics of fold-and-thrust belts and accretionary wedges: Cohesive Coulomb theory. *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, p. 10087-10101.
- Dahlen, F. A. (1990): Critical taper model of fold-and-thrust belts and accretionary wedges. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, vol. 18, p. 55-99.
- Dantu, S. (1957): Contribution à l'étude mécanique et géométrique des milieux pulvérulents. *Proc. 4th Int. Conf. Soil Mech. Fdn Engng. London*, p. 144-158.
- Davis, D. M., Suppe, J. & F. A. Dahlen (1983): Mechanics of fold and thrust belts and accretionary wedges. *Journal of Geophysical Research*, vol. 88, p. 1153-1172.

- Davis, D. M. & R. J. Lillie (1994): Changing mechanical response during continental collision: active examples from the foreland thrust belts of Pakistan. *Journal of Structural Geology*, vol. 16, p. 21-34.
- Davis, D. M. & R. v. Huene (1987): Inferences on sediment strength and fault friction from structures of the Aleutian Trench. *Geology*, vol. 15, p. 517-522.
- De Jong, K. A. (1982): Tectonics of the Persian Gulf, Gulf of Oman, and southern Pakistan region. In: Nairn, A. E. M., Staehli, F. G. (Eds.). *The Ocean Basins and Margins*, Vol. 6: The Indian Ocean, p. 315-351
- De Josselin de Jong, G. & A. Verruijt (1969): Etude photo-élastique d'un empilement de disques. *Cah. Grpe fr. Etud. Rhéol.*, vol. 2, p. 73-86.
- DeMets, C., Gordon, R. G., Argus, D. F. & S. Stein (1990): Current plate motions. *Geophysical Journal International*, vol. 101, p. 425-478.
- Dobry, R. & T.-T. Ng (1992): Discrete Modeling of Stress-Strain Behavior of Granular Media at Small and Large Strains. *Journal for Engineering Computations*, Special Issue, vol. 9, p.129-143.
- Dunbar, J. A. & D. S. Sawyer (1996): Three-dymensional dynamical model of continental rift propagation and margin plateau formation. *Journak of Geophysical Research*, vol. 101, p. 27,845-27,863.
- Dykstra, J. D. & R. W. Birnie (1979): Segmentation of the Quaternary Subduction Zone under the Baluchistan Region of Pakistan and Iran. In: *Geodynamics of Pakistan*, Farah, A. & K. A. DeJong (eds), Geological Survey of Pakistan, Quetta, p. 319-323.
- Eisbacher, G. H. (1991): Einführung in die Tektonik. Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart.
- Elliot, D. (1976): The motion of thrust sheets. *Journal of Geophysical Research*, vol. 81, p. 949-963.
- Emermann. & D. Turcotte (1983): A fluid model for the shape of accretionary wedges. *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 63, p. 379-384.
- Erickson, S. G. (1995): Mechanics of triangle zones and passive-roof duplexes: implications of finite-element models. *Tectonophysics*, vol. 245, p. 1-11
- Fagan, M. J. (1992): *Finite Element Analysis: Theory and Practice*, Longman Scientific and Technical, Harlow.
- Farhoudi, G. & D.E. Karig (1977): Makran of Iran and Pakistan as an active arc system. *Geology*, vol. 5, p. 664-668.
- Feeser, V., Moran, K. & W. Brückmann (1993): 21. Stress-regime-controlled yield and strength behavior of sediment from the frontal part of the nankai accretionary prism. In: Hill, I.A., Taira, A., Firth, J.V. et al., 1993. *Proceeding of the Ocean Drilling Program, Scientific Results*, vol. 131, p. 261-273.
- Flüh, E.R., Kukowski, N. & Ch. Reichert (1997): FS Sonne Fahrtbericht SO123 MAMUT. *GEOMAR Report 62*, S. 243 - 245.
- Fowler, S. R., White, R. S. & K. E. Loudon (1989): Sediment dewatering in the Makran accretionary prism. *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 75, p. 427-438.
- Fruehn, J., White, R. S. & T. A. Minshull (1997): Internal deformation and compaction of the Makran accretionary wedge. *Terra Nova*, vol. 9, no. 3, p. 101-104
- Gaedicke, C. (1995): Deformation von Sedimenten im Nankai-Akkretionskeil, Japan. Bilanzierung tektonischer Vorgänge anhand von seismischen Profilen und Ergebnissen der ODP_Bohrung 808. *Dissertation. GEOMAR Report 43*.
- Gordon, R. G. & C. DeMets (1989): Present-Day Motion Along the Owen Fracture Zone and Dalrymple Trough in the Arabian Sea. *Journal of Geophysical Research*, vol. 94, p. 5,560-5,570.
- Grevemeyer, I., Rosenberger, A., & H. Villinger (2000): Natural gas hydrates on the continental slope off Pakistan: constraints from seismic techniques. *Geophys. J. Int.*, vol. 140, 295-310.

- Gutscher, M. A., Kukowski, N., Malavielle, J. & S.E. Lallemand (1996): Cyclical behavior of thrust wedges: Insight from high basal friction sandbox experiments. *Geology*, vol. 24, p. 135-138.
- Gutscher, M. A., Kukowski, N., Malavielle, J. & S.E. Lallemand (1998a): Material transfer in accretionary wedges from analysis of a systematic series of analog experiments. *Journal of Structural Geology*, vol. 20, p. 407-416.
- Gutscher, M. A., Kukowski, N., Malavielle, J. & S.E. Lallemand (1998b): Episodic imbricate thrusting and underthrusting; Analog experiments and mechanical analysis applied to the Alaskan Accretionary wedge. *Journal of Geophysical Research*, vol. 103, p. 10,161-10,176.
- Haff, P. K. (1993): Discrete mechanics, in *Granular Matter: An Interdisciplinary Approach*, edited by Anita Mehta. Springer Verlag New York, p. 141-160.
- Haq, S. S. B. & D. M. Davis (1997): Oblique convergence and the lobate mountain belts of western Pakistan. *Geology*, vol. 25, no. 1, p. 23-26.
- Harms, J. C., Cappel, H. N. & D. C. Francis (1984): The Makran coast of Pakistan: Its stratigraphy and hydrocarbon potential. In: *Marine Geology and Oceanography of Arabian Sea and Coastal Pakistan*, B. U. Haq & J. D. Milliman (Eds.), p. 3-26, Van Nostrand Reinhold, New York.
- Hoshino, K., Koide, H., Inami, K., Iwamura, S. & S. Mitsui (1972): Mechanical properties of Japanese Tertiary sedimentary rocks under high confining pressure. Report 233, Geological Survey of Japan, Kawasaki.
- Hubbert, M. K. & W. W. Rubey (1959): Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting; I. Mechanics of fluid filled porous solids and its application to overthrust faulting. *Geological Society of America Bulletin*, vol. 70, p. 115-166.
- Hubert, M. L. (1937): Theory of scale models as applied to the study of geological structures. *Geological Society of America Bulletin*, vol. 48, p. 1,459-1,520.
- Hyndman, R. D. & M. J. Drury (1976): The physical properties of oceanic basement rocks from deep drilling on the Mid-Atlantic Ridge. *Journal of Geophysical Research*, vol. 81, p. 4,042-4,052.
- Jackson, J., Haines, J. & W. Holt (1995): The accommodation of Arabia-Eurasia plate convergence in Iran. *Journal of Geophysical Research*, vol. 100, p. 15,205-15,219.
- Jakob, K. H. & R. L. Quittmeyer (1979): The Makran Region off Pakistan and Iran: Trench-Arc System with Active Plate Subduction. In: *Geodynamics of Pakistan*, Farah, A. & K. A. DeJong (Eds.), Geological Survey of Pakistan, Quetta, p. 305-317.
- Jenkins, J. T. & S. B. Savage (1983): A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 130, p. 187-202.
- Johnson, K. L. (1985): *Contact Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, England, p. 306-311.
- Karig, D. E. (1986): Physical properties and mechanical state of accreted sediments in the Nankai Trough, Southwest Japan Arc. *Geological Society of America, Memoir 166*, p. 117-133.
- Karig, D. E. (1990): Experimental and observational constraints on the mechanical behaviour in the toes of accretionary prisms. *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*, edited by R.J. Knipe & E.H. Rutter. Geological Society Special Publication, no. 54, p. 383-398.
- Kawai, T., Takeuchi, N. & T. Kumeta (1981). New discrete models and their application to rock mechanics. *Proc. Int. Symp. on Weak Rock*, Tokyo, p. 725-730.
- Kenyon, N. H. (1987): Mass-wasting features on the continental slope of Northwest Europe. *Marine Geology*, vol. 74, p. 57-77.
- Kopp, C., Fruehn, J., Flueh, E. R., Reichert, C., Kukowski, N., Bialas, J. & D. Klaeschen (2000): Structure of the Makran subduction zone from wide-angle and reflection seismic data. *Tectonophysics*, vol. 329, p. 171-191.

