

7. MECHANISCHE UNTERSUCHUNGEN ZUM OROGENEN KEIL

Während der Bearbeitung der Tektonik tauchten neue Fragestellungen auf: Ist es felsmechanisch sinnvoll im Mittleren Allochthon einen dem Unteren Allochthon ähnlichen Deckenbau anzunehmen? Wie wäre eine Kontinuität durch einzelne Prozesse unter dem Blickwinkel der Bildung von Schuppen an der Spitze des orogenen Keils zu verstehen? Unter welcher Überlagerung ist eine Erhaltung der Primärstrukturen, wie sie bei der Bearbeitung der Sedimente aufgefallen ist oder im Zuge der strukturgeologischen Untersuchung der grundgebirgsassoziierten Lithologien auf der Nordwestseite des Vojmsjön in der vorliegenden Arbeit angenommen wurde überhaupt anzunehmen? Wie akkumulieren sich Deckenstapel und Deckeneinheiten, so daß sie unter strukturgeologischen Gesichtspunkten als eigene Deckeneinheiten definiert werden? Auf welche Art und unter welchen Bedingungen kann aktiver/passiver Transport über Rampen aufrecht erhalten werden? Diesen Fragen soll in dem folgenden Abschnitt der Arbeit nachgegangen werden. Abschließend entsteht ein Modell der Bewegungen des Orogenen Keils über Baltica, welches versucht, die Geschichte der Gesteine nach der Entstehung der vorn in der Arbeit besprochenen Abfolgen des Deckgebirges nachzuzeichnen (Kapitel 7.4).

7.1 ÜBERBLICK

Allgemein lassen sich die Festigkeiten der Silikate in den oberen 10 bis 15 Kilometern der Erdkruste als druckabhängige, brüchig reagierende Eigenschaften auffassen, welche durch das Coulomb'sche Reibungsgesetz beschrieben werden. Modifikationen der Coulomb'schen Reibung können durch hinzuge tretene Fluide entstehen. Für die Geometrie des orogenen Keils sind die in dessen Spitze wirkenden Kräfte verantwortlich. Der Verbrauch einer frontalen Rampe wird durch Überschreiten der maximalen von ihr tragbaren longitudinalen Normalspannung hervorgerufen. Der Vortrieb über die frontale Rampe eines Schuppenkeils steigert dabei sowohl die auf die Oberseite des noch nicht abgescherten Teils übertragene Geschiebelast, als auch die vertikale Last auf die Rampe selbst. Dadurch läßt

sich ein Zusammenhang zwischen der Geometrie der ausgescherten Schuppen und den auftretenden Kräften ableiten. Die aus diesen Zusammenhängen abgeleiteten Modelle waren bereits im Labor und an realen Beispielen überprüft, getestet und modifiziert worden (Hill 1950, Chapple 1978, Davis et al. 1983, Woodward 1987, Platt 1988, 1990). Im Rahmen von Beobachtungen der Geometrien am Ostrand der Kaledoniden soll mit Hilfe von mechanischen Größen für die auftretenden Kräfte aus diesen Untersuchungen eine Abschätzung für die vertikale Ausdehnung des orogenen Keils gemacht werden, um diese mit Metamorphosedaten und den vorhandenen paläothermischen Aussagen zu vergleichen. Dieser Vergleich soll die Vorstellung über die durch die Erosion geschaffene paläogeographische Lücke bei der Profilbilanzierung verbessern. Neben den vorhandenen Daten für das Untere Allochthon dieses Bereichs der Kaledoniden werden hierbei erstmals Profile aus dem darüber liegenden Mittleren Allochthon einbezogen.

Um eine modellhafte Vorstellung für die Prozesse im orogenen Keil zu entwickeln, müssen mechanische Modelle für die Bewegungsabläufe und die Konstruktion von orogenen Keilen betrachtet werden. Winkel und die Längen der entstehenden Rampen geben zusammen mit den Festigkeitseigenschaften der jeweils vorhandenen Gesteine Aufschluß über die sich entwickelnde Gesamtform des orogenen Keils und umgekehrt. Für diese Anwendung findet das von Platt (1988) entwickelte und in Platt (1990) getestete Modell Verwendung, da es zum einen mechanisch einfach verständlich und zum anderen den vorgefundenen Gegebenheiten ähnlich ist. In diesem Modell werden die auf ein neu aufzuschuppendes Volumenelement direkt unter der zu dieser Zeit aktiven Überschiebung wirkenden Kräfte untersucht (Abb. 7.4).

Die dabei entstehende Formel wird in Platt (1990) zusammen mit der von Chapple (1978) entwickelten Formel für die Schubkraft an der Basis eines solchen Keils dazu verwendet, eine Form der Spitze des Keils sowie die Schubkraft an der Basis und auf der Rampe zu berechnen. Die inneren Zusammenhänge von Gleichung (1) werden in Platt (1988) ausführlich in Diagrammen dargestellt und ein Modellkeil entwickelt. Die These wird in Platt (1990) an realen Keilen untersucht.

Ferner werden als weiterer Schwerpunkt die Ergebnisse aus Davis et al. (1983) und Dahlen et al. (1984) einfließen. In diesen Publikationen wurden wichtige und in der vorliegenden Arbeit angewendete Aspekte zum Öffnungswinkel des orogenen Keils und zur Kohäsion erarbeitet.

Auf die Größe der Schubkräfte und Lasten wird im vorliegenden Kapitel mit Hilfe eines Vergleichs der Lösungen der Differentialgleichungen mit den auftretenden Kräften aus den verschiedenen Ansätzen geschlossen werden (Kapitel 7.2.1 - 7.2.3). Über die daraus folgenden Eigenschaften und Bedingungen werden zusammen mit den im Gelände beobachteten Größen und den daraus entwickelten geologischen Modellen Aussagen über die Geometrie des Keils und den Bewegungsabläufen an der Basis des Keils getroffen werden (Kapitel 7.3).

7.2 EINFÜHRUNG ZUR MECHANIK

Im Unterschied zu den oben erwähnten Modellen wird im vorliegenden Fall nicht von einem rein statisch deformierbaren Gesamtvolumen ausgegangen, sondern die Überlegungen werden auf einfache, im Labor meßbare Größen zurück geführt. Der ideale Gesteinstypus für diesen Ansatz ist deutlich gebankter Sandstein in horizontaler Lagerung. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß die Orientierung der Hauptachse des Spannungsellipsoids nicht Ergebnis der Gesamtdeformation ist, sondern aus den Größen der maximal möglichen Belastung eines „Handstücks“ aus diesem Volumen abgeleitet wird. Diese neue Definition hat unmittelbar eine Modifikation im Mohr-Kreis zur Folge. Bei den Orientierungswinkeln zwischen der Hauptachse des Mohr-Kreises zur Abszisse wird der Fallwinkel der Basisabscherfläche als zusätzliche Größe eingeführt (Abb. 7.3 e). Diese Modifikation ist jedoch so, daß sie auf das Gesamtmodell sowie auf die dazugehörigen Schlußfolgerungen und Ergebnisse keinen Einfluß hat (Abb. 7.3 & 7.4). Es ändert sich lediglich die Interpretation des Rampenwinkels und der Ausrichtung des Spannungsellipsoids in der Grafik und den entsprechenden Formeln. Die algebraischen Ergebnisse aus den Gleichgewichtsbetrachtungen ändern sich nicht.

Es wird insgesamt versucht, mit möglichst wenigen vorausgesetzten Größen auszukommen. Diese beschränken sich im wesentlichen auf die Angaben aus den aus der Geländearbeit resultierenden Modellen (geologische Profile). Der aufgezeigte Lösungsweg geht darüber hinaus von verschiedener Kohäsionen für die Rampe, Basis und Deckenoberseite aus. Aus diesen Werten werden alle Spannungen abgeleitet und auf zwei wesentliche im Labor meßbare Festigkeiten zurückgeführt: Der Druckfestigkeit und der Spaltzugfestigkeit (Tab. 7.2 & 7.3, Abb. 7.3). Die Vergleichbarkeit des Ergebnisses mit den Laborwerten hängt direkt mit der Qualität der gefundenen Geometrien in den geologischen Profilen und der Konstanz der lithologischen Beschaffenheit bzw. der Parameter in den ausgewerteten Profilabschnitten ab. Abweichungen von den Laborwerten werden als Fehler der Überdeckung, also in der Festlegung des auflagernden Eigengewichts, interpretiert. Da in den meisten Fällen passiver Transport von weiteren überlagernden Deckeneinheiten vorliegt, wird die Diskrepanz über eine weitere, die passiv transportierten Decken repräsentierende Größe, korrigiert. Aus dieser Größe und dem lokalen Ergebnis für den Öffnungswinkel des Keils wird eine Form des orogenen Keils vor der postorogenen Erosion konstruiert. Die Relevanz von Schwankungen der lithologischen Parameter wird im Anschluß in einem gesonderten Kapitel diskutiert. Den Abschluß bildet eine Betrachtung zur Kontinent-Kontinent-Kollision bei der Kaledonischen Orogenese in einer Zusammenführung von bekannten Bewegungsrichtungen (Soper et al. 1992, Kruse, 1996 und diese Arbeit), Ergebnissen aus diesem Kapitel sowie Resultaten aus den vorstehenden Kapiteln.

7.2.1 EINFÜHRUNG ZU SPANNUNG UND DEFORMATION

Die folgenden Erläuterungen dienen der Klärung von häufig im Kollegenkreis aufgetauchten Fragen und Unsicherheiten in bezug auf die dieser Arbeit zugrunde gelegten physikalischen und mathematischen Prämissen. Selbstverständlich können sie ein gründliches Studium der Materie nicht ersetzen (z.B. Gross et al. 1998, Schnell et al. 2002, Markert 2002). Es soll lediglich heraus gearbeitet werden, welche Lehrsätze der Physik und der Mathematik bzw. welche Erkenntnisse aus der Materialwissenschaft Verwendung finden.

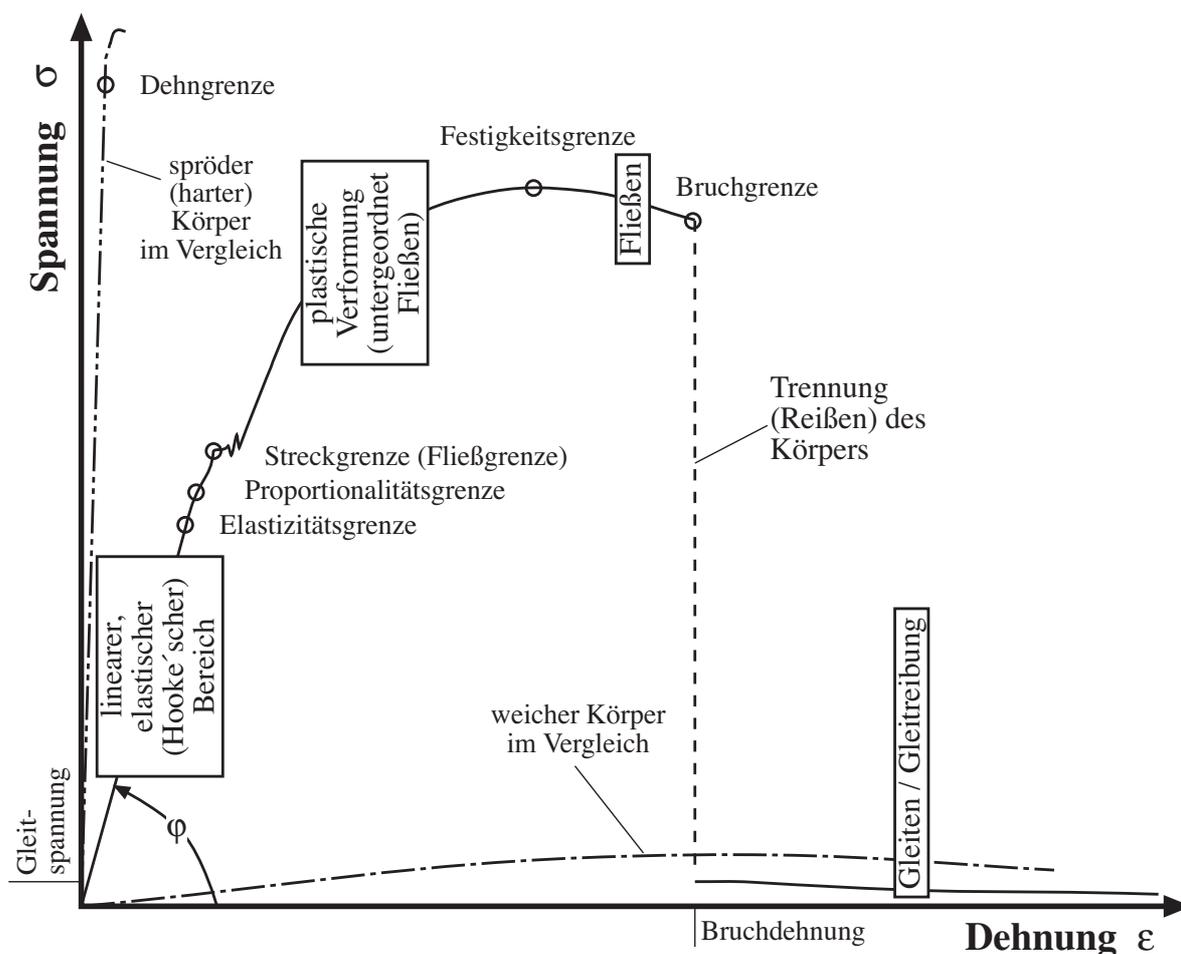


Abb. 7.1: Im Spannungs-Dehnungsdiagramm wird das Deformationsverhalten von Körpern dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht der Beschreibung im Text. Die Strichpunktlinien stellen Extrembeispiele dar (vgl. Lehrbücher zur klassischen Mechanik, z.B. Recknagel 1972, Würtemberger 1982, Gerthsen et al. 1986, Kuchling 1987 und Breuer 1994).

7.2.1.1 Spannung

Spannungen repräsentieren Drücke in Festkörpern. Da sich Lasten in Festkörpern im Unterschied zu Flüssigkeiten und Gasen entlang von „Vorzugsrichtungen“ auswirken, müssen sie durch mehrere Größen entlang und senkrecht zu diesen Richtungen ausgedrückt werden. Dies geschieht durch Tensoren zweiter Stufe (Matrizen, Abb. 7.2, Kapitel 7.1.2). Bei elastischen Beanspruchungsarten wird zusätzlich zur Betrachtung einer Kraft pro Fläche eine Definition über den Grad der jeweils entstandenen Deformation und einer Materialkonstanten eingeführt wird (Gleichung (1)). Beide Definitionen gelten gleichberechtigt. Daher korrespondieren z.B. die Pfeile in Abb. 7.4 direkt mit den in den entsprechenden Richtungen wirkenden Spannungen bzw. Kräften.

In einem mit Spannung unter Zug belasteten Körper (Abb. 7.1) entsteht eine Dehnung entlang seiner Längsachse. Diese Deformation kann nicht nur außerhalb des elastischen Bereichs, sondern auch im elastischen Bereich nicht vollständig zurückgeführt werden (Hysterese im Spannungs-Dehnungs-Diagramm, auch bei statischer, d.h. sehr langsamer Be- und Entlastung). Die Materialkonstante heißt bei der Streckung (Zug) Elastizitätsmodul E . Das lineare Verhältnis zwischen Spannung σ und Dehnung $\varepsilon = \Delta l/l$ folgt dem Hooke'schen Gesetz:

$$\sigma = E \varepsilon \quad (1)$$

Daher wird der elastische Bereich mit seinem linearen Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnung auch als Hooke'scher Bereich bezeichnet. Das Elastizitäts-

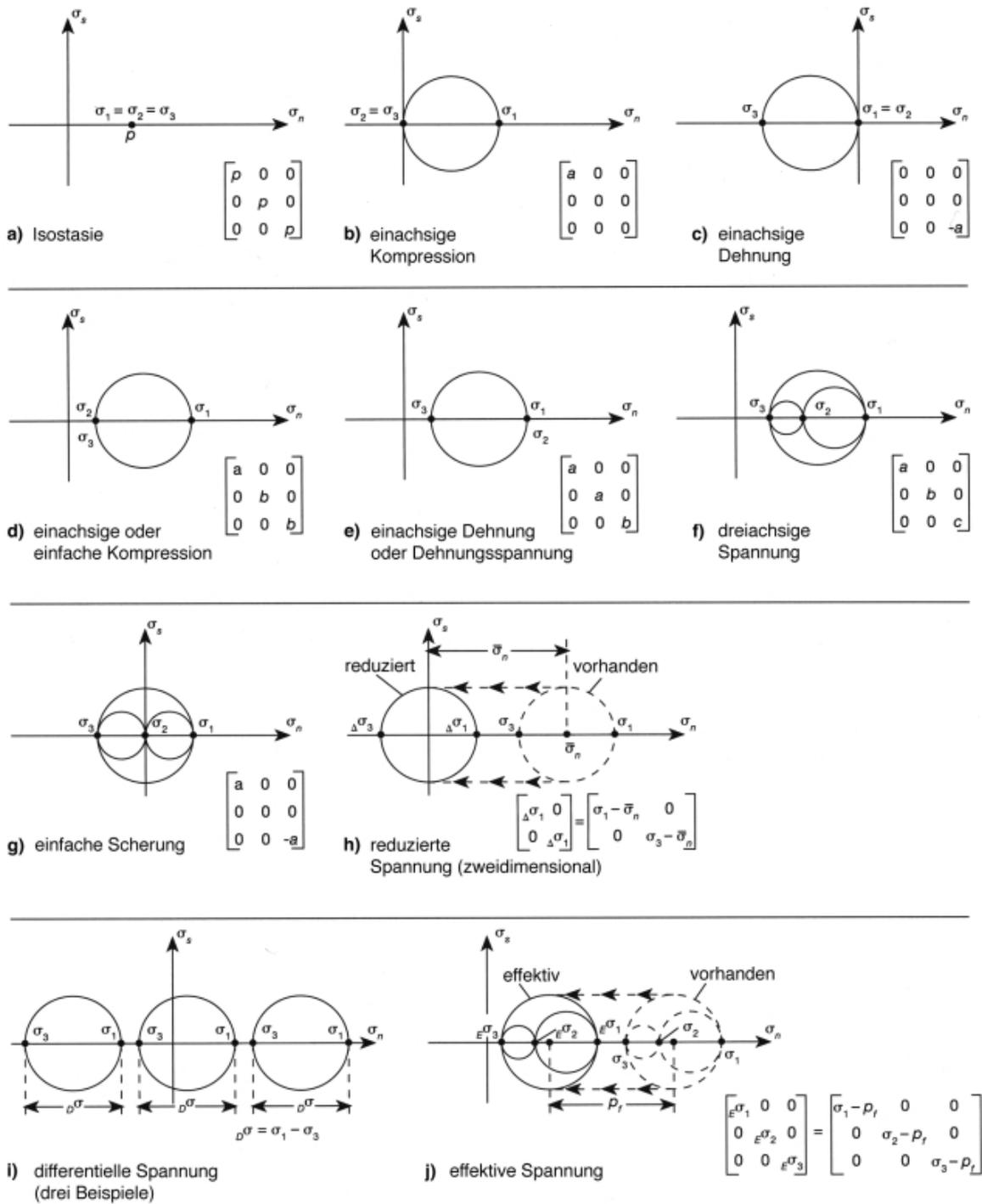


Abb. 7.2: Die Darstellungen erläutern den Zusammenhang zwischen dem Mohr-Kreis und den dazugehörigen Tensoren nach Twiss & Moores (1992). Einige werden im Text nicht verwendet, sind aber für den Überblick der Zusammenhänge in der Abbildung belassen worden.

modul kann im Spannungs-Dehnungs-Diagramm auch als Tangens des Steigungswinkels φ der Kurve (im Hooke'schen Bereich, innere Kräfte kompensieren die Zugkraft) aufgefaßt werden ($E = \tan(\varphi)$). Unter allseitiger Last (Stauchung) anstelle von Zug wird das Kompressionsmodul als Materialkonstante verwendet. Das Kompressionsmodul läßt sich aus dem Elastizitätsmodul und der Poisson-Zahl (Verhältnis der relativen Änderung der Querabmessung zu relativer Längenänderung) berechnen.

Eine ähnliche Beziehung wird später in der geologischen Anwendung wieder auftreten ($\mu = \tan(\Phi)$). Die dort verwendete Beziehung zwischen dem Winkel der inneren Reibung Φ und dem Koeffizienten der inneren Reibung μ entsteht zwar in völlig anderem Zusammenhang (Hangabtriebskraft, Haftreibung), wird aber auf Volumina aus frei beweglichen Teilvolumina (z.B. Lockergestein, Gesteine mit vielen potentiellen Scherflächen) sinngemäß übertragen und angewendet. Im allgemeinen ist der Winkel der Haftreibung nicht gleich dem Winkel der inneren Reibung. Brüchige geologische Prozesse verlaufen häufig unter Bedingungen, bei denen die Winkel der inneren Reibung größer als die Haftreibung sind.

Erreicht das Material seine Elastizitätsgrenze (Abb. 7.1), so verbleibt eine permanente Verformung. Viele Körper kehren auch darüber bei langsamer Entlastung wieder zur ursprünglichen Gestalt zurück. Bei ab- und zunehmender Spannung durchläuft die Dehnung praktisch die gleichen Werte. Daher ist das Hooke'sche Gesetz bis zur Proportionalitätsgrenze anwendbar. An der Streckgrenze beginnt meist schubweise plastische Verformung, die jedesmal wieder zu einer Verfestigung führt. Im anschließenden viskoelastischen oder plastischen Bereich wächst die Dehnung stärker als die Spannung. Gleichzeitig machen Gefügeänderungen im Inneren des Körpers die Deformation irreversibel. Mit Erreichen der Festigkeitsgrenze verringert sich die Materialfestigkeit, und der Bruchpunkt wird schnell erreicht. Hier tritt hauptsächlich Fließen ein, welches bei vielen Materialien im kleineren Umfang auch schon im Bereich über der Streckgrenze beobachtet werden kann. Im Bereich jenseits der Festigkeitsgrenze nimmt selbst bei Entlastung die Dehnung weiter zu! Die Festigkeitsgrenze hängt von der Art der Belastung ab. Einmalige oder wiederholte Belastung, sowie Zug oder Druck führen hier zu unterschiedlichen Ergebnissen (Druckfestigkeit, Zugfestigkeit, Spaltzugfestigkeit, Biegezugfestigkeit, Wurf Schmidt 1984, Tab. 7.2).

In Abb. 7.1 sind zusätzlich zur Beispieldarstellung Kurven für besonders spröde sowie duktil verformende Körper dargestellt. Da Gesteine je nach (P,T)-Be-

dingungen unterschiedlich reagieren, ergibt sich dadurch eine Vorstellung, wie die in der Standardkurve aus der Metallurgie vorhandenen und soeben beschriebenen Abrenzungen mit Zunahme der geologischen (P,T)-Kurve verwischen.

