

Uplift des Mt. Olympos

Teil II:

Uplift-Simulation

Interpretation der Ergebnisse

Version 2.0

15.05.2026

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung Teil II.....	4
5. Elemente einer Uplift-Simulation.....	5
5.1 Uplift-Story.....	5
5.2 Uplift-Parameter.....	7
5.2.1 Startwerte.....	8
5.2.2 Stützwerte.....	9
5.3 Hebedynamik Zypers.....	9
5.4 Erosionseffekte.....	10
5.5 Weitere Annahmen zum diapirischen Uplift.....	10
6. Simulation.....	11
6.1 Normalisierung der Stützwerte.....	12
6.2.1 Auflasthöhe b	15
6.2.1.1 Minimale Auflasthöhe b_{\min}	15
6.2.1.2 Bestimmung der realen Auflasthöhe b_{real}	17
6.2.2 Isostasie.....	20
6.2.2.1. Isostatische Korrespondenz.....	20
6.2.2.2 Systemkonstante Normalisierter Dichtekontrast DK	24
6.2.3 Stabile Simulationsparameter.....	25
6.2.3.1 Uplift-Beginn T_{Start}	25
6.2.3.2 Dynamische Viskosität μ	26
7. Abgeleitete Größen.....	28
7.1 Zeitkonstante τ	28
7.2 Uplift-Geschwindigkeiten.....	29
7.2.1 rezente Geschwindigkeit.....	29
7.2.2 Geschwindigkeit oberhalb der Kruste.....	29
7.2.3 Maximale Geschwindigkeit.....	30
7.3 Anfangszustand (w_0 und v_0).....	30
7.4 Endzustand (T_{Ende} und Hub_{max}).....	31
8. Zusammenfassung.....	32
9. Hinweis zur Literatur.....	36

1. Einleitung Teil II

Ziel von Teil II ist eine an der Realität gespiegelten Simulation der Uplift-Dynamik des Mt. Olympos. In Teil I wurde das geologische Umfeld von Zypern mit dem Mt. Olympos als höchste Erhebung und die zur Anwendung kommende Theorie zur diapirischen Uplift-Simulation beschrieben. Basierend auf der "2-dimensionalen viskosen Rayleigh-Taylor Instabilität" (RTI) - beschrieben in TURCOTTE UND SCHUBERT (2014, S. 284ff) - wurden notwendige Ergänzungen bzgl. der Definitionsgrenzen des Modells und Effekte durch submarine / subaerische Erosion in die Theorie integriert werden. Mit Hilfe erster Abschätzungen für einen vom RTI-Modell geforderten Parametersatz - Beginn des diapirischen Aufstiegs, Dichtekontrast, dynamische Viskosität und Auflasthöhe - wurden erste (Pre-) Simulationen durchgeführt und die theoretischen Ergänzungen verifiziert.

Ein wesentliches Ergebnis zeigte einerseits das "Erosionsparadoxon" - Erosion verzögert den diapirischen Aufstieg und vergrößert die maximal erreichbare Höhe - und andererseits den grundsätzlich geringen Einfluss von Erosion auf die Uplift-Dynamik des Diapirs insgesamt, so dass die unsichere Datenlage der Erosionsparameter über die Zeitstrecke der vergangenen rd. 6 Ma nur geringen Einfluss auf das Ergebnis hat.

Im vorliegenden Teil II werden

- die für die Simulation zugrundeliegende Uplift-Story näher betrachtet;
- daraus resultierend Stützwerte für die Simulation mit realistischen Grenzen abgeleitet;
- der physikalisch erwartbare Wertebereich der vier oben genannten Systemparameter auf Basis der in Teil I zunächst grob angegebenen Werte näher eingegrenzt;
- mit Hilfe der Summe der kleinsten Fehlerquadrate zwischen Simulationswerten und den entsprechenden Stützwerten die vier Systemparameter für das wahrscheinlichste Uplift-Szenario ermittelt;

- weiterhin Informationen über abgeleitete Uplift-Parameter gesammelt wie Zeitkonstante, rezente Geschwindigkeit, Dauer des Uplifts bis Stillstand u. ä.;
- zum Schluss die Ergebnisse interpretiert und entsprechende Konsequenzen diskutiert.

Auch für Teil II gilt wieder: 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. Über KI-ermittelte Daten (Gemini, ChatGPT) sind entsprechend gekennzeichnet und kamen ausschließlich nach einer erfolgreichen Plausibilitätsüberprüfung mit Literaturquellen zur Anwendung.

5. Elemente einer Uplift-Simulation

Die Uplift-Simulation erfordert eine Modellbildung. Die theoretischen Grundlagen und zugrundeliegenden Vorstellungen eines Uplifts wurden in den vorhergehenden Kapiteln von Teil I erläutert. Für eine formale Simulation fehlt jedoch ein konkretes Modell mit realistischen Startwerten für die relevanten Parameter und andererseits Stützwerte zur Anpassung einer Simulation an die realen geologischen Vorgänge. Das vorliegende Kapitel stellt die entsprechenden Daten komprimiert zusammen. Es bleibt nicht aus, dass es dabei teilweise zu Wiederholungen aus den letzten Kapiteln kommt, allerdings steht jetzt der Aspekt der Realitätsnähe und einer Bewertung der Werte bzgl. physikalisch sinnvoller Variationsbreiten während der Simulation im Vordergrund. Zuvor wird als Basis zum besseren Verständnis jedoch ein komprimiertes, qualitatives Modell zum Uplift des Troodos und speziell des Mt. Olympos skizziert.

5.1 Uplift-Story

Die "Story" vermittelt die Idee, die hinter der späteren Simulation steht. Ziel ist es dabei, die Dynamik des Diapirs unabhängig von weiteren Einflussgrößen wie z.B. Meeresspiegelschwankungen allein mit Hilfe der die Diapir-Dynamik bestimmenden Parametern Startzeitpunkt T_{start} , Dichtekontrast $\Delta\rho$, Auflasthöhe b und dynamische Viskosität μ zu modellieren. Zuvor müssen folgende Aspekte grundsätzlich bewertet und entsprechend berücksichtigt werden:

1. geeignete Referenz

Neben den tektonischen Vorgängen kam es im zu betrachtenden Zeitraum von rd. 10 Ma vor heute zu erheblichen Klimaveränderungen und Meeresspiegelschwankungen. Die häufig benutzte Referenz "Höhe über Meeresspiegel" wird im Hinblick auf die Qualität der verfügbaren Datenlage bzgl. der Zeitreihen von Meeresspiegelschwankungen kritisch bewertet.

Als geeignetere, stabilere Referenz zur Beschreibung des Uplifts wird daher die kontinuierliche, vertikale Bewegung der ozeanischen Kruste Zyperns herangezogen. Einzelne Relationen wie z.B. Krustenoberfläche vs. Meeresspiegel können punktuell plausibel abgeschätzt werden bzw. sind für die rezente Situation bekannt.

2. Tektonisches Umfeld des Troodos

Bestimmend hierbei sind die beiden Themenfelder

- "Hebungsdynamik des Levantinischen Beckens" und
- "Hebungsdynamik der Insel Zypern ohne Troodos".

Das östliche Levantinische Becken wird im betrachteten Zeitraum als tektonisch stabil angesehen, gemeint ist hierbei das groß-tektonische Umfeld "vor" der Subduktions- bzw. Transformationszone südlich/östlich Zyperns. Für die Entkopplung der Hebung der Insel Zypern (ohne Berücksichtigung des Troodos) gegenüber dem Levantinischen Becken werden als dominant wirkende, folgende Ursachen gesehen:

- Aufschiebung im Zusammenhang mit der Supra-Subduktionszone südlich vor Zypern, was auch zu der rezent beobachtbaren Verkippung des südlichen Teils der Insel führte. Als eine häufig benannte Ursache für die Hebung Zyperns wird das Abtauchen des auf der Afrikanischen Platte aufsitzenden Eratosthenes Seamounts benannt, der unter die Eurasische Platte abtaucht (s. Abb. 2.1) und somit eine Hebung Zyperns auslösen soll. Dieser war aber in den letzten Ma zu weit von Zypern entfernt und wird erst rezent bzw. in Zukunft bei einer Fortsetzung der Norddrift der Afrikanischen Platte eine entsprechende Wirkung entfalten. Ein entsprechender Einfluss wird daher bei den hiesigen Betrachtungen nicht berücksichtigt.

5. Elemente einer Uplift-Simulation

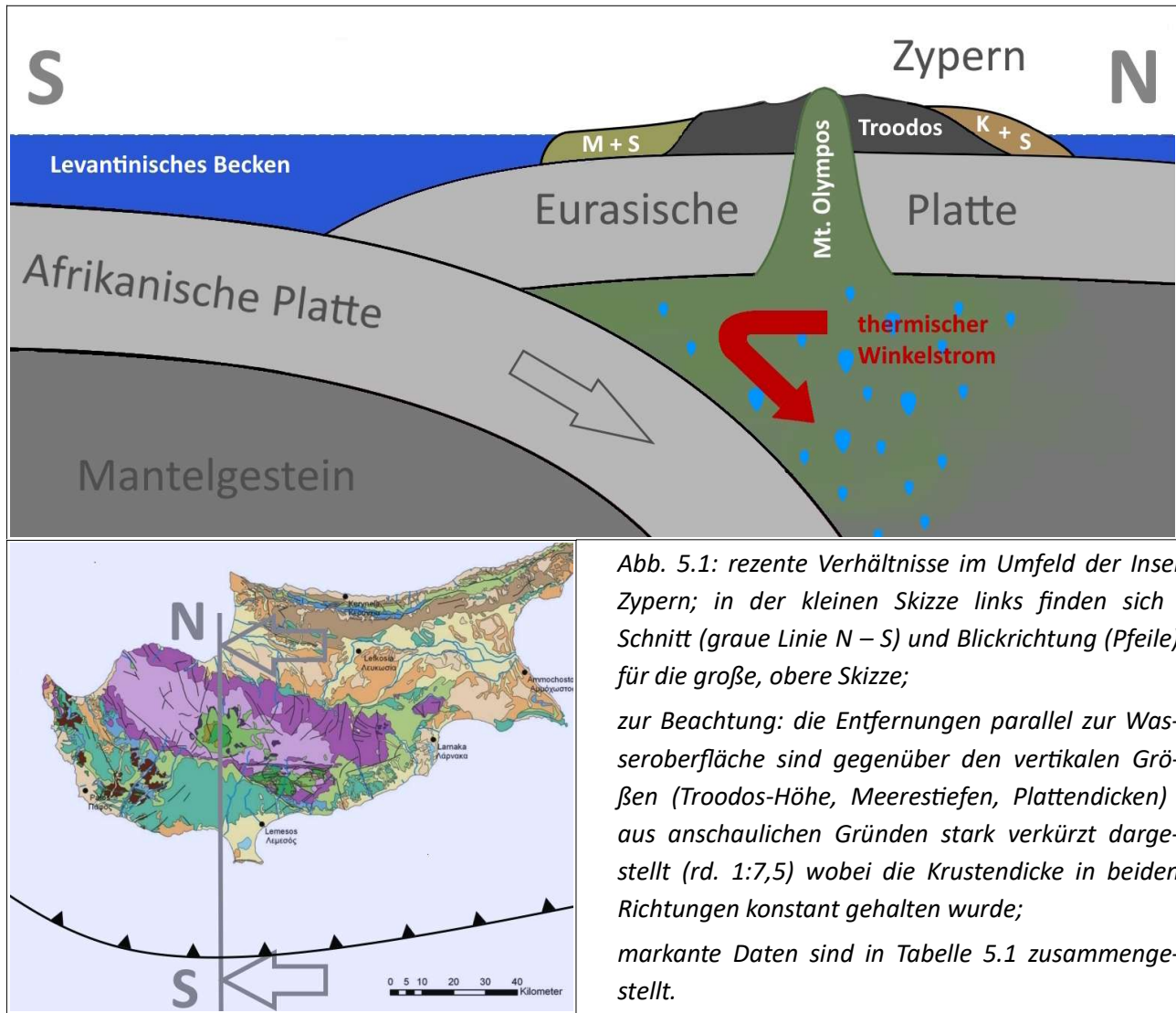


Abb. 5.1: rezente Verhältnisse im Umfeld der Insel Zypern; in der kleinen Skizze links finden sich Schnitt (graue Linie N – S) und Blickrichtung (Pfeile) für die große, obere Skizze;

zur Beachtung: die Entfernungen parallel zur Wasseroberfläche sind gegenüber den vertikalen Größen (Troodos-Höhe, Meerestiefen, Plattendicken) aus anschaulichen Gründen stark verkürzt dargestellt (rd. 1:7,5) wobei die Krustendicke in beiden Richtungen konstant gehalten wurde; markante Daten sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

- Die exponierte Lage Zyperns direkt an der "Knickstelle" des Zypernbogens am Übergang von Subduktions- zu Transformstörung ist prädestiniert für das Vorhandensein von Schwächezonen in der Kruste, was einen diapirischen Uplift fördert bzw. erst ermöglicht.
- Eine Hebung der Insel durch Volumenexpansion von Mantelgestein aufgrund von Serpentinisierungsreaktionen unterhalb der Insel, was besonders auf den Troodos aber auch auf die komplette Insel gewirkt haben dürfte.

Insgesamt wird die Hebungsdynamik der lokalen ozeanischen Kruste gegenüber dem Levantinischen

Becken als Maß für die summarische Hebungs-Dynamik Zyperns (ohne Troodos) interpretiert. Der Uplift des Troodos setzt dabei auf der sich hebenden ozeanischen Kruste Zyperns auf.

3. Hebungsdynamik des Troodos

Im Bezug zur ozeanischen Kruste Zyperns wird die entkoppelte Hebung des Troodos durch Diapirismus in Verbindung mit Erosion getrieben. Weiterhin wird entsprechend einschlägiger Literaturwerte davon ausgegangen, dass der Uplift durch ein tektonisches Ereignis wahrscheinlich im Zusammenhang mit der Messinischen Salinitätskrise vor rd. 6 Ma ausgelöst wurde und von da an unumkehrbar und kontinuierlich ablief.

5. Elemente einer Uplift-Simulation

Abbildung 5.1 (oben) skizziert die rezente Situation des Troodos und speziell des Mt. Olympos im beschriebenen, geologischen Umfeld. Relevante Daten basieren auf den Ergebnissen der letzten Kapitel bzw. aktuellen Entfernungsdaten, diese finden sich in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Anhand dieser Darstellung soll die "Story" über den Uplift kurz am Beispiel des Mt. Olympos erläutert werden:

- die Afrikanische Platte taucht auf ihrer Norddrift unter die Eurasische Platte;
- die abtauchende Platte setzt dabei unter hohem mechanischen Druck darin enthaltenes Wasser (blau) frei;
- durch das so eingebrachte Wasser in Verbindung mit der durch den thermischen Winkelstrom (rot) bedingten erhöhten Temperatur wird das Mantelmaterial (dunkelgrau) der hangenden Platte im Mantelkeil metamorphos erheblich überprägt (grün);
- aufgrund eines Initialereignisses zur tektonisch sehr aktiven Zeit während der Messinischen Krise erfolgt der Durchbruch von serpentinisiertem Mantelmaterial in die Kruste;
- der Dichtekontrast zwischen dem serpentinisiertem Mantelmaterial im Mantelkeil und der darüber liegenden Kruste der Eurasischen Platte führt zum unaufhaltsamen Uplift von serpentinisiertem Mantelmaterial des Mt. Olympos;
- infolge des Kompressionsdrucks durch die untertauchende Afrikanische Platte und des "aufquellenden", unterliegenden Mantelmaterials wurde die Eurasische (Anatolische) Platte zusammen mit Zypern und dem Mt. Olympos kontinuierlich angehoben, die ozeanische Kruste liegt rezent partiell oberhalb des Meeresspiegels.

Bemerkung: die Kruste im östlichen Levantinischen Becken ist sehr alt und trocken. Damit ist diese Subduktionszone nicht mit Subduktionszonen vergleich-

bar, die vulkanisch Inselbögen hervorbringen. Ausgeprägter Vulkanismus ist im Bereich des Troodos daher nicht zu erwarten.

Horizontale Entfernungen	
Tiefseeegraben - Küste	≈ 40 km
Tiefseeegraben - Mt. Olympos	≈ 71 km
Breite Zyperns im Schnitt	≈ 154 km
Mächtigkeiten/Höhen	
Tiefe östliches Levantinisches Becken	3.000 -3.500 m
Zypern ohne Troodos	300 ± 200 m ü.M.
Höhe Mt. Olympos	1.952 m ü.M.
Mächtigkeit Afrikanische Kruste	6 km
Mächtigkeit Eurasische Kruste	6 km

Tabelle 5.1: rezente Verhältnisse im Umfeld des Troodos.

5.2 Uplift-Parameter

Die zu betrachtende Uplift-Dynamik des Troodos/Mt. Olympos bzgl. des Levantinischen Beckens setzt sich zusammen aus:

$$\begin{aligned} \text{Uplift-Dynamik Troodos/Mt. Olympos} = & \\ & \text{Diapirischer Uplift (Kap. 3)} \\ & + \text{Hebungsdynamik Zyperns (Kap. 2.5.3)} \\ & - \text{Erosion (Kap. 4)} \end{aligned}$$

Der Diapirische Uplift wird mit Hilfe der Theorie aus Teil I modelliert, die Parameter für die Hebungsdynamik Zyperns und das Erosionsgeschehen wurden in den vorherigen Kapiteln von Teil I ermittelt und liegen damit fest.

Zur Modellierung des Uplifts werden Startwerte benötigt, die entsprechend während der Anpassung an das Gesamtgeschehens in noch zu bestimmenden, physikalisch sinnvollen Grenzen variiert werden

5. Elemente einer Uplift-Simulation

dürfen. Weiterhin müssen zur Anpassung an das Gesamtgeschehen sinnvolle Stützwerte beschafft werden, die möglichst gut durch eine anschließende Simulation getroffen werden sollen. Zum Abschluss wird die Qualität der Ergebnisse einer optimalen Simulation anhand von Literaturstellen bewertet.