- Koyi, H. (1997): Analogue modelling: From a qualitative to a quantitative technique - a historical outline. *Journal of Petroleum Geology*, vol. 20(2), p. 223-238.
- Krantz, R.W. (1991): Measurements of friction coefficients and cohesion for faulting and fault reactivation in laboratory models using sand and sand mixtures. *Tectonophysics*, vol. 188, p. 203-207.
- Kukowski, N., v. Huene, R., Malavielle, J. & S. E. Lallemand (1994): Sediment accretion against a buttress beneath the Peruvian continental margin at 12° S as simulated with sandbox modeling. *Geol. Rundschau*, Vol. 83, S. 822- 831.
- Kukowski, N., Schillhorn, T., Flueh, E. R. & K. Huhn (2000): A newly identified strike slip plate boundary in the north-east Arabian Sea. *Geology*, vol. 28, p. 355-358.
- Kukowski, N., Schillhorn, T., Huhn, K., v. Rad, U., Husen, S. & E. R. Flueh (2001): Morphotectonics and mechanics of the central Makran accretionary wedge off Pakistan. *Marine Geology*, vol. 173, p. 1-19.
- Kukowski, N., Malavielle, J., Lallemand, S. E., Gutscher, M.A. & T.J. Reston: Mechanical decoupling and basal duplex formation observed in sandbox experiments with application to the Western Mediterranean Ridge accretionary complex. *Marine Geology* in press, special volume edited by T.J. Reston & G. Westbrook.
- Laane, J. L. & W.-P. Cheng (1989): The Makran earthquake of 1983 April 18: A possible analogue to Puget Sound earthquake of 1965? *Geophys. J. Int.*, vol. 98, p. 1-9.
- Lallemand, S. E., Malavielle, J. & S. Calassou (1992): Effects of oceanic ridge subduction on accretionary wedges: experimental modeling and marine observations. *Tectonics*, vol. 11, p. 1,301-1,313.
- Lallemand, S. E., Schnürle, P. & J. Malavielle (1994): Coulomb theory applied to accretionary and nonaccretionary wedges: Possible causes for tectonic erosion and/or frontal accretion. *Journal of Geophysical Research*, vol. 99, p. 12,033 - 12,055.
- Lee, H. J., Schwab, W.C., Edwards, B.D. & R.E. Kayen (1991): Quantitative Controls on Submarine Slope Failure Morphology. *Marine Geotechnology*, vol. 10, p. 143-157.
- Leggett, J. K. & J. Platt (1984): Structural Features of the Makran Fore-arc on Landsat Imagery. In: *Marine Geology and Oceanography of Arabian Sea and Coastal Pakistan*, B. U. Haq & J. D. Milliman (Eds.), p. 33-44, Van Nostrand Reinhold, New York
- Lenardic, A. (1998): On the partitioning of mantle heat loss below oceans and continents over time and its relationship to the Archaean paradox. *Journal of Geophysical Research*, vol. 134, p. 706-720.
- Liu, H., McClay, K. R. & D. Powell (1992): Physical models of thrust wedges. in *Thrust Tectonics*, edited by K.R.McClay, Chapman & Hall, London.
- Lohrmann, J., Kukowski, N., Adam, J., & O. Oncken: The control of sand wedges by material properties: sensitivity analyses and application to convergent margins. *subm.*
- Mäkel, G. & J. Walters (1993): Finite-element analyses of thrust tectonics: computer simulation of detachment phase and development of thrust faults. *Tectonophysics*, vol. 226, p. 167-185
- Mandl, G. (1988): *Mechanics of Tectonic Faulting: Models and Basic Concepts*. Elsevier, Amsterdam.
- Marone, C. (1998): Laboratory-derived friction laws and their application to seismic faulting. *Ann. Rev. Earth Planet. Sciences*, vol. 26, p. 643-696.
- McClay, K. R. (1996): Recent advances in analogue modelling: uses in section interpretation and validation. in *Modern Development in Structural Interpretation, Validation and Modelling* edited by Buchanan, P.G. & D.A. Nieuwland, Geological Society Special Publications, no. 99, p. 201-225.
- McKenzie, D. (1972): Active tectonics of the Mediterranean region. *Royal Astron. Soc. Geophys. J.* , vol. 30, p. 109-185.