7.2.1.2 Spannung und Verformung

Zurück zur dreidimensionalen Betrachtung. Eine Matrixdarstellung der Spannung muß nicht nur auf eine einzige eben diese Spannung auslösende Kraft bezogen sein, sondern kann auch die Summe einer Vielzahl von Kräften repräsentieren (Matrizen lassen sich komponentenweise addieren, die Addition von Matrizen ist kommutativ). In der Diagonalen der Matrix stehen die Spannungen entlang der Hauptachsen des Bezugssystems, neben der Diagonalen die Scherspannungen senkrecht zu diesen Hauptachsen. Treten nur Spannungen entlang der Hauptachsen des Bezugssystems auf, ist dies am Spannungstensor mit ausschließlich Werten in der Diagonalen zu erkennen. Sind zudem die Werte in der Diagonalen alle gleich groß, spricht man von Isostasie (Abb. 7.2 a, engl. isostatic stress). Dann sind die in allen Raumrichtungen der zu untersuchenden Geometrie wirkenden Kräfte gleich groß. Als Gedankenexperiment würden auf einem gedachten, plastisch deformierbaren Würfel senkrecht auf alle Seiten gleich große Kräfte einwirken. Dieser würde unter den wirkenden Kräften nicht deformiert werden (höchstens wachsen oder schrumpfen). Für die Spannungsmatrix/den Spannungstensor wird gewöhnlich das Ellipsoid als geometrischer Vergleich herangezogen. In diesem Fall wäre die Form des Spannungstensors ein Ellipsoid mit drei gleich langen Achsen: Eine Kugel.

Sind in der Diagonalen des Spannungstensors nicht alle Werte gleich groß (dreiachsige Spannung, engl. deviatoric stress), so würde sich der gedachte Würfel deformieren (Abb. 7.2 b - f). In der Raumrichtung, in welcher der größte Wert im Spannungstensor auftritt, ist die Deformation auf den gedachten Würfel am stärksten. In den anderen Raumrichtungen gilt sind die Spannungen entsprechend kleiner. Für die Quantifizierung der entstehenden Deformation ist allein der relative Unterschied der Spannungen wichtig. Auf den gedachten Würfel angewendet ist dies so zu verstehen, daß die in einer Richtung auf die Oberflächen wirkenden Kräfte durch die in die anderen Richtungen wirkenden, kleineren nicht kompensiert werden können, so daß der plastische Würfel in die letzteren Richtungen je nach vorhandener Kompensation mehr oder weniger durch Deformation ausweicht. Aus dem Würfel entsteht demnach ein Quader (Abb. 7.2 f). Die damit korrespondie-

rende Form des Spannungstensors ist ein Ellipsoid. Dabei ist zu beachten, daß die kürzeste Achse des Quaders mit der längsten des Spannungsellipoids korrespondiert und umgekehrt. Zusammenfassend sind hierzu verschiedene geologische Anwendungen und Implikationen in Abb. 7.2 dargestellt. Alternativ zum Würfel-/Quadermodell wird häufig ebenfalls eine Kugel/ein Ellipsoid verwendet. Dann wird von einem Deformationsellipsoid gesprochen. Dieses Deformationsellipsoid ist jedoch nur solange anschaulich, wie der Spannungstensor nur in der Hauptdiagonalen von Null verschiedene Werte enthält.

Sind die Raumrichtungen der Kräfte und der betrachteten Geometrie verschieden, befinden sich auch neben der Hauptachse des Tensors Werte. Der Würfel aus dem Gedankenexperiment ist schräg zur Ausrichtung des Ellipsoids des Spannungstensors gedreht. Durch die nun schräg auf die Würfeloberflächen auftretenden Kräfte spalten sich diese in senkrecht auf die Oberfläche wirkende und in den Oberflächen liegende Kräfte auf. Die letzteren sind die wirkenden Scherkräfte. Sie korrespondieren mit den Werten neben der Hauptachse im Spannungstensor.

Tritt innerhalb der zu betrachtenden Geometrie zusätzlich zur wirkenden Spannung Translation auf, wird diese Translation als zusätzlicher mit Scherung verbundener

Tensor zum allgemeinen Spannungstensor hinzuaddiert. Die Summe beider Tensoren wird häufig als „effektiver“ Tensor bezeichnet. Umgekehrt läßt sich so auch der allgemeine Spannungstensor in einen entlang der Hauptachsen wirkenden und einen nur aus den Scheranteilen aufgebauten Tensor aufteilen. Je nach Anwendung wird der effektive Tensor oder beide Tensoren getrennt in Gleichungen einfließen. Die verwendeten Bezeichnungen in diesem letzten Fall sind in der Literatur hinsichtlich der Verwendung der Zuschreibungen „Spannungstensor“ und „Scher tensor“ von Autor zu Autor verschieden und sollten daher zur Vermeidung von Verwirrung genau auf ihren Bezug überprüft werden. Die Hauptanwendung dieser Aufspaltung in der Tektonik bezieht sich auf die Existenz von Flüssigkeiten unter Druck im System (als Parameter, Abb. 7.2 j) oder auf einen statischen Umgebungsdruck (als Matrix entlang der Hauptbezugsachsen des Systems, Abb. 7.2 h). In beiden Fällen wird die nötige Spannung ein Gestein zu deformieren herab gesetzt.

Im Spannungs-Dehnungs-Diagramm (Abb. 7.1) bildet die Streckgrenze den Punkt des Übergangs zwischen dem Geltungsbereich von Hooke'schem Gesetz und duktilem Verhalten des betreffenden Materials bzw. Fließen. Unterhalb der Streckgrenze befindet sich ein Übergangsbereich der auf der anderen Seite durch die Elastizitätsgrenze markiert wird. In diesem Bereich be-

Fehlerbetrachtung zur Näherung für kleine Winkel

Winkel in °	Radiant	Sin X	Fehler in %	Tan X	Fehler in %	Cos X	Fehler in %
0,57	0,01	0,01	0,00	0,01	0,00	1,00	0,00
1,15	0,02	0,02	0,01	0,02	0,01	1,00	0,02
2,86	0,05	0,05	0,04	0,05	0,08	1,00	<u>0,12</u>
3,09	0,054	0,05	0,05	0,05	<u>0,10</u>	1,00	0,15
4,01	0,07	0,07	0,08	0,07	0,16	1,00	0,24
4,41	0,077	0,08	<u>0,10</u>	0,08	0,20	1,00	0,30
5,73	0,1	0,10	0,17	0,10	0,33	1,00	0,50
8,02	0,14	0,14	0,33	0,14	0,65	0,99	<u>0,98</u>
9,74	0,17	0,17	0,48	0,17	<u>0,97</u>	0,99	1,44
11,46	0,2	0,20	0,67	0,20	1,34	0,98	1,99
14,32	0,25	0,25	<u>1,05</u>	0,26	2,09	0,97	3,11
26,36	0,46	0,44	3,62	0,50	7,15	0,90	<u>10,39</u>
28,65	0,5	0,48	4,29	0,55	8,48	0,88	12,24
30,94	0,54	0,51	5,03	0,60	<u>9,91</u>	0,86	14,23
40,11	0,7	0,64	8,66	0,84	16,89	0,76	23,52
44,12	0,77	0,70	<u>10,61</u>	0,97	20,59	0,72	28,21
57,30	1	0,84	18,84	1,56	35,79	0,54	45,97

Tab. 7.1: Bei der Näherung von kleinen Winkeln fallen häufig vernachlässigbare Fehler an. Die Größe dieser Fehler ist in dieser Tabelle bis ein Radiant dargestellt. Die Fehlerangabe bezieht sich beim Kosinus auf eins.

findet sich die Proportionalitätsgrenze, deren genaue Position von der anwendungsorientierten Toleranz von Abmessungsverhältnisabweichungen des Ausgangskörpers abhängt. Bei spröden bzw. harten Körpern wird verallgemeinernd von Dehngrenze gesprochen. Ähnliche Abgrenzungen existieren im Spannungs-Scherungs-Diagramm (Mohr-Kreis-Diagramm, Abb. 7.3 e). Proportionalität zwischen Spannung und Scherung (Hooke'scher Bereich) und duktiler Bereich, in welcher die Scherung unabhängig von der Höhe der Spannung konstant bleibt (van Mises'sches Gesetz) sind durch einen Übergangsbereich getrennt. In diesem Übergangsbereich verliert das Hooke'sche Gesetz seine Bedeutung und das van Mises'sche Gesetz tritt an seine Stelle.

Vor dem Vergleich der Gleichungen sollte für das allgemeine Verständnis die häufige Anwendung von Näherungen der Winkelfunktionen für kleine Winkel diskutiert werden. Diese Näherungen sind vielfach nötig, um überhaupt zu analytischen Lösungen zu gelangen, denn ohne sie wäre wegen der Position einer gesuchten Variablen im Argument der Winkelfunktionen eine Auflösung der Gleichungen nicht möglich. Die Näherungen implizieren dadurch häufig über die Gleichstellung der Winkel mit der Sinus- und Tangensfunktion hinaus eine Gleichstellung dieser beiden Winkelfunktionen untereinander. Die dadurch eingeführten Fehler sind meist sehr klein und spielen vor dem Hintergrund der Unsicherheiten und Meßungenauigkeiten der ansonsten einfließenden Daten für die Kräfte, Winkel und Längen keine Rolle. Wie groß diese Fehler jeweils sind, ist in Tab. 7.1 dargestellt. Je nach Winkelfunktion wird die 1%-Fehlerrgrenze zwischen 9° und 14° erreicht (Tab. 7.1). Die meisten Hauptbezugswinkel im oroge-

nen Keil liegen deutlich darunter. Zu beachten ist allerdings, daß die Näherungen über den Radianten definiert sind, d.h. die genäherten Winkel sind in die entsprechenden Formeln häufig in Radiant und nicht in Grad einzutragen! Soweit es für die folgende Darstellung sinnvoll war, wurden für diese die Näherungen aufgehoben.

7.2.2 DIE VERWENDETEN GLEICHUNGEN

Im Anschluß an dieses Kapitel soll die Geometrie des orogenen Keils im Zusammenhang mit den auftretenden Kräften interpretiert werden. Dabei ist das Vorgehen am Beispiel von Platt (1990) orientiert. Um die Qualität der Interpretation zu verifizieren, werden in diesem Kapitel die dazu verwendeten mathematischen Ansätze dargestellt und diskutiert.

Platt (1990) verwendet Gleichungen, die in Platt (1988) detailliert analysiert und interpretiert wurden. Dort wird wiederum der geometrische Ansatz von Chapple (1978) untersucht, der sich seinerseits bei der Wahl des analytischen Ansatzes auf Hill (1952) bezieht. Die Idee der Arbeit von Platt (1990) konzentriert sich dabei auf eine Quantisierung der vertikalen Ausdehnung des orogenen Keils in Abhängigkeit der auftretenden Kräfte bei der Schuppenbildung an seiner Spitze. Das wesentliche Ergebnis in Chapple (1978) ist die Abhängigkeit der Scherspannung τ vom Scherwiderstand τ^f (engl. yield stress), vom Reibungswiderstand unter dem Einfluß von Fluiden, vom Eigengewicht der auflagernden

Spannungen und Gesteine im Vergleich

	Dichte	Druckfestigkeit	Spaltzugfestigkeit	Biegezugfestigkeit
Sandstein	2-2,3	15-40	1-22	sehr spröde
Quarzit	2,55-2,75	120-160	10-15	20
Kalkstein	2,4-2,8	30-120	3-23	10-23
Travertin	2,3	45-55	5-7	7,4
Tonschiefer	2,35-2,45	10-30	3-5	Kohäsion!
Gneis	2,64-2,7	100-130	11-13	11-17
Glimmerschiefer	2,6-2,75	240-250	25	17-34
Syenit	2,8-2,9	150	1-14	12-15

Tab. 7.2: Die wesentlichsten Festigkeiten und häufigsten Gesteine aus der vorliegenden Arbeit im Vergleich. Die Dichten sind in g/cm^3 , die Festigkeiten in MPa angegeben. Im allgemeinen liegt die Druckfestigkeit um etwa das Zehnfache über der Spaltzugfestigkeit. Zusammengestellt nach Dachroth (2002) und Wurf Schmidt (1984, vgl. auch Abb. 7.3).

Gesteine und der Fließgrenze einzelner Gesteine. Im Gegensatz zu diesem geometrischen Anfang von Chapple und Platt untersuchen Davis et al. (1983) die Coulomb'sche Scherbedingung im Moment des Bruches mit einem analytischen Ansatz der Spannungsgleichung nach dem Mohr'schen Spannungskreis. Das Hauptanliegen ist in diesem Fall die Untersuchung des Einflusses des Fluiddruckes auf die Geometrie.

Chapple (1978) geht von einem orogenen Keil aus, welcher insgesamt, also als ganzes betrachtet, duktil auf die Vorgänge an seiner Basis reagiert. Diese Sichtweise bezieht sich auf eine Näherung über ein hinreichend großes Volumen des Keils. Dadurch rücken die individuellen Scherbahnen sehr nahe zusammen, wobei ihre Länge im Vergleich zu den Abmessungen des Volumens sehr klein wird. Die von den Scherbahnen eingeschlossenen Volumina werden dadurch ihrerseits infinitesimal klein und der Keil bewegt sich insgesamt plastisch. Mit dem Scherwiderstand des Keils ist somit das Verhalten des Keils bzw. des Volumens über der Scherbahn in bezug auf die Bewegung an der Basis gemeint. Diese Interpretation kann auch als Maß für die Rigidität des aufliegenden Volumens verstanden werden. In diesem Volumen gilt dies für alle Bereiche des Keiles, also auch für dessen Spitze, selbst wenn sich hier nur eine Decke im Hangenden befindet. Der Scherwiderstand spiegelt dann als alternative Interpretation einer Biegezugfestigkeit den inneren Widerstand dieser Decke gegen Deformation wider. Platt (1990) argumentiert nun, daß dieser Widerstand gegen Deformation im Moment der Rampenbildung im Punkt G in Abb. 7.4 in etwa der aufgewendeten Scherspannung an der Rampe entsprechen müsse.

Nach Chapple (1978) ist demnach die Scherspannung τ gegeben durch:

$$\tau = \rho_0 g t \tan \alpha + 2\tau^f \tan(\alpha + \beta) \quad (2)$$

Darüber hinaus ist in (2) die Gravitationskonstante g , die Mächtigkeit einer Decke t , der Steigungswinkel der Oberfläche des Keils α sowie der Fallwinkel der Basisüberschiebung des Keils β . An der Basis des orogenen Keils ist entsprechend beispielsweise die für eine Bewegung notwendige Scherspannung τ_b :

$$\tau_b = \rho_0 g t \tan \alpha + 2\tau_b^f \tan(\alpha + \beta)$$

Der erste Term auf der rechten Seite repräsentiert einen Beitrag durch das Eigengewicht, der zweite den Beitrag aus dem den Keil bewegenden Schub. Alternativ läßt sich der erste Term als Gravitationseffekt auf

die schräge Oberfläche auffassen. Da die Gleichung eine Lösung aus einer Betrachtung zur Gleichgewichtsverteilung der auf ein Teilvolumen des orogenen Keils einwirkenden Kräfte darstellt, muß berücksichtigt werden, daß ein solches Teilstück in der x-Richtung (Abb. 7.4) konisch ist. Die (y,z)-Flächen des Teilstücks der Enden in x-Richtung sind ungleich groß. Der zweite Term wird daher auch als Resultat dieser Ungleichheit interpretiert.

Die Komponenten der Terme in (2) sind geometrisch nicht direkt ableitbar (Herleitung siehe Chapple 1978). In (2) bedeutet $\rho_0 = s(\rho - \rho_w)$ die effektive Dichte, welche sich aus der Dichte des Gesteins ρ abzüglich der durch Fluide im Gestein bewirkten Auftrieb darstellt. Da im Falle der Kaledoniden von einem flachen Vorlandbecken ausgegangen wird (Garfunkel & Greiling 1996, 1998) und damit im zeitlichen Mittel mit einem der Landoberfläche entsprechenden Wasser- bzw. Grundwasserspiegel im Vorlandbecken argumentiert werden kann, wird für den Auftrieb schlicht die Dichte von Wasser ρ_w subtrahiert. Druckgefälle, Salzgehalte und ähnliches sollen hier nicht betrachtet werden. Ebenfalls unbeachtet bleiben bei der späteren Berechnung zusätzliche Gewichtseffekte, welche durch die sich aus dem Wasserniveau hebenden Decken ergeben. Der hydrostatische Druck entspricht in diesen Fällen in Oberflächennähe dem Porenwasserdruck (Davis et al. 1983). Die effektive Dichte enthält außerdem den Überdeckungsfaktor s . Da im zu überprüfenden geologischen Modell nicht immer wie in Platt (1990) die nächste Schuppe gebildet wird, wenn genau eine Decke überschoben wurde, sondern in einigen Fällen mehrere überschoben sind, gibt der Überdeckungsfaktor die Anzahl der Decken von der Basis gezählt an. Wegen des mit der Geländeoberfläche vergleichbaren Wasserspiegels, wird die Dichte nur einmal, nämlich für die neu entstehende Decke, abgezogen. Der mit der Geländeoberfläche zusammenfallende Grundwasserspiegel ist so angenommen, daß in Abb. 7.4 immer der Punkt A erreicht wird. Der durch den Winkel der Basisabscherfläche erzeugte Fehler wird dabei als vernachlässigbar klein eingestuft. Im allgemeinen wird anstelle der Mächtigkeit einer Decke die Gesamthöhe des Keils verwendet. Da diese in diesem Fall in die Dichte integriert ist, wird hier lediglich die Mächtigkeit einer Decke benötigt.

Im allgemeinen wird vorausgesetzt, daß das Verhalten von brüchig reagierenden Gesteinen weitgehend demjenigen bei Laborexperimenten entspricht (Davis et al. 1983). Des weiteren ist für die Ausbildung von Scherbahnen die Entwicklung von Klüftung maßgeblich, denn ohne ihre Entstehung gibt es keine Entwicklung hin zu Scherbahnen. Außerdem wird beachtet, daß die

Spaltzugfestigkeiten und Gefüge

	Spaltzugfestgk.	Gefügemerkmal
		<i>Quarzgehalte</i>
Gabbro	14-16	geringer Gehalt
Diorit/Quarzgabbro	10-12	mittlerer Gehalt
Granit, Granodiorit	4-17	höherer Gehalt
Quarzmonzonit	4-17	wenig Qz, aber Kfs
		<i>Porosität</i>
Sandstein	35-45	0 %
Sandstein	20-35	14 %
		<i>Schieferung</i>
Gneis	10-14	senkrecht zur Sf
Gneis	17-18	parallel zur Sf
Gneis	5-7	Mikroklüftung & Sf

Tab. 7.3: Exemplarische Darstellung der drei häufigsten Gefügeeinflüsse auf die Spaltzugfestigkeit [MPa] anhand einiger gängiger Gesteine, nach Wurfsschmidt (1984).

Existenz von lokalen Inhomogenitäten eine wichtige Voraussetzung für die Bildung sowohl von Scherbahnen (Platt 1988), als auch von Klüftung (Marder & Fineberg 1996) darstellen. Es wird darüber hinaus in dieser Arbeit angenommen, daß sich unabhängig vom Maßstab seitwärts gerichtete Ausweichbewegung der kompetenteren Teilvolumina in die inkompetenteren hinein entstehen. Diese Annahme favorisiert unter den Festigkeiten die Spaltzugfestigkeit σ_o^{Sp} , eine Spezialform der Zugfestigkeit (Abb. 7.3 a), für die Verwendung der zu überwindenden Mindestspannung in der horizontalen Fläche. Diese unter Querlast gemessene Festigkeit ist bei Laborexperimenten eine ganze Größenordnung kleiner als die Druckfestigkeit σ_D und entspricht in etwa der Biegezugfestigkeit. Hierzu sind einige Werte aus Dachroth (2002) in Tab. 7.2, die mechanische Ermittlung der Spaltzugfähigkeit in Abb. 7.3 dargestellt. Hier kann allerdings weder geklärt werden, ob, wie und in welchen Fällen die kompetenteren oder die inkompetenteren Volumina ausschlaggebend, noch wie diese konkret in den jeweiligen Beispielen zu bewerten sind. Unbestritten ist jedoch der Einfluß dieser Gefügemerkmale auf die sich entwickelnden Klüftungen. Der Zusammenhang des Winkels zwischen Kompressionsrichtung und Schieferungsrichtung zum Winkel der sich bildenden Scherbahn ergibt eine Kurve dritten Grades (Twiss & Moores 1992). Auch Quarzgehalt oder Porosität sind wesentliche Faktoren als Inhomogenitäten. Tab. 7.3 zeigt einige Beispiele ihres Einflusses. Der Kreis zum Bezug zur realen Situation wird einerseits durch den Vergleich mit den Werten aus

Tab. 7.2, andererseits über die Verwendung der Längen und Winkel aus dem tektonischen Modell geschlossen. Darüber hinaus wird ein Verständnis zur Entwicklung von Klüftung gemäß der anisotropen poroelastischen Theorie vorausgesetzt (Zatsepin & Crampin 1995 a & b, Crampin & Zatsepin 1995). Danach entwickelt sich Klüftung ab etwa 1000 m Tiefe anders als oberflächennah. Oberflächennah gelten die üblichen Beziehungen zwischen Klüftung und geologischer Deformation, wie sie klassisch bekannt sind. In diesen Fällen übersteigt bei Kompression die durch die Kompression aufgebaute Spannung in horizontaler Richtung die vertikale Last. In Tiefen ab etwa einem Kilometer ist eine Drehung des das Spannungsellipsoids möglich, wenn die vertikale Last ausreicht, um die horizontale Schubkraft zu übersteigen. Dabei schließen sich die bisherigen Klüfte, und neue, senkrecht dazu, können sich öffnen. Sukzessive entwickelt sich so neue Mikroklüftung und später Makroklüftung, durch welche die Zirkulation von Fluiden stattfinden kann. Dies unterscheidet sich von der klassischen Interpretation, nach welcher die Trennung von vertikal und horizontal polarisierten Teilwellen bei seismischen Untersuchungen ausschließlich mit dem Verlust des Scherwiderstandes beim Überschreiten der Bruchgrenze begründet wurde. Ob eine spezielle Kluft offen oder geschlossen ist wurde dabei nur auf den Porenwasserdruck (Kluftwasserdruck) zurückgeführt (Crampin & Zatsepin 1996).

Bei inhomogenen Volumina der geologischen Realität gilt die Regel, daß ihre Festigkeit mit zunehmender Größe tendenziell abnimmt. Der Grund ist die parallel mit dem Volumen wachsende Anzahl von Inhomogenitäten. Demgegenüber steht ein aus allen Bereichen der Physik bekannter Effekt, welcher eine Zunahme der Stabilität eines zunehmend wachsenden Volumens besagt, da das Verhältnis Oberfläche/Volumen abnimmt. Eine Zunahme des Volumens bedeutet in der geologischen Übertragung unter der Voraussetzung der Konstanz des Modells in z-Richtung eine Vergrößerung der individuellen Schichtmächtigkeiten.

