

Zeitschrift: Eclogae Geologicae Helvetiae
Herausgeber: Schweizerische Geologische Gesellschaft
Band: 54 (1961)
Heft: 1

Artikel: Die Fernschubhypothese der Jurafaltung
Autor: Laubscher, Hans P.
Kapitel: C: Die Mechanik des Fernschubes
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-162820>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

fällt nach VONDERSCHMITT (1942) der besonders ausgeprägte Westrand des vorgeschobenen Faltenbündels mit dem Westabbruch des Horstes von Mülhausen zusammen, nicht etwa mit dem Ostrand eines Vogesenspornes. Der Jura ist also hier nicht durch die Vogesen beeinflusst, sondern durch interne Strukturen des Rheintalgrabens, und zwar sind die Falten im Bereich eines internen Hoches weiter nach Norden entwickelt als im Bereich des benachbarten internen Tiefes. Weiter gegen Westen zu bemerkt man schon gar keine Beeinflussung des Jurarandes durch die Vogesennähe, und gegen Osten zu springt die Randüberschiebung ausgerechnet im Vorland des schwarzwäldischen Grundgebirgsspornes von Säcking–Laufenburg, zwischen Eptingen und Densbüren, nach Norden vor. Diese Zusammenhänge sind übrigens schon von AMSLER (1926) klar erkannt worden. Der Westrand gegen die Bresse endlich ist, wie die Bohrungen von Lons-le-Saunier zeigen, nicht durch die positive Erhebung des Massif Central bestimmt, sondern vielmehr durch den negativen Einbruch des Bressegrabens. Es sind immer die lokalen Strukturen des alttertiären Sockels, die den Faltenverlauf bestimmen, nicht entfernte Großstrukturen. Allerdings entstammen beide denselben tektonischen Vorgängen; es ist deshalb nicht verwunderlich, dass gewisse Parallelismen auftreten. So ist der Ostrand des Massif Central zugleich Westrand der Bressesenke und als solcher deren Ostrand mehr oder weniger parallel. Der Jura darf sich also schon in grossen Zügen den Massiven angleichen, er braucht deswegen noch lange nicht von diesen zusammengestaucht worden zu sein.

Damit sollte die Sockeltektonik im Jura zur Genüge erörtert sein, jedenfalls so weit, als sie es nach dem heute bekannten Tatsachenmaterial verdient. Es dürfte klar geworden sein, dass die eleganteste, die natürlichste Lösung Allochthonie der Faltung verlangt. Allen andern Lösungsversuchen haftet etwas Gezwungenes an.

C. DIE MECHANIK DES FERNSCHUBES

Um die mechanische Möglichkeit der Fernschubhypothese abzuklären, muss man zwei grundlegende Probleme untersuchen: die Möglichkeit der Schubübertragung durch das Molassebecken und die eines plausiblen treibenden Motors in den Alpen. Beide sind wesentlich bestimmt durch Festigkeit und innere Reibung im geschobenen Block und die Reibung an der basalen Abscherungsfläche.

Das mutmassliche Verhalten dieser Grössen im geologischen Milieu ist z.B. von HAFNER (1951) und dann in jüngster Zeit besonders von HUBBERT und RUBEY (1959) eingehend diskutiert worden, so dass wir uns im folgenden weitgehend auf die Ausführungen dieser Autoren stützen können. Alle numerischen Berechnungen können natürlich nur eine grobe Abschätzung von Grössenordnungen vermitteln, der Unbekannten sind zu viele für ein exakteres Vorgehen. Ist die Mechanik des Fernschubes aber auch nur grössenordnungsmässig plausibel, so besteht kein Grund, von einer mechanischen Unmöglichkeit zu sprechen.

Die Jurafaltung ist ein dreidimensionales Problem, dies wird besonders bei der Besprechung der Kinematik offenbar werden. Alle Abschätzungen müssen sich aber, der Einfachheit halber, auf idealisierte zweidimensionale Profile beschränken. Die dritte Dimension kann höchstens qualitativ berücksichtigt werden; aber auch dieser Umstand sollte dem Nutzen der Rechnungen nicht abträglich sein.

I. SCHUBÜBERTRAGUNG

1. Die Stabilität von Überschiebungsmassen

Die Stabilität von Krustenblöcken bei verschiedenen Spannungsverteilungen wurde von HAFNER (1951) anhand von 2-dimensionalen, rechteckigen Modellen untersucht. HAFNER stellte eine Anzahl elastizitätstheoretisch korrekter Spannungssysteme mit Hilfe der AIRYSchen Spannungsfunktion auf und umgrenzte dann nach dem MOHR-COULOMBSchen Ansatz für die Festigkeit die stabilen und instabilen Bereiche der Blöcke. Im allgemeinen sind die Stabilitätsgrenzen komplizierte Kurven, und oft zerfällt der Stabilitätsbereich in mehrere getrennte Unterbereiche.

Von besonderer Bedeutung ist das auf Fig. 9 wiedergegebene Modell; es stellt einen auf horizontaler, reibender Unterlage von links nach rechts geschobenen rechteckigen Block dar. Das Spannungssystem ist hier charakterisiert durch lineare Zunahme der vertikalen Kompression σ_z mit der Tiefe (rein geostatischer Druck) ebenfalls lineare Zunahme der horizontalen Scherspannung τ_{zx} (im folgenden einfach als τ bezeichnet) mit der Tiefe bei lateraler Konstanz und lineare Zunahme der horizontalen Kompressionsspannung σ_x sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung. Wichtig ist, dass der vertikale Gradient der horizontalen Scherspannung gleich dem horizontalen Gradienten der horizontalen Kompressionsspannung sein

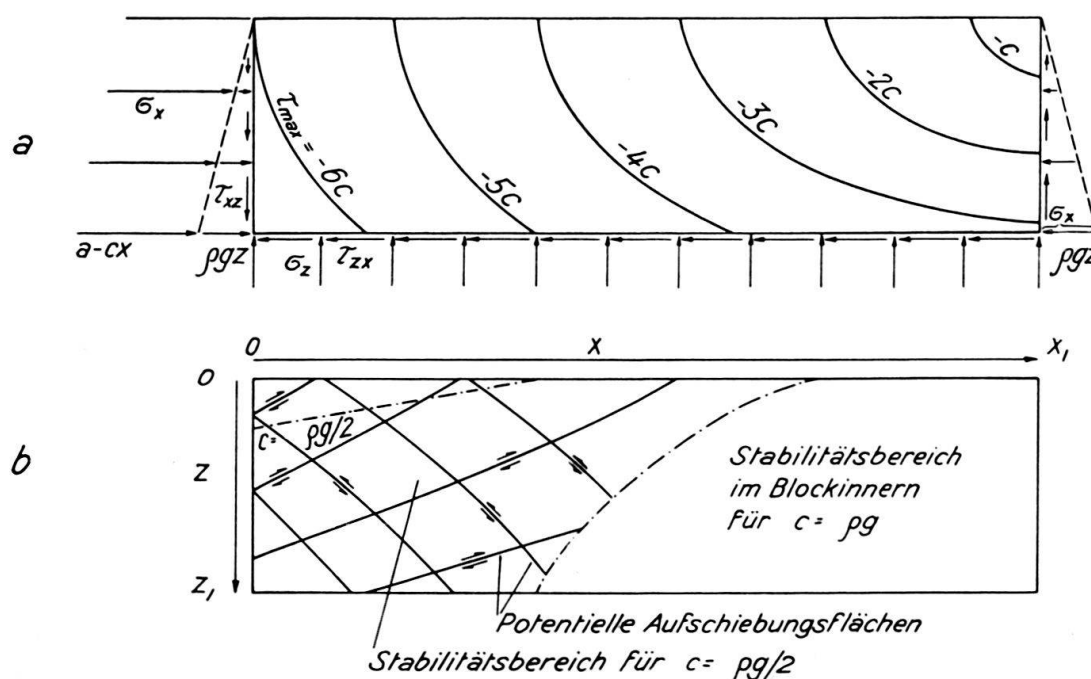


Fig. 9. Spannungsverteilung und Stabilitätsbereiche in einem rechteckigen Krustenblock nach HAFNER (1951)

für konstante basale Reibung τ_{zx} , vertikale Schwerkompensation $\sigma_z = \rho g z$ und gleichmässige Verteilung des Schubes auf die Rückwand.