- Mindlin, R. D. & H. Deresiewicz (1953): Elastic spheres in contact under varying oblique forces. *Journal of Applied Mechanics*, vol. 20, p. 327-344.
- Minshull, T. A. & R. S. White (1989): Sediment compaction and fluid migration in the Makran accretionary prism. *Journal of Geophysical Research*, vol. 94, p. 7,387-7,402.
- Minshull, T. A., White, R. S., Barton, P. J. & J. S. Collier (1992): Deformation at plate boundaries around the Gulf of Oman. *Marine Geology*, vol. 104, p. 265-277.
- Moran, K., Brückmann, W., Feeser, V. & R.G. Campanella (1993): 23. In-situ stress conditions at Nankai trough, Site 808. in Hill, I.A., Taira, A., Firth, J.V. et al., 1993. *Proceeding of the Ocean Drilling Program, Scientific Results*, vol. 131, p. 28 -291.
- Morgan, J. K., Karig, D. E. & A. Maniatty (1994): The estimation of diffuse strains in the toe of the western Nankai accretionary prism: A kinematic solution. *Journal of Geophysical Research*, vol. 99, p. 7,019-7,032.
- Morgan, J. K. & D. E. Karig (1995): Kinematics and a balanced and restored cross-section across the toe of the eastern Nankai accretionary prism. *Journal of Structural Geology*, vol. 17, p. 31-45.
- Morgan, J. K. (1997a): Studying Submarine Accretionary Prisms in a 'Numerical Sandbox': Simulations using the Distinct Element Method. *EOS Trans. AGU, San Francisco, Fall Meeting Suppl.* 78, 707.
- Morgan, J. K. (1997b): Kinematic constraints on porosity change in the toe of the Cascadia accretionary prism: Evidence for cementation and brittle deformation in the footwall of the frontal thrust. *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, p. 15,367 - 15,383.
- Morgan, J. K. (1999): Numerical simulations of granular shear zones using the distinct element method 2. Effects of particle size distribution and interparticle friction on mechanical behavior. *Journal of Geophysical Research*, vol. 104, p. 2,721-2,732.
- Morgan, J. K. & M. S. Boettcher (1999): Numerical simulations of granular shear zones using the distinct element method 1. Shear zone kinematics and the micromechanics of localisation. *Journal of Geophysical Research*, vol. 104, p. 2,703-2,719.
- Mountain, G. & W. I. Prell (1990): A multiphase plate tectonic history of the southeast continental margin of Oman. In: Robertson, A. H. F., Searle, M. P. & A. C. Ries (Eds.), *The Geology and Tectonics of the Oman Region*. *Spec. Publ. Geol. Soc. London*, vol. 49, p. 725-743.
- Mugnier, J. L., Baby, P., Colletta, B., Vinour, P., Bale, P., & P. Leturmy (1997): Thrust geometry controlled by erosion and sedimentation: A view from analogue models. *Geology*, vol. 25, p. 427-430.
- Mulugeta, G. (1988): Modelling the geometry of Coulomb thrust wedges. *Journal of Structural Geology*, vol. 10, no. 8, p. 847-859.
- Nayak, P. R. (1972): Surface roughness effects in rolling contact. *Journal of Applied Mechanics*, vol. 39, p. 456-460.
- Ng, T.-T. (1994): Numerical Simulations of Granular Soil using Elliptical Particles. *Computers and Geotechniques* vol. 16, p. 153-169.
- Pacanovsky, K. M., Davis, D. M., Richardson, R. M. & D. D. Coblenz (1999): Intraplate stresses and plate-driving forces in the Philippine Sea Plate. *Journal of Geophysical Research*, vol. 104, p. 1,095-1,110.
- Page, W. D., Alt, J. N., Cluff, L. S. & G. Plafker (1979): Evidence for the recurrence of large-magnitude earthquakes along the Makran coast of Iran and Pakistan. *Tectonophysics*, vol. 52, p. 533-547.
- Paikowsky, S. G. (1991): Interparticle Sliding and Rolling. *Proceedings of the ASCE Engineering Mechanics Specialty Conference, Mechanics Computing in the 1990's and Beyond*, Columbus, vol. 2, p. 1,234-1,238.
- Paterson, M. S. (1978): *Experimental rock deformation: The brittle field*. Springer-Verlag, New York, p. 16-50

- Platt, J. P., Leggett, J. K., Young, J., Raza, H. & S. Alam (1985): Large-scale sediment underplating in the Makran accretionary prism, southwest Pakistan. *Geology*, vol. 13, p. 507-511.
- Powell, C. McA. (1979): A speculative history of Pakistan and surroundings: some constraints from the Indian Ocean. In: *Geodynamics of Pakistan*, Farah, A. & K. A. DeJong (eds), Geological Survey of Pakistan, Quetta, p. 5-24.
- Prins, M. A., Postma, G. & G. J. Weltje (2000): Control of terrigenous sediment supply to the Arabian Sea during the late Quaternary: the Makran continental slope. *Marine Geology*, vol. 169, p. 351-371.
- Quittmeyer, R. L., Farah, A. & K. H. Jakob (1979): The Seismicity of Pakistan and its Relation to Surface Faults. In: *Geodynamics of Pakistan*, Farah, A. & K. A. DeJong (Eds.), Geological Survey of Pakistan, Quetta, p. 305-317.
- Ranalli, G. (1987): *Rheology of the Earth*. Allen & Unwin, Boston.
- Richardson, R. M. & B. L. Cox (1984): Evolution of Oceanic Lithosphere: A Driving Force Study of the Nazca Plate. *Journal of Geophysical Research*, vol. 89, p. 10,043-10,052.
- Richardson, R. M. & D. D. Coblenz (1994): Stress modeling in the Andes: Constraints on the South American intraplate stress magnitudes. *Journal of Geophysical Research*, vol. 99, p. 22,015-22,025.
- Roeser, H. A. & Scientific Party (1997): MAKRAN I: The Makran accretionary wedge of Pakistan - tectonic evolution and fluid migration (part 1). Cruise Report SO 112, BGR, Hannover, Archive No. 116,643.
- Rothenburg, L. & R. J. Bathurst (1992a): Micromechanical features of granular assemblies with planar particles. *Géotechnique*, vol. 42, p. 79-95.
- Rothenburg, L. & R. J. Bathurst (1992b): Effects of particle shape on micromechanical behavior of granular materials. *Advances in Micromechanics of Granular Materials*, p. 343-352.
- Rothenburg, L. & R. J. Bathurst (1993): Influence of particle eccentricity on micromechanical behavior of granular materials. *Mechanics of Materials*, vol. 16, p. 141-152.
- Rundkvist, D. V. & I. M. Rotwain (1994): Present-day geodynamics and seismicity of Asia Minor. *Computational Seismology and Geodynamics*, vol. 3, p. 130-149.
- Saltzer, S. D. & D. D. Pollard (1992): Distinct element modeling of structures formed in sedimentary overburden by extensional reactivation of basement faults. *Tectonics*, vol. 11, p. 165-174.
- Saltzer, S. D. (1993): Boundary conditions in sandbox models of crustal extension: An analysis using distinct elements. *Tectonophysics*, vol. 215, p. 349-362.
- Schellart, W. P. (2000): Shear test results for cohesion and friction coefficients for different granular materials: Scaling implications for their usage in analogue modelling. *Tectonophysics*, vol. 324, p. 1-16.
- Sengör, A. M. C., Altmer, D., Cin, A., Ustaömer, T. & K. J. Hsü (1988): Origin and assembly of the Thetysides orogenic collage at the expense of Gondwanaland. In: *Gondwana and Thetys*, M. G. Audley-Charles & A. Hallam (Eds.), Geological Society, London, Special Publication 37, p. 119-181.
- Serrano, A. A. & J. M. Roderiguez-Ortiz (1973): A contribution to the mechanics of heterogeneous granular media. *Proc. Sym. Plasticity and Soil Mechanics*, Cambridge.
- Snead R. (1964): Active mud volcanoes of Baluchistan, West Pakistan. *Geograph. Rev.* 54, p. 545-560.
- Spencer, J. & A. Nur (1974): Effects of high-temperature, variable pressure pore water on seismic velocities. *Geophysical Research Letter*, vol. 55, p. 1,195-1,207.
- Stoffers, P. & D. A. Ross (1979): Late Pleistocene and Holocene sedimentation in the Persian Gulf of Oman. *Sediment. Geol.*, vol. 23, p. 181-208.