In der Tat ist die Kluftbildung an sich, mechanisch gesehen, ein komplexer, nicht linearer Vorgang. Dabei spielen Reibung, Spannungskonzentration am bereits vorhandenen Kluftende bzw. vor einer Kluftbildung, das lokale Spannungsgefälle im Volumen sowie Kohäsion eine Rolle (Mencel 1968, Ockendorn & Turcotte 1998). Die Oberflächenspannung und -Kohäsion hängt von der Haft- und Gleitreibung ab. Bei geringen Scherkräften verhindern intra- und intergranulare Kohäsionskräfte durch ihre erzeugte Haftung die Entstehung von Klüftung. Gleichzeitig ist bekannt, daß dieser Prozeß bei der Fortentwicklung des Kluftendes im Kluftende

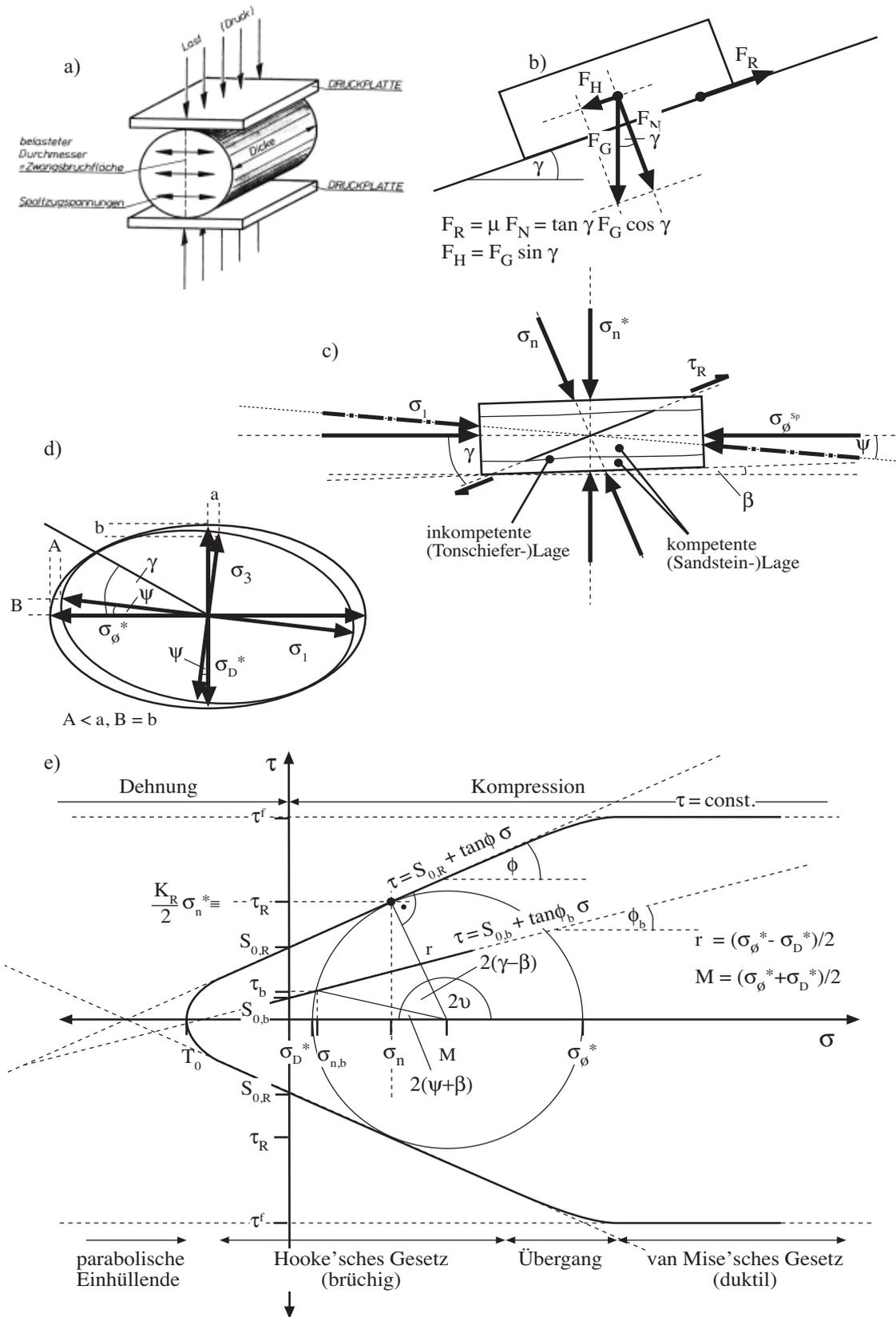


Abb. 7.3: Darstellung a) des Spaltzugscherversuchs im Labor (aus Wurf Schmidt 1982) b) der Kräfteverteilung auf der schiefen Ebene, c) des Kraftansatzes auf ein gegebenes Volumen, d) die Konstruktion vom Neigungswinkel der Hauptspannungsachse und e) des Mohr-Kreises. Gemäß der Verwendung der die Spaltzugfestigkeit repräsentierenden Last in dieser Arbeit ist die dargestellte Last in a) in der horizontalen Ebene gegeben, d.h. die Versuchsanordnung aus a) muß um 90° gedreht werden (vgl. c)).

lawinenartig durchbrochen wird. Ockendon & Turcotte (1998) kommen daher zum Schluß, daß ihre Überlegungen für reale Prozesse keine Relevanz haben, sondern lediglich für Messungen der Kohäsion dienen können. Die Lösung genau dieses Widerspruchs ist in dieser Arbeit die Definition der horizontalen Randbedingung (in der Hauptrichtung des Spannungstensors) für die Festigkeit durch die Spaltzugfestigkeit. In dieser Konzeption wird dadurch auch bei wachsender Last und ohne Dehnungsmechanik die Fortentwicklung der Kluft durch die Implikation von Zugkräften senkrecht zu einer vorgegebenen Hauptspannungsebene begründet. Somit sind die für die Frage des Einsetzens von Bewegung relevanten Kohäsionskräfte für die Entwicklung der Kluft, gemäß den Beobachtungen, nicht mehr entscheidend. Selbstverständlich begünstigt das Auftreten von Sollbruchstellen in Sedimenten, beispielsweise in Form von inkompetenteren Tonschieferlagen zwischen Sandsteinbänken, diese Entwicklung in hohem Maße. Außerdem läßt sich dadurch die Dynamik der Entwicklung einer Basisüberschiebungsbahn vor dem Hintergrund von Materialwechselln (s.u.) sehr leicht und einsichtig begründen.

Die Ausbildung von Scherbahnen orientiert sich derart an den vorhandenen Inhomogenitäten, daß für einen Verbruch lediglich diejenige Spannung notwendig ist, welche in der Lage ist, die kürzesten Distanzen zwischen den den Verband am stärksten schwächenden Inhomogenitäten zu überbrücken. Dabei sind keineswegs die größten homogenen Bereiche für die Stabilität, sondern die kleinsten dieser Bereiche wesentlich. Über Inhomogenitäten wie z.B. Klüftungen wird der Schichtverband in Segmente geteilt. Diese Segmente werden in der zu Grunde gelegten Symmetrie in vertikaler Richtung entlang ihrer Längsachse belastet. Dies entspricht den geometrischen Randbedingungen des Druckversuchs. Aus diesem Grund wird für die maximal notwendige bzw. mögliche Spannung die Druckfestigkeit σ_D angesetzt. Zusammen mit der weiter oben bereits diskutierten Spaltzugfestigkeit in horizontaler Richtung, sind damit die Randbedingungen der Festigkeiten bestimmt (Abb. 7.2).

Der Gleichung (2) wird nun die Coulomb'sche Scherbedingung

$$|\tau| = S_0 + \mu(\sigma_n - P_f) \quad (3)$$

gegenübergestellt (Davis et al. 1983). Diese Gleichung korrespondiert direkt mit dem Kräfteansatz bei der Bewegung auf der schiefen Ebene (Abb. 7.2). Für einen Vergleich von (2) und (3) muß zunächst geklärt werden, inwiefern die verwendeten Terme in beiden

Gleichungen vergleichbar sind. In der Gleichung (3) stehen auf der rechten Seite die Kohäsion S_0 und im zweiten Term ein Beitrag des Eigengewichts. Der zweite Term ist aus dem Koeffizienten der inneren Reibung $\mu = \tan \Phi$ (Φ ist dabei der Winkel der inneren Reibung), der Normalspannung σ_n und dem Fluiddruck P_f aufgebaut. Beim "statischen" Zerbrechen nach der Analyse im Mohr-Kreis (siehe Twiss & Moores 1992, Seite 170) ist nicht der Schub als zusätzliche Last, sondern lediglich die Verteilung der Lastverhältnisse ausschlaggebend. Bei einem Vergleich von (2) und (3) fällt daher in (2) der Beitrag des Schubs und in (3) der Beitrag der Kohäsion heraus.

Der Vergleich der verbleibenden Terme würde bedeuten, daß die Steigung der Oberfläche des orogenen Keils α dem Winkel der inneren Reibung im bewegten bzw. gescherten Horizont Φ entspricht. Die Verwendung dieser Bedingung zusammen mit weiteren Ergebnissen aus Davis et al. (1983, Gleichungen (5) & (7)) zeigt, daß dies nur für $\Phi_R = \Phi_b = \alpha = 0$ möglich ist. Demnach können die beiden verbleibenden Terme nicht gleichen Ursprungs sein, denn die Nulllösung bedeutet keine (!) Bewegung, einen Fall der nicht zur Diskussion steht.

Worin unterscheiden sich nun die verbleibenden Terme? Die Gleichung (2) ist eine Lösung zum Kräftegleichgewicht auf ein Teilstück des orogenen Keils, die Gleichung (3) eine Auswertung der Bewegungsanalyse eines solchen, beliebigen Volumens auf einer stationären Unterlage. Daher sind alle Terme unterschiedlich und (2) mit (3) nicht vergleichbar. Deswegen liegt es nahe die Gleichungen für eine Analyse der Bewegung am realen Beispiel zu kombinieren.

Bevor mit einer solchen Kombination Schergleichungen vorgestellt werden, wird noch wegen der späteren Verwendung von Teilresultaten auf einen der Gleichung (2) entsprechenden Kräfteansatz nach Davis et al. (1983) eingegangen. Die Autoren erstellen hierzu eine Differentialgleichung mit Termen zum Eigengewicht, Auftrieb durch die Fluide, Reibungswiderstand sowie zur Schubkraft und untersuchen diese. Der vorliegende Ansatz führt auf folgende Formulierung für die Scherspannung an der Basis des Keils:

$$\tau_b = \rho_0 g h \tan \alpha + \rho_0 g h K \tan(\alpha + \beta) \quad (4)$$

Dabei repräsentiert wie in (2) der erste Term auf der rechten Seite den Beitrag des Eigengewichts und der zweite den horizontalen Schub (h ist die Höhe/Mächtigkeit des Keils). Für diese Anwendung wurde zwar angenommen, daß sich das Verhältnis von Fluiddruck

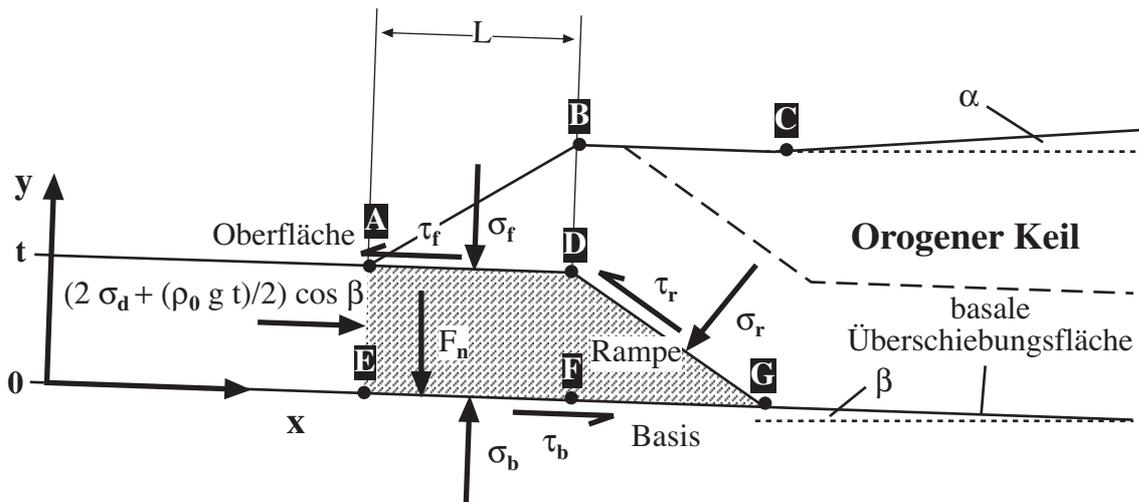


Abb. 7.4: Vereinfachte geometrische und mechanische Ausgangslage nach Platt (1990). F_n bezeichnet das Eigengewicht, σ_n die Last, welche für den Verbruch an der Basis benötigt wird.

zu Normaldruck λ im vertikalen Profil ändert (d.h. $\lambda \neq \lambda_b$), doch diese Änderung kann aus geologischen Gründen auf einfache Weise über die Konstruktion der effektiven Normalspannung bzw. der verwendeten effektiven Dichte (s.u.) in die Gleichungen eingebracht werden. Daher werden diese beiden Faktoren in den folgenden Spannungsgleichungen nicht berücksichtigt. K ist in (4) ein Vorfaktor, welcher aus den Winkeln der inneren Reibung bestimmt wird. Die folgende Formel ersetzt dabei als Näherung ein Integral über eine Funktion, die den Winkel der inneren Reibung, die Orientierung des Spannungsellipsoids, den Öffnungswinkel und die Höhe des Keils enthält, über die gesamte Höhe des Keils. Der Vorfaktor lautet nach Davis et al. (1983) am Beispiel für die Rampe (bezogen auf die Basisabscherfläche):

$$K_R \approx \frac{\sin \Phi}{1 - \sin \Phi} + \frac{\sin^2 \Phi_b + \cos \Phi_b \sqrt{\sin^2 \Phi - \sin^2 \Phi_b}}{\cos^2 \Phi_b - \cos \Phi_b \sqrt{\sin^2 \Phi - \sin^2 \Phi_b}} \quad (5)$$

$\wedge \Phi \geq \Phi_b$

(4) und (2) lassen sich direkt vergleichen. Da der Vorfaktor K je nach Position im Keil unterschiedlich ist, werden hier drei Faktoren für die Rampe, die Basis und die Deckenoberfläche unterschieden (jeweilige Indizierung mit R , b und f). Beim Vergleich von (2) und (4) fallen die Gravitationsterme weg und stehen bleibt:

$$2 \tau_b^f = \rho_0 g h K_b = \sigma_n^* K_b \quad (6)$$

wobei σ_n^* an dieser Stelle als effektive Normalspannung eingeführt wird. Der Scherwiderstand hängt nach (6) direkt proportional von der Auflast ab. Da der Scherwiderstand eine materialkonstante Größe ist, bedeutet (6) eine zunehmende Annäherung an die plastische Deformation mit zunehmender Tiefe und erfüllt damit eine grundlegende Erkenntnis der Geologie.

Die Gleichung (6) sagt zudem aus, daß der Scherwiderstand größer als die effektive Normalspannung ist, sofern die Gleichung (5) einen Wert über zwei ergibt. Ist dies nicht gegeben, zerfließt das Gestein unter der Eigenlast. Es wird als Randbedingung also festgehalten:

$$K_b > 2$$

Für den Öffnungswinkel des orogenen Keils ($\alpha + \beta$) erhalten Davis et al. (1983) folgende Form:

$$(\alpha + \beta) = \frac{\mu_b + \beta}{K_R + 1}$$

Dabei ist μ_b der Koeffizient der inneren Reibung an der Basisabscherfläche und Φ_b der entsprechende Winkel der inneren Reibung. Diese sind von den jeweiligen Werten des Gesteinsverbandes μ und Φ zu unterscheiden. Die Berücksichtigung von Kohäsion führt zu einer Erweiterung des Zählers der rechten Seite um den Kohäsionsterm (Dahlen et al. 1984, Jamison 1993). Die Gleichung verändert sich dadurch zu:

$$(\alpha + \beta) = \frac{\mu_b + \beta - \frac{K_R (\alpha + \beta) S_{0,R} \cot \phi}{2\rho_0 g r}}{K_R + 1}$$

Die Verwendung der Länge r (7) in dieser Formel wurde auf folgende Weise interpretiert: In Dahlen et al. (1984) ist damit der Abstand von der Spitze des Keils entlang der Keiloberfläche gemeint. Problematisch dabei ist, daß die Autoren in diesem Fall von einer variablen Position dieser Spitze unter einem ebenfalls bereits in den Keil integrierten Rand der eigentlich konkaven Keiloberfläche ausgehen. Zusätzlich wird angegeben, wie weit dieser konkave Verlauf zu einem negativen Anstieg der Keiloberfläche, von dieser variablen Position der Spitze aus, führen wird. Die wahre Position im Keil wird durch das Verhältnis r/r_0 eingeführt. Die Länge r_0 wird in Dahlen et al. (1984), auf die hier gemachten Angaben umgeschrieben, angegeben durch:

$$r_0 = \frac{K_R (\alpha + \beta) \cot \phi S_{0,R}}{2\rho_0 g (\mu_b + K_R \beta)}$$

weswegen sich die Formel für den Öffnungswinkel des orogenen Keils wieder vereinfacht zu:

$$(\alpha + \beta) = \frac{\mu_b(1 - r_0/r) + (r_0/r)(1 - K_R)\beta}{K_R + 1} \quad (7)$$

Diese Formel ergibt negative Werte für kleine Abstände zur Spitze des orogenen Keils, da der zweite Faktor im Zähler dominiert. Dieser ist wegen der Randbedingung zu (6) immer kleiner Null. Darüber hinaus ist auch der erste Term kleiner Null. Für große Abstände verschwindet dieser, und auch der erste Term im Zähler wird größer Null. Die wahre Position wird über die Schuppenlänge und die Rampe errechnet (Position C in Abb. 7.4).

7.2.3 DER BEZUG ZUR DECKENBILDUNG

In einem weiteren Schritt werden die Voraussetzungen für das Modell von Platt sowie seine Ergebnisse vorgestellt. Die Grundlagen für das Modell sind:

- Der Verbruch einer frontalen Rampe wird durch die von ihr getragene Longitudinalspannung hervorgerufen.
- Eine Steigerung der vertikalen Last auf die Rampe und der Geschiebelast auf den oberen Teil der Schichten parallel zur Überschiebung (upper flat) und ein daraus resultierendes Maximum des Spannungsvektors unter der Vorderkante des Keils übersteigt die Festigkeit des dort vorhandenen Gesteins.
- Eine Abhängigkeit der Schuppenlänge L von der Gesteindichte ρ , dem Rampenwinkel γ , dem Scherwiderstand an der Basis τ_b , auf der Rampe τ_r und an der oberen Schichtung τ_f sowie dem Scherwiderstand des Keils τ^f und der Mächtigkeit der entstehenden Decke t ist gegeben (Abhängigkeit von Geometrie und Kräften).

Platt (1990) untersucht die Spannungsverteilung auf eine neu aus dem Autochthon herauszubrechende Schuppe im Moment der Lösung aus der Unterlage und entwickelt daraus einen Zusammenhang zwischen einwirkenden Kräften und Geometrie der neuen Schuppe. Die daraus entstehende Formel für die Länge L der neuen Decke ist:

$$L = \frac{2\sigma_d t - P\tau_r + \frac{1}{2}\rho_0 g t^2 \cot \gamma \sin \beta + Q\tau_b}{\rho_0 g t (\cos \beta \tan \gamma - \sin \beta) + \tau_f + \tau_b \left(\frac{\tan^2 \gamma}{2} - 1 \right)}$$

$$\begin{aligned} \wedge P &= t(\cot \gamma + \tan \gamma) \\ Q &= t(\cot \gamma - \frac{1}{2} \tan \gamma) \\ \sigma_D^* &\geq \sigma_d \geq \tau_b^f \quad (s.u.) \end{aligned} \quad (8)$$

Eine neue Größe in dieser Formel ist die Spannung σ_d . In Platt (1990) sowie (1988) werden zu dieser Spannung unterschiedliche Angaben gemacht. Zunächst wird diese Spannung als reduzierte Spannung, welche zum Zerschneiden führt, bezeichnet. Danach gilt:

$$\sigma_d = \frac{1}{2}(\sigma_\phi^* + \sigma_D^*)$$

Diese Spannung müßte als Umgebungsspannung auf ein gegebenes Volumen gewertet werden, ab welcher das Gestein zerbricht. Die Formel beschreibt schließlich genau die durchschnittliche auftretende Last (Position des Zentrums des Mohr-Kreises im Mohr-Diagramm). Wie weiter oben ausgeführt, entsteht eine Situation des Zusammenbruchs unter dem Eigengewicht ab einer bestimmten, materialabhängigen Eigenlast. Der Indikator für diese Situation ist jedoch ein Übergang in den duktilen Bereich bzw. eine deutliche Abnahme der Rigidität und nicht Zerschneiden. Das heißt, eigentlich müßte es sich bei σ_d um eine Scherspannung und keine Festigkeit handeln. Eine Bezeichnung, welche in diese Richtung geht, ist die zusätzlich erwähnte Bruchfestigkeit. Diese ist nach Twiss & Moores (1992) unter einachsiger Kompression:

$$\sigma_d = \frac{2S_0 \sin 2\gamma}{1 + \cos 2\gamma}$$

Diese Spannung ist im wesentlichen von der Kohäsion S_0 abhängig. Für kleine Rampenwinkel geht diese Spannung zudem gegen Null, was für kleine Kohäsionen und kleine Rampenwinkel sehr, sehr kleine Bruchfestigkeiten impliziert. Ein flach überschiebender orogener Keil ohne wesentliche Kohäsion würde demnach sofort zerfallen. Diese Vorstellung macht auf den gesamten Keil oder auf wesentliche Teile desselben aus o.g. Gründen oder auch für begrenzte Volumen mit wenigen, diskreten Scherbahnen im Falle einer Interpretation von sehr, sehr hohen Kohäsionen von z.B. stark lithifizierten Sandsteinen oder Quarziten durchaus Sinn. Im ersten Fall ist die fragliche Spannung jedoch nicht auf die Problemstellung aus Abb. 7.4 anwendbar, bzw. im zweiten Fall ist Kohäsion nicht mehr ausschließlich als Dünnschichteffekt von Fluiden auf flachen, dünnen Objekten zu verstehen.

Eine noch etwas andere Definition ist in Platt (1988) zu finden. Hier wird σ_d einfach als Scherwiderstand der neu auszuschiebenden Decke bezeichnet. Dieses Verständnis der Spannung erklärt die Rolle in (8) und läßt sich vor dem o.g. Hintergrund leicht verstehen. Dann ist ein einsetzendes duktiler Verhalten dieser neu-

en Decke als Ursache für Spannungsverteilungsmuster zu verstehen, welches am Übergang zu Bereichen mit steigender Rigidität, also aufgrund von Schwankungen von Materialeigenschaften, oder in lokalen Bereichen von geometrischer Immobilität (Achsenflächen) zu Brüchen führt. Diese Definition entspricht grundlegender geologischer Erfahrung im Umfeld von Rampen und wird daher favorisiert. Diese Spannung darf dabei höher als diejenige einer bereits gelösten Decke sein. Das deckeninterne Gefüge wurde in diesem Fall noch nicht beansprucht (vgl. Hystereseeffekt bei Spannung und Dehnung). Allerdings sollte sie die Druckfestigkeit des Gesteins nicht überschreiten, denn dann würde eine Rest-Stabilität auch nach der Desintegration des Gesteins erhalten bleiben.

Eine weitere wichtige Formel aus Platt (1990) ist eine Beziehung, die den Winkel der Hauptachse des Spannungsellipsoids zur x-Achse aus Scherkräften und Rampenwinkel ableitet:

$$\tan 2(\psi_b + \beta) = \frac{\tau_b \sin 2(\gamma - \beta)}{\tau_R - \tau_b \cos 2(\gamma - \beta)} \quad (9)$$

Die Differenz im Nenner wird bei der Auswertung noch von Bedeutung sein!

Zurück zu den Gleichungen (2) und (3). Als Konsequenz der oben angeführten Betrachtungen wurde die Möglichkeit einer Kombination der Formen angesprochen. Die Gleichung (2) entstand aus Betrachtungen zum Kräftegleichgewicht um ein Teilvervolumen des orogenen Keils. Wie auch bei Platt (1990) geht es dabei um den Moment des Verbruchs.