muss. Das Stabilitätsfeld wird umso grösser, je kleiner diese Gradienten sind. Nun ist der maximale Gradient von τ bestimmt durch das Verhältnis des spezifischen basalen Reibungswiderstandes zur Blockdicke. Überschreitet der Gradient diesen Wert, so wird der Block an der Basalfläche abgeschert; wird anderseits die Festigkeit des Blockes schon bei geringerem Gradienten instabil, so kann er nicht als

Ganzes von der Basis abgesichert werden. Soll also ein möglichst langer Gesteinskomplex en bloc von seiner Unterlage abgesichert werden, so muss an der rückwärtigen Wand eine möglichst grosse horizontale Kompressionskraft $F_x = \int_0^{z_1} \sigma_x dz$ bei möglichst geringem Gradienten von τ angewendet werden.

Im Modell der Figur 9 wird der Anteil $\rho g z$ von σ_x zur Herstellung des sog. «Standard State» (HAFNER 1951, p. 380) verwendet, eines Zustands von allseitig gleicher, hydrostatischer Druckverteilung. Dieser Zustand ist aber eine Idealisierung, er ist wohl in der Natur selten verwirklicht, und im folgenden wird ihm deshalb nicht Rechnung getragen. Dann ist für unser Modell:

$$\sigma_x = a - cx \quad , \quad \sigma_z = \rho g z \quad , \quad \tau_{zx} = cz$$

(für alle Formeln vgl. die Liste der Zeichen am Ende der Arbeit).

Aus Figur 9 lässt sich ferner ablesen, dass das Blockinnere umso weniger stabil wird, je mehr man sich der rückwärtigen Wand nähert. Denn die maximale Scherspannung τ_{max} nimmt von der rechten oberen Ecke (vordere Wand) gegen links unten (rückwärtige Wand) ständig zu. Ist also die rückwärtige Wand stabil, so ist es bestimmt der ganze Block. Folglich wird die maximale horizontale Schubkraft $F_{x \max}$ dann erzeugt, wenn es gelingt, an jedem Punkt der rückwärtigen Wand eine solche horizontale Kompressionsspannung anzusetzen, dass die Druckfestigkeit an diesem Punkt gerade erreicht wird. Ist das betrachtete Spannungssystem charakterisiert durch relativ kleine Konstanten c , so lässt sich $\tau_{xz} = cz$ vernachlässigen, und es wird $\sigma_x = \sigma_1$, $\sigma_z = \sigma_3 = \rho g z$. Nach dem MOHR-COULOMBSchen Ansatz für die Festigkeit $\sigma_1 = a + b \sigma_3$ (vgl. HUBBERT und RUBEY 1959, p. 125–126) wird dann aber

$$F_{x \max} = \int_{x_1}^{z_1} (a + b \rho g z) dz = a z_1 + b \rho g z_1^2 / 2.$$

Erreicht F_x den Wert der basalen Reibung

$$\int_0^{\tau} \tau dx = \tau x_1 = c z_1 x_1,$$

so wird der Block von seiner Unterlage losgeschert.

Allerdings entspricht eine Spannungsverteilung $\sigma_x = a + b \sigma_z$ nicht dem Modell der Figur 9, doch gehört nach HAFNER (1951, p. 384, subgroup c) auch sie zu einem Modell mit konstanter basaler Scherspannung. Man gelangt im übrigen zu exakt demselben Ansatz, wenn man für das Modell der Figur 9 die durchschnittliche Festigkeit der Rückwand $\sigma_x = a + b \rho g z_1 / 2$ verwendet, also annimmt, dass der Bruch nicht an der linken oberen Ecke beginnt, wenn ihre lokale Festigkeitsgrenze überschritten ist, sondern erst, wenn die Gesamtfestigkeit der Wand nicht mehr standzuhalten vermag. Man wäre dann nicht an die Vorstellung einer geologisch schwer zu realisierenden, die Zunahme des geostatischen Druckes übersteigenden Zunahme von σ_x mit der Tiefe gebunden.

HUBBERT und RUBEY (1959) operieren mit diesem Ansatz und befassen sich auch mit der weiteren Ausgestaltung des betrachteten Modells. Sie setzen $\tau = z \cdot \rho g t g \varphi$ gleich der inneren Reibung einer kohäsionslosen MOHR-COULOMBSchen Substanz mit der Begründung, dass experimentell auch für die meisten sogenannten «plastischen» Gesteine, vor allem für die Tone, ein MOHR-COULOMBSches Verhalten erwiesen sei, sofern man nur «trocken», d.h. ohne Porendruck arbeite und unter

mässigen Überlastungsdrucken, wie sie den äussersten paar Kilometern der Erdkruste entsprechen. Die Vernachlässigung der Kohäsion rechtfertigen sie damit, dass die Bruchbildung mit endlicher Geschwindigkeit fortschreite, sozusagen als «Dislokation», so dass in jedem Augenblick immer nur die Kohäsion längs eines geringfügigen Segmentes der Bruchfläche überwunden werden müsse.

Bei porösen Massen, wie es die Sedimentgesteine im allgemeinen sind, muss für das Kräftegleichgewicht ausserdem der Druck der Porenflüssigkeit berücksichtigt werden. Er vermindert die innere Reibung und damit die Druckfestigkeit, und der COULOMBSche Ansatz muss erweitert werden zu $\sigma_x = b(1 - \lambda)\rho_b g z$, wo λ das Verhältnis des Porendruckes zum gesamten Überlagerungsdruck bedeutet. Die COULOMBSche Reibung an der Basis wird natürlich ebenfalls durch den Porendruck vermindert zu $\tau = (1 - \lambda_1)\rho_b g z_1 \tan \varphi$. Endlich versetzt der Porendruck den Überschiebungsblock in einen gespannten Zustand – eine Tension, wenn der Aussendruck geringer ist als der Innendruck –, und dieser muss durch die äussere Kompression erst ausgeglichen werden. Die maximal übertragbare Kompressionskraft wird dann bei Vernachlässigung des Aussendruckes (Atmosphärendruck)

$$F_{x \max} = \int_0^{z_1} \{a + [b + (1 - b)\lambda]\rho_b g z\} dz$$

(vgl. HUBBERT und RUBEY 1959, p. 143). Der Parameter λ wird im allgemeinen eine komplizierte Funktion des Ortes, da er wesentlich von der Lithologie und der geologischen Vorgeschichte abhängt – von Grössen also, die in mathematisch nicht fassbarer Weise variieren. Immerhin zeigt die Erfahrung, dass sich bei einigermassen durchlässigen, mit der Oberfläche kommunizierenden Gesteinen in relativ kurzer Zeit (geologisch gemessen!) eine annähernd hydrostatische Druckverteilung einstellt. Bei dickeren Massen wenig permeabler Gesteine, die zudem geringe Festigkeit aufweisen, wird jedoch zunächst ein beträchtlicher Teil des wachsenden Überlagerungsdruckes auf die Porenflüssigkeit abgewälzt, und eine hydrostatische Druckverteilung wird nur langsam und asymptotisch erreicht. Für den Jura wäre dementsprechend anzunehmen, dass in den klüftigen Kalken meist hydrostatischer Druck herrscht, in den Mergeln und Tonen dagegen etwas höherer, leicht anomaler Druck, so dass man insgesamt mit einem schwach überhydrostatischen $\lambda = 0,5$ rechnen darf.

