

**Magma mingling:
Die hydrodynamische Genese
magmatischer Dispersionen**

**Dissertation zur Erlangung
des naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius- Maximilians- Universität Würzburg**

**Vorgelegt von
Anselm Koopmann
aus
Bonn / Bad Godesberg**

Würzburg 2004

Eingereicht am:

1. Gutachter: Prof. Dr. Bernd Zimanowski
 2. Gutachter: Prof. Dr. Volker Lorenz
- der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. Bernd Zimanowski
 2. Prüfer: Prof. Dr. Rainer Klemd
- der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Zusammenfassung

Interaktion und Vermischung kompositionell unterschiedlicher Silikatschmelzen treten im gesamten Spektrum magmatischer Aktivität auf. Dabei kann es sowohl zu Magma mingling-, als auch zu Magma mixing-Prozessen kommen. Magmatische Enklaven und Dispersionen sind dabei Zeugen der ehemaligen Interaktion und Vermischung der beteiligten Schmelzen.

Diese Arbeit präsentiert ein neuartiges Modell zur Genese magmatischer Dispersionen, das auf hydrodynamischen Mischungsprozessen der beteiligten Schmelzen beruht. Es geht davon aus, dass es bei geeigneten, an der Grenzfläche zwischen zwei Schmelzen wirkenden Scherkräften zu mechanischen Mischungsprozessen unter Ausbildung von Dispersionen kommen kann. Die dafür relevanten Parameter umfassen die jeweiligen Viskositäten der Schmelzen, die zwischen ihnen herrschende Grenzflächenspannung, die anliegenden Scherraten bzw. Fließgeschwindigkeiten und die zur Verfügung stehende Zeitspanne.

Die praktische Anwendbarkeit und die generelle Gültigkeit für georelevante Silikatschmelzen des Modells zur hydrodynamischen Genese magmatischer Dispersionen wurde experimentell durch Laborversuche und durch die Anwendung auf natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse bestätigt. Somit steht auch ein *tool* im Sinne der Geospeedometrie zur Verfügung, mit dem die damaligen Temperaturen, Viskositäten und relativen Strömungsgeschwindigkeiten der beteiligten Magmen zum Zeitpunkt ihrer Vermischung berechnet und rekonstruiert werden können. Es liefert wichtige Daten zur Erfassung der kinematischen Eigenschaften von Silikatschmelzen und trägt so zur weiteren Aufklärung der komplexen magmatischen Systeme bei.

Abstract

Interaction and comingling of contrasting silicate magmas is a frequent phenomenon occurring in the entire spectrum of magmatic activity. Thereby both magma mingling and mixing processes are to be found. Magmatic enclaves and dispersions appear as a witness for the former interaction and mingling of the involved melts.

This work presents a new model for the genesis of magmatic dispersions, which is based on hydrodynamic mingling processes of the participating melts. It is due to the attempt that under suitable shear rates mechanical mingling processes at the interface of two melts can be initiated to form dispersions. The parameters relevant to this process include the viscosities, the interacting interfacial tension, the applied shear rates resp. flow velocities and the available time span.

The practical applicability and the general validity for geo-relevant silicate melts of the proposed model was confirmed by experimental laboratory tests and by the application on natural cases of magmatic mingling processes. Thus a tool in the sense of geo-speedometry is available which allows calculation and reconstruction of the former temperatures, viscosities and relative flow velocities of the melts at the time of their conjunction. In doing so it provides important data on the kinematic features of silicate melts and provides insights into the complex magmatic systems.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Physikalisch Vulkanologischen Labor unter der Leitung von Prof. Dr. Bernd Zimanowski angefertigt. Für die interessante Themenstellung, die hervorragende Betreuung und die langjährige, fruchtbare Zusammenarbeit bin ich ihm zu größtem Dank verpflichtet. Darüber hinaus möchte ich ihm für die freundschaftliche und entspannte Arbeitsatmosphäre herzlich danken.

Prof. Dr. Volker Lorenz, der meine wissenschaftliche Entwicklung von Anfang an begleitete, gebührt mein respektvoller und aufrichtiger Dank für seine langjährige Betreuung und die angenehme und unproblematische Zusammenarbeit. Seine zahlreichen wertvollen Hinweise und Anregungen wirkten sich nicht nur förderlich auf die vorliegende Arbeit aus.

Herzlicher Dank für die gute und erfolgreiche, z.T. auch langjährige Zusammenarbeit gebührt den folgenden Personen: Anton Uttinger, Ruppert Wassermann, Christine Wörrlein, Steffen Bez, Ralf Büttner, Christian Lenk, Hannes Raue, Wolfram Schuhmann, Markus Wilmsen, Carlo Dietl und Uli Schüßler. Ihre Hilfe und tatkräftige Unterstützung trugen wesentlich zum Fortgang meiner wissenschaftlichen Arbeit bei.

Herzlicher Dank auch an Jens Barber vom Fraunhofer Institut für Silicatforschung (ISC) in Würzburg und an Rosanna De Rosa von der Università della Calabria (Cosenza) für die gute Zusammenarbeit und die wertvollen Hinweise.

Die vorliegende Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgesellschaft DFG als Teil des Schwerpunktprogramms „Bildung, Transport und Differenzierung von Silikatschmelzen“ (Zi 481-8) finanziert.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Dissertation selbständig angefertigt, dabei keine anderen Hilfsmittel als die im Literaturverzeichnis genannten benutzt und alle aus der Literatur ganz oder teilweise entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Die Dissertation hat weder vollständig noch in Ausschnitten einer anderen Fakultät vorgelegen mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben.

Ferner erkläre ich, dass ich mich bisher an keiner anderen Hochschule um einen Doktorgrad beworben habe.

Würzburg, 4. 3. 2004

Anselm Koopmann

Koopmann, A. (2004): Magma mingling: Die hydrodynamische Genese magmatischer Dispersionen. – Dissertation, Univ. Würzburg, 149 S., 69 Abb., 3 Tab.
--

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung	3
Abstract	4
Danksagung	5
Inhaltsverzeichnis	6
1 Einführung	9
1.1 Magma mixing – Magma mingling	10
1.1.1 Magma mixing	10
1.1.1.1 Entstehungsmöglichkeiten	11
1.1.1.2 Relevante Einflussfaktoren	11
1.1.2 Magma mingling	12
1.1.2.1 Dispersionstypen	12
1.1.2.2 Identifikationskriterien	13
1.1.2.3 Begleitende Prozesse	14
1.2 Stand der Forschung	15
2 Hydrodynamisches Mischungsmodell für magmatische Dispersionen	18
2.1 Relevante Einflussfaktoren	18
2.1.1 Physikalische Parameter	19
2.1.2 Fließverhalten	23
2.1.3 Strömungsregime	23
2.1.4 Abkühlung	23
2.1.5 Geologischer Hintergrund	24
2.2 Physikalisch - hydrodynamischer Hintergrund	26
2.2.1 Relevante Modellparameter	26
2.2.2 Effektivitätsberechnung hydrodynamischer Mischungsprozesse	27
2.2.3 Effektivitätsberechnung limitierender Abkühlprozesse	27
3 Experimentelle Bestimmung der physikalischen Parameter	29
3.1 Viskositätsmessungen	29
3.1.1 Der Viskosimetriemessstand	29
3.1.2 Geometrie der Messanordnung	31
3.1.3 Messverfahren	33
3.1.4 Experimentelle Ergebnisse	34
3.2 Oberflächenspannungsmessungen	36
3.2.1 Der Tensiometriemessstand	36
3.2.2 Geometrie der Messanordnung	37
3.2.3 Messverfahren	37
3.2.4 Kontaktwinkelmessungen	39
3.2.5 Experimentelle Ergebnisse	41
3.3 Wärmeleitfähigkeitsmessungen	44
3.3.1 Messstand und -verfahren	44
3.3.2 Experimentelle Ergebnisse	46

4	Experimentelle Untersuchung von Magma mingling-Prozessen	48
4.1	Schichtungsversuche ohne Fließfeld	49
4.1.1	Makroskopische Auswertung	49
4.1.2	Mikroskopische Auswertung	51
4.1.3	Mikrosonden-Analysen	53
4.1.4	Fazit	54
4.2	Schichtungsversuche mit Fließfeld	55
4.2.1	Berechnung der scherratenabhängigen Dispersionsdurchmesser	56
4.2.2	Versuchsreihenübersicht	57
4.2.3	Makro- und mikroskopische Auswertung	59
4.2.4	Dispersionsdurchmesserbestimmungen	67
4.2.5	Schubspannungsmessungen	71
4.2.6	Mikrosonden-Analysen	75
4.2.7	Fazit	79
5	Modellanwendung 1: Magma mingling am Beispiel des Kreuznacher Rhyoliths	81
5.1	Ermittlung der relevanten Einflussfaktoren	81
5.1.1	Der Kreuznacher Rhyolith im geologischen Kontext des Saar-Nahe-Beckens	81
5.1.2	Das rhyolithische Wirtsmagma	83
5.1.3	Die basaltisch-andesitischen Domains	84
5.1.3.1	Makro- und mikroskopische Auswertung	84
5.1.3.2	Phänomenologische Klassifikation	86
5.1.3.3	Dispersionsdurchmesserbestimmung	88
5.1.3.4	Mikrosonden-Analysen	89
5.1.4	Die dazitischen Übergangsbereiche	90
5.1.5	Fazit	91
5.2	Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells	92
5.2.1	Bestimmung der relevanten Modellparameter	92
5.2.2	Effektivitätsberechnung limitierender Abkühlprozesse	93
5.2.3	Effektivitätsberechnung hydrodynamischer Mischungsprozesse	94
5.3	Fazit	96
6	Modellanwendung 2: Magma mingling am Beispiel des Mte. Porri-Lavastroms	97
6.1	Ermittlung der relevanten Einflussfaktoren	97
6.1.1	Der Mte. Porri-Lavastrom im geologischen Kontext des äolischen Inselbogens	97
6.1.2	Das dazitische Wirtsmagma	101
6.1.3	Die basaltisch-andesitischen Domains	104
6.1.3.1	Makro- und mikroskopische Auswertung	104
6.1.3.2	Phänomenologische Klassifikation	105
6.1.3.3	Dispersionsdurchmesserbestimmung	108
6.1.3.4	Mikrosonden-Analysen	109
6.1.4	Die andesitischen Übergangsbereiche	110
6.1.5	Fazit	111
6.2	Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells	113
6.2.1	Bestimmung der relevanten Modellparameter	113
6.2.2	Effektivitätsberechnung hydrodynamischer Mischungsprozesse	114
6.3	Enklaven als kinematische Indikatoren für die Lavastrom-Platznahme	115
6.4	Fazit	118
6.5	Fließkinematik und Platznahme strukturviskoser Schmelzen	119
7	Resümee und Ausblick	124

Literaturverzeichnis	128
Anhang A: Geochemische Analysen der untersuchten Schmelzen	143
Anhang B: Weitere Abbildungen experimentell erzeugter Dispersionen	144
Curriculum vitae	149

1 Einführung

Vulkanismus ist der wesentliche Ausdruck der Dynamik des Erdinnern. Dabei stellen Vulkane und ihre Produkte das einzige direkte Beobachtungsfenster für diese thermodynamischen Prozesse dar, die das Bild der Erde fortlaufend gestalten und verändern. Ungefähr 80 % der Erdoberfläche, Meeresboden und Festland inbegriffen, sind magmatisch - vulkanischen Ursprungs.

Magmen bestehen aus natürlichen, gänzlich oder teilweise flüssigen, mehrphasigen Silikatschmelzen, die neben leichtflüchtigen Bestandteilen auch Kristallausscheidungen enthalten können. Magmen können in der Erdkruste oder im oberen Mantel gebildet werden und subvulkanische Magmenkammern speisen. Dort kann es zu Konvektions- und Differentiationsprozessen unter Bildung, Transfer und Separation von kristallinen Phasen kommen, die den petrologischen und geochemischen Charakter eines Magmas nachhaltig verändern können.

Interaktion und Vermischung von kompositionell unterschiedlichen Silikatschmelzen sind in der Natur häufig auftretende Prozesse, die im gesamten Spektrum magmatischer Aktivität zu beobachten sind, wobei die beigemischte Schmelze meist in Form von rundlichen Enklaven und Dispersionen im Wirtsmagma vorliegt. Die Dispersionen als Zeugen der ehemaligen Interaktion zweier unterschiedlicher Schmelzen finden sich nicht nur im plutonischen Environment (DIDIER 1991, BARBARIN 1991, BUSSY 1991, D'LEMONS 1992, KADIOGLU & GÜLEC 1999, BAXTER & FEELY 2002), sondern verbreitet auch in Domen und Lavaströmen (KOYAGUCHI 1986, STIMAC et al. 1990, DONOGHUE et al. 1995, SEAMAN et al. 1995, TEPLEY et al. 1999, MORROW & MCPHIE 2000, KUSCU & FLOYD 2001).

Bis heute liegen jedoch keine befriedigenden Theorien und Modelle zur Genese magmatischer Dispersionen vor. Viele Lösungsansätze basieren zwar auf einem fundierten mathematisch-physikalischen Hintergrund, lassen aber eine Übertragbarkeit auf georelevante Systeme fraglich erscheinen. Aber auch geospezifische Modellsysteme, die z.T. auch mit Silikatschmelzen oder Simulationsfluiden überprüft wurden, sind oftmals unzureichend und können den Bildungsprozess und das große Spektrum magmatischer Dispersionen nicht plausibel erklären.

Deshalb wird in vorliegender Arbeit ein neuartiges Modell zur Genese magmatischer Dispersionen präsentiert, das auf hydrodynamischen Mischungsprozessen der beteiligten Schmelzen beruht. Wie bei jeder Modell-Neuvorstellung ist es auch hier unerlässlich, die Güte des Modellansatzes zu überprüfen und seine Implikation für georelevante Schmelzen in magmatischen Systemen zu erfassen.

Dies soll einerseits durch die experimentelle Überprüfung mit Silikatschmelzen im Physikalisch Vulkanologischen Labor, andererseits durch die praktische Anwendung auf natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse erfolgen:

- Durch die experimentellen Laborversuche mit georelevanten Silikatschmelzen ist es möglich, den theoretischen physikalisch-hydrodynamischen Hintergrund des Modells zu überprüfen. Um dabei eine möglichst hohe Realitätsnähe der Untersuchungen gewährleisten zu können, müssen die zugrundeliegenden relevanten Modellparameter entsprechend präzise erfasst und bestimmt werden.
- Durch die praktische Modellanwendung auf natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse ergibt sich die Möglichkeit, die allgemeine Gültigkeit des propagierten Modells zu bestätigen und die jeweiligen geologischen Befunde plausibel interpretieren zu können.

Verlaufen diese Untersuchungen erfolgreich, kann von der prinzipiellen Richtigkeit und einer geospezifischen Allgemeingültigkeit des Modells zur hydrodynamischen Genese magmatischer Dispersionen ausgegangen werden. Dies ist das Anliegen der vorliegenden Arbeit.

Um die Bedeutung und Signifikanz magmatischer Dispersionen als Zeugen ehemaliger Mischungsprozesse darzustellen, wird zunächst ein Überblick über das große Spektrum der vielfältigen Prozesse gegeben, die bei der Interaktion und Vermischung von magmatischer Schmelzen auftreten können.

1.1 Magma mixing – Magma mingling

Beim Zusammentreffen von zwei oder mehreren physikalisch und chemisch unterschiedlichen Magmen kann es zu verschiedenartigen Reaktionen zwischen den Schmelzen kommen. Das Reaktionsspektrum dieser Prozesse reicht dabei vom „Magma mingling“ einerseits bis zum „Magma mixing“ andererseits. Abhängig ist das Ergebnis derartiger Vermischungen von den im jeweiligen System herrschenden hydrodynamischen, physikalisch-chemischen und thermodynamischen Bedingungen wie z.B. Einströmrate, petrologische Diversität, Temperaturen und zur Verfügung stehende Zeitspanne.

Wann immer unterschiedliche Magmen miteinander interagieren, können grundsätzlich vier Szenarien auftreten:

- Die Schmelzen vermischen sich nur mechanisch, es kommt zu keinerlei chemischen Diffusionsvorgängen. Es entstehen im Idealfall Dispersionen mit rundlichen Enklaven der beigemischten Schmelze im mengenmäßig überwiegenden Wirtsmagma (= Magma mingling).
- Eine Schmelze wird beim Kontakt mit der anderen abgekühlt und es entstehen reliktsche kissenartige oder adernetzwerkartige Strukturen, wobei dadurch der Mischungsprozess abrupt beendet wird (Einfrierung).
- Beide Schmelzen vermischen sich chemisch nur unvollständig (besonders bei porphyrischen Schmelzen) und es resultieren Phenokristalle beider Schmelzen, die ausgeprägte Ungleichgewichtstexturen aufweisen.
- Die Schmelzen vermischen sich vollständig unter Bildung eines neuen, chemisch anderen Magmas, eines sog. „*hybrid magmas*“ (= Magma mixing).

Diese Prozesse können aber auch gekoppelt auftreten: Mixing-Prozesse können ein chemisch neues hybrid-Magma generieren, welches dann wiederum durch Mingling-Prozesse als Enklaven in ein anderes Magma eingemischt wird.

1.1.1 Magma mixing

„Magma mixing“ steht für chemisch dominierte Mischungsprozesse unterschiedlicher Magmentypen, wobei im Idealfall als Endprodukt eine petrologisch neuartige, chemisch homogene Schmelze entsteht, die mit den ursprünglichen, vermischten Schmelzen nicht mehr identisch ist (*hybrid magma*). Dabei spiegelt das Gesamtvolumen der miteinander vermischten Schmelzen und der Grad der chemischen Diffusionsvorgänge die Effizienz der erfolgten Prozesse wider. Magma mixing-Prozesse treten weitaus häufiger als mingling-Prozesse auf und wurden bereits detailliert untersucht (MCBIRNEY 1980, OTTINO 1989, WILCOX 1999, BERGANTZ 2000, PERUGINI et al. 2002); deshalb werden hier nur die für die vorliegende Arbeit relevanten Punkte dargestellt.

Bei erfolgreichem mixing unter Bildung eines neuen Magmas beruht der signifikanteste Nachweis der Interaktion ehemals verschiedenartiger Schmelzen auf reliktschen Ungleichgewichtsstrukturen wie z.B. chemische oder isotopische Zonierung (*disequilibrium textures*) und / oder auf Lösungs- und Reaktionserscheinungen (*dissolution textures*) der enthaltenen Phenokristalle. Bei mingling-Prozessen oder unvollständigem mixing behält dagegen eine oder beide Schmelzen ihre ursprüngliche chemische Identität; in letzterem Fall kann es gelegentlich zu kleinmaßstäblichen (~ mm) Diffusionsvorgängen am Kontakt zwischen den beiden Schmelzen kommen, abhängig von zur Verfügung stehender

Zeitspanne, Temperatur und chemischer Zusammensetzung (KOYAGUCHI 1986, BAXTER & FEELY 2002).

Magma mixing gilt als wichtiger Prozess bei der Magmenbildung und ist besonders relevant für Magmenkammern und Plutone, wo aufgrund der erniedrigten Viskositäten der Schmelzen durch die herrschende Kombination von Druck, Temperatur, Wassergehalt und dynamischen Bewegungen geeignete Voraussetzungen gegeben sind. Entsprechende Laborexperimente, bei denen saure und basische Schmelzen unter Erzeugung eines chemisch dazwischenliegenden hybrid-Magmas komplett gemixt wurden, belegen die potentielle Wirksamkeit dieser Prozesse (HOFMANN 1990).

1.1.1.1 Entstehungsmöglichkeiten

Mixing-Prozesse unter Bildung eines neuen *hybrid magmas* können in verschiedenen geologischen Environments bei folgenden Situationen auftreten:

- passive Eigendiffusion in der Kontaktzone zwischen kompositionell unterschiedlichen Schmelzen in stabil geschichteten Magmenkammern (Ausgleich des Konzentrationsgefälles der Teilchendichte).
- Einfluss der Gravitationskraft bei metastabiler Schichtung (Dichteausgleich).
Diese beiden Mechanismen sind jedoch sehr ineffektiv bzw. kommen nur bei sehr langer Wirkungszeit zum Ausdruck und sind deshalb von untergeordneter Bedeutung. Bei niedrigem bis moderatem Umgebungsdruck beträgt beispielsweise die Eigendiffusionsgeschwindigkeit zwischen saurem und basischem Magma für 1m ca. 100.000 Jahre (OLDENBURG et al. 1989).
- thermische Konvektions- und kompositionelle Magmenbewegungen in Magmenkammern und Plutonen.
- Kollaps der stabilen Grenzschicht zwischen zwei in einer Magmenkammer geschichteten unterschiedlichen Schmelzen während einer Eruption.
- Aktives Einströmen (unter hohen Injektionsgeschwindigkeiten) von petrologisch unterschiedlicher Schmelze in ein vorhandenes Magmareservoir. Derartige Fälle bewirken dabei das effektivste Magma mixing und treten auch am häufigsten auf.

1.1.1.2 Relevante Einflussfaktoren

Die wichtigsten für Magma mixing-Prozesse relevanten Faktoren sind neben herrschenden Druckverhältnissen und zur Verfügung stehender Zeitspanne:

- der Temperatur- und damit der Viskositätskontrast zwischen den beteiligten Schmelzen. Je niedriger der Temperatur- bzw. Viskositätsunterschied ist, desto effektiver kann Magma mixing erfolgen.
- das Volumen der eingespeisten Schmelze. Ist das zugeführte Volumen zu gering, kann durch rasche Abkühlung bzw. thermische Equilibrierung der Schmelzen Magma mixing verhindert werden.
- die zwischen den Schmelzen herrschende Grenzflächenspannung. Je niedriger sie ist, desto eher kann mixing erfolgen (Idealfall: Ausbildung einer Legierung bei fehlender Grenzflächenspannung).
- die Einströmgeschwindigkeit bzw. die anliegende relative Scherrate zwischen den Schmelzen. Dies ist der wichtigste Parameter sowohl für mixing- als auch für mingling-Prozesse. Je höher die herrschende Einströmrates ist, desto wahrscheinlicher kommt es zum Magma mixing. Im Idealfall herrscht turbulentes Fließregime, was anhand der kritischen Reynoldszahl abgeschätzt werden kann ($R_{crit} > 1000$, Kap. 1.2.4, 6.2.1). Liegen ausreichend hohe Injektionsgeschwindigkeiten vor, können diese auch ungünstige Rahmenbedingungen (großer Temperatur- bzw. Viskositätskontrast, geringes eingespeistes Volumen oder hohe Grenzflächenspannungen) überwinden und so dennoch Magma mixing bewirken. Unter günstigen Umständen kann es deshalb auch in hypabyssischen Bereichen wie Förderschloten oder Dykes bei genügend hohen Scherraten zu mixing-Prozessen kommen.

Magma mixing wird des weiteren als Auslösemechanismus für vulkanische Eruptionen diskutiert (LEONARD et al. 2002). Kommt mafische, insbesondere an Volatilen angereicherte Schmelze in Kontakt mit kühlerem, saurerem Magma, kann es durch plötzliche Abschreckung und anschließender Entgasung des basischen Materials zur Auslösung magmatischer Eruptionen kommen (LEONARD et al. 2002).

Wie beim Magma mingling bedingt auch beim mixing eine Abkühlung des jeweiligen Systems fortschreitende Kristallisation mit resultierender Viskositätszunahme der beteiligten Komponenten, wodurch diese Prozesse zunehmend behindert werden und schließlich zum Erliegen kommen können.

1.1.2 Magma mingling

„Magma mingling“ steht für mechanisch dominierte Mischungsprozesse unterschiedlicher Schmelzen, wobei ein heterogenes Magma gebildet wird, in dem die geochemischen und strukturellen Charakteristika der beteiligten Schmelzen größtenteils konserviert werden. Als Endprodukt liegt also - im Gegensatz zum *hybrid magma*- eine chemisch inhomogene Mischung (Dispersion) vor, die im Idealfall aus Teilen des Wirtsmagmas und Bereichen der eingemischten Schmelze in Form von Enklaven oder Domains besteht.

Mingling-Prozesse können bei geeigneten Rahmenbedingungen zwischen chemisch gleichartigen oder ähnlichen, aber auch zwischen chemisch-mineralogischen verschiedenartigen Schmelzen erfolgen, d.h. Magma mingling ist nicht in erster Linie abhängig von einer möglichst großen chemischen Diversität der beteiligten Magmen, wie erfolgte Mischungen von basischer und saurer, aber auch zweier saurer oder zweier basischer Schmelzen sowohl im plutonischen wie auch im vulkanischen Environment belegen (s. 1.).

Dabei finden sich am häufigsten Mischungen von basischer in saure Schmelze. Dispersionen von saurer Schmelze in basischem Magma wurden dagegen nirgendwo beobachtet. Ein Erklärungsansatz dafür liefern die Modellrechnungen in Kap. 6.3.2. Es erfolgt also immer eine Vermischung des minderviskosen Fluids in das höherviskose Medium, der umgekehrte Fall kann praktisch ausgeschlossen werden.

Wie beim Magma mixing stellt auch beim mingling die Bandbreite der entstandenen Strukturen und Texturen eine Funktion der jeweiligen Parameter und Proportionen der beiden Magmen und ihrer kompositionellen und thermischen Unterschiede zum Zeitpunkt der Vermischung dar.

1.1.2.1 Dispersionstypen

Auch wenn der geologische Befund beispielsweise in einer durch Erosion und Uplift heute freigelegten ehemaligen Magmenkammer, in Plutonen, in Dykes und Sills, in Förderschloten oder in Lavaströmen rundlich-ovale Enklaven und Beimengungen von kompositionell unterschiedlichen Schmelzen attestiert, müssen diese nicht zwangsläufig auf Magma mingling-Prozesse zurückzuführen sein. Nach ihrer genetischen Herkunft lassen sich vier Typen von Enklaven unterscheiden:

- Enklaven als Restite im Sinne von nicht vollständig aufgeschmolzenem, assimiliertem Material bei Magmenbildungen (besonders im Krusten- und oberen Mantelbereich).
- Enklaven als zugerundete Nebengesteinfragmente von den Randbereichen einer ehemaligen Intrusion (= Xenolithe).
- Enklaven als Kumulate mafischer Minerale infolge gravitativer Kristallisationsdifferentiation.
- Enklaven als Produkte hydrodynamischer Mischungsprozesse kompositionell unterschiedlicher Schmelzen (= Magma mingling).

1.1.2.2 Identifikationskriterien

Am häufigsten treten in der Natur Vermischungen von sauren und intermediären / basischen Magmen auf. Zur Identifikation möglicher erfolgter mingling-Prozesse dieser Kombination können generell vier Kriterien gelten:

- Texturale und petrographische Hinweise: Plagioklase mit Siebstrukturen und/oder milchigem Aussehen (*dissolution textures*), Auftreten von normalen neben siebartigen Plagioklasen, zugerundete und eingebettete Kristalle (vornehmlich Quarz), Reaktionsränder bei Hornblenden und Biotiten und Pseudomorphosen nach mafischen Phasen (DIDIER & BARBARIN 1991).
- Chemisch-mineralogische Hinweise: Vorliegen von normal neben invers zonierten Kristallen, Auftreten von inversen periodischen Kristallzonierungen (*disequilibrium textures*), chemische Zonierung besonders der im intermediären / basischen Magma enthaltenen Kristalle (z.B. Plagioklase). Ein besonders abrupter Wechsel im äußeren Bereich dieser Kristalle kann so den Zeitpunkt der Injektion ins saure Wirtsmagma belegen (MAAS et al. 1997, TEPLEY et al. 1999).
- Auftreten von Kristallen mit wechselnder isotopischer Zusammensetzung (*disequilibrium textures*). Vergleiche der jeweiligen Sr-, U-, Th-, Ra- und Nd- Gehalte der betreffenden Kristalle können auch wiederholte mixing- und mingling-Prozesse klar belegen (ZELLMER et al. 1999, WAIGHT et al. 2000).
- Strukturelle Hinweise: Ausbildung von rundlich-ovalen, z.T. blasenreichen Enklaven oder Domains im Wirtsmagma.

Dabei ist das Auftreten von rundlichen Enklaven im Wirtsmagma der deutlichste und prägnanteste Beweis für erfolgte (mechanische) Mischungsprozesse.

Im Gegensatz zu den übrigen Dispersionstypen weisen hydrodynamisch gebildete Enklaven neben den genannten texturalen-petrographischen und chemisch-mineralogischen Besonderheiten noch weitere Charakteristika auf:

- Die Enklaven besitzen im Idealfall rundliche (oder leicht ovale) Formen. Dabei reichen die Größenverhältnisse bei den meisten Vorkommen von wenigen mm bis zu 2,5 m Durchmesser (THOMAS & TAIT 1997, LEFORT 1991).
- Die Enklaven können unterschiedlich hohe Blasengehalte aufweisen. Neben blasenfreien Dispersionen gibt es solche mit 20-30 Vol.% Porosität, wobei die Blasen selten größer als ~ 1 mm sind.
- An den Enklavenrändern können kleinmaßstäbliche (< mm) Diffusionsvorgänge stattgefunden haben, die einen chemischen Austausch zwischen Wirtsmagma und Dispersion nach deren Bildung belegen. Ein abrupter Wechsel im Chemismus im Grenzbereich Enklave - Wirtsmagma würde dagegen nachfolgende mixing-Prozesse ausschließen. Entsprechende Messprofile über diese Grenze mittels Mikrosondenanalyse geben Aufschluss über möglicherweise erfolgte Diffusionen.
- Die Enklaven sind als Folge der relativ raschen Aufhebung des thermischen Unterschiedes zwischen den beteiligten Schmelzen (bei sauren und basischen Schmelzen: $\Delta T \sim 100-200 \text{ }^\circ\text{C}$) meistens feinkörnig auskristallisiert. Dabei können sie eine homogene Größenverteilung der in ihnen enthaltenen Kristalle aufweisen, zum Enklavenrand hin kann aber auch die Kristallgröße kontinuierlich abnehmen. Im Extremfall können auch glasige Abschreckungsränder vorliegen, die einerseits einen ehemals hohen thermischen Kontrast zwischen den beiden Schmelzen belegen, andererseits für einen rapiden Temperaturangleich zwischen Enklave und Wirtsmagma sprechen. Generell sind Enklavengröße und Größe der darin enthaltenen Kristalle proportional zueinander, d.h. mit zunehmendem Dispersionsdurchmesser nimmt auch die enthaltene Kristallgröße zu (STIMAC et al. 1990). Diese Tatsache erleichtert auch die

Klärung der Frage, ob sehr kleine (~mm) Enklaven, die häufig neben größeren vorliegen, primär gebildet wurden oder Teile ehemals größerer, nochmals zerteilter Dispersionen sind. Bei primärer Bildung sollte die enthaltene Kristallgröße der linearen Relation bezüglich der Dispersionsdurchmesser folgen, bei sekundärer Entstehung sollte der Zusammenhang zwischen vorliegender Kristallgröße und Dispersionsdurchmesser nicht-linear sein.

- Die Enklaven können teilweise ein oder mehrere, häufig konzentrische Lagen von Vererzungsrändern (Metalloxide) aufweisen. Durch den Einfluss der Erzphasen und den Luftsauerstoff sind sie meist rötlich-braun gefärbt. Diese Anreicherungen können entweder durch Rekristallisation eines ehemals glasigen Abschreckungsrandes (Devitrifikation) entstanden sein oder durch den Einfluss zirkulierender Wässer gebildet worden sein, die bevorzugt an den durch Alteration aufgelockerten Grenzflächen zwischen Enklave und Wirtsmagma wirkten, aus den eisenerzhaltigen Domains die (Fe-) Minerale lösten und an den Grenzflächen anreicherten. Dispersionsanschnitte, in denen die Oxidränder nicht mit den Enklavenbegrenzungen übereinstimmen, teilweise sogar durch die Enklave ins umgebende Wirtsmagma durchziehen, sprechen für die zweite Entstehungsmöglichkeit (s. Kap. 5.1.3.1).

1.1.2.3 Begleitende Prozesse

Oft laufen aber bereits auch vor, während oder nach der Bildung der Enklaven weitere Prozesse ab, die eine Identifikation durch hydrodynamische Mischungsprozesse und die Rekonstruktion der gesamten Entstehungsgeschichte zusätzlich erschweren. Am häufigsten treten folgende Szenarien auf:

- Zwei unterschiedliche Schmelzen können primär ohne Ausbildung von Enklaven in einer Magmenkammer in Kontakt treten (z.B. Schichtung, vgl. Kap. 4.1). Bei genügend großer Zeitspanne können so im Wirtsmagma gebildete Kristalle in das mafische Dispersionsmagma absaigern (unter Ausbildung der genannten *disequilibrium structures*). Kommt es daraufhin beispielsweise durch erneuten Magmennachschub zum Magma mingling unter Ausbildung von Enklaven, können diese Xenokristalle des Wirtsmagmas enthalten.
- Phenokristalle des Wirtsmagmas können aber auch während der hydrodynamischen Vermischung in das Dispersionsmagma transferiert und dort homogen verteilt werden. Phenokristalle, die dabei genau auf der Grenze zwischen Wirts- und Dispersionsmagma liegen, resultieren aus diesem synchronem Ablauf von Kristalltransfer und Dispersionsbildung. Eine stratiforme Schichtung der Schmelzen in der Magmenkammer und lange Wirkungszeiten (z.B. für gravitativen Kristalltransfer) sind dabei nicht erforderlich. Die Synchronität von Kristalltransfer und Dispersionsbildung gilt auch für den Kreuznacher Rhyolith, dessen Enklaven Xenokristalle des Wirtsmagmas enthalten (Kap. 5.1.2).
- Bei weiterer mechanischer Einwirkung können diese Enklaven im Wirtsmagma wieder zerschert werden mit dem Effekt, dass nun drei Generationen derselben Kristallart im Wirtsmagma vorliegen, und zwar „normale“ in situ gebildete Kristalle, basisch überprägte Kristalle in Enklaven und daneben dreifach überprägte (sauer-basisch-sauer) Kristalle. Nachweisen lässt sich eine derartige chemisch-mineralogische Entwicklungsgeschichte der Kristalle beispielsweise durch Isotopenvergleich (s. vorne) oder Laser-Interferenzspektroskopie (SEAMAN et al. 1995).
- Die in einer Magmenkammer gebildeten Domains können durch weitere thermische Konvektion homogen in ihr verteilt werden. So kann jede Art der Förderung dieses Materials über längere Zeiträume immer die gleiche Dispersionsgröße aufweisen. In

diesem Fall kann etwa der Förderkanal des Systems als Ort des Magma minglings ausgeschlossen werden (STIMAC et al. 1990).

- Die in der Tiefe durch hydrodynamische Mischungsprozesse gebildeten Enklaven können durch aufstiegsbedingte Dekompressionsvorgänge Blasengehalte aufweisen, die erst nach der Dispersionsbildung entstanden sind und somit keinen physikalischen Einfluss auf den Mischungsprozess der Schmelzen gehabt haben. Blasige Enklaven treten untergeordnet auch beim Kreuznacher Rhyolith auf (Kap. 5.1.2).

Ziel bei der Erfassung aller genannten strukturellen, texturellen-petrographischen und chemisch-mineralogischen Befunde ist eine möglichst einwandfreie Rekonstruktion der jeweiligen hydrodynamischen Vermischungsprozesse. Aus den vorliegenden Informationen werden petrogenetische Modelle für die betreffenden Vorgänge erstellt, wobei diese um so mehr präzisiert werden können, desto mehr Informationen etwa bezüglich des vermischten Volumens der beiden Schmelzen, des individuellen Aufbaus des betreffenden Vulkans oder Vulkanfeldes und über die tiefere Struktur der zugehörigen Magmenkammer oder Fördersystems bekannt ist.

1.2 Stand der Forschung

Befriedigende Theorien und Modelle zur Genese magmatischer Dispersionen in einem Wirtsmagma im Sinne von Magma mingling-Prozessen liegen bis dato nicht vor, obwohl sie schon immer im Focus geologischer Forschungsarbeit standen. So dienten beispielsweise die in den präkambrischen Gesteinen Nordschottlands enthaltenen Enklaven James Hutton im Jahre 1795 als Argument für den magmatischen Ursprung der Granite. Die erste systematische und detaillierte Untersuchung von magmatischen Dispersionen erfolgte durch Alfred Lacroix, der in seinem 1893 veröffentlichten Werk erstmals den Begriff „Enklave“ und eine entsprechende typologische Nomenklatur einführte. Seitdem erschienen unzählige Arbeiten über magmatische Dispersionen, die jedoch nicht deren Entstehung und große Formenvielfalt plausibel erklären konnten, sondern die Dispersionsgenese stets ungenau lediglich als Folge magmatischer „interactions“ bezeichneten (DIDIER & BARBARIN 1991). Dynamische Aspekte wurden dabei in den meisten Modellen außer Acht gelassen.