5.2.1 Startwerte

Im Folgenden werden die notwendigen Startwerte begründet. Idealerweise sollten die Startwerte möglichst nahe an den zu erwartenden finalen Werten liegen, um eine stabile Simulation zu gewährleisten. Praktisch bedeutet dies eine Einschätzung, welche Parameter bei der Iteration wie stark und in welche Richtung sie physikalisch sinnvoll variiert werden sollten. Ausgangspunkt für diese Überlegungen sind die in den letzten Kapitel ermittelten Daten.

Auflasthöhe b_{Start}

Die erheblichen Diskrepanzen in der Literatur zum Wert für die Auflasthöhe b wurden bereits in Kap. "3.1.2.2 Auflasthöhe b " angesprochen. Wegen der massiven Unterschiede ($b = 4$ km vs. 6 km) wird das Thema an dieser Stelle nur kurz angerissen, zumal die Auflasthöhe bei den späteren Simulationen eine mit Abstand dominante Rolle spielt und daher an geeigneter Stelle noch ausführlicher behandelt wird.

Die Aussage über die Mächtigkeit der ozeanischen Kruste unterhalb des Troodos von $b = 4$ km stützt sich u. a. auf Ergebnisse einer Tiefenbohrung ("CY-4") in der Nähe des Dorfes Palaichori im Troodos (~930 m ü.M.), rd. 20 km östlich des Mt. Olympos. Die Ergebnisse dieser Bohrung wurden 1989 in "Cyprus Crustal Study Project CY-4", GIBSON I. L. (ED.), MALPAS J. (ED.), ROBINSON P. T. (ED.), XENOPHONTOS C. (ED.) (1989)" veröffentlicht. Mit einer Gesamttiefe unter der Oberfläche von 2.263 m durchteufte CY-4 typische Lagen von Gesteinen ozeanischer Kruste, erreichte aber keine tektonisierten Obermantel-Peridotite (MALPAS ET AL., 1989, S. 194, 381ff). Angaben ebenda nennen eine vermutete petrologische Moho bei 4.000 m. Die bis zur maximal erreichten Teufe von 2.263 m (ohne Winkelkorrektur) erzielten Er-

gebnisse zeigten aber u. a. die Stratigraphie einer durchschnittlichen ozeanischen Kruste.

In TROODOS DEVELOPMENT COMPANY/TROODOS GEOPARK (2013): Ecotourism Guide of Troodos Geopark, S. 65) findet sich eine zitierte Darstellung, aus der eine Krustendicke von rd. 6.1 km hervorgeht, die ebenfalls mit der Standardstruktur für ozeanische Krusten korrespondiert.

Schlussfolgerung: an dieser Stelle lassen sich die geschilderten Diskrepanzen noch nicht ausräumen. Daher wird festgelegt:

Auflasthöhe $b_{\text{Start}} = 6$ km mit möglich geringeren Werten bis minimal 4 km

Dichtekontrast $\Delta\rho_{\text{Start}}$

Im Zusammenhang mit der Diskussion über den Geometrieterm $C(b/\lambda)$ in Kapitel 3.1.2.1 wurde der Dichtekontrast $\Delta\rho_0 = (\rho_{\text{high}} - \rho_{\text{low}})$ zu $0,3 \text{ g/cm}^3$ bestimmt. Was noch fehlt ist eine Abschätzung für die mögliche Entwicklung dieses Wertes während der Simulation für den Uplift. Die größte Unsicherheit besteht in der Dichte der serpentinisierten ρ_{low} -Schicht. Je nach Ausprägung der Serpentinisierung erhöht sich ρ_{low} , eine Variation der Auflast kann aber massiv ρ_{high} erniedrigen, so dass Variationen des Dichtekontrasts in beiden Richtungen aber vornehmlich zu niedrigeren Werten hin möglich sind. Daher folgende Festlegung:

Dichtekontrast $\Delta\rho_{\text{Start}} = (\rho_{\text{high}} - \rho_{\text{low}}) = 0,3 \text{ g/cm}^3$ Bereich: $0,1 \dots 0,4 \text{ g/cm}^3$

Dynamische Viskosität μ_{Start}

Für diesen Parameter lassen sich keine exakten Werte in der Literatur finden, außer Aussagen wie "typisch $10^{19} - 10^{21} \text{ kg/(m s)}$ ", zumal der RTI-Formalismus einen Summenwert fordert. Wegen der massiven tektonischen Überprägung der beteiligten Schichten wird als Startwert 10^{20} kg/(m s) mit Tendenz zu niedrigeren Werten festgelegt.

Dynamische Viskosität $\mu_{\text{Start}} = 10^{20} \text{ kg/(m s)}$ mit Tendenz zu niedrigeren Werten (min. 10^{19} kg/(m s))

5. Elemente einer Uplift-Simulation

5.2.2 Stützwerte

Die Stützwerte repräsentieren zeitlich markante Wertepaare während des Uplifts für z.B. Uplift-Höhen oder entsprechende Geschwindigkeiten, sie müssen bei einer erfolgreichen Simulation hinreichend erklärt werden. Während einer iterativen Simulation dienen die Abstände zu den Stützwerten zur Variation der Simulationsparameter (s. Kapitel 5.2.1), so dass die Summe der Abstände der Stützwerte zum entsprechenden Simulationsergebnis minimal werden. Im Minimum der Summe der Quadrate dieser Abstände wird die Iteration beendet ("Summe der kleinsten Fehlerquadrate"). Da sowohl die Stützwerte als auch die Startwerte fehlerbehaftet sind, lautet die summarische Bewertung nach einer erfolgreichen Simulation aber lediglich: so könnte es mit hoher Wahrscheinlichkeit gewesen sein.

Beginn des Uplifts T_{Start}

In der Literatur wird sehr diffus über frühe Phasen der Troodos-Hebung geschrieben. So findet sich z.B. beim GSD (TROODOS DEVELOPMENT COMPANY/TROODOS GEOPARK (2013)), dass der Troodos schon vor 92 Ma in einer "Urversion" auf dem Boden der Tethys angelegt wurde. Neuere Arbeiten gehen von deutlich späteren Startzeitpunkten aus. MORAG N., HAVIV I., KATZIR Y. (2016) legen den Beginn der schnellen Exhumierung auf 6 ± 2 Ma vor heute. Eine Simulation von SCHUTTE, D (2024) unterteilt die Hebung des Troodos in mehreren Phasen mit moderatem Beginn vor 9 Ma vor heute. Folgende Festlegung:

$T_{\text{Start}} = 6 \pm 2$ Ma (entspricht auch Startwert)

Durchstoß durch den Ozeanboden T_{Ozean}

Der Zeitpunkt des Durchstichs wird aus dem zeitlichen Einsatz von marinen Sedimenten im Umfeld des Troodos bestimmt. In KINNAIRD (2011) findet sich dazu, dass flachmarine Fächerdeltas im Mesaoria-Becken auf ein Alter von 2,58–1,95 Ma zusammen mit einem Übergang zur Ablagerung von flachmarinen bioklastischen Karbonaten vor 2,58–1,07 Ma im nördlichen Teil des Mesaoria-Beckens festgestellt wurden. Weiterhin akkumulierten im Pissouri-Be-

cken die jüngsten tiefmarinen Fazies im Oberpliozän zwischen 3,04 und 2,58 Ma vor heute. Der zeitliche Durchstich durch den Ozeanboden lässt sich entsprechend festlegen zu:

$T_{\text{Ozean}} = 3,04 - 2,58$ Ma vor heute

Durchstoß durch die Meeresoberfläche T_{Luft}

Diese markante Zeitmarke wird mit Hilfe des ersten Auftretens von nicht marinen Sedimenten im Circum Troodos bestimmt. KINNAIRD (2011) liefert auch hierzu die entsprechenden Daten. Nicht-marine Sedimente im Mesaoria- und Pissouri-Becken und anderswo belegen durch nicht-marine deltatische und fluviatile Fazies, durchsetzt mit Paläoböden einen entsprechenden zeitlichen Einsatz vor etwa 1,77–0,78 Mio. Jahren. Im Pissouri-Becken akkumulierten nach der Ablagerung der Fächerdeltas nicht-marine Fazies, einschließlich fluviatiler Kiese, Äolianite und Paläoböden vor etwa 1,77 Mio. Jahren bis heute. Damit:

$T_{\text{Luft}} = 1,77$ Ma vor heute

Rezente Höhe Mt. Olympos

$T_{\text{heute}}: 1.952$ m über Meeresoberfläche

5.3 Hebedynamik Zyperns

Epoche	Zeitbereich[Ma]		Heberate [mm/a]
	Start	Ende	
Spätes Miozän (Messin. Krise)	12	8	0,03
	8	5,96	0,15
	5,96	5,33	0,35
Pliozän	5,33	2,58	0,3
Frühes Pleistozän	2,58	1	0,35
Mittleres - Spätes Pleistozän	1	0,0117	0,45
Holozän	0,0117	0	0,5

Tabelle 5.2: Heberaten Zyperns ohne Troodos bzgl. des Levantinischen Beckens

5. Elemente einer Uplift-Simulation

Die Hebungsdynamik Zyperns ohne Troodos wurde in Kap. 2.5.3 ausführlich diskutiert. In Tabelle 5.2 sind die relevanten Heberaten zusammengestellt. Der Beginn der Entkopplung vom Levantinischen Becken wird zwischen 12 - 10 Ma vor heute gesehen, daher gibt es zum Beginn der erwarteten Hebung des Troodos vor rd. 6 ± 2 Ma schon einen Offset. Zum frühesten Startzeitpunkt vor 8 Ma beträgt dieser 90 ± 30 m.

5.4 Erosionseffekte

Zur Anwendung kommt das in Kapitel 4 beschriebene, einparametrische Lineare Erosionsmodell, differenziert nach submariner und subaerischer Erosion:

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

Zeitbereich[Ma]			Erosionsrate [mm/a]	
Epoche	Start	Ende	submarin	subaerisch
Pliozän	5,33	2,58	0,045	0,125
Pleistozän	2,58	0,01	0,11	0,3
Holozän	0,0117	0	0,175	0,6

Tabelle 5.3: konstante Erosionsraten E_{konst} [mm/a]

5.5 Weitere Annahmen zum diapirischen Uplift

Offset durch Hebung Zyperns

Das Simulationsprogramm startet bei 8 Ma vor heute. Wie weiter oben angedeutet, hat die Hebung Zyperns schon vor diesem Zeitpunkt begonnen. Daher wird ein Offset der Hebung Zyperns von 90 m bis 8 Ma vor heute angenommen.

Die Hebungsdynamik Zyperns wird bei jedem Iterationsschritt berücksichtigt, da die absolute Höhe des Diapirs bzgl. der Krusten- und Wasseroberfläche die Wahl des Erosionsparameters E_{konst} für submarine bzw. subaerische Erosion bestimmt.

Geometrieterm/minimale Zeitkonstanten

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

Zur Erinnerung an Gleichung 3.8: die Festlegung schon für die Pre-Simulation, dass der Uplift durch die kürzeste Zeitkonstante erfolgt, wird aufrechterhalten. Damit kommt Gl. 3.8 zur Anwendung. Durch diese Annahme fällt die Wellenlänge λ der Grenzflächenverzerrung als freier Parameter weg (s. Kap. 3.1.1).

Hinweis zu Uplift-Geschwindigkeiten

Es existieren Literaturangaben lediglich über rezente Uplift-Geschwindigkeiten und basierend auf thermochronologischen/exhumationsbasierten Untersuchungen Angaben bezüglich mittlerer, postpliozäner Hebungsraten. Diese Geschwindigkeiten werden zwar während der Simulation mitgeschrieben, die Funktion von Stützwerten haben sie aber nicht, da die Toleranzbereiche extrem groß sind und damit keine beziehungsweise nur geringe Auswirkung auf die Parametervariation haben. Eine Diskussion über Uplift-Geschwindigkeiten erfolgt an geeigneter Stelle.

6. Simulation

Die folgende Uplift-Simulation für den Mt. Olympos erfolgt mit Hilfe punktueller Anpassung der Höhendynamik an aus der Literatur verfügbaren Stützwerten (s. Kap. 5) durch Variation der Parameter Uplift-Beginn T_{start} , Dichtekontrast $\Delta\rho$, dynamische Viskosität μ und Auflasthöhe b . Ein Best Fit ergibt sich, wenn die Summe der Fehlerquadrate zwischen den n Stützwerten und den entsprechenden, simulierten Werten minimal wird:

$$\sum^n (S(t_n) - h(t_n))^2 = \text{Min} \quad (6.1)$$

mit $S(t_n)$: n -ter Stützwert für $x = 0$ und $t = t_n$

$h(t_n)$: Hub aus Simulation bei $x = 0$ und $t = t_n$

Zum besseren Verständnis der weiteren Vorgehensweise findet sich in Abbildung 6.1 eine Skizze, die die grundsätzlich benötigten Zusammenhänge noch einmal näher beleuchtet:

- rd. 11 Ma vor heute entkoppelte Zypern vom zeitlich als stabil angesehenen östlichen Levantinischen Becken und steigt aufgrund der Kompression zwischen der Afrikanischen und der Eurasischen (Anatolischen) Platte kontinuierlich auf;
- bei T_{start} vor rd. 6 Ma beginnt aufgrund des Dichtekontrasts zwischen Mantel- und Krust-

tenmaterial der diapirische Aufstieg des Troodos in die ozeanische Kruste Zyperns;

- vor rd. 2,8 Ma vor heute wird bei T_{Ozean} der Meeresboden durchstoßen, ab diesem Zeitpunkt beginnt die submarine Erosion zu wirken;
- vor rd. 1,8 Ma wird die Meeresoberfläche erreicht, die Erosion verstärkt sich erheblich;
- bei T_{Ende} kommt der Uplift zum Stillstand, dieser Zeitpunkt liegt nach heutigen Erkenntnissen in der Zukunft.

Insgesamt müssen im Simulationsprogramm neben dem Formalismus über die Uplift-Dynamik des Troodos - speziell bezogen auf den Mt. Olympos - zusätzlich einerseits der kontinuierliche Uplift der zypriotischen Kruste und andererseits die zu den Stützpunkten T_{Ozean} und T_{Luft} vorliegenden Meeresspiegel berücksichtigt werden, da dann Erosion einsetzt bzw. sich der entsprechende Parameter u. U. drastisch ändert.

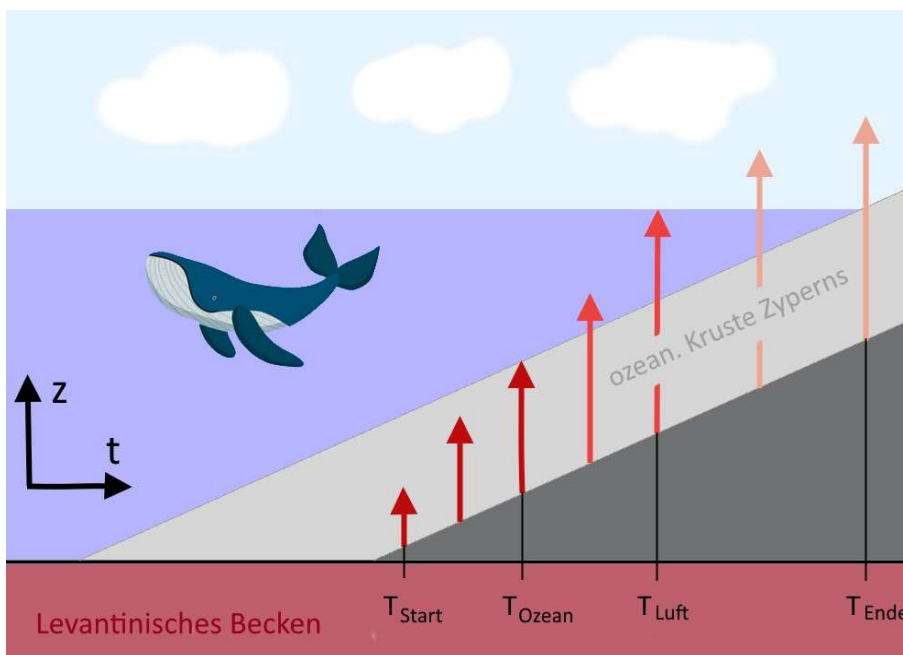


Abbildung 6.1: schematische Weg-Zeit-Darstellung der Uplift-Dynamik des Systems Zypern/Troodos, wobei die Meeresoberfläche vereinfachend als zeitlich konstant dargestellt wird;

weitere Erklärungen s. Text; die roten Pfeile bedeuten die Höhen z des Ophiolithen zu den jeweiligen Zeitpunkten; Referenz sei das als zeitlich konstant betrachtete östliche Levantinische Becken (dunkelrot);

6.1 Normalisierung der Stützwerte

Die in Kapitel 5.2.2 aus der Literatur zusammengetragenen Stützwerte für die Simulation liefern ausschließlich Zeitangaben für markante Ereignisse im "Leben" des Diapirs wie das Erreichen des Ozeanbodens oder das Auftauchen aus dem Ozean. Dazugehörige Höhenangaben für den Diapir selbst fehlen. Für eine Simulation der Uplift-Dynamik durch Anpassung an Stützwerte ist die Kenntnis der Zeitmarken mit dem Wert für den dazugehörigen, reinen Diapir-Hub unabdingbar, diese müssen vor Beginn nun als letzter Schritt vor Beginn der Simulation bestimmt werden.

