

Uplift des Mt. Olympos

Teil I:

Geologisches Umfeld

Uplift-Theorie

Version 2.0

15.05.2026

Inhaltsverzeichnis Teil I

1. Einleitung Teil I.....	6
2. Geologisches Umfeld.....	7
2.1 Rezente Plattentektonische Situation.....	7
2.2. Alter ozeanischer Krusten.....	7
2.3 Lageninversion.....	8
2.4 Zeitregime markanter Ereignisse.....	9
2.5 Vertikale Hebungsraten.....	10
2.5.1 Hebungsraten des Troodos.....	10
2.5.2 Historische Meeresspiegel.....	10
2.5.3 Historische Hebungen der Lithosphäre.....	11
3. Diapirismus.....	15
3.1 Viskose Rayleigh-Taylor-Instabilität.....	16
3.2 Startparameter.....	17
3.2.1 Geometrieterm $C(b/\lambda)$	17
3.2.2 Auflasthöhe b	20
3.2.3 Dichtekontrast $D_0 (\rho_1 - \rho_2)$	21
3.2.4 dynamische Viskosität μ_0	21
3.2.5 Initiale Auslenkung w_0	21
3.2.6 Pre-Simulation bis Ozeanboden.....	22
3.3 Modellerweiterung.....	23
3.3.1 Flächenansatz.....	23
3.3.2 Auftriebsflächen bis Ozeanboden.....	24
3.3.3 Verhältnisse am Ozeanbodens.....	25
3.3.4 Verhältnisse oberhalb des Ozeanbodens.....	25
3.3.5 Zusammenfassung.....	29
4. Erosion.....	31
4.1. submarine / subaerische Erosionsparameter.....	31
4.2. Differenzierung nach geologischen Epochen.....	32
4.3. Integration in die RTI-Systematik.....	33
4.4. "Erosionsparadoxon".....	36

1. Einleitung Teil I

Das östliche Mittelmeer stellt ein Relikt der Tethys dar, einem uralten Meer mit gewaltiger Ausdehnung. Der Begriff wurde der griechischen Mythologie entlehnt und bedeutet soviel wie "Mutter aller Flüsse, Seen und Meeresgötter". Die spätere Kollision der Afrikanischen mit der Eurasischen Platte schob einen Teil dieses Meeres regelrecht zusammen und bildet das heutige Mittelmeer. Dieser Kollisionsprozess erzeugte eine verzweigte Nahtstelle im heutigen Mittelmeerraum durch Subduktions-, Transform- und Dehnungsprozesse und führte u. a. zur Bildung von zahlreichen Becken im östlichen Mittelmeer, wie dem Ionischen und dem für die Historie von Zypern relevanten Levantinischen Becken.

Die Region des östlichen Mittelmeers ist durch eine ungewöhnliche tektonische Beschaffenheit geprägt. Mehrere Vorgänge geschehen hier simultan: die Afrikanische und Arabische Platte kollidieren vom Süden her asynchron mit der Ägäisch-Anatolischen Mikro-Platte und drücken sie nach Norden gegen die Eurasische Platte. Dadurch wird die Ägäisch-Anatolische Mikro-Platte Richtung Westen gepresst. Im Norden der Türkei entstand auf diese Weise die Nordanatolische Verwerfung, in der die Plattensegmente aneinander vorbei gleiten. Während im Mittelmeer die Afrikanische Platte bislang subduziert worden ist, ist sie nun im Begriff, im Zypernbogen eine Kontinent-Kontinent-Kollision zu entwickeln. Weiterhin ist zu beachten, dass die gesamte Insel Zypern in einer Übergangszone der Nahtstelle von Subduktions- zu Transformbewegung liegt.

Das geologische Setting der Insel Zypern führte nicht zu einem vielleicht erwarteten Subduktionsvulkanismus, die herrschenden Temperaturen reichten nicht zum Zünden von vulkanischen Aktivitäten. Vielmehr erfolgte eine großräumige Serpentinisierung von Mantelgestein aufgrund der nahen Supra-Subduktionszone, was zu einer Dichteinversion im Bereich des Oberen Mantels und der Kruste führte. Damit lagen die Voraussetzungen für einen diapirischen Aufstieg vor: das labile Gleichgewicht - Mate-

rial niedriger Dichte liegt unterhalb von Material mit höherer Dichte - wird durch einen äußeren Anstoß gestört. Als Folge dieser Störung wird ein Massenausgleich durch den Aufstieg eines Diapirs aus weniger dichtem Material herbeigeführt.

Eine Beschreibung der "Uplift-Dynamik des Mt. Olympos" erfordert neben einer geeigneten Theorie zur Formulierung dieser Vorgänge eine Anzahl von Stützwerten, um die für die Theorie benötigten Parameter zu ermitteln. Diese werden mit Hilfe der Literatur über Feldbeobachtungen wie z.B. Startzeitpunkt des Diapirs, Durchstoßpunkt durch den Ozeanboden, Heberaten in markanten Zeiträumen o. ä. beschafft.

Die Literaturdaten von Feldbegehungen stellen in der Regel pauschale Situationen dar, d.h.: sie erfassen summarisch Effekte von z. B. diapirischer Hebung, Meeresspiegelschwankungen und dem Uplift der Insel selbst. Die "reine" Uplift-Theorie benötigt hingegen allein die Wirkung diapirischer Effekte, so dass die Literaturwerte in einem weiteren Schritt entsprechend "bereinigt" werden müssen.

Als Basis zur Beschreibung des diapirischen Aufstiegs wird die Theorie zur 2-dimensionalen Viskose Rayleigh-Taylor-Instabilität (RTI) (TURCOTTE UND SCHUBERT (2014, S. 284ff)) mit zwei notwendigen Ergänzungen herangezogen:

- die Definitionsgrenze der Theorie musste zwingend erweitert werden, um die Dynamik außerhalb der Kruste zu beschreiben;
- eine Berücksichtigung von submarinen und subaerischen Erosionseffekten erschien erforderlich.

Nachdem im vorliegenden Teil I die notwendigen Voraussetzungen für eine Simulation bereitgestellt werden (Theorie und reale Stützwerte), erfolgt in Teil II die Darstellung der Simulationsergebnisse und die sich daraus ergebenden Schlussfolgerungen und Erkenntnisse.

2. Geologisches Umfeld

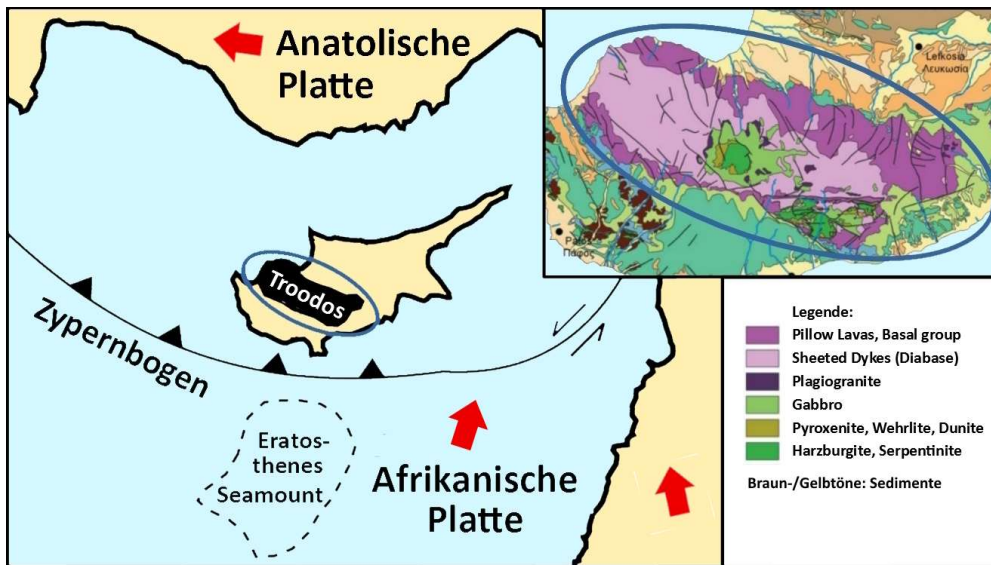


Abb. 2.1: geologisches Umfeld von Zypern; die roten Pfeile zeigen die Bewegungsrichtungen der beteiligten Platten (am rechten Bildrand befindet sich die nicht bezeichnete Arabische Platte); im Inlet finden sich die rezenten Aufschlußverhältnisse im Troodos-Massiv

2.1 Rezente Plattentektonische Situation

Die Insel Zypern befindet sich rezent im plattentektonischen Spannungsfeld zwischen der nach NNO driftenden Afrikanischen Platte, der sich in nördliche Richtung bewegenden Arabischen Platte (in Abb. 2.1 am rechten Bildrand nicht näher bezeichnet) und der sich nach Westen verschiebenden Anatolischen Platte, die ihrerseits alle in starker Wechselwirkung mit der Eurasischen Platte im Norden stehen. Typische rezente Geschwindigkeiten bezüglich der gewaltigen Masse der Eurasischen Platte:

- Afrikanische Platte: 1 cm/a (→ NNO)
- Arabische Platte: 2 cm/a (→ NNW)
- Anatolische Platte: 2-3 cm/a (→ WNW)

Diese nicht harmonisierten Plattenbewegungen führen im direkten Umfeld von Zypern zu einer Subduktionszone, in der rd. 40 km südlich der Insel afrikanische, ozeanische Kruste unter die Anatolische Platte in den Erdmantel absinkt. Weiter östlich geht sie in eine nach Norden drehende Transformstörung über, wobei Zypern als "Knickpunkt" angesehen werden kann, ab dem der Modus "Subduktion" in "Transformbewegung" wechselt. Diese Nahtstelle zwischen Eurasischer und Afrikanischer Platte, die

sich durch den kompletten Mittelmeerraum fortsetzt, wird für den lokalen Bereich um Zypern herum in der Literatur als "Zypernbogen" bezeichnet. Zypern selbst liegt auf der Anatolischen Platte und gehört somit geologisch zu Asien.

Als Auslöser für die heutige Situation wird der Zerfall des Superkontinents Pangäa vor rd. 200 Ma angesehen, der in Etappen über 100 Ma erfolgte. Die heutige, dominant treibende Kraft setzte vor rd. 60 Ma mit dem Beginn der Norddrift der Afrikanischen Platte ein, wobei die genauen Zahlen und die temporären Driftgeschwindigkeiten und -Richtungen nach wie vor Gegenstand heutiger Forschung sind und daher nur als "Schätzwerte" zu betrachten sind.

2.2. Alter ozeanischer Krusten

Die Frage nach dem Alter der ozeanischen Kruste südlich und nördlich des Zypernbogens lässt sich wegen der geologisch äußerst dynamischen Geschichte des östlichen Mittelmeeres mit mehreren Phasen der Ozeanbodenspreizung, Subduktion und Deformation nicht exakt beantworten. Es können lediglich zeitliche Bereiche für das rezente ozeanische Krustenalter eingegrenzt werden:

- zwischen Zypern und Türkei: je nach Quelle 10-30 Ma aber auch < 10 Ma
- südlich Zyperns: bis zu 160 - 170 Ma

2. Geologisches Umfeld

Für das Alter der Kruste speziell in der Subduktionszone südlich von Zypern finden sich folgende Aussagen (ChatGPT): " diese Region gehört zur Levantini-schen See und besteht hauptsächlich aus ozeanischer Kruste, die durch die Öffnung des östlichen Mittelmeeres während der Kreidezeit (vor etwa 66 bis 145 Ma) entstanden ist. Die ozeanische Kruste in der Subduktionszone südlich von Zypern wird allgemein älter als 70 Ma angesehen, typischerweise auf etwa 80 bis 100 Ma geschätzt (späte Kreidezeit)."

MULLER et al (2008) hingegen legt das Alter der ozeanischen Kruste im östlichen Mittelmeer sogar auf > 200 Ma in den Bereich Trias bis Perm und damit auf das höchste Alter aktiver ozeanischer Kruste, welches auf der Erde bisher gefunden wurde (typischerweise wird ozeanische Kruste spätestens nach 180 Ma wegen ihrer dann hohen spezifischen Dichte subduziert).

Das Krustenalter im Umfeld von Zypern kann nach dem weiter oben Beschriebenen demnach nicht pauschal angegeben werden. Fakt ist auf jeden Fall, dass bei aller Unsicherheit die ozeanische Kruste nördlich Zyperns ein deutlich jüngeres Alter gegenüber der südlich Zyperns aufweist. Ein höheres Alter bedingt wegen der länger andauernden Kühlung durch das Meerwasser eine höhere Dichte des Krustenmaterials, daher taucht die Afrikanische Platte an dieser Stelle unter die Eurasische Platte.

Aufgrund des extrem hohen Alters der Afrikanischen Kruste taucht sie in einem relativ steilen Winkel in den darunterliegenden Oberen Erdmantel ein. In der Literatur werden diese Subduktionszonen speziell als Supra-Subduktionszonen bezeichnet. Sie zeichnen sich durch ein niedrigeres Temperaturregime gegenüber "normalen" Subduktionszonen aus. So gibt es wenn überhaupt nur geringen Back-arc Vulkanismus wie z.B. bei der Subduktion der Nasca-Platte unter die Westküste von Südamerika. Nähere Informationen zum Thema Supra-Subduktionszonen finden sich in "Kapitel 4.2 Supra-Subduktionszone"

in "Ultramafite und Gabbroide des Troodos-Ophiolithen auf Zypern, Teil I: Übersicht".

Zum besseren Verständnis für die Entstehung einer Supra-Subduktionszone wird noch einmal darauf hingewiesen, dass in der Literatur Einigkeit über das deutlich jüngere Entstehungsalter der obduzierten ozeanischen Kruste südlich Zyperns während der Kreidezeit zwischen etwa 90 bis 100 Ma besteht (s. auch ChatGPT-Zitat), die deutlich ältere und damit "schwerere" Afrikanische Platte taucht daher unter einem relativ steilen Winkel unter diese.

2.3 Lageninversion

Wie im Inlet der Abbildung 2.1 dargestellt, wird der Troodos am Übergang zur Ebene hin von einem Ring aus Pillow-Laven umgeben. Weiter höher gelegene Lagen zeigen im Aufschluss Sheeted Dykes, Plagiogranite und Gabbros. In den höchsten Bereichen wie im Umfeld des Mt: Olympos treten Mantelgesteine wie Harzburgite, Wehrlite oder Dunite zu Tage. Insgesamt liegen die in ozeanischer Kruste tiefer liegenden Gesteine im Troodos an höheren Orten und vice versa. Abb. 2.2 verdeutlicht schematisch diese Inversion der Lagen von ozeanischer Kruste.

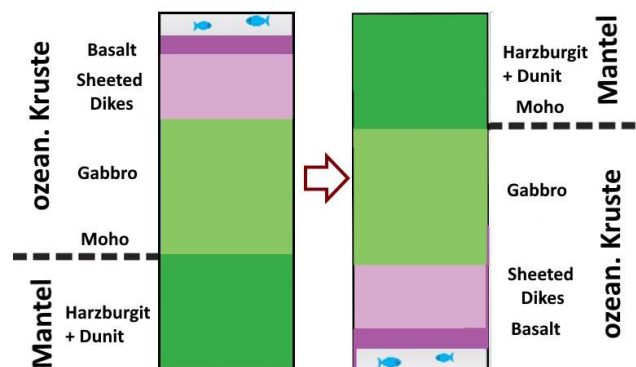


Abb. 2.2: Lageninversion (schematisch) im Troodos ggü. dem Standardmodell ozeanischer Kruste („Fische oben → Fische unten“);

links: Standardmodell ozeanischer Kruste;

rechts: invertierte Schichten im Troodos, jeweils mit Teilen des Oberen Erdmantels in höheren Lagen.

2. Geologisches Umfeld

2.4 Zeitregime markanter Ereignisse

Für die spätere Berechnung der Aufstiegsdynamik des Troodos sind als Stützwerte relevante Zeitmarken wie z.B. der Beginn der Troodos-Hebung, das erste Auftreten von Tiefseesedimenten oder landgebundenen Pflanzen in der Historie des Troodos notwendig. Die Daten wurden im Wesentlichen der Arbeit von MORAG et al (2016) zusammen mit den dort

sehr umfangreich verarbeiteten Referenzen und speziell über die Altersdatierung von Sedimenten aus KINNARD et al (2011) entnommen. Eine entsprechende Übersicht findet sich in Abbildung 2.3.