- Telford, W. M., Sheriff, R. E. & L. P. Geldart (1990): *Applied Geophysics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Thornton, C. (1989): Applications of DEM to process engineering problems. 1st U.S. Conference on Discrete Element Method, edited by G.G.W. Mustoe, M. Henriksen & H.-P. Huttelmaier, CSM Press, Golden.
- Ting, J. M. (1992): A robust algorithm for ellipse-based discrete element modelling of granular materials. *Computer and Géotechniques*, vol. 13, p. 175-186.
- Trent, B. C. & L. G. Margolin (1994): Modeling fracture in cemented granular materials. *Fracture Mechanics Applied in Geotechnical Engineering*. L. E. Vallejo & R. Y. Liang. New York, ASCE Geotech. Spec. Pub. Am. Soc. of Civ. Eng., vol. 43, p. 54-69.
- Turcotte, D. L. & G. Schubert (1982): *Geodynamics: Applications of Continuum Physics to Geological Problems*. John Wiley and Sons, New York
- Vanbrabant, Y., Jongmans, D., Hassani, R. & D. Bellino (1999): An application of two-dimensional finite-element modelling for studying the deformation of the Variscan fold-and-thrust belt (Belgium). *Tectonophysics*, vol. 309, p. 141-159.
- v. Huene, R. & D. W. Scholl (1991): Observations at convergent margins concerning sediment subduction, subduction erosion, and the growth of continental crust. *Reviews of Geophysics*, vol. 29, no. 3, p. 279-316.
- v. Rad, U. & H. Dose (1998): MAKRAN II: The Makran accretionary wedge of Pakistan - tectonic evolution and fluid migration (part 2). Cruise Report SO 130, BGR, Hannover, Archive No. 117,368.
- Wakabayashi, T. (1957): Photoelastic method for determination of stress in powdered mass. *Proc. 7th. Nat. Congr. Appl. Mech.*, p. 153-192.
- Wang, W.-H. & D. M. Davis (1994): The influence of tectonically-driven pore fluid pressures on the mechanics of a forearc. *EOS*, vol. 75, p. 598.
- Wang, W.-H. & D. M. Davis (1996): Sandbox model simulation of forearc evolution and noncritical wedges. *Journal of Geophysical Research*, vol. 101, p. 11,329-11,339.
- Wessel, P. & W.H.F. Smith (1991): Free software helps map and display data. *EOS*, vol. 72, p. 445-446.
- White, R. S. (1977): Recent fold development in the Gulf of Oman. *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 36, p. 85-91.
- White, R. S. (1979): Deformation of the Makran continental margin. In: *Geodynamics of Pakistan*, Farah, A. & K. A. DeJong (Eds.), Geological Survey of Pakistan, Quetta, p. 295-304.
- White, R. S. & K. E. Loudon (1982): The Makran Continental Margin: Structure of a Thickly Sedimented Convergent Plate Boundary. In: *Watkins, J. S. & C. L. Drake (Eds.), Studies in Continental Margin Geology*. Mem. Am. Assoc. Pet. Geol., vol. 34, p. 499-518.
- White, R. S. (1984): Active and passive plate boundaries around the Gulf of Oman, north-west Indian Ocean. *Deep Sea Research*, vol. 31, p. 731-745.
- Whitmarsh, R. B. (1979): The Owen Basin off the south-east margin of Arabia and the evolution of the Owen Fracture Zone. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, vol. 58, p. 441-470.
- Willett, S. (1992): Dynamic and kinematic growth and change of a Coulomb wedge. In: *K. R. McClay (Ed.), Thrust Tectonics*, Chapman and Hall, London, p. 19-31.
- Willett, S. (1999): Rheological dependence of extension in wedge models of convergent orogens. *Tectonophysics*, vol. 305, p. 419-435.
- Xiao, H.-B., Dahlen, F. A. & J. Suppé (1991): Mechanics of extensional wedges. *Journal of Geophysical Research*, vol. 96, p. 10,301-10,318.
- Yin, A. (1993): Mechanics of wedge-shaped fault blocks, 1. An elastic solution for compressional wedges. *Journal of Geophysical Research*. vol. 98, p. 14,245-14,256.

- Zhao, W.-L., Davis, D. M., Dahlen, F. A. & J. Suppe (1986): Origin of Convex Accretionary Wedges: Evidence From Barbados. *Journal of Geophysical Research*, vol. 91, p. 10,246-10,258.
- Zoback, M. L. & M. Zoback (1980): State of Stress in the Conterminous United States. *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, p. 6,113-6,156.
- Zubelwicz, A. (1980): Contact element method. Doctoral thesis presented to the Technical University of Warsaw, Poland.