2. Abschätzung der basalen Reibung

HUBBERT und RUBEY (1959) benützen die obigen Gleichgewichtsbeziehungen, um die maximale abscherbare Blocklänge für durchschnittliche Werte der Materialkonstanten und für verschiedene z_1 und λ zu berechnen, wobei $\lambda = \text{const.}$ für den ganzen Block angenommen wird. Im Jura ist andererseits mit einer basalen Gleitschicht zu rechnen, die aus Salz, Salzton oder Gips besteht, und von der man jedenfalls gegenüber den andern Gesteinen des Blockes eine bedeutend verminderte Reibung erwarten darf. Man wird deshalb mit Vorteil umgekehrt rechnen und aus den lokal messbaren geometrischen Daten die maximal zulässige basale Reibung bestimmen. Dem Material der Gleitschicht entsprechend (Salz, Gips), das Kristallplastizität besitzt, sei versuchsweise für die Basis des Blocks statt der COULOMBSchen Reibung eine plastische Fließgrenzspannung oder Plastizitätsschwelle ein-

gesetzt, deren Wert konstant, unabhängig vom Überlagerungsdruck ist; inwiefern dieser Ansatz berechtigt ist, wird weiter unten diskutiert. Für das Blockinnere hingegen gelte nach wie vor die COULOMBSche innere Reibung. Man erhält nach Integration

$$\tau_{max} = (az_1 + Bz_1^2)/x_1, \text{ wo } B = [b + (1 - b)\lambda] \rho g/2 = 2,3 \cdot 10^3 \text{ dyn/cm}^3 \text{ für } \lambda = 0,5$$

Als Materialkonstanten seien die von HUBBERT und RUBEY verwendeten Durchschnittswerte eingesetzt. Weiterhin sind Breite und Dicke des Blockes festzulegen. Um einen möglichst hypothesenfreien Wert für die Reibung zu erhalten, sei zunächst von der Fernschubhypothese Abstand genommen, und es seien nur solche Blöcke berücksichtigt, für deren Tangentialschub wenig Zweifel bestehen, also für die Plateaux zwischen der Bresse und dem Faisceau Helvétique. Für diese ergaben die Bohrungen von Lons-le-Saunier, dass sie brettartig, fast en bloc, subhorizontal geschoben wurden. Sie entsprechen also besonders gut dem Modell, das den benützten Formeln zugrunde liegt, und sollten folglich besonders zuverlässige Werte für die basale Reibung liefern.

Eine gewisse Unsicherheit besteht noch hinsichtlich der Dicke der Blöcke zur Zeit des Schubes; denn an sich konnte sie ja seither durch Erosion beträchtlich vermindert werden. Nun gibt es viele Anhaltspunkte, die vermuten lassen, dass dies nicht der Fall war. Vor allem ist zu bedenken, dass ja sozusagen die gesamte Niveaudifferenz zwischen Grabengebiet und Hochblock während des Oligozäns geschaffen und durch die jungtertiäre, fast rein horizontale Verschiebung nicht verändert wurde. Die Erosion musste also schon im Oligozän wirken, sie dürfte damals sogar am kräftigsten gewesen sein. Ausserdem war vermutlich das Zeitintervall vom Beginn der alttertiären Bewegungen bis zur Faltung um ein Mehrfaches länger als das seit der Faltung verstrichene, vielleicht 30 Millionen Jahre gegenüber 10 Millionen. Stratigraphisch zeigt sich die kräftige oligo-miozäne Erosion in den Konglomeratschüttungen des Bressegrabens, vor allem aber auch in den Bohrbohrungen: vermutlich miozäne «Gompholithe pralinée» transgrediert über den Grabenrand hinaus auf das Paläozoikum des Hochblockes (LEFAVRAIS *et al.*, 1957).

Es sei nur im Vorbeigehen bemerkt, dass diese Tatsachen von ungeheurer Bedeutung für die Morphogenese des ganzen Juragebirges sind.

Der zwischen der Bresse und der Euthekette gelegene Block wäre dann 17 km lang und 0,6 km hoch, und daraus errechnet sich eine maximale spezifische basale Reibung $\tau_{max} = 29,6 \sim 30 \text{ kg/cm}^2$ (32 kg/cm^2 für $\lambda = 0$). Für die ganze Breite der Plateaux zwischen der Bresse und dem Faisceau Helvétique ergibt sich bei einer Blockdimension von 30 km auf 1 km (geschätzte durchschnittliche Dicke) $\tau_{max} = 31 \text{ kg/cm}^2$ (35 kg/cm^2 für $\lambda = 0$), bei einer Dimension von 35 km auf 1 km $\tau_{max} = 26,6 \sim 27 \text{ kg/cm}^2$ (30 kg/cm^2 für $\lambda = 0$).

Es ist bemerkenswert, dass diese Werte fast genau der von GOGUEL (1948, p. 406 ff.) auf ganz anderem Wege erhaltenen Plastizitätsschwelle für die Basis der abgescherten Falten im Querschnitt von Gex entsprechen (40 kg/cm^2).

Geht man einen Schritt weiter und nimmt an, der gesamte Faltenjura stelle eine Abscherungsdecke dar, so sind bei der Rechnung verschiedene Komplikationen zu berücksichtigen. Die heutige maximale Breite des Juras zwischen den Avant Monts am Ognon und dem Innenrand beträgt etwa 75 km, sie ist aber gegenüber der ur-

sprünglichen Breite vor der Faltung um 10 bis 20 km verkürzt. Zu Beginn der Faltung lag also ein Block von etwa 90 km Breite vor, aber er wurde wohl nicht gleichzeitig bewegt. Kinematische Betrachtungen (s.u.) zeigen, dass mit einem Fortschreiten der Faltung von Süden nach Norden zu rechnen ist, so dass der Block schon um ein paar Kilometer verkürzt sein mochte, bevor die Abscherung die nördlichsten Partien erfasste. Die Faltung im Süden wiederum bedeutete eine tektonische Verdickung der Sedimenthaut, die bei der Abschätzung der Blockdicke zu berücksichtigen ist. Die Schubbahn ist im ganzen wenig geneigt und kann als eben vorausgesetzt werden, aber es ist zu bedenken, dass die inneren Ketten aus dem Bereich der Nordwest-«Flexur» des Molassebeckens stammen und über ihrem ansehnlichen Mesozoikum auch noch eine bedeutende Molasseschicht trugen. Schätzungsweise dürfte eine Dimensionierung von 80 km auf 1,6 km (Durchschnitt) den Verhältnissen gerecht werden. Daraus würde sich ein $\tau_{max} = 21,4 \sim 21 \text{ kg/cm}^2$ ergeben. Wie jedoch aus den nachfolgenden Betrachtungen hervorgehen wird, sollte man statt der durchschnittlichen Mächtigkeit eher die des südlichen Abschnittes in Rechnung setzen. Sie beträgt mindestens 2 km, und daraus ergibt sich τ_{max} zu mindestens 29 kg/cm^2 . Es ist demnach im ganzen Jura mit einer maximalen spezifischen basalen Reibung oder einer Plastizitätsschwelle von rund 30 kg/cm^2 zu rechnen. Liess sich also die Sedimenthaut im Gebiet von Lons-le-Saunier abscheren – und dies ist nach den Bohrergebnissen anzunehmen – so konnte sie dies ebensogut über die ganze Breite des Juras geschehen lassen. Aus dieser Perspektive gesehen, treten jedenfalls im Jura selbst für die Fernschubhypothese keine Schwierigkeiten auf.