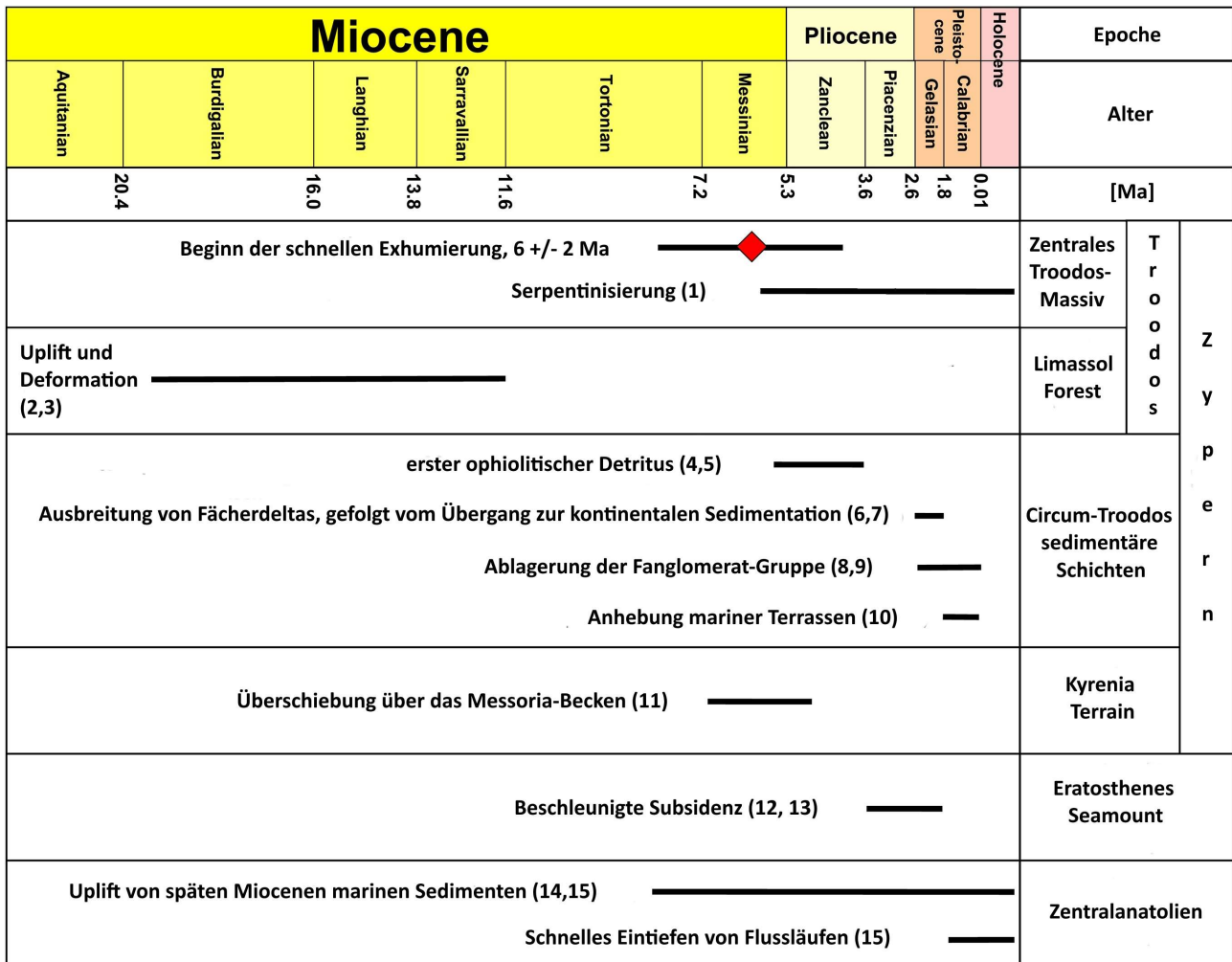


Abb. 2.3: Zusammenfassung der geochronologischen Einordnung wichtiger tektonischer Ereignisse Zyperns und angrenzender Gebiete; verändert nach MORAG et al (2016); die Angabe über den Beginn der schnellen Troodos-Exhumierung von vor 6 +/- 2 Ma stammt direkt aus dieser Arbeit (rote Raute); die geologische Zeitskala entspricht der der Geological Society of America [WALKER et al., 2012]; die schwarzen Linien markieren die zeitliche Ausdehnung des jeweils beschriebenen Ereignisses; Die folgenden Referenzen stammen aus der Originalarbeit von MORAG et al (2016): (1) MAGARITZ AND TAYLOR (1974), (2) EATON AND ROBERTSON (1993), (3) ROBERTSON (1977), (4) ROUCHY et al. (2001), (5) STOW et al. (1995), (6) KINNARD et al. (2011), (7) SCHIRMER et al. (2010), (8) MCCALLUM AND ROBERTSON (1995), (9) POOLE AND ROBERTSON (1991), (10) POOLE et al. (1990), (11) ROBERTSON et al. (2012), (12) KEMPLER (1998), (13) ROBERTSON (1998), (14) COSENTINO et al. (2012), (15) SCHILDGEN et al. (2012)

2.5 Vertikale Hebungsraten

Wie weiter oben bereits angesprochen sind insbesondere im Hinblick auf die Dynamik des Troodos-Uplifts andere vertikale Bewegungen im Umfeld von Zypern aufgrund der plattentektonischen Situation vielfältig verknüpft: das südlich umgebende Levantische Meeresbecken zeigt eine andere Bewegungsdynamik als z.B. die ozeanische Kruste der Anatolischen Platte. Weiterhin nimmt die Insel Zypern (ohne Troodos) aufgrund ihrer exponierten Lage als "Knickstelle" beim Übergang von Subduktions- zu Transformbestimmten Bewegungsmustern eine Sonderrolle im Hinblick auf eine eigene Hebungsdynamik ein. Im folgenden Unterkapitel werden diese gegenseitigen Abhängigkeiten entwirrt und mögliche Referenzpunkte diskutiert.

2.5.1 Hebungsraten des Troodos

MORAG ET AL (2016) geben folgende dynamische Daten an:

- durchschnittliche Exhumierungsrate für den ultramafischen Kern des Troodos nach dem Pliozän (ab 2,6 Ma): $\sim 0,85$ mm/a;
- Meerestrassen der südlichen Küste Zyperns (nicht Troodos!):
 - 0,24 mm/a während des mittleren Pleistozäns (185 - 130 ka)
 - 0,05 mm/a während des späten Pleistozäns - Holozän (< 116 ka)
- in Sedimentschichten:
0,08 mm/a im späten Miozän

2.5.2 Historische Meeresspiegel

Auf der Suche nach einem Referenzpunkt für die vertikale Hebung des Troodos liegt die Betrachtung des Meeresspiegels nahe. Dazu müssen die historischen Meeresspiegelschwankungen in den Blick genommen werden. Dazu müssen mit dem vermuteten Uplift-Einsatz des Troodos-Kerns ab rd. 6-8 Ma näher beleuchtet. Haupttreiber der Meeresspiegelschwankungen sind grundsätzlich:

- Klimawandel:
in Eiszeiten lagern große Mengen Wasser in Eisschilden auf den Kontinenten, was zu einem Absinken des Meeresspiegels führt, während Warmzeiten hingegen schmelzen diese Eisschilde, und der Meeresspiegel steigt an;
- Tektonische Aktivitäten:
Subduktion und Kollision der tektonischen Platten führen zu Hebungen und Senkungen der Erdkruste, was sich nur auf die Meerestiefe auswirkt;
- Sedimentation:
die Ablagerung von Sedimenten in den Becken des östlichen Mittelmeers führt zu einer allmählichen Verfüllung und damit zu einer Erhöhung des Meeresbodens.
- Isostatische Ausgleichsbewegungen:
das Gewicht der Eisschilde drückt die Erdkruste während der Eiszeiten nach unten, nach dem Abschmelzen der Eisschilde hebt sich die Kruste wieder an, was ebenfalls den Meeresspiegel beeinflusst.

Auf ein tektonisches Großereignis im betrachteten Zeitfenster muss an dieser Stelle gesondert hingewiesen werden: die über mehrere 100.000 a andauernde Messinische Salinitätskrise. Sie wurde durch die mehrfache Schließung/Öffnung der Straße von Gibraltar ausgelöst. Diese Verbindung zwischen dem Atlantik und dem Mittelmeer wurde durch die Bewegung der Afrikanischen und Eurasischen Kontinentalplatten zeitweise verengt, was zur Bildung einer Schwelle führte, die den Wasserzufluss in das Mittelmeer immer wieder einschränkte. Der Meeresspiegel sank um Hunderte von Metern, und große Teile des heutigen Mittelmeerbeckens fielen trocken.

- Beginn: vor rd. 5,96 - 5,6 Ma
- Höhepunkt: vor rd. 5,6 - 5,3 Ma
- Ende: mit einer gewaltigen Flut aus dem Atlantik (Zanclean-Flut) vor rd. 5,33 Ma wurde

2. Geologisches Umfeld

das Mittelmeer innerhalb weniger Jahre bzw. Jahrzehnten wieder befüllt.

Hinweis: Die Salzablagerungen im Bereich des Circum-Troodos-Sedimentgürtels sind wesentlich älter, sie stammen aus der späten Kreide und dem Paläozän von vor etwa 90 bis 55 Ma.

In dem zu betrachtenden Zeitraum von vor rd. 8 Ma bis heute liefen durch tektonische Prozesse wie die Kollisionsbewegungen der Afrikanischen und Eurasischen Platte zusammen mit der Norddrift der Arabischen Platte, den globalen Prozessen des Klimawandels und zusätzlichen Ereignissen wie Schüttungen Prozesse in mannigfaltiger und komplexer Art und Weise ab, die sämtlich den Meeresspiegel beeinflussten. Daher lässt die heute zur Verfügung stehende Datenlage leider nur pauschale Aussagen zum Meeresspiegel für das östliche Mittelmeer zu:

- Miozän(23,03 - 5,33 Ma):
vor der Messinischen Salinitätskrise gab es bereits Schwankungen des Meeresspiegels, die jedoch weniger extrem waren als während der Krise selbst.
- Pliozän (vor 5,33 - 2,58 Ma):
nach der Messinischen Salinitätskrise füllte sich das Mittelmeer wieder mit Wasser aus dem Atlantik, der Meeresspiegel schwankte stark, aber in Summe war ein Anstieg zu beobachten.
- Pleistozän (vor 2,58 Ma - 11.700 a):
das Pleistozän ist durch eine Reihe von Eiszeiten und Warmzeiten gekennzeichnet, in den Eiszeiten sank der Meeresspiegel deutlich, während er in den Warmzeiten wieder anstieg.
- Holozän (seit 11.700 a):
im Holozän, der aktuellen Warmzeit, stieg der Meeresspiegel kontinuierlich an, allerdings mit unterschiedlichen Raten.

Exakte Daten über den jeweiligen Hub des Meeresspiegels im östlichen Mittelmeer sind in der Literatur nur pauschal zu finden:

- Messinische Salinitätskrise (5,96 - 5,33 Ma), während des späten Miozäns: in dieser Phase dürfte der Meeresspiegel im östlichen Mittelmeer um mehrere hundert bzw. bis zu 1.500 m unter dem heutigen Niveau gelegen haben;
- Eiszeiten: in den Eiszeiten des Pleistozäns war der globale Meeresspiegel schätzungsweise um bis zu 120 Meter niedriger als heute;
- Warmzeiten: in den Warmzeiten des Pleistozäns und im Holozän lag der Meeresspiegel deutlich höher als heute, aber genaue Zahlen sind nicht tragfähig zu benennen.

So zeigen JAKOB ET AL (2020) den Verlauf des Meeresspiegels für die nördliche Hemisphäre im Übergang von Neogene zum Quartär, der in einem Bereich von 350.000 a eine "Fieberkurve" des Meeresspiegels mit schon jeweils 9 Minima und Maxima aufweist. Die Hübe liegen hierbei zwischen 60 und 120 m mit entsprechenden Unsicherheiten. Diese Zahlen sind natürlich nur mit großen Fragezeichen auf die Verhältnisse im östlichen Mittelmeer mit seinen massiven, lokalen Kollisionsgeschehnissen zu übertragen.

Fazit: der Meeresspiegel eignet sich aufgrund der mangelhaften Datenlage nicht als Referenz zur Beschreibung der Troodos-Upliftdynamik.

2.5.3 Historische Hebungen der Lithosphäre

Die Hebung des Meeresbodens im östlichen Mittelmeer ist ebenfalls hauptsächlich auf die schon mehrfach angeführten, komplexen Interaktion zwischen der Afrikanischen, der Eurasischen und der Arabischen Platte zurückzuführen. Als Bezugspunkt für die weiteren Analysen wird das Levantinischen Becken im östlichen Mittelmeer herangezogen, ein Relikt der alten ozeanischen Tethys-Kruste aus dem Mesozoikum (250 - 66 Ma). Es gilt über viele Millionen Jahre als tektonisch stabil und ist nur mit moderaten Hebungsraten zu beaufschlagen. Anders hingegen verhält es sich mit den Randbereichen des Beckens, zu denen auch Zypern gehört, hier fanden

2. Geologisches Umfeld

teilweise erhebliche zusätzliche vertikale tektonische Bewegungen statt. Das Levantinische Becken definiert sich über folgende Begrenzungen:

- Westen: die Insel Kreta und die Kyrenaika (Nordostlibyen) am Übergang zum Ägäischen und Ionischen Meer;
- Norden: die südliche Türkei und Zypern; der Zypernbogen trennt das Becken von der Anatolischen Platte, die ozeanische Kruste der Anatolischen Platte gehört ausdrücklich nicht dazu, Zypern hingegen wird noch als Randbereich des Levantinischen Beckens angesehen;
- Osten: die Küsten von Syrien, dem Libanon, Israel und dem Gazastreifen ("Levante");
- Süden: die Küste von Ägypten.

Es folgt eine grobe zeitliche Einordnung von ChatGPT über die Hebungsdynamik für den genannten Randbereich des Levantinischen Beckens, auf dem das heutige Zypern aufsitzt. Gemeint ist damit eine vom zentralen Levantinischen Becken entkoppelte und zusätzliche vertikale Bewegung dieses Randbereichs. Während das zentrale Levantinische Becken ausschließlich moderate, vertikale Hebung erfuhr, war die Region rund um den Zypernbogen und die Insel Zypern tektonisch deutlich aktiver. Insbesondere die Insel Zypern erfuhr aufgrund ihrer exponierten Lage an der "Knickstelle" des Zypernbogens, die den Übergang von Subduktions- zu Transformbewegung markiert, eine eigene, zusätzliche Hebungsdynamik. Es wird angenommen, dass dies mit der Akkretion von Krustenmaterial verbunden ist, welches durch die Subduktion unter Zypern an die Oberfläche gekommen ist: das erklärt, warum Zypern sich als Insel über den Meeresspiegel erhob, während das zentrale Levantinische Becken und besonders der direkte Randbereich rezent unterhalb des Meeresspiegels verblieben.

Veränderte Zitate aus ChatGPT:

- *Spätes Miozän (ca. 8–6 Millionen Jahre vor heute):
die Region, in der sich das heutige Zypern*

befindet, befand sich noch unter dem Meeresspiegel. Während dieses Zeitraums begannen erste tektonische Hebungen infolge der Subduktion der Afrikanischen Platte unter die Eurasische Platte, speziell entlang des Zypernbogens. Diese frühe Hebung erfolgte über Jahrtausende hinweg sehr langsam und stetig.

- *Vor ca. 6 Millionen Jahren:
in dieser Zeit begann sich die Region weiterhin zu heben, blieb aber noch unterhalb des Meeresspiegels. Die Hebung war in Verbindung mit der geologischen Entwicklung der Region und den beginnenden tektonischen Wechselwirkungen intensiviert. Diese Bewegung führte allmählich dazu, dass die heutigen Landmassen, die Zypern ausmachen, langsam angehoben wurden.*
- *Übergang ins Pliozän (ca. 5 Millionen Jahre vor heute):
die Hebung setzte sich fort und wurde stärker. In diesem Zeitraum wurde Zypern kontinuierlich weiter angehoben. Der Landbereich begann, sich dem Meeresspiegel zu nähern, und schließlich wuchs die Region langsam über den Meeresspiegel hinaus und formte die heutige Insel.*

Ende Zitate ChatGPT

Als Referenzpunkt wird die jeweilige Situation des zentralen Levantinischen Beckens betrachtet. Das heißt: die zeitliche Entwicklung der Hebung von Zypern wird auf das relativ stabile Levantinische Zentralbecken bezogen. Die entsprechenden absoluten Hebungsraten wurden mit Hilfe von ChatGPT abgeschätzt und verifiziert. Der Zeitpunkt für die Entkopplung des Randbereichs insbesondere der Insel Zypern vom stabilen Zentralbecken wird mit 12-10 Ma abgeschätzt, von da an insbesondere ab 8 Ma fand eine deutlich stärkere, eigenständige Vertikalbewegung der heutigen Insel Zypern gegenüber dem Zentralbereich des Beckens statt. Wichtig: für

2. Geologisches Umfeld

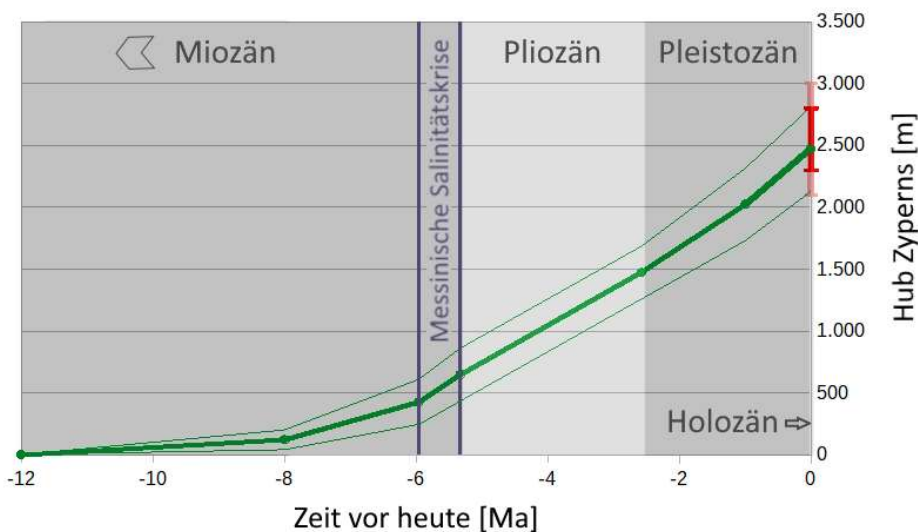


Abb. 2.4: Hebungsdynamik der Insel Zypern (ohne Troodos);

grün fett: mittlere Hebungsraten;

grün dünn: dto. Min/Max-Werte;

Rezente Höhendifferenz zwischen Levantinischem Zentralbecken und Zypern:

rot: mittlere Höhe Zyperns
rosa: zusätzlich Min/Max Höhe Zyperns.

die Abschätzung wurde der Einfluss des Troodos vollständig ausgeblendet!

Abbildung 2.4 spiegelt den weiter oben verbal beschriebenen Verlauf der Hebung Zyperns (ohne Troodos-Einfluss) gegenüber dem Levantinische Zentralbecken grafisch wider: beginnend vor 12 Ma löst sich Zypern mit moderaten Heberaten von rd. 0,01...0,05 mm/a vom Zentralbecken, im Laufe der Zeit beschleunigt sich der Aufstieg aufgrund der intensiver werdenden tektonischen Wechselwirkungen mit dem Umfeld bis auf 0,5 mm/a im Holozän.

Die Hebe-Daten wurden aus ChatGPT gesammelt. Diese KI liefert grundsätzlich keine Quellenangaben, daher müssen die vorliegenden Daten anderweitig verifiziert werden. Zu diesem Zweck wird das kumulierte Ergebnis der Schätzung aus Abb. 2.4 herangezogen und mit den rezenten Verhältnissen als "Ergebnis" der historischen Hebung verglichen.

Abbildung 2.5 skizziert die rezenten Verhältnisse im direkt Umfeld Zyperns. Für 1.000 m und 2.000 m Wassertiefe sind die Verläufe der Isobathen eingezeichnet. Isobathen von 3.000 m oder darüber kommen im zentralen Levantinischen Becken nicht vor, sie finden sich erst ab der Westgrenze des Beckens bei Kreta, hier herrscht eine andersartige Tektonik.

Deutlich zeigt sich eine Stufe zwischen dem Levantinischen Zentralbecken und Zypern durch die eng beieinanderliegenden 1.000 m - und 2.000 m - Isobathen am südwestlichen Rand der Insel, die auch

gleichzeitig die Supra-Subduktionszone des Zypernbogens markiert.