Abbildungsverzeichnis

Abb. I-1.1: Diese Abbildung zeigt den strukturellen Aufbau einer Subduktionszone.	1
Abb. I-2.1: Das Hooke'sche Gesetz beschreibt die Deformation in einem elastischen Körper.....	3
Abb. I-2.2: Die Abbildung zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve für eine elastisch perfekt plastische Rheologie.	4
Abb. I-2.3: Diese Abbildung zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve im Fall einer elasto-plastischen Rheologie mit <i>strain hardening / strain softening</i>	4
Abb. I-2.4: Das Mohr-Coulomb'sche Bruchkriterium beschreibt das Verhältnis der Normalspannungen zu den wirkenden Scherspannungen auf einer Bruchfläche.	5
Abb. I-2.5: Die Abbildung zeigt den allgemeinen Aufbau eines Akkretionskeils und den grundsätzlichen Massentransfer im <i>forearc</i> Bereich aktiver Subduktionszonen.	6
Abb. I-2.6: Im Bereich von Subduktionszonen können zwei generelle Massentransfermechanismen beobachtet werden.	7
Abb. I-2.7: Schematische Darstellung der wichtigen Parameter zur Beschreibung der Deformationsprozesse bzw. des Spannungszustandes in kompressiven Keilen.	9
Abb. I-2.8: Für jeden Keil lässt sich anhand des Stabilitätsdiagramms entsprechend seinem Abtauchwinkel ein kritischer Hangneigungswinkel bestimmen (modifiziert nach Dahlen, 1984).	9
Abb. I-2.9: Die Stoffkennkurven eines Gesteins der oberen Kruste (a) und der im Analogexperiment verwendeter Sande (b) zeigen ein elasto-plastisches Verhalten mit <i>strain hardening/strain softening</i> beider Materialien.	10
Abb. I-3.1: Diese Übersichtskarte zeigt die plattentektonische Situation im Bereich der Makran Subduktionszone. In grau unterlegt ist das Untersuchungsgebiet dieser Arbeit. Für die folgenden Simulationen wird das reflexionsseismische Profil CAM 30 verwendet.	12
Abb. I-3.2: Die Erdbebenverteilung im Bereich der Makran Subduktionszone.	12
Abb. I-3.3: 3-D perspektivische Darstellung der bathymetrischen Daten aus dem zentralen Bereich des Makran Akkretionskeils.	14
Abb. I-3.4: Die Abbildung zeigt das tiefenmigrierte Reflexionsprofil CAM 30.	17
Abb. II-1.1: Abbildung a) zeigt den zu untersuchenden Körper und b) das dazugehörige Finite Element.	19
Abb. II-1.2: Diese Abbildung zeigt die Geometrie der Bewegung eines Körpers in einem kartesischen Koordinatensystem (modifiziert nach Bathe, 1986; Handbuch NISA). Die Beschriftungen entsprechen den Definitionen im Text bzw. den Gleichungen (12) - (24).	23
Abb. II-1.3: Der geometrische Aufbau des Modell zur Untersuchung der Spannungsverteilung in einem Akkretionskeil.	25
Abb. II-1.4: Diese Abbildung gibt einen kleinen Überblick über das breite Spektrum der zur Verfügung stehenden Elementtypen (NISA Handbuch).	25
Abb. II-1.5: Das Programm NISA bietet eine Vielzahl an 2D-Schalenelementen die sich in ihrer geometrischen Form und der Anzahl der Knoten unterscheiden.	26
Abb. II-1.6: Diese schematische Darstellung zeigt den allgemeinen geometrischen Aufbau des FE Modells. Dieses setzt sich aus vier verschiedenen Materialien zusammen.	27
Abb. II-1.7: Schematische Darstellung des vollständig definierten Finite Elemente Modells (FG = Freiheitsgrade).	28
Abb. II-1.8: Schematische Darstellung der Scherspannungen im Akkretionskeil und die Kennzeichnung der Bereiche in denen die Scherspannungen am Décollement (τ_{Dec}) die kritischen Spannungswerte (τ_{krit}) überschreiten.	28
Abb. II-1.9: Diese Abbildung zeigt die Scherspannungsverteilung sowie die Verschiebungen nach 200 m Konvergenz. Die Verschiebungen sind jeweils mit einem Faktor 5 überhöht auf dem deformierten Gitter dargestellt.	31
Abb. II-1.10: Durch die Variation der Geometrie des <i>Backstops</i> wird die Mächtigkeit des Subduktionsfensters bestimmt.	32
Abb. II-1.11: Die jeweiligen Scherspannungen nehmen sowohl für ein schwaches als auch ein starkes basales Décollement bei einer Zunahme der Mächtigkeit des Subduktionsfensters (W1 - W3) ab. Im Falle eines geschlossenen Subduktionsfensters erreichen die Scherspannungen Werte von mehr als 200 MPa (angezeigt durch die weißen Flächen).	33
Abb. II-1.12: Die Tests zur Modellgeometrie zeigen, dass ab einer Gesamtlänge des Modells von 100 km die Spannungsverteilung konstant bleibt.	33
Abb. II-1.13: Der <i>work hardening</i> Parameter berechnet sich aus der Steigung der Geraden im elastischen und elasto-plastischen Bereich (modifiziert nach Feeser, CAU Kiel; unveröffentlicht).	35
Abb. II-1.14: Die Scherspannungen in der Oberplatte variieren bereits stark bei einer geringfügigen Veränderung des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente. Die Scherspannungen werden jeweils auf dem deformierten Gitter dargestellt. Die Verschiebung der einzelnen Gitterpunkte wird zur Verdeutlichung der Deformation mit dem Faktor 5 skaliert.	37

<i>Abb. II-1.15:</i> Hier dargestellt ist die Scherspannungsverteilung in der Oberplatte bei einer Variation des Elastizitätsmoduls der akkretierten Sedimente. Die Deformation der Gitter ergibt sich aus der Verschiebung der einzelnen Knoten, welche jeweils mit einem Faktor 5 skaliert werden.	38
<i>Abb. II-1.16:</i> In dieser Modellserie wird die basale Reibung am Décollement variiert. Die Scherspannungen im Akkretionskeil nach 200 m Konvergenz sind hier auf den deformierten Gittern dargestellt.	41
<i>Abb. II-1.17:</i> Anhand des Vergleiches der akkumulierten und der kritischen Scherspannungen können aktive Störungszonen identifiziert werden. Unterhalb der FE Keile werden mit einem roten Strich die Bereiche gekennzeichnet, in denen die Keilbasis versagen würde.	42
<i>Abb. II-1.18:</i> Hier sind die akkumulierten Scherspannungen für drei unterschiedliche Reibungswinkel des Décollements nach 200 m Konvergenz dargestellt. Die Deformation der Gitter ergibt sich aus den Verschiebungen skaliert mit einem Faktor von 10. Unterhalb der FE Keile werden mit einem roten Strich die Bereiche gekennzeichnet, in denen die Keilbasis versagen würde.	44
<i>Abb. II-1.19:</i> Gezeigt ist die Spannungsentwicklung für eine schwache Décollementzone (17°) zwischen 30 m und 200 m Konvergenz, sowie eine Analyse der Mechanik für die letzten drei betrachteten Schritte durchgeführt. Mit einem roten Strich gekennzeichnet sind die Bereiche, in denen die Keilbasis versagen würde.	47
<i>Abb. II-1.20:</i> Gezeigt ist die Spannungsentwicklung für eine starke Décollementzone (32°) sowie eine Analyse der Mechanik entlang verschiedener Profilschnitte. Unterhalb der Keils werden mit einem roten Strich die Bereiche gekennzeichnet, in denen die Keilbasis versagen würde.	48
<i>Abb. II-1.21:</i> Schematische Darstellung der Scherspannungsverteilung in der Décollementzone infolge der Verschiebung der basalen Knotenpunkte, die die Abtauchbewegung der ozeanischen Platte simulieren.	50
<i>Abb. II-1.22:</i> Die Scherspannungen im Décollement werden durch das Elastizitätsmodul der akkretierten Sedimente beeinflusst.	50
<i>Abb. II-1.23:</i> Für die als realistische E-Module der akkretierten Sedimente identifizierten Werte ist der Spannungstrend im Décollement identisch.	51
<i>Abb. II-1.24:</i> Die basale Reibung des Décollements hat ebenfalls einen entscheidenden Einfluss auf die Scherspannungsmagnituden in der Plattengrenzfläche.	51
<i>Abb. II-1.25:</i> Das Scherspannungsfeld in einer schwachen (a) und einer starken (b) Décollementzone zeigt keine Veränderungen mit der Zeit.	52
<i>Abb. II-1.26:</i> Eine schematische Darstellung des anhand der seismischen Daten aufgebauten Finite Elemente Modells. Dargestellt sind die festgelegten Materialgrenzen und die Randbedingungen.	54
<i>Abb. II-1.27:</i> Spannungsentwicklung im Modell des Makran Akkretionskeils.	56
<i>Abb. III-1.1:</i> Versuchsaufbau zur Beschreibung des Berechnungsalgorithmus der Kontaktkräfte und Verschiebungen zum Zeitpunkt $t = t_0$. (Abkürzungen und Symbole siehe Text).	61
<i>Abb. III-1.2:</i> Zum Zeitpunkt t_1 wurden beide Grenzflächen um den Betrag $\Delta n = v\Delta t$ verschoben. Diese Randbedingung hat Deformation an den Punkten A und C zur Folge.	61
<i>Abb. III-1.3:</i> Zum Zeitpunkt t_2 werden beide Scheiben am Kontaktpunkt B gegeneinander verschoben.	62
<i>Abb. III-1.4:</i> Das Kraft - Verschiebungsgesetzes wird anhand der Scheiben g und h hergeleitet (a). Die Orientierung der wirkenden Kräfte ergibt sich aus Abbildung b), (Bezeichnungen siehe Text).	63
<i>Abb. III-1.5:</i> Die an einem Partikel angreifende Nettokraft F_N berechnet sich sowohl theoretisch (DEM) als auch in der mathematischen Umsetzung (Hertz - Mindlin Theorem) aus der Summe aller Normal- und Scherkräfte. Bei der DEM ist die Magnitude der Überlappung (δD) und beim Hertz - Mindlin Theorem die gemeinsame Kontaktfläche (πR^2 , mit R = Radius der Kontaktfläche) ein Maß für die Deformation.	67
<i>Abb. III-1.6:</i> Die Peak Reibung steigt bei geringer Sphärizität stark an. Der Einfluss der Sphärizität auf die Peak Reibung nimmt bei steigenden Werten ab. (modifiziert nach Rothenburg & Barthurst, 1992b).	70
<i>Abb. III-1.7:</i> Die Peak Reibung wird beeinflusst durch die Kontaktanzahl und Sphärizität e. Mit steigender Anzahl nimmt die Reibung bzw. Festigkeit zu (modifiziert nach Rothenburg & Barthurst, 1992a).	70
<i>Abb. III-1.8:</i> Schematische Darstellung der inhomogenen Matrix.	72
<i>Abb. III-1.9:</i> Abnahme der Anzahl der großen Partikel.	72
<i>Abb. III-1.10:</i> Relativ homogene Matrix, wie auch bei den Versuchen verwendet.	72
<i>Abb. III-1.11:</i> Anhand von b) werden mit Hilfe der in a) und c) gezeigten Scherapparaturen die basalen und internen Reibungen in Abhängigkeit von der Interpartikelreibung bestimmt. Es soll dabei der Einfluss der Rotation der Partikel auf die globalen Reibungen untersucht werden.	74
<i>Abb. III-1.12:</i> 'bas' bzw. 'int' zeigen die Messreihen der basalen bzw. internen Reibung, wobei im Fall 'no roll' die Kugeln in der Scherzelle nicht bzw. bei 'roll' rollen dürfen.	74
<i>Abb. III-1.13:</i> Schematische Skizze der numerischen Sandkiste zu Versuchsbeginn. Die Seitenwände sind starr fixiert und die Kugeln der Bodenplatte dürfen sich nur in einem Freiheitsgrad (FG) bewegen.	76
<i>Abb. III-1.14:</i> Prinzipskizze zur Beschreibung der 2-Dimensionalität des Modells.	77
<i>Abb. III-1.15:</i> Der Initialzustand der numerischen Sandkiste vor Experimentbeginn.	78