Das Spektrum der vorliegenden Theorien zur Genese magmatischer Dispersionen ist breit gefächert (DIDIER & BARBARIN 1991). Magmatische Enklaven sind demnach:

- kumulative Aggregate
- Ergebnis von *in situ*- Kristallisationsprozessen
- Reste unvollständig abgelaufener Diffusionsprozesse
- Folge von druckbedingten Ausgleichsbewegungen der Schmelzen
- *in situ*- gebildete Differentiate Si-reicher Magmen
- Folge von thermischen oder dichtebedingten Ausgleichsbewegungen der Schmelzen

Diese Erklärungsversuche sind rein theoretischer Natur ohne experimentelle Bestätigung. Seit Mitte der 80er Jahre (KOYAGUCHI 1986) treten vermehrt mathematische Lösungsansätze auf, die auch experimentell mit Simulationsfluiden oder georelevanten Silikatschmelzen untersucht wurden. Die jeweiligen Ergebnisse der experimentellen Modellüberprüfungen sind jedoch größtenteils nicht dazu geeignet, den Bildungsprozess magmatischer Dispersionen plausibel zu erklären (Abb. 1.1). Zur Diskussion stehen heute 6 unterschiedliche Modelle:

- Entgasungsprozesse: Dieses Modell geht davon aus, dass die dem Wirtsmagma zugeführte Schmelze einen hohen spezifischen Gehalt an Volatilen aufweist (i. d. R. bis 20-30 Vol.% Porosität mit Blasendurchmessern < 1 mm). Treten nun beide Schmelzen in Kontakt, kommt es aufgrund des herrschenden thermischen Unterschiedes von bis zu 200°C zu plötzlicher Abschreckung und Entgasung der eingespeisten Schmelze. An der Grenzfläche zwischen den beiden Magmen entsteht eine metastabile Blasenschicht, die

aufgrund isostatischer Ausgleichsbewegungen zur Akkumulation unter Bildung gasblasenreicher, rundlicher Enklaven neigt. Hohe Viskositätskontraste und Volatilgehalte im eingemischtem Magma begünstigen dabei diesen Vorgang, der jedoch nur zu kleinen Dispersionsdurchmessern ($< 5 \text{ mm}$) führt (THOMAS & TAIT 1997). Die Überprüfung des Modells erfolgte mit Simulationsfluiden (Abb. 1 A).

- Magmeninjektion zwischen zwei parallelen Begrenzungen: Strömt minderviskoses Magma zwischen zwei Platten in höherviskose Schmelze, kann es zur Ausbildung dispersionsartiger Strukturen kommen. Bei diesem Modell wird die herrschende Grenzflächenspannung negiert, die Bildung von Enklaven erfolgt über in der Fließfront auftretende Saffman-Taylor-Instabilitäten (SNYDER et al. 1997). Die Überprüfung des Modells erfolgte mit Simulationsfluiden (Abb. 1 B).
- Druck- und temperaturabhängiges Modell: Demnach kommt es zur Ausbildung von Enklaven, wenn eine von zwei benachbarten, unter hohem Druck (90 Mpa) stehenden Schmelzen rasch abgekühlt wird. Dadurch kommt es zur Quenchkristallisation bei gleichzeitiger Volumenverminderung, wodurch die zweite, heißere Schmelze in diese „Hohlräume“ eindringen und so enklavenartige Strukturen ausbilden kann (COOMBS et al. 2002). Die Form der so gebildeten Domains ist dabei aber meist irregulär und äußerst klein ($< 25 \mu\text{m}$). Die Überprüfung des Modells erfolgte mit Silikatschmelzen (Abb. 1 C).
- Thermisches Modell: Demnach kommt es zur Ausbildung von Enklaven, wenn zwei stratiform geschichtete Schmelzen einen hohen Temperaturkontrast aufweisen. Durch abkühlungsbedingte Kristallisationsprozesse und entsprechende Dichteänderungen kommt es zur Vermischung der beiden Schmelzen. Effekte der Grenzflächenspannung zwischen beiden Schmelzen werden nicht berücksichtigt (KOYAGUCHI & BLAKE 1991). Die Überprüfung des Modells erfolgte mit Simulationsfluiden (Abb. 1 D).
- Chemisches, volumenbezogenes Modell: Hier wird davon ausgegangen, daß die Bildung magmatischer Enklaven abhängig ist vom eingespeisten Volumen und der chemischen Zusammensetzung der beigemischten Phase. Parameter wie Grenzflächenspannung oder Injektionsgeschwindigkeiten werden nicht berücksichtigt (SPARKS & MARSHALL 1986). Es erfolgte keine experimentelle Modellüberprüfung.
- Hydrodynamische Mischungsprozesse bei niedrigen Scherraten: Dieses Modell geht davon aus, dass es unter günstigen Rahmenbedingungen durch differenzielle Fließbewegungen zur Vermischung von zwei verschiedenartigen Schmelzen unter Ausbildung von Enklaven kommen kann. Von entscheidender Bedeutung für erfolgreiches Magma mingling sind dabei u.a. der herrschende Viskositätskontrast der beteiligten Magmen, die anliegende Grenzflächenspannung zwischen den Schmelzen und die Geschwindigkeitsdifferenz der beiden Fluide an ihrer Kontaktschicht untereinander. Dieses Modell entstammt der Arbeit von ZIMANOWSKI & BÜTTNER (2002), in der damit die Bildung von Peperiten als Folge der Vermischung von Silikatschmelze mit nassen, unverfestigten Sedimenten erklärt wird (ZIMANOWSKI & BÜTTNER 2002). Auf diesem Ansatz beruht das hier verfolgte Modell zur Genese magmatischer Dispersionen, das in vorliegender Arbeit präsentiert, experimentell bestätigt und auf zwei natürliche Fälle (Kreuznacher Rhyolith / Mte. Porri-Lavastrom, Kap. 5. und 6.) angewendet wird. Der genaue physikalisch-hydrodynamische Hintergrund für dieses Modell wird deshalb gesondert beschrieben (Kap. 2.2.). Die Überprüfung des Modells erfolgte mit Silikatschmelzen (Kap. 4.2).

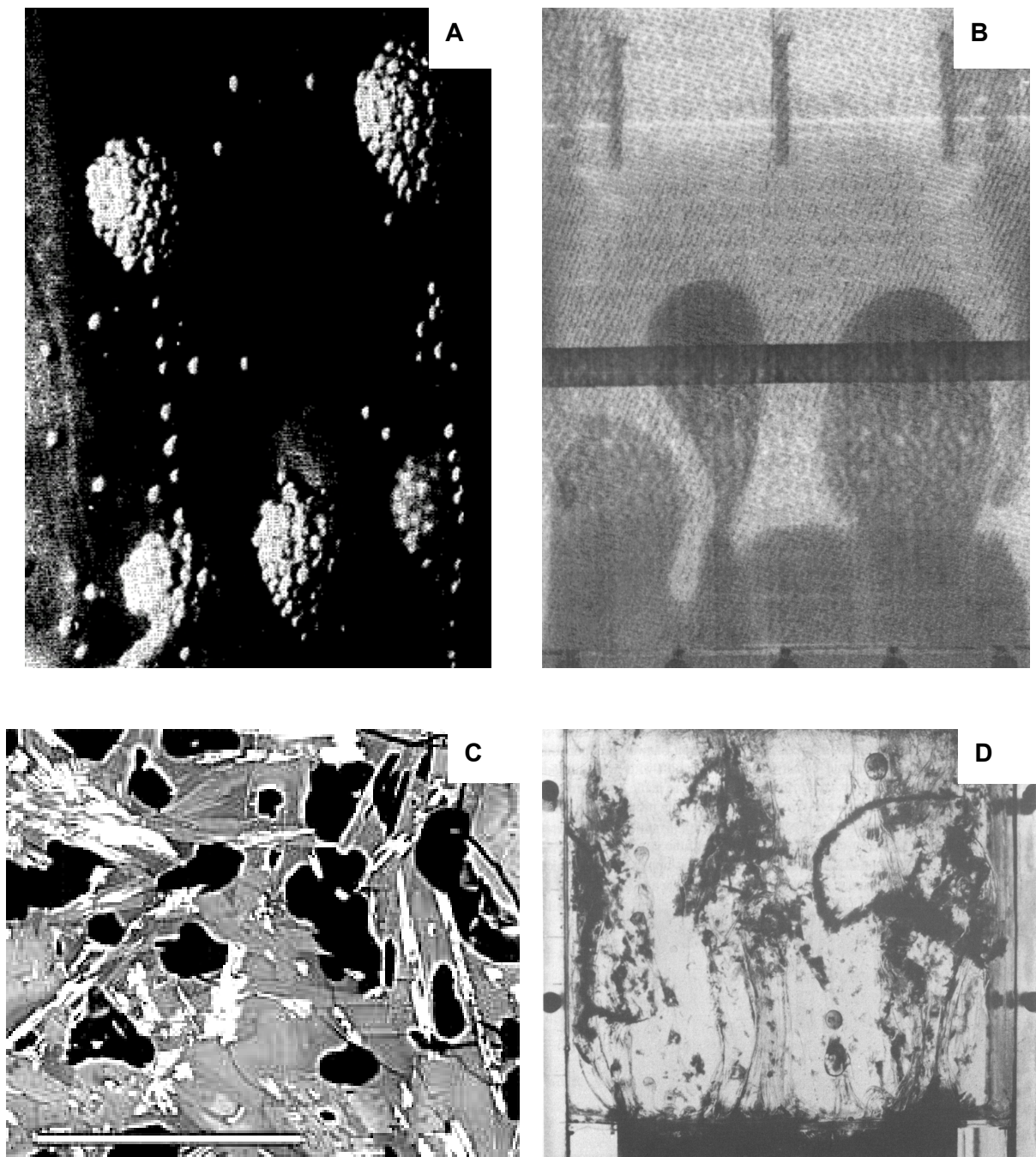


Abb. 1.1: Die experimentellen Versuche zur Bestätigung der aktuellen Theorien zur Genese magmatischer Dispersionen. (A: THOMAS & TAIT 1996, B: SNYDER et al. 1997, C: COOMBS et al. 2002, D: KOYAGUCHI & BLAKE 1991). Eine Beschreibung der Modelle findet sich im Text.

2 Hydrodynamisches Mischungsmodell für magmatische Dispersionen

Die bis heute vorliegenden Theorien und Modelle zur Dispersionsbildung in magmatischen Systemen sind oftmals unzureichend und können das große Spektrum der magmatischen Dispersionen nicht plausibel erklären (Kap. 1.2). Deshalb wird in vorliegender Arbeit ein neuartiges Modell zur Entstehung magmatischer Dispersionen präsentiert, das auf hydrodynamischen Mischungsprozessen der beteiligten Schmelzen beruht.

Bei der Erfassung der Bildungsprozesse von magmatischen Dispersionen gilt die Philosophie, dass derartige Vorgänge als Teil eines selbst-bestimmenden Systems (*self-determining system*) sich nach systematischen und reproduzierbaren Mustern vollziehen. Als Lösungsansatz und Modell-Methodik kommen zwei Ansätze in Frage:

- Relevante Parameter können einzeln im Detail bestimmt werden und für entsprechende Modelle miteinander kombiniert werden. Dies ist vom mathematischen Standpunkt her gut vertretbar, setzt aber eine experimentelle Bestimmung der Parameter voraus. Dieser Ansatz wird in vorliegender Arbeit verfolgt.
- Die zu untersuchenden Prozesse und Sachverhalte können ganzheitlich betrachtet werden (*bulk characteristics*), woraus dann empirische Verhaltensmuster und Entstehungsmodelle abgeleitet werden, aus denen dann wiederum rückwirkend auf relevante Einflussfaktoren geschlossen wird. Dieser Ansatz beruht größtenteils auf Feldbeobachtungen und hat somit einen schwächeren mathematisch-physikalischen Hintergrund.

2.1 Relevante Einflussfaktoren

Magmatische Mischungsprozesse unterschiedlicher Schmelzen unter Entstehung von Dispersionen erfolgen in Abhängigkeit vieler Einflussfaktoren. Dabei sind nicht nur die Dimensionen der einzelnen Parameter von grundlegender Bedeutung, sondern auch deren Relation und gegenseitige Einflussnahme (Abb. 2.1).

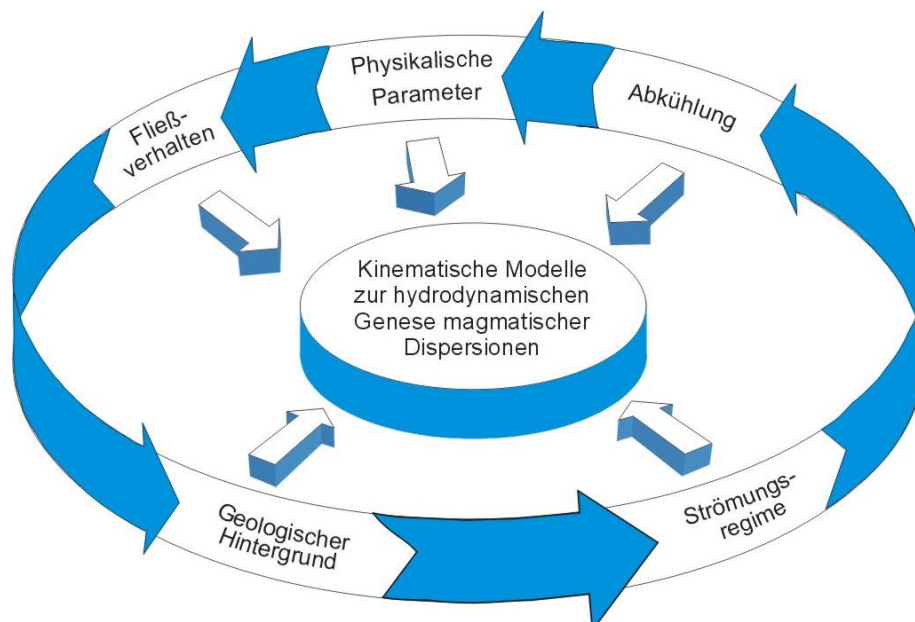


Abb. 2.1: Schema der für Modelle zur magmatischen Dispersionsbildung relevanten Einflussfaktoren und ihr gegenseitiger Bezug.

Die für kinematische Modelle zur Genese von magmatischen Dispersionen relevanten Faktoren umfassen die physikalischen Parameter, das Fließverhalten, die Abkühlung, das Strömungsregime und den geologischen Hintergrund des jeweiligen Magmas. Dabei wird das Fließ- und Abkühlverhalten neben dem Strömungsregime besonders von den physikalischen Parametern beeinflusst. Von entscheidender Bedeutung für den Großteil dieser Faktoren ist ihre ausgeprägte Temperaturabhängigkeit. Dies gilt besonders für die physikalischen Parameter des geförderten Magmas. Der geologische Hintergrund liefert wichtige Zusatzinformationen, die einen entscheidenden Einfluss auf die Anwendbarkeit des Modells haben können.

Um eine möglichst hohe Realitätsnähe des vorgestellten Modells zu gewährleisten, wurden in vorliegender Arbeit die wichtigsten der physikalischen Parameter experimentell bestimmt und die betreffenden Vulkanite der Modellanwendungen direkt vor Ort untersucht. Die Erfassung des geologischen Umfeldes beinhaltet außerdem Untersuchungen des regionalen geologischen Kontexts, geologisch-lithologische Bestandsaufnahmen, mineralogisch-petrologische Auswertungen und Mikrosondenanalysen der jeweiligen Schmelzen und Magmen, deren Befunde entscheidende Beiträge zur Modellbildung der jeweiligen Prozesse leisten.

Im Folgenden werden alle für die Dispersionsgenese relevanten Einflussfaktoren kurz erläutert. Dabei wird bewusst auf eine mathematisch-physikalische Darstellung verzichtet, da nur wenige allgemeingültige, auch auf geospezifische Problemstellungen anwendbare Lösungsansätze existieren und ein Großteil der physikalischen Größen und Zusammenhänge bis heute unklar ist.

2.1.1 Physikalische Parameter

Die physikalischen Parameter eines Magmas haben unter allen anderen Einflussfaktoren den größten Effekt auf die Bildung magmatischer Dispersionen, beeinflussen aber auch z.B. Fließ- und Abkühlverhalten der Schmelzen in hohem Maße. Sie umfassen die Viskosität η , die Oberflächenspannung σ , die thermische Leitfähigkeit λ , die spezifische Wärmekapazität c_p und die Dichte ρ . Ein Großteil dieser Parameter wurde in vorliegender Arbeit experimentell bestimmt (Kap. 3).

Viskosität η

Unter allen anderen physikalischen Faktoren spielt die Viskosität die größte Rolle, da sie maßgeblich die Fließfähigkeit und die Mobilität einer Schmelze bestimmt. Dabei resultiert sie als Maß der Fließfähigkeit nicht nur aus dem jeweiligen Fließverhalten als Folge eines inneren Widerstandes gegen äußere Krafteinwirkung (Kap. 1.2.3), sondern wird darüber hinaus durch eine Vielzahl von Faktoren wie Temperatur, Druck, chemischer Zusammensetzung, Kristallgehalt, Gehalt an Volatilen und Gehalt an Gasblasen beeinflusst. In vorliegender Arbeit wurden die Viskositäten aller untersuchten Schmelzen mittels Hochtemperatur-Rotationsviskosimeter experimentell bestimmt (Kap. 3.1).

- Temperatur:

Die Viskosität von Flüssigkeiten nimmt mit steigender Temperatur sehr stark ab (Kap. 3.1). Diese Temperaturabhängigkeit kann mit der Theorie der Platzwechselforgänge erklärt werden (Kap. 3.1.3), wonach die Potentialwälle, die durch die Verzahnung benachbarter Flüssigkeitsschichten gegeben sind, um so leichter überwunden werden können, je höher die Temperatur ist. Eine explizite Erklärungstheorie der Temperaturabhängigkeit der Viskosität liegt de facto nicht vor.

- *Druck:*

Über die Druckabhängigkeit der Viskosität ist bis heute wenig bekannt, aber es gilt als gesichert, dass sich die Viskosität mit zunehmendem Druck erniedrigt, zumindest bei Temperaturen oberhalb des Liquidus. Dabei nimmt bei steigendem Druck und konstanter Temperatur die Viskosität basaltischer Schmelzen stärker ab als die rhyolithischer Laven. Die Viskositätsabnahme bei steigenden Druckverhältnissen könnte darauf zurückzuführen sein, dass sich die Koordinationszahl des Aluminiums von 4 auf 6 erhöht, was eine Verringerung der viskositätsrelevanten, netzwerkbildenden, silikatischen Tetraederstrukturen zur Folge hat (KUSHIRO 1976).

- *Chemische Zusammensetzung:*

Die Viskosität einer Lava ist stark von der chemischen Zusammensetzung der Schmelze abhängig, besonders vom SiO_2 -Gehalt. Basaltische Schmelzen können eine bis zu 5mal niedrigere Viskosität aufweisen als rhyolithische Schmelzen bei gleicher Temperatur, da in basischen Magmen die Anzahl der Silizium- und Sauerstoff- Ionen und damit der Grad ihrer Polymerisation geringer ist.

Silikatstrukturen zeichnen sich generell dadurch aus, dass Si-Atome tetraedrisch von vier Sauerstoff-Atomen umgeben sind. Die Bindungskräfte zwischen Si- und O- Atomen innerhalb dieser fast regelmäßigen Tetraederanordnung sind wegen der polarisierenden Wirkung der relativ kleinen und dabei hochwertigen Si-Atome stark in Richtung einer homöopolaren (atomaren) Richtung hin verlagert. Daraus ergibt sich, dass die stärksten Bindungskräfte in Silikatstrukturen innerhalb der $[\text{SiO}_4]$ -Tetraeder auftreten (MATTHES 1993).

- *Kristallgehalt:*

Eruptions- und Platznahmetemperaturen georelevanter Silikatschmelzen liegen meist unterhalb des Liquidus, d.h. es können verschieden hohe Konzentrationen an diversen Kristallen vorliegen. Dabei steigt die Viskosität der Kristall-Schmelze-Suspension um so mehr, je höher der Gehalt an Kristallen in der Schmelze ist. Der viskositätserhöhende Effekt von Kristallen kann nach der Roscoe-Einstein-Gleichung theoretisch gelöst werden (LANDAU & LIFSHITZ 1991), aber berechnete und gemessene Viskositätswerte variieren dabei stark (MCBIRNEY & MURASE 1984). Dies ist z.T. darauf zurückzuführen, dass in natürlichen Silikatschmelzen höhere Kristallgehalte und andere Kristallformen vorliegen, für die die Gleichung nicht gültig ist.

Die in einer Schmelze enthaltenen Kristalle können das Fließverhalten einer Substanz maßgeblich beeinflussen und z.B. Strukturviskosität oder Plastizität hervorrufen (Kap. 2.1.2), wobei mit zunehmenden Kristallgehalt sich auch die zu überwindende Fließgrenze (*yield strength*, Kap. 6.5) erhöht. Grundsätzlich ist jedoch die Korrelation zwischen Kristallgehalt und Fließgrenze viel komplexer und bis heute weitgehend unklar (DRAGONI 1993, HOOVER et al. 2001, SAAR et al. 2001). So weisen einige Al-betonte Silikatschmelzen mit Kristallgehalten von nur wenigen Prozent und kleinen Kristallformen trotzdem unverhältnismäßig hohe *yield strengths* auf (MCBIRNEY & MURASE 1984).

Generell gilt, dass die Viskosität silikatischer Schmelzen von Kristallgehalten unter 25 Vol.% nicht beeinflusst wird (RYERSON et al. 1988). Unterhalb dieser Konzentration hängt die Viskosität neben anderen Faktoren hauptsächlich von der herrschenden Temperatur und der chemischen Zusammensetzung ab. Überschreitet der Kristallgehalt 25 Vol.%, kann sich die Viskosität und die Fließgrenze stark erhöhen und das rheologische Verhalten einer Schmelze wird von der vorliegenden Kristallkonzentration dominiert (DRAGONI & TALLARICO 1993).

- *Gehalt an Volatilen:*

Die Viskosität eines Magmas ist stark von ihrem Gehalt an gelösten Stoffen, insbesondere dem Wassergehalt, abhängig. Demnach erniedrigt sich die Viskosität mit steigendem Wassergehalt; dies gilt besonders für Si-reiche Magmen (SHAW 1972). Dabei hängt die Wasserlöslichkeit in einem Magma von der Temperatur, vom Druck und dem Gehalt an anderen, leichtflüchtigen Bestandteilen ab: sie erhöht sich mit fallender Temperatur, aber auch bei steigendem Druck, ebenso mit steigendem Gehalt an anderen Volatilen. Die

Anwesenheit von Wasser, insbesondere OH⁻-Gruppen in Silikatschmelzen bewirkt dabei eine Depolymerisation der Si-O-Bindungen. Somit ist der viskositätserniedrigende Effekt bei gleichem Wassergehalt für Si-reiche Schmelzen viel ausgeprägter als für Si-arme Schmelzen. So bewirkt ein Wassergehalt von 5 % in einer rhyolithischen Schmelze eine Viskositätserniedrigung um ca. 50 %, während in basaltischen Schmelzen mit gleichem Wassergehalt die Viskosität faktisch gleich bleibt (MCBIRNEY & MURASE 1984).

Der Effekt anderer leichtflüchtiger Magmenkomponenten wie F, Cl, S, H₂S und CO₂ auf die Viskosität einer Schmelze ist weitgehend ungeklärt. Dennoch gilt als gesichert, dass die Anwesenheit von F und Cl die Viskosität erniedrigt, während steigender CO₂-Gehalt Polymerisationsprozesse und damit auch die Viskosität durch Bildung von CO₃²⁻-Komplexen erhöht (CAS & WRIGHT 1987).

- Gasblasengehalt:

Der Gehalt an Gasblasen und Entgasungsprozesse in einem Magma beeinflussen die Viskosität einer Schmelze stark. Die enthaltenen Gasblasen können je nach auftretenden Schubspannungen einen viskositätserniedrigenden oder -erhöhenden Einfluss auf die Schmelze haben (LEJEUNE et al. 1999). Dabei ist der Gehalt an Gasblasen (Grad der Aufschäumung), die Größe und Verteilung im Magma und die Viskosität des Blaseninhalts entscheidend für die Viskositätsänderungen (MANGA et al. 1998). Die Bildung von Gasblasen kann dabei erfolgen durch isothermale Dekompression, wo Aufschäumung durch die verminderte Löslichkeit von Volatilen bei fallenden Druckverhältnissen auftritt, und durch isobare Kristallisationsprozesse, wobei Volatile durch fortschreitende Kristallisation der Schmelze ausgetrieben werden (WESTRICH et al. 1988). Diese beiden Vorgänge treten oft zeitlich gekoppelt auf.

Eine quantitative Beschreibung des Einflusses von Blasen auf die Viskosität ist jedoch unsicher und umstritten (LEJEUNE et al. 1999, SPERA & STEIN 2000, LEJEUNE et al. 2000).

Oberflächenspannung σ :

Ein weiterer wichtiger physikalischer Parameter ist die Oberflächenspannung des geförderten Magmas, die besonders aber als Grenzflächenspannung (σ_{int}) für die Bildung von Dispersionen in magmatischen Schmelzen entscheidend ist (Kap. 2.2). Für Magmen und Laven, die eine Fließgrenze (*yield strength*, Kap. 6.5) aufweisen, wirkt sich die Oberflächenspannung auf Mischungsprozesse noch geringer aus, da hier die Ober- bzw. Grenzflächenspannung nur wirken kann, wenn die gegebene Fließgrenze überschritten wird.

Die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit beruht auf der Anziehungsenergie zwischen den enthaltenen Flüssigkeitsmolekülen. Ein Molekül in der Flüssigkeit wird von seinen Nachbarn allseitig angezogen, die herrschende Gesamtkraft ist Null. Befindet sich ein Molekül an der Oberfläche der Flüssigkeit, bleiben die Anziehungskräfte einseitig und es resultiert eine Ausgleichskraft zur Flüssigkeit hin. Daraus ergibt sich die glatte Oberfläche einer Flüssigkeit auf benetzbarem Untergrund oder die Kugelform eines Tropfens in Gasen, aber auch die vornehmlich kugelförmige Gestalt magmatischer Enklaven in Silikatschmelzen (Abb. 4.7-4.17, 5.5, 6.7), da die Flüssigkeit bestrebt ist, ihre Oberfläche zu minimieren.

SiO₂-arme Schmelzen wie Basalte besitzen generell höhere Oberflächenspannungen als SiO₂-reiche Schmelzen (WALKER & MULLINS 1981, MCBIRNEY & MURASE 1984). Mit zunehmender Temperatur nehmen die Oberflächenspannungen der Schmelzen kontinuierlich zu. Eine Erklärung dafür liefert die fortschreitende Zerstörung und Auflösung komplexer Struktureinheiten in der Schmelze mit zunehmender Temperatur, d.h. die Anzahl der „ungesättigten“, einseitig angezogenen Moleküle an der Oberfläche nimmt mit steigender Temperatur zu, was eine Erhöhung der Oberflächenspannung zur Folge hat. In SiO₂-reichen Schmelzen mit generell niedrigeren Ionenfeldstärken herrschen demnach weniger einseitig gerichtete Molekularkräfte vor, wodurch eine schwächere Oberflächenspannung vorliegt (WALKER & MULLINS 1981, MCBIRNEY & MURASE 1984).

Generell nimmt die Oberflächenspannung silikatischer Schmelzen mit zunehmendem SiO_2 -Gehalt ab; bei SiO_2 -Gehalten von 65-75 Gew.% variiert die Oberflächenspannung lediglich zwischen 350 - 300 mN/m (KING 1951, KOZAKEVITCH 1959, SHARMA & PHILBROOK 1970). Bei zunehmender Führung basischer Oxide erhöht sich die Oberflächenspannung nur leicht, während die Zunahme in der Viskosität oder elektrischen Leitfähigkeit viel stärker ausgeprägt ist (KING 1951).

Bis heute liegen nur wenige Messdaten zur Oberflächenspannung georelevanter Silikatschmelzen vor (WALKER & MULLINS 1981, MCBIRNEY & MURASE 1984). In diesen Arbeiten variiert nicht nur die Höhe, sondern auch die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannungen der jeweiligen Schmelzen stark; eine Übertragbarkeit dieser Daten auf die hier untersuchten Schmelzen erscheint fraglich.

Deshalb wurde in vorliegender Arbeit eine neue Messanlage zur Bestimmung der Oberflächenspannung nach Art der Plattenmethode konzipiert und umgesetzt, die im Gegensatz zur indirekten Tropfen-Methode der bisherigen Arbeiten eine direkte Oberflächenspannungsmessung der Schmelzen im georelevanten Temperaturbereich ermöglicht (Kap. 3.2). Daraus können die für hydrodynamische Mischungsprozesse relevanten Grenzflächenspannungen berechnet werden.

Thermische Leitfähigkeit λ :

Die Wärmeleitfähigkeit beeinflusst besonders das Abkühlverhalten magmatischer Körper. Die Wärmeleitfähigkeit ist eine Stoffkonstante, die die Höhe des interagierenden Wärmestroms zwischen zwei Medien unterschiedlicher Temperatur beschreibt.

Im Vergleich zu vielen anderen Stoffen sind magmatische Schmelzen und Gesteine schlechte Wärmeleiter. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Wärmeleitfähigkeit oberhalb des Liquidus stark ab, da im Übergangsbereich zum flüssigen Aggregatzustand die Wärmeenergieübertragung durch Molekularbewegungen wegen schlechterer Kopplung im Fluid vermindert ist (GERTHSEN & VOGEL 1995). In dieser Arbeit wurden die thermischen Wärmeleitfähigkeiten der hier untersuchten Schmelzen experimentell im Zuge der Viskositätsmessungen ermittelt (Kap. 3.3).

Spezifische Wärmekapazität c_p :

Wie die Wärmeleitfähigkeit beeinflusst auch die spezifische Wärmekapazität besonders das Abkühlverhalten der an magmatischen Mischungsprozessen beteiligten Schmelzen. Bezogen auf 1 kg eines Stoffes, stellt sie die Energie dar, die für einen Körper bei einer Temperaturänderung von 1°C aufgewendet werden muss. Sie wird im Wesentlichen von der Anzahl der Moleküle, deren Masse und deren Freiheitsgrade bestimmt. Generell gilt, dass die spezifische Wärmekapazität mit steigender Temperatur zunimmt. Mit fallender Temperatur hingegen können Körper weniger Energie aufnehmen, da ihre Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgrade gewissermaßen eingefroren werden, was eine Verringerung der spezifischen Wärmekapazität zur Folge hat (GERTHSEN & VOGEL 1995).

Dichte ρ :

Für Modelle zur Bildung magmatischer Dispersionen ist auch die Dichte der jeweiligen Schmelzen von Bedeutung. Die Dichten georelevanter Silikatschmelzen umfassen einen Bereich von ca. $2700\text{-}3000\text{ kg/m}^3$ für basaltische und ca. 2200 kg/m^3 für rhyolithische Schmelzen. Dabei spiegelt die höhere Dichte basaltischer Laven deren hohe Gehalte an schweren Elementen wie z.B. Fe sowie die Führung von Olivinen und Pyroxenen wider. Mit zunehmender Temperatur und zunehmendem Gasgehalt erniedrigen sich die Dichtewerte um einige Prozent, während sie mit steigendem Druck zunehmen (KUSHIRO 1976, MCBIRNEY & MURASE 1984).

2.1.2 Fließverhalten

Der Fluidcharakter und das Fließverhalten von georelevanten Silikatschmelzen wird beschrieben durch ihre Reaktion in Form eines internen Widerstandes auf einen erzwungenen, irreversiblen Ortswechsel ihrer Volumenelemente durch äußere Krafteinwirkung. Dabei gilt die Theorie der Platzwechselvorgänge. Danach ist die Scherung eines Flüssigkeitsvolumens nur dann möglich, wenn Molekülschichten übereinander hinweggleiten. Flüssigkeitsmoleküle sind zwar nicht an Ruhelagen fixiert wie die im Festkörper, aber die Verzahnung benachbarter Schichten bedingt trotzdem Potentialwälle, die mit Hilfe einer Aktivierungsenergie überwunden werden müssen.

Für georelevante Schmelzen können drei verschiedene Arten des Fließverhaltens gelten, welche üblicherweise durch die Relation zwischen angelegtem Geschwindigkeitsgefälle D und resultierender Schubspannung τ in Form von Fließkurven dargestellt werden. Generell kann Newtonsches, strukturviskoses oder plastisches (Bingham'sches) Fließverhalten vorliegen (SCHRAMM 1995). Bei Newtonschen Flüssigkeiten ist das Geschwindigkeitsgefälle D proportional zur Schubspannung τ .

Flüssigkeiten, die eine Viskositätsabnahme zeigen, wenn das Geschwindigkeitsgefälle erhöht wird, werden als strukturviskos oder pseudoplastisch bezeichnet. Im Ruhezustand sind die Komponenten solcher Flüssigkeiten bestrebt, ihren ungeordneten Zustand beizubehalten. Die ungeordnete Interstruktur solcher Fluide setzt erzwungenem Fließen einen hohen Widerstand entgegen und bewirkt eine hohe Viskosität.

Plastizität beschreibt strukturviskose Fluide, die zusätzlich durch eine Fließgrenze τ_0 (*yield strength*) gekennzeichnet sind. Bei derartigen Fluiden muss erst diese Fließgrenze überwunden werden, damit die Substanz auf äußere Krafteinwirkung als Flüssigkeit reagieren kann. Nach Überwindung der Fließgrenze kann weiterhin newtonisches oder strukturviskoses Verhalten auftreten (SCHRAMM 1995).

Strukturviskoses oder plastisches Fließverhalten wird auch für einige der hier untersuchten Schmelzen angenommen (Kap. 6.5). Welche Ursachen und Prozesse überhaupt zur Ausbildung einer Fließgrenze in natürlichen Silikatschmelzen führen, ist weitgehend unbekannt und immer noch Gegenstand aktueller Diskussion (Kap. 6.5).

2.1.3 Strömungsregime

Magmen und Laven stellen physikalisch betrachtet Flüssigkeiten dar, die als laminare oder seltener auch als turbulente Strömungen fließen können. Die Reynolds-Zahl stellt dabei das Unterscheidungskriterium zwischen den beiden Strömungsregimes dar; sie hängt von der vorliegenden Fließgeometrie, der Dichte, der Viskosität und der herrschenden Fließgeschwindigkeit ab (KNEUBÜHL 1990).

Nachdem die Reynolds-Zahl direkt proportional zur Fließgeschwindigkeit und indirekt proportional zur Viskosität ist, können Laven sowohl laminares als auch turbulentes Strömungsregime aufweisen. Generell kann jedoch wegen der üblicherweise relativ hohen Viskositäten von Laven davon ausgegangen werden, dass sie sich im laminaren Strömungszustand befinden. Nur bei sehr geringer Viskosität in Kombination mit starkem Gefälle des Untergrundes können Laven auch turbulentes Strömungsregime aufweisen. Dies kann beispielsweise für archaische Komatiit- oder Karbonatit-Laven gelten (CAS & WRIGHT 1987, HUPPERT et al. 1987, CAS et al. 1999, WILLIAMS et al. 2001).

2.1.4 Abkühlung

Die Abkühlungsrate bestimmt das Verhalten der meisten physikalischen Parameter und spiegelt somit auch deren ausgeprägte Temperaturabhängigkeit wider. Abkühlprozesse sind also auch für die Bildung magmatischer Dispersionen relevant. Das Abkühlverhalten eines

Materials wird generell durch die allgemeine Wärmeleitungsgleichung beschrieben (LANDAU & LIFSHITZ 1991). Dabei steht die Wärmeabfuhr an der Körperoberfläche mittels Strahlung und Konvektion der Wärmeleitung im Inneren des Körpers gegenüber.

Sinkt infolge Wärmeabgabe die Temperatur einer Schmelze genügend ab, wird schließlich die Glastransitionstemperatur T_G erreicht, unterhalb derer sich eine Substanz oder Schmelze rheologisch wie ein Festkörper verhält und faktisch nicht mehr fließfähig ist. Die Glastransition ist durch ein Temperaturintervall definiert und stellt eine kinetische Grenze dar, unterhalb derer sich die metastabile Internstruktur einer Flüssigkeit in die amorphe Struktur eines Glases umwandelt. Die Höhe der Glastransitionstemperatur ist dabei v.a. abhängig von der Abkühlrate.

Da sich der Übergang von fließfähiger Schmelze zu „starrem“ Festkörper in einem relativ kleinen Temperaturintervall von < 100 °C vollziehen kann, sehen viele Forscher die Abkühlrate als einen wichtigen Parameter z.B. für die Fließkinematik und Platznahme von Lavaströmen an (DRAGONI et. al. 1986, PINKERTON 1987, GRIFFITHS & FINK 1992, MANLEY 1992, BERCOVICI 1994, MIYAMOTO & SASAKI 1997, GRIFFITHS 2000). Auch der Zeitraum für die Bildung magmatischer Dispersionen kann durch Abkühlprozesse der beteiligten Schmelzen limitiert sein (Kap. 2.2.3).

2.1.5 Geologischer Hintergrund

Die Aufnahme und Untersuchung des geologischen Hintergrunds ist von fundamentaler Bedeutung für Betrachtung natürlicher Fälle hydrodynamischer Mischungsprozesse. Er liefert entscheidende Informationen darüber, ob überhaupt hydrodynamische Mischungsprozesse vorliegen (können) und liefert darüber hinaus noch weitere Informationen zur Genese und Entwicklungsgeschichte der jeweiligen Fälle.

Umfang und Art der geologischen Untersuchungen richten sich dabei nach den jeweils vorliegenden Verhältnissen und Situationen der betreffenden Mischungsfälle. Grundsätzlich umfasst jedoch eine fundierte geologische Untersuchung drei Themengebiete:

- Untersuchung und Erfassung des regionalen geologischen Kontexts. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse liefern Informationen zur Hintergrundsituation der betreffenden Schmelzen und geben Auskunft darüber, ob eine (hydrodynamische) Vermischung von Schmelzen überhaupt vorgelegen haben kann oder nicht.
- geologisch-lithofazielle Untersuchungen. Diese Untersuchungen geben i.d.R. die signifikantesten Hinweise auf möglicherweise erfolgte Magma mingling-Prozesse. Ihr Umfang richtet sich je nach der Art und Ausbildung des betreffenden Falls. Sie beinhalten u. A. makro- und mikroskopische, phänomenologische und vermessungstechnische Untersuchungen und Aufnahmen der an den Mischungsprozessen beteiligten Schmelzen.
- geochemische Analysen. Sie liefern Hinweise auf das Wirkungsspektrum der abgelaufenen Mischungsprozesse und geben Auskunft darüber, in welchem Maße neben mingling- auch mixing-Prozesse stattfanden.