Ein Hinweis an dieser Stelle, um eventuellen Missverständnissen vorzubeugen: alle genannten Heberaten und insbesondere die des Levantinischen Zentralbeckens beziehen sich auf die Oberfläche des Meeresboden, d.h. inklusive der dort an vielen Stellen aufgebauten, gewaltigen Sedimentschichten.

Rezente liegt die durchschnittliche Meerestiefe des östlichen Levantinischen Zentralbeckens bei 2.000 - 2.500 m. Zypern selbst liegt ohne Berücksichtigung des Troodos je nach Region rd. 100 - 500 m über dem Meeresspiegel, also rd. 300 ± 200 m über dem rezenten Meeresspiegel und damit 2.300 - 2.800 m über dem rezenten Levantinischen Zentralbecken (rot markiert in Abb. 2.4). Wird die Variation der Höhe von Zypern ü. M. von ± 200 m berücksichtigt, so erweitert sich der Schlauch für die Unsicherheit der Schätzung im Extremfall auf 2.100 - 3.000 m für den rezenten Höhenunterschied zwischen Levantinischem Zentralbecken und der Inselbasis (rosa gekennzeichnet in Abb. 2.4).

Insgesamt kann damit festgestellt werden, dass im Gegensatz zum Meeresspiegel die lithosphärische Basis der Insel Zypern als dynamischer Referenzwert bei der Ermittlung der Troodos-Dynamik geeignet erscheint.

2. Geologisches Umfeld



Abb. 2.6: rezente Meerestiefen im Umfeld von Zypern

3. Diapirismus

Im letzten Kapitel wurde das geologische Umfeld des Troodos näher beschrieben und insbesondere die Gleichzeitigkeit der mannigfaltigen, tektonischen Aktivitäten im östlichen Mittelmeerraum hervorgehoben. So hebt sich z.B. die Insel Zypern selbst rezent um rd. 0,5 mm/a, d. h.: der Mt. Olympos im Troodos zeigt schon allein dadurch einen Hub von rd. 0,5 mm gegenüber dem Meeresspiegel ohne Berücksichtigung einer möglichen Eigendynamik durch Diapirismus, die noch entsprechend berücksichtigt werden müsste.

Die Supra-Subduktionszone südwestlich vor Zypern erzeugt ursächlich lokal eine (Teil-) Serpentinisierung von Mantelmaterial, eine Dichteverringering in der Tiefe und damit eine Dichteinversion gegenüber der aufliegenden Kruste. In Folge einer äußeren Anregung beginnt daraufhin der unaufhaltsame, diapirische Aufstieg von metamorphos überprägtem Mantelmaterial. Im vorliegenden Kapitel 3 wird das Thema Diapirismus theoretisch beleuchtet und die für eine Simulation notwendigen formalen Zusammenhänge vorgestellt.

Ausgehend von Lehrbuchwissen müssen diese ergänzt werden. Per Definition endet die Beschreibung des diapirischen Aufstiegs nach der hier verwendeten Theorie von TURCOTTE UND SCHUBERT (2014, S. 284ff) spätestens nach Erreichen der Krustenoberfläche. Für den weiteren Uplift eines Diapirs außerhalb der Kruste versagt die Theorie. Außerdem endet der Uplift physikalisch unrealistisch an der Krustenoberfläche schlagartig mit dem Maximum in der Upliftgeschwindigkeit. Daher wird eine entsprechende Modifikation der Theorie für den Uplift außerhalb der Kruste und bis zum Stillstand des Diapirs notwendig.

Der genannte Themenkreis wird im vorliegenden Kapitel 3 abgehandelt und die Ergebnisse mit Hilfe eines künstlichen aber realitätsnahem Datensatzes visualisiert. Der Parametersatz für diese Pre-Simulation wurde aus Standardwerten generiert und wird bei einer späteren Anpassung mit Hilfe von Stütz-

werten als Startwert benutzt, hat hier also lediglich Modellcharakter nahe der Realität ist aber nicht mit dem tatsächlich zu ermittelndem Parametersatz für die finale Uplift-Beschreibung zu verwechseln.

Einen weiteren offenen aber relevanten Punkt in der Uplift-Theorie stellt das bisher fehlende Thema Erosion dar. Es lässt sich seriös kaum die Wirkung von Erosion auf das Uplift-Verhalten abschätzen. Daher wird eine Ergänzung in der Theorie für den submarinen und subaerischen Bereich notwendig. Dieser Thematik widmet sich Kapitel 4. Neben der Beschreibung der theoretischen Herangehensweise wird wie bei der Beschreibung der grundsätzlichen Formalismen anhand eines realistischen Datensatzes eine Pre-Simulation durchgeführt, die die Wirkung von Erosion auf das Uplift-Verhalten prinzipiell untersucht, es erfolgt auch hier noch keine Simulation unter Hinzuziehung von realen Stützwerten.

An dieser Stelle sei noch einmal der Hinweis erlaubt, dass das Ziel der vorliegenden Abhandlung darin besteht, einen Eindruck über die Wirkungsweise und das Zusammenspiel der genannten Mechanismen und ihrer Parameter am Beispiel des Mt. Olympos zu vermitteln und im Kontext des tektonischen Umfeldes zu betrachten. Es muss ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass die verwendeten Modelle auf vereinfachten Ansätzen basieren, dafür aber anschauliche Muster liefern. Daher können die Ergebnisse einen fundierten Eindruck über die Dynamik vermitteln, Aussagen über belastbare Genauigkeiten würden schon allein aufgrund von fehlenden bzw. ungenauen Stützwerten aus der Literatur das Konstrukt jedoch überfordern.

Eine Information zu den verwendeten Werkzeugen: alle numerischen Modellierungen wurden mit Hilfe von OCTAV, einer Freeware-Version ähnlich MATLAB ausgeführt, Text und einfache Kalkulationen unter Zuhilfenahme des LIBRE OFFICE Pakets durchgeführt. Für die Anfertigung von Zeichnungen wurde PAINT.NET benutzt. Professionelle Tools kamen nicht zum Einsatz.

3. Diapirismus

Die Wahl für eine umfassende theoretische Beschreibung von Diapirismus fiel auf den Formalismus der "2-dimensionalen viskosen Rayleigh-Taylor Instabilität", im Folgenden mit RTI abgekürzt. Einfachere Ansätze z. B. ohne Berücksichtigung der Viskosität erreichen nicht die beobachteten geologischen Zeitskalen und kommen daher für die gestellte Aufgabe nicht zur Anwendung. Die Herleitung des Formalismus folgt TURCOTTE UND SCHUBERT (2014, S. 284ff) und wird im nächsten Unterkapitel kurz skizziert, wobei bei einer Pre-Simulation auf die Grenzen dieser Theorie hingewiesen und eine entsprechende Erweiterung vorgeschlagen wird.

3.1 Viskose Rayleigh-Taylor-Instabilität

Die Ausgangssituation zeigt Abb. 3.1. Eine Fluidschicht mit einer Dicke b und einer Dichte ρ_1 liegt über einer zweiten Fluidschicht mit ebenfalls einer Dicke b jedoch mit einer Dichte ρ_2 . Beide Schichten besitzen die gleiche Viskosität μ . Die ungestörte Grenzfläche zwischen den überlagerten Fluidschichten liegt bei $z = 0$. Die obere Grenze der oberen Schicht und die untere Grenze der unteren Schicht seien starre Oberflächen, das Material kann das System zwischen $\pm b$ nicht verlassen.

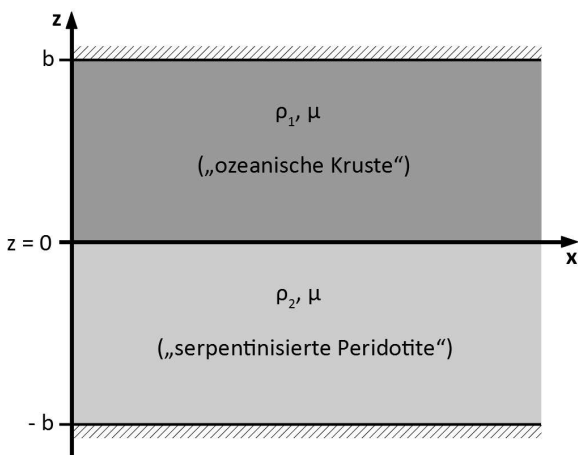


Abb. 3.1: Ausgangssituation für den RTI-Formalismus; Beispiel: dichtere ozeanische Kruste (ρ_1) liegt über Mantelgestein mit geringerer Dichte ρ_2 , das System befindet sich in einen labilen Zustand.

Für den Fall der Instabilität interessiert die Situation $\rho_1 > \rho_2$. Das ungestörte System der Abb. 3.1 befindet sich in einem labilen Gleichgewichtszustand. Erfolgt eine externe mechanische Anregung z. B. durch tektonischen Stoß oder eine Spaltöffnung im oberen dichteren Material, so erzeugt das schwere Fluid über dem leichteren, unterliegendem Fluid eine durch Gravitation hervorgerufene Instabilität. Als Konsequenz der Gravitationsinstabilität wird die Grenzfläche zwischen den Fluiden gestört und es treten Bewegungen in den Fluidschichten auf: dichteres Material strömt gravitativ getrieben in -z-Richtung, weniger dichtes Material wegen des Massenausgleichs in +z-Richtung, wobei die obere bzw. untere starren Oberflächen bei $z = -b$ bzw. $z = +b$ als Begrenzungen erhalten bleiben. Die Verschiebung der gestörten Fluidgrenzfläche wird mit z bezeichnet. Ansatz:

$$z = w_0 \cos(2\pi x / \lambda) \quad (3.1)$$

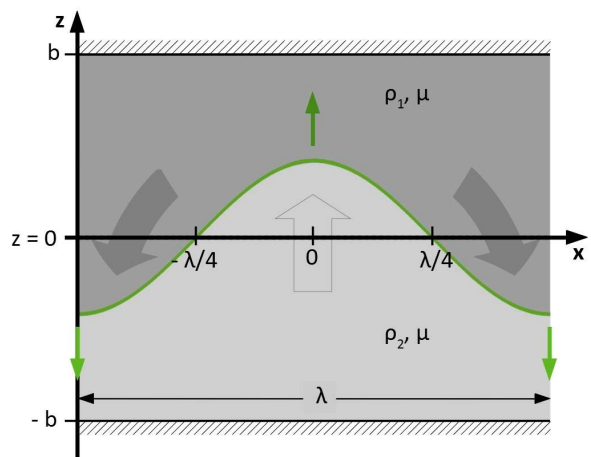


Abb. 3.2: Wirkung der RTI; in Folge einer externen Anregung kippt das System aus seinem labilen Zustand ($\rho_1 > \rho_2$) der Abb. 3.1;

fette Pfeile: weniger dichtes (helles) Material steigt in Form eines Diapirs auf; dichteres Material (dunkel) strömt an den Rändern gravitativ nach;
grüne Pfeile: insgesamt verselbstständigt sich der Prozess und kann nicht mehr gestoppt werden, die Minima bzw. die Diapirspitze verschieben sich in die angezeigten Richtungen.

3. Diapirismus

Der Weg zu einer mathematischen Beschreibung über das Verhalten der Grenzfläche ist etwas länglich und wird ausführlich in TURCOTTE UND SCHUBERT (2014) ab S. 284 vorgeführt. Hier nur eine kurze Skizze. Die Herleitung führt über Stromfunktionen. Mit ihrer Hilfe und der Einarbeitung von Rand- und Kontinuitätsbedingungen erhält man einen Ausdruck für die Geschwindigkeit an der Grenzfläche. Über eine Druckbetrachtung an der Grenzfläche ergibt sich eine einfache Differentialgleichung. Durch Integration findet sich eine Formulierung für den räumlichen und zeitlichen Verlauf des Diapirs:

$$z(x, t) = w_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \cdot e^{\frac{t}{\tau_a}} \quad (3.2)$$

mit der Zeitkonstanten

$$\tau_a = \frac{4\mu}{(\rho_1 - \rho_2)gb} \frac{\left(\frac{\lambda}{2\pi b} + \frac{1}{\sinh \frac{2\pi b}{\lambda} \cosh \frac{2\pi b}{\lambda}}\right)}{\left(\left(\frac{\lambda}{2\pi b}\right)^2 \tanh \frac{2\pi b}{\lambda} - \frac{1}{\sinh \frac{2\pi b}{\lambda} \cosh \frac{2\pi b}{\lambda}}\right)} \quad (3.3)$$

Die Parameter im Einzelnen:

w_0 : primäre Grenzwertverzerrung zum Zeitpunkt $t = 0$, entspricht einem primären, mechanischen Sprung des Diapirs ausgelöst z.B. durch ein starkes Beben

λ : Wellenlänge der Grenzflächenverzerrung

τ_a : Zeitkonstante der Störung

μ : Viskosität

$\rho_1 - \rho_2$: Dichtekontrast

g : Erdbeschleunigung

b : Schichtdicke

Zur Zeitkonstanten τ_a gibt es einige interessante Aspekte anzumerken:

- sie bedeutet die Wachstumszeit einer Störung aufgrund des Dichtekontrasts ($\rho_1 - \rho_2$);
 $\rho_1 < \rho_2 \Rightarrow \tau_a$ negativ \Rightarrow stabile Situation
 $\rho_1 > \rho_2 \Rightarrow \tau_a$ positiv \Rightarrow aufklingende Situation (Diapir);
- τ_a zeigt sich als ein Produkt, bestehend aus den Materialeigenschaften und der Schicht-

dicke b einerseits (1. Bruch in Gl. 3.3) und einem rein geometrischen Part (2. Bruch in Gl. 3.3), der ausschließlich vom Quotienten b/λ bestimmt wird;

- der zweite, rein geometrische Part besitzt ein Minimum bei $\lambda = 2,568 b$, wenn das schwerere Fluid oben liegt (Instabilität), so wächst die Störung mit der kürzesten Zeitkonstanten und dominiert die Instabilität;
- Die Wellenlänge λ für das Minimum in Gl. 3.3 eingesetzt führt auf die dazugehörige Zeitkonstante für das Wachstum der dominanten Störung:

$$\tau_{\min} = 13,04 \mu / ((\rho_1 - \rho_2) g b) \quad (3.4)$$

demnach wächst die Instabilität um so langsamer je höher viskos die Fluide und je kleiner der Dichtekontrast und die Schichtdicke im Fall der Instabilität sind.

3.2 Startparameter

Die Modellierung der Uplift-Dynamik erfolgt iterativ und erfordert dazu Startparameter.

3.2.1 Geometrieterm $C(b/\lambda)$

Der zweite Bruch in Gleichung 3.3 für die Zeitkonstante τ_a ("Geometrieterm") wird im Folgenden mit $C(b/\lambda)$ abgekürzt und hängt allein vom Quotienten aus Schichtdicke b und der Wellenlänge der Grenzflächenverzerrung λ ab (s. Abb. 3.2). Ein Diapir sollte sich mit der kürzest möglichen Zeitkonstanten τ_a aufbauen, was ein Minimum für den Geometrieterm $C(b/\lambda)$ fordert, da er sich in der Regel "automatisch" einstellt. Dies wird als Test jetzt speziell für den Troodos näher untersucht.

Zunächst wird die Wellenlänge der Grenzflächenverzerrung λ bestimmt. Als Basis dient eine topografische Karte für den Bereich des Troodos (aus TOPOGRAPHIC-MAP.COM). In Abbildung 3.3 sind in einer Reliefdarstellung Massive mit Erhebungen > 1.350 m über Meeresspiegel durch schwarze Ellipsen gekennzeichnet. Die jeweils höchsten Erhebungen

3. Diapirismus



Abb. 3.3: Topographische Karte im Bereich des Troodos-Massivs;
 schwarze Ellipsen: Massiv mit Erhebungen > 1.350 m;
 Sterne: jeweils höchste Erhebung im Massiv;
 weiße Linien: Entfernung zum nächsten „Maxima“;
 Maxima von West nach Ost:
 1.386 m → 1.952 m (Mt. Olympos) → 1.613 m (Madari-Papoutsas-Massiv) →
 1.520 m → 1.377 m;

Lizenz Topo-Karte: Wikipedia (CC-BY-SA 3.0), Lizenzvertrag: <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/legalcode>.

wurden mit 6-zackigen Sternen markiert und die geschätzten Abstände zum nächsten Nachbarn an die Verbindungslinien geschrieben.

Es können insgesamt 5 Bereiche ausgemacht werden. Die höchsten Erhebungen finden sich im zentralen Troodos mit dem Mt. Olympos und dem Madari-Papoutsas-Massiv, hier ist der Höhenkontrast innerhalb einer Ellipse am größten, es finden sich mehrere Peaks > 1.350 m.

Zu beiden Rändern des Troodos-Höhenzugs hin nehmen die Peakhöhen deutlich ab, der östlichste und westlichste Peak weisen beide nur noch eine Höhe von knapp 1.400 m auf, während die höchsten Erhebungen im Zentrum rd. 500 - 600 m höher liegen. Die außergewöhnliche Höhe des Mt. Olympos (1.952 m) im zentralen Troodos im Vergleich zu den anderen „Maxima“ (1.377 – 1.613 m) sollte auf besondere, geologische Verhältnisse wie z.B. einer lokalen Schwächezone im Untergrund zurückzuführen sein, wobei die anderen Peaks davon nur entsprechend peripher betroffen sind.

Betrachtet man den Verlauf des Troodos mit Hilfe der weißen Verbindungslinien der Abbildung 3.3, so streicht der Höhenzug annähernd parallel zur vorgelagerten Subduktionszone südöstlich der Insel (s. Abb. 2.6). Diese Subduktionszone wird für die Serpentinisierung des Mantelgesteins und damit für den als Antrieb für die RTI benötigten Dichtekontrast verantwortlich gemacht, was als ein weiteres Indiz für die diapirische Hebung des Troodos angesehen werden kann und primär nichts mit einem Subduktions-Vulkanismus zu tun.

Aus den Entfernungen (Abstand peak to peak entspricht λ) errechnet sich für den Mittelwert und die Standardabweichung der Wellenlänge:

$$\lambda_{\text{Mittel}} \pm \sigma = 12,8 \pm 3,6 \text{ km} \quad (3.5)$$

Der zweite relevante Parameter zur Bestimmung von $C(b/\lambda)$ ist die Schichtdicke b (s. Abb. 3.1), wobei sich in diesem Zusammenhang besser der Ausdruck Auflasthöhe eignet. Er impliziert eine Belastung auf einer schwächeren Schicht. Diese "schwächere Schicht" wird geologisch als der Einsatz von Serpentin bzw. serpentinisiertem Harzburgit mit niedriger Dichte gesehen.