Abb. III-1.16: Mit steigender Auflösung nimmt die Konvergenzrate, die zum Erreichen eines kritischen Zustandes notwendig ist, zu. Die roten Kugeln markieren die Lage des schwachen <i>mid - level</i> Décollements, wohingegen die grünen Kugeln nur Marker darstellen.	79
Abb. III-1.17: Anhand des Verschiebungsfeldgradienten kann das 'Auseinanderreißen' einer Störung gezeigt werden (2000 Rechenzyklen pro Kalkulationsschritt).....	80
Abb. III-1.18: Reibungsverteilung in der numerischen Sandkiste.....	83
Abb. III-1.19: In der Partikelkonfiguration markieren grüne Kugeln die Markerschichten und rote Partikel zeigen das MLD.....	83
Abb. III-1.20: Das horizontale Verschiebungsfeld erlaubt die Identifizierung großer Bewegungen im Keil.....	84
Abb. III-1.21: Der Gradient des Verschiebungsfeldes gibt Informationen zur Lage und zur Bewegungsrichtung einer Störung.....	84
Abb. III-1.22: Die Magnitude der Interpartikel- Differenzialspannungen ergibt sich aus der Farbe der an einem Kontakt beteiligten Teilchen: gelb = gering; auf einer Rotskala zunehmend; bis violett = maximal.	84
Abb. III-1.23: Das für die Deformationsanalyse genutzte Gitter im Initialzustand (a) und nach 40 Verkürzungsschritten (c). Die berechneten Deformationsellipsen ergeben sich aus den zur Bestimmung der Partikelpfade (b) genutzten Gitterpunktverschiebungen.	85
Abb. III-1.24: Tests zur Existenz des schwachen <i>mid - level</i> Décollements.	86
Abb. III-1.25: Identifizierung von Rutschungen anhand der Untersuchung des Schersinns von Störungsflächen. (Farbkodierung siehe Kap. III-1.3.5)	91
Abb. III-1.26: Ausgewählte Beispiele zur Untersuchung der Anwendbarkeit der <i>Critical Taper</i> Theorie.....	92
Abb. III-1.27: Die Deformationsellipsen geben die Bereich aktiver Kompression bei 40% bis 60% Verkürzung an. Im Detailausschnitt gezeigt ist eine schematische Darstellung der frontalen Akkretionsschuppen.	94
Abb. III-1.28: Konsolidierungseffekte identifiziert anhand des Verschiebungsfeldes zu Beginn der Konvergenz und nach 18% Verkürzung.	95
Abb. III-1.29: Schematische Darstellung der Bewegungsrichtung der Partikel im gesamten Akkretionskeil.....	97
Abb. III-1.30: Die einzelnen kleinen Pfeile geben die jeweilige Bewegungsrichtung eines Teilchens pro Konvergenzschritt an. Es zeigt sich ein diffuses Bild des Partikelbewegungsfeldes innerhalb der Übergangszone zwischen dem Bereich frontaler und basaler Akkretion.....	97
Abb. III-1.31: In Experiment W45 kommt es nicht zur Ausbildung eines deutlichen frontalen Akkretionskeils. Die basale Akkretion dominiert das mechanische Verhalten des Keils.	98
Abb. III-1.32: Die Interpartikel-Differenzialspannungen zeigen eine deutliche Kompaktion im Bereich der basalen Akkretion sowie im Übergangsbereich zwischen den beiden kinematischen Deformationsdomänen an. Die Differenzialspannungen bieten zudem eine Möglichkeit, die Lage der basal akkretierten Schuppen zu identifizieren, um Aussagen zu den internen Strukturen des antiformen Stapelkörpers zu bekommen.....	99
Abb. III-1.33: In Experiment W44 grenzen die dominanten <i>out-of-sequence</i> Störungen einen deutlich weiteren Bereich ein. Die maximale Deformation wird damit auf einen ausgedehnteren Bereich verteilt. Die basale Akkretion stellt wiederum den dominierenden Deformationsstil dar.	100
Abb. III-1.34: Experiment W41 erreicht bereits bei einer Verkürzung von 24% seinen kritischen Hangwinkel.	102
Abb. III-1.35: Das Band höherer Interpartikel-Differenzialspannungen oberhalb des <i>mid - level</i> Décollements gibt die durch die Deformationsellipsen angezeigte Deformation im Bereich des frontalen Akkretionskeils an.	102
Abb. III-1.36: Das Experiment W49 weist ein dem Versuch W41 ähnliches Deformationsverhalten auf. Die mechanischen Prozesse während des Keilwachstums werden durch eine Verringerung der basalen Reibung der schwachen Schicht nicht beeinflusst.....	105
Abb. III-1.37: Experiment W43 zeigt ein dem Versuch W41 identisches mechanisches Verhalten. Dies belegt die Interpretation der beobachteten Strukturen.	106
Abb. III-1.38: Im Fall einer hohen basalen Reibung der schwachen Lage werden Rutschungen im Keil ausgelöst. Das Absinken des Hangwinkels wird durch die interne Verkürzung der reaktivierten Überschiebungen im Keil ausgeglichen. Die Farbkodierung entspricht der in <i>Abb. III-1.20</i>	108
Abb. III-1.39: Deformationsanalyse des Experimentes W50 mit einem geringen Reibungscontrast.	110
Abb. III-1.40: Wie anhand der Partikelpfade zu sehen ist, zeigt der gesamte Akkretionskeil ein für frontale Akkretion typisches Massentransfermuster.	110
Abb. III-1.41: Mit zunehmender Konvergenz bilden sich zwei horizontal verlaufende Bänder höherer Interpartikel-Differenzialspannungen aus. Dies wird angezeigt durch die zunehmende Violettverfärbung der Partikel.....	111
Abb. III-1.42: Mit fortschreitender Konvergenz werden jeweils Störungen, die näher an der Keilspitze liegen, aktiviert.	112
Abb. III-1.43: Identifizierung einer durch die starre Rückwand initiierten <i>out-of-sequence</i> Störung.	112
Abb. III-1.44: Eine Erhöhung der internen Reibung des Sediments und damit ein Anstieg des Reibungscontrastes zur internen Reibung des <i>mid - level</i> Décollements hat die Bildung eines mächtigen frontalen Akkretionskeils zur Folge.....	115
Abb. III-1.45: Es bildet sich ein typischer frontaler Akkretionskeil.....	116