Hydrodynamisch gebildete, ehemals kugelförmige Enklaven können durch syn- oder post-genetische Fließprozesse des jeweiligen magmatischen Systems sekundär deformiert werden. Dies gilt z.B. für Schmelzmischungen, die effusiv als Lavaström gefördert werden oder für Dispersionen in Plutonen mit Aufstiegstendenzen. In diesen Fällen können rundliche Enklaven zu ausgelängten, boudin-artigen, aber auch schlierigen Domänen im Wirtsmagma deformiert werden, je nach Art und Höhe des anliegenden Scherstress.

Ihre Identifikation kann dadurch nachhaltig erschwert und ihre Genese durch hydrodynamische mingling-Prozesse verwischt werden. Diese sekundäre Deformation der in einem Wirtsmagma enthaltenen Enklaven ist besonders ausgeprägt bei der effusiven Förderung und Platznahme als Lavaström (z. B. Mte. Porri-Lavaström, Kap. 6). Neben den

oben genannten Arbeiten ist in diesen Fällen auch eine Erfassung der geometrischen Verhältnisse, des Paleoreliefs und weiterer Eigenschaften des Lavastroms nötig.

Zur Klärung und Rekonstruktion der jeweiligen Dispersionsbildungsprozesse bzw. für eine erfolgreiche Modellanwendung ist es daher unerlässlich, neben der Erfassung des regionalen Kontexts umfangreiche geologisch-lithofazielle, mineralogisch-petrologische und geochemische Untersuchungen durchzuführen. Diese müssen dann im Kontext der hydrodynamischen Mischungsthematik interpretiert und ausgewertet werden, um so ein möglichst genaues Bild der Dispersionsgenese und der gesamten Entwicklungsgeschichte des betreffenden Beispiels zu erhalten. In vorliegender Arbeit wurde deshalb der geologische Hintergrund zusammen mit der jeweiligen geologisch-lithologischen Ausbildung der untersuchten Fälle direkt vor Ort aufgenommen

Fazit:

Die Diskussion der für kinematische Modelle zur Genese von magmatischen Dispersionen relevanten Einflussfaktoren hat gezeigt, dass eine Vielzahl von Parametern an diesen Prozessen beteiligt ist, die somit eine hohe Systemkomplexität aufweisen. Es wurde gezeigt, daß ein Großteil der Einflussfaktoren, besonders die physikalischen Parameter, wenig erforscht und z.T. unbekannt sind. Wegen gegebener Messschwierigkeiten müssen in anderen Arbeiten Faktoren abgeschätzt werden, was oft zu unrealistischen Ergebnissen führt (z.B. STEVENSON et al. 1994). Aber auch fundierte mathematische Lösungsansätze können oft nicht auf die vorliegende geospezifische Problemstellung angewandt werden. Kleinmaßstäbliche Laborexperimente mit nicht-georelevanten Simulationsflüssigkeiten lassen sich ebenfalls nur bedingt auf natürliche Szenarien übertragen.

In vorliegender Arbeit wurden deshalb die wichtigsten physikalischen Parameter experimentell bestimmt (Kap. 3), der geologische Hintergrund zusammen mit der jeweiligen geologisch-lithologischen Ausbildung direkt vor Ort aufgenommen (Kap. 5, 6), detaillierte mineralogisch-petrologische Untersuchungen und Mikrosondenanalysen durchgeführt (Kap. 4, 5, 6) und für die experimentelle Überprüfung des hydrodynamischen Mischungsmodells nur georelevante Silikatschmelzen verwendet (Kap. 4).

2.2 Physikalisch - hydrodynamischer Hintergrund

Hydrodynamische Mischungsprozesse zweier unmischbarer Fluide sind nicht nur in den Geowissenschaften, sondern auch im Ingenieurwesen und in der Polymerforschung von großer Bedeutung (LAGALY et al. 1997, URBAN & TAKAMURA 2002, TAUER 2003). In den letzten Jahren wurden besonders im Bereich der Polymerforschung Fortschritte in Verständnis und Quantifizierung dieser Prozesse erzielt (WU 1987, KRÖGER 1995, ZIEGLER & WOLF 1999). Aus diesem thematischen Umfeld wurden die unten genannten Formeln entwickelt (ZIMANOWSKI & BÜTTNER 2002).

2.2.1 Relevante Modellparameter

Generell sind drei Parameter für hydrodynamische Mischungsprozesse relevant:

- der zwischen den beteiligten Fluiden herrschende Viskositätskontrast. Er ist der signifikanteste Faktor bezüglich der Effektivität von Vermischungen. Sind die Viskositäten der beiden Fluide etwa gleich groß, kann es zu sehr effektiver hydrodynamischer Vermischung kommen. Unterscheiden sich die Viskositäten jedoch um mindestens eine Größenordnung, kann minglesing nur eingeschränkt erfolgen und kleine Dispersionsdurchmesser (< 1 cm) können beispielsweise unter georelevanten Fließbedingungen nicht gebildet werden.

Der Einfluss des Viskositätsunterschiedes der beiden beteiligten Medien auf die Effizienz von Mischungsprozessen kann auch experimentell durch Injektion einer Flüssigkeit in die andere nachgewiesen werden. Im Physikalisch Vulkanologischen Labor in Würzburg wurden zahlreiche Mischungsexperimente mit transparenten Fluiden durchgeführt, und zwar Injektionen von Wasserjets in einen mit minderviskosem Silikonöl gefüllten Tank (ZIMANOWSKI & BÜTTNER 2002). Lag die Viskosität der Tankfüllung im Bereich von Wasser, erfolgte sehr effektive Vermischung der beiden Medien (sog. „flooding“). Lag die Viskosität der Tankfüllung mehrere Größenordnungen über der des Wassers, entstand nur eine einzige Wassererklave und keine signifikanten Vermischungserscheinungen. Die durchgeführten Experimente belegen, dass der bestimmende physikalische Parameter für hydrodynamische Vermischung von nicht-mischbaren Fluiden der Kontrast zwischen den jeweiligen Viskositäten der beteiligten Flüssigkeiten ist (ZIMANOWSKI & BÜTTNER 2002).

Im Falle der hydrodynamischen Vermischung georelevanter Silikatschmelzen erweist sich die Ermittlung der jeweiligen Viskositäten als problematisch und kann in Ermangelung allgemeingültiger Berechnungsformeln (wenn überhaupt) nur annäherungsweise vollzogen werden. Für die Anwendung des hier präsentierten hydrodynamischen Mischungsmodells auf zwei natürliche Beispiele (Kreuznacher Rhyolith, Mte. Porri-Lavastrom, Kap. 5. und 6.) wurden deshalb in vorliegender Arbeit die jeweiligen Viskositäten der beteiligten Schmelzen (mit Ausnahme derer des Kreuznacher Rhyoliths, s. Kap. 3.1) im georelevanten Temperaturbereich experimentell bestimmt (Kap. 3). Weitere Informationen zur Viskosität georelevanter Schmelzen finden sich in Kap. 2.1.1.

- die Geschwindigkeitsdifferenz der beiden Fluide an ihrem Kontakt untereinander bzw. die anliegende relative Schergeschwindigkeit γ . Generell gilt, dass unter ansonsten konstanten physikalischen Bedingungen die Größe der im Wirtsmagma verteilten Enklaven mit zunehmender Differenz der beiden Fließgeschwindigkeiten abnimmt. Im vorliegenden Modell kann unter Kenntnis der anderen Parameter die relative Geschwindigkeitsdifferenz berechnet werden, die zum Zeitpunkt der Vermischung zwischen den beiden Fluiden geherrscht haben muss. Diese kann, bezogen auf 1 m, als absolute, minimale Fließgeschwindigkeit [m/s] betrachtet werden. Im Kontext der jeweiligen geologischen Gegebenheiten können so Energiebetrachtungen bezüglich der Fließdynamik der beteiligten Magmen angestellt werden.

- die an der Grenzschicht herrschende Grenzflächenspannung σ_{int} . Je höher sie ist, desto eher kommt es zur Ausbildung von kugelförmigen Domains. Ihre Existenz kann chemische Diffusionsprozesse (mixing) nachhaltig unterbinden. Bis heute liegen nur wenige Daten über die temperaturabhängige Oberflächenspannung georelevanter Silikatschmelzen vor (MCBIRNEY & MURASE 1984, WALKER & MULLINS 1981, Kap. 2.1.1). Die Grenzflächenspannung zwischen zwei georelevanten Silikatschmelzen wurde bis jetzt nicht erfasst. In vorliegender Arbeit wird deshalb die Differenz der experimentell bestimmten Oberflächenspannungen als Wert für die jeweiligen Grenzflächenspannungen bei den folgenden Effektivitätsberechnungen hydrodynamischer Mischungsvorgänge verwendet (s. Kap. 3.2). Weitere Informationen zur Ober- und Grenzflächenspannung finden sich in Kap. 2.1.1.

Des Weiteren ist für hydrodynamische Mischungsprozesse entscheidend, ob die Vermischung unter laminaren oder turbulenten Fließbedingungen erfolgt, was anhand der kritischen Reynoldszahl (R_{crit}) abgeschätzt werden kann. Sie ist abhängig vom Fließdurchmesser der Anlage, von der Dichte der Fluide, der Fließgeschwindigkeit und von den Leitungsverhältnissen der Anlage.

Bei glatten Leitungsverhältnissen beträgt die Reynoldszahl für newtonische Fluide etwa 20000, im Falle rauer Beschaffenheit (z.B. durch scharfe Ränder oder Leitungsunebenheiten von bis zu 10 % des Gesamtdurchmessers hervorgerufen) beträgt sie etwa 1000. Georelevante Strömungsgeschwindigkeiten von bis zu 20 m/s liegen demnach noch im Bereich des laminaren Strömungsregimes. Weitere Informationen zum Strömungsregime finden sich in Kap. 2.1.3.

2.2.2 Effektivitätsberechnung hydrodynamischer Mischungsprozesse

Die Effektivität der hydrodynamischen Vermischung zweier Fluide unter laminarer Scherströmung kann nach ZIMANOWSKI & BÜTTNER (2002) empirisch beschrieben werden durch:

$$\frac{\eta_m d}{\sigma_{\text{int}}} = 4 \left(\frac{\eta_d}{\eta_m} \right)^{\pm 0,84} \quad \text{Gl. 2.1. (ZIMANOWSKI & BÜTTNER 2002)}$$

mit:

- γ Scherrate [1/s]
- η_m Viskosität der Matrix-Flüssigkeit [Pa s]
- d Hauptdurchmesser der im Matrix-Fluid verteilten Flüssigkeitsbereiche [m]
- σ_{int} Grenzflächenspannung [N/m]
- η_d Viskosität des dispergierten Fluids [Pa s]

Der Exponent ist positiv für $\eta_d > \eta_m$ und negativ für $\eta_d < \eta_m$.

Diese Formel ermöglicht die Berechnung des bestmöglichen, effektivsten Mischungsprozesses bei einer initialen und konstanten hydrodynamischen Scherrate bzw. Mischungsenergie.

Diese Energie spiegelt jedoch nicht die mechanische Energie wieder, die aufgewendet werden muss, um das Einfließen zu bewirken bzw. um die jeweilige Viskosität der beteiligten Fluide zu überwinden.

2.2.3 Effektivitätsberechnung limitierender Abkühlprozesse

In geologisch relevanten, magmatischen Systemen ist zusätzlich jedoch die Zeit für Vermischungen durch Abkühlvorgänge limitiert, d.h. hier kommt noch eine zeitliche

Komponente hinzu. Die für Mischungsprozesse georelevanter Schmelzen zur Verfügung stehende Zeitspanne ergibt sich aus den (Anfangs-)Temperaturen einer oder beider Schmelzen und der entsprechenden, bis zur Abkühlung auf die Glastransitionstemperatur (T_G , Kap. 2.1.4) einer oder beider Schmelzen benötigte Zeit. Unterhalb dieser Temperatur nehmen die Schmelzen festkörperähnliche Eigenschaften an und können viskositätsbedingt keinen weiteren Mischungsprozessen unterzogen werden. Weitere Informationen zum Abkühlverhalten georelevanter Silikatschmelzen finden sich in Kap. 2.1.4.

Sinkt also infolge Wärmeabgabe die Temperatur der beteiligten Schmelzen, wird der Prozess der hydrodynamischen Vermischung behindert und kommt schließlich ganz zum Erliegen, wenn die Magmen festkörperähnliche Eigenschaften annehmen.

Die Wärmemenge, die während des Abkühlens der Schmelzen von der Initialtemperatur (T_1) bis auf die Temperatur (T_2), bei der sich die Schmelze festkörperähnlich verhält (z.B. $1200^\circ \rightarrow 1000^\circ\text{C}$ für Basalt), abgeführt werden muss, kann nach ZIMANOWSKI & BÜTTNER (2002) berechnet werden nach:

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{d}{2}\right)^3 \cdot \pi \cdot \frac{4}{3} \cdot \rho_{(T)} \cdot c_{(T)} dT \quad \text{Gl. 2.2. (ZIMANOWSKI & BÜTTNER 2002)}$$

mit:

- d Durchmesser der dispergierten Flüssigkeitsbereiche [m]
- $\rho_{(T)}$ temperaturabhängige Dichte der Schmelze [kg/m^3]
- $c_{(T)}$ temperaturabhängige Wärmekapazität der Schmelze [$\text{J}/(\text{kgK})$]

Zur Berechnung der Zeitspanne, in der die Wärmemenge von der Schmelze an das umgebende Gestein abgegeben wird, kann nach ZIMANOWSKI & BÜTTNER (2002) der Wärmefluss abgeschätzt werden:

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{d}{2}\right) \cdot 2\pi \cdot t \cdot \alpha_{(T)} dT \quad \text{Gl. 2.3. (ZIMANOWSKI & BÜTTNER 2002)}$$

mit:

- $\alpha_{(T)}$ Wärmeleitfähigkeit [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]
- t Zeit [s]

Die Berechnung der abgeführten Wärmemenge Q und der entsprechenden Zeitspanne t mittels der genannten Formeln bietet einen theoretischen Lösungsansatz. Seine Schwäche liegt darin, dass die Temperaturabhängigkeit der beteiligten Faktoren wie ρ , c und α unbekannt ist, sie als konstant angesehen werden und somit nicht über Integrale berechnet werden. Sie können deshalb nur abgeschätzt werden (BÜTTNER et al. 1998), die Resultate sollten jedoch in einem realistischen Rahmen liegen.

3 Experimentelle Bestimmung der physikalischen Parameter

Die Diskussion der für kinematische Modelle zur Genese von magmatischen Dispersionen relevanten Einflussfaktoren (Kap. 2.1) hat gezeigt, dass ein Großteil besonders der physikalischen Parameter wenig erforscht bzw. unbekannt ist. Theoretische Berechnungen oder aus Laborexperimenten mit nicht-georelevanten Simulationsflüssigkeiten entwickelte Abschätzungen sind häufig nicht allgemeingültig.

Aus diesen Gründen werden hier die wichtigsten physikalischen Parameter wie die temperaturabhängigen Viskositäten, Oberflächenspannungen und thermischen Leitfähigkeiten der Schmelzen experimentell bestimmt. Nachfolgend werden die jeweiligen Messanlagen beschrieben, die einzelnen Messvorgänge erläutert und die jeweiligen Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

Untersucht wurden alle für die experimentelle Überprüfung und praktische Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells verwendeten Materialien. Dies sind:

- der Kreuznacher Rhyolith,
- dessen basaltisch-andesitischen Enklaven,
- der Pietre Cotte-Rhyolith,
- der Mte. Porri-Dazit,
- dessen basaltisch-andesitischen Enklaven,
- der Hohenstoffeln-Olivin-Melilitith,
- und der Billstein-Alkalibasalt.

Die letzten beiden Schmelzen wurden zusammen mit dem Pietre Cotte-Rhyolith für die experimentelle Überprüfung des hydrodynamischen Mischungsmodells verwendet (Kap. 4). Die übrigen Materialien wurden im Zuge der praktischen Modellanwendung auf natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse untersucht (Kap. 5, 6).

3.1 Viskositätsmessungen

Da die Effektivität hydrodynamischer Mischungsprozesse stark von den Viskositäten der Schmelzen bzw. vom jeweiligen Viskositätskontrast abhängt (Kap. 2.2), ist die Kenntnis dieser Größen von fundamentaler Bedeutung für die nachfolgenden Untersuchungen. Die Viskositätsmessungen erfolgten am Physikalisch Vulkanologischen Labor nach dem Prinzip eines Rotationsviskosimeters. Die Komponenten des Kreuznacher Rhyoliths konnten wegen fortgeschrittener Alteration (Hydratisierung enthaltener Feldspäte) nicht direkt bestimmt werden, deshalb wurde auf chemisch analoge Ersatzschmelzen zurückgegriffen. Für den Rhyolith wurde als Pendant der Newberry Rhyolite Obsidian (Big Obsidian Flow, Newberry Caldera / USA (MURASE & MCBIRNEY 1973)), für die basaltisch-andesitischen Enklaven der basaltische Andesit des Hirschbergs, einem permischen Vulkanit des Saar-Nahe-Beckens, verwendet.

3.1.1 Der Viskosimetriemessstand

Die Messung der Viskosität erfolgt auf dem institutseigenen Viskosimetriemessstand. Die Anlage besteht aus einem Hochtemperaturofen, einem Rotationsviskosimeter vom Typ HAAKE™ M5, dem Steuergerät HAAKE™ RV20 sowie einem mit dem Steuergerät verbundenen Messcomputer. Die anfallenden Messdaten werden digital aufgezeichnet und ausgewertet.

Der Hochtemperaturofen ist für Betriebstemperaturen von bis zu 1600°C ausgelegt. Er besteht aus einem tragenden Stahlgestell und dem zylindrischen Mittelteil mit den Heizelementen. Die zylinderförmige Isolation besteht aus keramischer Faser und ist aus zwei zentralen Halbschalen und der Boden- bzw. Abdeckplatte zusammengesetzt. Der Messkopf des Viskosimeters ist an zwei seitlichen Führungsschienen über dem Ofen befestigt (Abb. 3.1).

Eine homogene Temperaturverteilung im Ofeninnenraum ist mit einer Genauigkeit von $\pm 5^\circ\text{C}$ gegeben (LENK 1998). Während des Ofenbetriebes wird die Isttemperatur permanent von Pt/Pt10Rh-Thermoelementen (Typ S) nach DIN 43710 gemessen. Am dazugehörigen Regler wird die Differenz zum eingestellten Sollwert ermittelt und die Leistungszufuhr der Heizelemente gesteuert.

Über dem Ofen befindet sich der Viskosimetermesskopf mit selbstzentrierender Achse, an der der Rotationskörper befestigt ist, der motorisch oder manuell in den Probeniegel hinein- und herausgefahren werden kann. Beim verwendeten Viskosimeter handelt es sich um das Rotationsviskosimeter HAAKE™ M5 der Fa. HAAKE / Karlsruhe, ein Viskosimeter vom sogenannten *Searle-Typ*. Bei dieser Art der Viskositätsmessung wird ein Rotationskörper in einen stationären Probeniegel getaucht. Das Meßsystem M5 umfasst die Elemente Motor, Tachogenerator, Messfeder, Messwertaufnehmer und Verstärker.

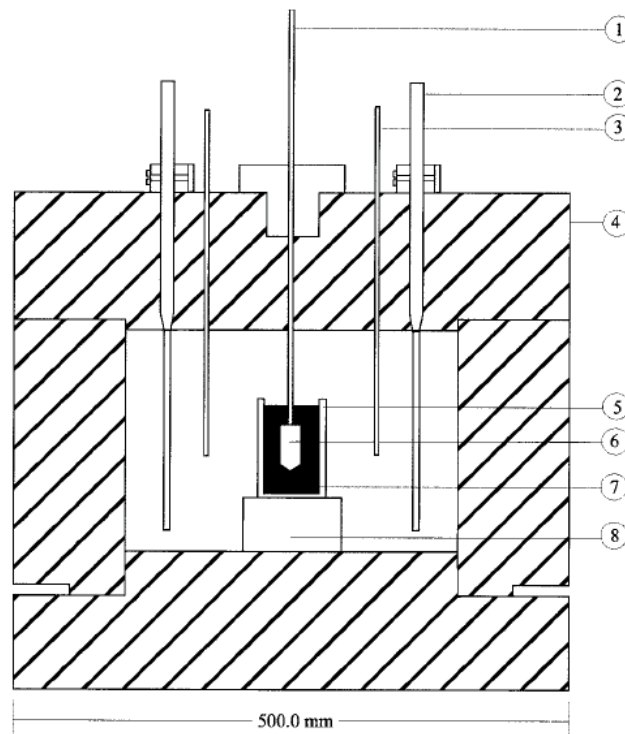


Abb. 3.1: Maßstabgerechte Zeichnung des für Viskositätsmessungen verwendeten Versuchsaufbaus mit (1) Drehkörperspindel, angeschlossen an das HAAKE™ M5 Messsystem, (2) sechs symmetrisch angeordnete SUPERKANTHAL™ Heizelemente, (3) drei S-Typ Thermoelemente, (4) Ofenisolierung, (5) Tiegel, (6) Drehkörper, (7) Schmelze, (8) Tiegelsockel.

Am Steuergerät RV 20 lassen sich verschiedene Geschwindigkeitsgefälle einstellen. Zur Auswahl stehen drei Bereiche mit jeweils zehn Drehgeschwindigkeiten, welche logarithmisch unterteilt sind und in % der maximalen Drehzahl angegeben werden. Die maximale Drehzahl D beträgt 500 min^{-1} , die minimale $0,05 \text{ min}^{-1}$. Der dazugehörige Wert der Schubspannung τ wird ebenfalls in % von τ angezeigt. Er ist abhängig von der Viskosität, dem Messsystem und der Geometrie der Messeinrichtung. Der Anzeigebereich umfasst Werte zwischen 0,00 % und 100,0 %. Im Falle einer Überschreitung des Messbereichs schaltet sich der Messkopf automatisch ab.

Der Drehkörper wird hierbei von einem geregelten elektrischen Motor angetrieben, dessen entsprechende Drehmomentwerte dem Verdrillungswinkel der Messfeder direkt proportional sind und im Messwertaufnehmer in ein elektrisches Signal überführt werden. Der Rotationskörper wird auf eine bestimmte Winkelgeschwindigkeit gebracht und das hierzu benötigte Drehmoment wird gemessen. Das vorliegende Messsystem ist für einen Geschwindigkeitsgefällebereich von $D = 27$ bis 2700 s^{-1} und einen Schubspannungsbereich von $\tau = 17,8$ bis 178 Pa ausgelegt und hat sich für die Viskositätsmessung von Silikonölen, Gläsern und Silikatschmelzen hervorragend bewährt. Aus Winkelgeschwindigkeit und Drehmoment lässt sich unter Berücksichtigung der verwendeten Geometrie die Viskosität der Probe bestimmen. Weitere Informationen zu Messstand und -verfahren finden sich in KOOPMANN (1999) und BEZ (2001).

3.1.2 Geometrie der Messanordnung

Die vorliegende Anlage ist an DIN 53019 angelehnt. Die Norm standardisiert ein Messsystem mit zylindrischem Rotationskörper und einer kegelförmigen unteren Grenzfläche. Sie definiert das Radienverhältnis von Drehkörper zu Messbecher, die Drehkörperhöhe im Verhältnis zum Radius und der Messbecherhöhe und gewährleistet, dass auftretende Fehler z.B. durch Endflächeneinflüsse oder Nicht-Linearität des Geschwindigkeitsprofils konstant und vergleichbar vorliegen. Mit dem Viskosimeter werden die Messwerte D (Drehzahl des Rotationskörpers) und τ (Schubspannung bzw. Drehmoment) in dimensionslosen relativen Einheiten aufgenommen. Die Viskosität wird aus diesen Messwerten unter Berücksichtigung spezifischer Systemkonstanten und der verwendeten Messgeometrie berechnet.

Als Messbecher wurden zylindrische Keramikbecher mit ebenem Boden aus Magnesiumoxyd (Typ A5, Alsint 99,7-Tiegel der Fa. HALDENWANGER™ / Berlin) verwendet. Für den Drehkörper und dessen Achse wurde ein spezieller hitzebeständiger Stahl verwendet. Die durch den Wärmeausdehnungskoeffizienten auftretenden temperaturabhängigen Geometrieänderungen müssen bei der Viskositätsmessung miteinbezogen werden. Folgende Geometrieverhältnisse liegen zugrunde (Abb. 3.2):

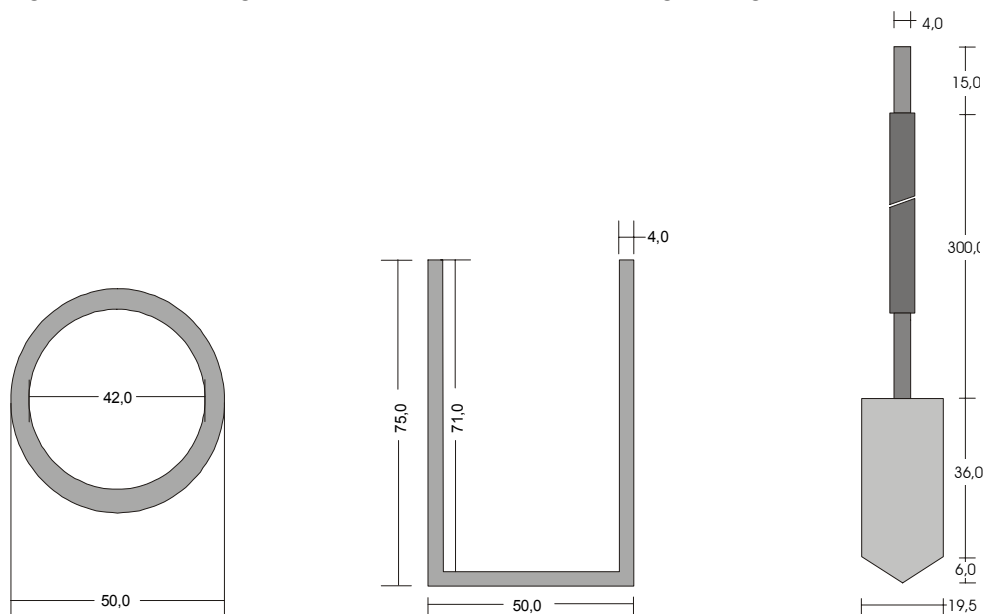


Abb. 3.2: Geometrie und Dimensionen [mm] des verwendeten Messsystems. Draufsicht Tiegel (links), Schnitt Tiegel (mitte) und Drehkörper (rechts). Der Drehkörper hat einen Durchmesser von $19,5 \text{ mm}$ und eine Gesamthöhe von 42 mm (Innenradius R_{i_1} : $9,75 \text{ mm}$), der Messtiegel hat eine Höhe von 75 mm bei einem Außenradius von 25 mm (Innenradius R_{i_2} : 21 mm). Das Radienverhältnis δ (R_{i_1}/R_{i_2}) beträgt $2,1538$. Das Volumen des Messtiegels umfasst rund 110 cm^3 .

Das Radienverhältnis δ ist in einem realen Messsystem immer > 1 . Je mehr sich das Verhältnis diesem Wert $\delta=1,00$ nähert, um so genauer können Viskositätsbestimmungen durchgeführt werden. Ein Radienverhältnis von 1:10 führt für die gleiche Rotordrehzahl bereits zu einem Geschwindigkeitsgefälle, das fast zehnmal so groß ist als jenes bei $\delta=1,01$. Die resultierenden Viskositätswerte unterscheiden sich dann bereits um 37 % (SCHRAMM 1995).

Aus der Geometrie der Messanordnung ergibt sich der für das vorliegende Messsystem relevante Geometriefaktor A/M zu:

$$\frac{A}{M} = \frac{3}{2} \frac{4,9 \cdot 10^{-4} (R_a^2 - R_i^2)}{\pi^2 L R_a^2 R_i^2} \quad \text{Gl. 3.1}$$

Der A/M -Wert kann berechnet oder durch Eichung bestimmt werden. Die Änderung des Geometriefaktors durch thermische Ausdehnung der Komponenten bei georelevanten Messtemperaturen wird durch die jeweiligen Längenausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien erfasst und berechnet.

Zur Bestimmung der Viskosität der verschiedenen Schmelzen wurden bei den jeweiligen Temperaturstufen Fließkurven aufgenommen. Die entsprechende temperaturabhängige Viskosität ergibt sich nach SCHRAMM (1995) zu

$$\eta = \frac{\tau}{D} = \frac{A}{M} \cdot \frac{d\% \tau}{d\% D} \quad \text{Gl. 3.2}$$

mit

A/M : dimensionsloser, anlagenspezifischer Geometriefaktor (KOOPMANN 1999, BEZ 2001)

$d\% \tau$: Ablesegröße der Schubspannung [%]

$d\% D$: Ablesegröße der maximalen Drehzahl [%]

- Anforderungen an die Messung

Für eine erfolgreiche Viskositätsmessung mit einem Rotationsviskosimeter müssen einige Bedingungen wie das laminare Fließen der Untersuchungssubstanz, ein stationärer Strömungszustand, ausreichende Wandhaftung der Schmelze an Tiegelwand und Drehkörper, Homogenität und Probenkonstanz erfüllt werden. Homogenität bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Untersuchungssubstanz im Messspalt auf die wirkende Scherung gleichartig und stetig reagiert. Die Scherung der Untersuchungssubstanz darf nur zu einer laminaren Schichtströmung führen. Während der Messzeit darf es zu keinen chemischen und physikalischen Veränderungen der Probe kommen, deshalb werden alle Messungen unter reduzierenden Bedingungen durchgeführt, da in oxidierendem Milieu unerwünschte chemische Veränderungen auftreten können. Aus diesem Grund wird der Ofen bei allen Messverfahren mit einem Gemisch aus 95% Argon und 5% Stickstoff geflutet. Wegen bestehender Undichtigkeiten (Ausdehnung der keramischen Faser) wird unter ständiger geringer Schutzgaszufuhr gearbeitet (i.e. quasistatische Atmosphäre).

3.1.3 Messverfahren

Die zu untersuchende Gesteinsprobe wird zunächst auf ca. 0,5 cm Korngröße zerkleinert und im Induktionsofen des Physikalisch Vulkanologischen Labors bei ca. 1400°C aufgeschmolzen und entgast. Danach wird die Schmelze im Wasserbad abgeschreckt und es entsteht ein homogenes Granulat, das in den Probeniegel gefüllt wird. Die Probe wird in bestimmten Temperaturschritten auf die gewünschte Anfangstemperatur aufgeheizt und der Drehkörper in die Schmelze eingebracht. Ist die optimale Eintauchtiefe erreicht, kann mit der Messung begonnen werden.

Dazu werden die logarithmisch festgelegten Einheiten des Geschwindigkeitsgefälles D nacheinander angefahren und die dazugehörigen τ -Werte am Steuergerät des Viskosimeters digital aufgezeichnet. Jedes Geschwindigkeitsgefälle D wird 1 Min. lang gemessen, die τ -Messwerte werden im 0,1 Sek.-Intervall abgegriffen. Pro Geschwindigkeitsgefälle ergeben sich rund 350 Messwerte, pro Temperaturstufe bis zu 2800 Werte. Daraus werden Fließkurven ($\% \tau / \% D$) für jede Temperaturstufe erstellt und so die jeweilige Viskosität nach Gl. 3.2 unter Berücksichtigung des temperaturabhängigen Geometriefaktors bestimmt.

Danach wird die Ofentemperatur auf die nächstniedrigere Temperaturstufe abgesenkt und die Messungen wiederholt. Eine Unterteilung des gesamten Temperaturspektrums in 25°C-Intervalle gewährleistet dabei eine ausreichende Genauigkeit des Verlaufs der temperaturabhängigen Viskosität der hier untersuchten Schmelzen. Während des Abkühlens wird ein mittleres Geschwindigkeitsgefälle D eingestellt und die entsprechende Änderung der Schubspannung aufgezeichnet. Durch diese Schubspannungsmessungen (vgl. Kap. 4.2.5) kann kontrolliert werden, wann sich der Tiegelinhalt homogen an die neue Temperatur angepasst hat und die neuen Messungen begonnen werden können. Aus diesen Daten werden auch die jeweiligen thermischen Leitfähigkeiten der Schmelzen über die betreffenden Temperaturintervalle bestimmt (Kap. 3.3).

Die Viskositätsmessungen werden so oft auf immer niedrigeren Temperaturstufen wiederholt, bis die Grenze der Messauflösung der Apparatur erreicht ist, d.h. bis die Schmelze im Übergang zum Festkörper vorliegt (Glastransitionsbereich) und nicht mehr als Flüssigkeit angesprochen werden kann. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben lag dieser Bereich je nach Art der Schmelzen zwischen 1100° und 1200°C (Abb. 3.3). Nach den Messungen auf der untersten Temperaturstufe wird die Ofentemperatur wieder hochgefahren und der Drehkörper aus dem Schmelztiegel entfernt.

Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität kann nach der Theorie der Platzwechselfvorgänge erklärt werden (Kap. 2.1.1). Die Temperaturabhängigkeit dieses Prozesses kann durch einen Boltzmann-Ansatz beschrieben werden:

$$\eta = K \cdot e^{\frac{E}{RT}} \quad (\text{Gl. 3.3})$$

Dabei bezeichnet die Aktivierungsenergie E die Größe der zu überwindenden Energieschwelle, K eine empirisch zu bestimmende Konstante, T die Temperatur [K] und R die allgemeine Gaskonstante.

Nach Logarithmieren der Gleichung erhält man die sog. Arrhenius-Gleichung. Um den empirisch gewonnenen Zusammenhang der Temperaturabhängigkeit der Viskosität darzustellen, wird eine Konstante T_0 hinzugefügt und die Gleichung in die Tamman-Vogel-Fulcher-Gleichung (TVF, KNEUBÜHL 1990) überführt:

$$\eta = \eta_0 + e^{\frac{a}{b(T-T_0)}} \quad (\text{Gl. 3.4})$$

Die Ergebnisse der Viskositätsmessungen der verschiedenen Schmelzen sind nachfolgend graphisch dargestellt (Abb. 3.3).

3.1.4 Experimentelle Ergebnisse

Nachfolgend sind alle für die vorliegende Arbeit benötigten Viskositätswerte der insgesamt sieben Schmelzen dargestellt. Der relative Fehler liegt bei allen Messungen bei ± 1 Pa s. Die erfassten Viskositätsverläufe zeigen deutlich den exponentiellen Zusammenhang der Viskosität nach der Temperatur nach Gl. 3.4.

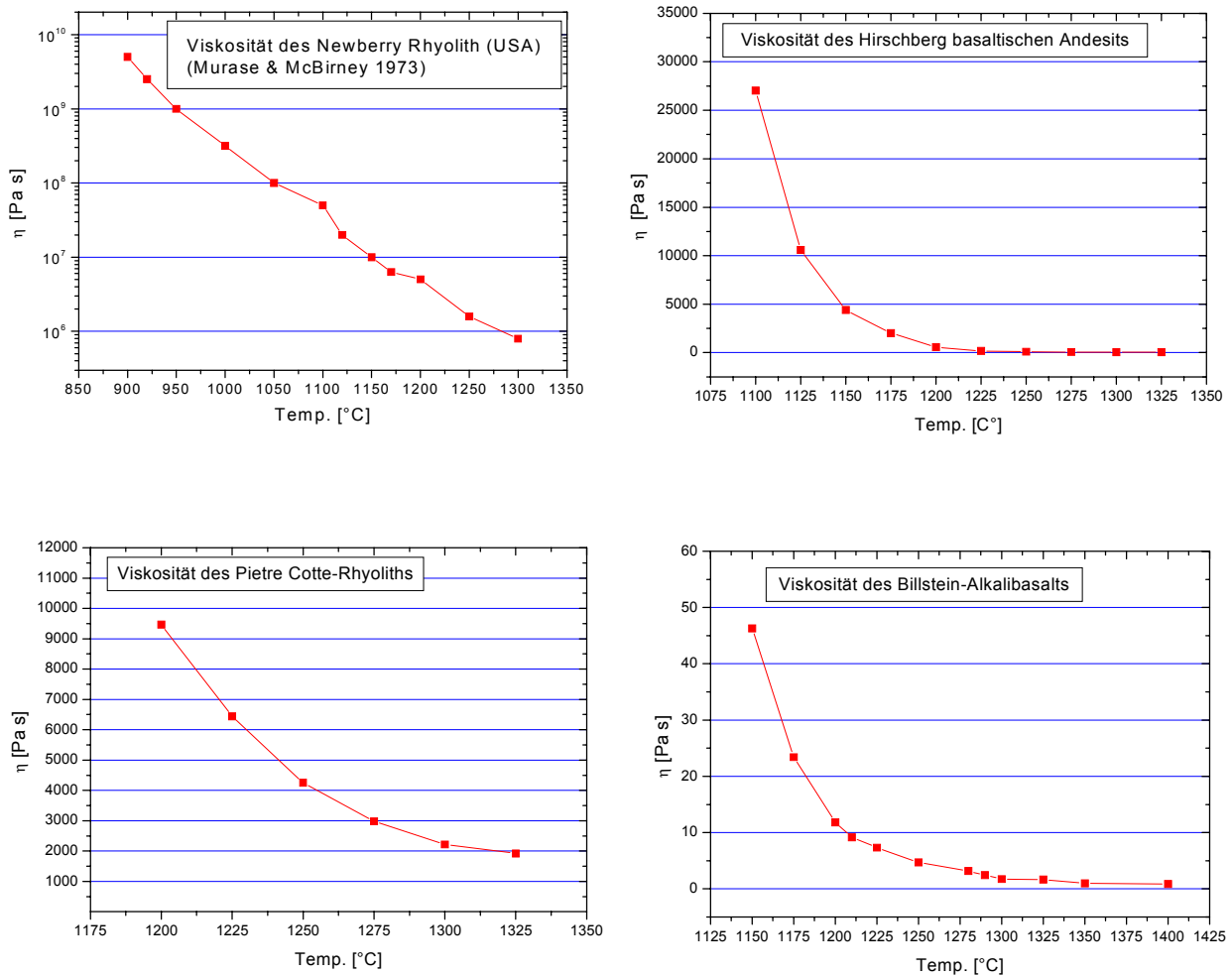


Abb. 3.3.: Darstellung der temperaturabhängigen Viskosität des als Pendant für den Kreuznach-Rhyolith verwendeten Newberry-Rhyolite (USA, MURASE & MCBIRNEY 1973), des Hirschberg basaltischen Andesits, des Pietre Cotte-Rhyoliths und des Billstein-Alkalibasalts (Forts. n. S.).