3. Diapirismus

		Dichte [g/cm ³]	Tiefe [m]
$\rho_1 = 3,0 \text{ g/cm}^3$	Geringmächtige Chemical Sediments	Layer 1	-
	Upper Pillow Lava	Layer 2a	2,2...2,3
	Lower Pillow Lava	VOLCANIC ROCKS	2,9...3,1
	Basal Group		
	Diabase	Layer 2b	2,9...3,1
	Gabbro und Plagiogranite	Layer 3	2,9...3,3
	Wehrlite / Pyroxenite	CUMULATE ROCKS	3,2...3,5
Dunite / Chromite	3,2...3,3 (Dunite)		
$\rho_2 = 2,7 \text{ g/cm}^3$	serpentinisierter Harzburgit und Serpentinite (Antigorit)	Layer 4	2,5...3,0 2,5...2,6

Tab. 3.1: Tiefenprofil der ozeanischen Kruste und Teile des Oberen Erdmantels unter dem Troodos in Anlehnung an TROODOS DEVELOPMENT... (2013); die Mächtigkeiten sind nicht maßstäblich dargestellt, insbesondere für die Pillow Laven, Wehrlite/Pyroxenite und Dunite/Chromite ist die Darstellung bzgl. ihrer Mächtigkeit verzerrt;

Quellen für Dichtewerte: GIBSON (1989), TURCOTTE (2014) und EVANS (2021)

Ein Paper über Tiefenbohrungen auf Zypern (GIBSON ET AL, 1989) gibt mit Unsicherheit die Einsatztiefe von serpentinisiertem Mantelmaterial bei rd. 4.000 m an. Die Benutzung dieses Wertes dient lediglich als erste grobe Indikation für einen Minimalwert und wird später ausführlich diskutiert.

Tabelle 3.1 hingegen zeigt die Daten eines vom GSD an das Standardmodell für die ozeanische Kruste und dem Oberen Erdmantel angelehnte Tiefenprofil unter dem Troodos (TROODOS DEVELOPMENT COMPANY/TROODOS GEOPARK (2013)). Die Layer 1, 2a/b und 3 gehören im Standardmodell zur ozeanischen Kruste, Layer 4 zum Oberen Erdmantel, die formale Trennung wird durch die seismische Moho bestimmt.

Die für den diapirischen Aufstieg relevante Dichteinversion wird ursächlich im weniger dichten Layer 4 gesehen. Das dichtere Hangende (s. Abb. 3.1, dunkel hinterlegter Bereich) bis zur seismischen Moho zeigt als Block gesehen mit rd. 3,0 g/cm³ eine höhere Dichte im Vergleich zu Layer 4 „Mantelsequenz“ mit rd. 2,7 g/cm³. Daraus ergibt sich theoretisch eine Auflasthöhe von rd. 6.100 m. Es muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass die geringmächtigen Dunite-, Pyroxenit und Wehrlit-Lagen aus dem unteren Layer 3 wegen des hohen Olivinegehalts

ebenfalls stark serpentinisiert sein werden und partiell entsprechend geringere Dichten als angegeben zeigen sollten, womit die weiter oben zitierte Schätzung der Bohrung auf Zypern für die geringere Einsatztiefe von serpentinisiertem Material wieder an Bedeutung gewinnt. Fazit: die genaue Auflasthöhe b zum Startpunkt des Uplifts kann auf Basis der bisherigen Betrachtungen nicht exakt angegeben werden, sie wird zwischen 4.000 und 6.000 m angenommen.

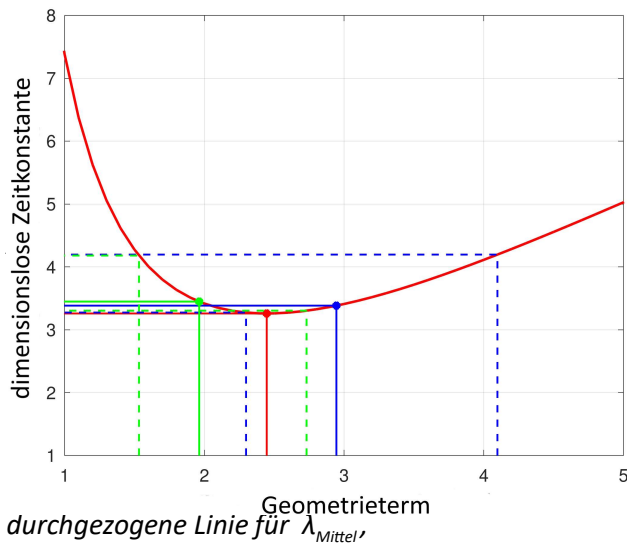
Auf einen weiteren Punkt muss an dieser Stelle hingewiesen werden. Es wird zum Startzeitpunkt des Aufstiegs unterstellt, dass neben der Auflasthöhe b mit dichtem Material auch auf der "anderen Seite" schon genug serpentinisiertes Material mit niedrigerer Dichte für den diapirischen Aufstieg zur Verfügung stand, die geologische Erklärung zur Untermauerung dieser Annahme erfolgt später in Teil II.

Im nächsten Schritt wird das Verhältnis b/λ zur Bestimmung des Geometriefaktors $C(b/\lambda)$ ermittelt. Wird Gleichung 3.3 auf beiden Seiten durch den ersten Bruch $(\rho_1 - \rho_2) g b/4\mu$ dividiert, so ergeben sich auf beiden Seiten dimensionslose Ausdrücke: auf der linken Seite eine dimensionsloser Wert für die Zeitkonstante τ_{dlos} , auf der rechten Seite der dimen-

3. Diapirismus

sionslose Geometriefaktor $C(b, \lambda)$, der ausschließlich vom ebenfalls dimensionslosen Wellenvektor $2\pi b/\lambda$ abhängt und einen „räumlichen Arbeitspunkt“ repräsentiert.

$$\tau_{dlos} = \tau_a \frac{(\rho_1 - \rho_2) g b}{4 \mu} = C\left(\frac{2\pi b}{\lambda}\right)$$



durchgezogene Linie für λ_{Mittel}
gestrichelt für die jeweiligen Streugrenzen $\lambda_{Mittel} \pm \sigma$.

Die größte Unsicherheit bei der empirischen Bestimmung des "räumlichen Arbeitspunktes" liegt in der Ermittlung der Wellenlänge λ : sind die gewählten Peaks bei der Auswertung tatsächlich die Zentren der Hebung, wurden auch alle Hebungen berücksichtigt und sind nicht einzelne schon erodiert? Als Ergebnis des vorgestellten Ansatzes ist jedenfalls festzuhalten, dass für beide Auflasthöhen $b = 4$ km und $b = 6$ km das theoretische Minimum für den Geometrieterm von der jeweiligen Streuung umfasst und daher kein Widerspruch erzeugt wird.

	b = 4 km	theoret. Minimum	b = 6 km
$C(\lambda_{Mittel})$	1,96	2,45	2,95
τ_{dlo}	3,45	3,26	3,38

Tabelle 3.2: Gegenüberstellung der empirisch ermittelten Daten gegenüber den theoretischen Werten für signifikante Parameter.

In Tabelle 3.2 sind markante Daten der Abbildung 3.4 numerisch aufgeführt. Werden die Werte für λ_{Mittel} allein betrachtet, so liegen diese für den Geometrieterm $C(\lambda_{Mittel})$ annähernd symmetrisch um den theoretischen Mittelwert herum angeordnet. Die empirisch ermittelten Werte für die dimensionslose Zeitkonstante τ_{dlos} liegen für beide Auflasthöhen äußerst nahe dem theoretischen Minimum, welche die schnellste und damit dominante Upliftdynamik bestimmt. Daher ist es angesagt, für die weiteren Untersuchungen den theoretischen Minimalwert für τ_{dlos} zu benutzen, unabhängig von der noch offenen Festlegung für die Auflasthöhe b . Zu bemerken ist, dass damit bei einer möglichen Variation der Auflasthöhe b auch implizit eine Anpassung von λ unterstellt wird.

Aus solch einer Festlegung resultiert folgende Bestimmungsgleichung für die wesentlichen Parameter einer Uplift-Simulation. Mit Hilfe von Gl. 3.6 und der angesprochenen Festlegung folgt

$$\tau_{dlos} = \tau_a \frac{(\rho_1 - \rho_2) g b}{4 \mu} = C\left(\frac{2\pi b}{\lambda}\right) = 3,2599 \quad (3.7)$$

und damit

$$\tau_a = \frac{13,04 \mu}{(\rho_1 - \rho_2) g b} \quad (3.8)$$

3.2.2 Auflasthöhe b

Nach dem oben Gesagten gibt es keine eindeutige Entscheidungshilfe. Das GSD liefert mit Unsicherheit beide Aussagen. Aus Abb. 3.4 ließe sich als Mittelwert rd. 5 km ableiten, was einerseits aber das Konstrukt überdehnen und außerdem womöglich nur den rezenten Zustand widerspiegeln würde, wobei mit Sicherheit Teile von Layer 3 ebenfalls serpentinisiert sind, was für den Start des Uplifts aber als fraglich erscheint. Aus den genannten Gründen ist es daher sinnvoll, als Startwert für eine erste Übersicht die Auflasthöhe des Standardmodells für ozeanische Kruste zu wählen:

$$b_0 = 6 \text{ km} \quad (3.9a)$$

3. Diapirismus

3.2.3 Dichtekontrast D_0 ($\rho_1 - \rho_2$)

Der Dichtekontrast für den Startwert der Simulation ergibt sich aus Tabelle 3.1 zu

$$D_0 = (\rho_1 - \rho_2) = 0,3 \text{ g/cm}^3 \quad (3.9b)$$

Zur Dichteermittlung der beiden Blöcke mit ρ_1 bzw. ρ_2 wurden die Dichten der einzelnen Bereiche jeweils mit ihren Mächtigkeiten bewertet.

3.2.4 dynamische Viskosität μ_0

In Wikipedia „Asthenosphäre“ wird ein Wert für die Asthenosphäre unterhalb von ozeanischer Kruste von 10^{20} Pa s angegeben, andere Fundstellen liefern einen Bereich von 10^{19} bis 10^{21} Pa s. Daher erfolgt die Festlegung

$$\mu_0 = 10^{20} \text{ Pa s} \quad (3.9c)$$

als Startwert.

Die notwendige Angabe für die Nutzung des RTI-Modells setzt eine identische Viskosität für beide Schichten voraus, was im hier vorliegenden Übergangsbereich Mantel (duktile) zu Kruste (spröde) schon per Definition nicht gegeben ist und stellt somit einen fiktiven Mittelwert dar. Daher handelt es sich hier lediglich um einen Startwert, der später unter Umständen deutlich verfeinert werden muss.

3.2.5 Initiale Auslenkung w_0

Ausgehend vom Ansatz für die Hebung nach Gl. 3.2 wird die initiale Auslenkung w_0 berechnet:

$$z(x, t) = w_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_a}} \quad (\text{Wiederholung 3.2})$$

im Zentrum der Hebung bei $x = 0$ wird z zu jeder Zeit maximal:

$$z(0, t) = z_0(t) = w_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_a}} \quad (3.10)$$

die maximale Hebung des Modells sei nach $t = T_{\text{Ocean}}$ mit $z(0, T_{\text{Ocean}}) = b$ erreicht, per Definition ist das System bei $\pm b$ abgeschlossen. Mit

$$z(0, T_{\text{Ocean}}) = z_{\text{max}} \quad \text{folgt}$$

$$z_{\text{max}} = b = w_0 \cdot e^{-\frac{T_{\text{Ocean}}}{\tau_a}} \quad (3.11a)$$

bzw.

$$w_0 = b \cdot e^{\frac{T_{\text{Ocean}}}{\tau_a}} \quad (3.11b)$$

und

$$T_{\text{Ocean}} = \tau_a (\ln(b) - \ln(w_0)) \quad (3.11c)$$

Um einen Eindruck von der Größenordnung und der geologischen Bedeutung zu bekommen, wird die initiale Auslenkung w_0 mit Hilfe von Gl. 11b für die bekannten Startwerte (Index "0") bestimmt.

Die umgeformte Gleichung 3.8 liefert τ_{a0} :

$$\tau_{a0} = \frac{13,04 \mu_0}{(\rho_1 - \rho_2)_0 g b_0} = 2,3 \text{ Ma}$$

Wann genau der für die RTI-Systematik relevante Start der Hebung und der Durchbruch zum Meeresbodens erfolgte, kann an dieser Stelle noch nicht belastbar ermittelt werden, die entsprechenden Zeitmarken und die relevante Zeitkonstante τ_a werden bei der späteren, genaueren Troodos-spezifischen Modellierung ermittelt. Deshalb wird zur Veranschaulichung hier ein in der Größenordnung plausibles T_{Ocean} - die Zeit zwischen Start der Hebung und Durchbruch des Ozeanbodens bei $z_0 = b$ - von 2 Ma angenommen.

Zusammen mit $b = 6$ km errechnet sich die initiale Hebung zu $w_0 = 2,51$ km, was einen gewaltigen Sprung des Liegenden in kürzester Zeit bedeutet. Geologisch kann dies z.B. durch einen plötzlich sich öffnenden Riss in einer Schwächezone im Hangenden geschehen. Im Fall des Troodos z.B. initiiert durch sich schlagartig entladende Spannungen in der Kruste, ursächlich langsam aufgebaut durch die Norddrift der Afrikanischen Platte. Dieses Verhalten ist typisch für ein System mit Dichteinversion, durch einen äußeren Anstoß kippt der labile Zustand schlagartig und bewegt sich dann unaufhaltsam in Richtung eines stabilen Endzustands.

3. Diapirismus

3.2.6 Pre-Simulation bis Ozeanboden

Mit Hilfe der genannten Startparameter lässt sich eine erste Simulation für die Uplift-Dynamik erstellen, um einen Einblick in die physikalischen Verhältnisse zu bekommen.

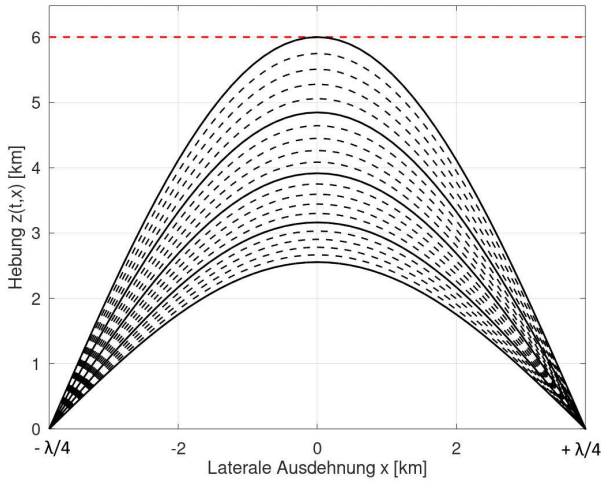


Abb. 3.5: Pre-Simulation auf Basis der Startparameter für $z(t,x)$ von $t = 0$ bis $T_{Ocean} = 2 \text{ Ma}$;

durchgezogene Linien haben einen zeitlichen Abstand von $0,5 \text{ Ma}$, die gestrichelten von 100.000 a ; die Grenzschicht zwischen ρ_1 und ρ_2 liegt bei $z = 0$; die rot punktierte Linie markiert den Ozeanboden bei $z = b = 6 \text{ km}$.

Abb. 3.5 zeigt das Ergebnis der Pre-Simulation auf Basis der genannten Startparameter. Die Hebung startet bei $t = 0$ durch eine wie auch immer geartete „Initialisierung“ mit $z(0,0) = w_0 = 2,51 \text{ km}$ als Amplitude einer cos-Funktion. Die weitere Hebung zeigt die Grafik in zeitlichen Abständen von $\Delta t = 100.000 \text{ a}$, wobei alle $0,5 \text{ Ma}$ die Kurve durchgezogen gezeichnet wurde. Nach 2 Ma endet der Aufstieg beim Erreichen des Ozeanbodens bei $z(T_{Ocean}, 0) = b_0 = 6 \text{ km}$.

Eine weitere, wichtige Größe bei der Beschreibung des Uplifts stellt seine Geschwindigkeit $v(x,t)$ dar. Ausgehend von Gleichung 3.2 für $z(x,t)$ ermittelt sie sich durch einfache Differenzierung nach der Zeit t .

$$z(x,t) = w_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \Rightarrow$$

$$v(x,t) = \frac{dz(x,t)}{dt} = \frac{w_0}{\tau} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \quad (3.12)$$

Die maximale Geschwindigkeit erreicht der Diapir in der Spitze jeweils bei $x = 0$:

$$v(0,t) = \frac{w_0}{\tau} \cdot e^{\frac{t}{\tau}} \quad (3.13)$$

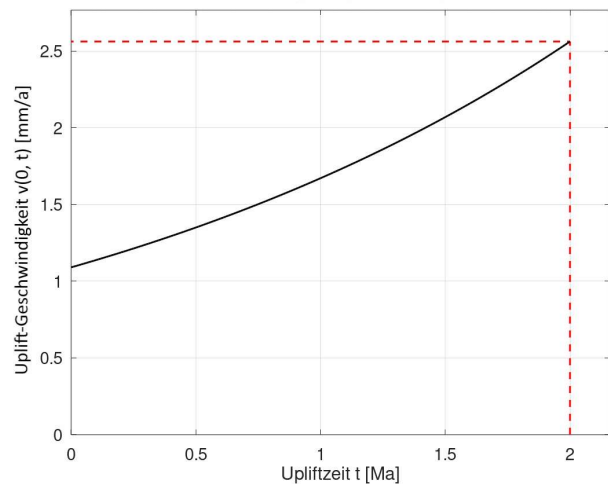


Abb. 3.6: Maximale Uplift-Geschwindigkeit in der Diapirspitze bei $x = 0$ versus Zeit von $t = 0$ („Initialereignis“) bis zum Erreichen des Ozeanbodens bei $T_{Ende} = 2 \text{ Ma}$ (gestrichelte rote Linien).

Der Aufstieg im lateralen Maximum direkt nach der Initiierung beginnt bei $t = 0$ mit einer Geschwindigkeit von $v(0,0) = 1,1 \text{ mm/a}$. Beim weiteren Aufstieg wächst die Geschwindigkeit exponentiell an, deutlich auch an der Abstandsvergrößerung der Isochronen in Abb. 3.5 zu erkennen. Beim Erreichen des Ozeanbodens nach 2 Ma ist die Geschwindigkeit der Diapirspitze auf $v(T_{Ocean}, 0) = 2,6 \text{ mm/a}$ angewachsen, sie bewegt sich damit mehr als doppelt so schnell wie zu Beginn des Uplifts und stößt dabei an die absoluten räumlichen Begrenzungen des Modells bei $z = b$.