Zu beachten ist ferner, dass die genannten Daten aus der Literatur sich auf das Gesamtsystem beziehen, bestehend aus den zeitabhängigen Einflussgrößen Hub der Insel Zypern, Variation des Meeresspiegels und der Dynamik des Diapirs selbst. Ziel der Simulation ist die Darstellung der Uplift-Dynamik des Diapirs allein mit Hilfe einer möglichst genauen Anpassung an die Stützwerte durch Variation der Dia-

pir-Parameter Startzeitpunkt, Dichtekontrast, Viskosität und dynamische Viskosität. Daher müssen die auf das Gesamtsystem bezogenen Stützwerte auf den reinen diapirischen Uplift zurückgeführt werden. D.h.: der Einfluss von diapirunabhängigen Größen wie Meeresspiegelschwankungen oder der Hub der Insel Zypern selbst müssen für jeden Stützwert herausgerechnet werden. Einzige, "inherente" Größe stellt die Erosion dar, bedingt durch den direkten Einfluss auf die Diapir-Dynamik. Zur Verdeutlichung der Zusammenhänge dient die Abbildung 6.2. Es muß an dieser Stelle noch einmal betont werden, dass alle Rechnungen bzgl. der als stabil angesehenen Referenz "östliches Levantinisches Becken" erfolgen.

Folgende Zusammenhänge ergeben sich an den Zeitmarken der Stützstellen für den Hub des Diapirs, wobei der Begriff h_{Diapir} den isolierten, allein auf den Diapir bezogenen Hub meint:

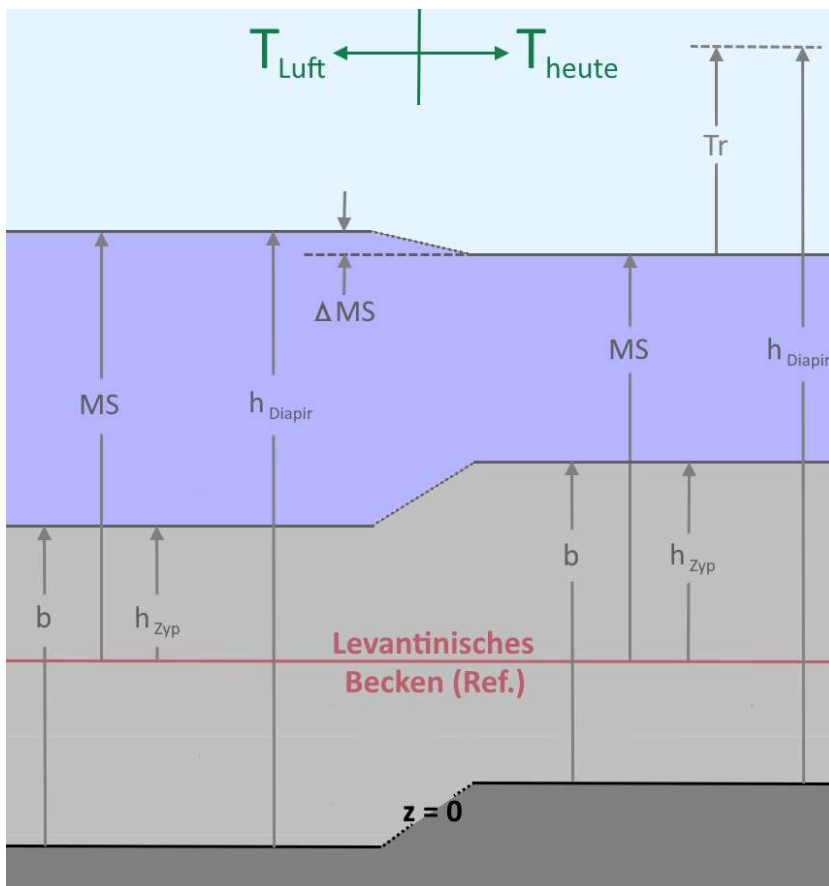


Abbildung 6.2: Verhältnisse für die markanten Zeitpunkte T_{Luft} (links) und T_{heute} (rechts);

Farbgebung:

- dunkelgrau: Mantelgestein Zyperns
- hellgrau: Kruste Zyperns
- dunkelblau: Ozean
- hellblau: Atmosphäre

die Linie „ $z = 0$ “ trennt die zypriotische Kruste vom Mantelgestein, hier startet der Diapir;

Abkürzungen:

- b : Mächtigkeit der Kruste Zyperns
- MS : Meerestiefe bzgl. Referenz
- Tr : Höhe des Mt. Olympos ü.M.
- h_{Zyp} : Hub Zyperns bzgl. Referenz
- h_{Diapir} : Diapir-Hub

die Linie „Levantinisches Becken“ bedeutet die Referenzhöhe für den Hub Zyperns h_{Zyp} und die Meerestiefe MS .

6. Simulation

$$T_{\text{Start}}: \quad h_{\text{Diapir}}(T_{\text{Start}}-\epsilon) = 0 \quad \text{mit } \epsilon \rightarrow 0$$

$$h_{\text{Diapir}}(T_{\text{Start}}+\epsilon) = w_0 \quad \text{mit } \epsilon \rightarrow 0$$

dieser Stützwert bestimmt den Sprungzeitpunkt für die Heaviside-Funktion $\Theta(T_{\text{Start}})$, zu der der initiale Hub w_0 erfolgt, er wirkt ausschließlich auf den Diapir;

$$T_{\text{Ocean}}: \quad h_{\text{Diapir}}(T_{\text{Ocean}}) = b$$

der Diapir befindet sich noch in der Kruste, hier gilt das Gleiche wie bei T_{Start} : es gibt keine Koppelung mit externen Einflussgrößen wie den Hub Zyperns (h_{Zyp}) oder Variation der Meerestiefe (MS);

$$T_{\text{Luft}}: \quad h_{\text{Diapir}}(T_{\text{Luft}}) = b + [MS(T_{\text{Luft}}) - h_{\text{Zyp}}(T_{\text{Luft}})]$$

wobei der Klammerausdruck die vom Diapir zu überwindende Wassersäule bis zur Ozeanoberfläche darstellt;

$$T_{\text{heute}}: \quad h_{\text{Diapir}}(T_{\text{heute}}) = b + [MS(T_{\text{heute}}) - h_{\text{Zyp}}(T_{\text{heute}})] + Tr(T_{\text{heute}})$$

zusätzlich zu der Wassersäule analog dem Stützwert für T_{Luft} muss der Diapir die heutige Höhe des Mt. Olympos bzgl. der Ozeanoberfläche (1.952 m) überwinden.

Mittlere Geschwindigkeit \bar{v} außerhalb der Kruste

Auf Basis von Tabelle 6.1 kann eine mittlere integrale Uplift-Geschwindigkeit \bar{v} außerhalb der Kruste ($\text{Hub} \equiv h_{\text{frei}}$) hergeleitet werden. Ausgehend von der obigen Gleichung für den Hub des Mt. Olympos

$$T_{\text{heute}}: \quad h_{\text{Diapir}}(T_{\text{heute}}) = b + [MS(T_{\text{heute}}) - h_{\text{Zyp}}(T_{\text{heute}})] + Tr(T_{\text{heute}})$$

ergibt sich eine Hebung des Diapirs außerhalb der ozeanischen Kruste ab T_{Ocean} zu

$$h_{\text{frei}} = h_{\text{Diapir}}(T_{\text{heute}}) - b = MS(T_{\text{heute}}) - h_{\text{Zyp}}(T_{\text{heute}}) + Tr(T_{\text{heute}})$$

$$\text{und } h_{\text{frei}} = \int_{t=T_{\text{Ocean}}}^{t=0} h(t)_{\text{Diapir}} dt$$

mit

$$Tr(T_{\text{heute}}) = 1.952 \text{ m}$$

$$MS(T_{\text{heute}}) = 3.250 \pm 250 \text{ m}$$

$$h_{\text{Zyp}}(T_{\text{heute}}) = 2.486 \text{ m}$$

$$\Rightarrow h_{\text{frei}} = 2.716 \pm 250 \text{ m}$$

für $T_{\text{Ocean}} = 2,81 \text{ Ma}$ bis heute

Zeitmarken	T_{Start}	T_{Ocean}	T_{Luft}	T_{heute}
Zeitbereich [Ma vor heute]	6 ± 2	3,04...2,58	1,77	0
Hub formal	$w_0 \Theta(t)$	b	$b + MS - h_{\text{Zyp}}$	$b + MS - h_{\text{Zyp}} + Tr$
rel. Meeresspiegel [m ggü. heute]	-	-	$\approx -130 \dots +20 \text{ m}$	0
Hub [m]	k. A.	b	$b - h_{\text{Zyp}} + 3.195 \pm 325$	$b - h_{\text{Zyp}} + 5.202 \pm 250$

Tabelle 6.1: Normalisierung der Stützwerte entsprechend „Kapitel 5.2.2 Stützwerte“; als Referenz für Hub und Geschwindigkeit dient das als zeitlich stabil angesehene östliche Levantinische Becken, für dessen heutige Meerestiefe wird ein Wert von 3 000-3 500 m -> $3250 \pm 250 \text{ m}$ angenommen;

k. A.: keine konkrete Aussage möglich;

$\Theta(t)$: Sprungfunktion (Heaviside-Funktion);

b: Krustendicke (variabler Anpassungsparameter);

MS: Meeresspiegel zur Zeitmarke ggü. Referenz;

h_{Zyp} : Hebung zyprischer Kruste ggü Referenz (1.412 m [T_{Ocean}], 1.739 m [T_{Luft}], 2.486 m [T_{heute}]);

Tr: rezente Höhe Mt. Olympos über h.eutigem Meeresspiegel $Tr = 1.952 \text{ m}$.

6. Simulation

=> $\bar{v} = 2.716 \text{ m} : 2,81 \text{ Ma} = 0,967 \text{ mm/a}$
untere Toleranzgrenze: $\bar{v}_- = 0,877 \text{ mm/a}$
obere Toleranzgrenze: $\bar{v}_+ = 1,056 \text{ mm/a}$

An dieser Stelle sei noch einmal auf die grundsätzliche Problematik bzgl. Uplift-Raten angebracht. Da Geschwindigkeiten einen differenzierenden Charakter besitzen, können sie punktuell erheblichen Schwankungen unterliegen. So kann z. B. kein konsistenter Wert für die rezente Uplift-Geschwindigkeit für den Mt. Olympos allein ermittelt werden. Bei integralen Geschwindigkeitsangaben tritt meistens das Problem der fehlenden genauen Angaben über die inhärent enthaltenen Effekte auf, so z.B.: sind die Hebungsraten von Zypern selbst berücksichtigt und wenn ja mit welchem zeitlichen Raster? Aus diesem Grund wurden keine Stützwerte für Uplift-Geschwindigkeiten generiert, die Unsicherheiten erscheinen zu groß.

In der Literatur wird häufig ein integraler Wert für den Troodos in den zurückliegenden 2,588 Ma von rd. 0.86–1.0 mm/a auf Basis von exhumationsbasierten Untersuchungen zitiert. Dieser Wert kann lediglich einen Hinweis über die Größenordnung liefern, als Stützwert ist er aus den genannten Gründen unbrauchbar.

Weiterhin wurde nur eine Integrationszeit von 2,588 Ma bis heute gegenüber dem oben hergeleiteten Wert ab 2,81 Ma bis heute zugrunde gelegt, was eher zu einer Unterschätzung des Literaturwertes führt, da die Geschwindigkeiten in der Nähe des Durchbruchs durch den Ozeanboden (2,81 Ma) systembedingt am größten sind und entsprechend einen hohen Beitrag bei der integralen Betrachtung liefert.

Aufgrund der Systemkonformität und den genannten Gründen wird daher bei den folgenden Betrachtungen und Interpretationen der weiter oben hergeleitete Wert $\bar{v} = 0,967 \pm 0,09 \text{ mm/a}$ für die letzten 2,81 Ma bis heute verwendet.

6.2 Best Fit

Das Ziel dieses Kapitels ist die Bestimmung der die Uplift-Dynamik bestimmenden Parameterwerte und deren Toleranzen. Die dazu notwendigen Simulationen wurden einzig mit Hilfe der Stützwerte ausschließlich für den reinen Diapir-Hub vorgenommen, alle anderen Effekte wurden entsprechend herausgerechnet (s. "Kap. 6.1 Normalisierung der Stützwerte").

Alle Simulationen erfolgten unter folgenden Rahmenbedingungen:

- zur Anwendung kam eine 1-Parametervariation: jeder Parameter wurde solange variiert, bis keine Verbesserung mehr in der Summe der Fehlerquadrate bzgl. der Stützwerte erzielt werden konnte, danach wurde der nächste Parameter variiert; waren alle Parameter derart bearbeitet, begann der Zyklus wieder von vorne;
- die Variation der Parameter erfolgte im physikalisch relevanten Rahmen (s. Tabelle 6.2);
- Abbruchkriterien: die Variation der Parameter erfolgte bis auf die 3. Stelle hinter dem Komma genau, die Simulation wurde abgebrochen, sobald keine Verbesserung mehr in der Summe der Fehlerquadrate erreicht werden konnte;
- eine Besonderheit stellte der Parameter Auflasthöhe b dar; eine entsprechende Variation verändert sofort alle Stützwerte, da in ihrem Wert die Auflasthöhe b inhärent enthalten ist (s. Tabelle 6.1); d.h.: bei einer noch so geringen Änderung dieses Wertes sind alle anderen, vorher optimierten Parameterwerte hinfällig; daher wurden alle Simulationen bei festgehaltenem b -Wert ausschließlich mit den verbliebenen Parametern Startzeitpunkt des Diapirs, Dichtekontrast und der dynamischen Viskosität durchgeführt.

6. Simulation

6.2.1 Auflasthöhe b

Wie beschrieben nimmt die Auflasthöhe b eine Sonderstellung unter den zu bestimmenden Parametern ein. Zunächst muss daher deren physikalisch realistischer Bereich bestimmt werden. Mit dessen Kenntnis können dann im nächsten Schritt die anderen Parameter und deren Toleranzbereiche (Dichtekontrast; dynamische Viskosität; Startzeitpunkt des Diapirs) bestimmt werden.

6.2.1.1 Minimale Auflasthöhe b_{\min}

Die Auflasthöhe b ist eine dominante Einflussgröße für die maximal erreichbare Diapirhöhe. Mit Hilfe von Formel 3.34a lässt sich die minimale Auflasthöhe b_{\min} zum Erreichen der rezenten Höhe des Mt. Olympos abschätzen:

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

Die zu überwindende Höhe ab Ozeanboden ergibt sich für das verwendete Modell aus Tabelle 6.1 zu:

$$H_{\text{ab Ozeanboden}} = \text{Meeresspiegel (MS)} + \text{Troodoshöhe (Tr)- Hub Zypern (} h_{\text{zyp}} \text{)} = 2,716 \text{ km}$$

Damit errechnet sich formal ein Mindestwert für die Auflasthöhe bei Betrachtung der Mittelwerte zu $b_{\min} = 4,19 \text{ km}$ ("formales b_{\min} " in Abbildung 6.3).

Zur Information ist der in der Veröffentlichung zur Hole CY-4-Bohrung (GIBSON 1989) genannte Wert für

die reale Auflasthöhe $b = 4 \text{ km}$ in Abbildung 6.3 schwarz gestrichelt eingetragen.

Wird der Nulldurchgang der Summe der Fehlerquadrate betrachtet (rot), so erhält man den in Abb. 6.3 bezeichneten Wert "iteratives b_{\min} " von $b_{\min} \approx 3,9 \text{ km}$. Die Interpolation auf die Summe $\Delta Q^2 = 0$ bedeutet die optimale Anpassung der Upliftkurve an die Stützwerte, ab dem die benötigte Höhe bei $t = 0$ gerade noch erreicht werden kann. Es muss an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass dieser Auflastwert nicht den gesuchten tatsächlichen b_{\min} -Wert darstellt, sondern allein durch die formale Simulationsstrategie erzeugt wird. Der ebenfalls eingezeichnete Geschwindigkeitsverlauf von T_{heute} konvergiert zusammen mit ΔQ^2 ebenfalls gegen Null (grüne Kurve in Abb. 6.3) Der Verlauf des Uplift-Hubs in der Nähe von T_{heute} wird damit zunehmend flacher. Ist die Endhöhe annähernd erreicht, so verbleiben bei der finalen Simulation nur noch 2 "zu bedienende" Stützwerte übrig, der rezente Hub bei T_{heute} wird in jedem Fall bedient. Zur Verfügung stehen neben dem vorgegebenen b -Wert nur noch 2 Parameter, wobei der Parameter T_{Start} ausschließlich eine Verschiebung der Kurve in einem weiten Bereich ermöglicht. In dieser Situation ist es nicht verwunderlich, dass eine optimale Anpassung an die Stützwerte möglich ist.

Damit wird deutlich, dass bei der Betrachtung des Verlaufs der Fehlerquadrate keine reale minimale

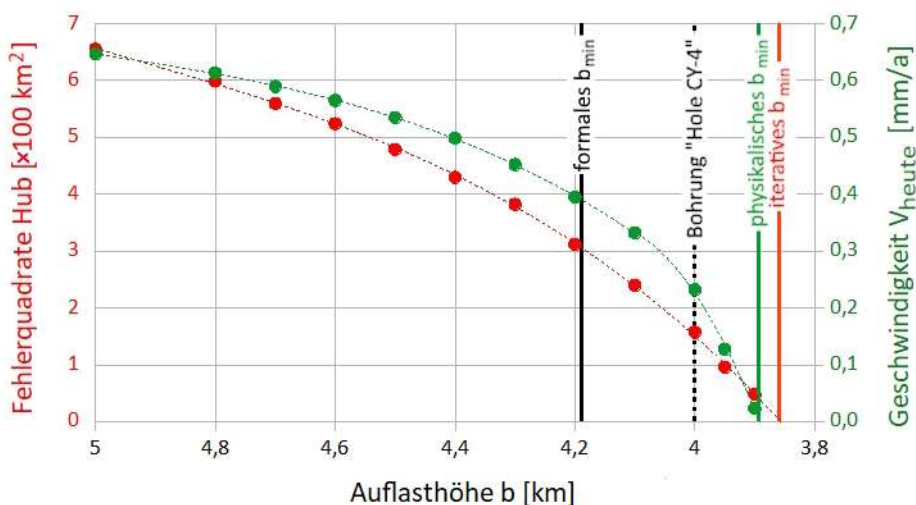


Abb. 6.3: Summe der Fehlerquadrate des Diapir-Hubs (rot) ggü. den Stützwerten und rezente Diapir-Geschwindigkeit (grün) gegenüber der Auflasthöhe b ; Simulationsergebnisse durch Variation der Parameter Startzeitpunkt, Dichtekontrast und der dynamischen Viskosität bei fixer Auflasthöhe.