Eine Kraft, die zum Verbruch genügt, muß aber nicht unbedingt ebenfalls den Transport bewerkstelligen können, d.h. wenn die Decke herausgebrochen ist, ist sie noch nicht über die Rampe gehoben bzw. geschoben. In anderen Worten ausgedrückt ist über die Gleichgewichtsbedingung festgestellt, welche Kräfte an den Rändern des Volumens geherrscht haben müssen, um es aus seinem Verband herauszulösen. Das Volumen selbst wurde aber noch nicht bewegt. Es handelt sich hierbei also um statische Gleichgewichtsbedingungen (Leisi 1996). An diesem Punkt gibt es zwei alternative Weiterentwicklungen des Gedankengangs. Einerseits kann argumentiert werden, die Spannung bzw. der Schub des Keils, welcher zur Spannung führt, halte unausgesetzt an. Daher könnte weiter davon ausgegangen werden, daß eine Kraft, die zum Verbruch genügt, im günstigsten Fall für den Transport ebenfalls genügt, im ungünstigeren Fall um eine Differenz aus nötigem Aufwand für den Transport und den vorhandenen für

den Verbrauch erhöht werden müßte. Andererseits läßt sich ein Verbrauch als spontane und zumindest lokale Spannungsentlastung interpretieren, weswegen die für den Transport notwendige Aufwendung noch in voller Höhe hinzu kommen muß. Hier wird exemplarisch der einfachere Weg der Addition, ohne Fallunterscheidung, beschrieben. Ohnehin ist es fraglich, inwiefern letztendlich bei einer Bestimmung der Festigkeiten auf die erste Art und Weise, durch die Verschachtelung der Gleichungen Aufhebungseffekte eine Rolle spielen.

Für das Gleiten über eine schräge Ebene muß ein Körper die Haftreibung überwinden. Dies entspricht dem zweiten Term der Gleichung (3). Allerdings ist die bestimmende Gewichtskraft die senkrecht auf die schräge Ebene wirkende Gewichtskraft und nicht die dem Schwerfeld nach wirkende Kraft (Abb. 7.3 a). Daher reduziert sich die Gewichtskraft um den Kosinus des Rampenwinkels. Wird ein Körper die Rampe hinauf bewegt, muß zusätzlich noch die Hangabtriebskraft überwunden werden. Diese entspricht dem Sinus der Gewichtskraft. Damit ergibt sich aus (2) und (3) in der Kombination:

$$\begin{aligned} \tau_b^s &= S_{0,b} + 2\tau_b^f \tan(\alpha + \beta) + \\ &\quad \rho_0 g t (\tan \alpha + \sin \beta + \tan \phi_b \cos \beta) \\ \tau_f^s &= S_{0,f} + 2\tau_f^f \tan(\alpha + \beta) + \\ &\quad \rho g t (s-1) (\tan \alpha + \sin \beta + \tan \phi_f \cos \beta) \quad (10) \\ \tau_R^s &= S_{0,R} + 2\tau_R^f \tan(\alpha + \beta) + \\ &\quad \rho_0 g t (\tan \alpha + \sin(\beta + \gamma) + \\ &\quad \tan \phi_R \cos(\beta + \gamma)) \end{aligned}$$

Ein Teil der Druckfestigkeit wird von der Auflast bereits verbraucht. Daher reduziert sich die Druckfestigkeit zur effektiven Druckfestigkeit in der Form:

$$\sigma_D^* = \sigma_D - \sigma_n^* \quad (11)$$

Eine Normalspannung von 10 MPa ist mit wenigen hundert Metern Auflast erreicht. In dieser Größenordnung liegen die Druckfestigkeiten von Sandsteinen, Tonsteinen und Kalksteinen (Tab. 7.2). Da die Spaltzugfestigkeit (vgl. Gleichung (6)) mit der Auflast zunimmt, die effektive Druckfestigkeit jedoch reduziert wird, entsteht im orogenen Keil trotz der grundsätzlich höheren Druckfestigkeit gegenüber der Spaltzug-

fähigkeit im Labor schnell eine Konstellation bei der die größere Spannung (Kraft) in x-Richtung (Abb. 7.4) auftritt. Außerdem bedeutet die Gleichung (11) eine Zunahme der Festigkeit im Keil nach oben hin.

Ähnlich wie in (11) läßt sich zwischen der Spaltzugfestigkeit und der effektiven Normalspannung eine Beziehung aufstellen. Die Anwendung der Spaltzugfestigkeit läßt bei horizontaler Kompression das Öffnen von Klüftung in der horizontalen Ebene erwarten. Genau diese Öffnung wird jedoch durch die Gewichtskraft bzw. durch die Normalspannung verhindert (vgl. Versuchsanordnung in Abb. 7.2). Erst mit Erreichen der Druckfestigkeit stellen sich neue Bedingungen ein. Eine Normalspannung belastet also das Gefüge. Daher steigt die Spaltzugfestigkeit um den Betrag der effektiven Normalspannung an. Die daraus abgeleitet effektive Spaltzugfestigkeit ist:

$$\sigma_\phi^* = \sigma_\phi^{Sp} + \sigma_n^* \quad (12)$$

Aus dem Mohr-Kreis läßt sich für den Hooke'schen Bereich außerdem ableiten:

$$\phi + 2(\gamma + \psi) = 90^\circ \quad (13)$$

Diese Gleichung wird allerdings nur für die Rampenbildung verwendet, denn nach (13) müßten in den Scherebenen an der Basis und Oberseite van Mier'sche Verhältnisse herrschen. Da sich die Ausbildung des Basisabscherhorizontes weitgehend an den Gesteinsstrukturen orientiert und die innere Reibung an der oberen Scherbahn von den dort vorhandenen Gesteinen (Sedimenten) abhängt, werden für die inneren Reibungswinkel auf diesen Flächen vorhandene Werte aus Lockergefügen verwendet.

Aus dem Mohr-Kreis oder einem Gleichgewichtsansatz auf eine Dreiecksgeometrie können die Formeln für die Normal- und Scherspannung abgeleitet werden (Twiss & Moores 1992). Nach Abb. 7.3 ist der Koordinatenpunkt der beiden Spannungen (τ_s , σ_n) vektoriell definiert durch:

$$\begin{pmatrix} \sigma_n \\ \tau_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M \\ 0 \end{pmatrix} + r \begin{pmatrix} -\cos 2\vartheta \\ \sin 2\vartheta \end{pmatrix}$$

Dabei ist M der Mittelpunkt und r der Radius des Mohr-Kreises. Ferner gilt für den Winkel zwischen σ_ϕ^{Sp} und dem Lot zur Rampenfläche ϑ und dem Rampenwinkel γ die Beziehung $\vartheta + \gamma + \psi = 90^\circ$ (und damit auch $\vartheta - \psi = \phi$). Mit etwas Winkelalgebra entsteht aus der letzten Beziehung:

$$\begin{pmatrix} \sigma_n \\ \tau_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_\phi^* + \sigma_D^*}{2} \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{\sigma_\phi^* - \sigma_D^*}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2(\gamma + \psi) \\ \sin 2(\gamma + \psi) \end{pmatrix} \quad (14)$$

Platt (1990) argumentiert daß im Punkt G, Abb. 7.4, die Größe, welche oben mit Schwerwiderstand und Rigidität für den hangenden Bereich umschrieben wur-

Winkel der inneren Reibung

Schotter rauh	40-42,5°
Kies rund, dicht	37°
Sand, dicht	35°
Schluff	27°

Tab. 7.4: Maximalwerte für Winkel der inneren Reibung für Lockergestein, nach Dachroth (2002).

de, überwunden werden müsse. Daher setzt er diese Spannung und die Schubspannung auf der Rampe gleich. Dieser Argumentation wird übernommen. Aus (3) und (6) kann die Kohäsion errechnet werden:

$$S_{0,R} = \sigma_n^* \left\{ \frac{K_R}{2} - \tan \phi_R \right\} \quad (15)$$

Damit ist die Kohäsion und die Scherspannung auf der Rampe bestimmt. Die beiden anderen Kohäsionen werden entsprechend den Winkeln der inneren Reibung im Verhältnis zur inneren Reibung an der Rampe angenommen. Da die Kohäsion nicht nur als Wirkung einer Oberflächenspannung aufgrund eines hydrokopischen Effekts, sondern auch als Folge von Haftung zwischen Mineralkörnern angenommen wird (Marder & Fineberg 1996), sollte das eine gute Näherung darstellen. Nun lassen sich die beiden anderen Scherspannungen, die Orientierung der Hauptachse des Spannungsellipsoids, Stabilität der aufzuschuppenden neuen Decke sowie die effektiven Spaltzug- und Druckfestigkeiten berechnen.

7.2.4 DIE ENTSTANDENEN GRÖSSEN UND ANSÄTZE FÜR EINEN VERGLEICH

Der Vergleich der Ergebnisse zu den Festigkeiten aus dieser Rechnung mit Laborwerten ergibt nicht notwendigerweise eine Übereinstimmung. Die Ursachen hierfür liegen in den gemessenen Daten aus den geologischen Profilen. Es folgt eine kurze Vorstellung der aus den mathematischen Zusammenhängen folgenden Korrekturen innerhalb dieses Modells.

Um eine sinnvolle Größe der angenommenen Winkel der inneren Reibung zu überprüfen, wird alternativ zur bereits berechneten Orientierung des Hauptspannungsellipsoids dieselbe Größe über die Winkelsummen im Mohr-Kreis berechnet. Dadurch entsteht eine Vergleichsgröße, auf die der erste Wert durch eine Variation der angenommenen Winkel der inneren Reibung angeglichen werden kann. Großen Einfluß hat auch der gemessene Rampenwinkel. Daher muß auch dieser in den Prozeß einbezogen werden.

Eine weitere Größe, deren Richtigkeit überprüft werden muß, ist die Stabilität der Schuppe (Gleichung (8)). Von dieser hängt die Länge der entstehenden Schuppe ab. Umgekehrt läßt sich also über diese die Größe dieses Wertes steuern. Auch hier wurden die gemessenen Werte überprüft.

Die Mächtigkeit und die übereinanderliegende Anzahl der Schuppen entscheidet wegen (11) und (12) über die Exzentrizität des Spannungsellipsoids. Da sich alle Schuppen an der Spitze des mehr oder weniger gleichen orogenen Keils befunden haben bzw. befinden, sollten vergleichbare Positionen vergleichbare Exzentrizitäten beinhalten. Ein genauer Vergleich der Exzentrizitäten würde ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion der Mächtigkeiten in den geologischen Schnitten liefern. Im vorliegenden Fall wurde jedoch lediglich sichergestellt, daß die Dimensionen vergleichbar sind. Für die meisten Fälle wurden als Überdeckungsfaktor je nach Konstruktion des Profils zwei oder drei überlagernde Schuppen angenommen.

Die Frage der zusätzlichen Überdeckung entscheidet über die Größe des Mohrkreises bzw. die Größe der auftretenden Spannungen. Auch für diese gilt der Grundsatz der Vergleichbarkeit in ähnlichen Positionen in den Deckeneinheiten bei vergleichbarem litho-

logischen Bau. Da alle Spannungswerte ohne diese Korrektur für die Bereiche des Unteren und Mittleren Allochthons des Arbeitsgebietes dieser Arbeit unter dem Durchschnitt der größeren Umgebung liegen, wurde hier durch die Annahme einer teilweisen Überdeckung des nachfolgenden orogenen Keils eine Korrektur eingeführt.

Alternativ zu (12) wird außerdem der Steigungswinkel des Keils nach Chapple (1978) aus (2) bzw. (4) berechnet. Diese Werte unterscheiden sich deutlich. Der erste Wert ergibt die Steigung des Keils in der aktiven Phase der Schuppenbildung, der zweite repräsentiert den zu erwartenden allgemeinen Winkel in größerem Abstand. Die zugehörigen Modelle unterscheiden sich in der Annahme der vertikalen Position der Oberfläche des Keils. Hierin wird im vorliegenden Fall Dahlen et al. (1984) gefolgt.

7.3 ANWENDUNG AUF KARTEN- UND GELÄNDEDATEN

Für die Erstellung der Daten wurde allgemein eine Dichte von $2,54 \text{ g/cm}^3$ als geschätzter Durchschnittswert (vgl. Tab. 7.2) verwendet. Als Überraschung bei der Auswertung erwiesen sich die ausnehmend geringen Werte der inneren Reibung in allen untersuchten Profilabschnitten (Tab. 7.5 & 7.6). Sie betragen $8,5^\circ$ an den Rampen, $3,5^\circ$ an der Basis und 1° an der Oberseite der Schuppen. Diese geringen Werte kamen unabhängig von den Deckeneinheiten bei allen Analysen zustande. Die Schwankungsbreite liegt bei 10%. Die Werte sind nicht vergleichbar mit den Werten der entsprechenden Trockenmaterialien oder den Annahmen in einigen der oben diskutierten Arbeiten (Tab. 7.7). Dort liegen die verwendeten Werte bei 30° an den Rampen, etwas darunter an der Basis und per Definition häufig bei 0° auf den Schuppenoberseiten.

Diese geringen Winkel stehen jedoch mit dem allgemein flachen orogenen Keil im Einklang. Nach (3) wird durch einen geringen Winkel der inneren Reibung die Schubkraft klein, welche wiederum über (4) und (6) mit einem kleinen Öffnungswinkel des orogenen Keils in Verbindung steht. Die Steigung der Oberseite be-

ginnt bei sehr kleinen Werten zwischen -1° und 1° und steigt bis zu 4° an. Dadurch liegt der Gesamtöffnungswinkel des orogenen Keils zwischen 1° und 6° .

Die Steigungswinkel der Oberseite des Keils sind in Diagramm 7.1 dargestellt. Um die geringeren, möglicherweise auch negativen Werte nach Dahlen et al. (1984) darstellen zu können, wurden auch die Werte nach Chapple (1978) ohne Hinzufügen des Winkels der Basisabscherfläche dargestellt. Die negativen Werte entstehen durch die Nähe zur Spitze des orogenen Keils. Wie von Davis et al. (1983) angemerkt und von Dahlen et al. (1984) bearbeitet, ist die Oberseite des Keils nicht dreieckig flach, sondern konkav. Dadurch entsteht im mehr oder weniger begrenzten Bereich hinter der Spitze des Keils ein negativer Anstieg. Allerdings darf nicht vergessen werden, daß es sich bei dieser geometrieabhängigen Auswertung um eine Momentaufnahme bei der Entstehung des Schuppenbaus handelt. Eine allgemeiner gefaßte Aussage zu diesen Werten wird sich lediglich auf die allgemein niedrigen Werte beziehen. Die Durchschnittswerte liegen bei $0,36^\circ$ und $2,96^\circ$. Eine Rekonstruktion des Verlaufs der erodierten Keiloberfläche wird daher mit einem flachen, eventuell sogar leicht negativen Verlauf in den ersten 4-5 km beginnen und von dort auf etwa $3-4^\circ$ ansteigen. Diese $3-4^\circ$ werden auch im Bereich des Mittleren Allochthons beibehalten werden. Denn auch hier lag der aus Chapple (1978) errechnete Winkel in diesem Bereich. Der Durchschnittswert der Länge mit negativem Verlauf der Keiloberfläche nach Dahlen et al. (1984) beträgt 4,98 km. Der übersteilende Effekt des konkaven Verlaufs wird bei dieser Geometrie erst über dem Oberen bis Obersten Allochthon zu erwarten sein (Garfunkel & Greiling, 1998).

Der für die Annäherung der Orientierung der Hauptachse des Spannungsellipsoides geänderte Rampenwinkel liegt in vielen Fällen deutlich unter den aus den Profilen entnommenen Durchschnittswerten. Die aus der Analyse gewonnenen Winkel liegen alle zwischen 15° und 20° . Diese Ergebnisse lassen sich bei der Analyse zwischen $1-2^\circ$ durch Verändern der Winkel der inneren Reibung innerhalb der oben erwähnten 10% variieren. Bei allen Variationsversuchen zeigt sich allerdings eine deutliche Tendenz zu 15° . Der Durchschnittswert liegt bei $16,5^\circ$. Der Durchschnittswert aller aus den Profilen entnommenen Werte liegt mit $24,2^\circ$ etwa 10° über dem analysierten Wert des Rampenwinkels. Dieser Umstand reflektiert ebenfalls den spitz zulaufenden Bau des orogenen Keils.

Die Meß- und Analyseergebnisse zur Geometrie

Profil	Dikamäs NO (UA)	Dikamäs SO (UA)	Dikamäs SW (Njakafäll-Duplex)	Dikamäs SW (Krutstjå-Decke)	Dikamäs SW (Vojmsjön-Duplex)	Vilhelmina NW	Vilhelmina NO	Vilhelmina SW
Winkel d. Basisabsch. [°]	2	1,5	4,50	1,5	1,5	1,5	2	14500
Deckenlänge (Messung) [m]	3300	5100	4250	25000	5100	2920	8000	2600
max. Deckenlänge [m]	4060	4930	3900	11330	4360	2900	18000	1200
min. Schuppenlänge [m]	1740	2190	1620	5030	1830	1220	1800	250
Schuppenmächtigkeit [m]	400	450	400	1100	450	300	350	17
Rampenwinkel (Mess.) [°]	19,4	23,2	29	17	25	31,9	23,5	19
zusätzl. Auflast [m]	16	16	15	17	15	15	18	17
Steigungswinkel d. Keils (Dahlen et al. 1984) [°]	0	0	0	0	0	300	350	250
Steigungswinkel d. Keils (Chapple 1978) [°]	0,27	-0,29	1,39	-0,90	1,08	1,08	-1,24	-0,70
Psi nach Platt 1990) [°]	3,49	2,70	4,30	2,91	4,22	4,01	0,88	0,90
Profil	4,8	4,4	6	2,1	4,3	4,3	-0,8	0,
Winkel d. Basisabsch. [°]	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	2,5
Deckenlänge (Messung) [m]	7700	4200	2100	4270	1750	3750	8500	2880
max. Deckenlänge [m]	5850	3880	5150	3450	4440	3050	6610	2920
min. Schuppenlänge [m]	2440	1670	2330	1450	1860	1350	2930	1250
Schuppenmächtigkeit [m]	600	390	500	350	450	300	650	280
Rampenwinkel (Mess.) [°]	30,5	34	24,5	32	32	28,3	23	20,1
Rampenwinkel (Analy.) [°]	15	16	18	15	15	17	17	17
zusätzl. Auflast [m]	0	390	0	0	0	0	0	0
Steigungswinkel d. Keils (Dahlen et al. 1984) [°]	1,39	0,80	-0,03	1,92	1,48	0,65	0,43	-0,44
Steigungswinkel d. Keils (Chapple 1978) [°]	4,30	3,32	1,93	4,08	4,24	2,61	2,70	2,65
Psi nach Platt 1990) [°]	6	4,4	2,8	6,8	6,8	4	4	2,6
Profil	Ullisj.-Groj.-Profil (UA, diese Arbeit)	Vojmsjön-S (UA, diese Arbeit)	Ullisj.-Groj.-Profil (MA, diese Arbeit)	Vojmsjön-S (MA-Sedimente, d. Arb.)	Vojmsjön-N (MA-Sedimente, d. Arb.)	Vojmsjön-N (MA-Grundgeb., d. Arb.)	Vojmsjön-S (MA-Grundgeb., d. Arb.)	
Winkel d. Basisabsch. [°]	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	
Deckenlänge (Messung) [m]	3000	4300	5700	10660	6940	4660	5330	
max. Deckenlänge [m]	4140	4090	5180	4500	4500	4400	4530	
min. Schuppenlänge [m]	1860	1830	2180	2010	2010	1900	2000	
Schuppenmächtigkeit [m]	400	400	540	440	440	440	440	
Rampenwinkel (Mess.) [°]	23,2	17,5	22	25,8	17	24,2	16,7	
Rampenwinkel (Analy.) [°]	17,6	17,5	15	17,5	17,4	16	16,5	
zusätzl. Auflast [m]	0	0	0	880	880	0	0	
Steigungswinkel d. Keils (Dahlen et al. 1984) [°]	-0,16	0,15	1,26	-0,74	-0,79	1,31	0,45	
Steigungswinkel d. Keils (Chapple 1978) [°]	1,93	2,28	4,36	2,21	2,20	3,23	2,43	
Psi nach Platt 1990) [°]	1,6	3	4,9	3	2,6	4,8	2	

Tab. 7.5: Zusammenstellung der geometrischen Daten aus der Analyse. Bei der Feststellung der Deckenlängen sind durchbrechende Überschiebungen als nachträglich aufgetretene Deformation nicht berücksichtigt worden. Diese würden das Bild im Zusammenhang mit dieser Analyse verfälschen.