Wie aber steht es mit dem Schub durch das Molassebecken? Dieses hat ungefähr die Form eines stumpfen Keiles und weicht damit vom bisher betrachteten Modell ab. Eigentlich müsste also die Spannungsverteilung von neuem nach der Elastizitätstheorie berechnet werden, doch ist die Abweichung für den hier speziell untersuchten Fall gering ($2^\circ 24'$ Divergenz), und es darf angenommen werden, die Abweichung der Spannungsverteilung von der eines rechteckigen Blockes sei ebenfalls gering. Sie sei deshalb im folgenden vernachlässigt. Dann lässt sich ein idealisiertes einfaches Verfahren zur numerischen Abschätzung der basalen Reibung anwenden.

Die Blockdicke nehme also linear mit der Länge zu (Fig. 10). Man kann diese Form angenähert wiedergeben durch eine Reihe von rechteckigen Blöcken. Für jeden davon lässt sich dann der HUBBERT-RUBEYSche Ansatz wie für den Jura ver-

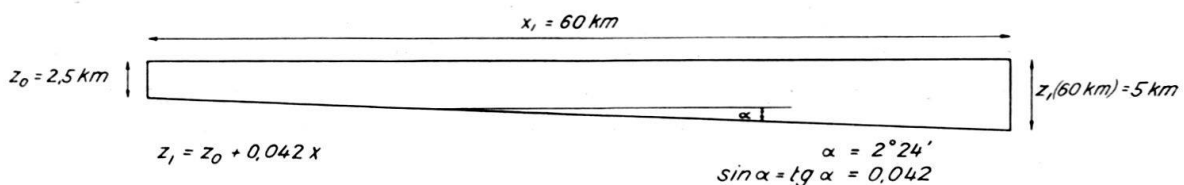


Fig. 10. Geometrisches Modell des Molassebeckens wie es den Berechnungen zugrunde liegt.

wenden, nur muss durch den Schub zusätzlich zur basalen Reibung des jeweils betrachteten Teilblockes auch noch jene aller davorliegenden Teilblöcke überwunden werden. Die hinteren Blöcke müssen also grössere Widerstände überwinden, dafür sind sie aber auch dicker, sie können grösseren Kompressionskräften stand-

halten. Es ist deshalb die schwächste Stelle x aus $\partial \tau_{max} / \partial x = 0$ zu ermitteln, und für sie ist – sofern sie ins Innere des Modelles fällt – τ_{max} zu berechnen. Eine weitere Komplikation ergibt sich für geneigte Schubbahnen wie die des Molassebeckens, da in diesem Fall nicht nur der jeweils betrachtete Teilblock, sondern auch alle davorliegenden hangauf gestossen werden müssen. Die in die Schubbahn fallende Gewichtskomponente beträgt

$$G' = x/2 (2 z_0 + x \operatorname{tg} \alpha) \varrho g \sin \alpha = x z_0 \varrho g \sin \alpha + x^2/2 \varrho g \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha.$$

Zudem ändern sich die Ausdrücke für Druckfestigkeit und basale Reibung (sofern sie COULOMBScher Art ist), da immer nur Komponenten der Schwerkraft senkrecht zur Schubrichtung wirken. Doch können die hier auftretenden Faktoren $\cos \alpha$ für den betrachteten Fall von vornherein gleich 1 gesetzt werden ($\cos 2^\circ 24' = 0,9991 \sim 1$), desgleichen ist $\sin \alpha = \operatorname{tg} \alpha$. Endlich ist zu berücksichtigen, dass das Molassebecken auch den gesamten Jura vor sich herstossen, also eine zusätzliche basale Reibung $R_{Jura} = 30 \cdot 10^6 \text{ dyn cm}^{-2} \cdot 80 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 = 24 \cdot 10^{13} \text{ dyn}$ überwinden musste. Auch diese ist für das Gleichgewicht der Kräfte in Rechnung zu setzen, und man erhält insgesamt

$$\tau_{max} \cdot x + G' + R_{Jura} = a z_1 + B z_1^2, \quad \text{wo} \quad z_1 = z_0 + x \operatorname{tg} \alpha$$

$$\tau_{max} = \operatorname{tg} \alpha [a + z_0 (2B - \varrho g)] + x \operatorname{tg}^2 \alpha (2B - \varrho g)/2 + 1/x (a z_0 + B z_0^2 - R_{Jura})$$

Die schwächste Stelle tritt da auf, wo

$$\partial \tau_{max} / \partial x = 0 = \operatorname{tg}^2 \alpha (2B - \varrho g)/2 - 1/x^2 (a z_0 + B z_0^2 - R_{Jura})$$

also bei

$$x = [2 (a z_0 + B z_0^2 - R_{Jura}) / \operatorname{tg}^2 \alpha (2B - \varrho g)]^{1/2} = 62,5 \text{ km}$$

d.h. knapp ausserhalb der Rückwand unseres Modells. Für diese Stelle beträgt $\tau_{max} = 91,4 \text{ kg/cm}^2$, so dass man für das Molassebecken mit einem Wert von rund 90 kg/cm^2 rechnen darf. Es ergibt sich also das Resultat, dass die Schubübertragung durch das Mittelland um ein Mehrfaches leichter ist als jene durch den Jura selbst, sofern die Abscherung in einem kristallplastischen Milieu stattfindet, dessen Plastizitätsgrenze konstant, unabhängig vom Überlastungsdruck ist.

3. Die Natur der basalen Schmierung:

Kristallplastizität oder Porendruck?

Die errechneten spezifischen Reibungswerte von 30 bis 90 kg/cm^2 sind sehr niedrig. Sollen sie als Plastizitätsschwellen gedeutet werden, so ist von vornherein klar, dass nur die plastischsten Gesteine als Schmiermittel in Frage kommen können, nämlich Salz und Gips. Kalk – als Marmor – kann zwar auch plastisch fliessen, doch erst unter ungeheuer viel grösseren Umschliessungsdrucken und Scherspannungen. Dasselbe gilt für Anhydrit, auch er verhält sich nach HANDIN und HAGER (1957) noch bei 500 at Umschliessungsdruck «essentially brittle». Bei höheren Drucken wird zwar Fließdeformation möglich, jedoch sind die Fließgrenzspannungen beträchtlich. Der Anhydrit des mittleren Muschelkalkes kommt darum als kristallplastisches Schmiermittel nicht in Frage.

Dagegen ist Gips schon viel besser geeignet. GOGUEL (1948) fand für den Gips von Digne, der als Überschiebungshorizont diente, bei langsamer Deformation die erstaunlich niedrige Fließgrenzspannung von nur 100 bis 300 kg/cm^2 . Dieser Wert

ist zwar noch immer zu hoch, doch ist denkbar, dass er sich bei geologisch langsamen Vorgängen bis auf die geforderte Schwelle von weniger als 90 kg/cm^2 zu reduzieren vermöchte. Allerdings erhebt sich die Frage, ob unter dem Molassebecken das Calciumsulfat in grösseren Mengen als Gips vorkommen kann, ob es nicht im überwiegenden Mass als Anhydrit ausgebildet ist (s. S. 250).