6. Simulation

Auflasthöhe bestimmt werden kann. Hingegen kann das Verhalten der rezenten Geschwindigkeit des Diapirs eine erste Indikation für eine physikalisch begründbare, untere Grenze liefern. In der Literatur wird unbestritten rezent ein Hub des Troodos gegenüber der Restinsel beschrieben, so dass die rezent Geschwindigkeit des Diapirs bei T_{heute} größer Null sein muß ("physikalisches b_{min} "). Damit kann ein b_{min} -Wert deutlich kleiner 3,9 km als eher unwahrscheinlich angenommen werden.

Die beschriebene Situation bezieht sich ausschließlich auf eine Serie von Simulationen, die die Anpassung an die Mittelwerte der Stützpunkte zum Ziel hatte. Wird sich hingegen auf die untere Grenze der Stützpunkte bezogen, so könnte wegen des geringeren Potentials für den dann notwendigen, geringeren Hub ein noch kleineres b'_{min} erwartet werden.

Die unteren Grenzen der Stützpunkte für den Hub werden durch den Meeresspiegel bestimmt, so reduziert sich die zu überwindende Höhe auf

$$H'_{\text{ab Ozeanboden}} = 2,716 - 0,250 \text{ km} = 2,466 \text{ km.}$$

Gleichung 3.34a liefert hier formal eine minimale Mächtigkeit von $b'_{\text{min}} \approx 3,81 \text{ km}$

Weiterhin gibt es einen kleinen aber systematischen "Schönheitsfehler": die Höhenwerte der minimalen Stützpunkte werden in der Regel nicht exakt getroffen. Zwar liegen die Fehler im niedrigen Meterbereich unterhalb der Untergrenze, der Ansatz eines Toleranzbereichs für den unteren Toleranzwert macht aber wenig Sinn.

Auch die Betrachtung der mittleren, postpliozänen Uplift-Geschwindigkeit spricht ebenfalls gegen eine geringere Auflast als die genannten 3,9 km: alle entsprechenden Simulationen liegen deutlich außerhalb des Toleranzbereichs.

Damit führt die Betrachtung bezüglich der minimalen Stützpunkte nicht zu modellkonformen Ergebnissen und wird nicht weiter verfolgt. Es bleibt:

$$\Rightarrow \text{minimale Auflast } b_{\text{min}} = 3,9 \text{ km}$$

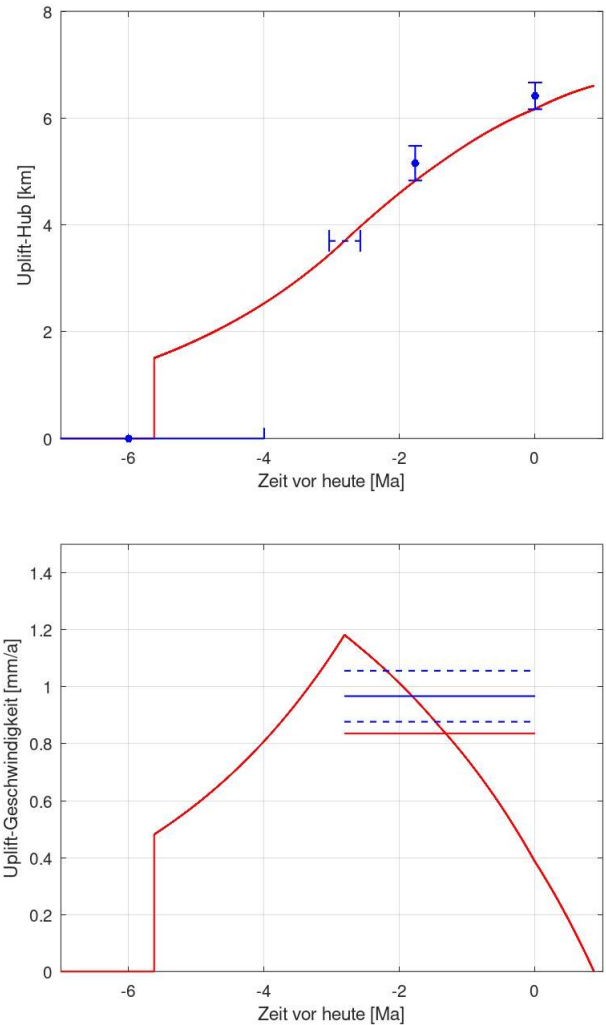


Abb. 6.4: Simulationsergebnis für den zeitlichen Diapir-Hub bei Auflast $b = 3,7 \text{ km}$ und Anpassung an die minimalen Höhen-Stützpunkte bzw. den zeitlichen Mittelwert beim Durchbruch zum Ozean;

oben: Diapir-Hub; der Durchstich zur Ozeanoberfläche bei $-1,77 \text{ Ma}$ wurde um $5,9 \text{ m}$ und der rezente Wert um $5,5 \text{ m}$ verfehlt, der zeitliche Durchbruch zum Ozean bei $b = 3,7 \text{ km}$ vor $2,81 \text{ Ma}$ liegt im zeitlichen Toleranzbereich;

unten: die mittlere Geschwindigkeit für den Bereich außerhalb der Kruste (rot) liegt mit $0,835 \text{ mm/a}$ deutlich außerhalb des minimalen Toleranzwertes für die durchschnittliche, postpliozäne Uplift-Geschwindigkeit von $0,877 \text{ mm/a}$.

6. Simulation

6.2.1.2 Bestimmung der realen Auflasthöhe b_{real}

Alle für die Uplift-Dynamik relevanten weiteren Parameter Upliftbeginn, Dichtekontrast und dynamische Viskosität liegen für den weiter oben grob abgeschätzten Auflastbereich $b = 4 \dots 6$ km nach Simulation innerhalb der vorgegebenen, physikalisch sinnvollen Grenzen. Eine genauere Kalibrierung der Parameter soll über die Bestimmung der real vorliegenden Auflast b_{real} erfolgen. Im letzten Unterkapitel konnte mit Hilfe von Simulationen bereits eine untere Grenze von rd. 3,9 km für die Auflast aufgrund von physikalisch bedingten Grenzwertbetrachtungen begründet werden. Eine engere Eingrenzung der tatsächlichen Auflasthöhe unter dem Mt. Olympus erfordert eine stärkere Differenzierung zwischen dem Krustenaufbau unter Zypern wie in Abbildung 3.1 vom Geological Survey Department verallgemeinert skizziert und speziell dem unter dem des Mt. Olympus und seinem direkten Umfeld. Eine entspre-

chende Gegenüberstellung zeigen die Tabellen 6.3a/ b. Hierin finden sich die allgemein üblichen Bezeichnungen für die Schichten ozeanischer Krusten, deren Mächtigkeiten inklusive der dazugehörigen Unsicherheiten, dem vorherrschenden Gesteinstyp mit dessen Dichten und Geschwindigkeiten von seismischen Kompressionswellen.

Bemerkungen zur Nomenklatur

neben den üblichen Bezeichnungen Layer 1 bis 3 für ozeanische Krusten werden weitere Einteilungen wie folgt verstanden:

Moho-Übergangszone (Petrologische Krustenbasis): Gesteinsfolge zwischen der Basis der massiven Gabbros und der seismischen Moho, mineralogisch bestehend aus ultramafischen Kumulaten (z. B. Wehrlithen, Duniten);

Unsicherheitszone (Mechanisches Übergangsfeld): Tiefenbereich, in dem die rheologische Natur des Gesteins von „duktil/fließend“ zu „spröde/brechend“ wechselt;

Mantelwurzel: unterhalb der Moho gelegener Teil des Oberen Mantels (Mantle Wedge) mit einer durch fortgeschrittenem Grad der Serpentinisierung signifikanten Dichteanomalie.

Einheit	Mächtigkeit [km]	Unsicherheit [m]	Gesteinstyp	Dichte ρ [g/cm ³]	Vp [km/s]
Layer 2A	0 – 0,5	± 50	Pillow-Laven	2,30 – 2,45	3,0 – 4,5
Layer 2B	0,5 – 1,5	± 50	Pillow-Laven	2,45 – 2,65	4,5 – 5,2
Layer 2C	1,5 – 3,0	± 100	Sheeted Dyke Complex	2,75 – 2,85	5,5 – 6,4
Layer 3	3,0 – 6,0	± 200	Massive Gabbros	2,95 – 3,05	6,7 – 7,2
Moho-Zone	6,0 – 6,5	± 400	Transition (Kumulate)	3,10 – 3,25	7,5 – 8,0
Unsicherheitszone	6,5 – 7,0	± 500	Seismische Moho	3,25 – 3,30	8,0 – 8,2
Oberer Mantel	ab 7,0	± 1.000	Frischer Harzburgit	3,30 – 3,35	> 8,2

Tabelle 6.3 oben: Profil der stabilen ozeanischen Kruste abseits einer zentralen Aufwölbung unter der Mitte Zyperns (Krustenprofil „Restzypern“); auf die 6 km dicke Kruste folgt der normale, schwere Erdmantel.

Einheit	Mächtigkeit [km]	Unsicherheit [m]	Gesteinstyp	Dichte ρ [g/cm ³]	Vp [km/s]
Layer 2A	0 – 0,5	± 50	Pillow-Laven (porös)	2,30 – 2,45	3,0 – 4,5
Layer 2B	0,5 – 1,5	± 50	Pillow-Laven (kompakt)	2,45 – 2,65	4,5 – 5,2
Layer 2C	1,5 – 3,0	± 100	Sheeted Dyke Complex	2,75 – 2,85	5,5 – 6,4
Layer 3	3,0 – 4,8	± 100	Massive Gabbros	2,93 – 3,05	6,7 – 7,2
Moho-Zone	4,8 – 5,5	± 300	Ultramafische Kumulate	3,18 – 3,28	7,5 – 8,0
Unsicherheitszone	5,5 – 6,0	± 500	Dichte-Peak / Moho	3,28	8,0 – 8,1
Mantelwurzel	6,0 – 12,0	± 1.500	Serpentinit (Blase)	2,55 – 2,75	4,5 – 6,5

Tabelle 6.3 unten: Profil der durch eine Serpentin-Aufwölbung modifizierte Kruste im Zentrum von Zypern; untere Schichten sind nach oben gedrückt, und die schwere Unterkruste (Layer 3: Massive Gabbros) ist lokal ausgedünnt (Mächtigkeit 3 km -> 1,8 km).

6. Simulation

Die Krustendicke von rd. 6 km für "Restzypern" wurde regional mit Hilfe von seismischen Refraktionsmessungen (Anstieg der Kompressionswellengeschwindigkeit V_p auf $> 8,0$ km/s) als Standard etabliert (Tabelle 6.3 oben).

Die Struktur der ozeanischen Kruste unter dem Troodos-Ophiolithen hingegen wird durch eine markante, domförmige Aufwölbung im Zentrum der Insel geprägt. Diese bis in 12 km Tiefe reichende Mantelwurzel wurde erstmalig von GASS UND MASSON-SMITH (1963) beschrieben. Die Untersuchungen mit Hilfe der Bohrung CY-4 (CHRISTENSEN AND SALISBURY (1989) in GIBSON ET AL (1989)) im Rahmen des internationalen Cyprus Crustal Study Projects (CCSP) zusammen mit regionaler Gravimetrie erlaubten eine Unterscheidung zwischen der Standard-Kruste ("Restzypern") und dem Krustenaufbau unterhalb des Mt. Olympus. Das Projekt verfolgte das Ziel, durch eine Serie strategisch platzierter Bohrungen ein vollständiges, kontinuierliches Profil der ozeanischen Kruste für Zypern zu erstellen und lieferte mit der Bohrung CY-4 die entscheidenden Daten über die tiefen magmatischen Prozesse und die Beschaffenheit der Moho-Übergangszone unter dem Mt. Olympus, während vorangehende Bohrungen (CY-1 bis CY-3) die oberen Schichten (Laven und Dykes) abdeckten.

Die Bohrung CY-4 dokumentiert eine lokale Besonderheit für den Mt. Olympus und sein Umfeld: die petrologische Moho (Gesteinswechsel von Gabbro zu Ultramafiten) wurde bereits bei einer tatsächlichen Mächtigkeit von ca. 4,8 km erreicht. Diese „dünnere“ Kruste unter dem Mt. Olympus wurde als Resultat der oben angesprochenen, massiven Dichte-Inversion ab einer Tiefe von 6 km interpretiert ("Mantelwurzel"). Der voluminöse Körper aus Serpentin entsteht durch einen „Schwamm-Effekt“, bei dem Meerwasser in den Mantel eindringt und trockenen Harzburgit ($\rho \approx 3,3$ g/cm³) in weniger dichtes Serpentin umwandelt ($\rho \approx 2,55$ g/cm³), einhergehend mit einer massiven Volumenvergrößerung. Dadurch fungiere diese Schicht als isostati-

scher Auftriebskörper, der die Kruste wie eine Glocke nach oben drückt. In Konsequenz führe dies zu einer massiven lokalen Krustenverdünnung und erkläre die beobachtete Ausdünnung der Gabbroschichten unter dem Troodos.

Bemerkung:

Bei der Analyse der Ergebnisse von Bohrung CY-4 muss beachtet werden, dass die Gesteinsschichten mit ca. 20°–30° geneigt sind. Da die Bohrung senkrecht verlief, wurde die vertikale Bohrtiefe (max 2.263 m) mittels trigonometrischer Korrektur (Cosinus des Einfallswinkels 20° - 30°) in die tatsächliche Mächtigkeit der Schichten (\equiv "Mächtigkeit" in Tabelle 6.3 unten) umgerechnet.

Auf Basis der dargestellten Krustenstruktur unterhalb des Mt. Olympus erfolgt die Festlegung für die real vorliegende Auflast zu

$$b_{\text{real}} = 4,8 \pm 0,3 \text{ km}$$

Für diese Festlegung werden im Folgenden weitere ausführliche Begründungen abgegeben, insbesondere weil auf den ersten Blick Widersprüche auftauchen, wie z.B. die hohe Geschwindigkeit der Kompressionswellen unterhalb von 4,8 km, welche eine höhere Dichte implizieren. Die Argumentation für $b_{\text{real}} = 4,8$ km stützt sich auf die 3 folgenden Aspekte:

1. "Sponge-Zone" (dicht aber weich)

Die Bohrung CY-4 belegt das Ende der massiven Gabbros bei 4,8 km Tiefe (korrigierte Teufe), unterhalb dieser Grenze beginnt eine 1,2 km starke Übergangszone aus ultramafischen Kumulaten mit hoher Dichte. Das durch Spalten und Risse in den Bereich "Mantelwurzel" eindringende Wasser - eingeschleppt durch die nahe Subduktionszone südlich Zyperns - wird mit Sicherheit nicht an der Grenze zur Unsicherheits-/Moho-Zone halt machen, sondern die dort befindlichen ultramafischen Kumulate ebenfalls serpentinisieren, diese schwächen und bis zur Grenze zum kaum für entsprechende Serpentinisierungseffekte anfälligen Gabbro wirken ("Sponge-Zone").

Das scheinbare Paradoxon hoher V_p -Werte (7,5 – 8,1 km/s) bei gleichzeitiger mechanischer Schwäche wird durch die Sponge-Zone-Theorie aufgelöst. Seis-

6. Simulation

mische Wellen reagieren auf das elastische Gesteinsgerüst, während die viskose Verformung durch marginale Fluidfilme (H₂O) an den Korngrenzen gesteuert wird. Schon geringe Fluidmengen senken die Viskosität um Zehnerpotenzen, ohne die V_p-Signatur signifikant zu dämpfen. In der Übergangszone (4,8–6,0 km) reichen bereits 0,5 % freies Wasser an den Korngrenzen aus, um die Viskosität um 2–3 Größenordnungen zu senken. Da Wasser die V_p-Geschwindigkeit nur minimal beeinflusst, das Gesteinsgerüst aber bleibt, sieht die Seismik ein "schnelles" Gestein, während die Geodynamik eine "flüssige" Schicht vorfindet.

Fazit: die hohe Dichte in der Moho-Zone "drückt" zwar theoretisch von oben, aber da sie keine mechanische Festigkeit (Scherfestigkeit) besitzt, kann sie den Diapir nicht aufhalten. Sie wirkt lediglich wie eine schwere Flüssigkeit auf einer leichteren, sie ist bzgl. der Diapir-Dynamik "nicht vorhanden" beziehungsweise transparent und fließt duktil.

2. Dichtekontrast

Für die reale Auflast $b_{\text{real}} = 4,8$ km ergibt sich ein simulierter Dichtekontrast von $\Delta\rho = 0,1290$ g/cm³, diese Differenz bedeutet den Dichteunterschied zwischen der aufliegenden Kruste und dem aufsteigenden Diapir-Kern (serpentinisierter Harzburgit). Um diesen Wert mineralogisch zu validieren, wird eine lineare Beziehung zwischen dem Hydratisierungsgrad und der Gesteinsdichte unterstellt.