Die Meß- und Analyseergebnisse zu den Festigkeiten

Profil	Dikanäs NO (UA)	Dikanäs SO (UA)	Dikanäs SW (Kratsjuf-Duplex)	Dikanäs SW (Kratsjuf-Decke)	Dikanäs SW (Vojmsjön-Duplex)	Vilhelmina NW	Vilhelmina NO	Vilhelmina SW
Normalspannung Basis, Rampe [Pa]	1,60E+07	1,80E+07	1,60E+07	1,66E+07	1,80E+07	1,95E+07	2,27E+07	2,25E+07
Deckenstabilität (Platt 1990) [Pa]	2,57E+07	2,89E+07	2,51E+07	2,63E+07	2,67E+07	2,88E+07	3,54E+07	3,77E+07
eff. Spaltzugfähigkeit [Pa]	1,73E+07	1,73E+07	1,93E+07	1,93E+07	2,31E+07	2,31E+07	2,91E+07	2,51E+07
eff. Druckfestigkeit [Pa]	9,76E+06	1,10E+07	9,11E+06	9,65E+06	8,75E+06	9,47E+06	1,27E+07	1,54E+07
Spaltzugfähigkeit [Pa]	1,34E+06	1,32E+06	1,34E+06	2,69E+06	3,31E+06	3,58E+06	6,41E+06	2,62E+06
Druckfestigkeit [Pa]	2,58E+07	2,90E+07	2,51E+07	2,63E+07	2,68E+07	2,90E+07	3,54E+07	3,79E+07
Profil	Risbäck SO (Ostteil)	Risbäck SO (Westteil)	Risbäck NO (Risksjäll-Decke)	Risbäck NO (Njakafjäll-Duplex)	Fatmammakke NO (Njakafj.-Duplex)	Fatmammakke SO (Ostteil)	Fatmammakke SO (Westteil)	Ullsji.-Groj.-Profil (UA, diese Arbeit)
Normalspannung Basis, Rampe [Pa]	2,40E+07	2,53E+07	2,00E+07	2,27E+07	1,80E+07	1,95E+07	2,60E+07	1,82E+07
Deckenstabilität (Platt 1990) [Pa]	3,77E+07	4,02E+07	3,42E+07	3,65E+07	2,89E+07	3,24E+07	4,33E+07	2,92E+07
eff. Spaltzugfähigkeit [Pa]	2,60E+07	2,79E+07	2,13E+07	2,38E+07	1,88E+07	2,07E+07	2,77E+07	2,05E+07
eff. Druckfestigkeit [Pa]	1,37E+07	1,49E+07	1,42E+07	1,39E+07	1,10E+07	1,30E+07	1,74E+07	1,10E+07
Spaltzugfähigkeit [Pa]	1,98E+06	2,57E+06	1,28E+06	1,06E+06	8,38E+05	1,24E+06	1,66E+06	2,35E+06
Druckfestigkeit [Pa]	3,77E+07	4,02E+07	3,42E+07	3,66E+07	2,90E+07	3,25E+07	4,34E+07	2,92E+07
Profil	Vojmsjön-N (UA, diese Arbeit)	Vojmsjön-S (UA, diese Arbeit)	Ullsji.-Groj.-Profil (MA, diese Arbeit)	Vojmsjön-S (MA-Sedimente, d. Arb.)	Vojmsjön-N (MA-Sedimente, d. Arb.)	Vojmsjön-N (MA-Grundgeb., d. Arb.)	Vojmsjön-S (MA-Grundgeb., d. Arb.)	
Normalspannung Basis, Rampe [Pa]	1,60E+07	1,60E+07	2,16E+07	2,86E+07	2,86E+07	5,05E+07	5,05E+07	
Deckenstabilität (Platt 1990) [Pa]	2,58E+07	2,67E+07	3,27E+07	4,76E+07	4,68E+07	8,11E+07	7,71E+07	
eff. Spaltzugfähigkeit [Pa]	1,83E+07	1,73E+07	2,46E+07	3,08E+07	3,15E+07	5,48E+07	6,12E+07	
eff. Druckfestigkeit [Pa]	9,85E+06	1,07E+07	1,11E+07	1,91E+07	1,83E+07	3,07E+07	2,67E+07	
Spaltzugfähigkeit [Pa]	2,29E+06	1,27E+06	2,96E+06	2,27E+06	2,96E+06	4,26E+06	1,07E+07	
Druckfestigkeit [Pa]	2,59E+07	2,67E+07	3,27E+07	4,77E+07	4,69E+07	8,12E+07	7,72E+07	

Die anschließenden Auswertungen (Diagr. 7.2 ff.) zeigen:

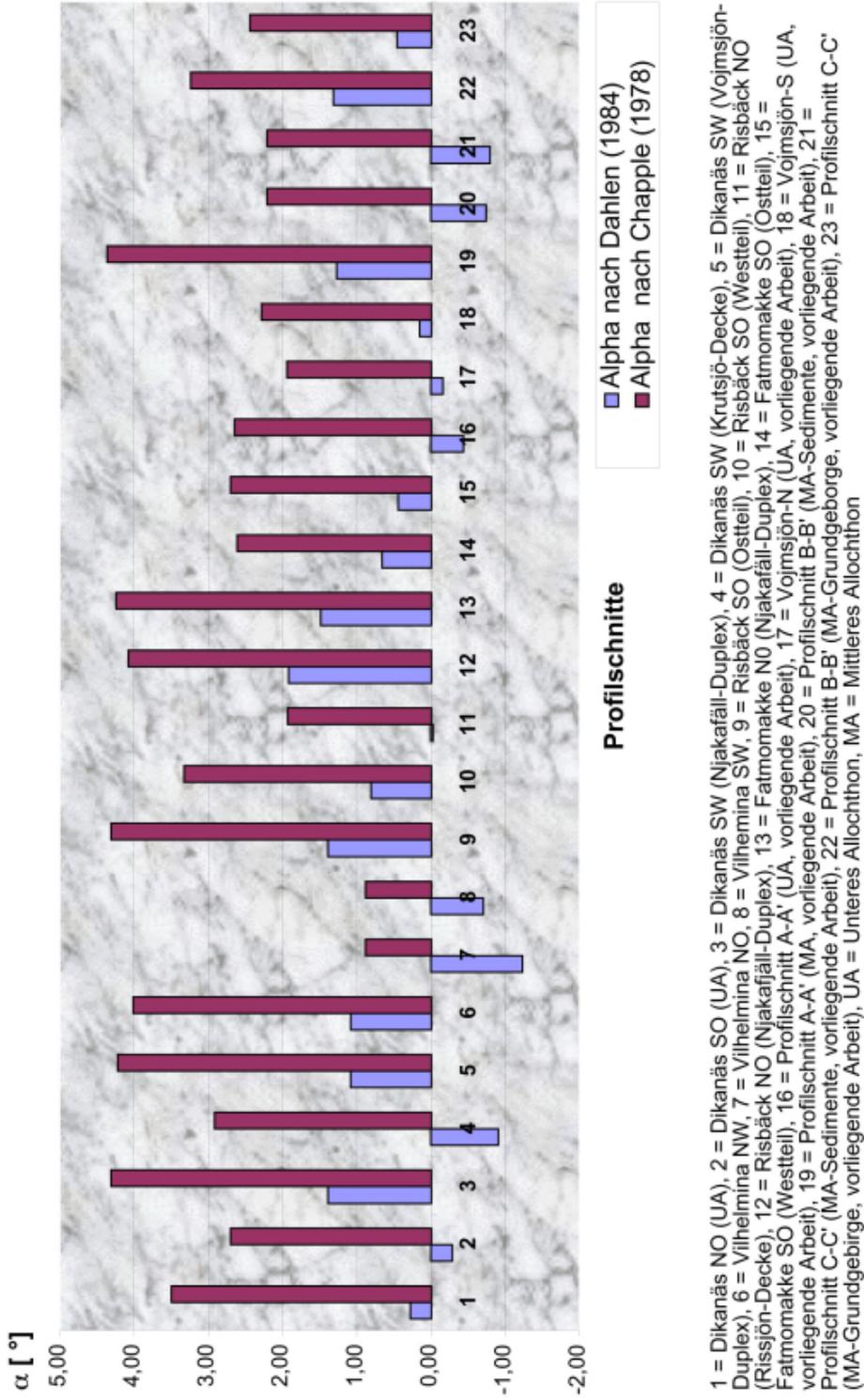
- wie die Abmessungen der Decken ihr Stabilitätsverhalten und den Winkel der inneren Reibung des Keils reflektieren,
- wie ein Vergleich der Abmessungen der Decken eine Qualitätsabschätzung des geologischen Schnittes erlauben,
- und mit welchen Deckenlängen in Transportrichtung bei bekannten Mächtigkeiten zu rechnen ist.

Über den Ansatz von Platt (1988, 1990) kann die Stabilität einer Decke zum Zeitpunkt ihrer Verschuppung analysiert werden. Ihr Stabilitätsverhalten im orogenen Keil ist wegen der Schwächung bei der Verschuppung niedriger. Die Grenzen für die Stabilität einer Decke in vertikaler Richtung liegen bei ihrer effektiven Druckfestigkeit an ihrer Basis (Diagr. 7.2). Eine Überschreitung dieses Wertes ist theoretisch nicht möglich. Das vorliegende Modell sowie die meisten anderen gehen jedoch von einem Stufenprofil aus, d.h. die lithologischen Parameter werden punktuell an den Rändern erfaßt. Zwischen diesen Punkten wird jedoch Konstanz für die jeweils darüber liegenden Volumina postuliert. Als Variation werden lineare Gradienten eingeführt. Die sehr viel komplexere integrale Realität kann modellhaft nur skizziert werden. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, daß die effektive Druckfestigkeit und damit auch die Stabilität der Decke in vertikaler Richtung stetig zunimmt. Der maximale Wert der Stabilität in vertikaler Richtung ist mit der Druckfestigkeit an der Oberfläche erreicht (Diagr. 7.3). Zwischen diesen Extremen befindet sich der gesuchte Wert.

Da die Überdeckung, d.h. die Anzahl der überlagernden Decken zum Zeitpunkt der Verschuppung über die Dichte auf die oben beschriebene Weise eingerechnet ist, wertet diese Aufstellung die aus diesem Effekt stammenden Lasten bereits mit aus. Die Steigungswinkel der Geraden in den Diagr. 7.2 & 7.3 zeigen den jeweils korrespondierenden Wert für den Winkel der inneren Reibung im gesamten Keil. Die längsten Decken entstehen, wenn die Stabilität an der Druckfestigkeit gemessen wird. Diese langen Decken hängen mit einem großen Transportweg zusammen, welcher wiederum ein leichtes Gleiten des Keils, sowie einen glatten Verlauf der mit zunehmendem Abstand zur Keilspitze nötigen

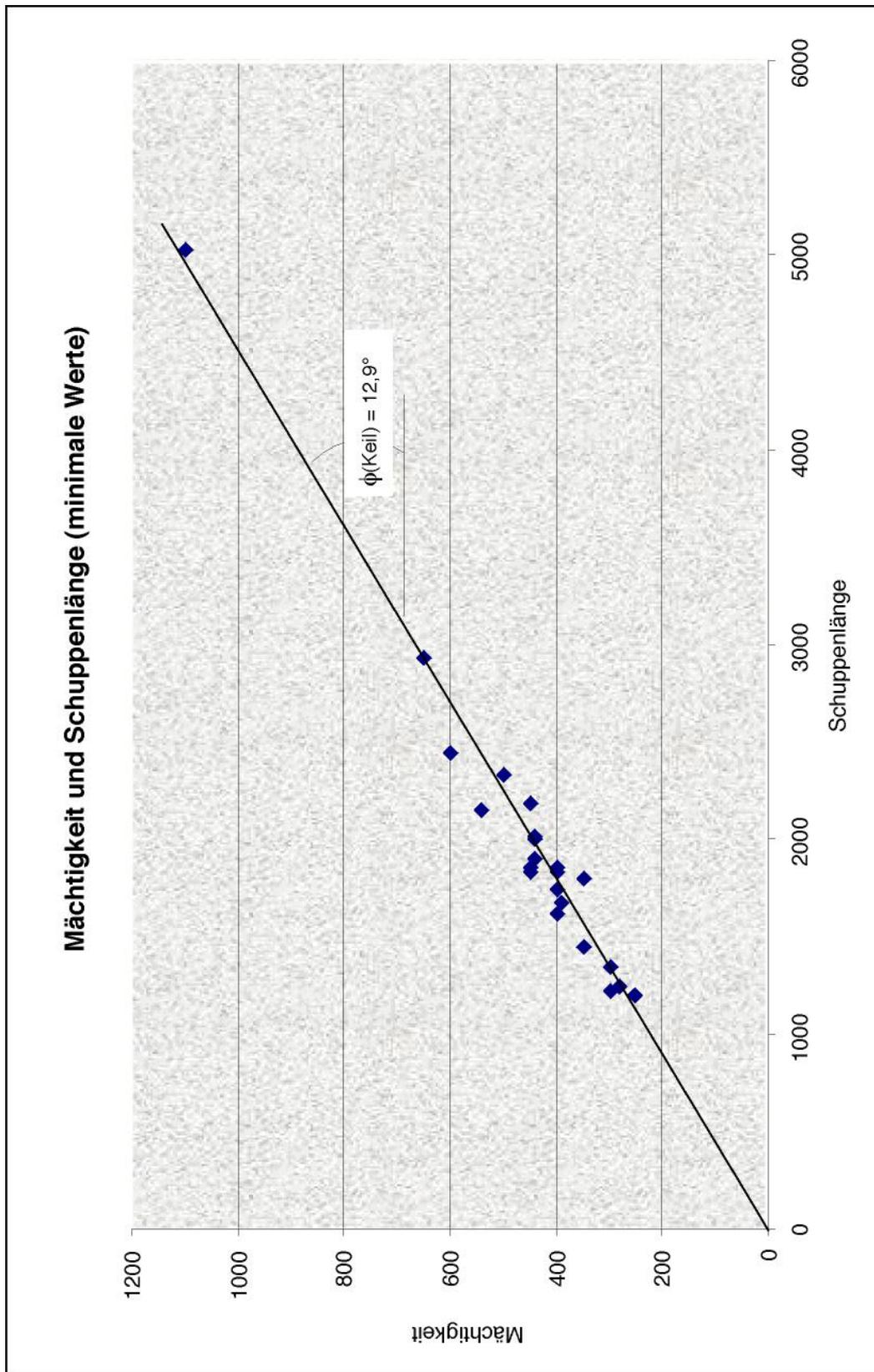
Tab. 7.6: Zusammenstellung der Ergebnisse der Spannungen und Festigkeiten der Analyse.

Steigungswinkel an der Spitze des orogenen Keils bei seiner Entstehung

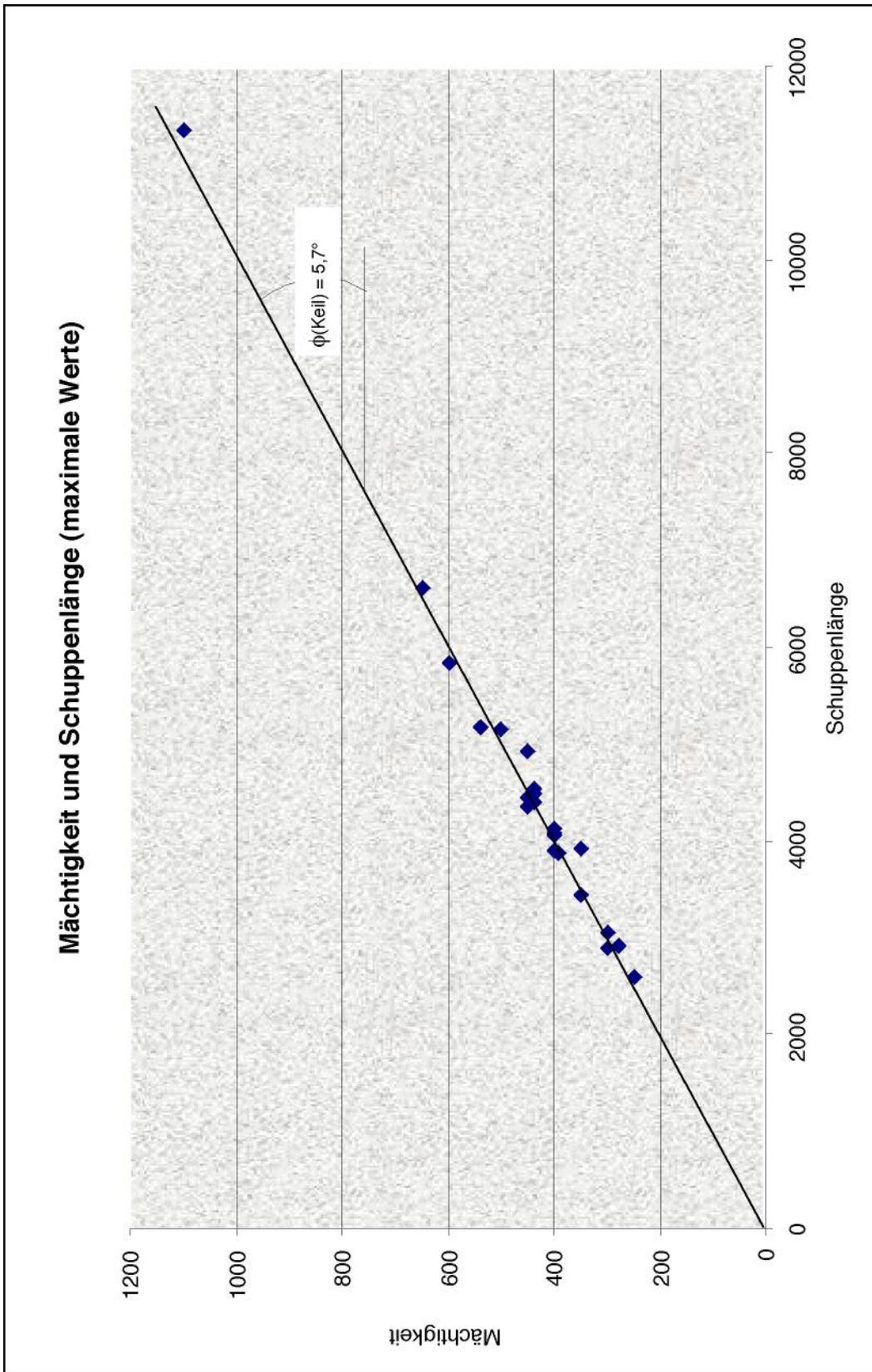


1 = Dikanäs NO (UA), 2 = Dikanäs SO (UA), 3 = Dikanäs SW (Njakafäll-Duplex), 4 = Dikanäs SW (Kruttsjö-Decke), 5 = Dikanäs SW (Voimsjön-Duplex), 6 = Vilhelmina NW, 7 = Vilhelmina NO, 8 = Vilhelmina SW, 9 = Risbäck SO (Ostteil), 10 = Risbäck SO (Westteil), 11 = Risbäck NO (Rissjön-Decke), 12 = Risbäck NO (Njakafäll-Duplex), 13 = Fatmomakke NO (Njakafäll-Duplex), 14 = Fatmomakke SO (Ostteil), 15 = Fatmomakke SO (Westteil), 16 = Profilschnitt A-A' (UA, vorliegende Arbeit), 17 = Voimsjön-N (UA, vorliegende Arbeit), 18 = Voimsjön-S (UA, vorliegende Arbeit), 19 = Profilschnitt A-A' (MA, vorliegende Arbeit), 20 = Profilschnitt B-B' (MA-Sedimente, vorliegende Arbeit), 21 = Profilschnitt C-C' (MA-Sedimente, vorliegende Arbeit), 22 = Profilschnitt B-B' (MA-Grundgebirge, vorliegende Arbeit), 23 = Profilschnitt C-C' (MA-Grundgebirge, vorliegende Arbeit), UA = Unteres Allochthon, MA = Mittleres Allochthon

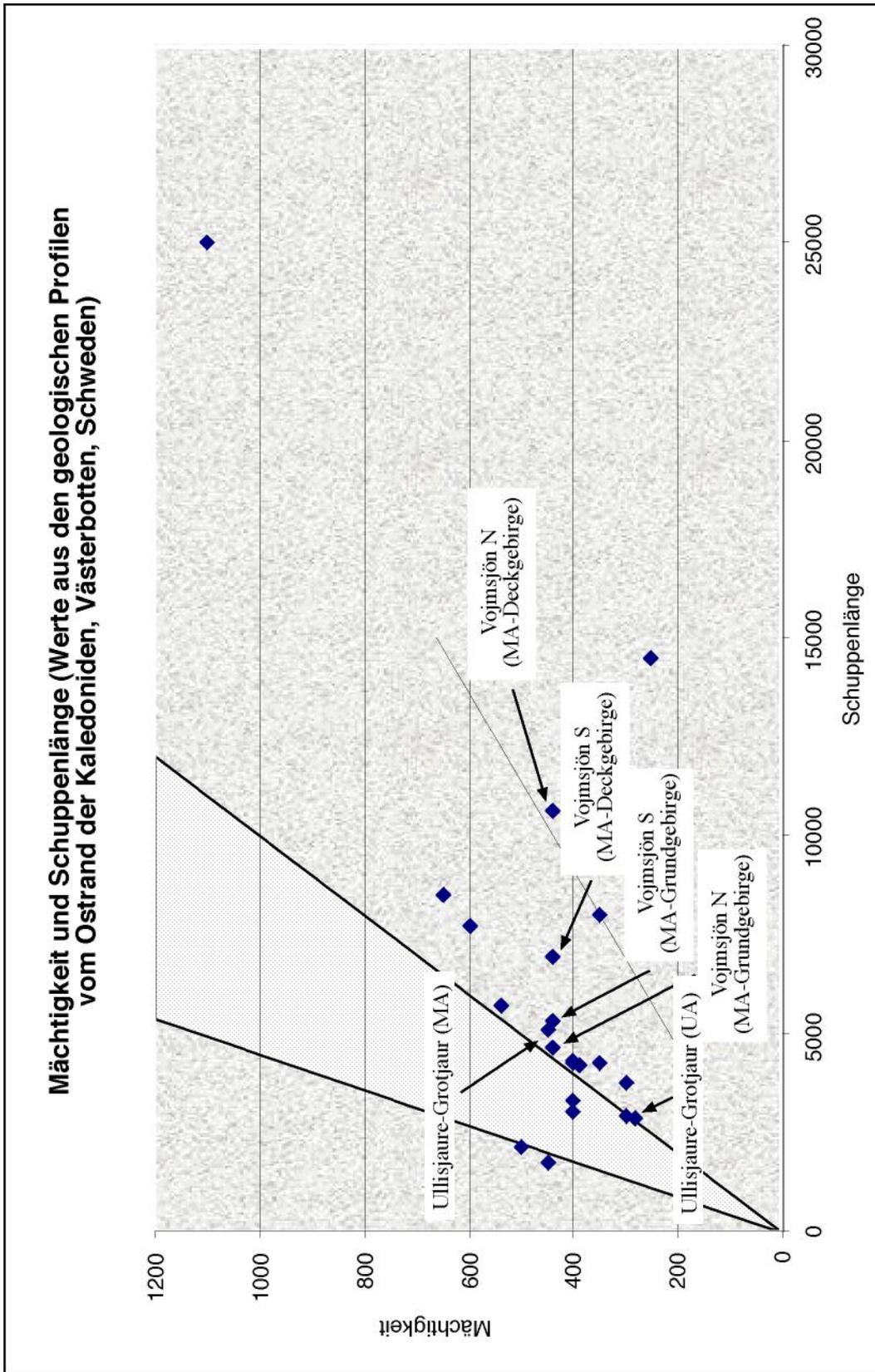
Diagr. 7.1: Darstellung der Winkel der orogenen Steigung nach Chapple (1978) und Dahlen et al. (1978). Die unterschiedlichen Ergebnisse beziehen sich auf einen allgemeinen und einen lokalen Winkel, abhängig von der Position im orogenen Keil. Die kleineren Werte, besonders die negativen, zeigen eine Position in der Spitze des orogenen Keils an.



Diagr. 7.2: Die Ergebnisse der Auswertung zeigen für das Verhältnis von Deckenlänge und -mächtigkeit einen linearen Zusammenhang. Der Steigungswinkel der Geraden entspricht dem Winkel der inneren Reibung des Keils (an den Rampen). In diesem Diagramm sind die maximal möglichen Werte zu sehen. Sie reflektieren eine Annäherung der Stabilität der Decke an im Labor meßbare Werte. Im orogenen Keil sind diese Werte jedoch schon alleine wegen des Eigengewichts einer Decke von mehreren hundert Metern nicht erreichbar. Der dargestellte Winkel der inneren Reibung beträgt $12,9^\circ$.



Diagr. 7.3: Dieses Diagramm zeigt im Vergleich zum Diagramm 7.2 die Ergebnisse der Auswertung die minimal möglichen Werte für die Deckenlängen. Diese orientieren sich an der effektiven Druckfestigkeit der Decke. Im Idealfall werden diese Werte erwartet. Der dargestellte Winkel beträgt 5,7°. Tatsächlich wird wegen des Eigengewichts jedoch nur die Basis der Decken instabil, während der Rest stabil bleibt. Daher sind etwas größere Werte zu erwarten.



Diagr. 7.4: Dieses Diagramm zeigt die aus den geologischen Profilen ermittelten Werte. Die am weitesten außen liegende Decke ist die Kritsjö-Decke, der nächste Datenpunkt von rechts gehört zur Karte Vilhelmina SV. Der statistische Trend würde einen gebogenen Verlauf zeigen. Dieser läge jedoch weit außerhalb der durch das dreieckige Feld markierte Streubreite. Diese Streubreite entspricht den Ergebnissen aus den Diagrammen 2 & 3. Die untere Trendlinie entspricht einem Reibungswinkel von 2.3° .

Ausgleichsbewegungen reflektiert (Platt 1988). Der Winkel der inneren Reibung ist somit gering. Je kürzer die Decken im Verhältnis zu ihrer Mächtigkeit sind, um so höher ist die innere Reibung des Keils. Je höher die innere Reibung des Keils ist, desto höher ist sein Potential zu wachsen, bevor er durch interne Ausgleichsbewegungen seinen Öffnungswinkel wegen des Eigengewichts reduzieren muß. Würde er aufgrund eines überhohen Stapels kollabieren, so würde dies den Stapel nach vorn wegdrückend geschehen, denn nur in dieser Richtung liegt kein Widerstand vor. Um nach vorn wegzugleiten, muß eine entsprechend geringe Reibung vorhanden sein. Damit schließt sich der Kreis der Argumentation. Kurzum: Kurze, mächtige Decken zeigen höhere Winkel der inneren Reibung als lange geringmächtige an.