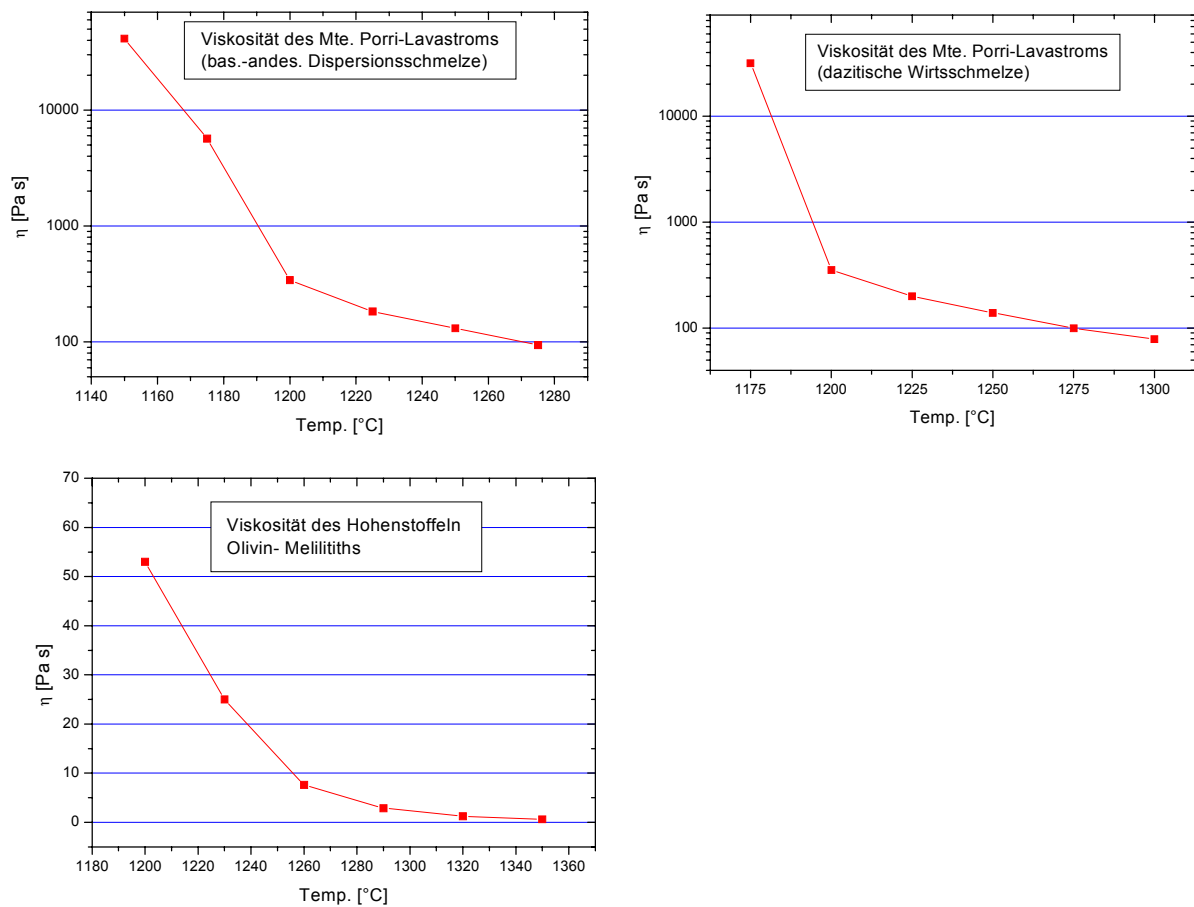


Abb. 3.3 (Forts.): Darstellung der temperaturabhängigen Viskosität des dazitischen Wirtsmagmas des Mte. Porri-Lavastroms, dessen basaltisch-andesitische Dispersionsschmelze und des Olivin-Melilitiths von Hohenstoffeln.

- Diskussion der Ergebnisse:

Die Viskositäten der hier untersuchten Schmelzen zeigen alle die deutliche Temperaturabhängigkeit nach Gl. 3.4. Gemäß des physikalischen Hintergrundes (Kap. 2) weisen dabei die Si-reicheren Schmelzen (s. Anhang A) auch deutlich höhere Viskositäten auf. Alle Schmelzen weisen im hier untersuchten Temperaturbereich newtonisches Fließverhalten auf. Je nach Art der Proben lag der Übergang zum festkörperähnlichen Verhalten (T_G) zwischen 1100° und 1200°C .

3.2 Oberflächenspannungsmessungen

Da bis heute nur wenige Daten zur Oberflächenspannung georelevanter Silikatschmelzen vorliegen und deren Übertragbarkeit auf die hier verwendeten Schmelzen fraglich erscheint (Kap. 2.1.1), wurde die temperaturabhängige Oberflächenspannung der vorliegenden Schmelzen experimentell bestimmt. Dazu wurde eine neue Messanlage konzipiert und umgesetzt, die auf dem Prinzip der Plattenmethode (*Wilhelmy*-Methode) basiert.

Im Folgenden werden der Tensiometriemessstand, das Messverfahren und die experimentellen Ergebnisse dargestellt. Bestimmt wurde die temperaturabhängige Oberflächenspannung des Silikatglases *D 263* (SCHOTT™), des Olivin-Melilitiths von Hohenstoffeln, des Billstein-Alkalibasalts und des Pietre Cotte-Rhyoliths. Die temperaturabhängigen Kontaktwinkel der Schmelzen wurden extern vom Fraunhofer-Institut für Silicatforschung (ISC) in Würzburg nach der *sessile drop*-Methode bestimmt.

3.2.1 Der Tensiometriemessstand

Die Messung der Oberflächenspannung erfolgt auf dem in dieser Arbeit entwickelten Tensiometriemessstand. Die Anlage besteht aus dem in Kap. 3.1. beschriebenen Hochtemperaturofen, einem modifizierten Digital-Tensiometer vom Typ K9 (KRÜSS™) und dem Messplättchen samt Drahtaufhängung.

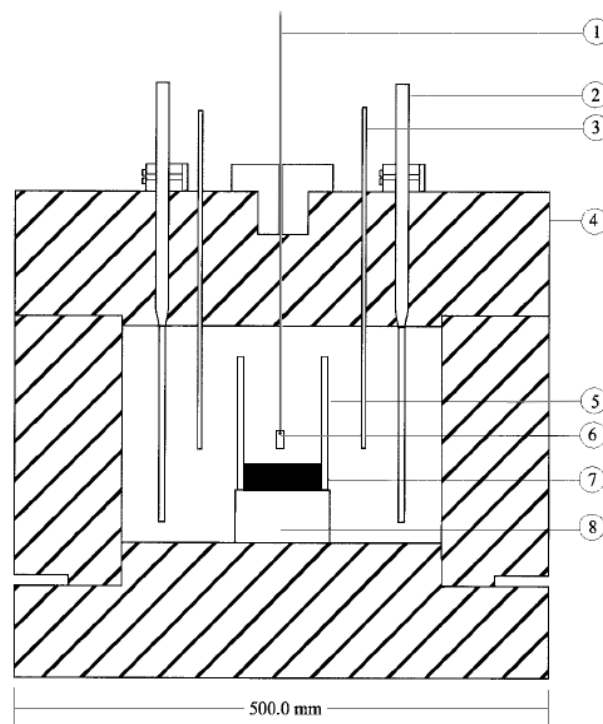


Abb. 3.4: Maßstabsgerechte Zeichnung des für Oberflächenspannungsmessungen verwendeten Versuchsaufbaus mit (1) Plättchenaufhängung aus hitzebeständigem Draht, angeschlossen an das KRÜSS™ Tensiometer K9, (2) sechs symmetrisch angeordnete SUPERKANTHAL™ Heizelemente, (3) drei S-Typ Thermoelemente, (4) Ofenisolierung, (5) Tiegel, (6) Al₂O₃-Messplättchen, (7) Schmelze, (8) Tiegelsockel.

Wie beim Viskosimetriemessstand befindet sich das Tensiometer mit Messplättchen und Aufhängung oberhalb des Ofens an zwei seitlichen Führungsschienen. Im Gegensatz zur Messmimik der meisten Tensiometer ist beim vorliegenden Messstand der Probeniegel stationär und das Tensiometer mit Messplättchen beweglich. Um Messungen im georelevanten Temperaturbereich durchführen zu können, wurde für die Plättchenaufhängung ein spezieller hitzebeständiger Draht (SUPERKANTHAL™) verwendet.

Das KRÜSS™ Digital-Tensiometer K9 arbeitet mit einem elektronischen Kraftmesssystem. Der Messbereich liegt bei 1-999 mN/m; die Ablesegenauigkeit bei 0,1 mN/m. Die Messwertrate liegt bei 2 Wägewerten / Sek, der Wägebereich beträgt bis 50g. Im Falle einer Überschreitung des Messbereichs schaltet sich das Wägesystem automatisch ab.

3.2.2 Geometrie der Messanordnung

Als Messbecher wurden zylindrische Keramikbecher mit ebenem Boden aus Magnesiumoxyd (HALDENWANGER™ Alsint 99,7-Tiegel, Typ A7) verwendet. Ihr im Verhältnis zu den Tiegeln der Viskositätsmessung größerer Durchmesser ermöglicht Oberflächenspannungsmessungen frei von Randeffekten und Wandhaftung. Das Messplättchen besteht aus Al_2O_3 und wird in die Drahtaufhängung frei eingehängt. Durch die mittige Plättchenbohrung ist die erforderliche Parallelität von Plattenunterkante und Schmelzspiegel gewährleistet. Die durch den Wärmeausdehnungskoeffizienten auftretenden temperaturabhängigen Geometrieänderungen werden dynamisch ausgeglichen. Folgende Geometrieverhältnisse liegen zugrunde (Abb. 3.5):

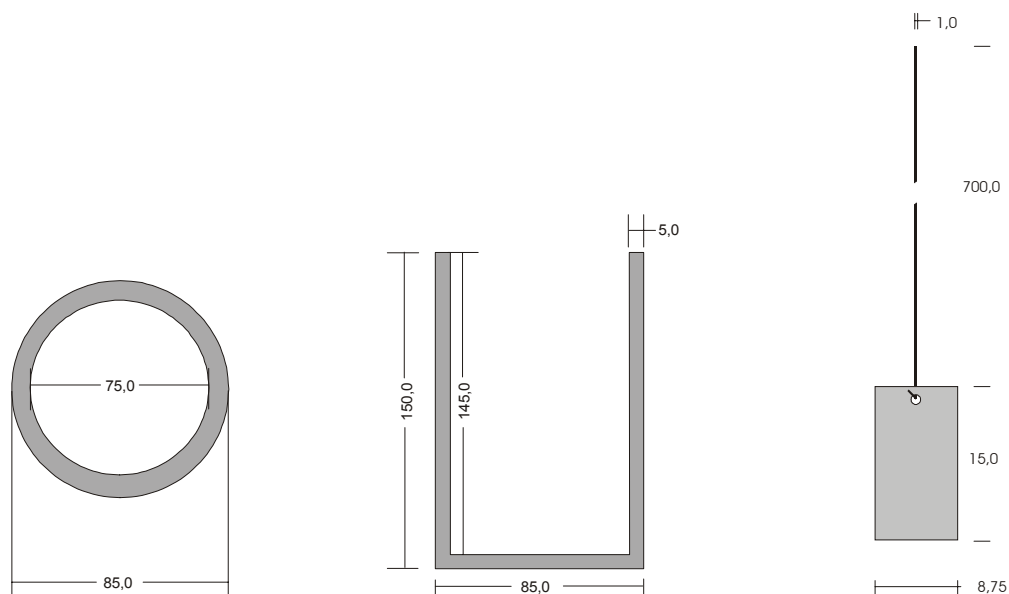


Abb. 3.5: Geometrie und Dimensionen [mm] des für Oberflächenspannungsmessungen verwendeten Systems. Draufsicht Tiegel (links), Schnitt Tiegel (mitte) und Messplättchen (rechts). Das Plättchen hat eine Breite von 8,75 mm bei einer Höhe von 15 mm und einer Dicke von 1,15 mm. Der Messtiegel hat eine Höhe von 150 mm bei einem Außenradius von 85 mm. Das Volumen des Messtiegels umfasst rund 700 cm³.

3.2.3 Messverfahren

Bei den Messmethoden zur Bestimmung der Grenzflächenspannung unterscheidet man zwischen dynamischen und statischen Meßmethoden. Bei den statischen Methoden wird die Oberfläche hinsichtlich ihrer Größe und Form zeitlich nicht beeinflusst. Unter diesen Methoden sind die Plattenmethode nach *Wilhelmy* und die *pendant drop*- Methode die bekanntesten. Im Gegensatz zu den statischen Methoden wird bei den dynamischen Methoden die Kinetik der Untersuchungsflüssigkeiten berücksichtigt. Als Beispiel für die dynamische Bestimmung der Grenzflächenspannung sei die Ringmethode nach *Du Noüy* und die Blasendruck- Methode genannt.

In vorliegender Arbeit erfolgt die Bestimmung der temperaturabhängigen Oberflächenspannung der jeweiligen Schmelzen nach der *Wilhelmy*- Plattenmethode, die

wie die Ringmethode auf einer Kraftmessung beruht. Die *Wilhelmy*-Plattenmethode hat den Vorteil, daß die Messmimik im Wesentlichen durch den hochauflösenden Kraftmesser gebildet wird und sich die Ermittlung der Ergebnisse vordergründig relativ einfach gestaltet. Als Messkörper dient eine senkrecht aufgehängte, rechteckige Al_2O_3 -Platte bekannter Geometrie (Abb. 3.5). Die Plattenunterkante wird mit der Oberfläche der Schmelzen in Kontakt gebracht, indem sie eingetaucht wird. An der Kontaktstelle bildet sich ein Meniskus; die Flüssigkeit springt die Platte quasi an und zieht sie ein Stück weit in die Flüssigkeit hinein (Abb. 3.6). Durch den Meniskus wirkt nun zwischen Platte und Flüssigkeit eine Kraft auf das Meßsystem, die aus der Benetzung resultiert.

Die vom KRÜSS™ Digital-Tensiometer K9 ausgegebenen Werte werden aufgezeichnet; die Messung wird auf einer Temperaturstufe etwa 25 mal wiederholt, um Messfehler zu minimieren und einen möglichst großen Datensatz zu erhalten. Für eine rechteckige Platte mit der Länge l und der Dicke z ergibt sich die Oberflächenspannung aus der Gewichtskraft K [mN/m] der Flüssigkeitslamelle und dem Benetzungswinkel Θ :

$$\sigma = \frac{K}{(l+z)\cos\Theta} \quad \text{Gl. 2.5 (KRÜSS™ K9-BETRIEBSANLEITUNG)}$$

Da für die vorliegenden Untersuchungen das KRÜSS™ K9-Tensiometer in modifizierter Form verwendet wird, müssen für eine korrekte Messung der Oberflächenspannung die entsprechenden Geometrieänderungen in Form eines konstanten Gerätefaktors F_G miteinbezogen werden. Die obige Formel ergibt sich somit zu

$$\sigma = \frac{K}{F_G(l+z)\cos\Theta} \quad \text{Gl. 2.6}$$

mit $F_G = 0,471$

Der Randwinkel Θ , den die Flüssigkeit mit der Festkörperoberfläche bildet, gilt dabei als Maß für die Benetzung (Abb. 3.6). Die Benetzung ist die Fähigkeit von Flüssigkeiten, mit Festkörpern Grenzflächen auszubilden. Die Benetzungstendenz einer Schmelze ist um so größer, je kleiner der Winkel Θ bzw. die Oberflächenspannung σ ist.

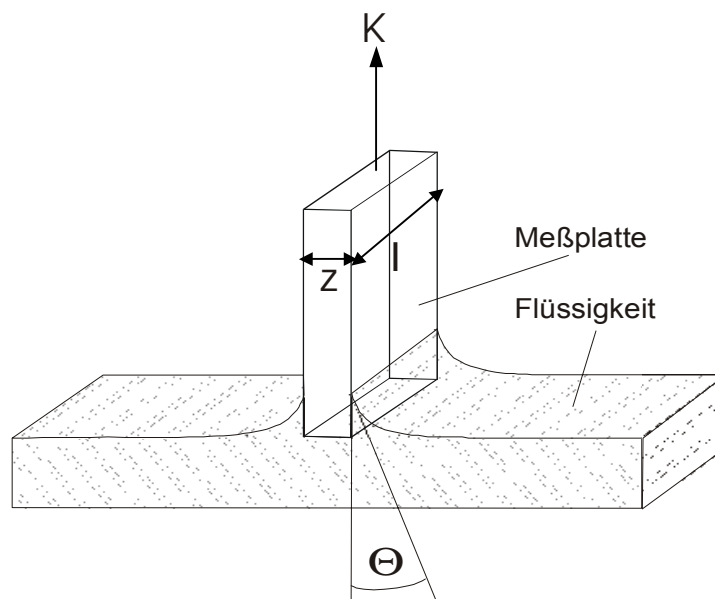


Abb. 3.6: Oberflächenspannungsmessung nach der *Wilhelmy*-Plattenmethode. Das Messplättchen der Dicke z und der Länge l wird mit dem Untersuchungsfluid in Kontakt gebracht und die aus der Benetzung resultierende Kraft K gemessen. Je nach Benetzung resultiert ein unterschiedlich hoher Benetzungswinkel Θ .

Vollständige Benetzung (mit $\cos \Theta = 1$) liegt aber nur bei Wasser und wässrigen Lösungen vor; die temperaturabhängigen, dynamischen Randwinkel der hier untersuchten Silikatschmelzen auf Al_2O_3 -Keramik liegen etwa zwischen 10° und 140° . Sie wurden in vorliegender Arbeit extern nach der *sessile-drop*-Methode bestimmt. Damit können dann nach Gl. 2.6 die temperaturabhängigen Oberflächenspannungen der jeweiligen Schmelzen berechnet werden.

3.2.4 Kontaktwinkelmessungen

Die temperaturabhängigen Benetzungswinkel der jeweiligen Schmelzen auf Al_2O_3 -Substrat wurden am Fraunhofer Institut für Silicatforschung (ISC) in Würzburg nach der *sessile-drop*-Methode bestimmt. Das zugrundeliegende Meßverfahren ist an DIN 51730 angelehnt und wird als Konventionsverfahren zur Bestimmung des Schmelzverhaltens und der Benetzungseigenschaften von Festkörpern verwendet. Der Schmelzvorgang der Untersuchungssubstanz spielt sich dabei entsprechend der chemischen Zusammensetzung in einem mehr oder weniger großen Temperaturbereich ab, wobei die Substanz auf dem Untersuchungssubstrat bis zum vollständigen Fluß die verschiedensten Plastizitäts- und Viskositätszustände annehmen kann. Die dabei ablaufenden physikalischen und chemischen Vorgänge werden bei der Bestimmung des Schmelzverhaltens nicht erfaßt.

Das Schmelzverhalten einer Substanz ist durch verschiedene Temperaturbereiche gekennzeichnet, und zwar durch die Erweichungs-, die Sphärisch-, die Halbkugel- und die Fließtemperatur:

- Die Erweichungstemperatur ist die Temperatur, bei der erste Anzeichen des Erweichens des Probekörpers vorliegen, z. B. Rundwerden der Kanten.
- Die Sphärischtemperatur ist die Temperatur, bei der der Probekörper eine kugelhähnliche Form hat.
- Auf der Halbkugeltemperatur hat der Probekörper angenähert die Form einer Halbkugel, der geschmolzene Körper ist halb so hoch wie seine Grundlinie.
- Auf der Fließtemperatur ist der Probekörper auf ein Drittel der Höhe, die er bei der Halbkugeltemperatur hatte, auseinandergeflossen.

Der Erweichungsbereich umfasst dabei die Spanne zwischen Erweichungs- und Halbkugeltemperatur, der Schmelzbereich liegt zwischen Halbkugel- und Fließtemperatur. Die Zeitspannen der Sphärisch- und Halbkugeltemperatur sind dabei verhältnismäßig kurz.

Die Kontaktwinkelmessung nach der *sessile-drop*-Methode erfolgt optisch in einer Durchlichtanordnung, in der ein liegender Tropfen von einer Seite mit diffusem Licht bestrahlt und von der anderen Seite beobachtet wird. Zur Kontaktwinkelmessung muss an der Phasengrenze fest/flüssig die Basislinie des Tropfens und dessen Kontur ermittelt werden. Dies geschieht computergestützt mittels CCD-Kamera und entsprechender Bildverarbeitungssoftware. Durch das Anlegen einer Tangente an den Punkt, wo der aufgesetzte Flüssigkeitstropfen die Festkörperoberfläche und die Umgebungsphase (hier: Luft, Ofenraumflutung mit 50 l/h) berührt, wird der Kontaktwinkel ermittelt. Dieser nimmt mit zunehmender Benetzbarkeit des Substrats entsprechend ab.

Die zu untersuchende Probe wird auf ca. 0,1 cm Korngröße zerkleinert, mit destilliertem Wasser angefeuchtet und mit einer Federdruck-Handpresse in Zylinderform (Durchmesser 10 mm, Höhe 10 mm) gepreßt. Der Ofen wird auf die gewünschte Endtemperatur von 1400°C mit 10 K/min hochgeheizt und der Zustand des Probenkörpers digital dokumentiert. Nach dem Erreichen der Maximaltemperatur wird die Ofenheizung abgestellt und nach dem Abkühlen kann mit einer neuen Messung begonnen werden.

Abb. 3.7 zeigt exemplarisch vier Aufnahmen des Aufschmelzprozesses des Pietre Cotte-Rhyoliths bei verschiedenen Temperaturen mit Erweichungstemperatur (Abb. 3.7. A), Sphärischtemperatur (Abb. 2.6 B), Halbkugeltemperatur (Abb. 3.7 C) und Fließtemperatur (Abb. 3.7 D). Der Erweichungsbereich der Probe liegt zwischen A und B, der Schmelzbereich liegt zwischen C und D.

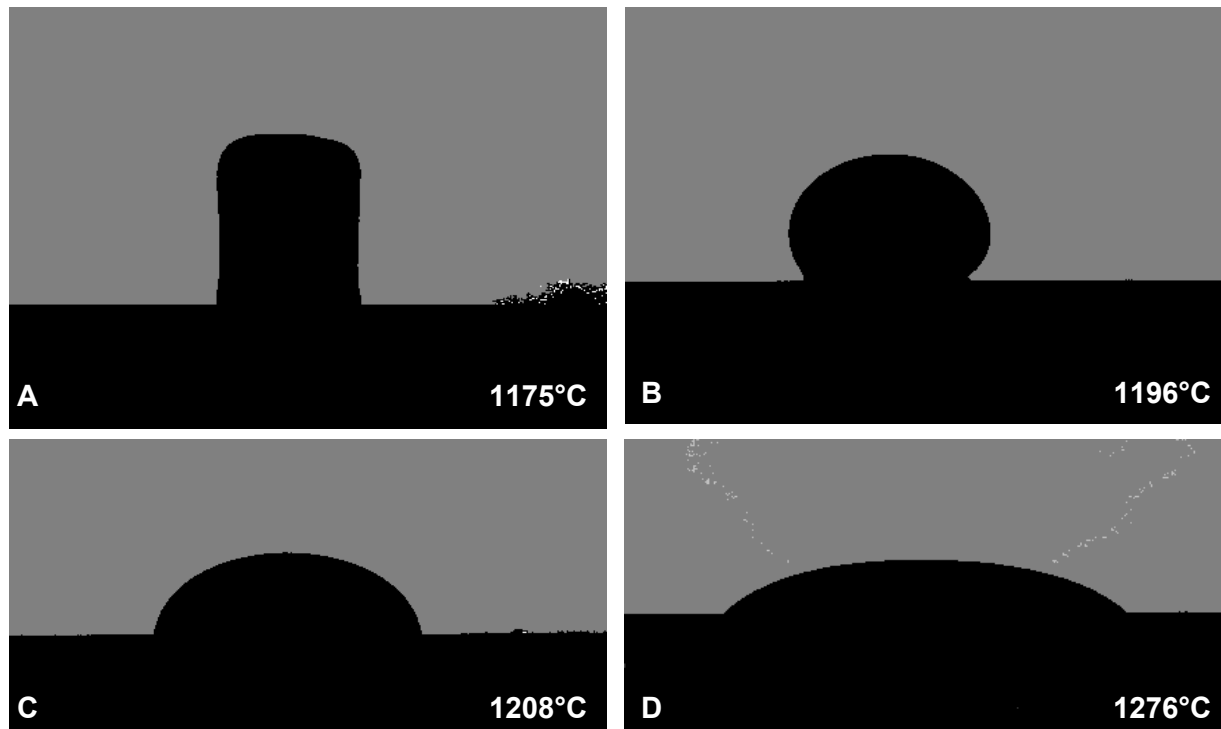


Abb. 3.7: Verschiedene Aufschmelzstadien am Beispiel des Pietre Cotte-Rhyoliths als Momentaufnahmen der Kontaktwinkelmessung mit Erweichungstemperatur (A), Sphärischtemperatur (B), Halbkugeltemperatur (C) und Fließtemperatur (D). Der Erweichungsbereich der Probe liegt zwischen A und C, der Schmelzbereich liegt zwischen C und D. Diese Stadien treten in ähnlicher Weise bei allen untersuchten Proben auf.

- **Ergebnisse der Kontaktwinkelmessung:**

Die vier Untersuchungssubstanzen konnten problemlos aufgeschmolzen und entsprechend dokumentiert werden. Alle Proben zeigten die typischen Aufschmelzstadien gemäß Abb. 3.7 mit Erweichungs-, Sphärisch-, Halbkugel- und Fließzustand. Die jeweiligen temperaturabhängigen Benetzungswinkel der Substanzen sind in Abb. 3.8 dargestellt.

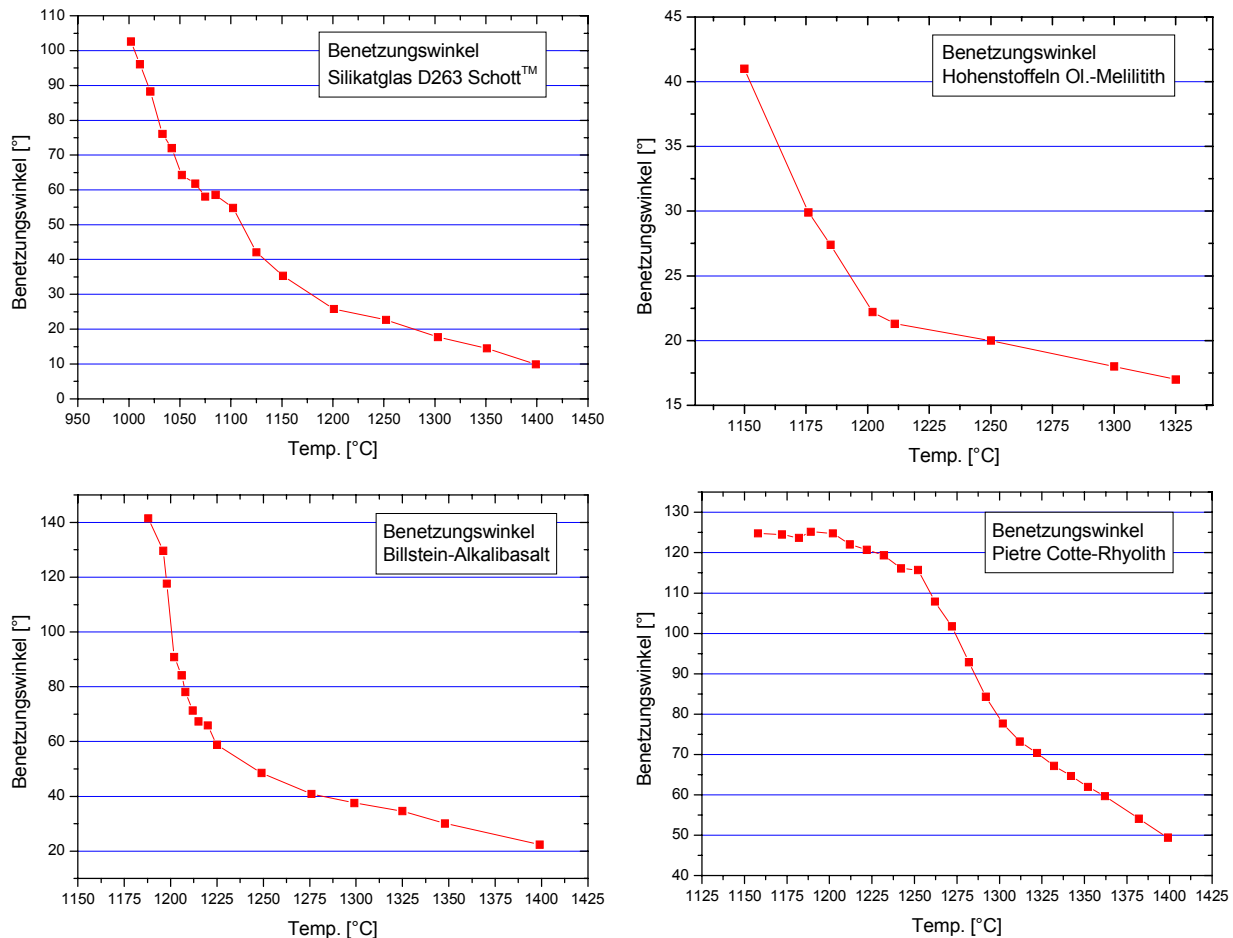


Abb. 3.8: Die temperaturabhängigen Benetzungswinkel der untersuchten Proben auf Al_2O_3 - Substrat mit SCHOTT™-Glas D263, Hohenstoffeln Olivin-Melilitith, Billstein-Alkalibasalt und Pietre-Cotte-Rhyolith.

3.2.4 Experimentelle Ergebnisse

Die Ermittlung der Oberflächenspannungen der hier untersuchten Schmelzen erfolgte im georelevanten Temperaturbereich zwischen 1350° und 1150° bzw. $1200^\circ C$. Die jeweils niedrigste Temperaturstufe ist dadurch gegeben, daß die Schmelze im Übergang zum Festkörper (Glastransitionsbereich) vorliegt und das Messplättchen nicht mehr in die Schmelze eingebracht werden kann. Die Berechnung der tatsächlichen Oberflächenspannungen der verschiedenen Schmelzen erfolgt nach Gl. 2.6 unter Kenntnis der am Tensiometer aufgenommenen K-Werte und der extern bestimmten Benetzungswinkel. Die Fehlerbalken geben dabei die Standardabweichung des Mittelwerts der Messwerte an (Abb. 3.9).

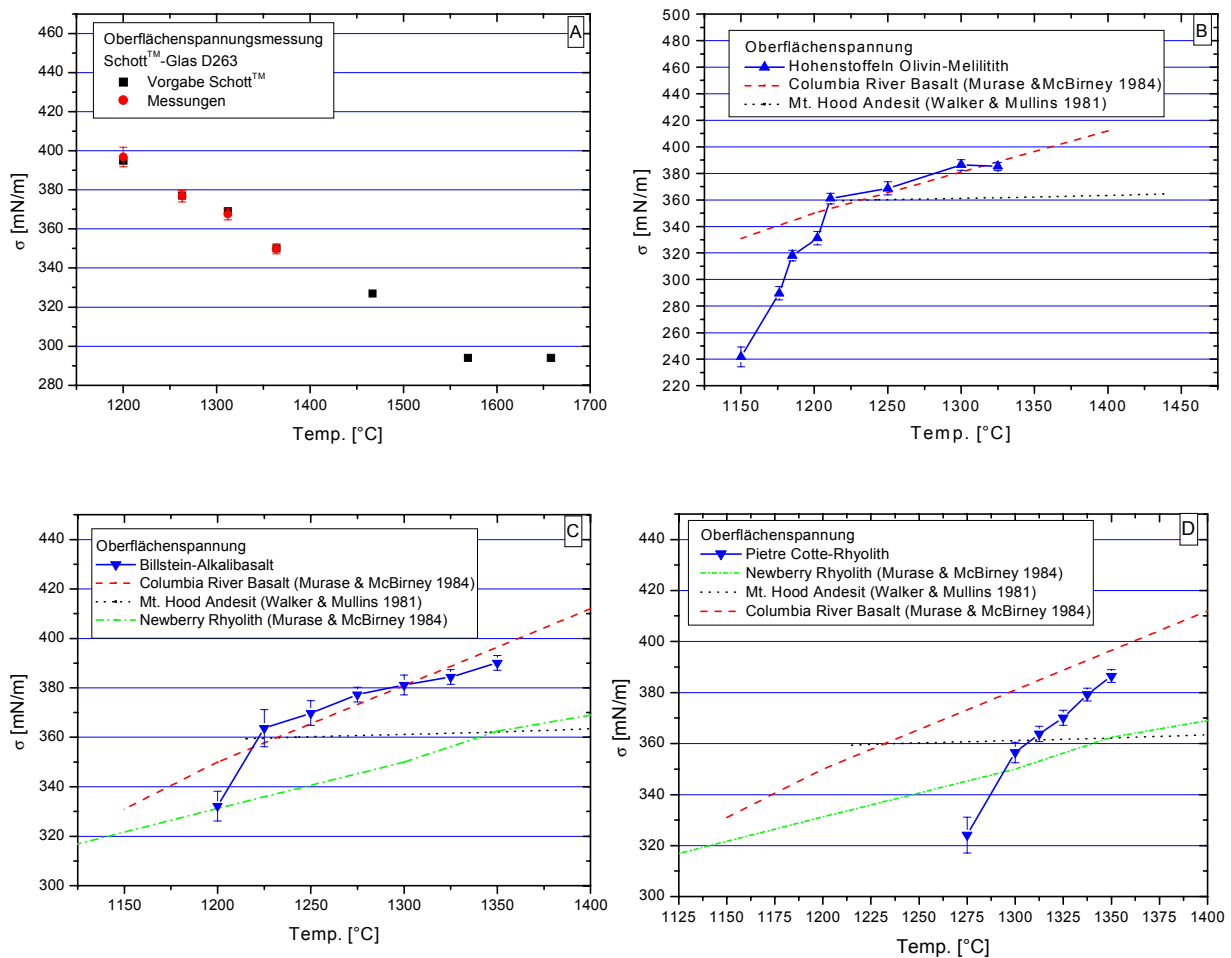


Abb. 3.9: Darstellung der temperaturabhängigen Oberflächenspannungen der untersuchten Schmelzen mit Schott™-Glas 263 (A), Hohenstoffeln-Olivin-Melilitith (B), Billstein-Alkalibasalt (C) und Pietre Cotte-Rhollith (D). Zum Vergleich sind bei B - D weitere Oberflächenspannungsdaten anderer Arbeiten dargestellt.

- Diskussion der Ergebnisse:

Bis heute liegen nur wenige Daten zur temperaturabhängigen Oberflächenspannung georelevanter Silikatschmelzen vor (WALKER & MULLINS 1981, MCBIRNEY & MURASE 1984, Kap. 2.1.1). Die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung der dort untersuchten Schmelzen (Mt. Hood Andesit, Samoa Limburgit (WALKER & MULLINS 1981) / Mt. Hood Andesit, Columbia River Basalt, Newberry Rhyolith Obsidian (MCBIRNEY & MURASE 1984)) variiert dabei stark. In der Arbeit von WALKER & MULLINS (1981) ist die positive Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannungen relativ schwach ausgebildet: im Temperaturintervall zwischen 1200-1500°C liegt σ bei 360-350 mN/m mit $d\sigma/dT = +0,03 \pm 0,02$ mN/m/°C. In der Arbeit von MCBIRNEY & MURASE (1984) dagegen ist die beobachtete Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannungen rund 10mal höher mit $\sigma = 330-410$ mN/m und $d\sigma/dT = +0,2 \pm 0,3$ mN/m/°C.

Die in dieser Arbeit gemessenen Oberflächenspannungen der verschiedenen Schmelzen liegen grundsätzlich im vergleichbaren Rahmen der übrigen Arbeiten. Die ermittelte

Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannungen liegt jedoch nicht-linear vor, während die anderen Arbeiten einen nahezu linearen Verlauf der Spannungen aufweisen. Dies kann u. U. an der dort verwendeten Messmethode liegen, die den nicht-linearen Verlauf nicht erfassen kann, der vermutlich aus Aufschmelzprozessen der enthaltenen Mineralphasen resultiert. Das synthetische, einsprenglingsfreie Schott™-Glas weist vermutlich deshalb einen linearen Verlauf der Oberflächenspannung auf.

Für das in dieser Arbeit präsentierte (Kap. 2) hydrodynamische Mischungsmodell zur Genese magmatischer Dispersionen ist jedoch die Grenzflächenspannung von Bedeutung. Experimentelle Messverfahren zur Erfassung der Grenzflächenspannung zwischen zwei Phasen liegen zwar vor (MUNGALL 1994, DEMARQUETTE 2003, DRELICH et al. 2003, PALMER & DEMARQUETTE 2003), könnten aber auf georelevante Silikatschmelzen im Hochtemperaturbereich nur unter beträchtlichen Schwierigkeiten angewandt werden.