Die Dichte eines teilweise serpentinisierten Peridotits (ρ_{Diapir}) berechnet sich unter Anwendung einer einfachen Mischungsregel zu

$$\rho_{\text{Diapir}} = \rho_{\text{frisch}} - S \cdot (\rho_{\text{frisch}} - \rho_{\text{serp}}) \quad (6.1)$$

mit

ρ_{frisch} : Dichte des unveränderten Harzburgits
($\approx 3,30$ g/cm³)

ρ_{serp} : Dichte von reinem Serpentin
($\approx 2,55$ g/cm³)

S: Serpentinisierungsgrad

Die Dichte der effektiv aufliegenden Last ρ_{Last} wird als Mittelwert aus den Dichten der Layer 2A - 3 ermittelt, wobei diese mit den dazugehörigen Mächtigkeiten bewertet werden. Die Summe dieser Gewichtung wird anschließend durch die Gesamtmächtigkeit dividiert und liefert $\rho_{\text{Last}} \approx 2,775$ g/cm³.

Horizont	Mächtigkeit [km]	Dichte [g/cm ³]	Gewichtung [km g/cm ³]
Layer 2A	0,5	2,375	1,19
Layer 2B	1	2,55	2,55
Layer 2C	1,5	2,8	4,2
Layer 3	1,8	2,99	5,38
Summen	4,8	-	13,32

Tabelle 6.4: Ermittlung der effektiven, mittleren Auflastdichte b_{Last} auf Basis Tabelle 6.3 unten;

$$\rho_{\text{Kruste}} = 13,32 / 4,8 \text{ [g/cm}^3\text{]} \approx 2,775 \text{ g/cm}^3$$

Mit Hilfe der so ermittelten effektiven, mittleren Auflast ρ_{Last} und der mittels Simulation bestimmten Werte $\Delta\rho$ für b_{real} und seinen Grenzen lassen sich dann die Dichten des Diapirs

$$\rho_{\text{Diapir}} = \rho_{\text{Kruste}} - \Delta\rho \quad (6.2)$$

und den dazugehörigen Serpentinisierungsgrad aus der umgestellten Gl. 6.1 berechnen. Die Abbildungen 6.6a und 6.6b zeigen die entsprechenden Verläufe von Diapir-Dichte (Kerndichte) bzw. Serpentinisierungsgrad gegenüber der effektiven Auflast b .

b_{real} [km]	5,1	4,8	4,5
$\Delta\rho$ [g/cm ³]	0,108	0,129	0,157
ρ_{Diapir} [g/cm ³]	2,667	2,646	2,618
Referenz*	2,769	2,686	2,603
S [%]	84,4	87,2	90,9

Tabelle 6.5: Kerndichte ρ_{Diapir} und Serpentinisierungsgrad S in den realen Auflastgrenzen von b_{real}
Referenz*: Diapir-Dichte aus EVANS ET AL (2021)

6. Simulation

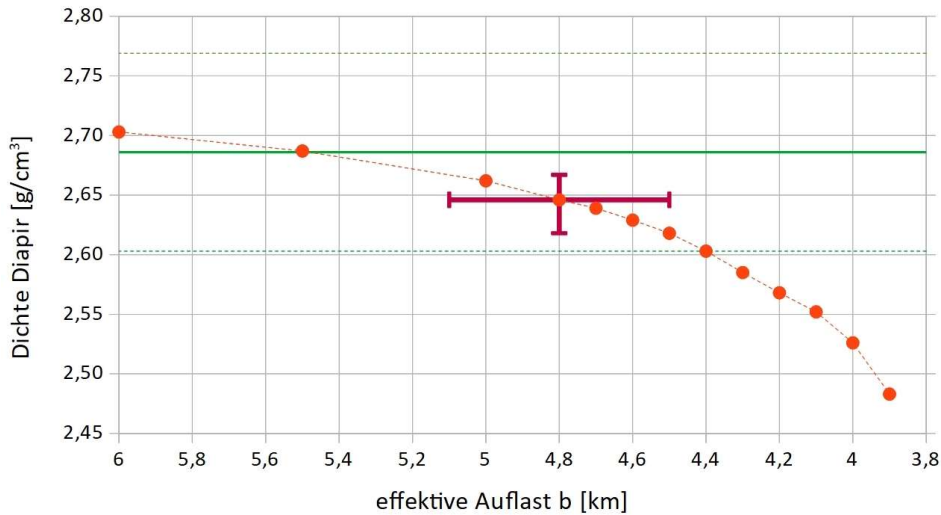


Abb. 6.6: Diapir-Dichte in der Kruste vs. effektiver Auflast; die horizontale, magenta-farbene Toleranz markiert die Unsicherheit der Auflast $b_{real} = 4,8 \pm 0,3$ km, die vertikale die aus der Simulation resultierenden Differenzen in der Diapir-Dichte; grün: Dichte inkl. Toleranzen aus EVANS ET AL (2021).

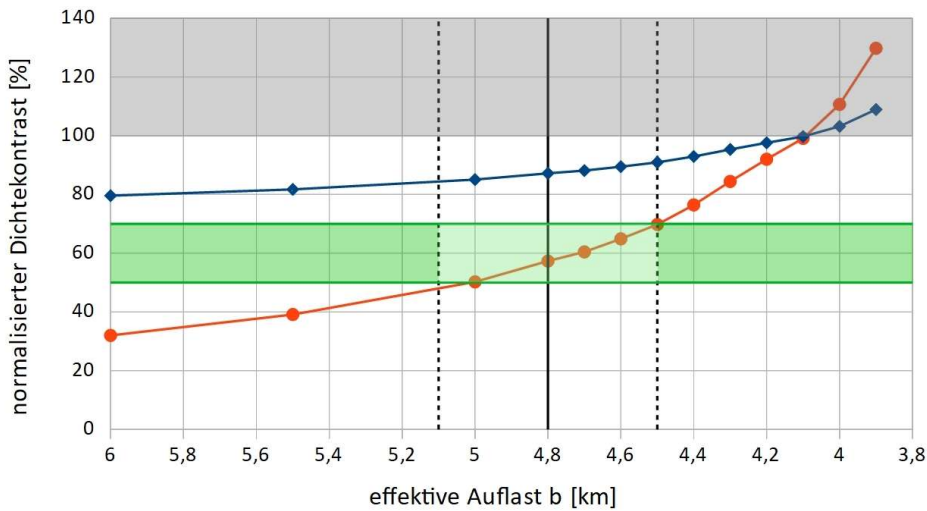


Abb. 6.7: normalisierter Dichtekontrast vs. effektiver Auflast b ; blau (Rauten): Serpentinisierungsgrad S ; rot (Bullets): normalisierter Dichtekontrast DK ; schwarz: $b_{real} = 4,8 \pm 0,3$ km; grau: $S, DK \geq 100\%$ grün: Bereich $50 < S < 70\%$ nach EVANS ET AL (2021).

Die simulierte Diapir-Dichte für die gewählte effektive Auflast liegt zusammen mit den dazugehörigen Unsicherheiten vollständig im unteren Toleranzbereich der von EVANS ET AL (2021) insitu gemessenen Dichten (Abbildung 6.6). Der Schnittpunkt der gemessenen Dichtekurve mit dem gemessenen Zentralwert von EVANS ET AL (2021) deutet eher auf einen etwas höheren Wert für die effektive Auflast bei 5,5 km hin.

6.2.2 Isostasie

6.2.2.1. Isostatische Korrespondenz

Interpretationsbedürftige Abweichungen vom Literaturwert zeigen sich hingegen bei Betrachtung des resultierenden Serpentinisierungsgrades S nach Gl. 6.1 in Abbildung 6.7. Zunächst zeigt sich ein phy-

sikalisch unrealistischer Bereich (in Abbildung 6.7 grau hinterlegt) für die Simulationsergebnisse bei effektiven Auflasten unterhalb von rd. 4,1 km: die Serpentinisierungsgrade liegen über 100 %, d.h.: die Dichte des aufsteigenden Diapirs besäße eine geringere Dichte als Serpentin ($\rho_{Diapir} < \rho_{serp}$).

Was sich in Abbildung 6.6 bei Betrachtung der Diapir-Dichte bereits andeutete (simulierte Diapir-Dichte liegt ggü. dem zitierten Literaturwert im unteren Toleranzbereich \equiv höherer Serpentinisierungsgrad) wird im direkten Vergleich der Serpentinisierungsgrade augenfällig. Im relevanten, effektiven Auflastbereich liegen alle Ergebnisse für den Serpentinisierungsgrad aus der Simulation heraus deutlich außerhalb der von EVANS ET AL (2021) angegebenen Spanne von 50 - 70 %. Diese Diskrepanz lässt sich nicht mit Hilfe eines Toleranzbereich erklären, sondern

6. Simulation

muss auf einen systematischen Unterschied zurückzuführen sein. Zum besseren Verständnis wird daher der Aufstieg des Diapirs kurz skizziert (vergleiche hierzu Abbildung 5.1).

- **Basis Mantelwurzel (ca. 12 km):** hier beginnt die Serpentinisierung bei z.B. angenommenen 40–50 %, was ausreicht, um die Viskosität zu senken und das Mantelgestein "fließfähig" zu machen;
- **Aufstiegsweg (12 km bis 6 km):** während der Harzburgit aufsteigt, durchquert er Zonen, in denen ständig neues Wasser von der abtauchenden Platte nachgeliefert wird; der Diapir "saugt" sich auf seinem Weg nach oben mit Fluiden voll, die zur Serpentinisierung notwendige Wärme bezieht er aus dem Winkelstrom im Mantelkeil;
- **Diapir-Scheitel (unter der 4,8 km Grenze):** der weitere Aufstieg stagniert vor dem ersten Durchbruch; in dieser Zone ist die Wasseransammlung am höchsten, da die spröde Kruste (Gabbros) wie eine Barriere wirkt, die Serpentinisierung erreicht die mit Hilfe der Simulation berechneten 84–91 %;
- **Durchbruch nach oben (4,8 km bis rezente Höhe):** beim Bruch/Durchtritt durch die Kruste wirken mehrere Effekte:
 1. Tektonische Injektion: der Druck im Diapir-Kern war so hoch, dass beim Bruch der 4,8 km dicken spröden Kruste Schwächezonen aufgerissen wurden; das extrem weiche, rd. 90 % serpentinisierte Material verhält sich dabei wie eine Flüssigkeit unter hohem Druck und wird in die Risse der Kruste injiziert; dieses hochgradig serpentinisierte Material bildet schmale "Adern" oder "Scherzonen"; das oberflächlich sichtbare Gestein des heutigen Mt. Olympus ist der mitgerissene, übrig gebliebene kompakte Block (die zu 50–70 % ser-

pentinisierte Hülle), der von diesen hoch-hydratisierten Kanälen wie auf einem Schmiermittel als "Passagier" nach oben getragen wurde; der "Treibstoff" (zu rd. 90 % serpentinisiert) bleibt entweder in den tiefen Scherspaltan verborgen oder ist bereits wegerodiert.

2. Mechanische Instabilität und selektive Erosion

zu 90 % serpentinisiertes Material hat die Konsistenz von festem Talkum oder Seife, und besitzt fast keine Kohäsion mehr; sobald dieses Material die Oberfläche erreicht, wird es durch Niederschlag und Schwerkraft innerhalb geologisch kürzester Zeit (wenige tausend Jahre) abgetragen. Zu 50–70 % serpentinisiertes Material verhält sich hingegen wie "echtes" hartes Gestein mit einem Gerüst aus Olivin-Resten; es ist hart genug, um Berge von 2.000 m Höhe zu bilden; der Mt. Olympus besteht heute also aus dem Material, das hart genug war, um "stehen zu bleiben". Die 90 %-Zonen sind die Senken, die Täler oder die Rutschzonen an den Flanken, die oft unter Schutt begraben sind.

Die unterschiedlichen Werte der Serpentinisierungsgrade zwischen den mit Hilfe der Simulationen ermittelten Werte (84–91 %) und den niedrigeren, an der Oberfläche gelegenen Harzburgiten gemessenen Werten von EVANS ET AL (2021) (50 - 70 %) lassen sich physikalisch durch den Wechsel des Referenzmediums erklären. Dazu wird der formale Serpentinisierungsgrad zu einem "normalisierten Dichtekontrast" DK verallgemeinert.

Während der Simulation wird der Dichtekontrast $\Delta\rho_{\text{Simulation}}$ zwischen hangender und liegender Schicht vor dem Diapirdurchbruch ermittelt. Eine sinnvolle Kennzahl für einen normalisierten Dichtekontrast DK zwischen 2 Materialien 1 und 2, wobei Material 2

6. Simulation

eine Überprägung erlitten hat, kann allgemein als Quotient aus aktuellem zu maximal möglichem Dichtekontrast bestimmt werden. Mit

ρ_1 : Dichte Material 1

$\rho_{2,aktuell}$: aktuelle Dichte Material 2

$\rho_{2,minimal}$: minimal mögliche Dichte Material 2

$$DK = \frac{\text{aktueller Dichtekontrast}}{\text{maximal möglicher Dichtekontrast}} \quad (6.3a)$$

$$DK = \frac{\Delta \rho_{aktuell}}{\Delta \rho_{maximal}} = \frac{\rho_1 - \rho_{2,aktuell}}{\rho_1 - \rho_{2,minimal}} \quad (6.3b)$$

Im Modell der RTI liefert die Simulation den Wert für $\Delta \rho_{aktuell} = \Delta \rho_{Simulation}(b)$ den Dichtekontrast als Funktion von der Auflast b zwischen umgebender Krustendichte $\rho_1 = \rho_{Kruste} = 2,775 \text{ g/cm}^3$ (s. Tabelle 6.4) und dem aufsteigenden, serpentinierten Mantelmaterial des Diapirs $\rho_{2,aktuell} = \rho_{Diapir}$. Als Endwert des serpentinierten Mantelmaterials ist der Wert für reines Serpentin $\rho_{2,minimal} = \rho_{Serp} \approx 2,55 \text{ g/cm}^3$ anzusetzen. Dieser auf die Krustendichte bezogene Dichtekontrast DK liefert eine Kenngröße für den isostatischen Auftrieb des Diapirs in der Kruste.

$$DK_{Kruste}(b) = \frac{\Delta \rho_{Simulation}(b)}{\rho_{Kruste} - \rho_{Serpentin}} \quad (6.3c)$$

Der Serpentinisierungsgrad S bezog sich bisher auf das Ausgangsmaterial des Diapirs Harzburgit mit einer Dichte $\rho_1 = \rho_{Harzburgit} \approx 3,30 \text{ g/cm}^3$ und nicht auf die Kruste. Aus dem Simulationsergebnis

$\Delta \rho_{Simulation} = \rho_{Kruste} - \rho_{Diapir}$ folgt

$\rho_{Diapir} = \rho_{Kruste} - \Delta \rho_{Simulation} = 2,775 \text{ g/cm}^3 - \Delta \rho_{aktuell}$,

das Endprodukt bleibt nach wie vor der reine Serpentin mit $\rho_{2,minimal} = \rho_{Serp} \approx 2,55 \text{ g/cm}^3$

$$S(b) = \frac{\Delta \rho_{aktuell}(b)}{\Delta \rho_{maximal}} \quad (6.4a)$$

$$S(b) = \frac{\rho_{Harzburgit} - \rho_{Kruste} + \Delta \rho_{Simulation}(b)}{\rho_{Harzburgit} - \rho_{Serpentin}} \quad (6.4b)$$

Dem gegenüber steht der Verlauf des Dichtekontrasts $DK(b)$ zur Diskussion. Für den Bereich der effektiven Auflast liegt der entsprechende Bereich der Kurve $DK(b)$ (Gl. 6.3c) im Bereich der von EVANS ET AL

gemessenen Serpentinisierung S bei 50 - 70 %, die umgerechneten Werte der Simulation für die Serpentinisierung (Gl. 6.4b) hingegen liegen deutlich höher bei 84 - 91 %.

Die Gegenüberstellung der petrologischen Befunde von EVANS ET AL (2012) und den Ergebnissen der Simulation führt zu einer neuen Interpretation der Serpentinisierungsdynamik unter dem Mt. Olympus. Im Folgenden soll das scheinbare Paradoxon der unterschiedlichen Serpentinisierungsgrade aufgeklärt werden - im Sinne einer Isostatischen Korrespondenz.

Die Auflösung des Paradoxons:

die Übereinstimmung der DK -Werte bei der Normierung des Dichtekontrasts im Bereich von b_{real} mit den Werten von EVANS ET AL (2021) kann nicht als statistischer Zufall interpretiert werden. Vielmehr beschreibt dieser Bereich offensichtlich einen universellen Wirkungsgradgrad des Troodos-Diapirismus:

- EVANS ET AL (Referenz Mantel):
ein Serpentinisierungsgrad von 60 % erzeugt im dichten Mantel ($\rho = 3,30 \text{ g/cm}^3$) einen Auftriebsüberschuss, der ca. 60 % des theoretischen Maximums entspricht, dies reicht für den initialen Aufstieg in der "Mantelwurzel" und den Krustendurchbruch aus;
- Simulation (Referenz Kruste):
um in der leichteren Kruste ($\rho = 2,775 \text{ g/cm}^3$) denselben relativen Auftriebseffekt (60 % Effizienz) zu generieren, muss die absolute Dichte des Diapirs systemimmanent weiter sinken; dies erzwingt mathematisch einen Anstieg des Hydratisierungsgrades auf 84–91 %; bei einem verbleibenden Serpentinisierungsgrad von 60 % würde die Diapir-Dichte mit $2,686 \text{ g/cm}^3$ unterhalb der Krustendichte von $2,775 \text{ g/cm}^3$ liegen, der Diapir käme somit beim Krusteneintritt isostatisch zum Stillstand.