<i>Abb. III-1.46:</i> Die Partikelpfade zeigen zwei von einander ungestört ausgebildete Massentransfermechanismen: den der frontalen und den der basalen Akkretion. Der Übergangsbereich zwischen beiden Domänen ist horizontal eng begrenzt.....	117
<i>Abb. III-1.47:</i> Die Interpartikel-Differenzialspannungen zeigen ein den bisherigen Versuchen generell gleiches Bild.	117
<i>Abb. III-1.48:</i> Die Orientierung der Interpartikel-Differenzialspannungen zeigt im Unterschied zu Experiment W46 in allen anderen DEM Simulation eine homogene Ausrichtung.	118
<i>Abb. III-1.49:</i> In dieser Abbildung gezeigt sind die jeweiligen Endgeometrien, die Partikelpfade sowie die innerhalb des letzten Verkürzungsschritts aktiven Störungen.	120
<i>Abb. III-1.50:</i> Hier dargestellt sind die Endgeometrien der einzelnen Versuche, die Partikelpfade sowie das aktive Décollement und die im letzten Abschnitt reaktivierten dominanten <i>out-of-sequence</i> Störungen.....	120
<i>Abb. III-1.51:</i> Diese Abbildung zeigt ebenfalls die Keilgeometrien und die aktiven Störungen am Ende des Versuchs sowie die Partikelpfade.	121
<i>Abb. III-1.52:</i> Äquivalent den vorherigen Abbildungen zeigt auch diese die Endkonfiguration, die Partikelpfade sowie die aktiven Deformationsfronten und Störungen.....	121
<i>Abb. III-1.53:</i> Hier dargestellt sind die jeweiligen Endgeometrien, die Partikelpfade und die aktiven bzw. reaktivierten Störungen.	122
<i>Abb. III-1.54:</i> In dieser Abbildung gezeigt sind die Endgeometrien der Keile, die aktiven Störungen und die Deformationsellipsen.....	123
<i>Abb. III-2.1:</i> Grundlegender Aufbau der analogen Sandkastenapparatur.	128
<i>Abb. III-2.2:</i> Gezeigt ist der Aufbau der Analogexperimente zur Untersuchung der Entwicklung der Makran Subduktionszone.....	129
<i>Abb. II-2.3:</i> Anhand der Versätze in den farbigen Markerschichten kann die Lage einzelner Störungen identifiziert werden.....	131
<i>Abb. II-2.4:</i> Anhand der Verschiebung der Marker können die Partikelpfade während der gesamten Keilevolution verfolgt werden.	131
<i>Abb. III-2.5:</i> Anhand der Verzerrung der zwischen einzelnen Marker aufgespannten Dreiecke wird eine Deformationsanalyse durchgeführt.	131
<i>Abb. III-2.6:</i> Der Versuchsablauf des Experiments M1 zeigt die Lage bzw. die Entwicklung der einzelnen Störungen während des Keilwachstums vom Initialzustand (0cm) nach jeweils 30 cm Konvergenz an. In rot sind die aktiven Störungen dargestellt. Die schwarzen Linien markieren die Lage alter Störungen, die in dem betrachteten Konvergenzschritt inaktiv (gestrichelt) sind bzw. reaktiviert werden. Es bilden sich ein frontaler Akkretionskeil und ein Bereich basaler Akkretion aus.	133
<i>Abb. III-2.7:</i> In Experiment M1 können anhand der Partikelpfade (b) und der Deformationsanalyse (a) zwei Hauptdeformationsdomänen identifiziert werden.	134
<i>Abb. III-2.8:</i> Die Deformationsprozesse, die zur Bildung des Akkretionskeils führen, sind identisch denen in Experiment M1. Der Subduktionswinkel hat somit keinen Einfluss auf die Mechanik.	135
<i>Abb. III-2.9:</i> In Experiment M4 können anhand der Partikelpfade (b) und der Deformationsanalyse (a) ebenfalls die beiden Hauptdeformationsdomänen identifiziert werden. Der Bereich frontaler Akkretion zeigt zudem eine Unterteilung äquivalent dem Versuch M1.	136
<i>Abb. III-2.10:</i> Der Versuchsablauf des Experiments M2 zeigt deutlich die Lage bzw. die Entwicklung der einzelnen Störungen während des Keilwachstums vom Initialzustand (0cm) nach jeweils 30 cm Konvergenz. In rot sind die aktiven Störungen angezeigt. Die schwarzen Linien markieren die Lage alter Störungen, die in dem betrachteten Konvergenzschritt inaktiv (gestrichelt) sind bzw. reaktiviert werden.	137
<i>Abb. III-2.11:</i> In den Experiment M2 und M4 wurde für jeden Konvergenzschritt das jeweils frontal bzw. basal akkretierte Material bestimmt und zueinander ins Verhältnis gesetzt (hellgraue Fläche). Der Vergleich der Verhältnisse in beiden Versuchen zeigt den Einfluss des <i>Backstops</i> auf den Massenflusses. Zudem ist in dunkelgrau der Fehlerquotient von 5% angegeben.....	138
<i>Abb. III-2.12:</i> Experiment M2 zeigt grundsätzlich ein identisches Deformationsverhalten. Im Unterschied zu den bisherigen Versuchen, ist die horizontale Ausdehnung des Bereichs der basalen Akkretion geringer.....	139
<i>Abb. III-2.13:</i> Anhand der durch die Pfeile markierten Markerschicht kann die diffuse Deformation innerhalb der frontalen Akkretionsschuppen identifiziert werden.	140
<i>Abb. III-2.14:</i> Ein Vergleich der Störungs- und Keilgeometrien bei der Variation der Randbedingungen zeigt, dass die Modellkonfigurationen Einfluss auf die Geometrien ausüben, dass aber alle Deformations- bzw. Massentransfermechanismen davon unbeeinflusst bleiben. In grün (blau) dargestellt der Materialtransfer des basal (frontal) akkretierten Sandes bzw. die entsprechenden Volumina.	142