Die zwischen zwei Medien herrschende Grenzflächenspannung kann jedoch nach der *Antonovschen Regel* aus den jeweiligen Oberflächenspannungen berechnet werden. Sie ist demnach die Differenz der Oberflächenspannungen der beiden Medien gegen Luft. Dieser Ansatz wird plausibel, wenn man die zwischen zwei Medien herrschende Grenzflächenspannung als eine aus beiden Oberflächenspannungen zusammengesetzte Kraft betrachtet, wobei die offenen Oberflächenbindungen der Phase mit der geringeren Oberflächenspannung durch die der zweiten Phase vollkommen abgesättigt werden. Die Anwendbarkeit dieses Ansatzes wurde bei der Untersuchung von binären metallischen Mischungssystemen bestätigt (MERKWITZ 1997).

Nach diesem Ansatz werden auch die für die experimentelle Untersuchung (Kap. 4) und Anwendungen des hydrodynamischen Mischungsmodells auf natürliche Fälle (Kap. 5, 6) erforderlichen Grenzflächenspannungen berechnet.

3.3 Wärmeleitfähigkeitsmessungen

Die Messung der thermischen Leitfähigkeiten der verschiedenen Schmelzen erfolgte am Vulkanologisch Physikalischem Labor im Zuge der Viskositätsmessungen (Kap. 3.1). Im Folgenden werden das Messverfahren und die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Bestimmt wurden die thermischen Leitfähigkeiten des Pietre Cotte-Rhyoliths, des Hirschberg basaltischen Andesits, des Wirtsmagmas des Mte. Porri-Dazits, dessen basaltisch-andesitisches Dispersionsmagma und des Billstein-Alkalibasalts.

3.3.1 Messstand und -verfahren

Die Messung der thermischen Leitfähigkeit wurde am in Kap. 3.1.1 beschriebenen Viskosimetriesstand (Abb. 3.1) mit dem Rotationsviskosimeter HAAKE™ RV20 durchgeführt. Die Messanordnung entspricht den bei den Viskositätsmessungen verwendeten Geometrien und Dimensionen (Abb. 3.2); die Anforderungen an die Messung und die Probenvorbereitung sind ebenfalls mit den Ansprüchen an die Viskositätsmessungen identisch (Kap. 3.1.2, 3.1.3). Die Messungen können separat durchgeführt oder in die Viskositätsmessungen integriert werden. So kann anhand der Schubspannungsmessungen (vgl. Kap. 4.2.5) während der Viskositätsbestimmung festgestellt werden, wann sich die Schmelze an die nächste Temperaturstufe angepaßt hat und neue Messungen vorgenommen werden können. Ist der Tiegelinhalt komplett an die neue Temperatur angepaßt, liegt τ konstant vor.

Die Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit λ der Schmelzen erfolgt in der gewünschten Temperaturspanne durch das Anlegen einer konstanten Drehkörpergeschwindigkeit (*stress rate*) auf die Probe, wobei das am Steuergerät HAAKE™ RV20 gewählte mittlere Geschwindigkeitsgefälle Newtonisches Fließverhalten der Untersuchungssubstanz gewährleisten muss. Die beim Aufheizen oder Abkühlen auftretende Veränderung der resultierenden Schubspannung τ wird dabei digital aufgezeichnet und ausgewertet. Die τ -Messwerte werden dabei im 1 Sek.-Intervall abgegriffen, pro Abkühlung um 25°C ergeben sich bei den hier untersuchten Schmelzen bis zu 1800 Messwerte (Abb. 3.10). Sobald die Schubspannung τ in etwa konstant vorliegt, hat sich der Tiegelinhalt komplett an die neue Temperatur angepasst und die Messung kann beendet werden. Wegen des relativ großen Probenvolumens, der niedrigen thermischen Leitfähigkeit natürlicher Silikatschmelzen und der gegebenen Ofengeometrie (Abb. 3.1) ist die Zeitspanne für die Temperaturänderung des Ofenraumes viel kürzer (~ 120 Sek.) als die für die Temperaturänderung des Tiegelinhalts (~ 30 min.).

Nach Gl. 3.4 ist die Viskosität logarithmisch proportional zur Temperatur. Da die Viskosität nach Gl. 3.2 auch direkt proportional zur Schubspannung ist, ergibt sich eine reziproke logarithmische Temperaturabhängigkeit der Schubspannung nach

$$T \sim \frac{1}{\ln \tau} \quad \text{Gl. 2.7}$$

Unter der Voraussetzung langer thermischer Relaxationszeiten und geringer Probenvolumina ergibt sich nach BÜTTNER et al. (2000) folgende Lösung der Wärmeleitungsgleichung:

$$T(r, t) = \text{const.} + T_0 + \frac{j(t)}{4\pi\lambda} \ln t \quad \text{Gl. 2.8}$$

$$\text{mit } j(t) = -2\pi\lambda \left[\frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r \rightarrow r_0} \text{ als Wärmestromdichte}$$

Aus beiden Beziehungen erhält man eine Verknüpfung der Schubspannung und der Wärmeleitfähigkeit nach:

$$\lambda_{T_1 \rightarrow T_2} = \text{const.} \cdot \frac{j_{T_1 \rightarrow T_2}}{4\pi} \frac{1}{s} \quad \text{Gl. 2.9}$$

Im Folgenden wird der durch Eichung zu bestimmende Term $\text{const.} \cdot \frac{j_{T_1 \rightarrow T_2}}{4\pi}$ als Berechnungsfaktor F_c geführt. Die temperaturabhängige thermische Leitfähigkeit λ ergibt sich somit nach:

$$\lambda_{T_1 \rightarrow T_2} = F_c \cdot \frac{1}{s} \quad \text{Gl. 2.10}$$

Die Temperaturänderung der Schmelze erfolgt dabei in drei Regimes, nämlich mit initialer nicht-stationärer Phase, mittlerer quasi-stationärer Phase während des eigentlichen Abkühlens/Aufheizens der Probe und finaler instationärer Phase (Abb. 3.10 A). Die mittlere quasi-stationäre Phase kann dabei als lineare Steigungsfunktion betrachtet und deren Steigung s berechnet werden. Unter Kenntnis des Berechnungsfaktors F_c kann so die temperaturabhängige thermische Leitfähigkeit der Schmelzen nach Gl. 2.10 berechnet werden. Der genaue physikalische Hintergrund findet sich in BÜTTNER et al. 2000.

Zur Bestimmung des Faktors F_c wurde das Messverfahren an einem Material bekannter thermischer Leitfähigkeit geeicht, und zwar am Beispiel des Pietre Cotte-Rhyoliths, dessen thermische Leitfähigkeit am Zentrum für angewandte Energieforschung (ZAE) in Würzburg bestimmt wurde (Abb. 3.10 B, BEZ 2001). Mittels der bekannten Leitfähigkeiten und der berechneten Steigungen der linearen Regression kann F_c für die gewünschten Temperaturspannen berechnet werden.

Der für die Ermittlung der thermischen Leitfähigkeiten benötigte Berechnungsfaktor F_c wurde nach obiger Vorgehensweise für die Temperaturspanne von 1325° - 1075°C in Intervallen von 25°C bestimmt. Mit diesen Werten wurden die thermischen Leitfähigkeiten der verschiedenen Schmelzen ermittelt (Abb. 3.11).

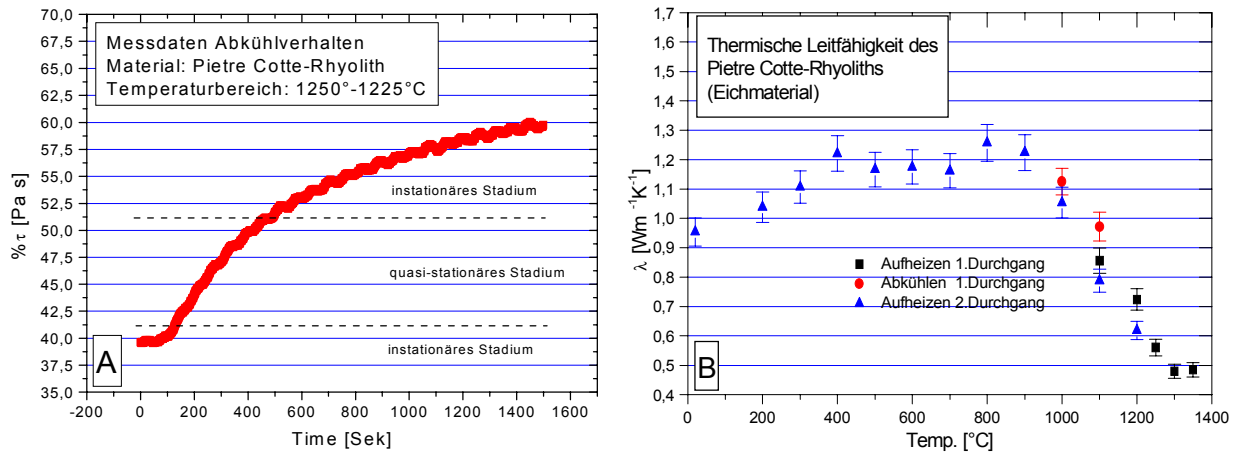


Abb. 3.10: Beispiel des Abkühlverhaltens des Pietre Cotte-Rhyoliths im Temperaturbereich von 1250° - 1225°C. Darstellung der Rohmessdaten (%τ vs. t) einer Abkühlkurve (A) und die am ZAE (Würzburg) bestimmte temperaturabhängige thermische Leitfähigkeit des Pietre Cotte-Rhyoliths (B, BEZ 2001).

3.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Nachfolgend sind die Ergebnisse der Bestimmung der thermischen Leitfähigkeiten aller untersuchten Schmelzen (Pietre Cotte-Rhyolith, Hirschberg basaltischer Andesit, Dazit-Wirtsmagma des Mte. Porri-Lavastroms, dessen basaltisch-andesitischen Enklaven und Billstein-Alkalibasalt) dargestellt (Abb. 3.11). Die Messdaten wurden während der jeweiligen Viskositätsmessungen aufgenommen. Der jeweilige Fehler von λ liegt dabei bei $\pm 11,6\%$ (BÜTTNER et al. 2000).

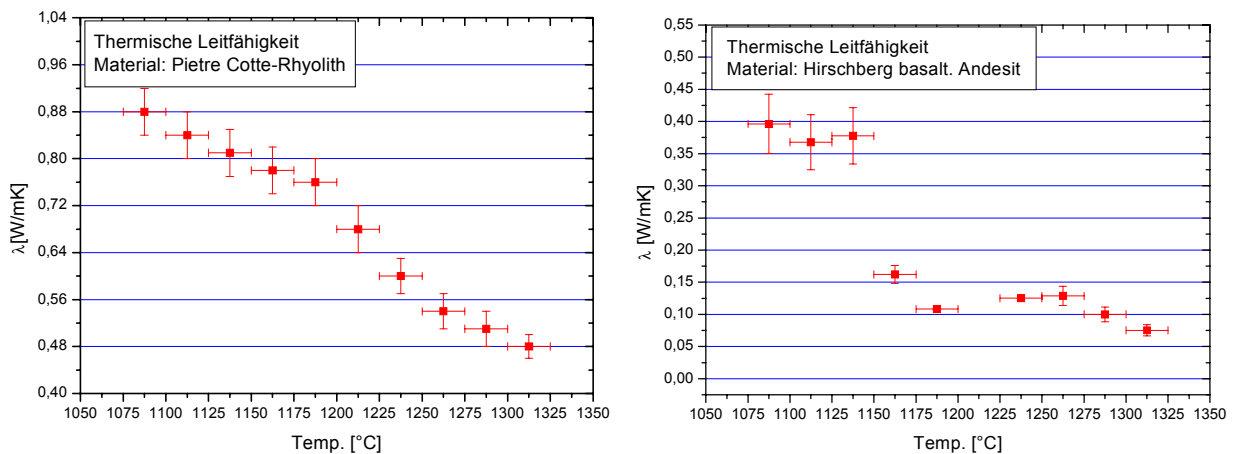


Abb. 3.11: Darstellung der temperaturabhängigen thermischen Leitfähigkeiten des Pietre Cotte-Rhyoliths und des Hirschberg basaltischen Andesits (Forts. n. S.).

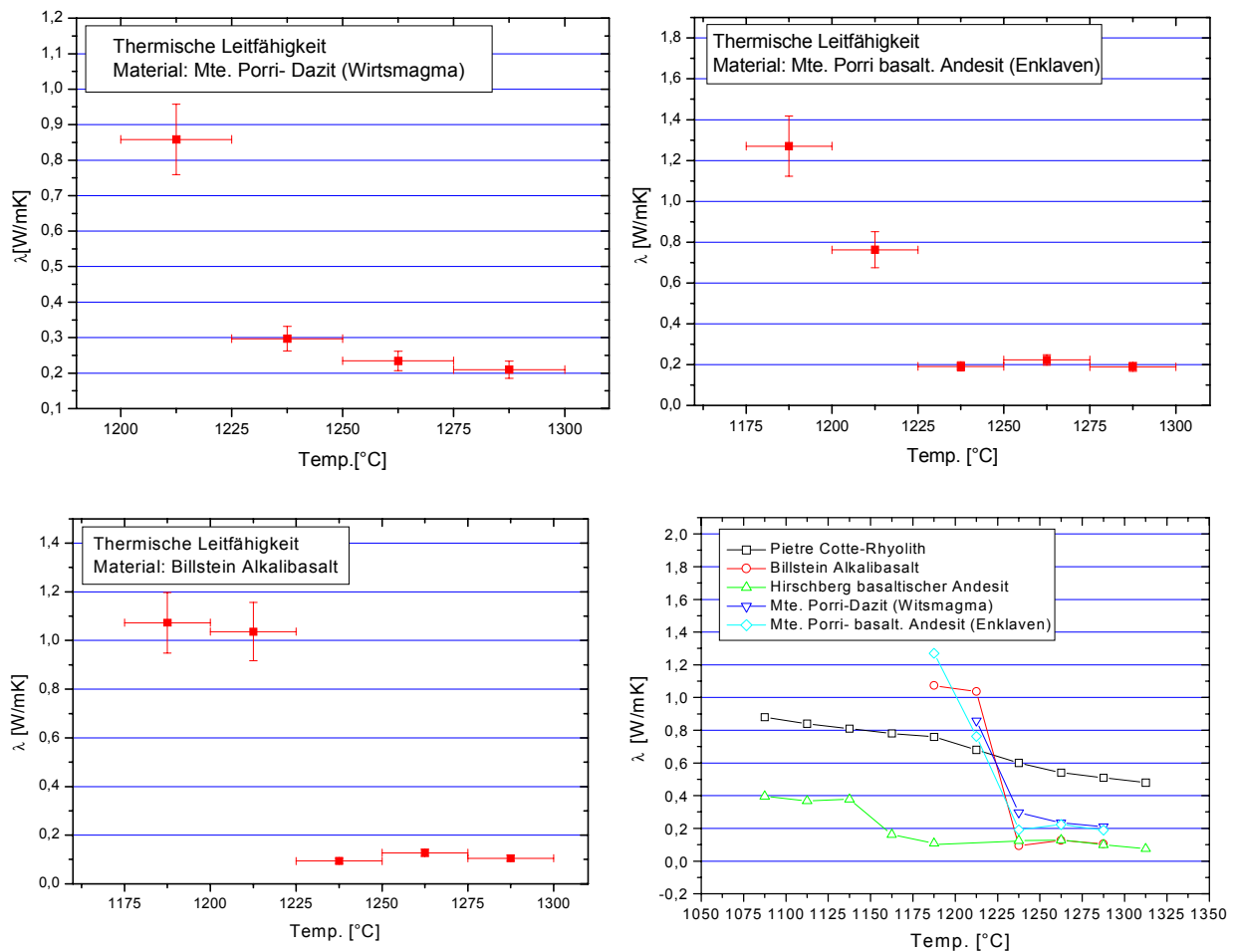


Abb. 3.11 (Forts.): Darstellung der temperaturabhängigen thermischen Leitfähigkeiten des Mte. Porri-Dazits (Wirtsmagma), dessen basaltisch-andesitischen Enklaven, des Billstein-Alkalibasalts und die Zusammenstellung aller Messergebnisse.

• **Diskussion der Ergebnisse:**

Die Darstellung der Temperaturleitfähigkeit der untersuchten Schmelzen zeigt deren starke Temperaturabhängigkeit. Alle Proben befinden sich $> 1225^{\circ}C$ im geschmolzenem Zustand und weisen dort wegen schlechterer Kopplung der Molekularbewegungen im Fluid (Kap. 2.1.1) geringe Leitfähigkeiten im Bereich von 0,1 - 0,3 $[W/m K]$ auf, $< 1225^{\circ}C$ liegt λ bei 0,1-1,4 $[W/m K]$. Der bei allen Substanzen (mit Ausnahme des Pietre Cotte-Rhyoliths) auftretende „Sprung“ in der jeweiligen Wärmeleitfähigkeit repräsentiert dabei den Übergangsbereich zwischen Festkörpercharakter und fluidem Zustand der Proben und resultiert aus Aufschmelzprozessen der enthaltenen Kristall- und Mineralparagenesen. Das relativ stetige Aufschmelzverhalten des Pietre Cotte-Rhyoliths dagegen ergibt sich aus dessen amorpher Struktur mit geringen Gehalten an Kristallen und Mineralparagenesen. Bei den Proben erfolgt je nach Art und Gehalt der Kristalle der Übergang zum Fluidcharakter bei niedrigeren (z.B. Hirschberg basaltischer Andesit: $\sim 1135^{\circ}C$) oder höheren Temperaturen (z.B. Mte. Porri-Dazit: $\sim 1215^{\circ}C$). Ober- bzw. unterhalb dieses Bereichs liegen die Wärmeleitfähigkeiten etwa konstant im Bereich von 0,1 - 0,7 bzw. 0,4 - 1,4 $[W/m K]$ vor.

4 Experimentelle Untersuchung von Magma mingling-Prozessen

Um die Güte des theoretischen Hintergrunds und die Relevanz für Silikatschmelzen des hier präsentierten Modells zur hydrodynamischen Genese magmatischer Dispersionen zu überprüfen, wurden Mischungsversuche in Schichtkonfiguration (2-Schicht-Anordnung zweier Schmelzen unterschiedlicher Zusammensetzung) durchgeführt.

Mit diesen Experimenten sollte das Mischungsverhalten zweier derartig angeordneter Gesteinsschmelzen auf einer Zeitskala von mehreren Stunden erfasst und der Effekt chemischer Diffusionsprozesse (Magma mixing) gegen den von mechanischen Mischungsprozessen (Magma mingling) auf der untersuchten geometrischen Skala abgegrenzt werden.

Die Versuche wurden mit Melilitith- und Rhyolithschmelze durchgeführt, um mit der dadurch gegebenen mineralogisch-petrologischen Diversität möglichst günstige Bedingungen für auftretende Magma mixing- und mingling-Prozesse zu gewährleisten. Folgende Versuche wurden durchgeführt:

- „Diffusionsexperimente“ ohne hydrodynamische Einflüsse (d.h. kein Fließfeld in der oberen oder unteren Schmelzschicht). Die zeitliche Entwicklung der Diffusionsvorgänge, die Ausbildung der Grenzfläche und die mineralogischen Veränderungen der Schmelzen wurden an gequenchten und entsprechend geschnittenen Proben makroskopisch, mikroskopisch und per Mikrosonden-Analyse erfasst und ausgewertet. Bei diesen Versuchen wurde als basische Komponente der Olivin-Melilitith von Hohenstoffeln (Hegau / BRD, BÜTTNER et al. 1998) und als saures Pendant der Rhyolith des Pietre Cotte-Lavastroms (Vulcano / Italien, Abb. 6.17) verwendet.
- „Mischungsexperimente“ mit Fließfeld in der oberen Schmelzschicht. Das Fließfeld wurde dabei durch den bei den Viskositätsmessungen verwendeten Drehkörper erzeugt und mehrere Stunden lang aufrecht erhalten. Dabei wurde gleichzeitig eine kontinuierliche Messung der Viskosität durchgeführt, in diesem Fall als eine Funktion der Mischungsqualität. Die Effekte der mechanischen Mischungsprozesse wurden auch hier makroskopisch, mikroskopisch und per Mikrosonden-Analyse erfasst und ausgewertet. Bei diesen Versuchen wurde als saure Komponente der Rhyolith des Pietre Cotte-Lavastroms (Vulcano / Italien, Kap. 2.3.2.) und als basisches Pendant einerseits der AlkaliMelilitith von Billstein (Rhön / BRD, HEUSINGER 1996), andererseits der Olivin-Melilitith von Hohenstoffeln (Hegau / BRD, BÜTTNER et al. 1998) verwendet.

In Abb. 4.1 sind die zugrundeliegenden Versuchsanordnungen schematisch dargestellt, die geometrischen Verhältnisse der Messtiegel, des Drehkörpers und der Ofenanlage sind mit denen der Viskositätsmessungen (Kap. 3.1, Abb. 3.2) identisch. Die Probenmengen der verwendeten Schmelzen betragen jeweils ca. 50 cm³.

Für die Schichtungsversuche ohne Fließfeld (Kap. 4.1) wurde einerseits der Ol.-Melilitith über den Rhyolith, andererseits auch der Rhyolith über den Melilitith geschichtet. Bei den Fließversuchen wurde nur die Konfiguration mit basalem Melilitith und überlagerndem Rhyolith untersucht (Kap. 4.2).

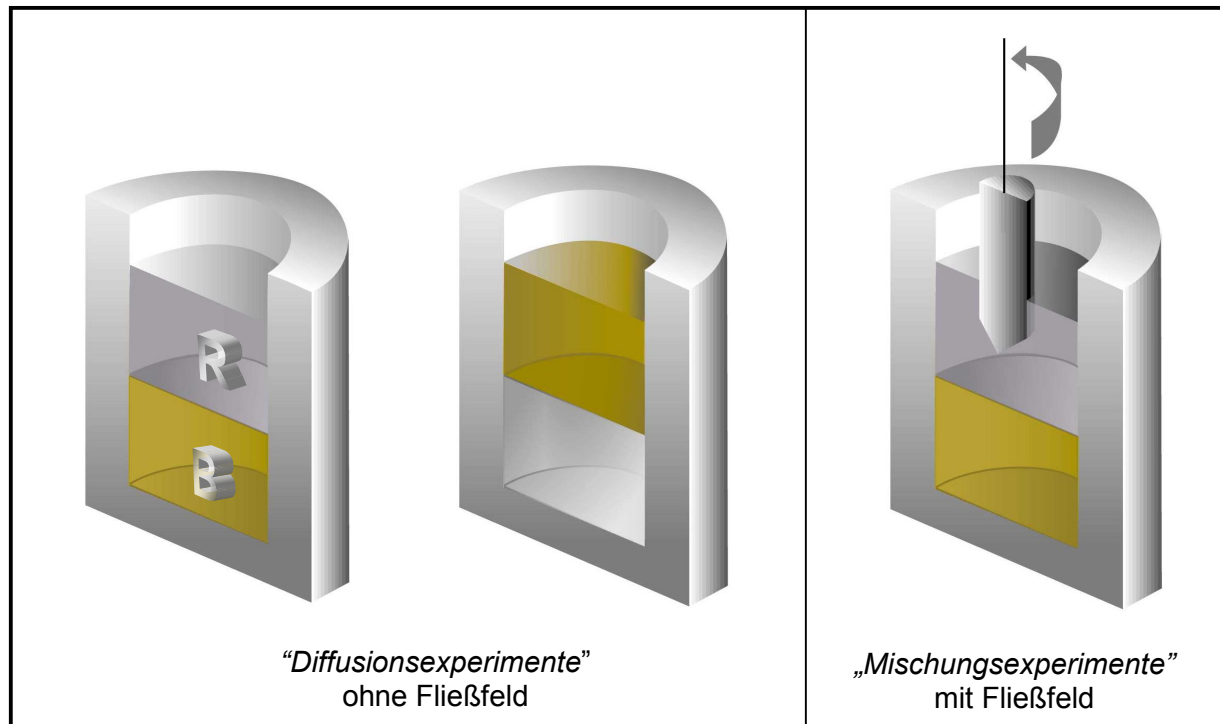


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der gesamten Versuchsanordnung für die Schichtungsversuche ohne Fließfeld (links) und mit Fließfeld (rechts). R = Rhyolith (saure Komponente), B= basische Komponente.

4.1 Schichtungsversuche ohne Fließfeld

Die Durchführung der Schichtungsversuche ohne Fließfeld erfolgte in zwei Schritten: zuerst wurde die basale Komponente über mehrere Stunden bei 1200° bzw. 1300°C im Ofen aufgeschmolzen, um mögliche Entgasungs- und Setzungsprozesse im Voraus zu eliminieren und einen optimalen Schmelzspiegel im Tiegel zu erhalten. Danach wurde die zweite Komponente in Granulatform aufgefüllt und das Gemisch ca. 6-8 h lang aufgeschmolzen, einmal bei 1200° und einmal bei 1300°C. Zur Erfassung möglicher chemischer und mechanischer Mischungsvorgänge wurde einmal Melilitith über Rhyolith, im andern Fall Rhyolith über Melilitith geschichtet.

4.1.1 Makroskopische Auswertung

Die Ergebnisse von vier Schichtungsversuchen ohne Fließfeld sind in Abb. 4.2 analog zur Versuchsanordnung in Abb. 4.1 dargestellt, einmal bei 1200°C (A und B) und einmal bei 1300°C (C und D).

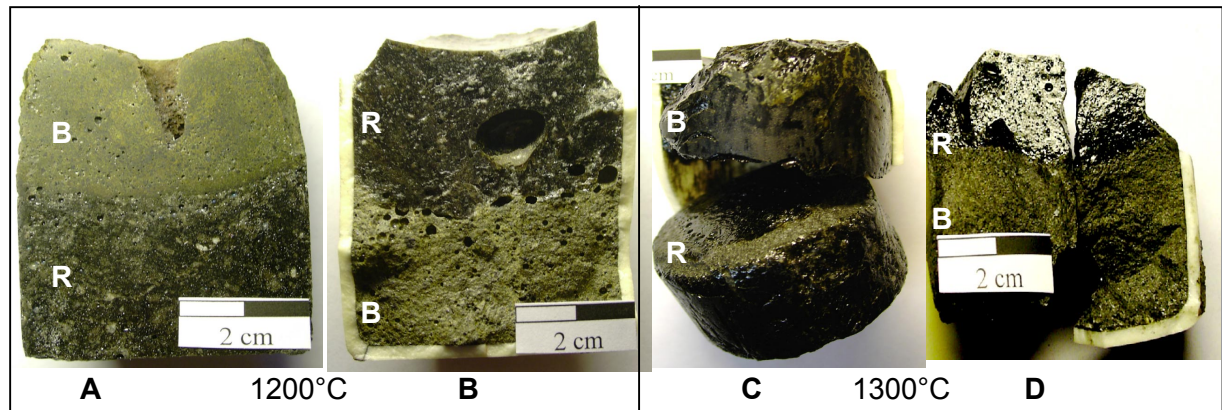


Abb. 4.2: Abbildung der Grenzschicht der Schichtungsexperimente ohne Fließfeld. Proben A und B wurden bei 1200°C, Proben C und D bei 1300°C ca. 6 h lang aufgeschmolzen.

- **Schichtkonfiguration bei 1200°C:**

In beiden Proben (A und B) erscheint die basische Komponente dunkelgrün und der Rhyolith mattschwarz. Beide Proben weisen Gasblasen auf, besonders Probe B. Die Viskosität war zu hoch, als dass alle Gasblasen hätten entweichen können. Bei diesen Versuchen betrug $\eta_{\text{Melilitith}} = 50 \text{ Pa s}$, $\eta_{\text{Rhyolith}} = 9500 \text{ Pa s}$ (Abb. 3.3).

Probe A (Anschliff) zeigt eine regellose Verteilung der Blasen, keine Anreicherung an der Grenzschicht ist erkennbar. Die Schmelzen erscheinen relativ stark versintert. In der oberen Hälfte des Melilitiths befindet sich ein trichterförmiger Einschnitt, Beleg für eine „gerade eben“ entwichene Gasblase. Makroskopisch sind an der Grenzfläche keine Anzeichen für mixing- oder mingling-Prozesse erkennbar. Hinweise auf dichtebedingte Ausgleichsbewegungen sind nicht sichtbar, offensichtlich können die dafür erforderlichen Kräfte im untersuchten zeitlichen und geometrischen Rahmen sich nicht auswirken.

Probe B zeigt größere und häufigere Gasblasen als Probe A, die z.T. an der Grenzfläche gehäuft auftreten. Die Probe erscheint weniger stark versintert als Probe A. Die Grenzfläche erscheint deutlich inhomogener als bei Probe A, kleinmaßstäbliche ($< 1 \text{ cm}$) Verzahnungsstrukturen sind erkennbar. Sie sind zurückzuführen auf die Gasblasen, die im Zuge der Anreicherung und Aufstiegsbewegung melilitithisches Material mitschleppten (Bildmitte) und über die ehemals plan-konkave Grenzfläche in den Rhyolith verbrachten. In der Mitte des Rhyoliths befindet sich eine cm-große Gasblase, die aufgrund der zu hohen Viskosität nicht entweichen konnte. Ihre Tropfenform (Breite $>$ Höhe) belegt eine stationäre Bildung ohne Aufstiegstendenz. Diese Gasblase ist basal mit Melilitithschmelze gefüllt, die über einen schmalen „Förderkanal“ (ca. 0,5 cm lang) in den Hohlraum gelangte. Dieser Kanal entstand entweder als Spur einer in die Blase migrierten kleineren Gasblase oder wurde eigenständig als Folge von viskositätsbedingten Ausgleichsbewegungen gebildet. Dies war angesichts der Dichteverteilung der Schmelzen nicht zu erwarten gewesen. Offensichtlich wirkte der Rhyolith pfropfen- oder deckelartig der weitaus höheren, viskositätsbedingten Mobilität des Melilitiths entgegen.

Eine Enklavenbildung durch Gasblasenanreicherung an der Grenzschicht oder durch das Füllen vorhandener Hohlräume ist also auch unabhängig von der herrschenden Dichteverteilung theoretisch möglich (THOMAS & TAIT 1997, Kap. 1.2), aber nicht im Sinne hydrodynamischer Mischungsprozesse. Probe B belegt einmal mehr, dass der bestimmende Faktor für Magmenvermischungen der herrschende Viskositätskontrast zwischen den beiden Schmelzen ist.

- **Schichtkonfiguration bei 1300°C:**

In beiden Proben (Abb. 4.2, C und D) erscheint die basische Komponente hellgrau und der Rhyolith tiefschwarz glänzend. Bei diesen Versuchen betrug $\eta_{\text{Melilitith}} = 2 \text{ Pa s}$, $\eta_{\text{Rhyolith}} = 2200 \text{ Pa s}$ (Abb. 3.3). Beide Proben weisen keine oder nur untergeordnet Gasblasen auf. Die Viskosität war offensichtlich niedrig genug, so dass alle Blasen entweichen konnten.

Probe C liegt zweigeteilt vor, die Schmelzen sind bei der Präparation genau an der Grenzfläche auseinandergebrochen - eine Folge der bei dieser Temperatur erhöhten Grenzflächenspannung, die ein nachhaltiges Versintern der beiden Schmelzen unterbinden und somit auch jegliche Magma mixing- und mingling-Prozesse verhindern konnte.

Probe D zeigt starke Versinterung der Grenzfläche, es sind makroskopisch keine Anzeichen für mixing- oder mingling-Prozesse erkennbar. Die ehemals plan-konkave Grenzfläche ist unverändert. Kleine Gasblasen finden sich vereinzelt im oberen Bereich des Rhyoliths, offensichtlich beherrscht die bei diesen Temperaturen höhere Grenzflächenspannung im Zusammenspiel mit den niedrigen Viskositäten auch hier die Ausbildung der Grenzfläche und unterbindet mögliche mixing- und mingling-Prozesse.

4.1.1 Mikroskopische Auswertung

Die von den Schichtungsversuchen angefertigten Dünnschliffe zeigen folgende mikroskopische Ausbildung der Kontaktzone zwischen den beiden Schmelzen (Abb. 4.3). Von der zerbrochenen Probe C (Abb. 4.2) wurde kein Dünnschliff angefertigt.

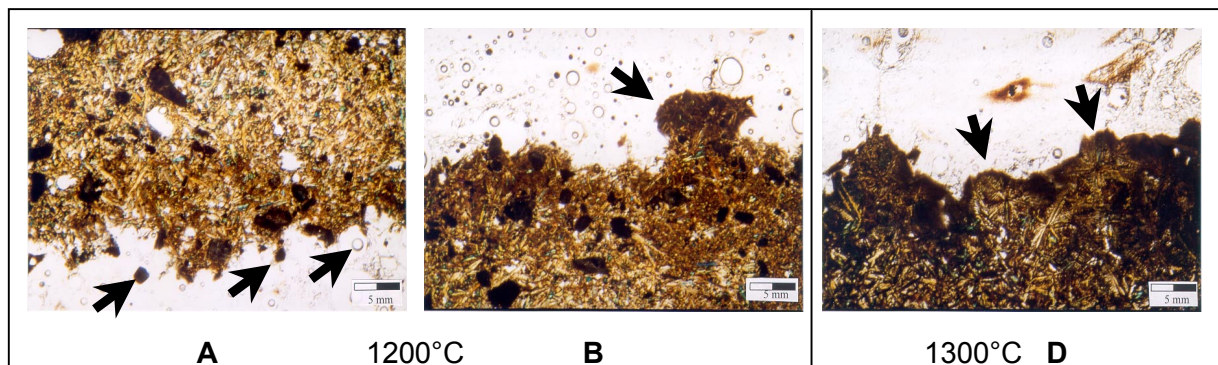


Abb. 4.3: Mikroskopische Ausbildung der Grenzschicht der Schichtungsexperimente. Probe A und B wurden bei 1200°C, Probe D bei 1300°C ca. 6 h lang aufgeschmolzen. Pfeile kennzeichnen besondere Ausbildungen der Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen (s. Text).

- **Schichtkonfiguration bei 1200°C:**

In allen Schliffen erscheint die basische Komponente hell-dunkelbraun und der Rhyolith durchsichtig (amorph). Der Melilitith weist feinkörniges bis dichtes Gefüge auf, als Phenokristalle treten vor allem Olivine, Pyroxene und stenglig-prismatische, spinifexartige Olivin-Quench-Kristalle auf. Untergeordnet finden sich einige Erzmineralphasen und nicht vollständig aufgeschmolzene Bereiche. Der Rhyolith besteht fast gänzlich aus Glas und erscheint in den Fotos weißlich. Er weist unterschiedliche Konzentrationen an Gasblasen auf. Der Melilitith erscheint blasenfrei.

In beiden Schliffen (Abb. 4.3, A und B) erscheint die Grenzfläche inhomogen und uneben. Die makroskopisch recht einheitliche Grenze erweist sich also im Detail als überaus uneinheitlich, stellenweise scheinen die beiden Schmelzen miteinander verzahnt zu sein.

Schliff A zeigt eine sehr unebene und inhomogene Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen. Die ehemals plan-konkave Grenzfläche erscheint im Detail stark gestört. Im Vergleich zu den anderen Schliffen ist bei dieser Konfiguration und Temperatur die Grenze

zwischen Melilitith und Rhyolith am stärksten differenziert. Anhand des Dünnschliffphotos können dafür zwei Mechanismen identifiziert werden:

- rhyolithische Gasblasenmigration in den überlagernden Melilitith. Die im Rhyolith enthaltenen Gasblasen steigen auf und setzen ihre Bewegung auch an bzw. in der Grenzschicht zwischen beiden Schmelzen fort. Dadurch wird melilitithisches Material seitlich verdrängt und es kommt zur Ausbildung von melilitithischen „Spornen“ oder fingerartigen Verzahnungen mit der rhyolithischen Schmelze. Eine Momentaufnahme dieses Prozesses ist in Abb. 4.3 (Schliff A, Pfeil rechts) erkennbar.
- Isostatischer Dichteausgleich. Bei dieser Konfiguration überlagert der schwerere Melilitith die leichtere Rhyolithschmelze. Diese instabile Schichtung wird nicht unter Enklavenbildung (als plumeartiger Aufstieg leichterer Materialfelder) ausgeglichen, sondern zeigt sich nur mikroskopisch im Absaigern einzelner dichter nicht-aufgeschmolzener Bereiche oder Minerale des Melilitiths in den Rhyolith. Dabei schleppen im Anfangsstadium diese Bereiche melilitithisches Material als Schweif mit in den Rhyolith (Abb. 4.3, Schliff A, Pfeil Bildmitte), der sich aber dann davon löst und die basaltischen Bereiche liegen nun separat im Rhyolith vor (Pfeil links). Zurück bleiben neben isolierten Melilitith-Teilen dornartige Melilitith-Verzahnungen im Rhyolith. Die herrschende Grenzflächenspannung war offensichtlich zu gering, um derartige Prozesse zu unterbinden.

Diese beiden Mechanismen sind hauptverantwortlich für die stark inhomogene Ausbildung der Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen bei dieser Schichtkonfiguration.

Schliff B zeigt eine einheitlichere und ebenere Grenzfläche als Schliff A. Kleinmaßstäbliche Verzahnungsstrukturen treten viel untergeordneter als bei Schliff A auf. Die bei Schliff A genannten Mechanismen spielten hier keine Rolle. In der rechten Bildhälfte befindet sich an der Grenzfläche eine protuberanzenartige Struktur (Abb. 4.3, Schliff B, Pfeil), wo melilitithische Schmelze relativ klar begrenzt in den Rhyolith eingedrungen ist. Wie schon makroskopisch erkennbar, herrschten hier offensichtlich hohe viskositätsbedingte Mobilitätsdifferenzen zwischen überlagerndem Rhyolith und basalem Melilitith, wobei entsprechende Ausgleichsbewegungen durch Füllung vorhandener Blasen und Hohlräume vollzogen wurde. Wie schon makroskopisch beschrieben, ist auch hier die pilzförmige Struktur in der rechten Bildhälfte als Füllung einer im Rhyolith ehemals vorhandenen Gasblase zu interpretieren. Dafür spricht auch die recht klare und einheitliche Begrenzung, die die ehemalige Blasenform nachzeichnet. Der ehemalige Blaseninhalt wurde vom Melilitith verdrängt und/oder war schon zuvor in die überlagernden Rhyolithbereiche migriert.