6. Simulation

Mit Hilfe einer funktionalen Zonierung ergibt sich ein konsistentes Modell der Diapirstruktur:

- Hülle (Petrologischer Befund): die von Evans beprobten Harzburgite (60 %) repräsentieren die mechanisch stabilere Randfazies, deren chemische Reaktion beim Eintritt in kühlere Krustenschichten stagnierte.
- Kern (Geodynamische Notwendigkeit) der tiefere, zentrale Teil des Diapirs muss den in der Simulation ermittelten Reifegrad von > 84 % aufweisen; dieser hochhydratisierte Kern liefert die Möglichkeit, um die Last des Mt. Olympus (1952 m) isostatisch gegen die Krustendichte zu stützen; an der Oberfläche sind derartige Proben wohl nicht auszumachen, da diese entweder noch unter der Hülle verborgen oder sehr schnell erodiert sind.

Dass die maximalen Serpentinisierungsgrade von > 85 % an der Oberfläche seltener dokumentiert sind, ist eine mechanische Notwendigkeit: hochgradig serpentinisiertes Material besitzt nicht die erforderliche Scherfestigkeit, um die heutige Topographie des Mt. Olympus zu stützen. Die von EVANS ET AL (2021) beobachteten 50–70 % Serpentinisierungsgrad repräsentieren das tragende Gerüst im Sinne eines Schlots oder randlich mitgerissenes Material bzw. als "Propfen" vor dem aufsteigenden Diapir, während der hochenergetische 90 %-Kern primär als Motor und rheologisches Schmiermittel in den tieferen Zonen und tektonischen Scherkontakten fungiert, an der Oberfläche aber kaum in Erscheinung tritt bzw. "sofort" verwittert.

Die theoretische Herleitung des Serpentinisierungsgrades von 84–91 % findet ihre empirische Bestätigung in dem von EVANS ET AL (2021) untersuchten, jüngeren Durchbruch der Artemis-Domäne am Südosthang des Mt. Olympos ("Amientos Asbestmine"). EVANS ET AL (2021) dokumentieren hier Zonen mit bis zu 100 % Serpentinisierung. Für das vorlie-

gende Modell der 12-km-Mantelwurzel ist dieser Befund von doppelter Relevanz:

1. Analogie der Prozesse: der hochenergetische Aufstiegskanal unter dem Mt. Olympus agiert physikalisch als eine „Artemis-Domäne im Krustenmaßstab“; EVANS ET AL (2021) zeigen, dass Harzburgit unter Schereinfluss das theoretische Hydratisierungsmaximum tatsächlich erreichen kann;
2. Fluid-Verfügbarkeit: während EVANS ET AL (2021) oberflächennahe Fluide für die Artemis-Zone postulieren, nutzt der Diapir-Kern die Slab-Entwässerung als primäre Tiefenquelle.

Die Artemis-Domäne fungiert somit als „geologisches Fenster“, das nahelegt, dass die durch die Simulation geforderten 84-91 % somit keine statistische Anomalie, sondern die rheologische Voraussetzung für den Diapirismus sind.

Zum Schluss dieses komplexen Unterkapitels eine kurze Zusammenfassung der Zwischenergebnisse:

Die numerische Simulation korrigiert nicht die Beobachtungen der Literaturwerte, sondern erweitert sie um die notwendige isostatische Tiefenkomponente ("Wurzelzone"). Die scheinbare Differenz der Serpentinisierungsgrade ist lediglich die Folge einer isostatischen Pegelanpassung beim Übergang des Diapirs vom Mantel in die Kruste, welche im folgenden Unterkapitel näher beleuchtet wird.

Parameter	Evans et al. (2021)	Simulation
Absoluter Serpentinisierungsgrad	50 – 70 % (Geländebefund)	84 – 91 % (Modellanforderung)
Referenzmedium	Oberer Mantel ($\rho=3,30 \text{ g/cm}^3$)	Troodos-Kruste ($\rho=2,775 \text{ g/cm}^3$)
Relativer Nutzeffekt	ca. 60 %	ca. 60 %
Geodynamische Rolle	Durchbruch & Topographiestütze	Hebung

Tabelle 6.6: Merkmale der Isostatischen Korrespondenz

6.2.2.2 Systemkonstante Normalisierter Dichtekontrast DK

Im letzten Unterkapitel wurde der identische normalisierte Dichtekontrast zwischen der Analyse von EVANS ET AL (2021) und den Simulationsergebnissen für die Auflast bei $4,8 \pm 0,3$ km festgestellt. Um ein tieferes Verständnis über den in Tabelle 6.6 titulierten, identischen "Nutzefekt 60 %" und die Vergleichbarkeit zwischen dem Mantel-Stockwerk und dem Krusten-Stockwerk zu erlangen, werden im Folgenden die Verhältnisse in der Moho-Zone näher betrachtet. Die mathematische Deckungsgleichheit dieser Größe im Mantel- und Krustenniveau wird als Hinweis auf einen zeitlich integral betrachteten stabilen, eingeschwungenen Materialfluss gedeutet.

Für einen stabilen Diapirismus im Mt. Olympos-System muss ein kontinuierlicher Materialfluss (dm/dt) vom Mantel durch die Moho in die Kruste gewährleistet sein. Im eingeschwungenen Zustand gilt:

$$dm/dt = \rho \cdot v \cdot A = \text{const.} \quad (6.6)$$

Da die Aufstiegsgeschwindigkeit (v) und der Querschnitt (A) durch die rheologische Festigkeit der Kruste limitiert sind, wird der Fluss des Diapirs primär über die Dichte gesteuert. Im RTI-Formalismus zur Beschreibung der Uplift-Dynamik gehen keine Einzeldichten sondern ausschließlich der Dichtekontrast $\Delta\rho$ zwischen Diapir und Umgebung ein. D.h.: um die Massenkonservierung zwischen Aufstieg in der Wurzelzone und der Kruste im Gleichgewicht zu halten, muss der Dichtekontrast $\Delta\rho$ beim Übergang identisch gehalten werden. Andernfalls würde der Materialfluss augenblicklich stoppen - der Diapir würde isostatisch "verhungern" - oder eine große Beule unter der Grenzschicht produzieren. Damit kann der normalisierte Dichtekontrast als Systemgröße für ein dynamisch stabiles System angesehen werden, im weitesten Sinne als ein isostatischer Wirkungsgrad gegenüber seinem jeweiligen Wirtsgestein, da im normalisierten Dichtekontrast der Grad der Ausnutzung des maximal möglichen Dichtekontrasts im Nenner enthalten ist.

Der entscheidende Regelvorgang findet im Bereich der Moho statt. Wenn der Diapir vom dichteren Mantel ($3,30 \text{ g/cm}^3$) in die weniger dichte Kruste ($2,775 \text{ g/cm}^3$) übertritt, ändert sich die Dichte des umgebenden Mediums. Hier findet eine isostatische Pegelanpassung aufgrund der Kontinuitätsbedingung statt. Die Stellgröße des Diapirs, die das Gleichgewicht sicherstellen kann, ist sein Serpentinisierungsgrad, den das System an der Moho-Grenze entsprechend "anpassen" muss.

Zur Verdeutlichung dient das folgende Beispiel. Es stellt lediglich eine Umkehrung des Bekannten dar, vertieft aber nochmals das Verständnis für den normalisierten Dichtekontrast DK als Systemkonstante des Mt. Olympos-Diapirismus.

Vorgegeben sind der normalisierte Dichtekontrast, die Wirtsgesteine Kruste, Harzburgit und das Endglied Serpentin analog Gl. 6.3a/b und

$$DK = \frac{\rho_{\text{Wirt}} - \rho_{\text{Diapir}}}{\rho_{\text{Wirt}} - \rho_{\text{Serpmax}}} \quad (6.5)$$

wobei:

- ρ_{Wirt} : Dichte des umgebenden Gesteins (Mantel: $3,275 \text{ g/cm}^3$ / Kruste: $2,775 \text{ g/cm}^3$)
- ρ_{Diapir} : aktuelle Dichte des Diapirs (abhängig vom Serpentinisierungsgrad S)
- ρ_{Serpmax} : Dichte bei 100 % Serpentinisierung ($2,55 \text{ g/cm}^3$)

Setzt man die Systemkonstante $DK \approx 0,6$ (60 %) voraus, ergeben sich dann zwingend die beiden unterschiedlichen Stoffwerte für den Diapir (Serpentinisierungsgrade):

- im Mantel (Evans-Referenz)

$$DK_{\text{Mantel}} = \frac{3,30 - \rho_{\text{Diapir}}}{3,30 - 2,55} = 0,6$$

$$\rho_{\text{Diapir}} \approx 2,85 \text{ g/cm}^3 \quad (S \approx 60\%)$$

- in der Kruste (Simulation):

$$DK_{\text{Kruste}} = \frac{2,775 - \rho_{\text{Diapir}}}{2,775 - 2,55} = 0,6$$

$$\rho_{\text{Diapir}} \approx 2,64 \text{ g/cm}^3 \quad (S \approx 88\%)$$

Die obige Darstellung impliziert: die Uplift-Physik bleibt gleich (60 % Wirkungsgrad), nur die Chemie

6. Simulation

(der Serpentinisierungsgrad) muss sich im stabilen, eingeschwungenen Zustand des Diapirs beim weiteren Aufstieg an der Moho-Grenzschicht an die neue Umgebung (Kruste) anpassen.

Eine kurzer Plausibilitätscheck zeigt, dass bei einer verbleibenden Serpentinisierung von 60 % oberhalb der Moho-Grenze mit $\rho_{\text{Diapir}} (S = 60\%) \approx 2,85\text{g/cm}^3$ und $\rho_{\text{Kruste}} \approx 2,775\text{g/cm}^3$ wegen $\rho_{\text{Diapir}} > \rho_{\text{Wirt}}$ ein negativer normalisierter Dichtekontrast entsteht und somit kein isostatisch getriebener, weiterer Aufstieg möglich ist.

Zum Schluss dieses Unterkapitels muss ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass die hier ermittelten 88 % Serpentinisierung in der Kruste nicht als statischer Fixpunkt, sondern als integrale Kenngröße eines hochdynamischen Systems zu verstehen ist. Diese Zahl repräsentiert den isostatischen Schwerpunkt, der notwendig ist, um den Uplift über den Zeitraum von rd. 6 Ma Jahren im Gleichgewicht zu halten. Es ist davon auszugehen, dass das System zeitlichen Fluktuationen unterworfen war. Phasen beschleunigter Hydratisierung und pulsartige Hebungsraten wechselten sich vermutlich mit Phasen relativer Stabilität oder erosiver Dominanz ab. Die hier dargelegte Kontinuitätsbedingung und der daraus resultierende normalisierte Dichtekontrast von 60 % bilden dabei das physikalische Gerüst, um welches das System oszilliert.

6.2.3 Stabile Simulationsparameter

Bei Betrachtung der Simulationsergebnisse stellen sich die Simulationsparameter "Uplift-Beginn T_{start} " und "dynamische Viskosität μ " als nahezu unabhängig von der Auflast b heraus, und damit von der effektiven Auflast b ("Orthogonalität") entkoppelt. Dieses deutet einerseits auf ein stabiles Modell und andererseits auf charakteristische Eigenschaften der Diapir-Dynamik im Sinne von Systemkonstanten hin.

6.2.3.1 Uplift-Beginn T_{start}

Abbildung 6.8 zeigt den Verlauf der Simulationsergebnisse für T_{start} gegenüber der effektiven Auflast. Die experimentell ermittelte Angabe von MORAG ET AL (2016) für den Uplift-Beginn lautet 6 ± 2 Ma vor heute. Auf die Darstellung des Toleranzbereichs der Literaturangabe wurde wegen dessen Breite verzichtet. Zusätzlich wurden Zeitangaben mit Bezug zur Messinischen Salinitätskrise (MSC:) eingezeichnet. Dieses Ereignis dauerte insgesamt etwa 630.000 Jahre und wird meist in drei Phasen unterteilt:

- Beginn (vor ca. 5,96 Ma): durch tektonische Hebungen und einen sinkenden Meeresspiegel wurde die Verbindung zwischen dem Atlantik und dem Mittelmeer (die Straße von Gibraltar) unterbrochen;
- Die Krise (vor ca. 5,6 bis 5,33 Ma): das Mittelmeer verdunstete fast vollständig; zurück

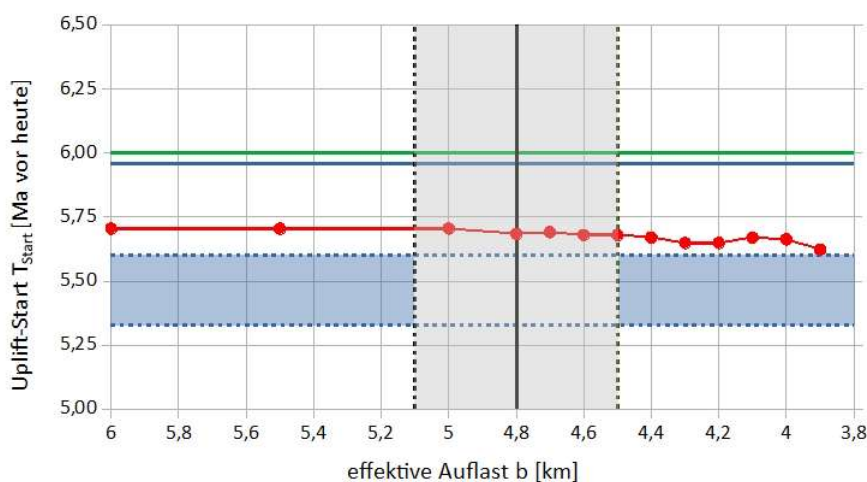


Abbildung 6.8: Uplift-Start vs. effektiver Auflast;
 grün: Literaturwert 6 Ma für den Uplift-Start;
 grau: effektiver Auflastbereich $4,8 \pm 0,3$ km;
 blaue durchgezogene Linie: Beginn MSC*;
 blaue Fläche: Dauer der MSC*-Krise.

MSC*: messinian salinity crisis

6. Simulation

blieben riesige Salzpflanzen und tiefe Becken, die teilweise 3 bis 5 Kilometer unter dem globalen Meeresspiegel lagen.

- Das Ende (vor ca. 5,33 Ma): die Krise endete abrupt mit der Zanclean-Flut, bei der das Mittelmeer innerhalb weniger Monate bis Jahre wieder mit Atlantikwasser gefüllt wurde.

Für Zypern ist dieses Ereignis von erheblicher Bedeutung, da die Insel damals Teil des trockengelegten Meeresbodens war bzw. sich durch tektonische Prozesse weiter hob. In der Nähe der zypriotischen Küsten (besonders im Pissouri-Becken) lassen sich heute noch Gipsablagerungen und Evaporite finden, die direkt aus dieser Zeit stammen. Während der Krise war es möglich, theoretisch zu Fuß von Zypern nach Ägypten oder in die Levante zu gehen, da der Meeresspiegel massiv gesunken war.

Die Ergebnisse der Simulationen liefern für den Uplift-Start $T_{\text{Start}} = 5,69 \pm 0,01$ Ma, nahe am Zentralwert 6 Ma von MORAG ET AL (2016) und zeitlich zwischen dem Beginn der MSC und geologisch kurz vor dem Bereich der Krise (Austrocknung). Gut vorstellbar ist, dass durch den immer niedriger werdenden Druck des zurückweichenden Meerwassers schon ein geringer tektonischer Anstoß ausreichte, um den Durchbruch des Diapirs zu initiieren, der dann unaufhaltsam seinen Weg nahm.

Die Betrachtung der Werte über den vollständigen Simulationsbereich von $b = 3,9$ bis 6 km liefert einen Startzeitpunkt von $5,675 \pm 0,05$ Ma, was eine maximale Abweichung von weniger als 1 % vom Mittelwert bedeuten. Damit zeigt sich der Startzeitpunkt des Diapirs praktisch als unabhängig von der Auflast und kann als eine spezifische Größe der Diapir-Dynamik angesehen werden.

6.2.3.2 Dynamische Viskosität μ

Der Verlauf der dynamischen Viskosität μ über die simulierte Variation der effektiven Auflasthöhen b (Abb. 6.9) kann ebenfalls als konstant angesehen werden. Für die reale Auflast $4,8 \pm 0,3$ km zeigt sie sich in einem Bereich mit $0,542 \pm 0,005$ [10^{20} Pa s], der mit dem Wert über den kompletten, untersuchten Auflastbereich von 6,0 - 3,9 km übereinstimmt. Die Parameterabweichung beläuft sich auch hier wieder auf kleiner 1 %, was als Orthogonalität bzgl. der Auflast b und damit ebenfalls als Parameterentkopplung angesehen werden muss. Daher qualifiziert sich das ermittelte μ als Materialeigenschaft des Diapirs und nicht als mathematische "Ausgleichsvariable" für die Krustendicke.