Symbolverzeichnis

a	Beschleunigung
α	Hangneigungswinkel
$\alpha_{krit.}$	kritischer Hangneigungswinkel
B	Deformations-Verschiebungs-Matrix
β	Abtauchwinkel, Subduktionswinkel
C	Kohäsion
D	Höhe der Wassersäule
E	Elastizitätsmodul
e	Spärizität
F	Kraft
ϵ	Deformation
G	Schermodul
g	Gravitationskonstante
γ	Scherdeformation
H	<i>work hardening</i> Parameter
h	Tiefe unter der Keiloberfläche
Θ	Rotationswinkel
$\dot{\Theta}$	Winkelgeschwindigkeit
$\ddot{\Theta}$	Winkelbeschleunigung
I	Trägheitsmoment
K	dimensionsloser Term zur Berechnung des Öffnungswinkels
[k]	Steifigkeits- bzw. Quadratmatrix
k_n	Normalsteifigkeit
k_s	Schersteifigkeit
Λ	Porendruckparameter
λ	1. Lamé'sche Elastizitätskonstante
M	Moment
m	Masse
μ	interner Reibungskoeffizient
N	Form- bzw. Interpolationsfunktion
Δ_n	relative Verschiebung
v	Poissonzahl
R	Radius
P_{fl}	Porenfluiddruck
ρ	Dichte
ρ_w	Dichte der Fluide
σ	Spannung
σ_N	Normalspannung
σ'_N	effektive Normalspannung
σ_z	vertikale Normalspannung
t	Zeit
τ	Scherspannung
$\tau_{krit.}$	kritische Scherspannung bzw. -festigkeit
U	Verschiebung
V	Volumen
v	Geschwindigkeit
v_p	seismische Geschwindigkeit der P-Welle
v_s	seismische Geschwindigkeit der S-Welle
ϕ	Reibungswinkel
Φ_μ	Oberflächenreibungen
Ψ_b	Winkel zwischen der basalen Abscherhorizont und der im Keil wirkenden σ_1 – Hauptspannungsrichtung
Ψ_0	Winkel zwischen der σ_1 - Hauptspannungsrichtung und der Keiloberfläche
W	Verformungsenergie

Danksagung

Die Fertigstellung dieser Arbeit wäre ohne die tatkräftige Mithilfe zahlreicher Personen und die finanzielle Unterstützung durch das BMBF (Bundesministerium für Bildung und Forschung) und die DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) nicht möglich gewesen. Die gut ausgebaute Infrastruktur am GEOMAR Kiel und am GeoForschungsZentrum Potsdam hat ebenfalls im großen Maße zum Gelingen beigetragen.

Mein besonderer Dank gilt Nina Kukowski, die mich in allen Phasen meiner Arbeit mit fachlicher Diskussion unterstützt und betreut hat. Darüber hinaus stand sie mir stets mit vielseitigen und ermutigenden Anregungen nicht nur fachlich zur Seite.

Besonders möchte ich mich bei Hans-Jürgen Götze und Onno Oncken für die Begutachtung meiner Arbeit und die zahlreichen konstruktiven und hilfreichen Tipps sowie Anregungen speziell in der Endphase meiner Arbeit bedanken.

Zudem danke ich allen Mitarbeitern und Mitarbeiterinnen unserer Arbeitsgruppe für ihre Hilfsbereitschaft und Unterstützung. Ein großer Dank geht dabei an Jo Lohrmann und Jürgen Adam, die einerseits mit vielen wertvollen Diskussionen und dem steten Bemühen, bei mir die Liebe zur Geologie zu wecken, und andererseits mit einem reichhaltigen Keksfundus und kleinen Balkonpausen einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten. Ich danke Ralph Hinsch für die vielen netten Abende in C228 und B-West. Ein herzliches Dankeschön gilt meinen beiden Büromitbewohnerinnen Janina Baier und Gergana Yancheva für ihre Geduld innerhalb der letzten Monate, in denen es sicherlich nicht immer leicht war, mich zu ertragen. Unsere multikulturellen, fachlichen Diskussionen haben mich manche Durststrecke überstehen lassen.

Ein lieber Dank für Charlotte Krawczyk für ihr immer offenes Ohr und ihr ansteckendes Lachen.

Ein besonders lieber Dank gilt meinen Eltern, die mir immer in dem Bestreben, ein Ziel zu erreichen, voll und ganz beistanden. Ich bin froh darüber, zu wissen, dass ich mir ihrer Unterstützung bei meinen Plänen und Vorhaben stets sicher sein kann.

Zuletzt danke ich Sven für seine tatkräftige Unterstützung in der Endphase meiner Dissertation und seinen unerschütterlichen Humor, der ihn in die letzten Monate alle Höhen und Tiefen mit mir durchstehen ließ. ...und ich danke Bruno und den vielen hier Ungenannten für ihre Freundschaft und Unterstützung.

Curriculum vitae

Katrin Huhn

Geburtstag: 13.08.1971
Geburtsort: Lutherstadt Wittenberg
Staatsangehörigkeit: deutsch

Ausbildung

1978 - 1988 Allg. Polytechnische Oberschule Kemberg
1988 - 1990 Gymnasium 'P. Melanchthon' Wittenberg
1990 - 1993 Studium der Geophysik an der TU Bergakademie Freiberg
1993 - 1997 Studium der Geophysik an der Christian-Albrechts-Universität Kiel
11/1997 Diplom in Geophysik
Thema: 'Amplitudengetreue Modellierung des Weitwinkeldaten-satzes OBH36 aus dem Projekt CONDOR vor Valparaiso, Chile'

Berufstätigkeit

11/1997 – 09/1999 Wiss. Angestellte am GEOMAR, Kiel, Abteilung Marine Geodynamik (BMBF; Projekt: MAMUT)
Thema: 'Numerische Modellierung der Spannungs- und Deformationszustände im Bereich des Makran Akkretionskeils'
10/1999 – 12/2000 Wiss. Angestellte am GFZ Potsdam
Thema: Modellierung von Transportprozessen in Akkretionskeilen
seit 01/2001 Wiss. Angestellte am GFZ Potsdam
Thema: Simulation von Massentransfer- und Deformationsprozesse im forearc Bereich von Subduktionszonen

Zentralbibliothek
GFZ Potsdam B 103

00019254X