Mikroskopisch gesehen ist also die Grenzfläche bei stabiler Schichtkonfiguration mit basalem Melilitith und überlagerndem Rhyolith im Gegensatz zu Schliff A viel ebener und einheitlicher ausgebildet, hauptsächlich wegen fehlender Gasblasenmigration und isostatischen Dichteausgleichsbewegungen.

- **Schichtkonfiguration bei 1300°C:**

Im **Schliff D** (Abb. 4.3) erscheint die basische Komponente etwas dunkelbrauner, die enthaltenen Kristalle scheinen etwas größer zu sein im Vergleich zu Schliff A und B. Gasblasen treten nicht oder nur untergeordnet auf. Von der zerbrochenen **Probe C** wurde kein Dünnschliff angefertigt.

Schliff D zeigt eine recht scharfe und deutliche Ausbildung der Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen. Dabei erscheint der Rand des Melilitiths im mm-Bereich dunkler und diffuser als bei Schliff A oder B. Stellenweise ist zur Grenzfläche hin auch eine Kornverfeinerung oder völliges Fehlen von Kristallen zu beobachten. Dieser Befund liegt auch häufig in natürlichen Dispersionen vor und kann als Abschreckungsrand interpretiert werden. Er entstand hier bei der Auskristallisation des Melilitiths, wobei (im Gegensatz zum Rhyolith) Kristallisationswärme freigesetzt wurde, die zum thermischen Kontrast zwischen beiden Schmelzen und somit zum melilitithischen Abkühlraum führte. In der basischen Komponente finden sich außerdem auch spinifexartige Olivin-Quench-Kristalle (Abb. 4.3, Schliff D, Pfeile), die im mm-Bereich über die ursprüngliche Kontaktfläche in die

Rhyolithschmelze hinein gewachsen sind und so zusammen mit dem Abschreckungsrand für eine leicht onduлиerte Ausbildung der Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen sorgen.

Die ehemals plan-konkave Grenzfläche ist also insgesamt auch mikroskopisch in ihrer einheitlichen, ursprünglichen Form erhalten, wie auch schon makroskopisch festgestellt wurde. Unebenheiten im mm-Bereich sind dabei eher auf lokales Wachstum von Olivin-Quench-Kristallen und Abkühlsaubildungen zurückzuführen (Abb. 4.3, Schliff D, Pfeile) als auf dynamische Bewegungen der Schmelzen.

4.1.2 Mikrosonden-Analysen

Ob und wie weit chemische Diffusionsprozesse im Sinne von Magma mixing zwischen den beiden Schmelzen erfolgten, wurde mittels Mikrosonden-Analysen anhand ausgewählter Messprofile durch die Grenzflächen der Proben erfasst (Abb. 4.4). Dabei wurden die gängigen Hauptelemente (Na^+ , K^+ , Mn^{2+} , Mg^{2+} , Ca^{2+} , Fe^{3+} , Al^{3+} , Te^{4+} , Si^{4+}) auf ihre Mengenverteilung (Gew.%) entlang der Kontaktzone untersucht. Besonders die Verteilung inkompatibler bzw. mobiler Kationen wie K^+ , Na^+ und Al^{3+} ist aussagekräftig für möglicherweise abgelaufene Magma mixing-Prozesse. Im Falle erfolgter Diffusionsprozesse sollten unscharfe, allmähliche Übergänge über den Kontaktbereich hinweg vorliegen. Inkompatible Elemente wie K^+ und Na^+ könnten in diesem Falle an der Grenzfläche angereichert vorliegen. Ein scharfer, abrupter Wechsel der Mengenverteilung der Elemente am Kontakt zwischen Melilitith und Rhyolith spräche gegen Magma mixing.

Abbildung 4.4 zeigt die graphische Darstellung von Mikrosondenprofilen (*beam size* 30 μm) vom ersten und zweiten Schichtungsversuch (1200°C, Abb. 4.2, A und B) mit folgender Verteilung ausgewählter Elemente:

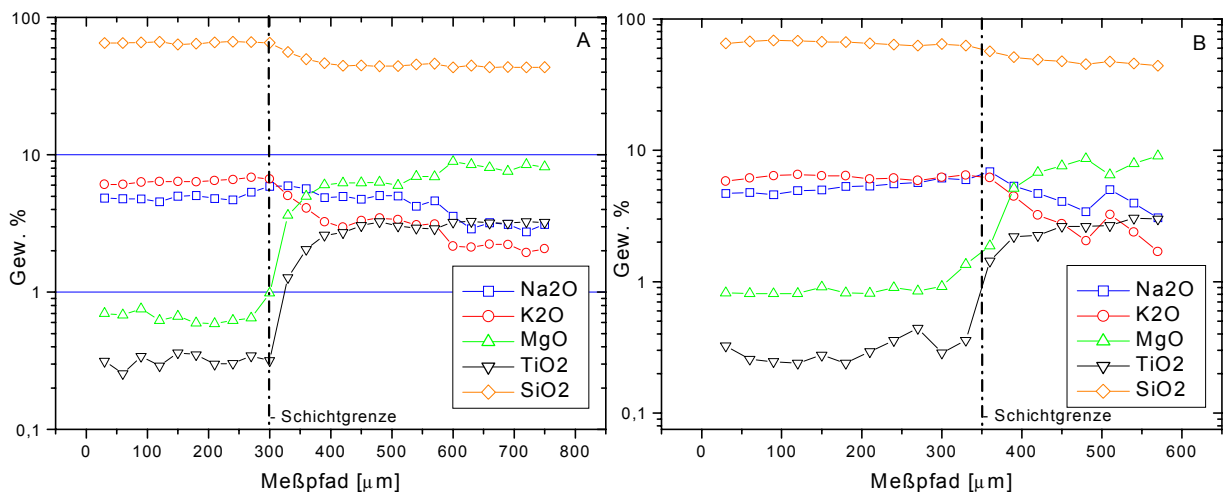


Abb. 4.4: Mikrosondenprofile über Schichtgrenze von Probe A und B (Abb. 4.2). Die Grenzen sind verhältnismäßig scharf ausgebildet, Hinweise auf Magma mixing liegen nur im μm -Bereich vor.

Die Messprofile der Mikrosonden-Analysen zeigen, dass die Grenzfläche zwischen basalem Melilitith und überlagernden Rhyolith im mm-Bereich auch chemisch klar und deutlich ausgebildet ist. Der jeweilige Sprung in den Mengenverteilungen der ausgewählten Elemente belegt eine scharfe und eindeutige Grenze zwischen den Schmelzen; chemische Diffusionsprozesse im Sinne von Magma mixing treten nur im μm -Bereich auf und sind somit für die hier vorliegende Fragestellung und für die hier untersuchte geometrische und zeitliche Skala nicht relevant.

4.1.3 Fazit

Bei der 2-Schicht-Anordnung zweier Schmelzen unterschiedlicher Zusammensetzung ohne äußeres Fließfeld konnten verschiedene Prozesse im Bereich der Grenzfläche dokumentiert werden, und zwar Materialumverteilungen und Massentransporte von Schmelzbereichen entlang und über die Grenzfläche, aber nicht im Sinne des hier propagierten physikalisch-hydrodynamischen Ansatzes. Festgestellt wurden:

- Gasblasenanreicherung an der Grenzfläche (Abb. 4.2 A, B) und Füllung vorhandener Blasen Hohlräume (Abb. 4.2 B, 4.3 B).
- gravitatives Absaugern schwererer Melilitithischer Bereiche in die leichtere, unterlagernde Schmelze (Abb. 4.3 A).
- isostatische Ausgleichsbewegungen mit Blasenanstieg und Verschleppung von umgebendem Material (Abb. 4.2 B, 4.3 B).
- Quench-Kristallwachstum über die Grenzfläche hinweg (Abb. 4.3 D).

Das Auftreten dieser Vorgänge ist abhängig von der herrschenden Temperatur und der jeweiligen Schichtkonfiguration. Sie können auch gekoppelt auftreten.

Die Schichtungsversuche ohne äußeres Fließfeld haben gezeigt, dass auch ohne Einwirkung einer äußeren Scherrate sich enklavenartige Strukturen ausbilden können, jedoch nicht im Sinne physikalisch-hydrodynamischer Mischungsprozesse. Die Größe der entstandenen Strukturen (~ mm) ist dabei nicht mit natürlich auftretenden Dispersionsdurchmessern (mm - m) korrelierbar, d.h. natürliche, etwa cm-große Enklaven müssen unter Einwirkung einer äußeren Scherrate entstanden sein. Die bei diesem Versuch erfassten Prozesse können demnach für natürliche, cm-große Domains ausgeschlossen werden bzw. spielen nur eine untergeordnete Rolle. Chemische Diffusionsvorgänge im Sinne von Magma mixing können auf der hier untersuchten Zeitskala negiert werden.

4.2 Schichtungsversuche mit Fließfeld

Mit diesen Versuchen sollte das in Kap. 2 vorgestellte hydrodynamische Mischungsmodell für magmatische Dispersionen experimentell überprüft und bestätigt werden. Gemäß des physikalischen Hintergrundes (Kap. 2.2) sind bei geeigneten, an der Grenzfläche wirkenden Scherkräften mechanische Mischungsprozesse (Magma mingling) unter Bildung von Basaltdomains in der Rhyolithschmelze möglich, analog zu vielen natürlichen Beispielen. Das zur Dispersionsbildung notwendige Fließfeld wurde dabei durch einen in die obere Schmelzschicht eingebrachten Drehkörper (Abb. 4.1) aufgewendet, dessen Scherrate auf die gesamte Grenzfläche zwischen rhyolithischer und basaltischer Schmelze wirken sollte. Die Versuche wurde analog Abb. 4.1 mit basaler Basaltschichtung und überlagernder Rhyolithschmelze durchgeführt. Als basische Komponente wurden sowohl der Alkalibasalt von Billstein (Rhön / BRD, HEUSINGER 1996) als auch der Olivin-Melilitith von Hohenstoffeln (Hegau / BRD, BÜTTNER et al. 1998) verwendet. Als saures Pendant wurde stets der Rhyolith des Pietre Cotte-Lavastroms (Vulcano / Italien, Abb.6.17) benutzt.

Die umgekehrte Konfiguration wurde nicht untersucht, weil nach Gl. 2.1 (Kap. 2.2.2) eine Einmischung der höherviskosen Rhyolithschmelze in die minderviskose Basaltschmelze ungleich höhere, geologisch unrealistische relative Geschwindigkeitsdifferenzen an der Grenzschicht der beiden Magmen erfordern würde, wie hypothetische Modellrechnungen (Abb. 4.5) zeigen. Für derartige Vermischungen müssten unter geologisch relevanten Bedingungen eine um mindestens vier Größenordnungen höhere Scherkräfte wirken als für den Fall von Basalteinmischung ins rhyolithische Wirtsmagma. So sind für basaltische Enklaven von rund 1 cm Durchmesser relative Strömungsgeschwindigkeiten von ca. 0,04 m/s (bezogen auf 1 m) erforderlich, und für 10 cm-große Domains müssten Strömungsgeschwindigkeiten von etwa 0,004 m/s herrschen (Abb. 4.5), was jeweils geologisch und physikalisch plausibel ist.

Im Gegensatz dazu wären für die Dispersionsbildung von Rhyolithschmelze im basaltischen Wirtsmagma für die gleichen Durchmesser Relativgeschwindigkeiten von 25 bzw. 250 m/s nötig, was nach geologischen und physikalischen Gesichtspunkten klar auszuschließen ist. Diese Modellrechnungen belegen die Tatsache, dass derartige Vermischungen so auch nicht in der Natur vorliegen können. Abb. 4.5 zeigt die Ergebnisse dieser Berechnungen, für die folgende Parameter zugrunde gelegt wurden: $\eta_{\text{Basalt}} = 150 \text{ Pa s}$ bei 1200°C , $\eta_{\text{Rhyolith}} = 10^6 \text{ Pa s}$ bei 1050°C , $\sigma_{\text{int}} = 60 \text{ mN/m}$. Limitierende Abkühlprozesse wurden bei der Berechnung nicht berücksichtigt.

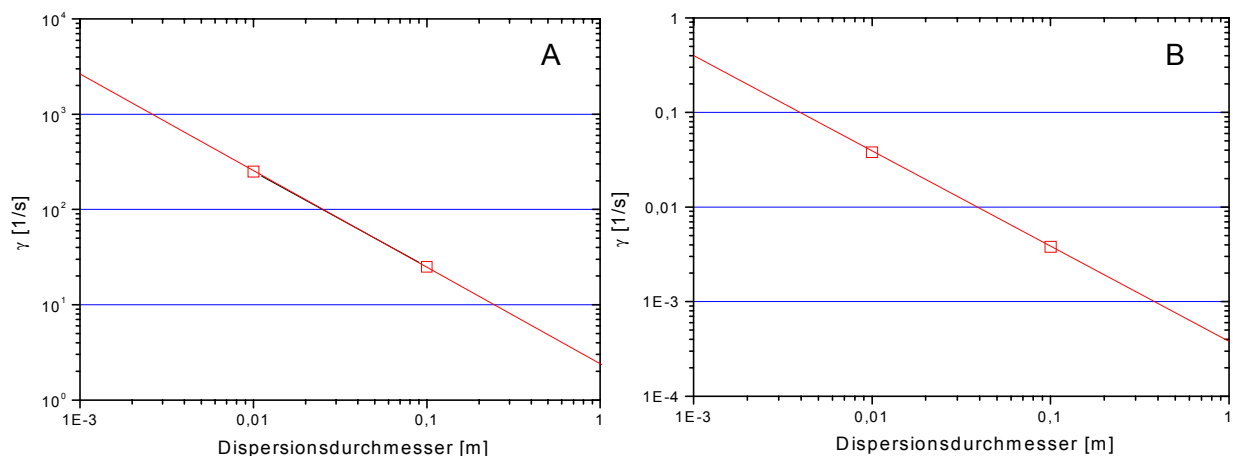


Abb. 4.5: Modellrechnung der scherratenabhängigen Durchmesser für in Basalt-Matrix dispergierten Rhyolith-Domains (A) und für in Rhyolithmatrix verteilte Basalt-Domains (B). Für die Dispersionsbildung müssten bei A im Gegensatz zu B unrealistisch hohe relative Strömungsgeschwindigkeiten herrschen.

4.2.1 Berechnung der scherratenabhängigen Dispersionsdurchmesser

Gemäß des physikalisch-hydrodynamischen Hintergrunds sind nach Gl. 2.1 (Kap. 2.2.2) die Dispersionsdurchmesser indirekt proportional zur anliegenden Scherrate, d.h. mit zunehmender Scherrate verkleinert sich entsprechend der resultierende Dispersionsdurchmesser. Da die Schichtungsversuche mit Fließfeld unter Verwendung der Messanlage der Viskositätsmessungen (Kap. 3.1) durchgeführt wurden, richtete sich die Höhe der aufgetragenen Schubspannung bzw. die resultierende Dispersionsgröße nach dem am HAAKE™ RV20 Steuergerät verfügbaren Geschwindigkeitsgefälle bzw. nach der vorliegenden Tiegelgeometrie.

In Anbetracht dessen wurden die Versuche mit drei verschiedenen Scherraten (d.h. Drehkörpergeschwindigkeiten) durchgeführt, um so ein möglichst breites Spektrum der hydrodynamischen Mischungsprozesse zu erhalten. Dementsprechend wurde auf die Rhyolithschmelze jeweils eine hohe ($13,34 \cdot 10^{-3}$ [1/s]), eine mittlere ($10,2 \cdot 10^{-3}$ [1/s]) und eine niedrige ($2,85 \cdot 10^{-3}$ [1/s]) konstante Scherrate aufgewendet, die gemäß des physikalischen Hintergrundes basaltische Enklaven mit Durchmessern von jeweils 0,88 mm, 1,1 mm und 4,0 mm erzeugen sollten.

Derartige Dimensionen treten auch häufig in natürlichen Fällen magmatischer Mischungsprozesse auf (z.B. Kreuznacher Rhyolith (Kap. 5), Lassen Peak / California, Lloa Rock / Oregon, Chaos Crags / California (THOMAS & TAIT 1997)) und können auch in Anbetracht der verwendeten Messanordnung als sinnvolle und realisierbare Vorgaben gelten. Abb. 4.6 zeigt den Zusammenhang zwischen anliegender Scherrate und resultierenden Dispersionsdurchmessern und die hier experimentell untersuchten Größen. Für diese theoretische Berechnung der scherratenabhängigen Dispersionsdurchmesser nach Gl. 2.1 wurden folgende Parameter zugrunde gelegt: $\eta_{\text{Basalt}} = 1,4 \text{ Pa s}$ bei 1325°C , $\eta_{\text{Rhyolith}} = 1920 \text{ Pa s}$ bei 1325°C , $\sigma_{\text{int}} = 15 \text{ mN/m}$.

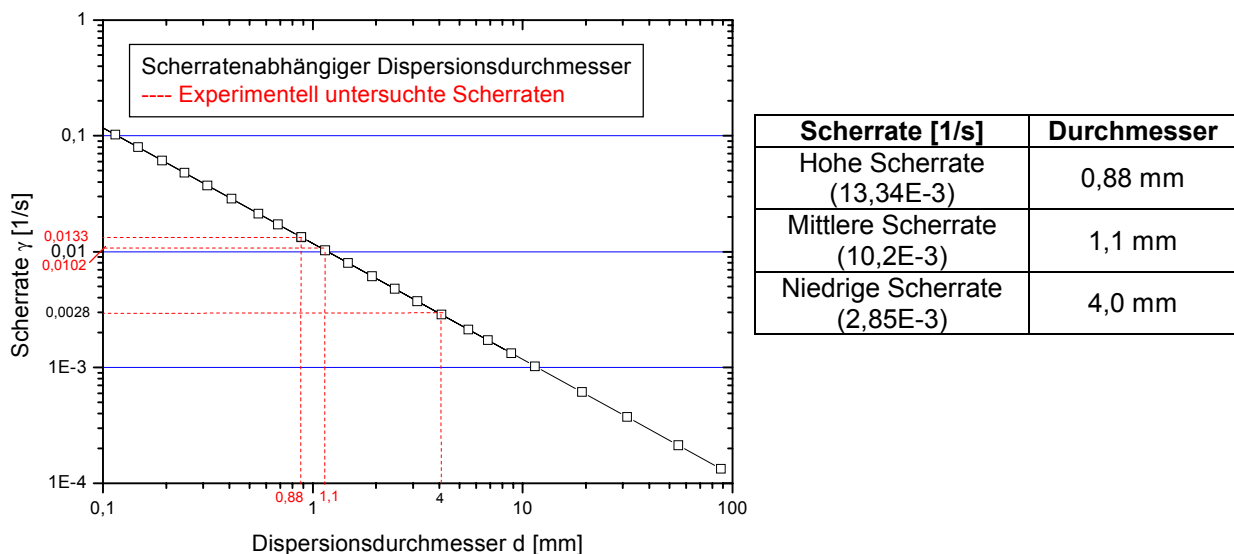


Abb. 4.6. Theoretische Berechnung der scherratenabhängigen Dispersionsdurchmesser und die bei den Mischungsversuchen experimentell untersuchten Scherraten und Durchmesser in graphischer (links) und tabellarischer (rechts) Darstellung.

Die Fließgeschwindigkeiten, die durch die jeweiligen Scherraten initiiert werden, sind dabei keine absoluten, sondern nur die relativen Geschwindigkeiten der Schmelzen untereinander an ihrer gemeinsamen Kontaktfläche. Sie drücken nur die Höhe des internen Geschwindigkeitsgefälles zwischen den beteiligten Schmelzen aus. Entsprechend ergeben Scherratenberechnungen von natürlich auftretenden Fällen von Schmelzvermischungen unter Enklavenausbildung nur dann eine absolute Geschwindigkeit [m/s] z.B. der Dispersionsschmelze, wenn die Wirtsschmelze als stationär betrachtet wird. Die berechnete Scherrate kann dann als **maximale** Einströmgeschwindigkeit der Dispersionsschmelze

betrachtet werden. Besitzen andernfalls beide Schmelzen *a priori* individuelle Eigengeschwindigkeiten, kann das interne Geschwindigkeitsgefälle in der Einheit [m/s] angegeben werden, wenn es räumlich auf 1 m bezogen wird. Es kann entsprechend als absolute **minimale** Geschwindigkeit des gesamten Systems zum Zeitpunkt der Dispersionsbildung angesehen werden.

Nachdem bei der für die Schichtungsversuche mit Fließfeld verwendeten Versuchsanordnung die untere basische Schmelze stationär vorliegt, können die drehkörperinduzierten Scherraten [1/s] in diesem Fall auch als absolutes Geschwindigkeitsgefälle [m/s] bzw. als tatsächliche Fließgeschwindigkeit der Rhyolithschmelze [m/s] aufgefasst werden.

Die in Abb. 3.6 dargestellten scherratenabhängigen Dispersionsdurchmesser und die entsprechenden Fließgeschwindigkeiten der Rhyolithschmelze gelten jedoch nur unter der Voraussetzung, dass die aufgewendete Scherrate auch tatsächlich in voller Höhe auf die Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen wirkt. Dafür muss bei diesen Versuchen (im Gegensatz zu den Viskositätsmessungen) die über den Drehkörper aufgebrauchte Scherrate nicht primär seitlich zur Tiegelwand hin auf die Schmelze wirken, sondern hauptsächlich nach unten zum Tiegelboden hin ein konstantes Fließfeld erzeugen.

Ob auf die Grenzfläche zwischen den Schmelzen die aufgewendete Scherrate vollständig übertragen wird oder ob z.B. durch den nur teilweise in die Schmelze eingetauchten Drehkörper nur eine partielle Kraftankopplung erfolgt, ist, da alle anderen Parameter bekannt sind, am besten anhand der experimentell erzeugten Dispersionsdurchmesser überprüfbar.

Hinsichtlich der experimentell erzeugten Dispersionsdurchmesser können drei Fälle auftreten:

- die Durchmesser entsprechen genau denen der theoretischen Scherratenberechnung (Abb. 4.6). In diesem Fall hätte die aufgewendete Scherrate tatsächlich in voller Höhe konstant auf die Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen gewirkt und dort gemäß des physikalischen Hintergrundes Basaltdomains abgeschert.
- die Durchmesser sind größer als die der theoretischen Scherratenberechnung. In diesem Fall hätte nur ein Teil der tatsächlich aufgewendeten Scherrate auf die Grenzfläche gewirkt und somit unverhältnismäßig große Basaltdomains abgeschert. Dieser Enklaventyp darf jedoch nicht mit den ebenfalls „zu großen“ Domains verwechselt werden, die sich gerade initial von der Grenzfläche lösen und unter andauernder hydrodynamischer Einwirkung noch weiter verkleinert werden. Dieser Enklaventyp kann jedoch meist durch seine nicht-sphärische Form von den effektiv gebildeten rundlichen Domains unterschieden werden.
- die Durchmesser sind kleiner als die der theoretischen Scherratenberechnung. In diesem Fall hat sich die angelegte Scherrate nicht etwa paradoxerweise erhöht, sondern dies resultiert aus chemischen Diffusionsprozessen (im Sinne von Magma mixing), die bei sehr hohen oder sehr lang wirkenden Scherraten einsetzen, die erzeugten Domains diffusiv verkleinern und ein chemisch zwischen den Originalschmelzen liegendes hybrid-Magma erzeugen können (Kap. 4.2.6).

Zur Erfassung der zeitlichen Entwicklung der Magma mingling- und mixing-Prozesse wurden die Mischungsversuche deshalb in kurzen (2 h) und langen (8 h) Zeiträumen durchgeführt.

4.2.2 Versuchsreihenübersicht

Für die Schichtungsversuche mit Fließfeld in der oberen Schmelzschicht wurden die Rahmenbedingungen so gewählt, dass möglichst günstige Bedingungen für eventuelle hydrodynamische Dispersionsbildungen herrschten. Wesentlich begünstigt werden diese Prozesse beispielsweise durch einen möglichst geringen Viskositätskontrast zwischen den

beiden Schmelzen (Kap. 2.2). Nach Viskositätsmessungen der Schmelzen ist dieser Umstand bei etwa 1325°C am ehesten verwirklicht (Abb. 3.3).

Die zwischen den Schmelzen herrschende Grenzflächenspannung beträgt nach Kap. 3.2 bei dieser Temperatur rund 15 mN/m. Limitierende Abkühlprozesse spielen keine Rolle, da beide Schmelzen die gleiche Temperatur von 1325°C haben und diese während des Versuches konstant gehalten wird.

Aus der Anzahl der gewählten Scherraten, Versuchszeiträumen und Materialkombinationen ergeben sich 8 Experimentkombinationen. Um die Reproduzierbarkeit der Versuche beurteilen zu können, wurden einige Versuche mehrfach durchgeführt. Tab. 1 gibt einen Überblick über die hier präsentierten 11 Versuche, geordnet nach den jeweiligen Scherraten, Versuchszeiträumen und Untersuchungssubstanzen.

Versuchsnummer	anliegende Scherrate γ [1/s]	RV 20 Steuergeräteeinstellung	Dispersionsdurchmesser [mm]	Materialkombination	Versuchsdauer [h]
1	hoch	100 ¹	0,88	A	2
2	hoch	100 ¹	0,88	A	2
3	hoch	100 ¹	0,88	A	8
4	mittel	10 ⁵	1,11	A	2
5	mittel	10 ⁵	1,11	A	2
6	mittel	10 ⁵	1,11	A	8
7	niedrig	1 ⁶	4,0	A	2
8	niedrig	1 ⁶	4,0	A	2
9	niedrig	1 ⁶	4,0	A	8
10	mittel	10 ⁵	1,11	B	2
11	niedrig	1 ⁶	4,0	B	2

Tab. 1: Übersicht über die durchgeführten Schichtungsversuche mit Fließfeld. Die Experimente sind nach Scherraten, Versuchsdauern und Untersuchungssubstanzen geordnet. A = Pietre Cotte-Rhyolith ↔ Billstein-Alkalibasalt, B = Pietre Cotte-Rhyolith ↔ Hohenstoffeln Olivin-Melilitith.

Die Versuche können in 4 *Sets* gegliedert werden, je nach Scherrate, Materialkombination und Versuchsdauer:

- *Set 1* mit hoher Scherrate, Versuchsdauer 2x2 h und 1x8 h, mit Billstein-Alkalibasalt und Pietre Cotte-Rhyolith (Versuche **1, 2, 3**).
- *Set 2* mit mittlerer Scherrate, Versuchsdauer 2x2 h und 1x8 h, mit Billstein-Alkalibasalt und Pietre Cotte-Rhyolith (Versuche **4, 5, 6**).
- *Set 3* mit niedriger Scherrate, Versuchsdauer 2x2 h und 1x8 h, mit Billstein-Alkalibasalt und Pietre Cotte-Rhyolith (Versuche **7, 8, 9**).
- *Set 4* mit mittlerer und niedriger Scherrate, Versuchsdauer jeweils 2 h, mit Hohenstoffeln-Olivin-Melilitith und Pietre Cotte-Rhyolith (Versuche **10, 11**).

Die Ergebnisse dieser Versuche werden im Folgenden makro- und mikroskopisch vorgestellt (Kap. 4.2.3). Zur Ermittlung der Dispersionsdurchmesser wurden über 1300 Enklaven erfasst und ausgewertet (Kap. 4.2.4). Während der Versuche wurden Schubspannungsmessungen als Effektivitätsindikatoren aufgenommen (Kap. 4.2.5). Mikrosonden-Analysen über ausgewählte Schiffe erfassen geochemisch das Wirkungsspektrum der Magma mingling- und eventueller mixing-Prozesse (Kap. 4.2.6).

4.2.3 Makro- und mikroskopische Auswertung

Die Durchführung der Schichtungsexperimente mit Fließfeld erfolgte in zwei Schritten analog zur Versuchsdurchführung der Schichtungsexperimente ohne Fließfeld (Kap. 4.1). Alle Versuche wurden bei 1325°C durchgeführt, die Versuchszeiten betragen jeweils 2 und 8h. Die jeweiligen Viskositäten der Schmelzen und die Höhe der Grenzflächenspannung finden sich in Kap. 3.1 bzw. 3.2. Die Ergebnisse der 11 Schichtungsversuche mit den unterschiedlich hohen Scherraten sind nachfolgend als Tiegel- und Dünnschliffaufnahmen dargestellt. Weitere Abbildungen der Versuchsergebnisse finden sich im Anhang B.

- **Fließfeldversuche mit hohen Scherraten:**

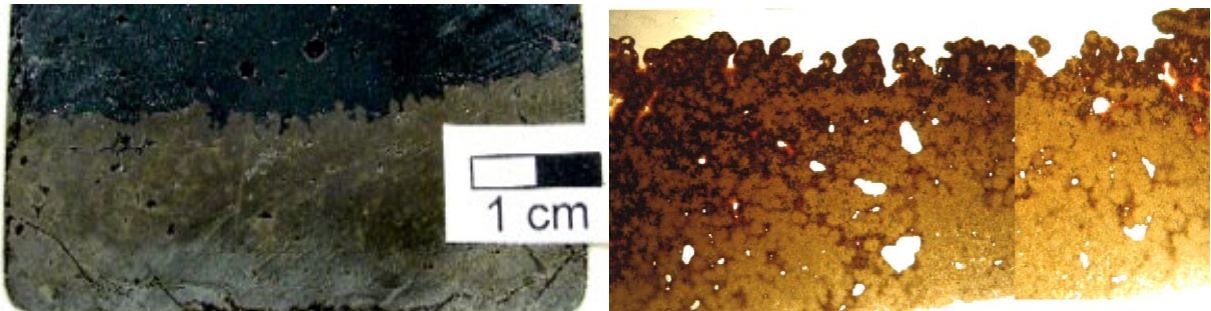


Abb. 4.7: **Versuch Nr. 1:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit hoher Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h. (Bildbreite re. 3 cm, bei allen folgenden DS-Aufnahmen jeweils 2 cm)

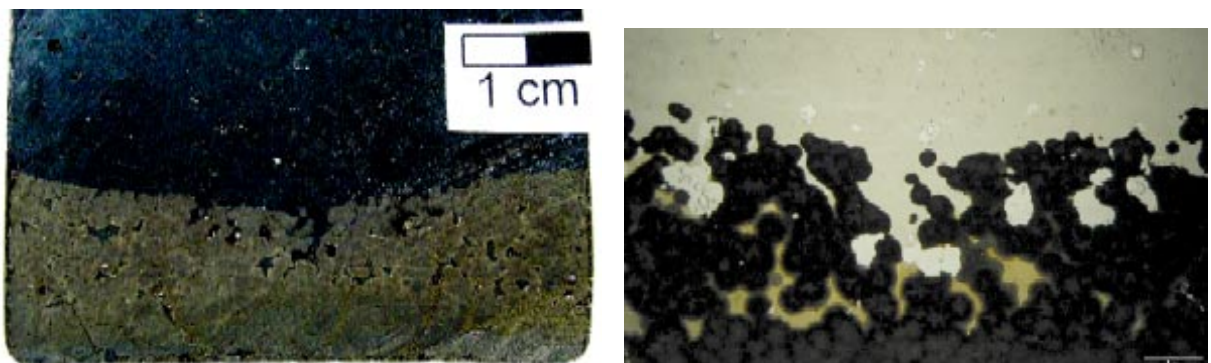


Abb. 4.8: **Versuch Nr. 2:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit hoher Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h.

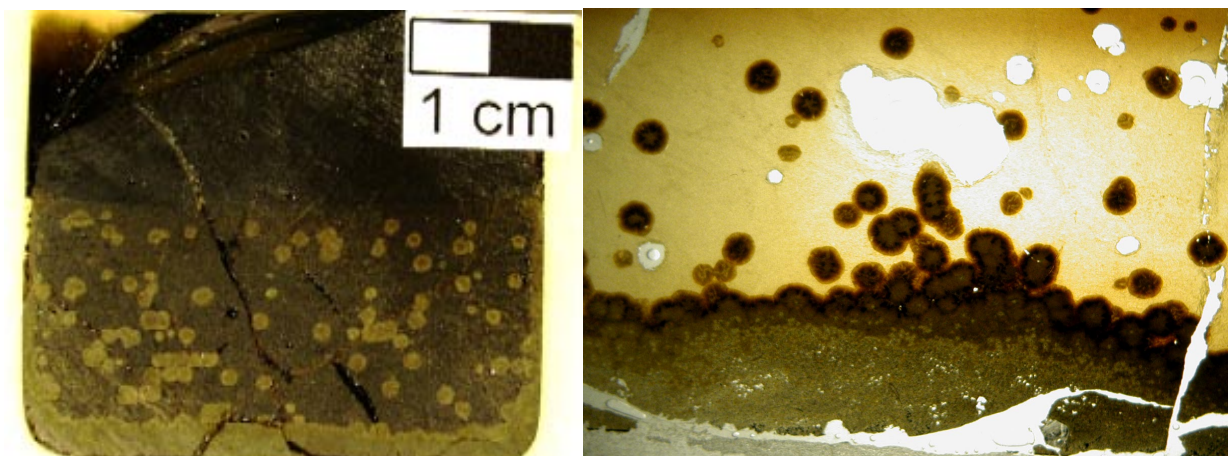


Abb. 4.9: **Versuch Nr. 3:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit hoher Scherrate bei einer Versuchsdauer von 8h.

- **Fließfeldversuche mit mittleren Scherraten:**

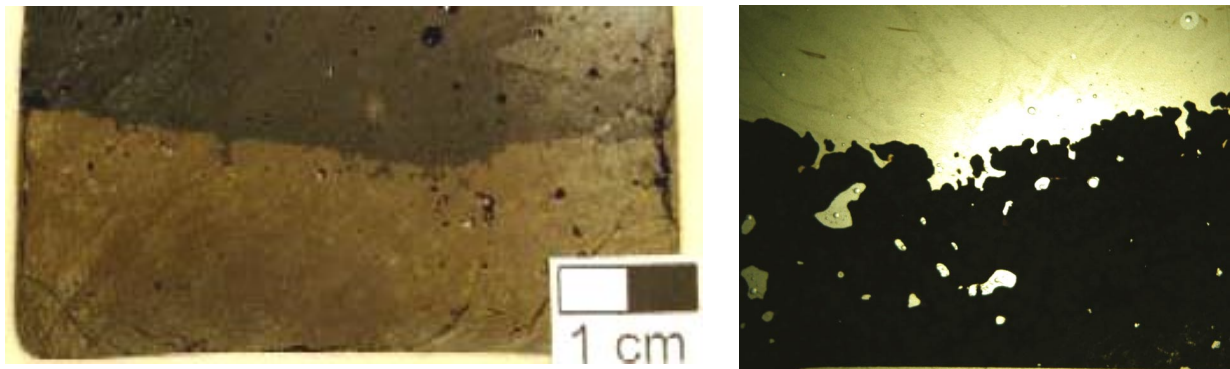


Abb. 4.10: **Versuch Nr. 4:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit mittlerer Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h.

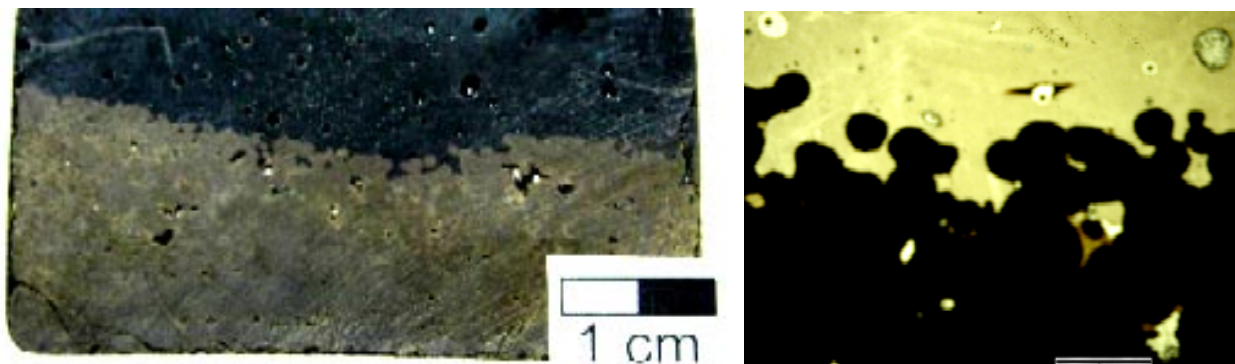


Abb. 4.11: **Versuch Nr. 5:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit mittlerer Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h.

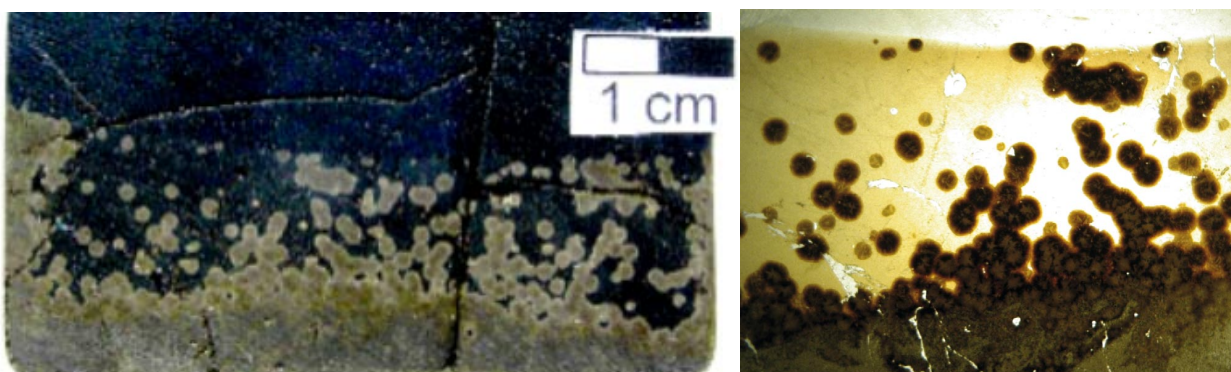


Abb. 4.12: **Versuch Nr. 6:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit mittlerer Scherrate bei einer Versuchsdauer von 8h.