Wird die Stabilität an der effektiven Druckfestigkeit gemessen, ändert sich an den Zusammenhängen zwischen Geometrie und Kräften nichts. Die maximal möglichen Kräfte sind auf einen geringeren Wert begrenzt. Damit werden als Folge die Decken kürzer und der Winkel der inneren Reibung höher. Da die Werte (nach 11 & 12) von der vertikalen Ausdehnung der Decken abhängen, ergibt sich dadurch eine direkte Verbindung zwischen dem Verhältnis von Mächtigkeit und Schuppenlänge und dem Winkel der inneren Reibung.

Je mehr Vergleichsdaten in einem Arbeitsgebiet vorhanden sind, um so besser ist die in den Diagr. 7.2 bis 7.4 dargestellte Statistik auswertbar. Mit Zunahme der bekannten Abmessungen wird eine zunehmend genauere Aussage zum Wert der inneren Reibung möglich. Die nach den geologischen Schnitten ermittelten Daten in Diagr. 7.4 liegen außerhalb der durch die Diagr. 7.2 & 7.3 angegebenen Spannbreite. Eine nicht berücksichtigte, zusätzliche Auflast kann nicht die Ursache sein, denn dann müßte dies im Diagr. 7.6 auffallen. Eine Ursache könnte eine Desintegration des primären Verbandes durch Kluftbildung bei der Überföhrung durch den orogenen Keil sein. Möglicherweise wurden in einigen Fällen aufgrund einer zu geringen Datendichte und ihrer geringen Überschiebungsweite entsprechende Bewegungsbahnen übersehen oder als Falten interpretiert. Viele der Datenpunkte liegen auch rechts, knapp neben der maximalen Trendlinie des Streubereichs. Hierfür sind auch Festigkeitsänderungen durch Umkristallisation als wesentlicher Faktor in Betracht zu ziehen. Alle diese Effekte wurden bei der Hochrechnung aus den Laborwerten übergangen.

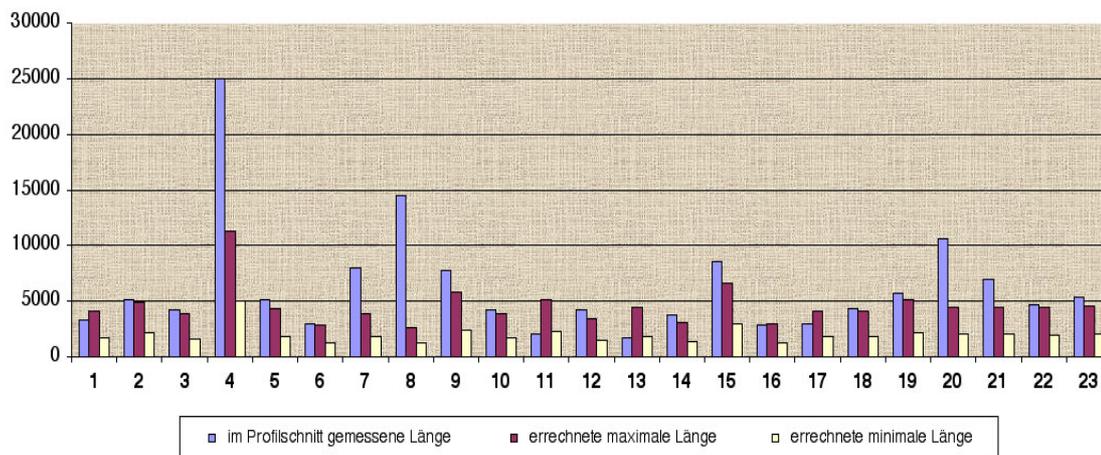
Bei der Überprüfung der Konstruktion eines geologischen Schnittes ist, wie die Diagramme zeigen, nicht nur die Größenordnung der Abmessungen, sondern der senkrechte Abstand zur allgemeinen Trendlinie aus-

schlaggebend. In dieser Richtung sinkt der korrespondierende Winkel der inneren Reibung im orogenen Keil rapide. Die deutlichste Abweichung dieser Art zeigt das Profil der Karte Vilhelmina SW. Das geologische Profil zeigt lange, geringmächtige Decken. Um in die lokale Trendlinie zu passen, müßten die Decken entweder ein Viertel ihrer Länge oder die dreifache Mächtigkeit haben. In diesem Fall wurden entweder außerordentlich viele Deckenüberschiebungen im Gelände übersehen oder zu dünnmächtige Decken konstruiert. Eine lokale Besonderheit als Ursache für diesen Effekt zu suchen macht wenig Sinn. Ein diesen Effekt erzielende, reduzierte innere Reibung um den Faktor zwei würde mit hoher Sicherheit zu Verzerrungen im gesamten Keil föhren. Die Auswirkungen dieser Verzerrungen müßten bis in die auflagernden Decken weiter im Inneren des Keils und auch lateral weit über die lokale Ursache hinaus festzustellen sein. Auch in diesem Fall könnten reverse Überschiebungen die Ursache sein.

Einige Punkte im Diagr. 7.4 weichen zur Ordinate hin ab. Diese stammen aus wegen Überlagerung wenig aufgeschlossenen Bereichen. Dort wurden relativ kurze, mächtige Decken interpretiert (z.B. Njakafjäll-Duplex im Profil Fatmomakke NO & SO, Vilhelmina NW, Westteil). Diese Abschnitte wurden von vorn herein, wie diese Analyse zeigt zurecht, getrennt behandelt (vgl. die verschiedenen Auswertungen bei einigen Kartenblättern in Tab. 7.6).

Die an den Maximal- und Minimalwerten der Festigkeit gemessenen Längen werden zum Vergleich mit den Längen aus den Profilen in Diagr. 7.5 vorgestellt. Die meisten Profile erfüllen innerhalb der Fehlergrenzen von 10% die Bedingung der Maximalwerte. Nach den obigen Ausführungen zur Bedeutung der Maximalwerte, ist bereits das Erreichen dieser Werte eine Überschreitung der wahrscheinlichen Gegebenheiten. Hier zeigt sich, wie richtig die Konstruktion der Profile aus dieser Arbeit an der Untergrenze der geometrischen Möglichkeiten war (Kap. 3.1.2). Neben den besprochenen Profilen zeigt hier das Profil der Karte Vilhelmina NO eine deutliche Überschreitung der Grenzen. Bei diesem Profil gilt ähnliches wie für Vilhelmina SW. Mögliche Gründe für eine erhöhte Stabilität könnten erhöhte Quarzitanteile und Grundgebirge sein. Die Anteile von Quarzit und in Grundgebirgsnähe von Gruskonglomerat dürften jedoch für eine wesentlich über dem Durchschnitt liegende Stabilität sorgen. Das vorhandene Grundgebirge tritt nur marginal auf. Wie die Rissjön-Decke auf Risbäck NO zeigt, könnte dieses sogar für ein Einhalten der Minimalgrenze sorgen.

Vergleich der absoluten Länge



1 = Dikanäs NO (UA), 2 = Dikanäs SO (UA), 3 = Dikanäs SW (Njakafäll-Duplex), 4 = Dikanäs SW (Kruvsjö-Decke), 5 = Dikanäs SW (Vojmsjön-Duplex), 6 = Vilhelmina NW, 7 = Vilhelmina NO, 8 = Vilhelmina SW, 9 = Risbäck SO (Ostteil), 10 = Risbäck SO (Westteil), 11 = Risbäck NO (Rissjön-Decke), 12 = Risbäck NO (Njakafäll-Duplex), 13 = Fatmomakke NO (Njakafäll-Duplex), 14 = Fatmomakke SO (Ostteil), 15 = Fatmomakke SO (Westteil), 16 = Profilschnitt A-A' (UA, vorliegende Arbeit), 17 = Vojmsjön-N (UA, vorliegende Arbeit), 18 = Vojmsjön-S (UA, vorliegende Arbeit), 19 = Profilschnitt A-A' (MA, vorliegende Arbeit), 20 = Profilschnitt B-B' (MA-Sedimente, vorliegende Arbeit), 21 = Profilschnitt C-C' (MA-Sedimente, vorliegende Arbeit), 22 = Profilschnitt B-B' (MA-Grundgebirge, vorliegende Arbeit), 23 = Profilschnitt C-C' (MA-Grundgebirge, vorliegende Arbeit), UA = Unteres Allochthon, MA = Mittleres Allochthon

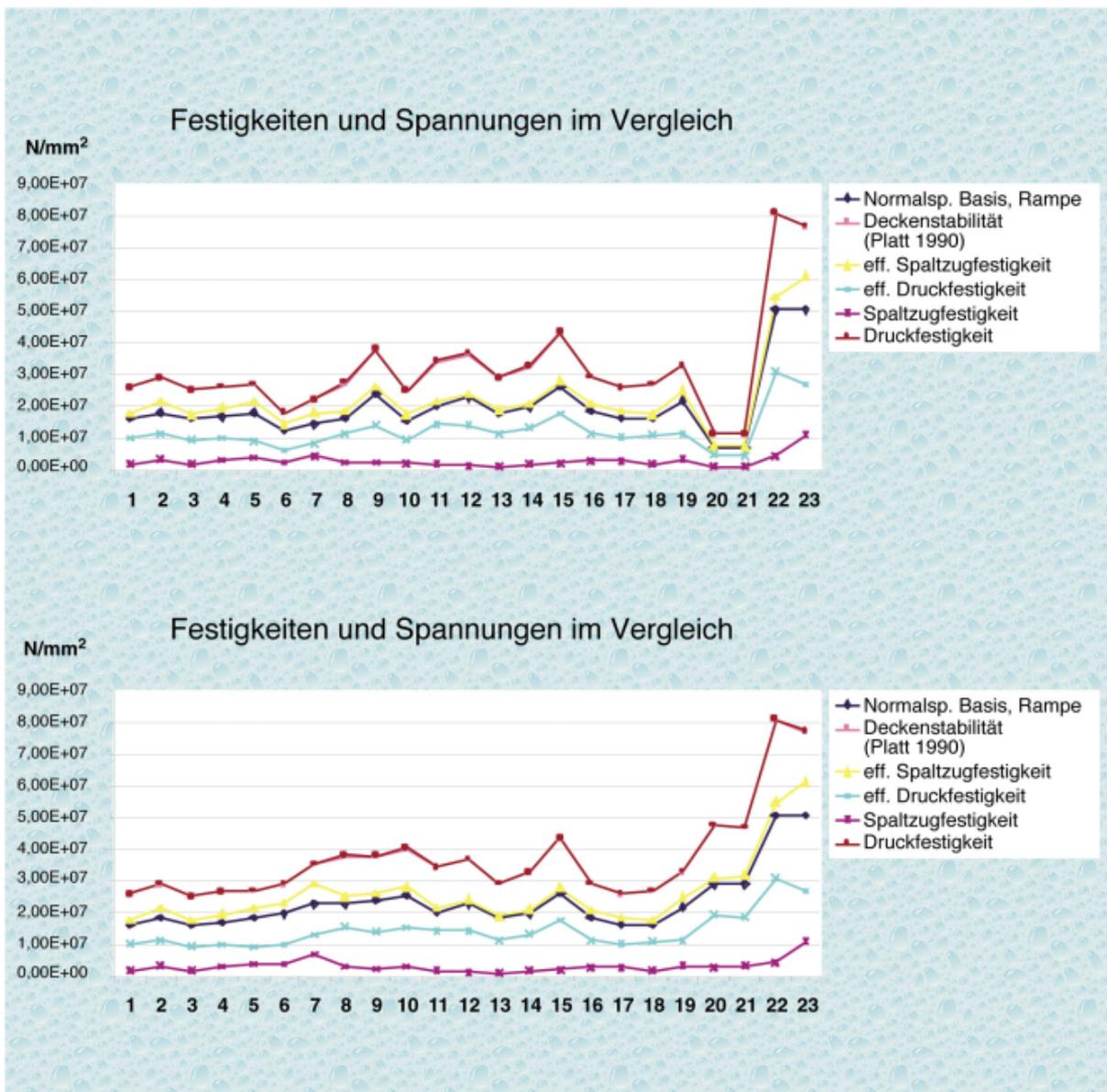
Diagr. 7.5: Vergleich der absoluten Scherkörperlängen (Reihenfolge: gemessene, maximale, minimale Länge). Die Streuung der maximalen und minimalen Längen reflektiert die Abhängigkeit von der jeweiligen Deckenmächtigkeit. Die meisten Messungen liegen mit Berücksichtigung der Messungenauigkeiten im Bereich der maximalen Längen. Deutlich überragende Messwerte werden im Text diskutiert.

Eine Erhöhung des Rampenwinkels ermöglicht bei einer gleichzeitigen Reduktion aller Winkel der inneren Reibung eine Vergrößerung der Schuppenlänge. Der Spielraum durch diese Manipulation liegt im Zehnermeter Bereich. Die Differenz zwischen Modell und ausgewerteten Profilen liegt dagegen, wie das Diagr. 7.5 zeigt, zwei Größenordnungen darüber. Daher spielt dieser Effekt keine Rolle. Lägen die Winkel der inneren Reibung allgemein bei höheren Werten, müßte dieser Effekt bei der Auswertung berücksichtigt werden.

Ein Vergleich aller resultierenden Spannungen sollte eine ähnliche Exzentrizität der zugehörigen Spannungsellipsoide sowie eine relative Parallelität der Absolutwerte ergeben. Würden sich die Linien im Diagr. 7.6 kreuzen, so müßten die oben diskutierten Verfahren entsprechend fortgesetzt werden. Wie bereits im mathematischen Teil angesprochen, macht beispielsweise eine die effektive Druckfestigkeit übersteigende Normalspannung keinen Sinn. Ein Vertauschen der Hauptachsen der Spannungsellipsoide würde dem Ansatz dieses Modells nicht entsprechen. Darüber hinaus würde dadurch eine völlig andere Tektonik angezeigt.

Nach der Auswertung kann im Diagr. 7.6 erkannt werden, welche Decken möglicherweise einen belastbaren Gesteinsinhalt aufweisen und welche Decken bei ihrer Verschuppung von höheren Deckeneinheiten überlagert gewesen sein müssen, da diese zu geringe Werte bei den Festigkeiten aufweisen. Die Unterschiede durch den primären Gesteinsinhalt sind eher graduell. In den Fehlergrenzen dieser Auswertungsform sind hierzu Überinterpretationen möglich. Vorhandene Tendenzen zeigen solche Unterschiede jedoch durchaus an. Nach Diagr. 7.6 zu urteilen, läßt sich unter Vorbehalt vermuten, der Gesteinsinhalt des Unteren Allochthons sei in den Bereichen der Karten von Vilhelmina und Risbäck und Fatmomakke SO vergleichsweise quarzreicher als etwa im Bereich der Blätter Risbäck oder Dikanäs.

Die Werte der Festigkeiten im Diagr. 7.6 zeigen für die Sedimente des Mittleren Allochthons in den Profilen vom Vojmsjön (Abb. 4.4 B & C) nur unzureichend verfestigte Gesteine an. Die Angaben aus Tab. 7.2 werden deutlich unterschritten. Vor allem die Druckfestigkeiten sollten jedoch wie bei den grundgebirgsassoziierten Gesteinen im selben Gebiet im Bereich zwischen 10^7 und 10^8 MPa liegen. Diese Konstellation zeigt jedoch an, daß im Zustand der Schuppenbildung eine zu den vorhandenen Decken der eigenen Deckeneinheit wei-



1 = Dikanäs NO (UA), 2 = Dikanäs SO (UA), 3 = Dikanäs SW (Njakafäll-Duplex), 4 = Dikanäs SW (Kruttsjö-Decke), 5 = Dikanäs SW (Vojmsjön-Duplex), 6 = Vilhelmina NW, 7 = Vilhelmina NO, 8 = Vilhelmina SW, 9 = Risbäck SO (Ostteil), 10 = Risbäck SO (Westteil), 11 = Risbäck NO (Rissjön-Decke), 12 = Risbäck NO (Njakafäll-Duplex), 13 = Fatmomakke NO (Njakafäll-Duplex), 14 = Fatmomakke SO (Ostteil), 15 = Fatmomakke SO (Westteil), 16 = Profilschnitt A-A' (UA, vorliegende Arbeit), 17 = Vojmsjön-N (UA, vorliegende Arbeit), 18 = Vojmsjön-S (UA, vorliegende Arbeit), 19 = Profilschnitt A-A' (MA, vorliegende Arbeit), 20 = Profilschnitt B-B' (MA-Sedimente, vorliegende Arbeit), 21 = Profilschnitt C-C' (MA-Sedimente, vorliegende Arbeit), 22 = Profilschnitt B-B' (MA-Grundgeborge, vorliegende Arbeit), 23 = Profilschnitt C-C' (MA-Grundgebirge, vorliegende Arbeit), UA = Unteres Allochthon, MA = Mittleres Allochthon

Diagr. 7.6: Die Linien der Festigkeiten und Spannungen würden sich ohne die Korrekturen der Längen, Rampenwinkel und Winkel der inneren Reibung kreuzen. Im oberen Teil liegen Werte der viert- und drittletzten Profile deutlich unter dem Durchschnitt und im Bereich von unverfestigten Gesteinen (Tab. 7.2). Dieses wurde durch die Einführung zusätzlicher Auflast korrigiert.

tere Auflast vorhanden gewesen sein muß. Ähnliches wird bei den Profilen Vilhelmina SO & NW, sowie beim Profil Risbäck NO vermutet. Daher wurden auch hier weitere, leichte Überdeckungen angenommen. Das Ergebnis dieser Veränderung ist im unteren Teil von Diagramm 7.6 vorgestellt. Versuche mit zusätzlichen

Auflasten die Druckfestigkeiten aus Tab. 7.2 zu überschreiten, ergaben eine maximale zusätzliche Last von etwa 4-5 km auf Glimmerschiefer. Allerdings sind die Werte der Druckfestigkeiten von Quarzit und Gneis schon bei sehr viel geringeren Mächtigkeiten erreicht (3-3,5 km).

7.3.1 VERGLEICH MIT ANDEREN ARBEITEN

Wie bereits in der Analyse erwähnt, sind die Winkel der inneren Reibung im Vergleich zu anderen Arbeiten außerordentlich klein. Dahlen et al. (1984) arbeitet in Taiwan mit einem ähnlichen Öffnungswinkel des orogenen Keils, setzt aber einen sehr viel höheren Winkel der inneren Reibung an. Ähnliches ist in Davis et al. (1983) und Suppe (1985) zu finden. Jamison arbeitet mit einem sehr viel kleineren Öffnungswinkel des Keils und liegt mit dem Winkel der inneren Reibung trotzdem deutlich über dem hier vorgelegten Modell. Bei all diesen handelt es sich, wie mutmaßlich bei den Skandinavischen Kaledoniden auch, um subaerische Orogene. In Platt (1990) sind Angaben zu einigen submarinen orogenen Keilen zu finden. Bei den submarinen Prozessen wird in der breiten Mehrheit mit beträchtlichen Wassersäulen gearbeitet. Der Ablauf der Prozesse ist daher deutlich von subaerischen Verhältnissen zu unterscheiden. Die vorhandenen Werte für marine orogene Keile sind denen aus dem Modell der vorliegenden Arbeit sehr ähnlich, obwohl subaerische Bedingungen verwendet wurden (Tab. 7.7).

Garfunkel und Greiling (1998) nehmen im Zusammenhang mit geometrischen Überlegungen zum gesamten Kaledonischen Keil sowie einer Flexur-Analyse des unter den Kaledoniden lagernden Baltischen Schildes einen maximalen Steigungswinkel des orogenen Keils von 3-6,5° und einer Auflast über dem untersuchten Gebiet dieser Arbeit von zwischen 5 km und 12 km. Darüber hinaus wurde mit einer konkaven Keilform operiert. Dieser Argumentation kann sich dieses Modell weitgehend anschließen. Die rechnerischen Ergebnisse zeigen jedoch einen etwas kleineren Öffnungswinkel für diesen Bereich des Keils, eine möglicherweise stärker gekrümmte konkave Keilspitze, sowie Auflasten, welche nicht mindestens, sondern maximal 5 km sein können. Diese Grenze gibt das Modell der vorliegenden Arbeit vor, da mit ein Überschreiten der Festigkeitsgrenzen das Gestein nicht nur lokal an diskreten Flächen, wie im aus Abb. 7.3 d zu entnehmen ist, sondern im gesamten Volumen zerbricht. Mit einer größeren Auflast würden die Gesteine die Festigkeitsgrenze überschreiten und duktilen Verhalten überschreiten (Abb. 7.1).

Innerhalb des Modells der vorliegenden Arbeit ist eine Auflast von 12 km über den Njakafjäll-Duplex schon deshalb nicht möglich. Auch die rechnerische Annahme eines physischen Zusammenbruchs des gesamten Gesteinesvolumens über der Festigkeitsgrenze direkt

Innere Reibung und Öffnungswinkel

Gebirge	ϕ	$\alpha + \beta$	Autor
Kanad. Cordillere	14°	1,75°	Jamison (1993)
Taiwan	43,5°	9°	Dahlen et al. (1984)
Taiwan	45,8°	9°	Davis et al. (1983)
Makran	4°	4°	Platt (1990)
Barbados	2,8°	2,8°	Platt (1990)
Nankai	7,4°	7,5°	Platt (1990)
Skandinavien	6°-13°	4°-6°	vorliegende Arbeit

Tab. 7.7: Zusammenstellung der Ergebnisse oder verwendeten Größen einiger Arbeiten zum Winkel der inneren Reibung sowie zum Öffnungswinkel des orogenen Keils.

unterhalb des Erosionsniveaus würde nicht zu dieser Überlagerung führen. Diese Überlegung würde die max. Mächtigkeit um die Distanz Erosionsniveau-Basisüberschiebungsfäche erhöhen und dennoch unter der Überlagerungsmächtigkeit von 12-15 km bleiben. Für ein solches Szenario gibt es aber auch in den vorhandenen Bohrungen von Kulling (1972) keine Anzeichen. Darüber hinaus ließe sich argumentieren, Mineralumwandlungen einerseits und das Lösen einzelner Mineralphasen andererseits könnten den Effekt des Zusammenbruchs kompensieren, ohne daß der Gesteinsverband in jedem Falle völlig desintegriert würde. Obwohl diese Überlegung einen richtigen Kern haben mag, paßt sie jedoch nicht zum dynamischen Konzept des vorhandenen orogenen Keils, bei dem die niedriger metamorphen Decken grundsätzlich an der Basis zu erwarten sind. Da die gefundenen Ergebnisse auf den geometrischen Daten aus geologischen Rekonstruktionen erstellt sind, welche ihrerseits wiederum auf Geländebeobachtungen beruhen, sollten die Ergebnisse grundsätzlich die speziellen Gegebenheiten dieses Bereichs der Kaledoniden widerspiegeln, auch wenn die Ergebnisse ebenfalls auf Deformationswerten von vergleichbaren Gesteinen aus dem Labor aufgebaut sind.

Denkbare systematische Fehler im Modell könnten auch in der Konstruktion und Verwendung der Kraftansätze liegen. Beispielsweise ist es möglich, daß zusätzlich zur Verwendung der Spaltzugfestigkeit eine Scherfestigkeit senkrecht zu dieser beim Verbruch berücksichtigt werden muß. Möglicherweise könnte auch die Frage der Kohäsion anders zu gewichten bzw. alternativ zu den verwendeten Vorarbeiten einzuführen sein. Ein systematischer Fehler dieser Art kann jedoch nicht groß

sein, denn dadurch entsteht in Gleichungssystemen der hier verwendeten Art sehr schnell eine Abweichung um Größenordnungen. Die tatsächliche Abweichung liegt jedoch nur beim Faktor 2.