Das vorzüglichste kristallplastische Schmiermittel, das im Gebiet der Abscherdecke in Frage kommt – grössere Mengen der noch plastischeren Kalisalze dürfen nicht vorausgesetzt werden –, ist natürlich Steinsalz, wie schon seit alters bekannt. Um sein makroskopisches Verhalten – d.h. das einer statistisch isotropen Vergesellschaftung von Halitkristallen – experimentell zu prüfen, bediente sich GOGUEL (1948) des sehr seltenen, äusserst feinkörnigen «Sel de pigeon» der Saline von Varangeville. Die Resultate gaben nicht ganz klare Auskunft über die Existenz einer Plastizitätsschwelle, da eine gewisse Deformation schon bei geringsten Spannungsdifferenzen auftritt. Für Einkristalle gibt GOGUEL eine Plastizitätsschwelle von 60 kg/cm^2 an, setzt sie also wesentlich niedriger als HANDIN und HAGER (1957, 100 kg/cm^2). Für geologisch langsame Deformation darf man bestimmt mit noch geringeren Werten rechnen, so dass Steinsalz den quantitativen Ansprüchen an das basale Schmiermittel der Abscherungsdecke wenigstens grössenordnungsmässig genügt. Immerhin gibt der folgende Kommentar GOGUELS (1948, p. 202) zu denken: «Chose curieuse, la résistance du sel gemme dans les mines est beaucoup plus forte qu'on ne pourrait s'y attendre après les résultats précédents. A Varangeville on a exploité une couche de sel, sur 6 mètres de hauteur, par galeries de 10 mètres, et piliers abandonnés de même largeur, à 200 mètres de profondeur. La contrainte dans les piliers est donc $4 \times 2 \times 20 = 160 \text{ kg/cm}^2$, et cependant, depuis de dizaines d'années on ne constate aucune déformation. L'effondrement de 1873 s'est produit suivant un mécanisme tout différent: ce sont les argiles détrempés du mur qui ont été poinçonnés par les piliers. Cette forte résistance du sel naturel doit, semble-t-il, tenir à la présence d'impuretés, relativement abondantes. On sait que des impuretés ou des hétérogénéités quelconques, en altérant le réseau cristallin, augmentent toujours beaucoup la résistance des cristaux.»

Ausserdem darf man nicht annehmen, dass unter der ganzen Abscherungsdecke eine mehrere Meter mächtige, regional kontinuierliche Schicht von reinem Steinsalz vorhanden gewesen wäre. Das Salz tritt im allgemeinen in diskontinuierlichen Pfannen auf, die zudem an verschiedene stratigraphische Niveaux gebunden sind. So sind sie bekanntlich im östlichen Jura für den mittleren Muschelkalk charakteristisch, im westlichen dagegen für den Keuper. Es ist deshalb zu vermuten, dass die Abscherung sich mancherorts nicht im Salz vollziehen konnte, sondern sich vielleicht an Gips und vor allem auch an Tone und Mergel zu halten hatte, also an Material mit COULOMBScher innerer Reibung. Je nach Ausdehnung dieser Zonen könnte sich aus diesem Grunde die durchschnittliche basale Reibung der Abscherungsdecke bedeutend und über das zulässige Mass hinaus verstärken, sofern nicht ein erhöhter Porendruck für die Reduktion der COULOMBSchen Reibung sorgt.

Welche Porendruckparameter λ nötig sind, um die COULOMBSche Reibung auf die geforderten Werte von $30\text{--}90 \text{ kg/cm}^2$ zu vermindern, lässt sich leicht angeben nach der Beziehung

$$\tau = (1 - \lambda) \rho g z_1 \operatorname{tg} \varphi; \lambda = 1 - \tau / 1,33 z_1$$

(s. Fig. 11). Insbesondere wird für $\tau = 30 \text{ kg/cm}^2$ und $z_1 = 0,6 \text{ km}$ (Plateau von Lons-le-Saunier) $\lambda = 0,63$, für $\tau = 90 \text{ kg/cm}^2$, $z_1 = 2,5 \text{ km}$ $\lambda = 0,73$, und für $\tau = 90 \text{ kg/cm}^2$, $z_1 = 5 \text{ km}$, $\lambda = 0,87$ (Molassebecken). Dies sind alles Werte, die

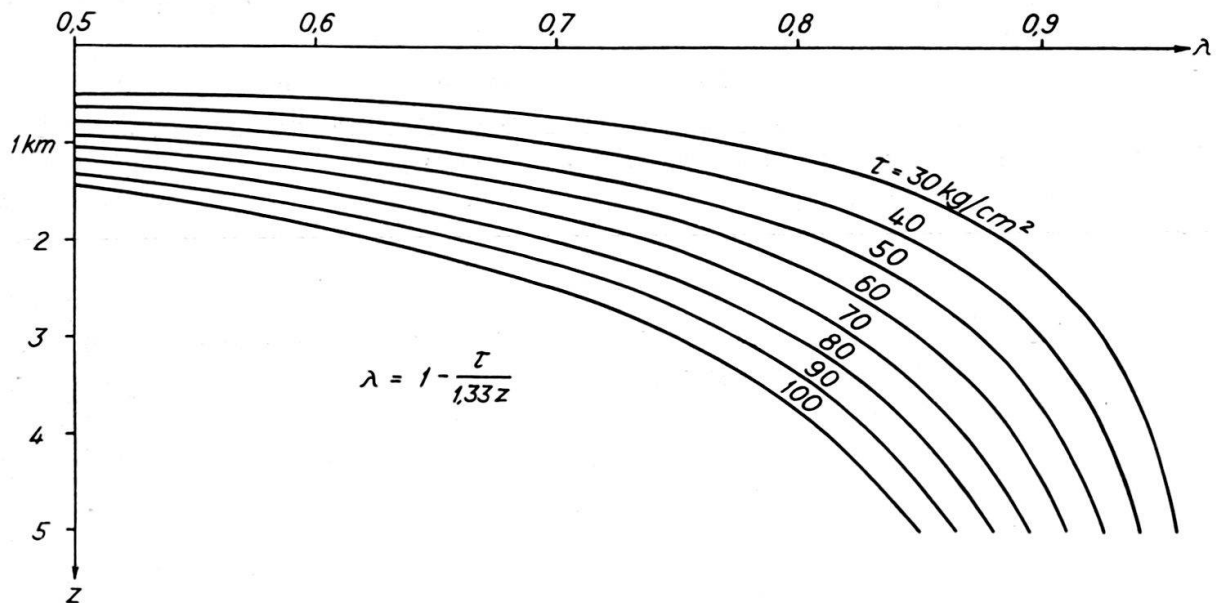


Fig. 11. λ als Funktion der Überdeckung z und der spezifischen basalen Reibung τ

nach den Ausführungen von RUBEY und HUBBERT (1959) häufig in Bohrlöchern gemessen werden, so dass prinzipiell die Abscherung und der Fernschub der Juradecke auch ohne kristallplastische Schmiermittel mechanisch durchaus möglich sind. Immerhin muss festgestellt werden, dass von keiner in der weiteren Umgebung des Juras in die Trias abgeteufte Bohrung derart auffällige Überdrucke gemeldet worden sind, weder von den Bohrungen am Überschiebungsrand gegen die Bresse (RICOUR 1956), noch von der Bohrung Altishofen (KOPP 1955), noch von der Bohrung Buix (SCHMIDT und BRAUN 1924). Dabei ist allerdings zu bedenken, dass die höchsten Porendrucke in den impermeabelsten Gesteinen ausgebildet werden, wo sie im Bohrloch nicht gemessen werden können, und dass vielleicht grössere permeable Linsen, deren Druck gemessen werden könnte, von den spärlichen Bohrungen nicht angefahren wurden. Ausserdem ist es möglich, dass gerade durch die Abscherungsprozesse Ausweichmöglichkeiten für die Porenflüssigkeit geschaffen wurden, die natürlich wieder in erster Linie die grösseren permeablen Linsen betroffen hätten.

Ganz prinzipiell wird die Entwicklung hoher Porendrucke in salinären Serien dadurch begünstigt, dass die Evaporite eine kristalline, sozusagen impermeable Barriere für die Porenflüssigkeit bedeuten und dass etwa auftretende Spalten und Risse wegen der Plastizität und der chemischen Migrierfähigkeit von Salz und Gips rasch wieder verstopft werden können. Die allgemeinen Faktoren, die für die Ausbildung anomaler Porendrucke von Bedeutung sind, wurden von RUBEY und HUBBERT (1959) in extenso diskutiert, so dass hier nur noch einige Aspekte zu besprechen sind, die speziell das Juraproblem betreffen.