Die Diskrepanz von rd. 3 Größenordnungen zwischen dem Simulationsergebnis $0,542 \cdot 10^{20}$ Pa s bei gleichzeitig hohem Serpentinisierungsgrad von 84 - 91 % und typischen Laborwerten für reines Serpentin von 10^{17} Pa s muss näher beleuchtet werden. Als

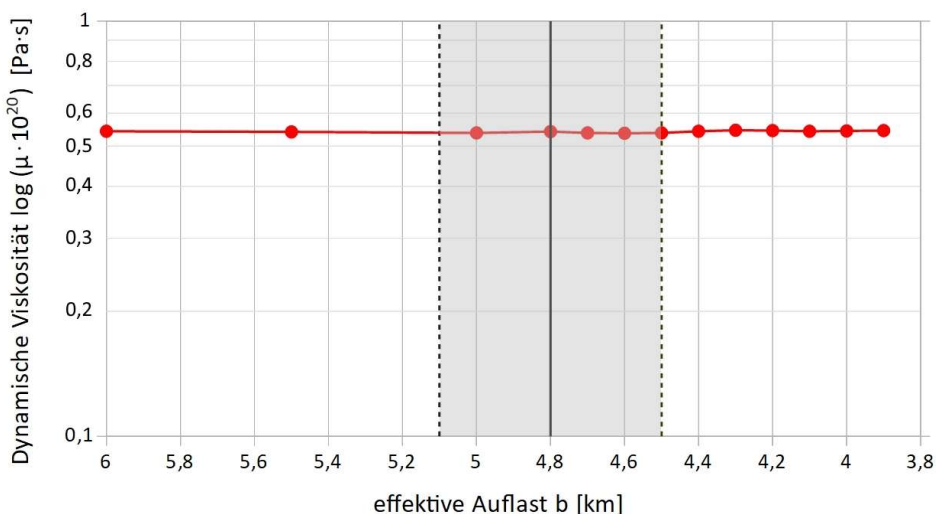


Abbildung 6.9: Dynamische Viskosität μ in logarithmischer Skalierung vs. effektiver Auflast b (linear)

6. Simulation

mögliche Ursachen können folgende Aspekte angesehen werden:

- Suspensions-Effekt (Stoffliche Ursache): die Diskrepanz kann primär stofflich begründet werden; während Laborexperimente oft das idealisierte mineralogische Endglied untersuchen, repräsentieren die Simulationen einen natürlichen Peridotit-Körper mit einem Serpentinisierungsgrad von 84-91 %; die verbliebenen 9 -16 % Olivin-Relikte wirken als mechanische Inhomogenitäten (Suspensions-Effekt), welche die effektive Viskosität des Gesamtgefüges signifikant über das Niveau der reinen Matrix anheben;
- Skalierung auf den Gebirgskörper (Systemische Ursache): die Simulation identifiziert die effektive Feld-Viskosität, im Gegensatz zur mikro-skaligen Laborprobe fließen in diesen Wert über die Anpassung an Stützwerte makroskopische Faktoren wie die interne Klüftung, Scherebenen und die strukturelle Trägheit eines kilometergroßen Diapirs ein.

7. Abgeleitete Größen

Im letzten Kapitel wurden mit Hilfe von Simulationsergebnissen unter Hinzuziehung von Literaturangaben eine konsistente Ermittlung der relevanten Parameterwerte (Auflast b , Startwert T_{start} , Dichtekontrast $\Delta\rho$, dynamische Viskosität μ) für die Uplift-Dynamik des Mt. Olympos-Diapirs bestimmt. Damit ist der "Best Fit" bestimmt und verifiziert. Als "Nebeneffekt" ergaben sich über die Bestimmung von Serpentinisierungsgraden tiefere Einsichten in die Isostasie des Systems. Weiterhin konnten die Werte für den Uplift-Start und die dynamische Viskosität als stabile und damit dem System inhärente Eigenschaft identifiziert werden.

Mit diesen aus der nun bekannten Dynamik des Uplifts erzeugten Daten können zusätzliche Informationen wie Uplift-Geschwindigkeiten, Zeitkonstanten und ähnliches generiert werden, sie werden im folgenden Kapitel als "abgeleitete Größen" extrahiert und soweit möglich interpretiert.

7.1 Zeitkonstante τ

Die Dynamik des Diapirs wird über den kompletten Uplift durch eine einzige Zeitkonstante τ charakterisiert. Das RTI-Modell liefert folgende formale Abhängigkeit (s. Teil I, Kap. 3.1.1):

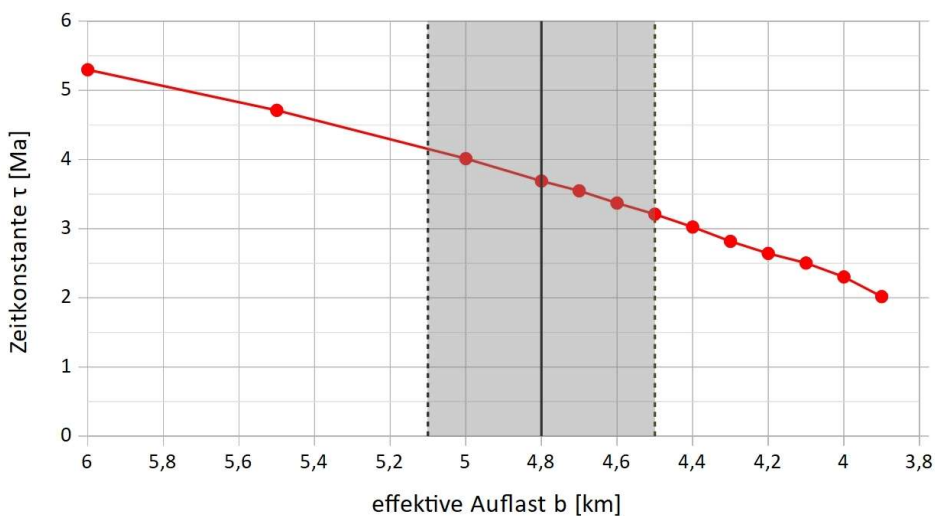


Abbildung 7.1: Zeitkonstante τ vs. effektiver Auflast b ; der relevante Auflastbereich ist grau hinterlegt.

$$\tau = \frac{13,04 \mu}{\Delta\rho g b} \quad (\text{Wdh. 3.4})$$

In Abbildung 7.1 ist der Verlauf der Zeitkonstanten gegenüber der effektiven Auflast b dargestellt. Wie schon aus dem formalen Zusammenhang zu erwarten war, kann die Zeitkonstante nicht als eine für das System immanente Größe angesehen werden. Für den Bereich der realen, effektiven Auflast bleibt ein Wert $\tau = 3,690 \pm 0,480$ festzuhalten. Vorhandene Literaturwerte, die für einen direkten Vergleich herangezogen werden könnten, sind nicht verfügbar.

Es erscheint sinnvoll, an dieser Stelle auf die identische Größe der Zeitkonstanten sowohl beim Aufstieg durch die Kruste als auch für den weiteren Aufstieg des Diapirs oberhalb der Kruste, verbunden mit dem unterstellten "Nachsaugen" von Material, näher einzugehen ("Invarianz der Zeitkonstanten τ im dynamischen Transit-Modell."). Dabei sind mehrere Aspekte zu diskutieren:

Kontinuität durch Material-Nachlieferung:

das vorliegende Modell geht von einem kontinuierlichen viskosen Massenstrom aus; der Diapir bleibt über einen vertikalen Zustromkanal mit seinem serpentinisierten Reservoir verbunden; da der physikalische Antrieb – der Dichtekontrast zwischen der ophiolithischen Kruste und dem aufsteigenden Serpentin – sowie die Viskosität der Umgebung während

des gesamten Prozesses konstant bleiben, bleibt auch die charakteristische Reaktionszeit des Systems (τ) invariant;

Krusten-Transit:

während des Aufstiegs durch die 4,8 km mächtige Kruste wirkt τ als Taktgeber für die Überwindung des lithostatischen Widerstands; das Modell zeigt hier eine exponentielle Zunahme der Geschwin-

7. Abgeleitete Größen

digkeit, da der überlagernde Krustendruck mit abnehmender Tiefe sinkt;

kinetisches Maximum am Austrittspunkt:

das vorgestellte System bricht mit der physikalisch unrealistischen Annahme einer sofortigen Abbremsung an der Krustenoberkante; vielmehr erreicht das System genau hier sein Geschwindigkeitsmaximum, da der einschränkende lithosphärische Druck der Kruste ein Minimum erreicht hat;

Isostatische Relaxation und Reliefbildung:

oberhalb der Krustenoberkante wirkt dieselbe Zeitkonstante τ nun als Relaxationszeit; die Geschwindigkeit nimmt hier nicht aufgrund eines veränderten rheologischen Regimes ab, sondern durch das zunehmende Ungleichgewicht von Material der Kruste zu dem des Diapirs aufgrund des "Nachsaugens"; das System „pendelt“ sich mit der gleichen physikalischen Trägheit ein, mit der es zuvor aufgestiegen ist.

7.2 Uplift-Geschwindigkeiten

Die Vergleichswerte aus der Literatur für die Systemgeschwindigkeiten des Diapirs sind spärlich bzw. stehen nur unzureichend zur Verfügung. Aus diesem Grund wurden sie nicht als Stützwerte während der Simulationen herangezogen, die Ergebnisse werden aber soweit möglich diskutiert.

7.2.1 rezente Geschwindigkeit

Bezüglich der rezenten Uplift-Geschwindigkeit für den isolierten Diapir sind keine verlässlichen Daten aus der Literatur verfügbar, da keine tragfähige, partielle Angabe über die z. Zt. wirkende Komponente durch die Eratosthenes-Unterfahrung zur Verfügung steht. Somit ist es derzeit nicht seriös möglich, eine Hebung allein aus dem vorhandenen Datenmaterial durch den Diapir zu extrahieren. Daher wird an dieser Stelle der entsprechende Teil der Abbildung 6.3 noch einmal wiederholt und das Ergebnis

$$v_{\text{rezent}} = 0,613 \begin{matrix} +0,040 \\ -0,078 \end{matrix} \text{ mm/a}$$

lediglich konstatiert und zur Diskussion gestellt. Sicher hingegen ist, dass die rezente Geschwindigkeit wegen der starken Auflastabhängigkeit nicht als Systemkonstante angesehen werden kann

7.2.2 Geschwindigkeit oberhalb der Kruste

Die grünen Darstellungen in Abbildung 7.2 beziehen sich auf die mittlere Geschwindigkeit des Diapirs außerhalb der Kruste \bar{v} (2,81 - 0 Ma). Die Rauten zeigen die Simulationsergebnisse, der grüne Bereich mit den gestrichelten Linien und der zentral durchgezogene Linie repräsentieren eine lineare Abschätzung für diesen Wert (Herleitung und Diskussion s. Kapitel 6.1).

Die integrale Uplift-Geschwindigkeit zeigt sich gegenüber der Auflast b als Erhaltungsgröße. Der triviale Grund dafür liegt in der Verwendung

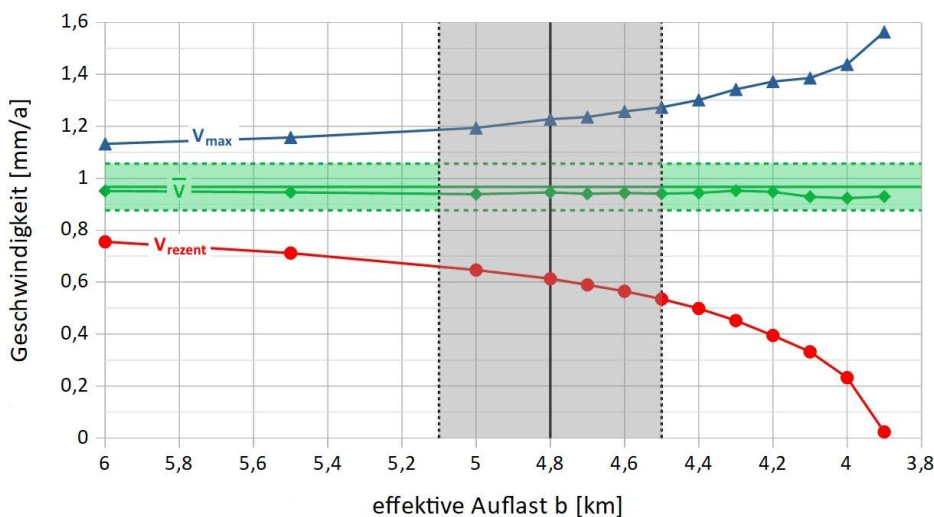


Abb. 7.2: Geschwindigkeiten vs. effektiver Auflast b ;
 blaue Dreiecke: v_{max}
 rote Kreise: rezente Geschwindigkeit v_{rezent}
 grüne Rauten: mittlere Uplift-Geschwindigkeit außerhalb der Kruste \bar{v} ;
 grüne Fläche: lineare Abschätzung für \bar{v} ;
 grau: Auflastbereich b_{real}

7. Abgeleitete Größen

deridentischen Stützwerte sowohl für den linearen Ansatz als auch bei Integration während der Simulation. Die leichten Abweichungen lassen sich einerseits durch das Ausnutzen von Toleranzen und insbesondere durch geringe aber zulässige Verschiebungen von T_{Ozean} während der Simulation erklären. Insgesamt hat der Vergleich lineare Abschätzung vs. Simulationsergebnisse keine physikalische Aussagekraft, er zeigt lediglich, dass das Simulationsprogramm offensichtlich "richtig" arbeitet.

Die Simulation liefert im relevanten Auflastbereich $\bar{v} = 0,943 \pm 0,004$ mm/a für die Zeit 2,81 -0 Ma

Bei MORAG ET AL (2016) findet sich ein niedrigerer Wert für das Post-Pliozän von 0,85 mm/a, aber für einen kürzeren Zeitraum: 2,588 -0 Ma. So fehlen die hohen Geschwindigkeitsanteile für rd. 0,3 Ma direkt nach dem Durchstoß des Diapirs durch die Ozeankruste bei 2,81 Ma, was bei gleichem Vergleichszeitraum zu einem höheren Ergebnis führen würde, das dann näher an denen der Simulation läge.

7.2.3 Maximale Geschwindigkeit

Die maximale Geschwindigkeit des gesamten Uplifts tritt modellbedingt bei T_{Ozean} beim Durchstoß des Diapirs durch die Kruste zum Ozeanboden auf. Sie liegt im relevanten Auflastbereich bei

$$v_{max} = 1,227 \begin{matrix} +0,053 \\ -0,040 \end{matrix} \text{ mm/a}$$

Der Verlauf der maximalen Geschwindigkeit am Ozeanboden in Abhängigkeit von der Auflast korre-

liert mit dem Verlauf des Dichtekontrasts: bei niedriger Auflast muss der Dichtekontrast und damit die notwendige Geschwindigkeit steigen, um die "geforderte" Uplifthöhe zu erreichen. Werden die Gleichungen 3.4 (für τ) und 3.22b (für v_{max}) herangezogen, so wird zwischen v_{max} und dem Dichtekontrast $\Delta\rho$ ein proportionaler und bzgl. der Auflast b ein quadratischer Zusammenhang erwartet (s. Abbildung 7.3):

$$v_{max}(T_{Ozean}) = \frac{\Delta\rho b^2 g}{13,04 \mu} \quad (7.1)$$

7.3 Anfangszustand (w_0 und v_0)

Ein Charakteristikum des RTI-Formalismus ist der sprunghafte Beginn des Uplifts aufgrund einer initialen Anregung, hier ausgelöst durch die extremen geologischen Aktivitäten zu Zeiten der Messinischen Salinitätskrise vor rd. 6 Ma. Die Beschreibung erfolgt durch den initialen Heavisidesprung sowohl im zeitlichen Verlauf des Hubs w_0 als auch im Geschwindigkeitsverlauf v_0 . Literaturdaten zu diesen Größen stehen nicht zur Verfügung. Die formale Beschreibungen dieser Größen wurden in Kapitel 3.1.2.5 näher behandelt. Die Darstellungen in Abbildung 7.4 basieren auf den Simulationsergebnissen. Es lassen sich folgende Werte ermitteln:

initialer Hub: $2,352 \pm 0,331$ km

initiale Geschwindigkeit: $0,599 \pm 0,023$ mm/a.

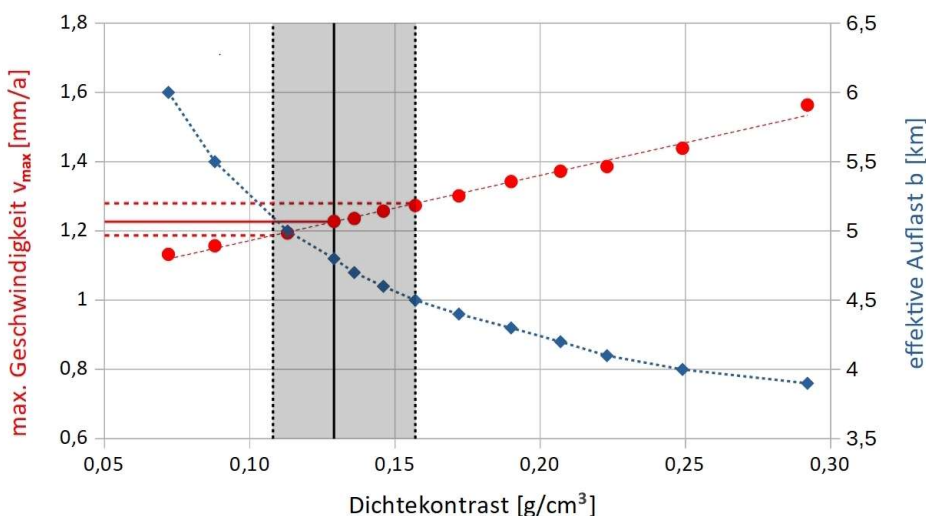


Abb. 7.3: Verlauf der max. Geschwindigkeit (rot) und der effektiven Auflast b (blau) ggü dem Dichtekontrast $\Delta\rho$;

grau: Dichtekontrast für den relevanten Auflastbereich;

rot: grafische Bestimmung der max. Geschwindigkeit mit Hilfe eines linearen Verlaufs bzgl. Dichtekontrast $\Delta\rho$;

7. Abgeleitete Größen

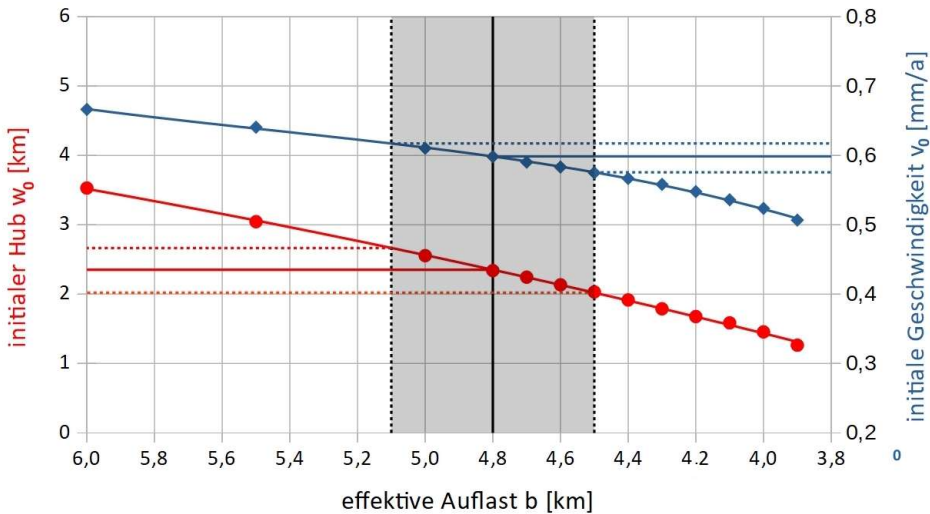


Abbildung 7.4: initialer Hub w_0 (rote Kreise) und initiale Geschwindigkeit v_0 (blaue Rauten) vs. effektiver Auflast b mit zugehörigen Toleranzen; die graue Fläche kennzeichnet den relevanten Auflastbereich.