Warr et al. (1996) folgen der Argumentation aus Davis et al. (1983) und schließen im Bereich des Njakafjäll-Duplexes auf eine Auflast von bis zu 15 km (Abb. 7.5) Diese Auflast liegt noch über den Angaben von Garfunkel und Greiling (1998) und beträgt in etwa das Dreifache des Modells aus der vorliegenden Arbeit. Für die Ermittlung der Steigung der Oberfläche des orogenen Keils wird ein sogenanntes Sandkasten-Modell zugrunde gelegt, welches unter anderem in Davis et al. (1983) und Dahlen et al. (1984) vorgestellt wird. Dort werden unter anderem diesbezügliche Laborergebnisse mit den in diesen Arbeiten entwickelten, rechnerischen Modellen verglichen. Die in Warr et al. (1996) verwendete Steigung wird aus kohäsionsfreiem Sand und kohäsionsfreiem Kontakt zwischen Basis und Unterlage abgeleitet. Es wird also sogar ohne Kohäsion diskutiert. Wegen der Kohäsionsfreiheit wird vereinfachend von einem dreieckigen orogenen Keil ausgegangen.

Im Modell der vorliegenden Arbeit wird jedoch die Kohäsion berücksichtigt. Dadurch ergibt sich eine konkave Oberfläche des orogenen Keils, wobei im Bereich der Spitze des Keils sogar negative Steigungswinkel möglich sind. Dieses verringert die zu erwartende Gesamtmächtigkeit des gesamten orogenen Keils über eine beträchtliche Länge. Erst in Bereichen, in denen ohnehin mit tektonisch anders gelagerten Prozessen gerechnet werden muß, ist möglicherweise eine Keiloberfläche des Dreiecks-Modells gegeben.

Aus der Tab. 7.5 geht hervor, daß in allen Fällen der Steigungswinkel der Oberfläche des Keils während der Bildung des jeweiligen Bereiches sehr klein oder negativ war. Erst bei größeren Abständen zur Spitze ist mit Winkeln zwischen einem und viereinhalb Grad zu rechnen. In der Interpretation in Abb. 7.5 wurden diese Werte gemittelt verwendet. Dadurch ergibt sich ein flacherer Verlauf der Oberfläche des orogenen Keils. Im Unterschied zum Sandkasten-Modell wurden hierbei auch was die geometrischen kleinsten Elemente - die tektonischen Schuppen - jedoch keine idealisierten Verhältnisse in Form von kleinen Sandkörnern als kleinvolumige Teilelemente eines sehr viel großvolumigeren Keils, sondern als eine der Besonderheiten dieses Ansatzes die direkt aus den Geländebeobachtungen abgeleiteten Geometrien der einzelnen Schuppen verwendet. Darüber hinaus wurden die sonst üblichen und fast durchgängig weiterverwendeten Schätzgrößen für die Kräfteverteilungen aus Labormessungen an realen Gesteinen verwendet. Für einen ersten Versuch in dieser

Form und diesen zugrundegelegten Annahmen, ist die rekonstruierte Keiloberfläche, wie auch immer die Abweichung eingeschätzt werden mag, im Vergleich zu anderen Modellen sicherlich als akzeptables Ergebnis zu betrachten.

Im Unterschied zu Davis et al. (1983), die aufgrund ihrer Gewichtung auf den Porenwasserdruck mit der Gleichung (4) operieren, argumentieren Dahlen et al. (1984) über Winkelverhältnisse. Beide Aspekte wurden in der vorliegenden Arbeit berücksichtigt, was in der Analyse durch die angewendete Form des Winkel- und Kräftevergleichs zum Ausdruck kommt. Die vorliegende Arbeit bezieht also auch in diesen Punkten den weiter gefaßten Standpunkt.

Darüber hinaus gibt es ein weiteres Argument aus der vorliegenden Arbeit, das die Beurteilung aus der Abb. 7.5 stützt. In der Detailanalyse in Kapitel 6.4 tritt mit der Bildung des Mittleren Allochthons der heutigen Abmessungen ein Prozeß in Erscheinung, welcher offenbar immer wieder oder anhaltend abläuft. Es handelt sich um die Einengung senkrecht zur Transportrichtung. Der Prozeß könnte mit Beginn der Deckenstapelung der zweiten Phase im Mittleren Allochthon so interpretiert werden, daß der orogene Keil an dieser Stelle/in diesem Bereich lokal zu mächtig wird und eine Verteilung seitwärts in Streichrichtung des orogenen Keils in Bereiche in welchen diese Mächtigkeiten noch nicht erreicht wurden eintritt. Dieses Argument spräche gegen die eingezeichnete Mächtigkeit des Oberen Allochthons über dem Njakafjäll-Duplex in Abb. 7.5 und deutlich für die in Abb. 7.5 ebenfalls vorgestellte Mächtigkeitsbewertung des Modells aus dem vorliegenden Kapitel 7.3.

7.3.2 TEKTONISCHE IMPLIKATIONEN

Um die tektonischen Implikationen dieses Modells besser verstehen zu können, werden einige Teilaspekte getrennt beleuchtet und danach dem jeweiligen Themenbereich zugeführt. Das in dieser Arbeit eingeführte Modell berücksichtigt besonders den Aspekt der Auflast bei der Gesteinsdesintegration. Es erklärt, wie an Geländeproben labortechnisch meßbare Größen unter Berücksichtigung des Eigengewichts der Gesteine bzw. der jeweiligen Auflast über der untersuchten Position im orogenen Keil übersetzt werden müssen. Die dabei zu vermutende Auflast wird aus der Anzahl der heute

vorhandenen tektonischen Decken abgeleitet und eine Korrektur durch relative Vergleiche mehrerer Zonen eingeführt. Nicht berücksichtigt sind das Zusammenwirken von brüchiger Deformation und von Mineralumwandlungsprozessen, wobei neben den vielen inzwischen erkannten und unterschiedlich gut untersuchten Umwandlungsprozessen auch permanent neue erkannt werden und sehr wahrscheinlich nicht wenige noch unbekannt sind.

Gerade der Zusammenhang zwischen Metamorphosegrad und Versenkungstiefe scheint mehrere Facetten zu besitzen. Unzweifelhaft ist es zunächst richtig, mit zunehmender Tiefe in der Erdkruste eine zunehmende Metamorphose anzunehmen. Der Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und Tiefe ist jedoch nicht linear. Vor allem in größeren Tiefen ist der Einfluß des Druckgradienten wesentlich größer als des Temperaturgradienten. Die jeweilige Versenkungstiefe ist dazu immer relativ zur lokalen Oberfläche zu verstehen. Bei einer Orogenese spielen jedoch nicht nur vertikal wirkende, sondern auch horizontal wirkende Spannungen eine Rolle. Auch diese können gerade bei schwach- bis mittelgradiger Metamorphose, um die es bei den bearbeiteten Gebieten in dieser Arbeit geht, bleibende Auswirkungen auf die Metamorphose herbeiführen (Zahid 2000). Wie in Diagr. 7.6 dargestellt, sind die im westlichen Teil des Mittleren Allochthons aus der Geometrie der Decken abgeleiteten Spannungen deutlich höher als bei den östlichen Teilen und im Unteren Allochthon. Die zwischen Diagr. 7.6a & 7.6b eingeführte einfache zusätzliche Überdeckung bei den Sedimenten spricht für ein "Springen" des Keils (Kapitel 7.3.3), hat aber im hier diskutierten Zusammenhang mit der Metamorphose zunächst keine Bedeutung. Diese höheren Spannungen werden im Sinne der Auffassung zur Versenkung im Verbindung mit der festgestellten Metamorphose immer als höhere Bildungstiefe der Decken aufgefaßt. Danach richtet sich z.B. auch das Modell von Greiling (1989) aus. Dort wird allerdings leider das bisherige lithostratigraphische Verständnis aus Kulling (1942) implizit verwendet. Die Geometrie der in dieser Arbeit entwickelten Schuppen, zusammen mit der entwickelten Lithostratigraphie, weist jedoch auf eine Bildung der Decken an der Spitze des orogenen Keils im Sinne von Platt (1988, 1990) und der Darstellung dieses Kapitels hin. Außerdem kommen die vorstehenden Kapitel dieser Arbeit zu dem Schluß, daß ein Teil des westlichen Teils des Mittleren Allochthons bereits vor der kaledonischen Orogenese deformiert war, daß in diesen Gesteinen möglicherweise ebenfalls entsprechend deformierte Sedimente vorhanden sind und daß die Metamorphose nicht die allgemein angenommene scharfe Trennung zwischen den Deckeneinheiten erlaubt. Darüber hinaus sind die quarzärmeren penetra-

tiv polyphas deformierten Gesteine des Mittleren Allochthons häufig brüchig und nicht duktil mylonitisiert, während die quarzreicheren Gesteine trotz der nicht vorhandenen penetrativen polyphasen Deformation schlechthin eine rekristallisierte Quarzphase aufweisen. Ausschließlich die aufgrund von aufgebauter Spannung ablaufenden Rekristallisationsprozesse, deren Produkte auch nach dem Wegfallen der Spannung vorhanden bleiben, wie sie von Zahid (2000) beschrieben werden, geben hierzu einen wichtigen Hinweis, wodurch die Annahme der Existenz einer zeitlich abklingenden horizontalen Spannung während der Entwicklung der beiden Deckeneinheiten zusätzlich gestützt wird. Das Versenkungsmodell aus Greiling (1989) und das Aufschuppungsmodell nach Platt (1988, 1990) lassen sich nicht kombinieren, da im letzteren Modell eine wesentliche, zusätzliche Überdeckung die mechanische Belastungsgrenze überschreiten würde oder in einer späten Phase des ersteren Modells ein Transport unter dem Oberen Allochthon hervor erklärt werden müßte.

Der Metamorphosegrad wirkt sich außerdem auf die Stabilität des Gesteins aus. So erweist sich z.B. ein Glimmerschiefer als druckfester als Quarzit oder Gneis (Tab. 7.2). Auch die Spaltzugfestigkeit ist beim Glimmerschiefer deutlich höher als bei Quarz oder Gneis, obwohl es sich, wie der Name schon sagt, um eine schiefrige Textur handelt. Das bedeutet beim Glimmerschiefer ein inneres Gefüge, welches eine höhere Auflast zuläßt als bei den anderen Gesteinen. Wahrscheinlich führt die lagige Textur zu einer Anlage von Sollbruchflächen im Sinne des mechanischen Ansatzes dieser Arbeit, während sich die Aussagen zu den Abmessungen der Decke im Zusammenhang mit dem Winkel der inneren Reibung wegen des absoluten Verhältnisses der beiden mechanischen Werte des jeweiligen Gesteins zueinander ändern werden. In diesem Sinne müßte natürlich auch genauer unterschieden werden, inwiefern höhere Anteile von Schiefer, Quarzit, Kristallin oder Sandstein die Darstellung in Diagr. 7.4 verändert. Besonders Sandsteine scheinen eine Sonderrolle zu haben, da ihre Festigkeit deutlich von der Porosität abhängt (Tab. 7.3), Druck- und Spaltzugfestigkeit im Verhältnis aber wesentlich näher beieinander als bei anderen Gesteinen liegen können (Tab. 7.2). Bei Gneisen ändert die Orientierung der Schieferung nicht sehr viel an der Spaltzugfestigkeit, während der Quarzgehalt bei Kristallin einen sehr hohen Einfluß auf diese Festigkeit hat (Tab. 7.3). Entsprechend verändern sich natürlich jeweils die Aussagen bzw. die Darstellung in Diagr. 7.4.

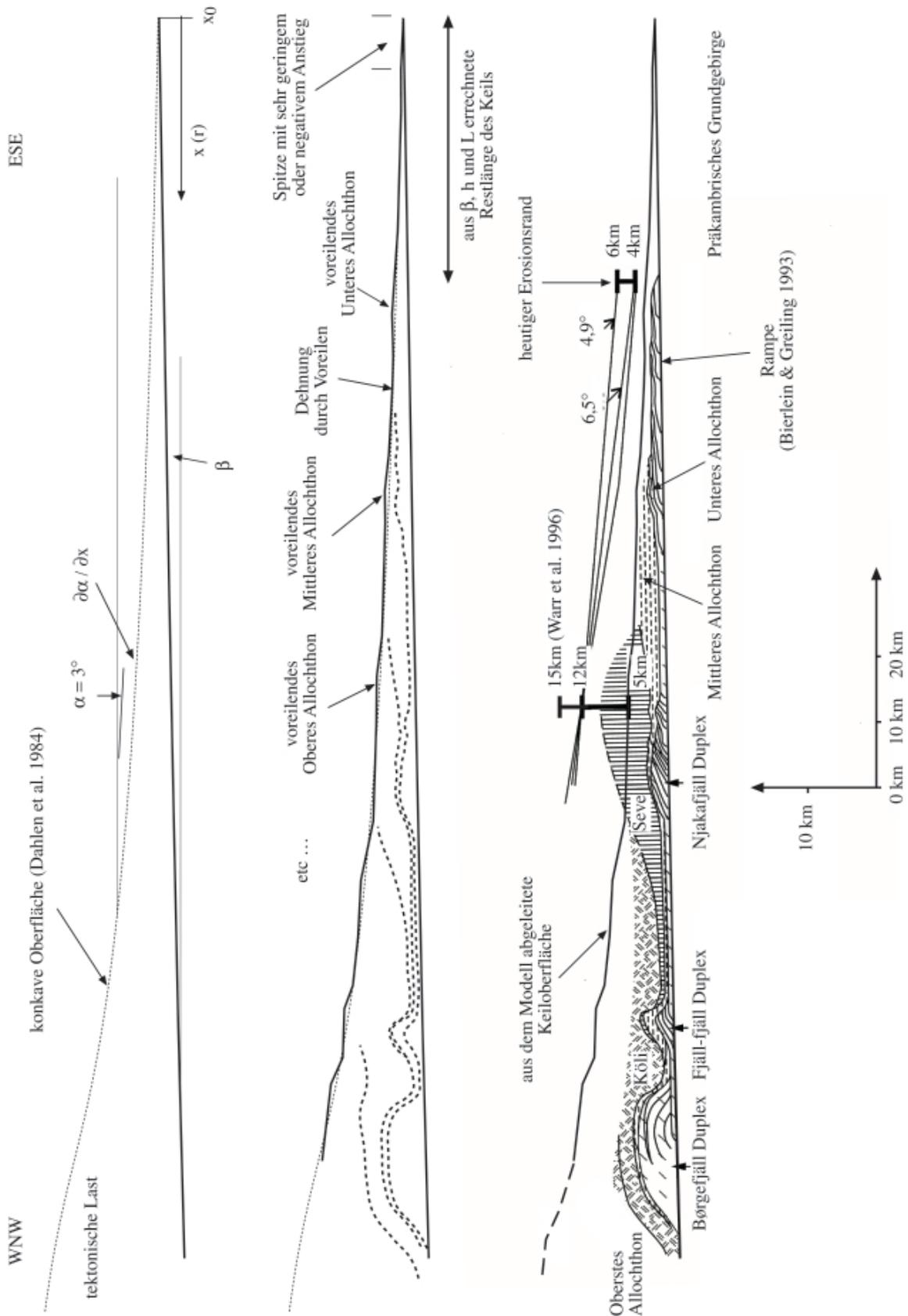


Abb. 7.5: Interpretation der Keilform des kaledonischen orogenen Keils unter den mechanischen Gesichtspunkten aus dem Modell des vorliegenden Kapitels. Der Aufbau der Grafik ist ein Vergleich mit einem Schnitt aus Garfunkel & Greiling (1998) zum selben Thema (unterstes Profil). Bezüge zu weiteren Publikationen wurden gesondert vermerkt.

7.3.3 AUSSCHEREN DES KEILS

Ein hoher Winkel der inneren Reibung an der Basisabscherfläche erzeugt eine gehemmtere Bewegung und einen höheren Spannungs-"Rückstau" im Keil. Dadurch entsteht ein steileres Oberflächenprofil des Keils. Umgekehrt würde ein steil ansteigender Keil mit einer geringen Scherspannung an der Basis von unten heraus sozusagen nach vorne wegfließen, bis sich das Verhältnis der "rückgestauten" Spannung zum Steigungswinkel des Keils wieder stabilisiert hat. Ein dünner orogener Keil steht somit neben der Abhängigkeit des Eigengewichts im Zusammenhang mit einer sich leicht bewegenden Basis. Ähnliches läßt sich über die Scherbahnen zwischen den Decken vermuten. Ein leichtes Gleiten erzeugt nicht nur größere Decken, sondern führt auch zum leichteren Ausgleich von Übersteilung und leichtem Gleiten nach vorn. Das systematische Auftreten von Rückwärtsbewegungen aufgrund eines sich zu sehr versteilenden Keils wurde im Modell nachgewiesen (Platt 1988). Es liegt außerdem auf der Hand, daß bei leichtem Gleiten geringere Schubkräfte von den Plattengrenzen her benötigt werden.

Diese leichten Bewegungen sind an fluidreiche Tonschieferhorizonte gebunden. Ein Musterbeispiel dafür sind die Schwarzschiefer in Västerbotten. In sedimentären Schichtpaketen mit vielen Tonschieferhorizonten sind deutlich niedrigere Winkel der inneren Reibung als in gut lithifizierten Sandsteinen oder noch deutlicher in Quarziten zu erwarten. Dadurch wird auch eine verringerte Scherkraft für den Transport über Rampen benötigt. Eine relativ starke, großvolumige Veränderung der Zusammensetzung auf kurze Distanz läßt eine deutliche Reduktion der Rigidität und der Rampenscherkraft erwarten. Dadurch kann kurzfristig die Situation entstehen, daß sich das Vorzeichen des Nenners von (9) dreht und die Hauptachse der Gesamtspannung im orogenen Keil nach oben zeigt und der orogene Keil über die Rampe der vordersten Schuppe (G-D in Abb. 7.4) ungewöhnlich weit bewegt.

Den gleichen Effekt hat eine breiträumige, sprunghafte Erhöhung des Winkels der inneren Reibung an der Basis. Ein Beispiel hierzu ist das Wechseln von inkompetenteren Gesteinen, wie Tonschiefern, Glimmerschiefern oder Sandsteinen zu Quarziten oder zu Kristallin. Aus Geländebefunden ist hinreichend bekannt, daß lokale, im Vergleich zur Abmessung des Keils unbedeutend kleine Veränderungen dieser Art keinerlei Auswirkungen auf die Entwicklung der Deckenüberschiebungen haben. Das Spannungsfeld kann sich gewis-

sermaßen um diese herum aufbauen, die Scherbahn um diese herum wachsen, bis die lokale Störung aufgrund des wachsenden Spannungsgefälles keinen Widerstand mehr bieten kann. Anders ist dies bei solchen Veränderungen auf breiter Front. Diese hemmen das Aufbrechen der Basisscherbahn. Zudem ist mit ihnen assoziiert eine verbreitete Häufung lokaler Störungen zu erwarten, die sich als Erhöhung der Basisscherkraft auswirken wird. Auch hierdurch kann das Vorzeichen im Nenner von (9) wechseln und der orogene Keil über die Rampe „springen“.

Diese Bewegung hat im Spannungsfeld des Keils rasch Folgen. Da der Keil an der Spitze nicht mehr wächst und die in dieser Beziehung zunächst ausgleichend wirkende Rampe immer weiter unter den Keil bewegt wird und damit an ausgleichendem Einfluß verliert, übersteilt das vorderste Ende, welches sich jenseits der Rampe befindet. Diese Übersteilung führt zu einem starken Spannungsaufbau direkt oberhalb der Rampe. Volumetrisch betrachtet, befindet sich in diesem Bereich zu viel Volumen, welches die Bewegung hemmt, sich aber nur nach vorn wegbewegen kann und damit den Effekt nur noch verstärkt. Irgendwann hat sich die Spannung auf den Bereich der Rampe so stark erhöht, daß dort weiter abgesichert und der bereits überschobene Teil passiv weiter transportiert wird. Die erneute Abschuppung läuft nach wie vor nach den aufgestellten Gleichungen für die Spannungen ab. Wegen der Überlagerung kommt es sehr wahrscheinlich zu einer Abschuppung einer sehr langen und breiten Decke. Solche Decken sind dann Zeugnis dieses Prozesses.

Ein zusätzlicher, nicht zu vernachlässigender Effekt ist in dieser Art von Prozeß die Frage des kritischen Öffnungswinkels des orogenen Keils (Jamison 1993, Dahlen et al. 1984). Ein dünner werdender orogener Keil entwickelt eine instabile Basis. Diese instabilisiert sich durch die zunehmende Möglichkeit des Auffangens der Kompression mit keilinternen Bewegungen. Solche Bewegungen führen dazu, daß an der Basis zunehmend weniger transportiert wird, als dies bei einer gegebenen Kompression nötig wäre. Die internen Bewegungen versteilen den Keil, wodurch dieser sich in einem immer kritischeren Gesamtwinkel aufbaut. Parallel dazu stabilisieren sich die Bewegungen an der Basis, da jetzt umgekehrt hier verstärkt Kompression aufgefangen werden muß. Dadurch wird an der Keilfront wieder zunehmend aufgeschuppt. Die Folge davon ist ein flacherer Keilwinkel und der Kreislauf beginnt wieder von vorn.

Auf das in diesem Kapitel abgeleitete Konzept übertragen bedeutet dies eine Tendenz des Keils in einem sich immer wieder entwickelnden suprakritischen Zu-

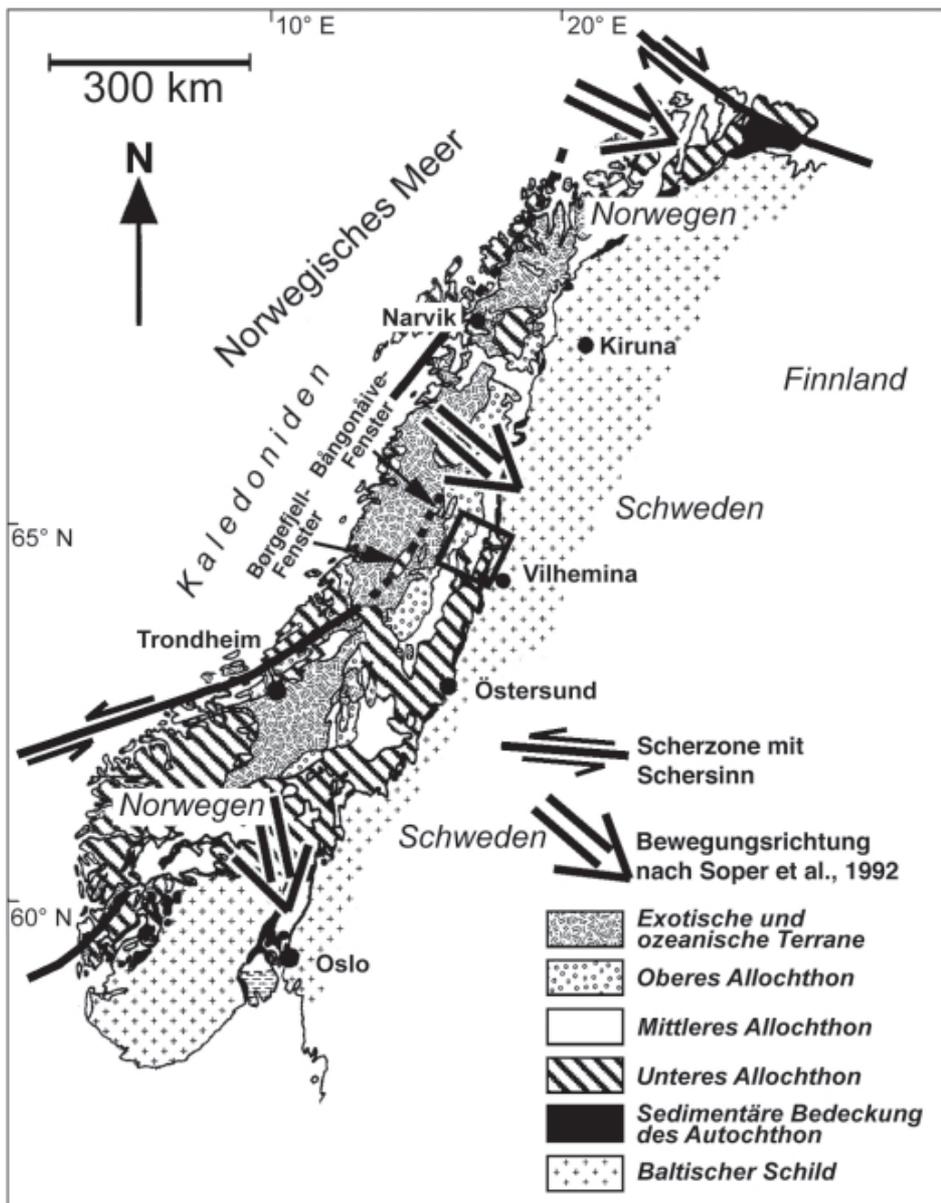


Abb. 7.6: Abb. 0.1 mit regionalen tektonischen Elementen nach (Soper et al. 1992, Greiling & Schwab 1995). Die Interpretation der vermutlichen Ausdehnung des orogenen Keils auf der Originalkarte aus Soper et al. befindet sich in Abb. 7.7.

stand bei gleichzeitig labiler Basis über die frontale Rampe zu „springen“. Geometrisch folgt dadurch eine sprunghafte Zunahme des Winkels im voreilenden Bereich. Nach Platt (1988) übersteilt der Keil bei der Deckenbildung, was in systematischen Abständen abschiebende Bewegungen im Keil verlangt. Das Einbringen von neuen Schuppen in den Keil über den voreilenden Teil nach dem Springen verringert die Notwendigkeit dieser abschiebenden Bewegungen sehr stark. Außerdem bedeutet eine labile Basis eine an der Keilstirn zu tief eingeschnittene Basisabscherfläche, was dadurch auch ausgeglichen wird. Der Prozeß hat

also eine dämpfende Wirkung auf notwendige reverse Bewegungen sowie auf die Instabilität der Basis und eine gleichzeitige Erhaltung eines stabilen Gesamtwinkels des Keils bei Fortsetzung der Deckenbildung zur Folge.