Anomale Porendrucke können in porösen, wenig permeablen Gesteinen durch innere Umwandlung von chemischer in mechanische Energie (etwa durch bakte-

rielle Tätigkeit) oder durch nicht zu langsame äussere Belastung erzeugt werden. In diesem letztern Falle ist zudem nötig, dass das Festgerüst der porösen Masse kompaktionsfähig, d.h. sehr schwach sei. Dies ist vor allem bei Tonen der Fall. Sind diese Tone als kleinere Taschen in einer salinären Serie eingeschlossen oder tritt Salz als Zement im Festgerüst der porösen Masse auf, so ist die Kompaktionsfähigkeit durch die Festigkeit des Salzes bestimmt. Für jede Tiefenlage gibt es dann ein bestimmtes Gleichgewicht zwischen Plastizitätsschwelle, Überlastungsdruck und Porendruck, das sich wie folgt abschätzen lässt.

Im Salz wird die Scherspannung $\tau_{max} = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$, wo bei einer Porosität von 10 %

$$\bar{\sigma}_1 = \rho g (1,1 - 0,1 \lambda) z; \bar{\sigma}_3 = \lambda \rho g z.$$

Daraus folgt $\lambda = 1 - \tau_{max}/1,27 z$, wo τ_{max} die Plastizitätsschwelle von Salz bedeutet. Diese Beziehung ist fast identisch mit der oben auf S. 247 aufgestellten. Dort handelte es sich darum, zu bestimmen, welche Porendrucke in den verschiedenen Tiefen nötig sind, um die COULOMBSche Reibung bis auf den Betrag der für die Abscherung geforderten Plastizitätsschwellen zureduzieren. Die numerische Ähnlichkeit der beiden Beziehungen bedeutet, dass poröse Sedimente, deren Festigkeit durch Salz bestimmt ist, nur bis zu dem Grade kompaktiert werden können, wo die COULOMB'sche Reibung des klastischen Gerüstmaterials gleich der Plastizitätsschwelle des Salzes wird. Allerdings wurden für diese Abschätzung nur Durchschnittswerte der Spannungen verwendet, die zu erwartenden Spannungskonzentrationen an den Einbuchtungen der Gerüstsubstanz (Kerbspannungen) könnten plastisches Fliessen bedeutend erleichtern und damit auch die Erzeugung eines viel höheren Porendrucks begünstigen. Diese Beziehung fällt dahin für ausgedehntere tonige Linsen, deren Überlastungsdruck nicht mehr fast ausschliesslich von Salzpfeilern getragen wird. Hier können sich dank der Impermeabilität des Salzes wesentlich höhere Porendrucke ausbilden. Wichtig ist ferner vielleicht noch, dass im Salz eingeschlossene grobklastische Lagen, die an sich nicht kompaktierfähig sind, durch plastisches Fliessen des Salzes in die Porenräume hinein höhere Porendrucke entwickeln können, bis Plastizitätsschwelle, Porendruck und Überlastungsdruck im Gleichgewicht sind. Dasselbe mag für frühdiagenetisch verfestigte Dolomitbänke gelten, deren Porenraum in einem Kluft- und Spaltsystem besteht. Allgemein ist zu bemerken, dass in diesen Systemen die mechanischen Vorgänge auch noch mit physikalisch-chemischen verquickt sein müssen, so dass unter wachsender Belastung sehr komplizierte, zur Zeit im Detail noch nicht überblickbare Veränderungen auftreten dürften.

Nimmt man an, eine poröse Tonmasse sei dermassen von salzigem oder allgemein evaporitischem Material umschlossen, dass wohl die Permeabilität, nicht aber die Kompaktierfähigkeit vermindert wird, so lässt sich die RUBEY-HUBBERTSche Formel (1959, p. 181, Formel 30) verwenden:

$$p_a = pkT + (p_0 - kT) e^{-t/T}$$

(für die Bedeutung der Symbole siehe Liste am Ende der Arbeit). Auch diese Formel ist unter sehr vereinfachenden Bedingungen aufgestellt und hat deshalb nur angenäherte Gültigkeit, sie dürfte sich aber zur Abschätzung von Grössenordnungen eignen.

Die Schwierigkeit bei der Anwendung der Formel besteht darin, plausible Werte für die verschiedenen Parameter zu finden. Insbesondere ist die Relaxationszeit T eine sehr unsichere Grösse, und gerade sie spielt eine kritische Rolle. Ihr Wert hängt wesentlich von der Permeabilität ab, und diese ist für Tongesteine sehr schlecht bekannt. Nach den Ausführungen von RUBEY und HUBBERT (p. 178–179) bewegt sie sich zwischen den Grössenordnungen 10^{-3} und 10^{-6} Millidarcy (wenige gemessene Werte) und sogar vielleicht bis 10^{-8} Millidarcy (nach verschiedenen Methoden abgeschätzte Werte). Für evaporitreiche Serien wären die niedrigsten dieser für Tone geltenden Zahlen zu gebrauchen, da die Evaporite als dichte kristalline Massen nicht permeabel im gewöhnlichen Sinne sind, sondern nur Diffusionsprozesse im molekularen Bereich zulassen. Für Permeabilitäten von 10^{-7} bis 10^{-8} Millidarcy lässt sich in der salinären Trias des Juras (etwa vertreten durch das Profil der Bohrung Buix) eine Relaxationszeit von 10^8 bis 10^9 Jahren abschätzen. Für $T = 10^9$ Jahre kann auch in akkumulationsfreien Perioden der anomale Druck fast nicht dissipieren, es ergeben sich Werte von λ zwischen 0,95 und 1 für die Zeit von der Trias bis zur Abscherung. In diesem Falle wäre der Sedimentmantel immer ausserordentlich instabil gewesen, es hätten schon bei der Ausbildung geringer regionaler Gefälle weiträumige Gleitungen stattfinden sollen. Solche scheinen aber nicht aufgetreten zu sein, wenigstens nicht mit grösseren, auffälligen Transportbeträgen, doch können gewisse die alt- und mitteltertiäre Zerrtektonik begleitende Runzeln vielleicht zum Teil auf Gleitungen zurückgeführt werden. Für $T = 10^8$ Jahre erhält man wesentlich niedrigere λ , und zwar werden diese nun stärker durch die Sedimentationsgeschwindigkeit beeinflusst. Für das Ende der mesozoischen epikontinentalen Sedimentation erhält man z.B. ein λ von 0,79, für das Ende der eozänen Festlandsperiode wird λ sogar nur 0,63, und am Ende der Molassesedimentation war λ in der Gegend der subalpinen Molasse 0,85, in der Gegend von Zürich 0,75, und im Jura sogar nur 0,58.

Auf die detaillierte Wiedergabe der Berechnungen wurde hier verzichtet, denn es versteht sich von selbst, dass die Werte der eingesetzten Parameter höchst unsicher und grob sind. Wir legen auch gar keinen Wert auf die oben wiedergegebenen Zahlen von λ , sie sind hier, zusammen mit einer knappen Diskussion, nur erwähnt, um zu zeigen, auf welche Weise sich an der Basis der Sedimenthaut im Gebiete des Juras und des Mittellandes anomale Porendrucke hätten entwickeln können, und in welchen Grössenordnungen sie sich vielleicht bewegen.

Aber nicht nur eingeschaltete Pelite stellen ein Wasserreservoir zur Entwicklung anomaler Porendrucke in der Evaporitfazies dar, auch Gips speichert in seinem Kristallwasser ungeheure Wasservolumina auf. Nun soll ja primär als Gips ausgefälltes Sulfat schon bei relativ geringer Überdeckung instabil werden und sich in Anhydrit und Wasser verwandeln. Die näheren Umstände dieser Umwandlung in impermeabler Umgebung sind allerdings noch besonders zu untersuchen, aber vielleicht beruht die bekannte Erscheinung, dass Gips als Gleithorizont bei Überschiebungen und Abscherungen dient, mehr auf dieser Fähigkeit der Wasserabgabe als auf seiner Kristallplastizität.