3.3 Modellerweiterung

Im letzten Kapitel wurden die Grenzen des vorgestellten RTI-Modells deutlich:

1. die maximale, theoretische Aufstiegshöhe wird bei $z = b$ erreicht, darüber hinaus würden die Voraussetzungen bei der Herleitung der RTI-Systematik dramatisch verletzt. Die Beschreibung eines diapirischen Uplifts über den Ozeanboden hinaus entzieht sich somit dem Modell;
2. das schlagartige Ende mit maximaler Aufstiegs geschwindigkeit lässt erhebliche Fragen bezüglich der physikalischen Realität und Erfahrung offen, der Dichtekontrast ist noch nicht aufgebraucht; über das Verhalten des Systems für $t > T_{\text{Ocean}}$ gibt das Modell keine Antwort;
3. eine fortschreitende Produktion von serpentinisiertem Mantelmaterial mit niedriger Dichte durch die nahe gelegene Supra-Subduktionszone nach dem Startzeitpunkt des diapirischen Aufstiegs wird nicht berücksichtigt, wobei dieser Aspekt wohl für den weiteren Aufstieg über den Ozeanboden hinaus per Anschaulichkeit verantwortlich ist;
4. nach dem RTI-Modell müssen für den An schub des diapirischen Aufstiegs von Mantelmaterial mit niedriger Dichte zwei Bedingungen erfüllt sein:
 - ausreichend vorhandenes serpentinisiertes Mantelmaterial mit niedriger Dichte,
 - ein Initialereignis, welches das System aus seinem labilen Zustand kippt;

es ist extrem unwahrscheinlich, dass zum Zeitpunkt des Initialereignisses wie von der RTI-Systematik gefordert zwei Schichten mit identischer Mächtigkeit vorliegen, zu dieser Diskrepanz schweigt das bisherige Modell.

Aufgrund dieser Beschränkungen, die der beobachteten Wirklichkeit widersprechen, wird im Folgenden auf Basis des RTI-Konzepts eine Erweiterung des Modells entwickelt. Ein wesentlicher Nachteil des RTI-Modells ist die fehlende Möglichkeit, Mantelmaterial mit niedriger Dichte nachzuliefern. Daher wird ausgehend vom bisherigen analytischen RTI-Modell auf eine geometrische Beschreibung des Uplifts erweitert, um u. a. die räumliche Beschränkung des Uplifts bis zum Ozeanboden aufzuheben.

3.3.1 Flächenansatz

Im beschriebenen 2-dimensionalen RTI-Konzept stehen die z.B. in Abbildung 3.2 dargestellten Flächen von ρ_1 - bzw. ρ_2 -Material für die entsprechenden Gesteinsvolumina. Daher wird für die notwendige Erweiterung im Folgenden ein an diese Analogie angepasster Formalismus mit Hilfe von Flächenbetrachtungen vorgestellt. Der Ansatz ergibt sich ausschließlich mit Hilfe formaler Umformungen ohne weitere Annahmen oder Restriktionen gegenüber dem bisherigen RTI-Modell.

Als erstes wird ausgehend von Gl. 3.2 die initiale Auslenkung w_0 für $z(0, T_{\text{Ocean}}) = b$ in den Grundgleichungen ersetzt, wobei T_{Ocean} die Zeit bis zum Erreichen des Ozeanbodens meint. Wiederholung Gl. 3.11a:

$$z(x, t) = w_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

für $z(0, T_{\text{Ocean}}) = b$ folgt

$$w_0 = b \cdot e^{\frac{T_{\text{Ocean}}}{\tau}} \quad (3.14)$$

und damit eingesetzt ergeben sich die im Weiteren benutzten Grundgleichungen zu

$$z(x, t) = b \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \cdot e^{-\frac{t-T_{\text{Ocean}}}{\tau}} \quad (3.15a)$$

$$v(x, t) = \frac{b}{\tau} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) e^{-\frac{t-T_{\text{Ocean}}}{\tau}} = \frac{z(x, t)}{\tau} \quad (3.15b)$$

Es wird die "obere Hälfte" des Systems ($0 < z < b$) betrachtet, die "untere Hälfte" ($-b < z < 0$) verhält sich entsprechend antisymmetrisch.

3. Diapirismus

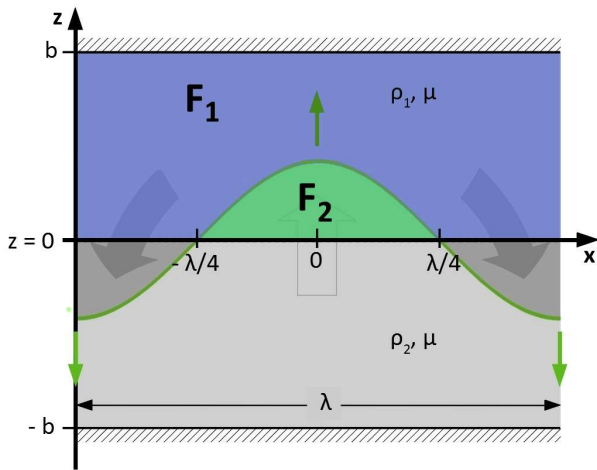


Abb. 3.7: modifizierte Abb. 3.2; für den Flächenvergleich wird ausschließlich die obere Hälfte ($z > 0$) des Systems betrachtet, die Verhältnisse der unteren Hälfte ($z < 0$) sind antisymmetrisch zu behandeln;
 F_1 : blau, absteigendes dichteres Mantelmaterial
 F_2 : grün, aufsteigendes, weniger dichtes Material

Die weiteren Überlegungen erfordern das folgende Integral:

$$\int_{-\frac{\lambda}{4}}^{\frac{\lambda}{4}} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \cdot dx = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \Big|_{-\lambda/4}^{\lambda/4} = \frac{\lambda}{\pi}$$

3.3.2 Auftriebsflächen bis Ozeanboden

Für die "Obere Hälfte" des Systems gilt

- $t \leq T_{\text{Ocean}}$ und $0 \leq z(t,x) \leq b$
- $F_1(t)$ sei die Fläche des dichteren ρ_1 -Materials;
- $F_2(t)$ sei die Fläche des serpentinierten, weniger dichteren ρ_2 -Materials;
- die Flächensumme $F_1(t) + F_2(t) = \lambda b$ (3.16)
- die treibende Flächendifferenz
 $F_D(t) = F_2(t) - F_1(t)$ (3.17)

Die beteiligten Flächen errechnen sich zu

$$F_2(t) = \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{\frac{\lambda}{4}} z(t,x) \cdot dx = \frac{\lambda b}{\pi} \cdot e^{\frac{t-T_{\text{Ocean}}}{\tau}} \quad (3.18a)$$

$$(3.18b)$$

$$F_1(t) = \lambda b - F_2(t) = \lambda b \left(1 - \frac{1}{\pi} \cdot e^{\frac{t-T_{\text{Ocean}}}{\tau}}\right)$$

Als treibende Kraft hinter der Uplift-Dynamik wird die Flächendifferenz F_D angesehen:

$$(3.19)$$

$F_D(t) = F_2 - F_1 = 2F_2 - \lambda b = \frac{2\lambda b}{\pi} \cdot e^{\frac{t-T_{\text{Ocean}}}{\tau}} - \lambda b$
 umgeformt folgt daraus

$$e^{\frac{t-T_{\text{Ocean}}}{\tau}} = \frac{\pi}{2\lambda b} (F_D(t) + \lambda b)$$

die gesuchten Gleichungen für $z(F_D)$ und $v(F_D)$ lauten

$$z(x,t) = \frac{\pi}{2\lambda} (F_D(t) + \lambda b) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \quad (3.20a)$$

und (3.20b)

$$v(x,t) = \frac{\pi}{2\lambda\tau} (F_D(t) + \lambda b) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) = \frac{z(x,t)}{\tau}$$

Mit Hilfe der Gleichungen 3.19 und 3.20a/b kann damit die Uplift-Dynamik bis zum Ozeanboden anhand der treibenden Flächendifferenz F_D anschaulich beschrieben werden. Die Verifizierung innerhalb der Systemgrenzen $-b < z < +b$ erfolgte anhand des Verlaufs von Uplift-Geschwindigkeiten (s. Abb. 3.8).

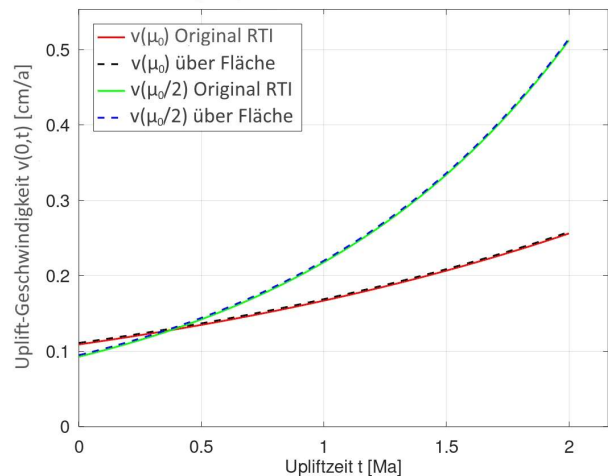


Abb. 3.8: Verifizierung des Flächen-Formalismus' im RTI-Bereich $-b \leq z(t,x) \leq b$;

die durchgezogenen Linien wurden mit Gl. 3.15b, die gestrichelten Linien mit Hilfe des Flächenvergleichs Gl. 3.20b bestimmt (zur optischen Abgrenzung wurde ein geringes ϵ addiert);

die Kombination rot/schwarz beruht auf den Parametern der Pre-Simulation, beim Pärchen blau/grün wurde die Viskosität μ_0 halbiert, wodurch sich τ entsprechend änderte;

3. Diapirismus

3.3.3 Verhältnisse am Ozeanbodens

Im letzten Abschnitt wurde eine Flächenbetrachtung für den Gültigkeitsbereich des RTI-Formalismus vorgestellt. Für einen Uplift über die gültigen Grenzen hinaus ($z > b$) bedeuten die Werte am Ozeanboden (entsprechend $z = b$) für den weiteren Formalismus relevante Konstanten und Anschlussbedingungen. Sie werden mit dem Index "Ozean" gekennzeichnet. Hier eine Zusammenfassung:

mit Hilfe von Gl. 3.18a/b werden für die "obere Hälfte" die relevanten Flächen am Durchstoßpunkt von der ozeanischen Kruste zum Ozean ermittelt:

die Fläche $F_2(t)$ wird bei $t = T_b$ maximal:

$$F_{2, \text{ocean}} = \frac{\lambda b}{\pi} \quad (3.21a)$$

die Fläche $F_1(t)$ hingegen minimal:

$$F_{1, \text{ocean}} = \lambda b \left(1 - \frac{1}{\pi}\right) \quad (3.21b)$$

die Flächendifferenz wird daher am Durchstoßpunkt maximal und ermittelt sich aus Gl. 3.19 zu:

$$F_D(T_{\text{ocean}}) = F_2 - F_1 = \lambda b \left(\frac{2}{\pi} - 1\right) \quad (3.21c)$$

die Auslenkung z und die Geschwindigkeit v am Durchstoßpunkt folgen aus den Gln. 3.15a/b, beide Größen sind dort maximal:

$$z(0, T_{\text{ocean}}) = b \quad (3.22a)$$

und

$$v(0, T_{\text{ocean}}) = \frac{b}{\tau} \quad (3.22b)$$

3.3.4 Verhältnisse oberhalb des Ozeanbodens

Der Uplift über den Ozeanboden hinaus liegt außerhalb des gültigen Bereichs für das RTI-Modell. Dieses wird in diesem Unterkapitel entsprechend erweitert. Zuvor erfolgen einige grundsätzliche Überlegungen zum RTI-Modell selbst und dem weiteren Uplift des Troodos außerhalb der Restriktionen des Modells.

Die Beschreibung des Uplifts folgt den gängigen Vorstellungen von Systemen in labilem Zustand. Wegen der Dichteinversion befindet sich das zu beschreibende System aus teilserpentinisiertem Obe-

ren Erdmantel und ozeanischer Kruste in solch einem labilen Zustand. Zu einem Zeitpunkt X wird es durch ein äußeres Ereignis angestoßen, was sich im RTI-Formalismus durch die Größe w_0 manifestiert, und aus dem labilen Gleichgewichtszustand in einen selbsttragenden, nicht umkehrbaren Uplift versetzt. Der RTI-Formalismus bewegt das System daraufhin bis an seine Gültigkeitsgrenze bei $z = b$ mit zuletzt maximaler Geschwindigkeit und müsste es danach in einen ruhenden, stabilen Zustand überführen. Bis zur Gültigkeitsgrenze "Ozeanboden" greift der RTI-Formalismus, darüber hinaus liefert er jedoch keine weiteren Aussagen mehr. Weder der stabile Zustand noch der Weg dorthin sind festgelegt. Der RTI-Formalismus ist demnach nicht geeignet, den kompletten Uplift abzubilden. Daher wird im Folgenden eine entsprechende Ergänzung vorgenommen, Basis dafür bildet der oben beschriebene Flächenansatz. Üblicherweise wird kein reales physikalisches System seine Dynamik mit maximaler Geschwindigkeit abrupt beenden. So muss demnach im Fall des Uplifts spätestens nach Erreichen der Definitionsgrenze für das RTI-System ein bremsender Mechanismus einsetzen, der das System nach einer bestimmten Zeit in einen ruhenden, stabilen Zustand versetzt. Weiterhin kommt noch hinzu, dass durch die naheliegende Supra-Subduktionszone (SSZ) kontinuierlich Wasser unter den Troodos eingeschleppt und damit weniger dichtes Mantelmaterial produziert wird. Da die Aktivitäten der SSZ deutlich vor dem Uplift einsetzen und sich auch rezent durch Erdbeben bemerkbar machen ist davon auszugehen, dass die Produktion von serpentinisiertem Mantelmaterial deutlich vor Uplift-Beginn einsetzte und kontinuierlich bis heute anhält. Abbildung 3.9 zeigt ein entsprechend realistischeres Schema der Verhältnisse. Die ursprüngliche Deckelung des Systems bei $z = \pm b$ (s. Abb. 3.1/3.2) wird aufgehoben, das streng antisymmetrische Verhalten von ρ_1 - und ρ_2 -Material wird nach dem Erreichen des Ozeanbodens gebrochen, der Anteil an ρ_2 -Material im System steigt gegenüber dem dichteren ρ_1 -Material.

3. Diapirismus

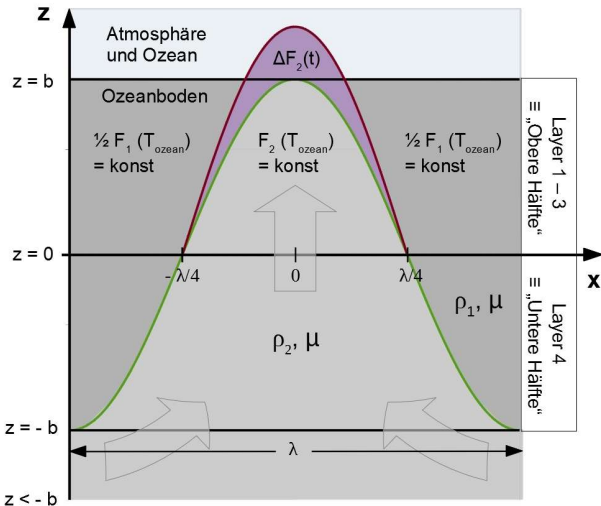


Abb. 3.9: Uplift-Verhältnisse oberhalb des Ozeanbodens mit Symmetriebrechung; aus dem unterliegenden, teilweise serpentinisierten Mantel erfolgt Zufluss von ρ_2 -Material, das Volumen von ρ_1 -Material hingegen bleibt konstant; grüne Kurve: die Symmetrie aus Uplift und Downsink besteht ohne externe Materialzufuhr ausschließlich im abgeschlossenen System in den Grenzen $-b \leq z(x,t) \leq b$;

rote Kurve: das zugeführte ρ_2 -Material wird in einem Uplift über die Grenze $z > b$ hinaus umgesetzt, die Symmetrie ist in der Flächenbilanz zugunsten von ρ_2 -Materials gestört;

violette Fläche: steht für das den weiteren Uplift „bremsende“ Volumen, welches bei Berechnung der aktuellen Uplift-Geschwindigkeit die effektiv wirkende Fläche F_2 reduziert und von der Fläche $F_2(T_{ocean})$ ab $z = b$ abgezogen wird; dieser Vorgang erfolgt ausschließlich für die „Obere Hälfte“;

Zwangsgesteuerte Materialzufuhr

Der gesuchte, bremsende Mechanismus liegt in dem ab dem Ozeanboden einsetzenden Ungleichgewicht zwischen den Volumina V_1 und V_2 mit den entsprechenden Dichten ρ_1 bzw. ρ_2 begründet. Für den Uplift bis zum Ozeanboden $z = b$ gilt für die Volumina $V_1 = V_2$, der Uplift wird allein durch den Dichte- kontrast getrieben. Oberhalb des Ozeanbodens für $z > b$ bekommt das Volumen V_2 ein Übergewicht. We-

gen des Nachschubs von serpentinisiertem Mantelgestein aus tieferen Schichten gilt jetzt $V_1 < V_2$ für das betrachtete Gesamtsystem. Zum Dichtekontrast ist jetzt ein Volumenkontrast zugunsten des weniger dichten ρ_2 -Materials hinzugekommen, dieser bremsen wegen $\rho_2 < \rho_1$ den Auftrieb um die Größe des V_2 -Überhangs $\Delta V = V_2 - V_1$. Übersetzt von 3D in das 2D-Flächenmodell erfordert dies einen Ansatz für das Ungleichgewicht über $\Delta F = F_2 - F_1$. Die Größe ΔF ist damit ein Maß für die Reduktion der maximalen Geschwindigkeit bei $z > b$. Die bremsende Wirkung entsteht damit durch den F_2 -Überhang in ΔF . Umgekehrt würde sich bei einem Zufluss von dichterem ρ_1 -Material der Hub weiter beschleunigen.