7.4 Endzustand (T_{Ende} und Hub_{max})

Die in diesem Unterkapitel dargestellten Ergebnisse geben einen Ausblick in die Zukunft. Die Größen T_{Ende} und Hub_{max} beschreiben das Ende des Uplifts (Zeitpunkt und Hebung), definiert durch eine waagerechte Tangente im Verlauf des Höhenwachstums. Was danach passiert, ob dann ausschließlich Erosion wirkt oder zusätzlich ein Zurückschwingen des Diapirs einsetzt, wird in dieser Arbeit nicht näher untersucht. Zu diesen "Zukunftsdaten" gibt es keine belastbaren Literaturhinweise, einzig, dass die Hebung des Mt. Olympus noch nicht abgeschlossen zu sein scheint, was aber im Extremfall allein durch die Unterfahrung des Eratosthenes Seamounts schon bewerkstelligt sein könnte.

Die Simulation zeigt folgende Ergebnisse (s. Abbildung 7.5):

Uplift-Ende T_{Ende} : $1,813^{+0,493}_{-0,530}$ Ma nach heute
(Die Anpassung erfolgte mit Hilfe eines Polynoms 2. Grades mit $R^2 = 0,9989$);

maximaler Hub: $\text{Hub}_{\text{max}} = 8,707 \pm 0,652$ km
(die verwendete lineare Anpassung zeigt ein R^2 von 0,9996)

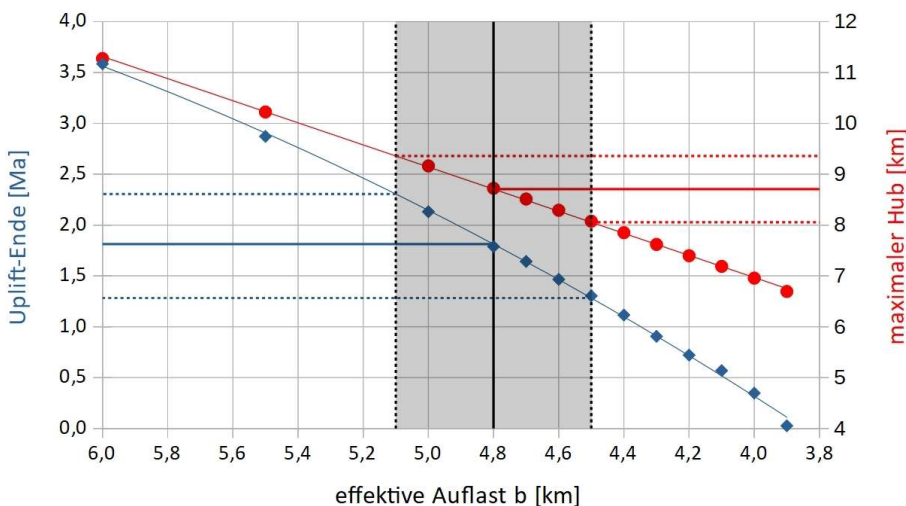


Abbildung 7.5: zukünftiges Schicksal des Diapirs; blaue Rauten: Ende des Uplifts (Ma nach heute); rote Kreise: maximal erreichbarer Hub; grau unterlegt: relevanter Auflastbereich b .

8. Zusammenfassung

Teil I: Theoretische Grundlagen und Modellentwicklung

Der erste Teil der Arbeit widmet sich neben der Beschreibung des geologischen Umfelds von Zypern im Wesentlichen der Modellierung der Dynamik eines diapirischen Uplifts am Beispiel des Mt. Olympus. Als theoretisches Fundament dient die Theorie über die Rayleigh-Taylor-Instabilität nach *Turcotte und Schubert (2014)*.

Um den kompletten Uplift realitätsnah zu simulieren, mussten die bestehenden Modellgrenzen erweitert werden:

- **Erweiterung über die Krustenoberfläche hinaus:** für die Beschreibung der Dynamik über die ursprüngliche Modellgrenze („Krustenoberfläche“) hinaus wurde ein neuer Formalismus entwickelt und mithilfe von Flächenbetrachtungen realisiert.
- **Integration von Erosionseffekten:** infolge des frei liegenden Teils des Uplifts wurden submarine und subaerische Erosionseffekte nach dem Durchstoß des Diapirs durch die Krustenoberfläche in die Theorie integriert.
- **Das Erosionsparadoxon:** durch die Berücksichtigung der Erosion trat ein paradoxer Effekt auf: die Uplift-Dauer sowie die finale Höhe des Diapirs verlängerten sich.

Vorbereitung der Simulation

Zur Kalibrierung der Uplift-Simulation wurden die vier zu bestimmenden Parameter anhand von Literaturwerten und deren physikalischen Grenzen festgelegt und verifiziert:

1. **Uplift-Beginn** (T_{start})
2. **Auflasthöhe** (b)
3. **Dynamische Viskosität** (μ)
4. **Dichtekontrast** ($\Delta\rho$)

Zusätzlich erforderte die Simulation die quantitative Kenntnis der zeitabhängigen Verläufe der Erosion sowie der endogenen Eigenhebung der Insel Zypern

infolge der Dynamik der nahen Supra-Subduktionszone.

Teil II: Simulationsergebnisse und Parameterstudie

In Teil II werden die Ergebnisse der numerischen Simulationen beschrieben. Die die Dynamik bestimmenden Parameter wurden iterativ variiert, bis die Summe der Fehlerquadrate bezüglich vorgegebener Stützwerte ein Minimum erreichte.

Besonderheit des Parameters Auflast (b): da die Auflast die Stützwerte direkt beeinflusst, nimmt sie eine Sonderstellung ein. Es musste eine Vielzahl von Simulationen mit unterschiedlichen, aber während des jeweiligen Durchlaufs konstanten Auflastwerten durchgeführt werden. Der real vorliegende Auflastwert wurde vorab durch Literaturdaten und Tiefenbohrungen auf Zypern konsistent eingegrenzt und nachträglich durch die Simulationsergebnisse plausibilisiert.

Zentrale Erkenntnisse der Simulation

Alle ermittelten Parameterwerte für den diapirischen Aufstieg bewegen sich innerhalb der erwarteten geologisch sinnvollen Grenzen. Im Einzelnen zeigten sich folgende Ergebnisse:

- **Dominanz der Auflast:** der Parameter Auflast (b) stellte sich als der die Dynamik beherrschende Faktor heraus, dicht gefolgt vom Dichtekontrast ($\Delta\rho$), welcher im Wesentlichen die maximal erreichbare Diapirhöhe determiniert.
- **Systemkonstanten (T_{start} und μ):** der Startzeitpunkt und die dynamische Viskosität zeigen sich als konstant über den gesamten untersuchten Auflastbereich. Bemerkenswert ist, dass der Startzeitpunkt (T_{start}) zeitlich mit dem Beginn der Messinischen Salinitätskrise korreliert.
- **Der normierte Dichtekontrast:** der Vergleich von Serpentinisierungsgraden aus Feldbegehungen mit den Simulationsergebnissen verdeutlicht, dass der normierte Dichtekontrast eine fundamentale Systemkonstante

8. Zusammenfassung

darstellt. Seine Konstanz ist die notwendige Voraussetzung für einen stabilen, charakteristischen Uplift.

Mechanismus des diapirischen Aufstiegs

Der Aufstieg des Diapirs vollzieht sich in zwei geologischen Stockwerken, die ein „Umschalten“ des Systems erfordern:

1. **Im Erdmantel:** der Diapir steigt aufgrund des Dichtekontrasts zwischen serpentinisiertem Harzburgit und dem umgebenden, un-serpentinierten Harzburgit in Richtung Krustenunterkante. Der normierte Dichtekontrast ist hier identisch mit dem Serpentinisierungsgrad von ca. 60 %.
2. **Am Übergang zur Erdkruste:** hier ändert sich das petrologische Umfeld. Anstelle des Harzburgits umgibt nun weniger dichter Gabbro den Diapir. Bei gleichbleibendem Serpentinisierungsgrad im Kern würde der Dichtekontrast sinken und der Antrieb versiegen (der Diapir bliebe stecken).
3. **Isostatische Pegelanpassung:** für einen weiteren Uplift muss das System aus Kontinuitätsgründen im Diapirkern ebenfalls auf einen normierten Dichtekontrast von 60 % umschalten. Da das Umgebungsgestein (Gabbro) eine geringere Dichte besitzt, erfordert dies im Kern einen deutlich höheren Serpentinisierungsgrad von ca. 90 %.

Bemerkung: dieser theoretisch geforderte, extrem hohe Serpentinisierungsgrad lässt sich real an der östlichen Flanke des Mt. Olympos im Bereich der *Amiantos-Asbestmine* nachweisen. Dies kann als ein späterer, seitlicher Kernausbruch des Diapirs interpretiert werden.

Eine detaillierte Übersicht der Simulationsergebnisse ist in Tabelle 8.1 zusammengefasst; die grafische Darstellung der zentralen Dynamik für eine Auflast von $b = 4,8$ km ist Abbildung 8.1 zu entnehmen.

8. Zusammenfassung

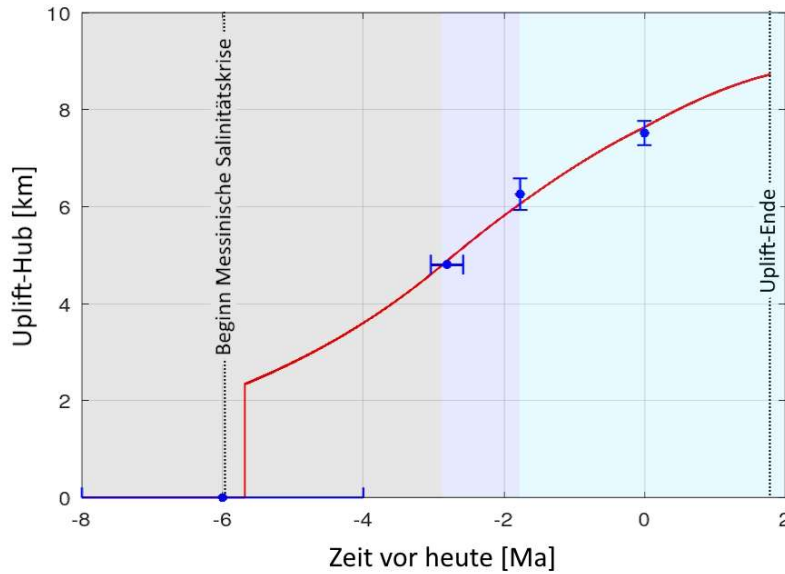
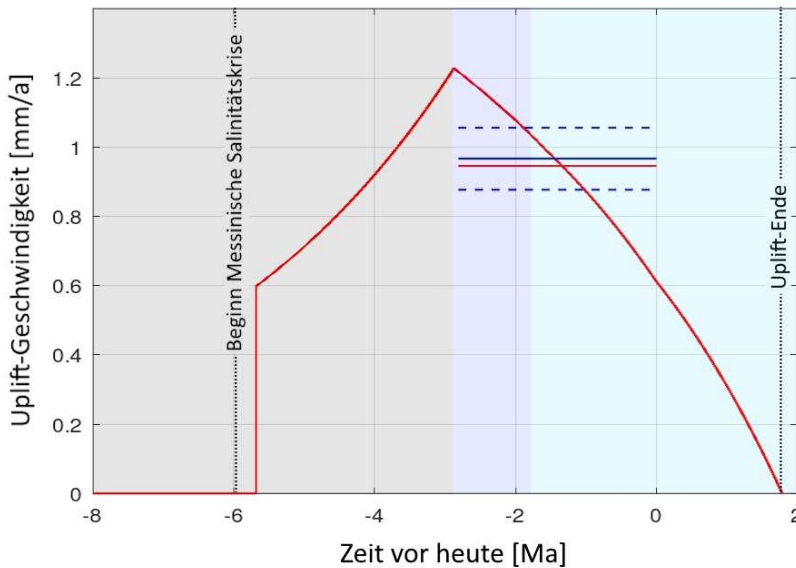


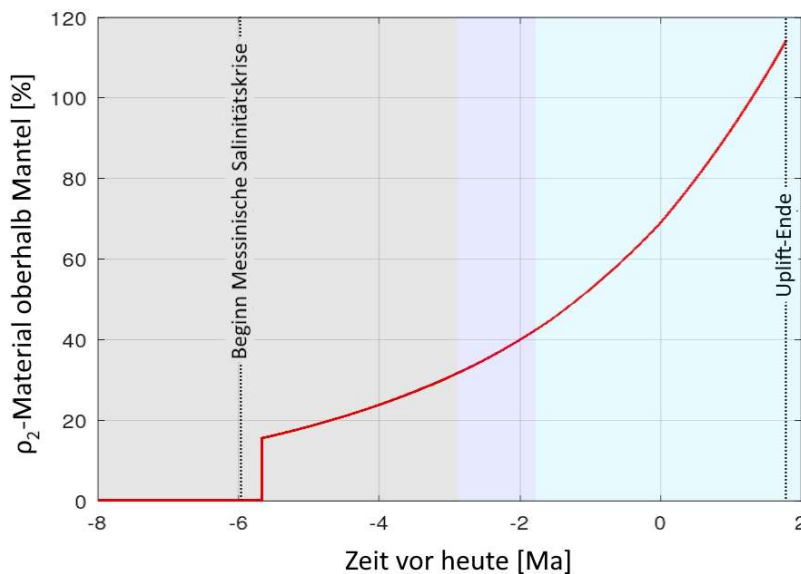
Abbildung 8.1: Zeitverläufe in Kruste: grau
Ozean: violett
Luft: hellblau
bis Diapir-Stillstand (Uplift-Ende)

oben: Uplift-Hub

Start des Diapirs vor 5,69 Ma mit einem initialen Hub von 2,352 km im Zusammenhang mit der Messinischen Salinitätskrise;



mittig: Uplift-Geschwindigkeit;
der Diapir startet mit einer initialen Geschwindigkeit von 0,599 mm/a, erreicht beim Verlassen der Kruste seine maximale Geschwindigkeit von 1,227 mm/a; der Diapir-Stillstand wird in der Zukunft bei 1,813 Ma erreicht; die mittlere Geschwindigkeit nach Verlassen der Kruste bis heute errechnet die Simulation zu 0,943 mm/a;



unten: Flächenzuwachs von ρ_2 -Material (hochserpentinisierter Diapir-Kern) oberhalb der Mantel-Kruste-Grenze in 4,8 km Tiefe, bezogen auf ein serpentinisiertes Ursprungs-Mantelpaket von ebenfalls 4,8 km Mächtigkeit (s. RTI-Modell Teil I Abb. 3.1/2);

beim initialen Sprung erfolgt ein Einschuss von 15,6 %, rezent sind bereits 69 % und bis zum Diapir-Stillstand insgesamt dann 112 % zusätzlich eingeströmt.

Dynamik bestimmende Parameter

effektive Auflast	b	4,8	$\pm 0,3$	km	reale Auflast (Kruste)
Dichtekontrast	$\Delta\rho$	0,129	$+0,028$ $-0,040$	g/cm^3	
dynamische Viskosität	μ	0,542	$\pm 0,005$	10^{20} Pa s	invariant ggü. Auflast b
Diapir-Start	T_{Start}	5,69	$\pm 0,01$	Ma vor heute	invariant ggü. Auflast b ; Beginn der Messinischen Salinitätskrise

abgeleitete Parameter

normierter Dichtekontrast in der Kruste	$\Delta\rho_{\text{norm}}$	60	± 10	%	konstanter Isostatischer Pegel
Serpentinisierungsgrad im Mantel (Diapir-Kern)	S_{Mantel}	60	± 10	%	Auftrieb im Mantel (Literaturwert)
Serpentinisierungsgrad in der Kruste (Diapir-Kern)	S_{Kruste}	87	± 4	%	Uplift-Antrieb in der Kruste (Diapir-Auslauf in Wasser und Luft)
Zeitkonstante	τ	3,69	$\pm 0,480$	10^{20} Pa s	eine Zeitkonstante für kompletten Uplift
mittlere Geschwindigkeit oberhalb der Kruste	\bar{v}	0,943	$\pm 0,004$	mm/a	gemittelt über die Zeit 2,81 - 0 Ma
max. Geschwindigkeit	v_{max}	1,227	$+0,053$ $-0,040$	mm/a	am Ozeanboden
rezente Geschwindigkeit	v_{rezent}	0,613	$+0,040$ $-0,078$	mm/a	
initialer Hub	w_0	2,352	$\pm 0,331$	km	
initiale Geschwindigkeit	v_0	0,599	$\pm 0,023$	mm/a	
Uplift-Ende	T_{Ende}	1,813	$+0,493$ $-0,530$	Ma	Ma nach heute
maximal möglicher Hub	Hub_{max}	8,707	$\pm 0,652$	km	bis Diapir-Stillstand

Tabelle 8.1: Zusammenfassung der Simulationsergebnisse und daraus abgeleitete Größen

9. Hinweis zur Literatur

Die Literaturzitate werden auf der Homepage zentral verwaltet.