Zusammenfassend lässt sich über die Mechanik der Schubübertragung etwa feststellen, dass sie sowohl durch kristallplastische Schmierung (Salz) als auch durch die Entwicklung anomaler Porendrucke ermöglicht werden konnte. Es ist anzu-

nehmen, dass ausserdem kleinere Gebiete relativ grosser Reibung vorhanden waren, dass aber auch diese Stellen durch die Abscherung überwunden wurden, weil sich durch die Mithilfe der verschiedenen Schmierprozesse die durchschnittliche basale Reibung genügend verminderte. Der Feldbefund an verschiedenen Stellen des Juras beweist, dass die salinäre Trias als Abscherungshorizont gedient hat. Die wohl kaum zu bezweifelnde en-bloc-Verschiebung des Plateaus von Lon-le-Saunier liefert einen Wert der basalen Reibung, der mehr als alle Laboratoriumsmessungen die Bedingungen langsamer geologischer Deformation widerspiegeln dürfte. Im Laboratorium gemessene Werte und theoretische Erwägungen über die Entwicklung anomalen Porendruckes bestätigen ebenfalls, wenigstens der Grössenordnung nach, dass ein Fernschub mechanisch durchaus plausibel ist. Man sollte also nicht mehr von der «mechanischen Unmöglichkeit» des Fernschubs sprechen, es sei denn, dass ganz neue, entscheidende Tatsachen ans Licht gefördert würden.

II. DIE TREIBENDE KRAFT

Der Fernschub an sich ist also möglich, es bleibt aber noch das zweite grundlegende mechanische Problem: eine plausible Kraftquelle zu finden, die diesen Schub auslösen konnte.

BUXTORF (1907) hatte seinerzeit an direkten Schub durch die alpinen Decken gedacht. Seit für diese jedoch die Schweregleithypothese allgemeine Anerkennung erlangt hat, ist eine solche Annahme nicht mehr diskutabel. LUGEON (1941) fasste eine Zeitlang auch für den Jura einen Schweregleitmechanismus ins Auge; da aber in diesem Fall die Abscherungsdecke hätte hangauf gleiten müssen, schien auch diese Möglichkeit wegzufallen.

Nun ist das Hangaufgleiten natürlich kein prinzipieller Grund gegen Schweregleitung. Hat man nämlich eine nach oben konkave Gleitbahn, so kann es ohne weiteres vorkommen, dass die hangende Masse dermassen ungleichmässig verteilt ist, dass sie instabil wird und zu rotieren beginnt, sobald die basale Reibung einen kritischen Wert unterschreitet. Der treibende Motor für diese Rotation ist die Schwere der hangenden Masse, aber selbstverständlich muss bei der Bewegung ein Teil hangauf gleiten. Solche Fälle sind häufig bei natürlichen Erdrutschen, sie treten aber besonders bei künstlicher Überbelastung eines instabilen Baugrundes auf (vgl. z.B. KRYNINE, 1947, p. 248).

Der Abscherungshorizont für die Juradecke war nun gerade eine solche nach oben konkave Gleitbahn. Ausserdem war die Belastung auf der Alpenseite bestimmt grösser als auf der Juraseite. Eine Rotationsbewegung mit einer Gleitung hangaufwärts gegen den Jura war also qualitativ möglich, es bleibt aber noch zu untersuchen, ob sie es auch quantitativ war.

Als geometrische Grundlage der Diskussion möge das durch Delsberg und die Jungfrau gelegte Profil 1:250 000 zur Geologischen Generalkarte der Schweiz 1 200 000 (Blätter 2 und 6) dienen, siehe Figur 12. Dabei ist zu bedenken, dass seit der Abscherung wohl nur die Nordflanke des Molassebeckens einigermaßen ihre Gestalt bewahrt hat (die jüngsten Bohrungen zeigen, dass sie auf dem Profil etwas zu steil gezeichnet ist), während die Südflanke durch das auch nach der Faltung wirksame Aufpressen der Massive wahrscheinlich verändert wurde. Wir sind nicht

in der Lage, die ursprüngliche Gestalt der Bahn und die ursprüngliche Verteilung der hangenden Massen anzugeben, aber es sei wenigstens versucht, eine Anzahl mechanisch möglicher Modelle zu entwerfen und zu untersuchen, ob sie geologisch einigermaßen plausibel sind.

Die Stabilität der Abscherungsmassen sei abgeschätzt nach einem in der Erdbaumechanik üblichen Annäherungsverfahren für Gleitbahnen, die nicht allzusehr von der Kreisform verschieden sind, nach der sog. «Slice-Method» (KRYNINE & JUDD, 1957, p. 646). Dabei wird die potentielle Gleitmasse durch vertikale Schnitte in Segmente zerlegt und für jedes dieser Segmente die in die Bahntangente fallende Gewichtskomponente G' bestimmt. Das Gleichgewicht der Kräfte erfordert dann, dass die Summe aller Gewichtskomponenten gleich der basalen Reibung ist: $\sum G' = R$. Wenn $|\sum G'| < R$, so ist das System stabil, wenn $|\sum G'| > R$, so ist es instabil, es tritt Rotation ein.

Die Gleichgewichtsbedingung wurde für vier Variationen des Modelles der Figur 12a untersucht: es wurden spezifische basale Reibungen von 30 kg/cm² und 60 kg/cm² angenommen, und für die Gleitbahn wurde das eine Mal eine Länge von 128 km festgesetzt, was ungefähr der heutigen Geometrie entspricht, wenn man von den Kristallinkeilen am Massivrand absieht, und das andere Mal (nicht illustriert) wurde eine Bahnlänge von 160 km angenommen, was ungefähr dem grössten Querschnitt des Juras im Abschnitt von Besançon, verlängert bis in die Gegend von Martigny, entspricht. Wie oben sei $\rho g = 2,3 \cdot 10^3$ dyn/cm³. Dann ergeben sich folgende Werte:

1. Die gegen die Alpen gerichtete Gewichtskomponente wird für alle Fälle $G'_J = 4,68 \cdot 10^{14}$ dyn.

2. Die basale Reibung R und die gegen den Jura gerichtete Gewichtskomponente $G'_A = R + G'_J$ werden dann im Gleichgewicht für

$$\tau = 30 \text{ kg/cm}^2, x = 128 \text{ km}, R = 3,84 \cdot 10^{14} \text{ dyn}, G'_A = 8,52 \cdot 10^{14} \text{ dyn}$$

$$x = 160 \text{ km}, R = 4,8 \cdot 10^{14} \text{ dyn}, G'_A = 9,48 \cdot 10^{14} \text{ dyn}$$

$$\tau = 60 \text{ kg/cm}^2, x = 128 \text{ km}, R = 7,68 \cdot 10^{14} \text{ dyn}, G'_A = 12,36 \cdot 10^{14} \text{ dyn}$$

$$x = 160 \text{ km}, R = 9,6 \cdot 10^{14} \text{ dyn}, G'_A = 14,3 \cdot 10^{14} \text{ dyn}$$

Für alle Varianten bleibt sich die Nordflanke des Molassebeckens gleich, dagegen muss G'_A auf der Südflanke irgendwie, doch in plausibler Weise untergebracht werden. Fig. 12a zeigt, wie die Massenverteilung für die erste Variante etwa aussehen müsste.

Zur Kontrolle wurde die gleiche Berechnung und Konstruktion auch für das durch die Dent de Vaulion und Chamonix gelegte Profil 1:250 000 zu Blatt 5 der Geologischen Generalkarte 1:200 000 durchgeführt (Fig. 12b).