Es ergeben sich rein formal die folgenden Auftriebsflächen für $t > T_{ocean}$ und $z > b$:

mit Hilfe der "bremsenden Fläche" $\Delta F = \Delta F_2(t)$

$$\Delta F_2(t) = F_2(t) - F_{2,Ocean} = \frac{\lambda b}{\pi} e^{\frac{t-T_{ocean}}{\tau}} - \frac{\lambda b}{\pi}$$

$$\Delta F_2(t) = \frac{\lambda b}{\pi} (e^{\frac{t-T_{ocean}}{\tau}} - 1) \quad (3.23)$$

errechnet sich der wirksame Flächenkontrast $F_D(t)$

$$F_D(t) = F_{2,Ocean} - \Delta F_2(t) - F_{1,Ocean}$$

$$= \frac{\lambda b}{\pi} - \frac{\lambda b}{\pi} e^{\frac{t-T_{ocean}}{\tau}} + \frac{\lambda b}{\pi} - \lambda b (1 - \frac{1}{\pi})$$

zu

$$F_D(t) = \frac{\lambda b}{\pi} (3 - e^{\frac{t-T_{ocean}}{\tau}}) - \lambda b \quad (3.24)$$

Mit Hilfe der Flächendifferenz $F_D(t)$ nach Gl. 3.24 und Gl. 3.20 b können dann die momentane Auslenkung $z(x,t)$ und die Geschwindigkeit $v(x,t)$ für den Uplift über dem Ozeanboden hinaus angegeben werden:

$$z(x,t) = \frac{b}{2} (3 - e^{\frac{t-T_{ocean}}{\tau}}) \cdot \cos(\frac{2\pi}{\lambda} x) \quad (3.25a)$$

$$v(x,t) = \frac{b}{2\tau} (3 - e^{\frac{t-T_{ocean}}{\tau}}) \cdot \cos(\frac{2\pi}{\lambda} x) \quad (3.25b)$$

Dieser Formalismus berücksichtigt die gesuchte Bremswirkung aufgrund der Symmetriebrechung durch die zusätzliche Massenzufuhr $\Delta F_2(t)$ im Fall

3. Diapirismus

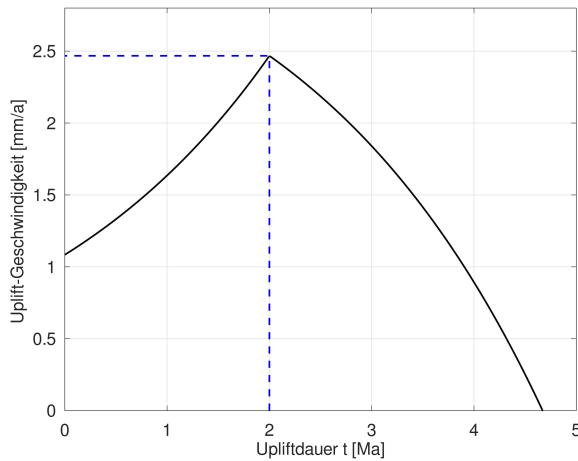


Abb. 3.10: zeitlicher Geschwindigkeitsverlauf des kompletten Uplifts bis zum Stillstand unter zwangsgesteuerter Materialzufuhr entsprechend Gl. 3.24 (Modell 1); nach 2 Ma wird der Ozeanboden bei $z = b$ erreicht, danach wirkt das bremsende Moment durch überschießendes ρ_2 -Material.

des überschießenden Uplifts über $z = b$ hinaus. Der Formalismus enthält die Forderung, dass dem System - bestimmt durch die Parametern λ , b und τ - eine entsprechende Menge an ρ_2 -Material zugeführt wird. Weiterhin muss beachtet werden, dass die Symmetriebrechung ausschließlich zu dem Zeitpunkt erfolgt, ab dem das System die Systemgrenze bei $z = b$ überschreitet. Wegen der beschriebenen Art der Steuerung der externen Massenzufuhr wird dieses Modell im Folgenden als "zwangsgesteuerter Uplift" bezeichnet. Der Hub $z(x,t)$ nach Gl. 3.25a nimmt wegen der geringer werdenden Geschwindigkeit mit der Zeit ab, formal gesteuert durch die sich verringende, treibende Flächendifferenz $F_b(t)$.

Gleichung 25b für die Geschwindigkeit $v(x,t)$ oberhalb des Ozeanbodens wird der besseren Übersicht wegen in einen zeitabhängigen und einen ortsabhängigen Teil separiert:

$$v(x,t) = v(x) v(t) \quad (3.27)$$

mit

$$v(x) = v_x = \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \quad (3.28)$$

$$v(t) = v_t = \frac{b}{2\tau} \left(3 - e^{-\frac{t-T_{Ocean}}{\tau}}\right) \quad (3.29)$$

Um die Dynamik der Gesamthöhe des Diapirs zu bestimmen, wird ein Ansatz über den Geschwindigkeitsverlauf gewählt, um seine Höhe $h(x,t)$ zu bestimmen, sie wird ebenfalls separiert in

$$h(x,t) = h(t) h(x) \quad (3.30)$$

Die zeitliche Entwicklung der Diapirhöhe errechnet sich dann über das Integral

$$h(t) = \int_{T_{Ocean}}^t v(t) dt \quad (3.31)$$

wobei $v(t)$ die Geschwindigkeit nach Gl. 3.29 meint. Die Ausführung des Integrals liefert einen Ausdruck für den zeitlichen Höhenverlauf des Uplifts oberhalb des Ozeanbodens:

$$h(t) = \frac{b}{2\tau} \left[3(t - T_{Ocean}) - \tau \left(e^{-\frac{t-T_{Ocean}}{\tau}} - 1 \right) \right] \quad (3.32a)$$

Die räumliche Komponente der Geschwindigkeit bleibt von der Integration unberührt

$$h(x) \equiv v(x) = \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \quad (3.32b)$$

Plausibilitätskontrolle: der Anschluss an die Dynamik unterhalb des Ozeanbodens bei $t = T_{Ocean}$ liefert wie zu erwarten $h(T_{Ocean}) = 0$, ab hier beginnt der geänderte Formalismus.

Ende der Hebung

Das Ende der Hebung sei bei $t = T_{Ende}$ erreicht, wenn die Uplift-Geschwindigkeit gleich 0 wird. D.h., wenn der Ausdruck der ersten Klammer in Gl. 3.25b identisch 0 wird. Daraus folgt

$$T_{Ende} = T_{Ocean} + \tau \ln 3 \quad (3.33)$$

Für das Beispiel der Abb. 3.10 gerechnet kommt der Uplift nach 4,67 Ma zum Stillstand.

Die dabei maximal zu erreichende Hebung H durch zwangsgesteuerte Materialzufuhr über den Ozeanboden hinaus ergibt sich dann aus Gl. 3.32a zu

$$H_{ab \text{ Ozeanboden}} = h(T_{Ocean} - T_{Ende}) = 0,648 b \quad (3.34a)$$

bzw. für den gesamten Uplift bis zum Stillstand

$$H_{gesamt} (T_{Start} \text{ bis } T_{Ende}) = 1,648 b \quad (3.34b)$$

3. Diapirismus

Bei einer Schichtdicke von $b = 6$ km kommt der diapirische Uplift nach 4,67 Ma ab T_{start} bei einer Gesamthöhe von 9,89 km bzw. nach 3,89 km über dem Ozeanboden zum Stillstand. Angewandt auf die rezenten Verhältnisse bedeutet dies in einer Überschlagsrechnung für den Mt. Olympos mit seiner rezenten Höhe von 1.952 m ü.M unter folgenden Randbedingungen:

- bei einer angenommenen Wassertiefe vor Zypern von 1.000 -2.000 m;
- der Höhenverlust des Mt. Olympos durch Erosion wurde bisher noch nicht abgeschätzt, muß aber berücksichtigt werden;

=> bei hoher Erosionsrate und großer Meerestiefe können die rezente Höhe des Mt. Olympos und die aktuelle Hebungsrate des Troodos allein mit Hilfe der zwangsgesteuerten Materialzufuhr u.U. nicht erklärt werden.

Ein Kritikpunkt des Ansatzes kann darin gesehen werden, dass einerseits zum Startzeitpunkt des Uplifts nach der reinen Lehre "zufällig" die beteiligten Schichtdicken - im Folgenden b_1 und b_2 - identische Mächtigkeiten b aufweisen müssten. Andererseits ist zu erwarten, dass die nahegelegene Supra-Subduktionszone (SSZ) mehr oder weniger kontinuierlich serpentiniertes ρ_2 - Material produziert, und somit kann auch von einer konstanten Schichtdicke b_2 in der "Unteren Hälfte" (s. Abb. 3.9) nicht ausgegangen werden. Beim vorgestellten Flächenansatz wurde nur die "Obere Hälfte" des Systems betrachtet, da der dominante Treiber für den Uplift ausschließlich das Vorhandensein einer aufliegenden, dichteren ρ_1 -Schicht mit der Schichtdicke b_1 darstellt. Allerdings behält der geschilderte Flächenansatz nur seine Gültigkeit, solange in der unterliegenden, weniger dichten ρ_2 -Schicht genügend Material wie vom zugrundeliegenden RTI-Formalismus gefordert zur Verfügung steht. Eine genaue Schichtdicke b_2 ist daher nicht erforderlich, die erweiterte Bedingung für die Schichtdicke von ρ_2 - Material lautet daher im Ansatz $b_2 \geq b_1$. Beim Abgleich mit der Realität erscheint diese Bedingung zu jedem Zeitpunkt er-

füllt zu sein: die Abkopplung der Hebung Zyperns vom zentralen Levantinischen Beckens geschah vor rd. 10 bis 12 Ma, spätestens zu diesem Zeitpunkt begann die SSZ weniger dichtes ρ_2 - Material zu erzeugen. Erst vor rd. 6 Ma startete der Troodos Uplift.

Fazit: die zeitliche Produktion von ρ_2 - Material durch Serpentinisierung und damit verbunden eine zeitlich veränderliche Schichtdicke $b_2(t)$ spielt bei der vorgestellten Flächenbetrachtung keine oder höchstens eine untergeordnete Rolle und wird daher an dieser Stelle nicht weiter betrachtet. Das zeitliche Anwachsen der ρ_2 -Schicht und die damit verbundenen Konsequenzen werden im Zusammenhang mit der einhergehenden Volumenvergrößerung bei Serpentinisierung von Mantelmaterial in einem späteren Kapitel näher beleuchtet.

3. Diapirismus

3.3.5 Zusammenfassung

Die Beschreibung des diapirischen Troodos-Aufstiegs erfolgt in Anlehnung an den Formalismus der 2-dimensionalen Rayleigh-Taylor-Instabilität (RTI), vorausgesetzt wird dabei eine Dichteinversion. Eine dichtere Schicht (ρ_1 -Material: ozeanische Kruste) liegt über einer weniger dichten Schicht (ρ_2 -Material: serpentiniertes Mantelgestein). Für die formale Beschreibung der kompletten Dynamik des Diapirs eignet sich der originäre RTI-Formalismus nur partiell:

- für die Hebung über die ozeanische Kruste hinaus macht der Formalismus keine Angaben;
- am Ozeanboden selbst endet der Formalismus abrupt bei maximaler Uplift- Geschwindigkeit.

Wegen der Zweidimensionalität des RTI-Formalismus wurde mit Hilfe eines Flächenvergleichs zwischen ρ_1 -Material und ρ_2 -Material Abhilfe geschaffen und über die Grenze oberhalb des Ozeanbodens fortgeführt, wobei in das vorher streng symmetrische System ab dem Ozeanboden zusätzliches ρ_2 -Material eingeführt wird. Voraussetzung hierfür ist die Verfügbarkeit von ausreichend, weniger dichtem ρ_2 -Material, was auf die Realität bezogen wegen der lange aktiven, für dessen Produktion verantwortliche Supra-Subduktionszone durchaus gegeben ist. Das zusätzliche, durch die hohe Dynamik "angesaugte" ρ_2 -Material wirkt bremsend auf den diapirischen Aufstieg. Der Uplift endet, wenn die Aufstiegs geschwindigkeit identisch 0 wird.

Diese Vorgehensweise sorgt oberhalb des Ozeanbodens für eine Symmetriebrechung zwischen ρ_1 -Material und ρ_2 -Material zu Ungunsten des aufliegenden, dichteren ρ_1 -Materials. Aus anschaulichen Gründen erscheint dieses gerechtfertigt, da das treibende Element die aufliegende, dichtere und nach unten drängende ρ_1 -Schicht darstellt. Die weniger dichte Schicht aus ρ_2 -Material muss "nur vorhanden" sein, die Bedingung für deren Mächtigkeit lautet demnach: größer oder gleich der der aufliegen-

den, dichteren Schicht. Unter dieser Voraussetzung wird die für die Rechnung relevante Schichtdicke zur Bestimmung der Parameter ausschließlich durch die Mächtigkeit der aufliegenden ρ_1 -Schicht bestimmt.

Zur Verdeutlichung der Vorgänge zeigen die Abbildungen 3.11 a und b die Ergebnisse einer Pre-Simulation. Die Parameter stellen für den Troodos plausible Werte dar, die für die spätere, genauere Anpassung als Startwerte benutzt werden. Sie haben aber wegen der noch fehlenden Einbindung weiterer Effekte und Präzisierung noch keine Aussagekraft für die tatsächlich zu erwartende Dynamik und sollen lediglich anschaulich die Vorgänge und Eigenheiten des benutzten Algorithmus veranschaulichen.

Originäre Parameter		
Auflasthöhe	b	6 km
räuml. Wellenlänge	λ	15,408 km
Start Uplift	T_{Start}	- 6 Ma
Dauer bis Ozeanboden	T_{Ocean}	4 Ma
dynamische Viskosität	μ	10^{20} kg/(m s)
Dichtekontrast ($\rho_1 - \rho_2$)	D_0	0,3 g/cm ³
Erdbeschleunigung	g	9,81 m/s ²
Abgeleitete Parameter		
Zeitkonstante	τ	2,34 Ma
initialer Hub	w_0	1,087 km
Geschwindigkeit bei T_{Start}	v_{Start}	0,464 mm/a
max. Geschwindigkeit	v_{max}	2,56 mm/a
Dauer des Uplifts	T_{Ende}	6,573 Ma
Hub am Ende des Uplifts	H	9,888 km
max. zusätzliche ρ_2 -Masse	ΔF_2	63,6 %

Tab. 3.3: Parameter der Pre-Simulation; unter „Originäre Parameter“ finden sich die notwendigen Eingabe-Parameter, „Abgeleitete Parameter“ meinen daraus berechnete, markante Werte.

Abbildung 3.11a zeigt die komplette Hebungs-Dynamik auf Basis der Parameter der Pre-Simulation aus Tabelle 3.3. Nach dem Initialereignis vor 6 Ma,

3. Diapirismus

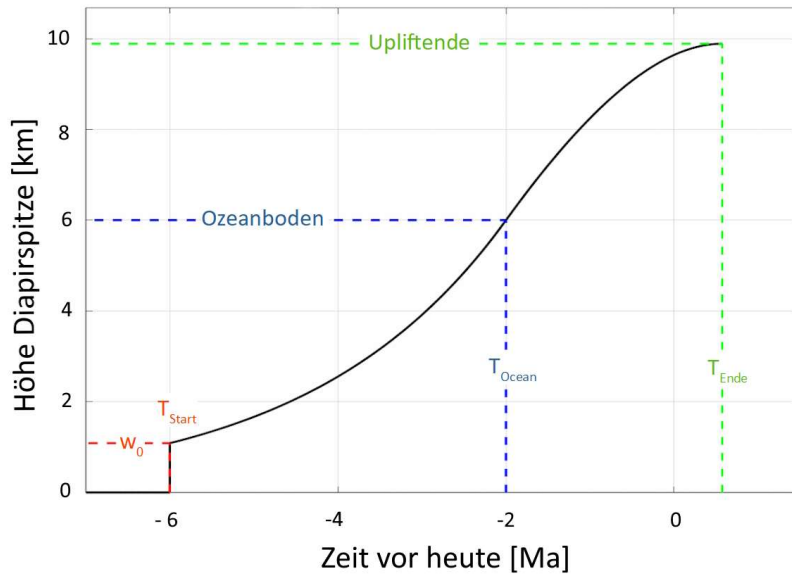


Abb. 3.11a: zeitliche Höhenentwicklung der Diapirspitze (Pre-Simulation); Erklärungen s. Text.

spitze als auch über die dazugehörigen ρ_2 -Flächenentwicklungen, die für die Dynamik des weniger dichten ρ_2 -Materials stehen. Alle Flächen sind auf den originären ρ_2 -Materialinhalt im System $\lambda b = 100\%$ bei $T_{\text{start}} = -6$ Ma normiert.

Der Uplift beginnt aufgrund eines initialen Ereignisses sprunghaft mit einer Geschwindigkeit von $v_{\text{start}} = 0,46$ mm/a, dabei durchdringen

vermutlich im Zusammenhang mit der Messinischen Krise, springt die Diapirspitze bei $T_{\text{start}} = -6$ Ma direkt auf eine Höhe w_0 von rd. 1,1 km. Nach 4 Ma bei $T_{\text{ocean}} = -2$ Ma wird bei einer Höhe von 6 km der Ozeanboden durchstoßen, nach insgesamt rd. 6,6 Ma kommt der Uplift bei T_{ende} zum Stillstand, in der Zukunft rd. 0,6 Ma nach heute. Ohne weitere Effekte wie z.B. Erosion hätte er dann eine Endhöhe von insgesamt rd. 9,9 km bzw. 3,9 km über dem Ozeanboden erreicht.

Abbildung 3.11b gibt einen Eindruck sowohl über den zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf der Diapir-

schlagartig 5,77 % ρ_2 -Masse die dichtere, hangende Gesteinslage in der oberen Hälfte des Systems ($z \geq 0$). Beim Durchstich durch den Ozeanboden erreicht die Diapir-Geschwindigkeit ihren Maximalwert von $v_{\text{max}} = 2,56$ mm/a. Von der originären 100 % ρ_2 -Masse ($-b \leq z \leq 0$) liegen nun rd. 31,8 % in der oberen Hälfte des Systems ($z \geq 0$). Anschließend wird der Diapir durch zusätzlich angesaugte 63,6 % ρ_2 -Masse bei $T_{\text{ende}} = 0,57$ Ma auf $v = 0$ abgebremst. Von den jetzt 163,6 % im System ($z \geq -b$) befinden sich 95,4 % in der oberen Hälfte und entsprechend 78,2 % in der unteren Hälfte ($-b \leq z \leq 0$) des Systems.