- **Fließfeldversuche mit niedrigen Scherraten:**

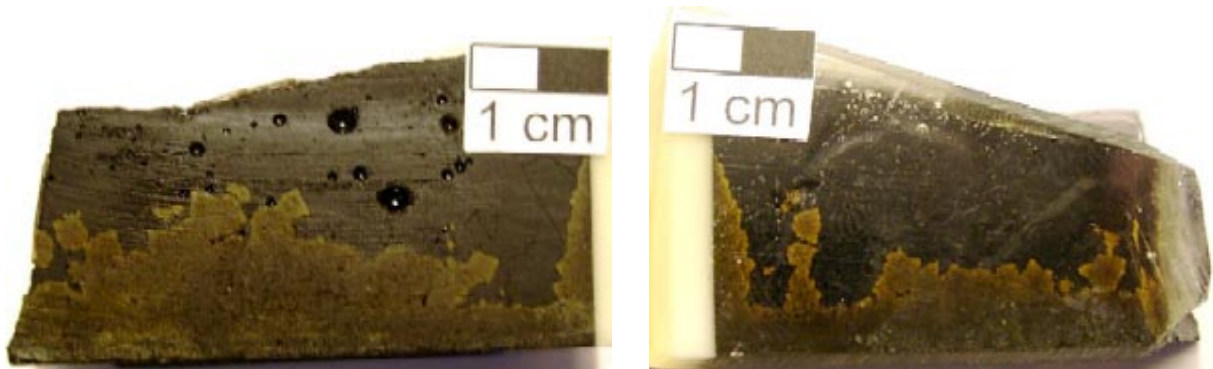


Abb. 4.14: **Versuch Nr. 7:** Zwei Tiegelaufnahmen des Fließfeldversuchs mit niedriger Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h. Dünnschliffe dieser Probe konnten nicht angefertigt werden.

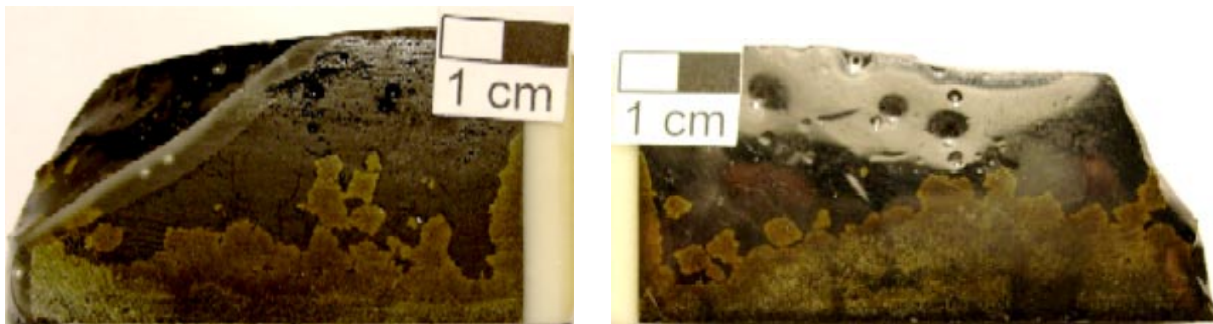


Abb. 4.15: **Versuch Nr. 8:** Zwei Tiegelaufnahmen des Fließfeldversuchs mit niedriger Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h. Dünnschliffe dieser Probe konnten nicht angefertigt werden.

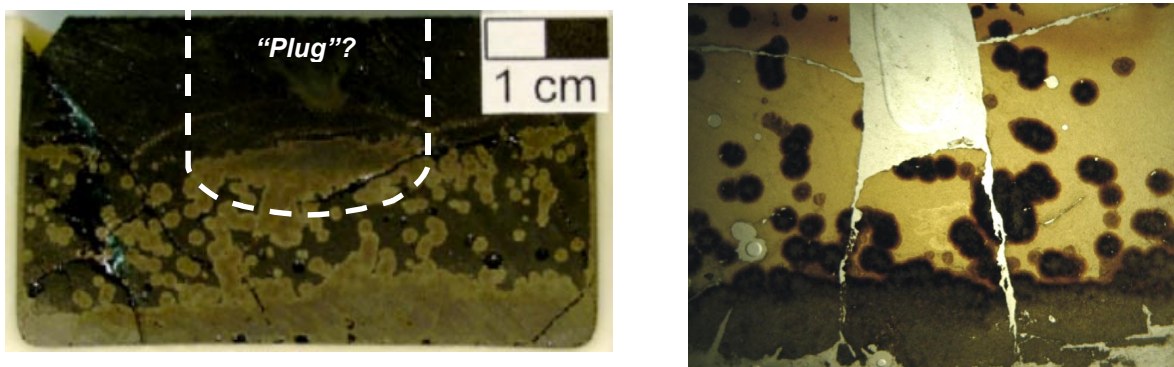


Abb. 4.16: **Versuch Nr. 9:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit niedriger Scherrate bei einer Versuchsdauer von 8h.

- **Fließfeldversuche mit basischer Alternativschmelze:**

Um die allgemeine Gültigkeit des hier verfolgten hydrodynamischen Mischungsmodells zu überprüfen, wurden in zwei weiteren Versuchen statt des Alkalibasalts von Billstein als basisches Pendant der Olivin-Melilitith von Hohenstoffeln verwendet. Die Tiegel- und Dünnschliffaufnahmen dieser Versuche belegen auch hier die erfolgreiche Bildung von Enklaven. Die jeweiligen Viskositäten der Schmelzen und die Grenzflächenspannung finden sich in Kap. 3.1 bzw. 3.2.

- **bei mittleren Scherraten:**



Abb. 4.16: **Versuch Nr. 10:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit mittlerer Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h.

- **bei niedrigen Scherraten:**

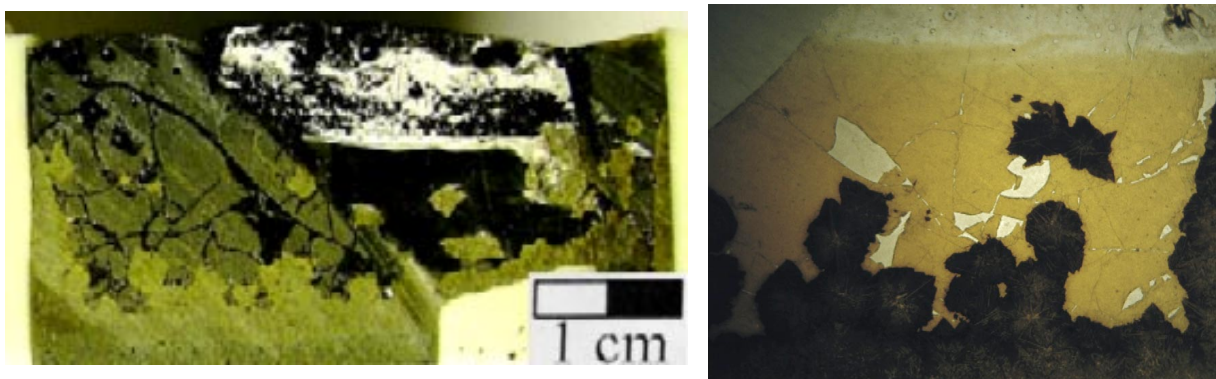


Abb. 4.17: **Versuch Nr. 11:** Tiegel- (links) und Dünnschliffaufnahme (rechts) des Fließfeldversuchs mit niedriger Scherrate bei einer Versuchsdauer von 2h.

Auswertung der Versuche:

Versuch Nr. 1 (Abb. 4.7):

Bei diesem Versuch mit hoher Scherrate und 2-stündiger Versuchsdauer ist die Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen in ihrer ursprünglichen, leicht konkaven Ausbildung weitgehend erhalten, ist aber besonders in der Tiegelmittle durch die anliegende Scherrate hydrodynamisch beeinflusst. Dort befinden sich einige rundliche Domains, die jedoch noch nicht komplett von der Grenzfläche abgeschert wurden, sondern als überwiegend halbrunde Aufwölbungen vorliegen. Die Dünnschliffaufnahme zeigt, dass der Effekt der anliegenden hydrodynamischen Bewegung einen Großteil des Basalts erfasst hat und dort die Schmelze unter Ausbildung von Spalten und Hohlräumen aufgelockert und strukturiert hat. Die spinifexartigen Quench-Kristallisationen in der Basaltschmelze zeichnen den Umriss zukünftiger Domains nach, die vermutlich bei längerer Scherratenwirkungszeit entstehen würden.

Versuch Nr. 2 (Abb. 4.8):

Bei diesem Versuch mit hoher Scherrate und 2-stündiger Versuchsdauer ist die Dispersionsbildung im Vergleich zu Versuch Nr. 1 weiter fortgeschritten, die Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen ist jedoch auch hier noch in etwa in ihrer ursprünglichen Form erhalten. Neben einigen separat vorliegenden Enklaven überwiegen Anhäufungen (*clusters*) von noch zusammenhängenden Domains, deren Aufbau aus Einzelnenklaven besonders am Dünnschliffbild sichtbar ist. Insgesamt erscheint im Gegensatz zu Versuch Nr. 1 die Basaltschmelze durch die hydrodynamische Scherwirkung aufgelockert und stärker perforiert. Neben vertikalen Spalten liegen auch rundliche „Hohlräume“ vor, die die Dispersionscluster umgeben, die unter andauernder Scherrateneinwirkung vermutlich noch weiter zerteilt werden würden. Im unteren Bereich des Schliffbildes ist erkennbar, dass sich auch in der noch zusammenhängenden Basaltschmelze bereits die Umrisse weiterer zukünftiger Domains abzeichnen.

Versuch Nr. 3 (Abb. 4.9):

Bei diesem Versuch mit hoher Scherrate und 8-stündiger Versuchsdauer verlief im Vergleich zu Versuch 1 und 2 die Dispersionsbildung am effektivsten. Die Position der ehemaligen Grenzfläche ist makroskopisch nicht mehr erkennbar; das Niveau der Dispersionsablösung liegt hier fast auf Höhe des Tiegelbodens. Es ist davon auszugehen, dass sich bei noch längeren Versuchszeiten (von vermutlich 12 h) die Grenzfläche bis zum Tiegelboden hin verschiebt. Die Tiegel- und Dünnschliffaufnahmen zeigen, dass ein Teil der Basaltschmelze in Form von separaten, etwa gleichgroßen Domains vorliegt. Der Großteil des Basalts ist als solcher zumindest makroskopisch nicht mehr zu identifizieren. Das Dünnschliffbild zeigt jedoch, dass die Enklaven in einer gelblichen Zone vorliegen, die mit der ursprünglichen Fläche des Basalts identisch ist. Es ist davon auszugehen, dass diese Zone nicht nur farblich, sondern auch geochemisch zwischen der Rhyolith- und Basaltschmelze liegt. Offensichtlich setzten bei der 8-stündigen Versuchsdauer auch Magma mixing-Prozesse ein, die Diffusionsprozesse zwischen Basalt- und Rhyolithschmelze initiierten und so ein chemisch dazwischenliegendes hybrid-Magma erzeugten. Die im noch zusammenhängenden basalen Teil des Basalts sichtbare Grenze resultiert vermutlich aus diesen Prozessen.

Versuch Nr. 4 (Abb. 4.10):

Bei diesem Versuch mit mittlerer Scherrate und 2-stündiger Versuchsdauer ist die Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen in ihrer ursprünglichen Ausbildung größtenteils erhalten, zeigt aber wie Versuch Nr. 1 mittig hydrodynamische Scherrateneinwirkungen. Dort befinden sich zahlreiche Spalten und Hohlräume, die etwa 5 mm tief in den Basalt hineinreichen und mit Rhyolithschmelze verfüllt sind. Vollständig abgescherte, separat vorliegende Enklaven treten bei diesem Versuch nicht oder nur untergeordnet auf. Offensichtlich werden unter der Wirkung der anliegenden Scherrate nicht nur primär an der Grenzfläche Domains abgeschert, sondern vor allem kommt es zuerst zur „Auflockerung“ und Perforierung der kompakten Basaltschmelze unter Bildung von Spalten und Einschnitten, wodurch Dispersionscluster entstehen, die schließlich in einzelne separate Domains weiter zerteilt werden. Je länger die Scherrate auf die Grenzfläche wirkt, desto tiefer verlagert sich dieser dreiphasige Dispersionsbildungsprozess in die unterlagernde Schmelze hinein.

Versuch Nr. 5 (Abb. 4.11):

Bei diesem Versuch mit mittlerer Scherrate und 2-stündiger Versuchsdauer ist die Grenzfläche im Vergleich zu Versuch Nr. 4 schon stärker hydrodynamisch beeinflusst, aber auch hier liegen nur wenige separate Domains in der Rhyolithschmelze vor. Sie sind überwiegend rundlicher Gestalt und liegen nah an der ehemaligen Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen vor. Im Dünnschliffbild sind daneben auch einige noch nicht komplett abgescherte Domains zu erkennen, die noch mit der restlichen Basaltschmelze verbunden sind. Die anliegende Scherrate wirkte hier auf die gesamte Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen und erzeugte hauptsächlich Dispersionscluster, die im Mittel aus etwa 3-5

Einzeldomains bestehen. Die hydrodynamisch bedingte Spalten- und Hohlräumbildung reicht bei diesem Versuch rund 0,5 cm in den zusammenhängenden Teil der Basaltschmelze hinein.

Versuch Nr. 6 (Abb. 4.12):

Bei diesem Versuch mit mittlerer Scherrate und 8-stündiger Versuchsdauer erfolgte die Dispersionsbildung im Vergleich zu Versuch Nr. 4 und Nr. 5 viel effektiver. Es entstanden hauptsächlich rundliche, etwa gleichgroße, separat vorliegende Domains. Wie bei Versuch Nr. 3 ist makroskopisch die Lage der ehemaligen Grenzfläche nicht mehr deutlich zu erkennen, ist aber an den Tiegelwänden konserviert. Das Niveau der Dispersionsablösung liegt makroskopisch bei diesem Versuch mit mittlerer Scherrate etwa im unteren Drittel der Basaltschmelze, also etwas höher als beim Versuch Nr. 3 mit hoher Scherrate. Auch hier ist davon auszugehen, dass das Dispersionsbildungsniveau sich bei längeren Versuchszeiten noch weiter bis zum Tiegelboden absenkt. Die Dünnschliffaufnahme zeigt, dass es jedoch auch im noch zusammenhängenden Teil der Basaltschmelze bereits zur Formation weiterer Enklaven gekommen ist. Deutlich zu erkennen ist dabei auch die abkühlbedingte spinifexartige Internstruktur der Domains. Wie bei Versuch Nr. 3 scheint hier makroskopisch ein Materialdefizit der Basaltschmelze vorzuliegen, der Dünnschliff zeigt jedoch, dass alle Enklaven in einer gelblichen Zone vorliegen, die mit dem ursprünglichen Ausmaß der Basaltschmelze übereinstimmt. Diese Zone resultiert vermutlich aus diffusiven Magma mixing-Prozessen, die bei der 8-stündigen Versuchsdauer durch das hydrodynamische Mingling der Schmelzen initiiert wurden und über Mikrosonden-Analysen nachzuweisen sind. Vermutlich wäre bei Versuchszeiten von $\gg 8$ h die ehemalige Basaltschmelze komplett mit der Rhyolithschmelze chemisch assimiliert, so dass letztendlich ein neues hybrid-Magma vorliegen würde.

Versuch Nr. 7 (Abb. 4.13):

Bei diesem Versuch mit niedriger Scherrate und 2-stündiger Versuchsdauer ist im Vergleich zu den Versuchen mit mittlerer und hoher Scherrate die Dispersionsbildung am wenigsten vollzogen. Neben einigen separaten Enklaven dominieren halbkreisförmige Aufwölbungen und noch zusammenhängende Domains. Dünnschliffe konnten nicht angefertigt werden, da die Proben beim Sägen auseinanderbrachen und mit Epoxidharz gekittet werden mussten. Die makroskopische Aufnahme belegt jedoch, dass die hier entstandenen Enklaven deutlich größer sind als die der Versuche mit hohen oder mittleren Scherraten. Außerdem hat sich hier trotz der aufgebrachten niedrigen Scherrate das Niveau der Dispersionsablösung viel tiefer zum Tiegelboden hin verlagert als bei den 2-stündigen Versuchen mit hoher und mittlerer Scherrate, d.h. auch eventuelle Magma mixing-Prozesse konnten hier viel effektiver wirken und einen Großteil der Basaltschmelze mit der Rhyolithschmelze assimilieren. Die Höhe der ursprünglichen Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen ist an der rechten bzw. linken Tiegelwand konserviert.

Versuch Nr. 8 (Abb. 4.14):

Bei diesem Versuch mit niedriger Scherrate und 2-stündiger Versuchsdauer liegen im Vergleich zu Versuch Nr. 7 mehr separate Enklaven vor, besonders in der rechten Tiegelaufnahme zu erkennen. Dort befinden sich auch einige Dispersionscluster aus noch zusammenhängenden Domains, deren individuelle Struktur sich jedoch schon abzeichnet. Wie beim Versuch Nr. 7 konnten auch hier wegen des Bruchs der Probe und anschließender Epoxidharzvermittlung keine Dünnschliffe angefertigt werden. Wie beim Versuch Nr. 7 ist auch hier im Gegensatz zu den Versuchen mit hoher und mittlerer Scherrate das Niveau der Dispersionsbildung viel tiefer zum Tiegelboden hin verlagert; die Höhe der ehemaligen Grenzfläche ist an der rechten bzw. linken Tiegelwand sichtbar.

Versuch Nr. 9 (Abb. 4.15):

Bei diesem Versuch mit niedriger Scherrate und 8-stündiger Versuchsdauer liegen zahlreiche rundliche, etwa gleichgroße Einzeldomains neben einigen clusterartigen Anhäufungen vor, die Dispersionsdurchmesser fallen aber im Vergleich zu Versuch Nr. 8 und

Nr. 9 viel kleiner aus. Trotz der niedrigen Scherrate kam es hier offensichtlich zu unerwartet effektiver hydrodynamischer Vermischung der Schmelzen, wobei auch Diffusionsprozesse einsetzten, wie die Dünnschliffaufnahme vermuten lässt. Dies erscheint zunächst paradox, denn bei den niedrigsten Scherraten sollten gemäß des theoretischen Hintergrunds auch die hydrodynamischen Mischungsprozesse entsprechend ineffektiv vonstatten gehen.

Der Grund für die hier besonders hohe Mischungsqualität könnte im plastischen Fließverhalten des Rhyoliths liegen, der vermutlich ein strukturviskoses Fluid mit Fließgrenze (*yield strength*, Kap. 2.1.2) darstellt (s.a. Kap. 6.5). Derartige Substanzen reagieren nur dann als Flüssigkeiten, wenn die interne Fließgrenze durch ausreichende äußere Kraffteinwirkung überwunden wird. Vielleicht konnte die Fließgrenze im Bereich der Drehkörperspitze nicht überwunden werden, und es bildete sich direkt an und unterhalb der Drehkörperkegelspitze ein stationärer, festkörperähnlicher Schmelzbereich (*plug*, in Abb. 4.16 markiert). Dadurch entstand ein pfropfenartig verlängertes Drehkörperende, welches ein irreguläres Fließfeld in der Rhyolithschmelze erzeugte:

- In der Tiegelmitte fiel die Scherratenwirkung auf die Basaltschmelze auch nach 8h äußerst gering aus, wie die Konservierung des unveränderten Basaltschmelzespiegels belegt. Die Breite dieses Bereichs entspricht im Übrigen genau dem Durchmesser des Drehkörpers (Abb. 3.2).
- An den Tiegelwänden und im unteren Teil der Basaltschmelze kam es dagegen zu überdurchschnittlich hoher hydrodynamischer Scherwirkung.

Das bedeutet, dass sich durch den instationären, plugartigen Schmelzbereich unterhalb der Drehkörperspitze auf dem verbleibendem Raum die Wirkung der Scherrate entsprechend stark erhöhte. Unterhalb des *plugs* kam es dadurch zur bipolaren Dispersionsbildung, nämlich entlang des unteren Endes des *plugs* und gleichzeitig etwa 0,5 cm tiefer entlang der eigentlichen Grenzfläche zwischen Rhyolith- und Basaltschmelze. Vermutlich liegt die niedrige Scherrate nur knapp über oder genau auf der Höhe der Fließgrenze der Schmelze; bei den 2-stündigen Versuchen Nr. 3 und 6 mit niedrigen Scherraten entsprechen die Dispersionsdurchmesser zwar denen der theoretischen Berechnungen, aber auch dort verlief die Vermischung außergewöhnlich effektiv, wie die verhältnismäßig tiefe Lage der Grenzfläche zeigt.

In einem weiteren Analogversuch mit niedriger Scherrate und einer Versuchsdauer von 8 h (nicht dargestellt) wurde das Ergebnis von Versuch Nr. 9 bestätigt. Auch hier lagen nur verhältnismäßig kleine, überwiegend rundliche und etwa gleichgroße Durchmesser vor. Die Lage der Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen lag auch hier wie bei Versuch Nr. 9 im unteren Viertel der ehemaligen Fläche der Basaltschmelze; eine partielle, zentrale Konservierung der ehemaligen Grenzfläche wurde nicht vorgefunden.

Versuch Nr. 10 (Abb. 4.16):

Dieser Versuch mit mittlerer Scherrate und 2-stündiger Versuchsdauer wie auch Versuch Nr. 11 wurden mit einer anderen basischen Komponente, nämlich dem Olivin-Melilitith von Hohenstoffeln durchgeführt. Damit sollte überprüft werden, ob das hydrodynamische Mischungsmodell auch allgemein für georelevante Silikatschmelzen gültig ist. Die Versuchsergebnisse von Nr. 10 und Nr. 11 bestätigen dies. Beim Versuch Nr. 10 entstanden zahlreiche Aufwölbungen entlang der Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen, von denen auch einige isoliert vorliegende Enklaven abgeschert wurden, wie die Dünnschliffaufnahme belegt. Wie bei den Analogversuchen Nr. 4 und Nr. 5 ist die Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen in ihrer ursprünglichen Ausbildung größtenteils erhalten, zeigt aber stärkere hydrodynamische Scherrateneinwirkungen. Beim Versuch Nr. 10 sind die erzeugten Domains von überwiegend eckiger Gestalt, eine Folge sekundärer Quench-Kristallisationen von im Basalt enthaltenen Olivinkristallen und nicht Effekt primärer Abscherungsprozesse. Zur eckigen Enklavenausbildung kam es jedoch nur bei den Versuchen mit dem Olivin-Melilitith. Außerdem tritt hier wie auch bei zahlreichen schon besprochenen Versuchen eine farblich (und geochemisch) zwischen Rhyolith- und Basaltschmelze liegende Diffusionszone auf, die hier eine intensiv gelbe Färbung aufweist.

Versuch Nr. 11 (Abb. 4.17):

Dieser Versuch mit niedrigen Scherraten und 2-stündiger Versuchsdauer wurde wie Versuch Nr. 10 mit Olivin-Melilitith-Schmelze durchgeführt. Neben einigen halbkreisförmigen Aufwölbungen der Grenzschicht sind auch zahlreiche separate Enklaven entstanden, die wie beim Versuch Nr. 10 als Folge sekundärer Quench-Kristallisationen von überwiegend eckiger Gestalt sind. Das Dünnschliffbild zeigt, dass sich auch hier wie in zahlreichen anderen Versuchen eine diffusive Zwischenzone ausgebildet hat. Wie bei Versuch Nr. 7 und Nr. 8 ist die eigentliche Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen auf ein Drittel ihrer ursprünglichen Höhe abgesunken. Hinsichtlich ihrer Größe sind die Dispersionsdurchmesser dieses Versuchs mit denen von Nr. 7 und Nr. 8 vergleichbar, d.h. die anliegende niedrige Scherrate führte auch hier zu verhältnismäßig großen Domains. Somit ist wie bei den übrigen Versuchen auch bei den Versuchen mit basischer Alternativschmelze der Zusammenhang zwischen anliegender Scherrate und resultierendem Dispersionsdurchmesser gegeben und qualitativ erkennbar.

• Fazit makro- und mikroskopische Auswertung:

Die makro- und mikroskopische Analyse der Schichtungsversuche mit Fließfeld in der oberen Schmelzeschicht liefert wertvolle Hinweise auf Wirkungsweise, Effizienz und zeitliche Entwicklung der hydrodynamischen Mischungsprozesse auf der hier untersuchten geometrischen und zeitlichen Skala. Folgende Aussagen können getroffen werden:

- Bei allen 11 durchgeführten Schichtungsversuchen mit Fließfeld kam es zur Bildung von basaltischen Domains in der rhyolithischen Wirtsschmelze. Dieser Befund belegt die prinzipielle Gültigkeit des hydrodynamischen Mischungsmodells auf der hier untersuchten geometrischen und zeitlichen Skala.
- Der Zusammenhang zwischen Versuchsdauer und Anzahl der Enklaven ist qualitativ erkennbar. Während bei Versuchszeiten von rund 2 h nur wenige, meist unvollständig abgescherte Enklaven vorliegen, konnten bei Versuchszeiten von rund 8 h überwiegend isoliert vorliegende, meist rundliche Domains gebildet werden.
- Bis auf eine Ausnahme ist die indirekte Proportionalität zwischen anliegender Scherrate und resultierenden Dispersionsdurchmessern gegeben und qualitativ fassbar. Bei den Versuchen mit hoher Scherrate bilden sich die kleinsten, bei niedriger Scherrate die größten Dispersionsdurchmesser.
- Die Dispersionsbildung erfolgt auf der gesamten Breite der Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen. Dies deutet darauf hin, dass die anliegende Scherrate auf die gesamte Grenzfläche wirkt und dort effektiv basaltische Domains abschert. Lediglich an den äußersten Tiegelwandbereichen ist die hydrodynamische Scherratenwirkung verhältnismäßig gering.
- Die Dispersionsbildung erfolgt zeitabhängig in drei Phasen: Zunächst kommt es unter Einwirkung der Scherrate zur zentralen Auflockerung und Perforierung der Grenzfläche und der darunterliegenden kompakten Basaltschmelze; die Bildung von isoliert vorliegenden, rundlichen Domains tritt dabei eher untergeordnet auf. Unter weiterer Scherrateneinwirkung entstehen Anhäufungen (*clusters*) von noch zusammenhängenden, im Mittel aus ca. 3-5 Einzeldomains bestehenden Enklaven. In einer weiteren Phase werden diese *clusters* schließlich unter weiterer Zurundung hydrodynamisch in Einzeldomains zerteilt, so dass letztlich isolierte Enklaven in der Rhyolithschmelze vorliegen.
- Dieser dreiphasige Dispersionsbildungsprozess verlagert sich mit zunehmender Versuchsdauer (Scherrateneinwirkung) sukzessiv in die unterlagernde Basaltschmelze hinein und verschiebt so die eigentliche Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen in Richtung der minderviskoseren Dispersionsschmelze.
- Die hydrodynamischen Schmelzzerteilungsprozesse können, besonders bei langer Scherrateneinwirkung, auch chemische Diffusionsprozesse zwischen den beiden Schmelzen initiieren. Dabei kommt es zur steten Verkleinerung der Durchmesser von

bereits isoliert vorliegenden Enklaven, die schließlich gänzlich diffusiv aufgelöst werden. Auf der hier untersuchten geometrischen und zeitlichen Skala kommt es zur Bildung einer farblich zwischen Basalt- und Rhyolithschmelze liegenden Zone, deren Ausmaß stets mit der ursprünglichen Füllhöhe der Basaltschmelze identisch ist. Es wird vermutet, dass diese Zone das Resultat von Diffusionsprozessen zwischen der basaltischen und der rhyolithischen Schmelze ist und eine eigene geochemische Zusammensetzung (im Sinne eines hybrid-Magmas) aufweist.

Die bei der makro- und mikroskopischen Auswertung der Schichtungsversuche mit Fließfeld in der oberen Schmelzschicht erstellten Befunde werden im Folgenden durch die Dispersionsdurchmesserbestimmungen, die Schubspannungsmessungen und die Mikrosonden-Analysen bestätigt und ergänzt.

4.2.4 Dispersionsdurchmesserbestimmungen

Ziel dieser Untersuchungen war es, die Durchmesser der bei den Schichtungsversuchen mit Fließfeld erzeugten Enklaven zu bestimmen und festzustellen, ob bei deren Größenverteilung klare Häufigkeitsmaxima oder eher breite Durchmesserspektren vorliegen. Der Vergleich möglicher eindeutiger Durchmesserverteilungen mit den theoretisch berechneten Größen (Abb. 4.6) kann dabei signifikante Hinweise auf die Höhe der tatsächlich wirkenden Scherrate liefern und die Gültigkeit des hydrodynamischen Mischungsmodells belegen.

Die Bestimmung der Durchmesser erfolgte makroskopisch an über 1300 Enklavenanschnitten. Die Probenriegel wurden im Idealfall in 4 Segmente zersägt, so dass 8 Schnittflächen entstanden. Aufgrund des verhältnismäßig breiten Sägeblatts von rund 2 mm konnten auch ehemals identische Tiegelhälften zur Auswertung herangezogen werden. Wegen der gegebenen Bruchtenz der Proben konnten teilweise aber auch nur 1-2 Schnitte durchgeführt werden. Die Schnittflächen der Proben wurden digital fotografiert, die Enklavenumrisse mittels Bildbearbeitungssoftware markiert und maßstabsgerecht vermessen.

Die Ergebnisse der Vermessung bzw. die Häufigkeitsverteilung der Durchmesser werden nachfolgend als Histogramme graphisch dargestellt. Die Ergebnisse von Versuchen mit identischer Scherrate und Versuchsdauer (Nr. 1 und 2, 4 und 5, 7 und 8) sind dabei in einem Diagramm zusammengefasst. Die Breite der Säulen ist dabei maßstabsbedingt und hat keine ergebnisrelevante Bedeutung, indiziert aber die Bandbreite der jeweiligen Dispersionsdurchmesser. Im einzelnen Diagramm ist die Flächenproportionalität durch die identische Säulenbreite gegeben. Alle zur Dispersionsdurchmesserbestimmung verwendeten Schnittflächen sind in Anhang B dargestellt.

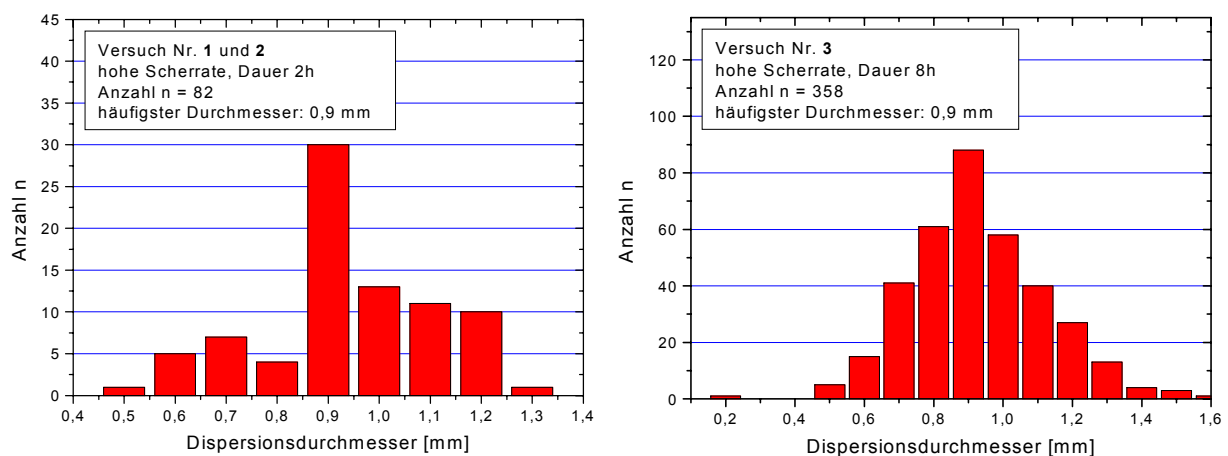


Abb. 4.18: Die Ergebnisse der Dispersionsdurchmesserbestimmungen der verschiedenen Versuche in der Darstellung von Häufigkeitshistogrammen (Forts. n. S.).

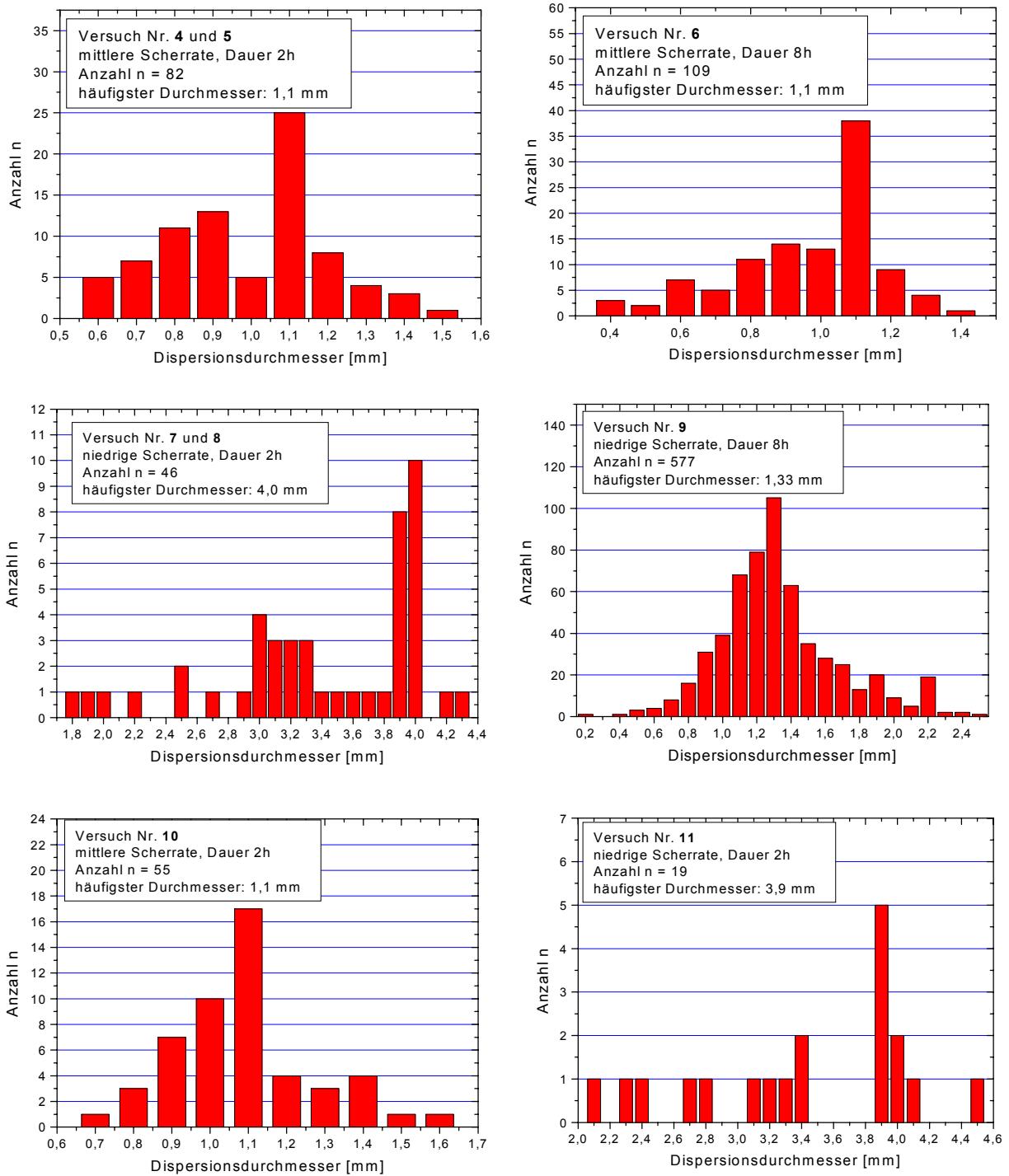


Abb. 4.18 (Forts.): Die Ergebnisse der Dispersionsdurchmesserbestimmungen der verschiedenen Versuche in der Darstellung von Häufigkeitshistogrammen.

Die Darstellung der Häufigkeitsverteilungen der Dispersionsdurchmesser zeigt, dass bei allen Versuchen ein klares Häufigkeitsmaximum vorliegt:

- bei den Versuchen mit hoher Scherrate (Nr. 1, 2, 3) liegen die häufigsten Dispersionsdurchmesser bei 0,9 mm, sowohl bei kurzen (2h) als auch bei langen (8h) Versuchszeiten.

- bei den Versuchen mit mittlerer Scherrate (Nr. 4, 5, 6) liegen die häufigsten Dispersionsdurchmesser bei 1,1 mm, sowohl bei kurzen (2h) als auch bei langen (8h) Versuchszeiten.
- bei den Versuchen mit niedriger Scherrate (Nr. 7, 8, 9) liegen die häufigsten Dispersionsdurchmesser bei kurzen (2h) Versuchszeiten bei 4,0 mm und bei langen (8h) Versuchszeiten bei 1,33 mm. Wie schon bei der makro- und mikroskopischen Auswertung (Kap. 4.2.1) festgestellt, bildet Versuch Nr. 9 hinsichtlich der erzeugten Dispersionsdurchmesser eine Ausnahme. Es wird vermutet, dass es hier wegen des plastischen Fließverhaltens der Rhyolithschmelze trotz der niedrigen Scherrate zu unerwartet effektiver hydrodynamischer Vermischung der Schmelzen kam.
- beim Versuch mit basischer Alternativschmelze (Nr. 10) liegen die häufigsten Dispersionsdurchmesser bei 1,1 mm und sind somit identisch mit denen der Versuche Nr. 4, 5 und 6. Gleiches gilt auch für Versuch Nr. 11, dessen häufigste Dispersionsdurchmesser bei 3,9 mm liegen und somit mit denen der Versuche Nr. 7 und 8 quasi identisch sind.