In allen Fällen zeigt sich, dass für $\tau = 30$ kg/cm² nicht unplausible Gesteinsmassen in den Alpen angebracht werden müssen, damit der Sedimentmantel auch bei der heutigen Form der Abscherungsbahn instabil wird. Leider ist sehr wenig Gewisses bekannt über die Entwicklung der Alpen im Jungtertiär, doch ist mit Sicherheit anzunehmen, dass sie im Unterpliozän noch viel weniger erosiv zerfressen waren als heute, dass damals also noch eine viel grössere Last auf der Abscherungsbahn lag, als z.B. die Profile zur Generalkarte für die gegenwärtige Zeit angeben. Für $\tau = 60$ kg/cm² müssen dagegen jeweils derart grosse Massen angebracht werden, dass die Alpen zum himalayatischen Koloss anwachsen würden. Wiewohl die Höhe

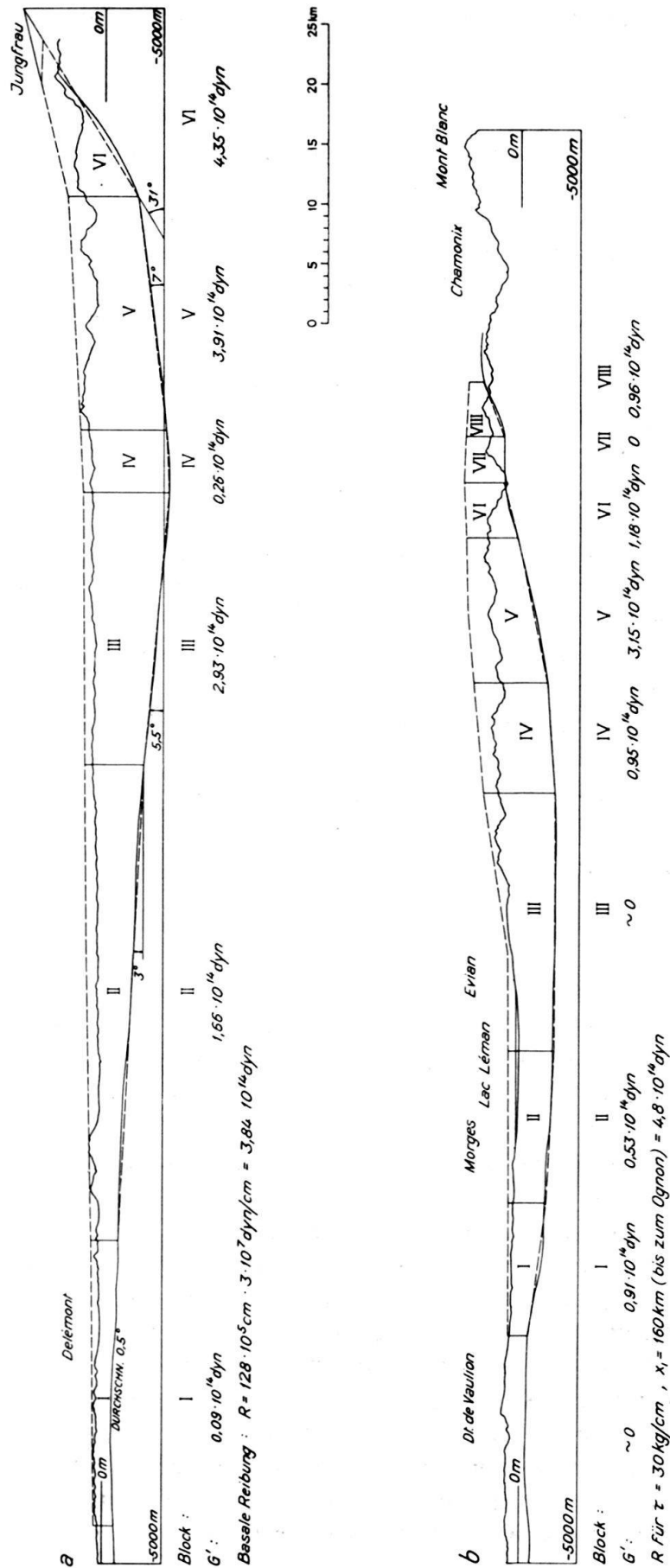


Fig. 12. Die Stabilität des Sedimentmantels über der salinären Trias. a) Profil Delémont–Jungfrau. b) Profil Chamonix–Dent de Vaulion.

des Alpengebirges im Jungtertiär unbekannt ist, so zögert man doch, solche Dimensionen zu akzeptieren.

Eine detaillierte Weiterentwicklung der Modelle von Figur 12 wäre im Augenblick wohl verfrüht; denn um den Zustand zur Zeit der Abscherung zu rekonstruieren, müssen zusätzlich zur Elimination der jungen Erosion auch noch die hangenden Sedimente um ihre jeweiligen Gleitbeträge nach Süden, hangauf, zurückverlegt werden. Ausserdem wurde die basale Abscherungsbahn in den Alpen seit der Jurafaltung in noch unbekannter Weise verbogen. Es ist ja anzunehmen, dass die Gleitmassen – inbegriffen die der alpinen Decken – durch die Bewegungen des Sockels zu gewissen Zeitpunkten in eine instabile Lage gerieten und abglitten, ohne dass dadurch der Fortgang der Sockelbewegungen beeinflusst worden wäre.

Allerdings wurde bei allen diesen Abschätzungen die dritte Dimension ausser Acht gelassen. Sie macht sich jedoch in der Rawildepension störend bemerkbar. Hier ist die Herauspressung der Massive geringer, und deshalb muss auch die Labilisierung des Sedimentmantels durch Versteilung ihrer Nordabdachung geringer sein. Immerhin wurde dieses Manko teilweise wettgemacht durch das Vorhandensein dickerer Deckenmassen, d. h. einer grösseren Überlast.

Die Schweregleithypothese für den Jura ist also der Grössenordnung nach nicht unmöglich. Unter allen Umständen war die Stabilität der Sedimenthaut durch die geringe basale Reibung und die Asymmetrie der Massenverteilung in kritischer Weise reduziert. Es brauchte wohl nur einen nicht allzu grossen zusätzlichen Anstoss, um sie ins Gleiten zu bringen. Solche äussere tektonische Anstösse aber dürfen vorausgesetzt werden. Morcles- und Doldenhorndecke und manche parautochthone und autochthone Falten und Kristallinkeile legen Zeugnis davon ab, dass unmittelbar im Rücken der Abscherungsdecke Schübe aus dem tieferen Untergrund wirksam waren (vgl. p. 111). Auch Vorgänge im penninischen Raum könnten die Stabilität der weiter nördlich gelegenen Sedimenthaut beeinflusst haben.

Als Resultat der Diskussion sei festgehalten, dass Schweregleitung, gekoppelt mit tiefentektonischen Vorgängen auch relativ schwacher Intensität, einen quantitativ möglichen Motor für den Jura-Fernschub darstellt.

D. PALAEOGEOGRAPHISCHE UND STRUKTURELLE ENTWICKLUNGEN IM BEREICH DER SPÄTEREN ABSCHERUNGSDECKE

Im vorhergehenden wurde festgestellt, dass die geometrische Konfiguration des Kettenjuras selbst eine Entstehung durch Fernschub nahelegt, und dass ein solcher Fernschub von den Alpen her mechanisch durchaus möglich ist. Es muss nun aber noch sorgfältig, wenn auch kurz, die entwicklungsgeschichtliche Evidenz für und wider die Möglichkeit eines Fernschubes geprüft werden, und zwar sowohl im Jura als auch im Molassebecken und in den Alpen.

1. Der Jura

Das Juragebiet hat eine komplizierte tektonische Entwicklungsgeschichte. Es ist das Verdienst AUBERTS (1945, vgl. auch DREYFUSS 1949, 1960), darauf hingewiesen zu haben, dass diese sich schon im Mesozoikum abzuzeichnen begann, indem gewisse mesozoische Fazieslinien mancherorts auffällig parallel zum Gesamtstreichen des Juras verlaufen – wiewohl sie andernorts auch wieder quer dazu gerichtet