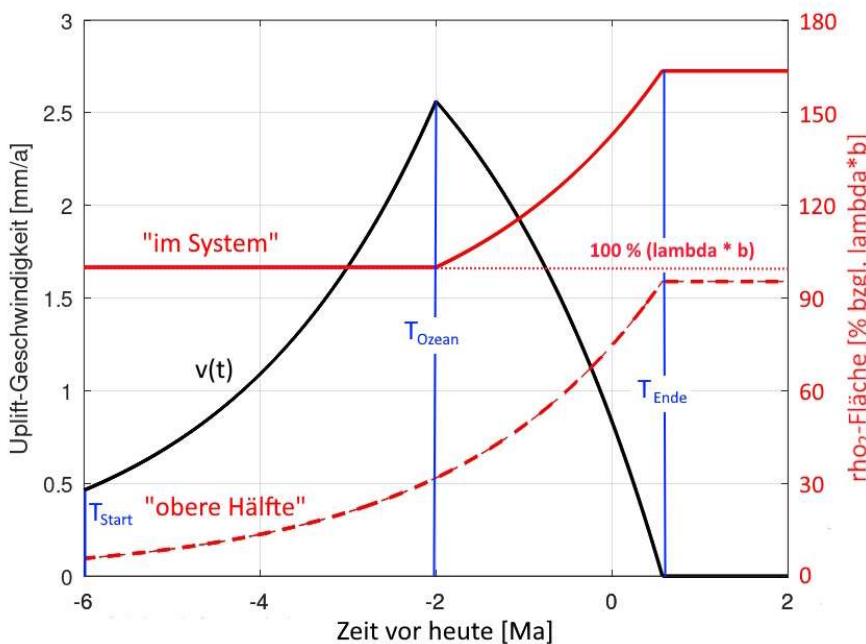


Abb. 3.11b: Uplift-Dynamik von $T_{\text{start}} = -6$ Ma bis zum Stillstand bei T_{ende} (Pre-Simulation);

Schwarz: Geschwindigkeitsverlauf $v(t)$;

rot: zeitliche Verläufe der Flächen von ρ_2 -Material mit durchgezogener Linie: im kompletten System $z \geq -b$ („im System“)

gestrichelter Linie: in der „oberen Hälfte“ für $z \geq 0$;

4. Erosion

Die Modellierung des Troodos-Uplifts erfordert die Berücksichtigung der Erosion. Erosionsraten in Gebirgen werden durch verschiedene Faktoren beeinflusst, darunter Klima, Vegetation, Gesteinsart und nach Besiedelung auch durch menschliche Aktivitäten. Entsprechende Modelle zur Beschreibung erfordern je nach geforderter Genauigkeit differenzierte Parametersätze. Hier eine kleine Auswahl von globalen Durchschnittswerten für Ophiolith-Gebirge mit mediterranem Klima:

- Wälder und vegetationsreiche Gebiete:
ca. 0,2–0,5 mm/Jahr
- Steile Hänge und ungeschützte Bereiche:
ca. 0,5–1 mm/Jahr
- Flusstäler und nach Starkregen:
lokal bis zu 5 mm/Jahr

Selbst diese rezenten Werte können schon um mehr als eine Größenordnung variieren. Eine Verbesserung der Genauigkeit würde eine Berücksichtigung zum Beispiel von Gesteinszusammensetzung oder Hangneigungen erfordern. Rezent sind diese Parameter zum größten Teil ermittelbar, im hier interessierenden Zeitfenster von mehreren Millionen Jahren hingegen kommen seriös nur grobe Schätzwerte für entsprechende Modelle mit niedriger Anzahl von Parametern zum Ansatz.

Als ein entsprechend geeignetes Modell kommt das einparametrische Lineare Erosionsmodell zur Anwendung:

$$H(t) = H_0 - E_{\text{konst}} t \quad (4.1)$$

wobei

$H(t)$ die Höhe des Gebirges zum Zeitpunkt t ,

H_0 die Höhe zum Zeitpunkt $t = 0$ und

E_{konst} eine zeitlich konstante Erosionsrate

bedeuten.

Das Modell erlaubt eine Abschätzung über das Erosionsverhalten über lange Zeiträume, setzt aber voraus, dass alle Einflussgrößen (z.B. Klima, Lithologie) über den betrachteten Zeitraum als annähernd

konstant betrachtet werden können, kurzzeitige Schwankungen hingegen nivellieren sich über den längeren Betrachtungszeitraum aus. Daher wird im Folgenden aufgrund von deutlich unterschiedlichen klimatischen Verhältnissen während des Uplifts eine Differenzierung nach geologischen Epochen vorgenommen. Wegen der unterschiedlichen dominanten Erosionsprozesse während des Aufstiegs im Ozean (submarin) und an der freien Atmosphäre (subaerisch) erfolgt eine weitere Differenzierung der Erosionsparameter.

Im Folgenden werden der Hintergründe zu diesen notwendigen Differenzierungen kurz erläutert:

4.1. submarine / subaerische Erosionsparameter

Die submarine Erosion wird dominiert durch hydrothermale Prozesse wie chemische Verwitterung durch heißes, zirkulierendes Meerwasser, insbesondere entlang von Störungen und Frakturen und die Bildung von metallreichen Erzen und sekundären Mineralien (Serpentinisierung, Chloritisierung) einerseits und andererseits durch mechanische Erosion aufgrund von Strömungen insbesondere durch Trübestrome. Submarine Rutschungen und Hanginstabilitäten spielen ebenfalls eine Rolle, vor allem an steilen Flanken. Weiterhin können vulkanisch-hydrothermale Ablagerungen zur Bildung von Hyaloklastiten (glasige Fragmente z.B. Kissenlava im Troodos) führen, die mechanisch instabil und somit leicht erodierbar sind.

Sobald der Troodos-Ophiolith über den Meeresspiegel hinausragte, änderten sich die dominanten Erosionsprozesse drastisch. Zu nennen sind die physikalische Verwitterung aufgrund von thermischen Spannungen durch tägliche Temperaturschwankungen (besonders effektiv bei dunklem Basalt) und Frostsprengung in höheren Lagen sowie biologische und fluviale Erosion. Nicht zu vergessen sind Hangabtragungen durch Massenbewegungen.

Insgesamt liegen die Parameter zwischen submariner und subaerischer Erosion typischerweise um 1 bis 2 Größenordnungen auseinander.

4. Erosion

4.2. Differenzierung nach geologischen Epochen

Der Zeitpunkt für den Durchstoß des Diapirs durch den Ozeanboden wird in einer groben Abschätzung bei rd. 2 - 3 Ma vor heute erwartet, d.h.: das relevante Erosionsgeschehen findet im ausgehenden Pliozän, dem Pleistozän und in der relativ kurzen Zeitspanne des Holozäns statt, nach diesen Epochen ist zu differenzieren:

- Pliozän (5,3 bis 2,6 Ma vor heute):
in dieser Zeitspanne fanden bedeutende tektonische Aktivitäten statt, die die Landschaft des Troodos-Gebirges prägten; das Klima war tendenziell wärmer und feuchter als im Pleistozän, was die chemische Verwitterung begünstigte.
- Pleistozän (2,6 Ma bis 11.700 a vor heute):
diese Epoche war durch wiederholte Eiszeiten gekennzeichnet, was zu erheblichen Klimaschwankungen führte; die Erosion wurde durch Frostverwitterung, Gletscheraktivität (wenn auch in geringem Maße im Troodos) und starke Niederschläge beeinflusst; die Meeresspiegelstände änderten sich sehr stark.
- Holozän (ca. 11.700 a bis heute):
das Holozän ist durch ein relativ stabiles, wärmeres Klima gekennzeichnet; menschliche Aktivitäten haben in dieser Zeit einen zunehmenden Einfluss auf die Erosion aus-

geübt, insbesondere durch Landwirtschaft und Abholzung.

Insgesamt steigen die Erosionsraten in der Reihenfolge Pliozän -> Pleistozän -> Holozän sowohl submarin als auch subaerisch um den Faktor ~ 4 .

Die für die spätere Simulation benötigten, differenzierten Parameterwerte für E_{konst} wurden im Wesentlichen mit Hilfe von ChatGPT und Gemini ermittelt. Plausibilitätsprüfungen erfolgten über den Vergleich mit klimatischen Bedingungen und den entsprechenden Daten für ähnliche Ophiolith-Strukturen.

Zum Vergleich wurden die Semail-Ophiolithstrukturen im Oman und VEA (Alter rd. 94 - 96 Ma) und der Coast-Range Ophiolith in Kalifornien, USA (Alter rd. 170 - 150 Ma) herangezogen. Der Semail-Ophiolith entstand ungefähr zur gleichen Zeit wie der Troodos (Alter rd. 92 Ma) in der Kreide, der jurassische, kalifornische Ophiolith hingegen ist deutlich älter.

Hinweis zur Unterscheidung zwischen "Oman-Ophiolith" und "Semail-Ophiolith": der Semail-Ophiolith ist die geologisch korrekte Bezeichnung für den gesamten Ophiolithkomplex im Oman und den VAE, der Oman-Ophiolith hingegen umfaßt lediglich den Oman-spezifischen Teil des Semail-Ophiolithen.

Abbildung 4.1 zeigt den jeweiligen Höhenabtrag durch Erosion für die drei genannten Ophiolithe. Dabei wurden wegen der Vergleichbarkeit für alle die für den Mt. Olympus realistischen Zeitmarken ange-

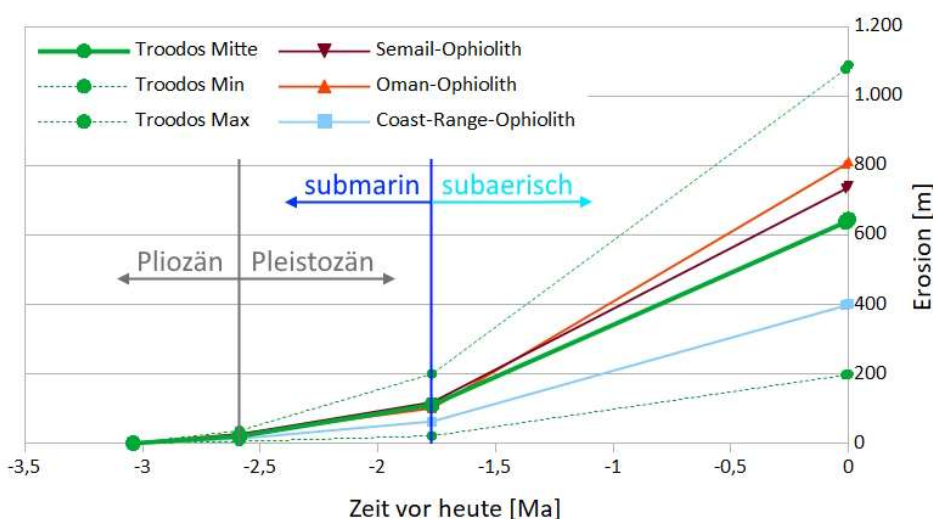


Abb. 4.1: Höhenabtrag durch Erosion im Troodos und vergleichbarer Ophiolithen bei identischen Parametern (identische Zeitmarken);

Hinweis: das Holozän wurde wegen seiner relativen Kürze nicht gesondert markiert;

Quelle: Erosionsparameter aus KI-Recherche

4. Erosion

nommen: Durchstoß des Ozeanbodens vor 3,04 Ma, Erreichen der Meeresoberfläche vor 1,77 Ma. Für den Troodos wurden die Mittelwerte (grün, fett durchgezogen) und die Min/ Max-Werte (grün, fein punktiert) angegeben, für die anderen Ophiolithe ausschließlich die Mittelwerte.

Insgesamt zeigt der Semail-Ophiolith subaerisch die höchsten Erosionsraten. Im Vergleich zum Troodos war und ist dieser Ophiolith stärkerer Verwitterung durch aride und semiaride Klimabedingungen mit episodischen Hochwasserereignissen ausgesetzt. Der Coast- Range-Ophiolit hingegen zeigt ein deutlich geringeres Erosionsgeschehen gegenüber dem Semail- und Troodos-Ophiolithen im gesamten betrachteten Zeitraum. Als Ursachen dafür werden einerseits tektonische Deformationen angesehen, die zu teilweisen Absenkungen führten und andererseits durch eine Überdeckung von jüngeren Sedimentschichten. Somit war dieser Ophiolith in vielen Bereichen weniger direkter Oberflächenverwitterung und Abtragung ausgesetzt.

Ein weiterer Hinweis bezüglich einer Plausibilitätsüberprüfung der KI-Werte zeigt sich in EVANS 2021. Dort finden sich Simulationsergebnisse basierend auf einem iterativen, isostatischen Hebungsmodell, welches ebenfalls Erosionsprozesse berücksichtigt. Das Modell arbeitet in Verbindung mit einem realistischen Wert für eine konstante Gesteinserodierbarkeit, die jeweils um 1/3 nach oben und unten variiert wurde. Die Simulationen erstreckten sich allerdings auf einen deutlich längeren Zeitraum. Werden die Werte linear auf den Betrachtungszeitraum der Pre-Simulation von 3,04 Ma umgerechnet, so lassen sich die Erosionshöhen direkt miteinander vergleichen, mit dem Ergebnis, dass die Evans-Variationen durch den oberen Toleranzbereich der Troodos-Daten dieser Arbeit voll abgedeckt werden.

EVANS 2021: 691 m - 912 m - 1.078 m

diese Arbeit (KI): 199 m - 645 m - 1.091 m

Vor diesen Hintergründen und wohl wissend, dass die Daten der Pre-Simulation nur grobe Annäherungen an die Realität darstellen, werden im Weiteren

die zugrundeliegenden KI-Daten "Troodos Mitte" der Abbildung 4.1 für die Berücksichtigung des Erosionsgeschehens während der Uplift-Simulation verwendet.

4.3. Integration in die RTI-Systematik

Die beschriebene Erosion wirkt während des diapirischen Uplifts allein oberhalb des Ozeanbodens. Damit sind für das Beispiel der Pre-Simulation nur rd. 40 % des gesamten Diapirs von Erosion betroffen, die restlichen 60 % der maximal möglichen Diapirhöhe sind in der Kruste vergraben (s. Abb. 3.11a).

Während der Simulation wird für jeden Zeitschritt die tatsächliche, diapirische Höhe aus dem formal ermittelten Höhenwert reduziert um den aktuellen Erosionsabtrag ermittelt. Die Systematik oberhalb der Kruste basiert wie in Kapitel 3.1.2 "Modellerweiterung" beschrieben auf einem Flächenvergleich. Die Erosion wird daher mittels einer Reduktion der Auftriebsfläche des weniger dichten ρ_2 -Materials bei jedem Rechenschritt berücksichtigt. Die erodierte "Gesteinsmenge" muss daher zunächst in Form einer Fläche formuliert und dann dem System nachhaltig entnommen werden. Dazu werden die Diapirflächen oberhalb des Meeresbodens bei jedem Rechenschritt mit und ohne Erosion berechnet, die Differenz A_{ErLost} steht dann für den gesamten Erosionsabtrag im gewählten, vergangenen Zeitfenster Δt . In einem Speicher A_{ErSum} , werden alle bisher ermittelten Erosionsverluste A_{ErLost} aufsummiert. Der nächste Rechenschritt startet dann mit dem aktuellen Summenwert von A_{ErSum} . Bis zum Erreichen des Meeresbodens ist dieser Speicher leer und wird erst ab dem ersten Rechenschritt oberhalb des Meeresbodens befüllt.

Zunächst muss die zeitabhängige Fläche oberhalb des Meeresbodens berechnet werden. Ausgehend von Gl. 3.25 a/b werden die Gleichungen für den Hub $h(x,t)$ und die Geschwindigkeit $v(x,t)$ zunächst jeweils in einen ortsabhängigen $c(x)$ und einen zeitabhängigen Term $v(t)$ bzw. $h(t)$ separiert:

$$h(x,t) = h(t) c(x) \text{ bzw. } v(x,t) = v(t) c(x) \quad (4.1)$$

4. Erosion

Die gesuchte Fläche wird mittels der räumlichen Komponente $c(x)$ bestimmt:

$$c(x) = \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right) \quad (\text{Wdh. 3.27/28})$$

Zur weiteren, vereinfachten Handhabung wird die Variable im Argument der cos-Funktion direkt in Rad weiterbehandelt:

$$X = \frac{2\pi}{\lambda}x \quad \text{und} \quad (4.2)$$

$$dX = \frac{2\pi}{\lambda}dx \quad \text{bzw.} \quad dx = \frac{\lambda}{2\pi}dX \quad (4.3)$$

Als nächstes müssen die beiden Schnittpunkte der cos-Funktion mit dem Ozeanboden bei $h = b$ bestimmt werden (" X_b " -> " X_{+b} ");

$$\text{aus} \quad c(x) = h(t) \cos(X_{\pm b}) = b$$

$$\text{folgt} \quad X_{\pm b} = \arccos\left(\frac{b}{h(t)}\right) \quad (4.4)$$

damit lautet das zunächst zu lösende Flächenintegral A_{\cos} unter der oberen cos-Halbwelle:

$$A_{\cos} = h(t) \frac{\lambda}{2\pi} \int_{X_b}^{X_{+b}} \cos(X) dX \quad (4.5)$$

die Integration liefert:

$$A_{\cos} = h(t) \frac{\lambda}{2\pi} [\sin(X)]_{X_b}^{X_{+b}} \quad (4.6)$$

mit den eingesetzten Grenzen: (4.7)

$$A_{\cos} = h(t) \frac{\lambda}{2\pi} [\sin(\arccos(\frac{b}{h(t)})) - \sin(-\arccos(\frac{b}{h(t)}))]$$

unter Zuhilfenahme der einfachen Umformungen

$$\sin(\arccos(a)) = \sqrt{1-a^2} \quad (4.8)$$

und

$$\sin(-\alpha) = -\sin(\alpha) \quad (4.9)$$

folgt

$$\sin(-\arccos(a)) = -\sqrt{1-a^2} \quad (4.10)$$

Damit errechnet sich die komplette Fläche unter dem Abschnitt der cos-Halbwelle zu

$$A_{\cos} = h(t) \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{b}{h(t)}\right)^2} \quad (4.11)$$

Davon abgezogen werden muss noch die "rechteckige" Fläche A_{rechteck} unterhalb von $h = b$, um die Fläche

der cos-Halbwelle oberhalb von $+b$ zu erhalten. diese bestimmt sich mit

$$x_b = \frac{\lambda}{2\pi} X_b$$

$$\text{zu} \quad A_{\text{rechteck}} = 2 b x_b = \frac{\lambda b}{\pi} \arccos\left(\frac{b}{h(t)}\right) \quad (4.12)$$

Mit Hilfe der Differenz aus A_{\cos} und A_{rechteck} ergibt sich dann die gesuchte Fläche über dem Meeresboden

$$(4.13)$$

$$A = h(t) \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{b}{h(t)}\right)^2} - \frac{\lambda b}{\pi} \arccos\left(\frac{b}{h(t)}\right)$$

Zur Bestimmung des Erosionsabtrags in Form einer Flächendifferenz im Zeitintervall Δt müssen jetzt die entsprechenden Höhen $h(t)$ zu den Zeitpunkten t und $t+\Delta t$ bestimmt werden. Der Erosionsabtrag im Zeitintervall Δt bewirkt eine Reduktion der Uplift-Amplitude, gesteuert über einen entsprechenden Flächenabtrag, wobei während der Simulation Δt die Zeitdifferenz zwischen zwei Rechenschritten meint. Die Zusammenhänge zwischen Uplift-Hub bzw. Geschwindigkeit und den relevanten Flächen insbesondere durch Erosion wird im Folgenden näher erklärt. Zum besseren Verständnis wird dabei dem Programmlauf für die Simulation gefolgt.