Im Unteren Allochthon im Gebiet der in Tab. 7.4 & 7.5 ausgewerteten Karten befinden sich mehrere der oben in der Diskussion abgeleiteten langen und breiten Decken. Eine dieser Decken ist die Krutjö-Decke. Sie bildet das Dach des Unteren Allochthons und ist nach Zachrisson & Greiling (1993) sowie Greiling & Zach-

risson (1999) anstehend etwa fünf Mal so breit wie alle anderen Decken. Da sie ihrerseits wiederum einen Deckenstapel überlagert, ist davon auszugehen, daß der Prozeß nicht nur im Zeitraum zwischen der Bildung des Mittleren und Unteren Allochthons, sondern darüber hinaus angehalten hat. Eine weitere dieser Decken ist auf dem Kartenblatt Risbäck zu finden. Die Rissjön-Decke hat ähnliche Ausmaße, ist vielleicht sogar noch größer und überlagert zumindest teilweise den Njakafjäll-Duplex. Während bei der Krutsjö-Decke über lithologische Zusammenhänge bei der Deckenbildung zum jetzigen Zeitpunkt nur spekulieren kann, besteht die Rissjö-Decke in der gesamten Länge weitgehend aus Kristallin und assoziierten Gneissen. Diese Lithologie paßt demnach zu den lithologischen Voraussetzungen der obigen Diskussion zum Springen des Keils.

Zum Ostrand des Unteren Allochthons im Arbeitsgebiet sind ebenfalls zunehmend eingeschuppte Kristallinbereiche vorhanden. Außerdem befindet sich einige Kilometer westlich des heutigen Erosionsrandes in der Basisüberschiebung eine Rampe (Bierlein & Greiling 1993), welche sich auch in dieser Arbeit bei der Konstruktion der Schnitte in ähnlicher Position ergab (Abb. 4.5). Es ist daher als wahrscheinlich anzusehen, daß die Orogenese - zumindest südlich und östlich des Arbeitsgebietes - in einer Phase abgeschlossen wurde, in welcher der orogene Keil sich soeben wieder über die Rampe bewegt hatte. Der nächste Schritt bei dieser Länge der Überführung der Rampe durch den gesamten orogenen Keil wäre vom Standpunkt des vorliegenden Kapitels aus möglicherweise die Bildung einer neuen Deckeneinheit im Liegenden des Unteren Allochthons gewesen.

7.3.4 DIE ERRECHNETE KEILFORM

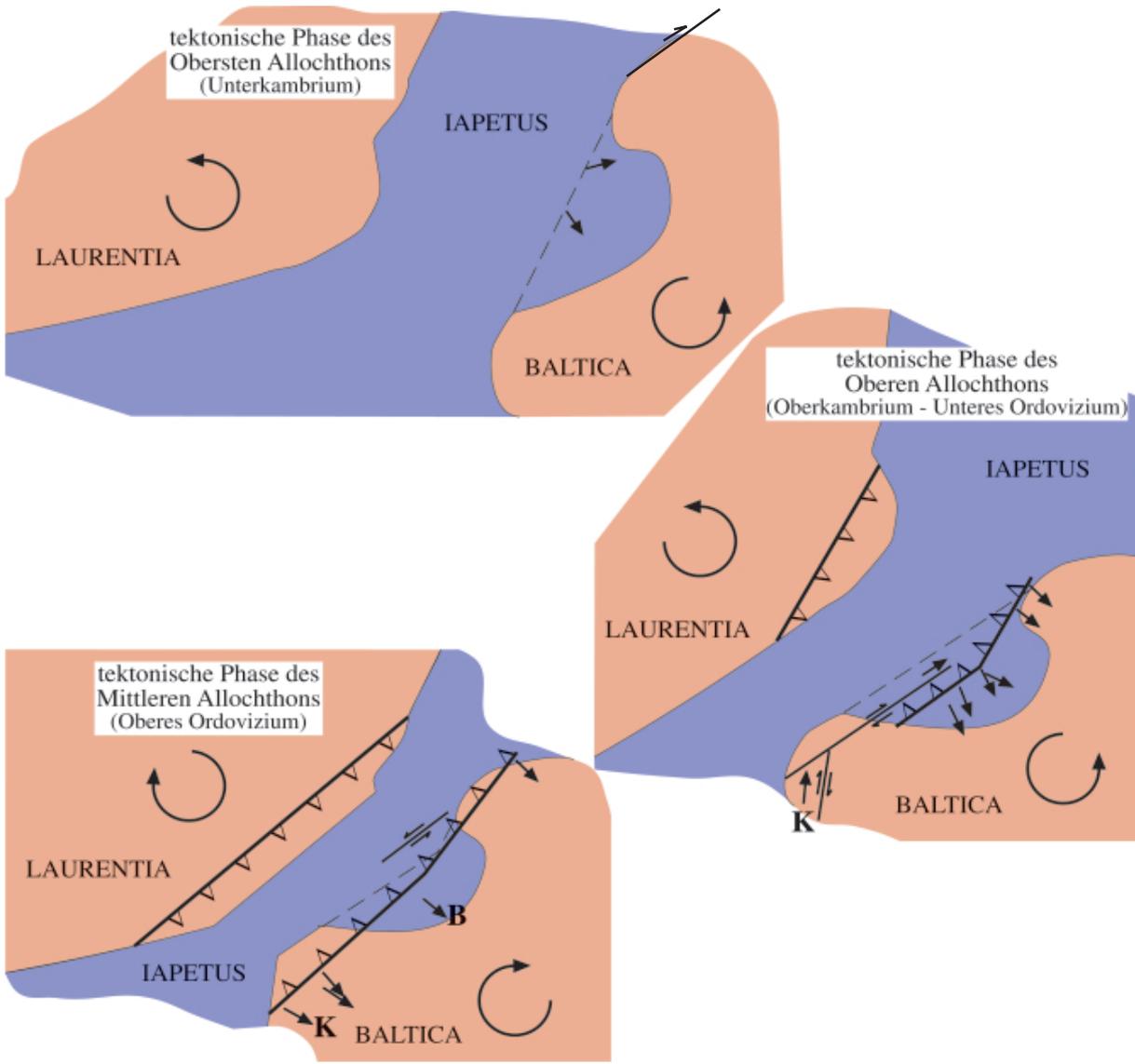
Eine graphische Interpretation der Ergebnisse dieses Kapitels zur Form des Orogenen Keils wird in Abb. 7.5 vorgestellt. Die Abbildung orientiert sich an den Abmessungen von einem Profilschnitt aus Garfunkel und Greiling (1998). Der im Vergleich mit Garfunkel und Greiling (1998) vergleichsweise dünne Keil der vorliegenden Arbeit entspricht im in der vorliegenden Arbeit errechneten geringen Winkeln der inneren Reibung von etwa $8,5^\circ$. Dagegen gehen Garfunkel und Greiling (1998) von 17° - 31° aus. Unsicherheiten bestehen bei der Konstruktion der Position von der Spitze des Keils. Ihre Berechnung aus dem Winkel der Basisabscherfläche und den lokalen Deckenabmessungen bleibt un-

abhängig von der Genauigkeit der Konstruktion eine mehr oder weniger grobe Schätzung. Hier wurden die gemittelten Daten aus den direkt am Ostrand, am heutigen Ausstrich, des Keils liegenden Kartenblättern verwendet und nach Gleichung (8) berechnet. Bei der weiteren Konstruktion wurde aufgrund der am Ende von Kapitel 6.3.2 diskutierten Rampe in der Basisabscherfläche und den Ergebnissen aus Tab. 7.5 von einem leicht konkaven Verlauf der Fläche an der Keilspitze ausgegangen. Erst mit einigem Abstand zur Keilspitze (Tab. 7.5) nehmen die Winkel positive Werte an und steigen bis etwa 6° .

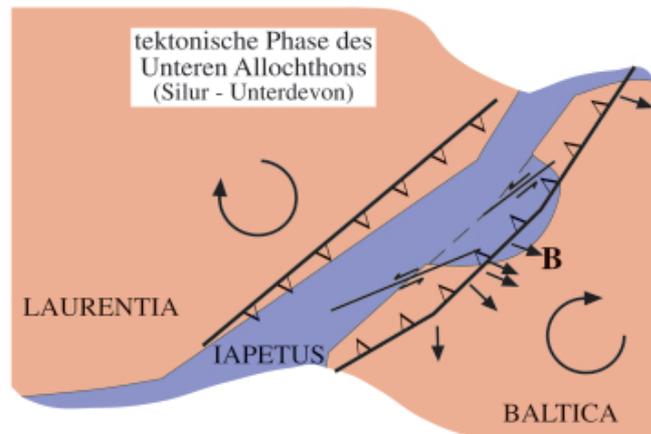
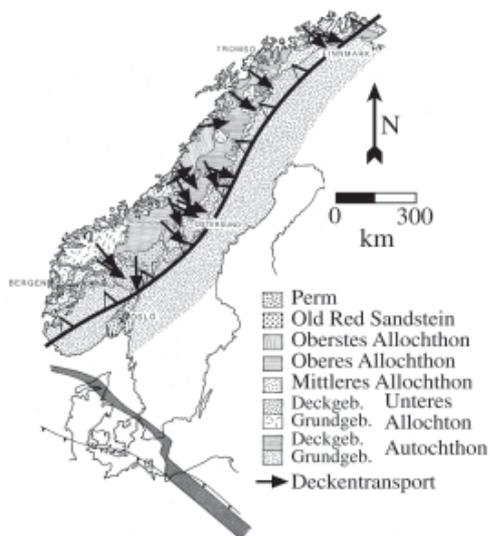
Wie in der Abb. 7.5 zu erkennen ist würde die Oberfläche von der konstruierten Position der Keilspitze aus bei einem Steigungswinkel von 5° - 6° im Bereich des heutigen Ostrand des Kaledoniden genau in der Untergrenze des Balkens, der eine 4 km-Mächtigkeit anzeigt, schneiden. Im weiteren Verlauf nach Westen würde im Bereich des Njakafjäll-Duplexes die 12 km-Marke geschnitten. Den in der vorliegenden Arbeit errechneten Stabilitätskriterien zufolge, sollten im Bereich der ausgewerteten Karten, d.h. bis westlich des Njakafjäll-Duplexes jedoch keine Mächtigkeiten über 5 km auftreten. Zu diesen Stabilitätskriterien passen daher die in der Tab. 7.5 errechneten Winkel für den Verlauf der Keiloberfläche. Mit diesen Werten wird die Untergrenze der möglichen Keilhöhe nach Garfunkel & Greiling (1998) von 5 km im Bereich des Njakafjäll-Duplexes erreicht.

7.4 REGIONALE INTERPRETATION

Im vorliegenden Kapitel wird eine regionale Interpretation der Orogenese auf dem Baltischen Schild aus Sicht der vorliegenden Arbeit versucht. Bei der Kollision mit Nordamerika entsteht die Orogenese auf dem Baltischen Schild unter sinistraler Transpression (Soper et al. 1992, Greiling & Schwab 1995). Diese läßt sich sowohl in der Gesamtübersicht des Orogens, als auch im lokalen Detail interpretieren. Eine bedeutende, gut untersuchte und belegte regionale, sinistrale Scherzone endet im Bereich von Trondheim (Møre-Trøndelag Scherzone). Im Südwesten Norwegens könnte die schottische „Highland-boundary“-Scherzone enden (Greiling & Schwab 1995). Eine weitere Scherzone läßt sich im Bereich der Lofoten interpretieren. In der Finnmark ist die Trollfjord-Komaglev-Scherzone regional



Die Skandinavischen Kaledoniden heute
(aus Soper et al., 1992)



die einzige senkrecht zum Streichen des Orogens verlaufende Großstruktur. Darüber hinaus wird in der Finnmark im wesentlichen überschiebende Tätigkeit nach OSO beobachtet. Dagegen variieren die Transportrichtungen im zentralen und südlichen Teil von Deckeneinheit zu Deckeneinheit sehr deutlich.

Die getrennte Analyse dieser Transportrichtungen nach Deckeneinheiten ergeben eine anfängliche Kollision der Kontinente Baltica und Laurentia unter Drehung gegen den Uhrzeigersinn (Abb. 7.7). Erst später, im Mittleren Allochthon, nach erheblicher Annäherung der Kontinente ändert sich dieser Drehsinn in den Uhrzeigersinn. Das Muster der Transportrichtungen paßt jetzt in einen relativ zu Nordamerika in Uhrzeigersinn drehenden Baltischen Schild, der zunächst im Nordteil des Orogens Laurentia stärker angenähert ist als anderswo und sich dann sukzessive mit sich immer stärker ausgebildender Orogenese fortschreitend nach Süden hin in den Laurentischen Kontinent hineindreht (Abb. 7.7). Dies verwendeten Transportrichtungen stammen aus Soper et al. (1992), Kruse (1996) und der vorliegenden Arbeit. Der in Abb. 7.7 auftauchende Wert zum Unteren Allochthon aus der vorliegenden Arbeit bezieht sich auf die im Kapitel 6 dargestellte späte Entwicklung im Mittleren Allochthon. Diese ist den Bewegungsabläufen im Unteren Allochthon ähnlich (Kapitel 6). Daher bietet sich bei der nur groben zeitlichen Einteilung in Abb. 7.7 diese Form der Darstellung an.

Ein nach Westen geöffnetes U-Profil des ursprünglichen Kontinentalrandes Balticas wurde als grobe Skizzierung in Anlehnung an Stephens (1986) bzw. Bjørlykke & Sangster (1981) gewählt. Diese Form des Westrandes Balticas ergibt sich außerdem aus den älteren Orogenesen im Süden (Grenville'sche Sveco-Norwegische Orogenese; Romer 1996) und ein Gebirgsrumpf im Norden (Gayer & Rice 1989). Auf eine regionale Hochzone im Süden wurde bereits in Kapitel 5 hingewiesen (Abb. 5.5). Darüber hinaus entsteht lokal im Bereich des Arbeitsgebietes zur vorliegenden Ar-

Abb. 7.7: Die Abbildung zeigt ein aus den Informationen der Tektonik erstelltes Kollisionsszenario für den Baltischen Schild mit Laurentia. Die meisten tektonischen Werte stammen aus Soper et al. (1992). Jeweils zwei Angaben sind aus Kruse (1996, K) und der vorliegenden Arbeit (B). Die Senke in der Mitte des Baltischen Schildes wurde aus lithostratigraphischen Ergebnissen der vorliegenden Arbeit angenommen. Diese Ergebnisse lassen ein größeres Liefergebiet im Süden und ein im wesentlichen bereits abgetragenes im Norden vermuten. Der Nordpfeil bezieht sich in allen Teilabbildungen auf die heutige Nordrichtung.

beit aus der Geometrie bzw. Einteilung des Faziesraumes, wie dies aus Kapitel 3 hervorgeht, ein Hinweis auf diese Form des westlichen Randes Balticas (Kapitel 3.3). Demnach läge das Arbeitsgebiet zur vorliegenden Arbeit auf der südlichen bzw. südöstlichen Seite dieses U-Profiles.

Die Transpression entlang der Trollfjord-Komaglev Störung mit einem Versatz von 500-1000 km und die später erst nachfolgenden Überschiebungen in der Finnmark (Townsend & Gayer 1989, Gayer & Rice 1989) können grob als Einstiegszenario in die Orogenese betrachtet werden. Während durch die Drehung des Baltischen Schildes gegen den Uhrzeigersinn das Nordende sich mehr und mehr Richtung Laurentia richtet, finden hier möglicherweise erste Kollisionsbewegungen in der kontinentalen Kruste statt. Aufgrund der Drehbewegung könnte die Hauptkollisionsrichtung lateral an Baltica vorbei gerichtet gewesen sein, so daß sich transpressive Strukturen bilden konnten. Erst später, aufgrund einer ebenfalls gegen den Uhrzeiger stattfindenden Rotation Laurentias, entwickelten sich Überschiebungsbewegungen. Diese frühe, schwache, mehrphasige und insgesamt unklare Entwicklung wird als Finnmarkische Orogenese bezeichnet, hinsichtlich deren Entwicklung immer wieder auch Lehrmeinungen auftraten diese gar nicht als Orogenese einzuordnen (Townsend & Gayer 1989). Frühe transpressive Zonen weiter südlich während der Bildung des Oberen Allochthons (Abb. 7.7 - Oberes Allochthon) weisen ebenfalls auf eine starke transpressive Komponente der Kollision hin und stützen dadurch diese Beurteilung.

Die Änderung der Rotationsrichtung in einem weiteren zeitlichen Schritt paßt zur Annahme einer Lage in äquatornahen Breiten von Baltica und Laurentia zu diesem während der kaledonischen Gebirgsbildung (Soper et al. 1992) und über die kaledonische Gebirgsbildung hinaus (Greiling & Schwab 1995) in Kombination mit dem Modell von Bartusch (1996). Ebenfalls dazu paßt das Auftreten von Transpressionzonen mit im Vergleich zu vorher umgekehrt gerichtetem Schersinn (Møre-Trøndelag Scherzone, Bergen: Greiling & Schwab 1995). Selbstverständlich bildet die Annahme von weiterhin allgemein vom Rand weg nach außen gerichtetem Deckentransport an den Rändern des sich bildenden Orogens keinen Widerspruch zur Annahme der Änderung der Rotationsrichtung der Kontinente. Zu erwartende Effekte in dem sich bei den sich bildenden Deckenstapeln und Decken bei diesem Deckentransport sind Unterschiede in den Mächtigkeiten der Deckenstapel (generell zunehmende Mächtigkeiten mit fort-

schreitendem zeitlichen Verlauf), Spannungsdifferenzen senkrecht zur Transportrichtung oder eine Zunahme der Deckenstapel oder Decken mit fortschreitendem zeitlichen Verlauf.

Betrachtet man den Ostrand der skandinavischen Kaledoniden insgesamt (Abb. 7.6), so verläuft sie im nördlichen Teil bei Kiruna westlicher als im zentralen Teil. Diese Beobachtung stützt sowohl die Überlegungen zum primären Verlauf der Westseite Balticas, als auch auf die Art der oben beschriebenen rotierenden Kollision.

Einmal abgesehen von der Finnmark, nimmt die heute ausstreichende Breite des Unteren und Mittleren Allochthons nach Süden hin zu. Unter dem Unteren Allochthon folgt zudem (in der Karte, Abb. 7.6, nicht dargestellt) das Unterste Allochthon, welches vielfach als lokale Variation des Unteren Allochthons betrachtet wird. Das Modell der vorliegenden Arbeit favorisiert die Betrachtung als eigenständige Deckeneinheit infolge der Überlegungen zur Kollision unter Drehung. So kann das Unterste Allochthon in den zentralen und südlichen Kaledoniden nicht als unklare Komplikation des Baus an der Basis der skandinavischen Kaledoniden, sondern als weiteres Element eines kontinuierlichen Prozesses betrachtet werden.

Innerhalb des Modells der vorliegenden Arbeit besteht hinsichtlich eines über die Vorstellung einfacher, linearer Deckenstapelung hinaus reichenden Aufbaus der Deckeneinheiten im gesamten Orogen (außerhalb der zentralen Kaledoniden z.B. in der Finnmark: Townsend et al. 1989), wie dies anhand des Mittleren Allochthons dargestellt wurde, kein Zweifel (Kapitel 6.3). Die über die verhältnismäßig leicht zu erkennenden Subduplexen hinaus auftretenden und in den Abb. 6.13 & 6.14 dargestellten Elemente einer asymmetrischen Transpression könnten unter anderem auch in Bezug mit einer rotierenden Kollision der Kontinentalplatten stehen.

Die lokalen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich, wie soeben vorgeführt, in einen regionalgeologischen Rahmen stellen. Dabei entsteht ein kontinuierliches, homogenes Bild der geologischen Entwicklung am Westrand Balticas.

Zusammenfassung: Berechnungen mithilfe der Abmessungen von Decken aus den geologischen Karten der vorliegenden Arbeit und bereits vorliegender geologischer Karten im Umfeld des Arbeitsgebietes ergeben deutlich kleinere Öffnungswinkel des orogenen Keils als bisher vermutet. Zudem zeigen die Ergebnisse einen orogenen Keil mit konkavem Verlauf direkt hinter seiner Spitze. Berechnungen der inneren Reibung des orogenen Keils ergeben zusammen mit unterschiedlichen Deckenmächtigkeiten in unterschiedlichen Deckenstapelungsphasen aus der tektonischen Auswertung, der beobachteten Verteilung der Lithologien sowie Überlegungen anhand verschiedener bereits vorhandener Modelle zur Entwicklung des Spannungsfeldes im orogenen Keil ein „Springen“ des orogenen Keils aus seiner bis dahin aktiven Basisüberschiebungsfäche und ein Überfahren der Unterlage entlang einer neuen Überschiebungsfäche beim Zusammentreffen verschiedener Faktoren. Dies erklärt umgekehrt nicht nur die Existenz einer solchen, bei der tektonischen Auswertung gefundenen Rampe in der Basisüberschiebungsfäche, sondern auch die komplexere, mehrphasige Entwicklung des Mittleren Allochthons. Eine Abhandlung zur regionalgeologischen Entwicklung gibt Aufschluß über die Tragweite und Möglichkeiten des Modells der vorliegenden Arbeit.

*