Zuvor eine Bemerkung zur Konvention von Flächenbezeichnungen: um Verwechslungen in formalen Zusammenhängen vorzubeugen, finden sich die Zeitbezüge im Index, Beispiel:

$$A_{xy}(t+\Delta t) \rightarrow A_{xy, t+\Delta t}$$

Erster Zeitschritt nach Erreichen des Ozeanbodens

Beim Erreichen des Ozeanbodens bei $t = T_{\text{Ocean}}$ gilt:

$$h(T_{\text{Ocean}}) = b$$

nach $t = T_{\text{Ocean}} + \Delta t$ wird die Diapirhöhe nach Gl.

3.32a um den Betrag $E \Delta t$ reduziert sein

$$(4.14)$$

$$h(T_{\text{Ocean}} + \Delta t) = b + \frac{b}{2\tau} [3(\Delta t) - \tau(e^{\frac{\Delta t}{\tau}} - 1)] - E \Delta t$$

4. Erosion

Für die Zeitpunkte T_{Ocean} und $T_{Ocean} + \Delta t$ ergeben sich mit Hilfe Gl. 4.13 folgende Flächen oberhalb des Ozeanbodens:

$$A_{T_{Ocean}} = b \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{b}{h}\right)^2} - \frac{\lambda b}{\pi} \arccos\left(\frac{b}{h}\right) = 0$$

was zu erwarten war und

$$A_{T_{Ocean} + \Delta t} = h(T_{Ocean} + \Delta t) \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{b}{h(T_{Ocean} + \Delta t)}\right)^2} - \frac{\lambda b}{\pi} \arccos\left(\frac{b}{h(T_{Ocean} + \Delta t)}\right)$$

daraus resultiert eine Flächendifferenz durch Erosion A_{ErLost} für die Flächenentnahme im aktuellen Zeitschritt T_{Ocean} und $T_{Ocean} + \Delta t$:

$$A_{ErLost, T_{Ocean} + \Delta t} = A_{T_{Ocean} + \Delta t} - A_{T_{Ocean}} = A_{T_{Ocean} + \Delta t}$$

Zum Ende des Zeitschritts liegen als Startwerte für den nächsten Zeitschritt folgende Größen vor:

(4.15)

$$A_{ErSum, T_{Ocean} + \Delta t} = A_{ErSum, T_{Ocean}} + A_{ErLost, T_{Ocean} + \Delta t} = A_{ErLost, T_{Ocean} + \Delta t}$$

(4.16)

$$F_{D, t + \Delta t} = \frac{\lambda b}{\pi} \left(3 - e^{\frac{t + \Delta t - T_{Ocean}}{\tau}}\right) - \lambda b - A_{ErSum, t + \Delta t}$$

und die Ausdrücke für die Diapir-Geschwindigkeit und Hub

(4.17)

$$v(x, t + \Delta t) = \frac{\pi}{2 \lambda \tau} (F_{D, t + \Delta t} + \lambda b) \cdot \cos\left(\frac{2 \pi}{\lambda} x\right)$$

Die Höhe des Hubs ergibt sich dann wieder aus der Integration der Geschwindigkeit $v(t + \Delta t)$

$$h(t + \Delta t) = b + \int_{T_{Ocean}}^{t + \Delta t} v(t + \Delta t) dt$$

(4.18)

$$h(t + \Delta t) = \frac{b}{2 \tau} \left[3(t + \Delta t - T_{Ocean}) - \tau \left(e^{\frac{t + \Delta t - T_{Ocean}}{\tau}} - 1 \right) \right] + b - \frac{\pi}{2 \lambda \tau} A_{ErSum, t + \Delta t} (t + \Delta t - T_{Ocean})$$

Verallgemeinerung auf den n-ten Zeitschritt

Hierbei geht es jetzt darum, bei bekanntem Datensatz nach n-Zeitschritten mit $t_n = n \Delta t$ die relevanten Flächen und damit den Hub und die Geschwindigkeit des Diapirs nach einem weiteren Zeitschritt Δt zu errechnen.

1. Bekannt aus den vorherigen Zeitschritten sind:

$$h(t_n) \equiv h(t_{n-1} + \Delta t) \quad (4.19a)$$

$$v(t_n) \equiv v(t_{n-1} + \Delta t) \quad (4.19b)$$

$$F_{D, t_n} \equiv F_{D, t_{n-1} + \Delta t} \quad (4.19c)$$

$$A_{ErSum, t_n} \equiv A_{ErSum, t_{n-1} + \Delta t} \quad (4.19d)$$

2. Zunächst wird die "neue" Höhe in Anlehnung an Gl. 4.14 und 4.18 bestimmt:

(4.20)

$$h(t_n + \Delta t) = \frac{b}{2 \tau} \left[3(t_n + \Delta t - T_{Ocean}) - \tau \left(e^{\frac{t_n + \Delta t - T_{Ocean}}{\tau}} - 1 \right) \right] + b - \frac{\pi}{2 \lambda \tau} A_{ErSum, t_n} (t_n + \Delta t - T_{Ocean}) - E \Delta t$$

Über A_{ErSum, t_n} sind die vorherigen "Massenentnahmen" enthalten, die dann bis zum Ende des aktuellen Zeitabschnitts erlittene Erosion wird durch den Term $E \Delta t$ berücksichtigt.

3. Die weitere Vorgehensweise erfolgt analog zu den Ausführungen über den initialen, ersten Zeitschritt oberhalb des Ozeanbodens. Zunächst werden die Flächen A_{t_n} und $A_{t_n + \Delta t}$ mit Hilfe Gln. 4.13 und $h(t_n)$ bzw. $h(t_n + \Delta t)$ berechnet, die Flächendifferenz gebildet, der Erosionsspeicher A_{ErSum} (Gl. 4.15) befüllt, um dann die gesuchten Größen Geschwindigkeit $v(t_n + \Delta t)$ und Hub $h(t_n + \Delta t)$ am Ende des Zeitintervalls mit Hilfe der Gln. 4.17 und 4.18 zu berechnen.

4. Das Ende des Uplifts kann jetzt nicht mehr geschlossen bestimmt werden, es wird während der Simulation durch die Bedingung

$$v(t) \leq 0 \quad (4.21)$$

indiziert.

Bemerkung zum erheblichen, formalen Aufwand bei Berücksichtigung der Erosion: dieser resultiert einerseits aus der Forderung, dass Erosion lediglich

4. Erosion

oberhalb des Meeresbodens wirkt, andererseits aber aufgrund der Entnahme von Masse aus dem System Auswirkungen auf das dynamische Verhalten des gesamten Diapirs bedeutet. Eine triviale Reduktion des Diapirhubs bei jedem Rechenschritt ist daher nicht zielführend, es würde zu viel Masse aus dem System entnommen werden.

4.4. "Erosionsparadoxon"

In den untenstehenden Abbildungen 4.2a/b/c finden sich die Ergebnisse einer Pre-Simulation, ausgeführt mit Hilfe der bekannten Parameter und ergänzt durch einen zusätzlichen Parameter für eine angenommene, lineare Erosion $E=0,4 \text{ mm/a}$, auf eine Differenzierung nach Epochen und subaerischer bzw. submariner Phase wurde an dieser Stelle verzichtet, um die generellen Effekte durch Erosionsgeschehen deutlicher werden zu lassen. Abbildung 4.2a (oben) zeigt den Geschwindigkeitsverlauf, Abbildung 4.2b (unten) den Verlauf des dazugehörigen Uplift-Hubs und Abbildung 4.2c auf der nächsten Seite die Dynamik der Fläche F_2 des weniger dichten metamorphen Mantelmaterials. Blau gestrichelte Graphen zeigen jeweils den Verlauf ohne bzw. die schwarz durchgezogenen Graphen den mit Erosions-einfluss. Der Start des Uplifts erfolgt bei -6 Ma vor heute, sein Ende wird durch "Tmit" bzw. "Tohne" beim Nulldurchgang der jeweiligen Upliftgeschwindigkeit "Vmit" bzw. "Vohne" markiert. Die Indices "mit" bzw. "ohne" meinen dabei mit bzw. ohne Erosionsgeschehen. Auf der rechten y-Achse wird in rot die jeweilige Differenz aus Geschwindigkeit, Hub und Fläche mit und ohne Erosion dargestellt.

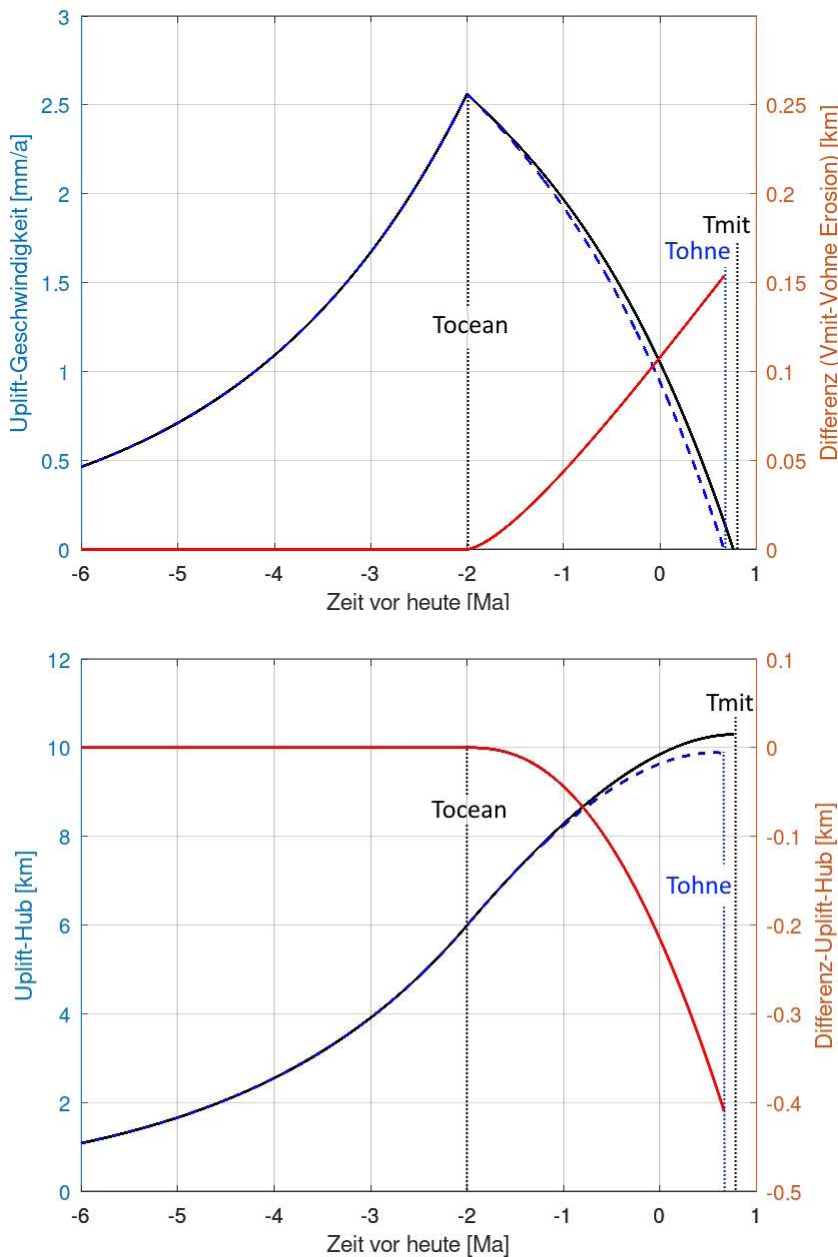
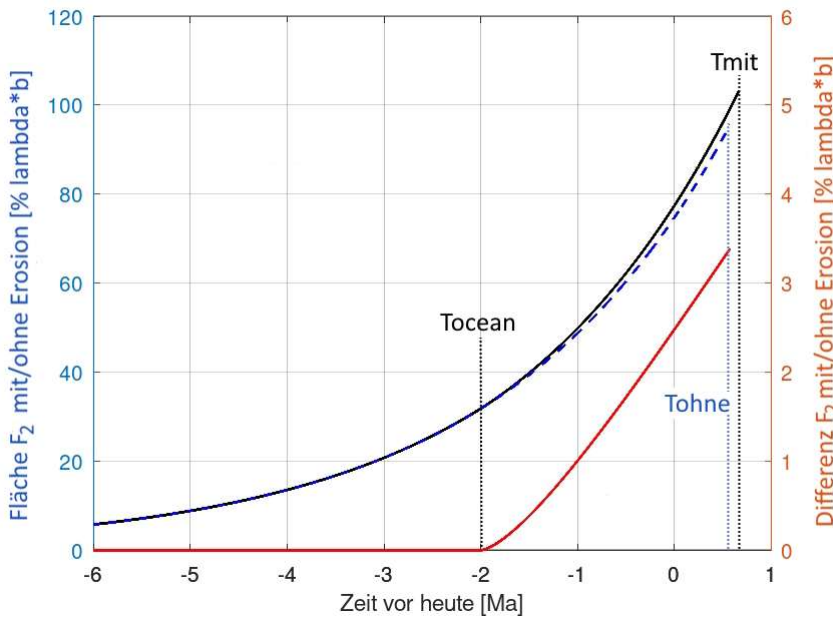


Abb. 4.2a/b: Einfluss einer linearen Erosion auf Geschwindigkeit und Hub des Uplifts; Erklärungen finden sich im Text.

Abbildung 4.2a (oben) zeigt den Geschwindigkeitsverlauf, Abbildung 4.2b (unten) den Verlauf des dazugehörigen Uplift-Hubs und Abbildung 4.2c auf der nächsten Seite die Dynamik der Fläche F_2 des weniger dichten metamorphen Mantelmaterials. Blau gestrichelte Graphen zeigen jeweils den Verlauf ohne bzw. die schwarz durchgezogenen Graphen den mit Erosions-einfluss. Der Start des Uplifts erfolgt bei -6 Ma vor heute, sein Ende wird durch "Tmit" bzw. "Tohne" beim Nulldurchgang der jeweiligen Upliftgeschwindigkeit "Vmit" bzw. "Vohne" markiert. Die Indices "mit" bzw. "ohne" meinen dabei mit bzw. ohne Erosionsgeschehen. Auf der rechten y-Achse wird in rot die jeweilige Differenz aus Geschwindigkeit, Hub und Fläche mit und ohne Erosion dargestellt.

Für die gezeigte Simulation wurde eine konstante Erosion vom Durchstoß des Diapirs durch die Krustenoberfläche bei "T_{Ocean}" bis zum Stillstand des jeweiligen Uplifts bei "Tmit" bzw. "Tohne" angenommen. Insgesamt wurde der Darstellungszeitraum von $-6 \dots +1$

4. Erosion



dieses Phänomen liegt einerseits in der Grundvoraussetzung, dass benötigtes, weniger dichtes ρ_2 - Material durch die saugende Wirkung des Diapir-Aufstiegs immer in abgeforderter Menge nachgeliefert werden kann und andererseits dass ρ_2 - Material durch Erosion aus dem System wieder entnommen wird. Physikalisch bedeutet die kontinuierlich wirkende Materialentnahme von weniger dichtem ρ_2 -Material aus dem Gesamtsystem durch Erosionsabtrag ein zeitliches zurückversetzen des gesamten Systems gegenüber

dem nicht erosionsbelasteten System. Daher hat der durch Erosion beaufschlagte Diapir länger Zeit, um sich höher aufzubauen. Die physikalische Grenze für die Hebung ist aber auch in diesem Fall dann erreicht, wenn das Potential für eine Hebung aufgrund von Massen- und Dichtekontrast aufgebraucht ist. Die Geschwindigkeit erreicht dann ihren Nullpunkt: Stillstand des Diapirs.

Zum Schluss ein Hinweis zur Relevanz des Erosionsgeschehens im Gesamtkontext der Upliftdynamik. Die Simulationsergebnisse zeigen für die Parameter der Pre-Simulation unter Berücksichtigung der Erosion mit einem relativ hohen Wert von $E = 0.4 \text{ mm/a}$ einen nur um 4,07 % höheren Wert für den maximal möglichen Hub und eine Verlängerung der gesamten Upliftzeit um 1,4 %. Zu bedenken ist, dass bei der späteren Anpassung an reale Stützwerte aufgrund der notwendigen Differenzierung nach Epochen und subaerischem bzw. submarinem Erosionsparametern unter Umständen mit einem deutlich geringeren Einfluss der Erosion auf die gesamte Uplift-Dynamik gerechnet und fast schon als Effekt höherer Ordnung vernachlässigt werden kann.

Kriterium	ohne Erosion	mit Erosion	Delta*
max. Höhe h [m]	9.888	10.290	402 \equiv 4,07 %
T_{Ende} [Ma]	0,5725	0,6645	0,092 \equiv 1,4 %**
F2-Fläche*** [% λb]	95,483	103,14	7,657 \equiv 8,0 %

Tabelle 4.1: Vergleich relevanter Upliftkriterien mit vs. ohne Erosionsgeschehen, zur Anwendung kamen die Parameter der Pre-Simulation und eine lineare Erosionsrate $E = 0,4 \text{ mm/a}$;

* „Delta“= "mit Erosion" - "ohne Erosion" \equiv bezogen auf den Wert ohne Erosion

** bzgl. gesamter Upliftzeit

*** Fläche weniger dichtes ρ_2 -Material für $z \geq 0$

Das scheinbare "Erosionsparadoxon" besteht darin, dass der maximal erreichte Hub beim Uplift mit Erosion um 402 m bzw. 4,07 % höher ausfällt gegenüber der Simulation ohne Erosion. Die Erklärung für

Ende Teil I