Aus der hier vorgenommenen Durchmesserbestimmung folgt, dass die experimentell erzeugten Dispersionsdurchmesser (bis auf eine Ausnahme) mit denen der theoretischen Berechnungen (Kap. 4.2.1) in hohem Maße übereinstimmen. Das bedeutet, dass die anliegende Scherrate in voller Höhe auf die gesamte Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen wirkte und dort gemäß des hydrodynamisch-physikalischen Hintergrunds (Kap. 2.2) Dispersionen erzeugte.

Aus der hier vorgenommenen Durchmesserbestimmung folgt, dass die experimentell erzeugten Dispersionsdurchmesser (bis auf eine Ausnahme) mit denen der theoretischen Berechnungen (Kap. 4.2.1) in hohem Maße übereinstimmen. Das bedeutet, dass die anliegende Scherrate in voller Höhe auf die gesamte Grenzfläche zwischen beiden Schmelzen wirkte und dort gemäß des hydrodynamisch-physikalischen Hintergrunds (Kap. 2.2) Dispersionen erzeugte. Tab. 2 gibt einen Überblick über die theoretisch berechneten und experimentell erzeugten Dispersionsdurchmesser:

Versuchsnummer	anliegende Scherrate γ [1/s]	Berechneter Dispersionsdurchmesser [mm]	Gemessener Dispersionsdurchmesser [mm]	Versuchsdauer [h]
1	hoch	0,88	0,9	2
2	hoch	0,88	0,9	2
3	hoch	0,88	0,9	8
4	mittel	1,11	1,1	2
5	mittel	1,11	1,1	2
6	mittel	1,11	1,1	8
7	niedrig	4,0	4,0	2
8	niedrig	4,0	4,0	2
9	niedrig	4,0	1,33	8
10	mittel	1,11	1,1	2
11	niedrig	4,0	3,9	2

Tab. 2: Vergleich der theoretisch berechneten mit den experimentell erzeugten Dispersionsdurchmessern der durchgeführten Schichtungsversuche mit Fließfeld. Bis auf Versuch Nr. 9 (s. Kap. 4.2.3) stimmen die berechneten mit den gemessenen Größenordnungen in hohem Maße überein.

Die in den Histogrammen dargestellten Häufigkeitsverteilungen der Dispersionsdurchmesser (Abb. 4.18) können in zwei Typen differenziert werden:

- Normale oder Gauß'sche Verteilung der Messpunkte mit symmetrischer Verteilung um ein Häufigkeitsmaximum (Versuche Nr. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 9, 10).
- Asymmetrische oder negative *Skew*-Verteilung mit asymmetrischer, überwiegend linksseitiger Verteilung um ein Häufigkeitsmaximum (Versuche Nr. 7, 8, 11).

Bis auf die Versuche Nr. 7, 8 und 11 können die Histogramme der Dispersionsdurchmesser der übrigen Versuche als Normalverteilungen betrachtet werden. Die drei *Skew*-Verteilungen treten nur bei den Versuchen mit niedrigsten Scherraten und größten Dispersionsdurchmessern auf und sind wahrscheinlich auf die geringe Anzahl von nur 46 bzw. 19 Messwerten zurückzuführen. Es kann davon ausgegangen werden, dass bei diesen Versuchen trotzdem eine Normalverteilung der Messwerte vorliegt, denn auch wenn eine Verteilung keine Normalverteilung darstellt, tendiert die Verteilung der Messwerte um ein Häufigkeitsmaximum bei Erhöhung ihrer Anzahl in Richtung einer Normalverteilung (BACH 1965, SAHAGIAN & PROUSSEVITCH 1998).

Noch nicht berücksichtigt bei der Bestimmung der Dispersionsdurchmesser wurde die Tatsache, dass die Vermessung der Durchmesser an 2D-Schnitten durchgeführt wurde, die Dispersionen aber kugelförmige 3D-Objekte darstellen. Wie aus den zur Durchmesserbestimmung herangezogenen Tiegelschnittflächen (Anhang B) ersichtlich ist, besitzt der überwiegende Teil der Domains einen rundlichen Querschnitt. Auch unabhängig von den Durchmesserbestimmungen kann davon ausgegangen werden, dass die Enklaven auch in der dreidimensionalen Wirklichkeit unterschiedliche Durchmesser besitzen.

Somit kann die tatsächliche Verteilung der Domains in der Rhyolithschmelze mit hoher Wahrscheinlichkeit als polydispers angesehen werden, d.h. alle Enklaven haben die gleiche Gestalt, aber unterschiedliche Größen. (Abb. 4.19 A). Aber auch wenn die Enklaven eine monodisperse Verteilung (mit identischer Gestalt und Größe) darstellen würden, schneidet nach den Gesetzen der Stereometrie eine zufällige Schnittfläche nicht alle Objekte äquatorial durch den Kugelmittelpunkt (Abb. 4.19 B, STOYAN 1990). Somit gibt eine an 2D-Schnitten vorgenommene Durchmesserbestimmung nicht unbedingt die tatsächliche Verteilung der wirklichen Dispersionsdurchmesser wider (Abb. 4.19).

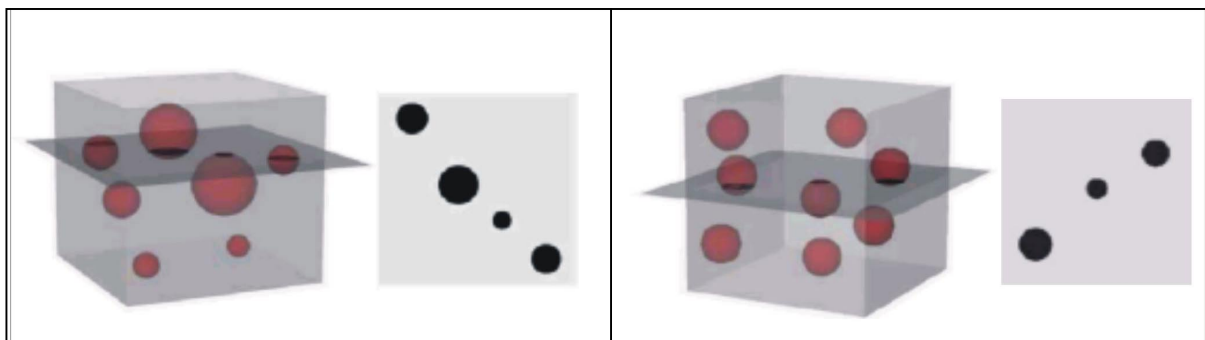


Abb. 4.19: 3D-Darstellung von polydispersen (links) und monodispersen (rechts) Dispersionsverteilungen und die bei Schnittflächen (2D) erfassten Durchmesser.

Bei hinreichend hoher Partikel- und Schnittflächenanzahl treffen jedoch in einem monodispersen System zufällige Schnittflächen mit der größten Wahrscheinlichkeit den maximalen Durchmesser der einzelnen Objekte, und die Schnittflächen mit partiellen Durchmesser nehmen sukzessive ab, d.h. der wirkliche dreidimensionale Partikeldurchmesser ist dabei trotzdem durch den maximalen, zweidimensional erfassten Betrag gegeben.

Diese Durchmesserverteilung auf zufälligen Schnittflächen kann nach den Gesetzen der Stereometrie analytisch berechnet werden (SALTIKOV 1967, STOYAN 1990). Nachdem polydisperse Systeme lediglich eine Vielzahl monodisperser Populationen darstellen, kann die tatsächliche dreidimensionale Größenverteilung der zweidimensional gemessenen Durchmesser iterativ analytisch berechnet werden (TORAMARU 1990, PETERSON 1996, SAHAGIAN & PROUSSEVITCH 1998).

Auf die komplexe Umrechnung der zweidimensional erfassten Dispersionsdurchmesser auf die tatsächlich vorliegende dreidimensionale Größenverteilung wird hier verzichtet. Vergleichbare Studien belegen, dass die zweidimensional erfassten Größenverhältnisse auch nach der stereologischen Analyse und der Umrechnung in die tatsächlich vorliegende dreidimensionale Größenverteilung nahezu identische Häufigkeitsmaxima aufweisen, und sich hauptsächlich die Anzahl der Objekte erhöht (THOMAS & TAIT 1997, SAHAGIAN & PROUSSEVITCH 1998). Aus diesem Grund wird davon ausgegangen, dass die hier erfassten Dispersionsdurchmesser in guter Näherung auch die tatsächlichen Größenverhältnisse und Häufigkeitsverteilungen wiedergeben.

- **Fazit Dispersionsdurchmesserbestimmungen:**

Die vorgenommene Bestimmung der experimentell erzeugten Dispersionsdurchmesser beantwortet die Frage nach der Höhe der tatsächlich auf die Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen wirkende Scherrate. Folgende Aussagen können getroffen werden:

- die indirekte Proportionalität zwischen anliegender Scherrate und resultierendem Dispersionsdurchmesser ist klar gegeben und quantitativ fassbar. Gemäß der theoretischen Berechnungen der scherratenabhängigen Dispersionsdurchmesser (Kap. 4.2.1) entstanden je nach Scherrate unimodale Durchmesserhäufigkeitsmaxima von 0,9, 1,1 und 4,0 mm.
- Die über den Drehkörper aufgebrauchten Scherraten wirkten in voller Höhe auf die gesamte Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen, d.h. die Kraftübertragung erfolgt vollständig und nicht partiell.
- Die hohe Übereinstimmung der experimentell erzeugten mit den theoretisch berechneten Durchmessern zeigt, dass alle relevanten Parameter offensichtlich richtig gemessen oder abgeschätzt wurden.

Die Ergebnisse belegen die Richtigkeit des theoretischen Hintergrundes des hydrodynamischen Mischungsmodells und die erfolgreiche Durchführung der Versuche.

4.2.5 Schubspannungsmessungen

Zur Erfassung der dynamischen und zeitlichen Entwicklung der hydrodynamischen Mischungsprozesse wurden während der Versuche die resultierenden Schubspannungsdaten (analog zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit, Kap. 3.3) aufgezeichnet. Wegen veränderter geometrischer Verhältnisse (Drehkörper nur partiell in Schmelze eingetaucht) können daraus keine direkten Viskositätsberechnungen erfolgen, aber nachdem die Viskositäten der Schmelzen bekannt sind (Kap. 3.1.4), ist eine (prozentuale) Schubspannungsänderung auch proportional zur effektiven Viskositätsänderung des Magmas. Somit können die aufgezeichneten Laufzeitkurven als Effektivitätsindikatoren für die erfolgten hydrodynamischen Schmelzzerteilungs- und Diffusionsprozesse herangezogen werden. Auch die zeitliche Entwicklung der Schmelzvermischungen kann so dokumentiert werden. Die Messwerte wurden dabei während der gesamten jeweiligen Versuchsdauer im 1-Sek.- Intervall abgegriffen.

Prinzipiell können drei Fälle bezüglich der Höhe der aufgezeichneten Schubspannung bei den Versuchen mit Fließfeld in der oberen Schmelzschicht auftreten:

- Die Schubspannung verändert sich nicht: das bedeutet, dass keine chemischen Veränderungen der Schmelze (mixing) erfolgten. Auch u.U. gebildete Enklaven würden sich z.B. wegen zu geringer Größe in diesem Fall rheologisch nicht auswirken.
- Die Schubspannung nimmt ab: das bedeutet, dass sich die beiden Schmelzen durch chemische Diffusionsprozesse miteinander vermischt haben. Die Viskositätsabnahme wäre dabei proportional zum Maß der SiO_2 -Diffusion zwischen Rhyolith und basaltischer Komponente.

- Die Schubspannung steigt an: dieser Fall kann nur eintreten, wenn sich Dispersionen des Basalts im Rhyolith gebildet haben. Die durch die Enklaven zusätzlich in der Rhyolithschmelze wirkende Grenzflächenspannung wirkt sich proportional viskositätserhöhend aus. Dieser Fall wäre ein signifikanter Beweis für hydrodynamische Mischungsprozesse im Sinne von Magma mingling.

Die Ergebnisse der Schubspannungsmessungen sind nachfolgend als Plots der prozentualen Schubspannung τ [Pa] vs. Versuchsdauer [Sek] graphisch dargestellt. Sie sind dabei je nach Höhe der anliegenden Scherrate (hoch, mittel, niedrig) in drei sets zusammengefasst.

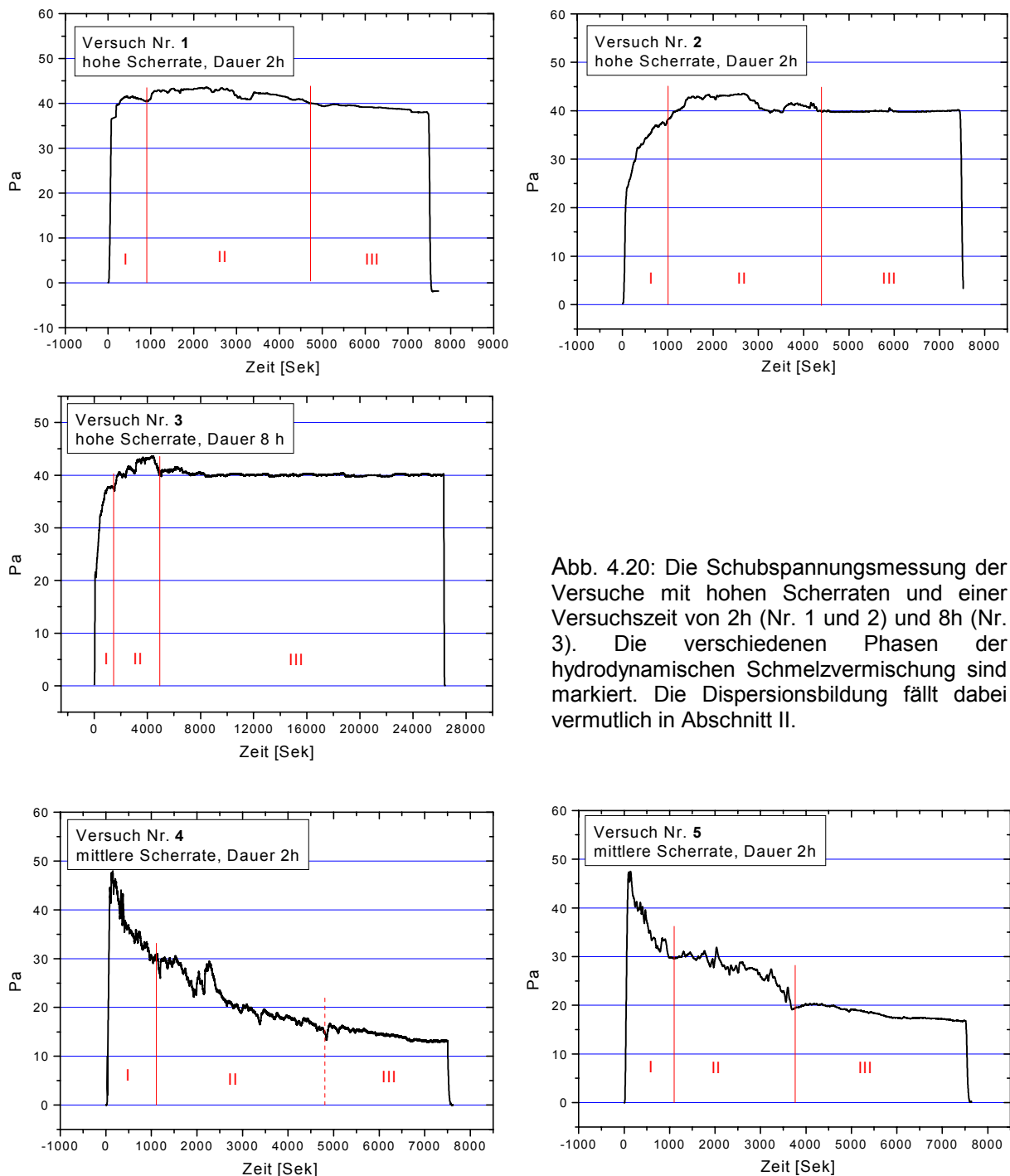


Abb. 4.20: Die Schubspannungsmessung der Versuche mit hohen Scherraten und einer Versuchszeit von 2h (Nr. 1 und 2) und 8h (Nr. 3). Die verschiedenen Phasen der hydrodynamischen Schmelzvermischung sind markiert. Die Dispersionsbildung fällt dabei vermutlich in Abschnitt II.

Abb. 4.21: Die Schubspannungsmessung der Versuche mit mittleren Scherraten und Versuchszeiten von 2h (Nr. 4 und 5). Die verschiedenen Phasen der hydrodynamischen Schmelzvermischung sind markiert. Die Dispersionsbildung fällt dabei vermutlich in Abschnitt II (Forts. n. S.).

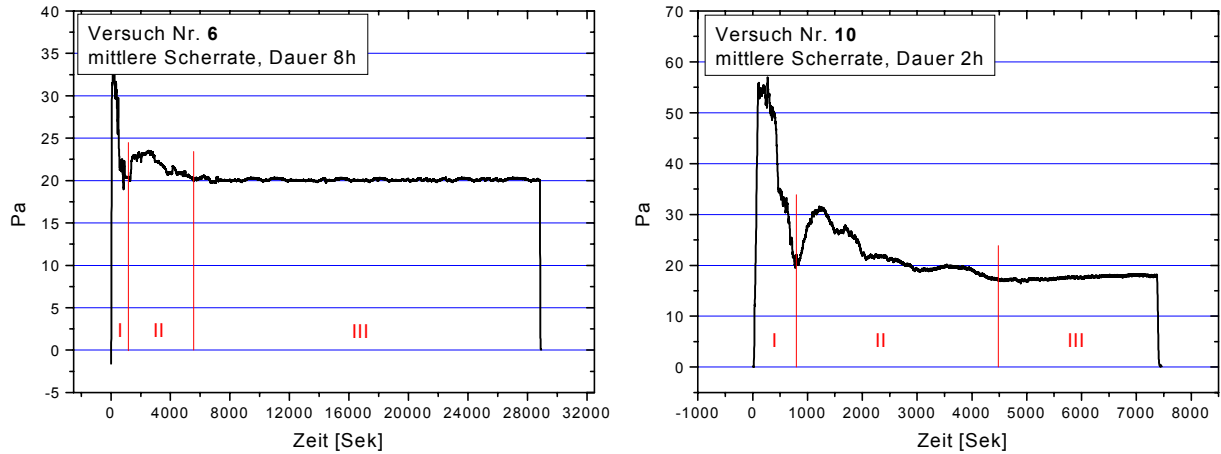


Abb. 4.21 (Forts.): Die Schubspannungsmessung der Versuche mit mittleren Scherraten und Versuchszeiten von 8h (Nr. 6) und 2h (Nr. 10). Die verschiedenen Phasen der hydrodynamischen Schmelzvermischung sind markiert. Die Dispersionsbildung fällt dabei vermutlich in Abschnitt II.

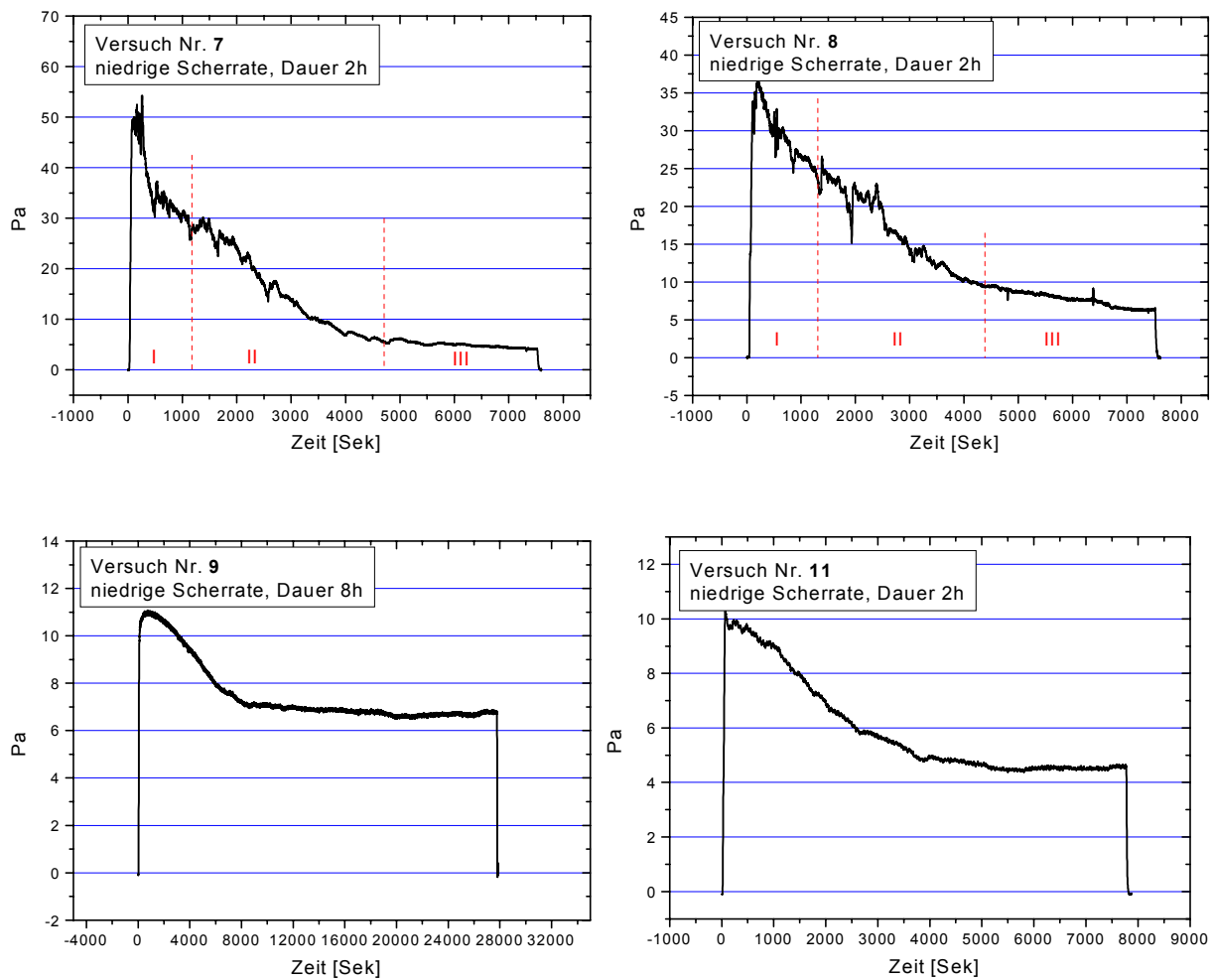


Abb. 4.22: Die Schubspannungsmessung der Versuche mit niedrigen Scherraten und Versuchszeiten von 2h (Nr. 7, 8, 11) und 8h (Nr. 9). Die verschiedenen Phasen der hydrodynamischen Schmelzvermischung treten nur undeutlich auf bzw. sind nicht erkennbar.

- **Auswertung der Schubspannungsmessungen:**

Die Schubspannungskurven der Versuche mit hoher Scherrate (Nr. 1, 2, 3) weisen signifikante zeitabhängige Charakteristika auf, die einen mehrphasigen Ablauf der hydrodynamischen Mischungsprozesse belegen:

- Die Schubspannung steigt zunächst stark an. Diese rund 250 Sek. lange Phase resultiert aus dem Einbringen des Drehkörpers in die Schmelze.
- Darauf folgt eine relativ stationäre oder auch leicht ansteigende Phase, die durch den Aufbau eines stationären Fließfelds unter Aufhebung struktureller und rheologischer Inhomogenitäten bedingt ist und nach rund 1000 Sek. abgeschlossen ist. In den entsprechenden Diagrammen (Abb. 4.20) werden diese beiden Stadien als Phase I zusammengefasst.
- Danach kommt es bei allen 3 Versuchen zu einer signifikanten Erhöhung der Schubspannung, die somit als die Phase der hydrodynamischen Dispersionsbildung angesehen werden kann (s. o.). In den Diagrammen ist dieses Stadium als Phase II gekennzeichnet und ist nach etwa 4500 Sek. abgeschlossen.
- In der letzten Phase (III) stagniert die Höhe der Schubspannungen aufgrund rheologischer Equilibrierung oder nimmt leicht ab aufgrund zunehmender Diffusionsprozesse der Schmelzen. Die Entfernung des Drehkörpers aus der oberen Schmelzschicht bedingt den finalen Abfall der Schubspannungskurven.

Die verschiedenen Phasen dieser Mischungsversuche mit hoher Scherrate konnten auch beim Großteil der übrigen Versuche festgestellt werden (Abb. 4.21, 4.22) und werden bei deren Auswertung nicht mehr explizit erläutert.

Gemäß der hohen anliegenden Scherrate liegt die resultierende Schubspannung bei diesen Versuchen Nr. 1, 2 und 3 einheitlich bei etwa 40 [1/s]. Dies bedeutet, dass die Einkopplung der Drehkörpergeschwindigkeit auf die Grenzfläche zwischen den Schmelzen stets auf gleiche Weise erfolgte und somit die Ergebnisse der reproduzierbaren Messungen aussagekräftig sind.

Die Schubspannungskurven der Versuche mit mittlerer Scherrate (Nr. 4, 5, 6, 10) weisen ebenfalls signifikante zeitabhängige Veränderungen der Schubspannungen auf, die die einzelnen Phasen der hydrodynamischen Mischungsversuche klar belegen:

- Phase I mit zunächst starkem Schubspannungsanstieg, hervorgerufen durch das Einbringen des Drehkörpers. Im Gegensatz zu den Versuchen mit hoher Scherrate kommt es bei diesen Versuchen zu einer ausgeprägten initialen Schubspannungsspitze (*overshoot*), die vermutlich aus der Fließgrenze (*yield strength*, Kap. 2.1.2, vgl. Kap. 6.5) der vermutlich strukturviskosen Rhyolithschmelze resultiert. Anschließend folgt ein Schubspannungsabfall aufgrund der Angleichung rheologischer Inhomogenitäten. Dieses Stadium ist hier einheitlich nach rund 1000 Sek. abgeschlossen.
- Phase II mit z.T. signifikanter Erhöhung der Schubspannung, bedingt durch die hydrodynamischen Vermischungsprozesse unter Dispersionsbildung. Diese Phase ist bei allen Versuchen nach ca. 4-5000 Sek. beendet.
- Phase III mit verhältnismäßig konstant vorliegender Schubspannung. Aufgrund rheologischer Equilibrierung herrschen in diesem Stadium bis zum jeweiligen Versuchsende quasi-stationäre Bedingungen vor. Die Entfernung des Drehkörpers bedingt den finalen Abfall der Schubspannungskurven.

Diese Phasen, die bei Versuch Nr. 10 (mit basischer Alternativschmelze) besonders ausgeprägt sind, belegen auch hier klar die Effizienz der hydrodynamischen Mischungsprozesse. Gemäß der mittleren Scherrate liegt die resultierende Schubspannung einheitlich bei etwa 20 [1/s].

Die Schubspannungskurven der Versuche mit niedriger Scherrate (Nr. 7, 8, 9, 11) variieren verhältnismäßig stark und zeigen nur undeutliche spezifische Schubspannungsänderungen. Die Dispersionsbildung ist überprägt durch die vermutete Fließgrenze des Rhyoliths, die aufgrund der niedrigen Scherraten nicht überwunden werden konnte, zumindest nicht im üblichen Dispersionsbildungsfenster zwischen 1000 - 4500 Sek. Die einzelnen

Bildungsphasen sind deshalb hier nur undeutlich zu erkennen und nur ansatzweise in Abb. 4.22 dargestellt.

- die drei charakteristischen Phasen deuten sich nur bei den Versuchen Nr. 7 und 8 an, eine eindeutige Zuordnung ist fraglich, da keine scharfen Phasengrenzen vorliegen.
- bei den Versuchen Nr. 9 und 11 nimmt die jeweilige Schubspannung stetig ohne Zwischenstadien ab. Wegen der niedrigen Drehkörpergeschwindigkeit und somit undeutlicherer Einkopplung des Geschwindigkeitsgefälles sind hier weniger klare Einzelphasen der hydrodynamischen Mischungsprozesse erkennbar.

Vermutlich liegt die niedrige Scherrate gerade im Grenzbereich der Fließgrenze des Rhyoliths und kann, wie schon bei der makroskopischen Auswertung von Versuch Nr. 9 vermutet, nur teilweise überwunden werden und führt deshalb zu unterschiedlichen Ergebnissen. Trotzdem ist gemäß der niedrigen Scherrate die Schubspannung entsprechend niedrig und liegt einheitlich bei etwa 5-8 [1/s].

• **Fazit Schubspannungsmessungen:**

Alle aufgezeichneten Schubspannungskurven korrelieren mit der Dispersionsbildung und belegen somit, dass die Experimente erfolgreich vollzogen wurden und dass die Dispersionsbildung auf der hier untersuchten zeitlichen und geometrischen Skala nicht zufällig, sondern systematisch in drei Phasen erfolgte:

- Phase I mit initialer Kraftankopplung und Fließfeldbildung, immer nach ca. 1000 Sek. abgeschlossen.
- Phase II mit Bildung der Dispersionen, immer innerhalb von ca. 3000 - 4000 Sek. abgeschlossen.
- Phase III mit stagnierender oder leicht abfallender Schubspannung aufgrund rheologischer Equilibrierung und/oder Diffusionsprozessen.

Dabei ist die Proportionalität zwischen anliegender Scherrate und resultierender Schubspannung bei allen Versuchen gegeben. Erstaunlicherweise setzt bei allen Versuchen unabhängig von der Höhe des anliegenden Scherstress und/oder der Versuchszeit die Dispersionsbildung stets nach rund 1000 Sek. ein und ist nach 4000-5000 Sek. abgeschlossen. Das bedeutet, dass die Dispersionsbildung auf der hier untersuchten Skala unabhängig von der Höhe des jeweils herrschenden Fließfeldes ist.

Die Schubspannungsmessungen liefern wertvolle Hinweise auf die zeitliche Entwicklung der Versuche und können als Effektivitätsindikatoren der hier untersuchten hydrodynamischen Mischungsprozesse herangezogen werden.

4.2.6 Mikrosonden-Analysen

Ziel dieser Untersuchungen war die Klärung der Frage, ob es neben den hydrodynamischen Mischungsprozessen (Magma mingling) auf der hier untersuchten zeitlichen und geometrischen Skala auch zu chemischen Diffusionsprozessen (Magma mixing) gekommen ist. Dies könnte besonders auf die bereits bei der makro- und mikroskopischen Auswertung erfassten Übergangszonen zutreffen, die auch farblich zwischen Rhyolith- und Basaltschmelze liegen (Kap. 4.2.3). Eine mittlere, etwa intermediäre chemische Zusammensetzung dieser Bereiche würde dafür sprechen, dass durch die hydrodynamische Schmelzvermischung auch diffusive mixing-Prozesse initiiert wurden.

Über die Grenzfläche von Proben mit besonders effektiver Vermischung der Schmelzen wurden daher Mikrosondenprofile gelegt und die Mengenverteilung der gängigen Hauptelementoxide (SiO_2 , MnO , K_2O , Na_2O , TiO_2) untersucht. Abb. 4.23 zeigt die graphische Darstellung der Messprofile der Versuche **Nr. 3** und **Nr. 6** (Messpfad: Rhyolith → Übergangszone → Enklave → Übergangszone → Basalt, *beam size* 30 μm .). Die weitgehend einsprenglingsfreie Ausbildung der Proben ermöglichte eine problemlose Analyse mit klaren Ergebnissen.

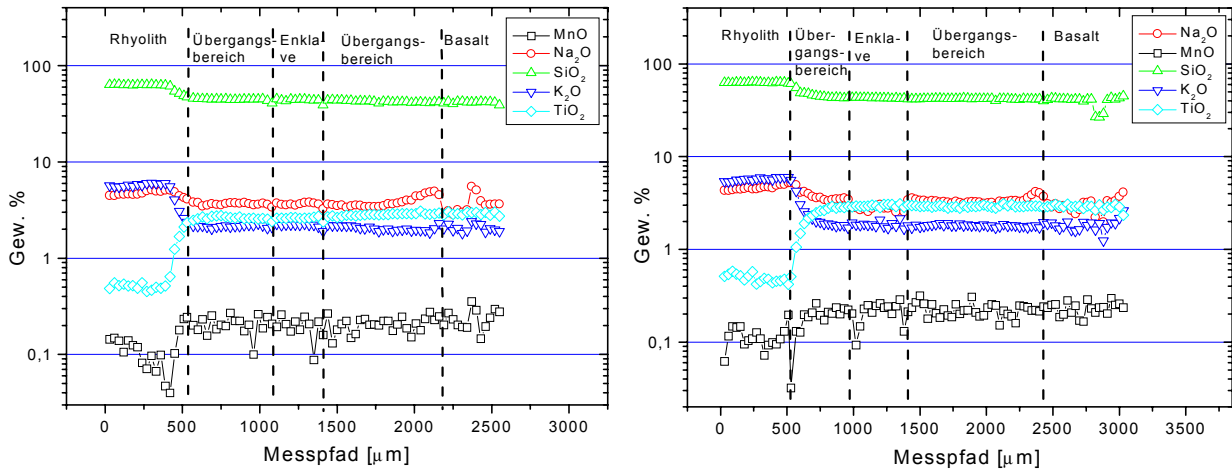


Abb. 4.23: Mikrosondenprofil über die Schichtgrenzen vom Versuch **Nr. 3** (links) und **Nr. 6** (rechts). Der Messpfad verläuft vom Rhyolith über die Übergangszone mit Enklave in den Basalt. Die jeweiligen Grenzen der erfassten Bereiche sind markiert.

Die Ergebnisse der Mikrosondenanalyse belegen, dass die bereits makro- und mikroskopisch erfassten Übergangsbereiche auch geochemisch als „Diffusionszonen“ zwischen Stamm- und Dispersionsmagma vorliegen. Das bedeutet, dass die anliegende Scherrate auf der hier untersuchten geometrischen und zeitlichen Skala nicht nur mingling-, sondern auch Magma mixing-Prozesse initiierte. Die Diffusionsprozesse sind dabei zeit- und scherratenabhängig, d.h. der Grad des Magma mixings nimmt mit zunehmender Scherrate und Zeitdauer zu (Abb. 4.7 - 4.17).

Die diffusiven mixing-Prozesse treten auf der hier untersuchten Skala bevorzugt an den Rändern der Enklaven auf, entweder synchron schon während deren Bildung und / oder nach deren Entstehung unter steter Verkleinerung ihrer Durchmesser (Abb. 4.24). Das maximale Ausmaß der Übergangszone ist dabei stets mit dem der ursprünglichen Fläche der Dispersionsmelze identisch.

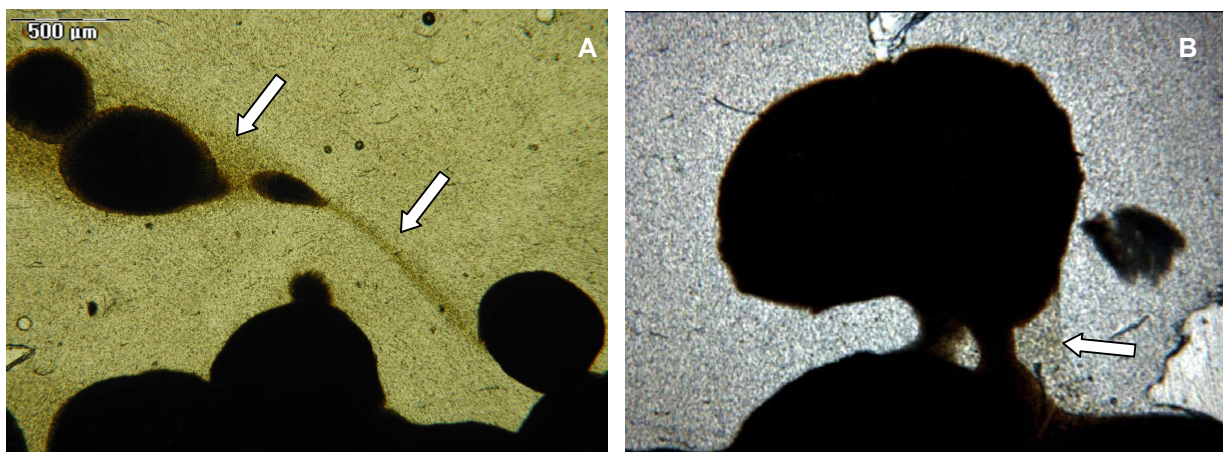


Abb. 4.24: Detailaufnahmen von Enklaven mit diffusen Zwischenzonen intermediärer Zusammensetzung (Pfeile). A: bereits abgescherte Domains werden durch anhaltende Scherratenwirkung diffusiv verkleinert und deformiert (Versuch Nr. 2). B: Momentaufnahme der Abscherung einer rundlichen Enklave unter verhältnismäßig geringer Hybridisierung (Versuch Nr. 1, Maßstab wie A);

Der chemische Austausch zwischen den Schmelzen erfolgt dabei in Relation zu den jeweiligen Volumenverhältnissen von der SiO₂-untersättigten zur -übersättigten Schmelze hin, d.h. der Basalt nähert sich chemisch dem Rhyolith an (Diffusion). Im Falle von „unendlich“ langer Vermischung würde ein neues hybrid-Magma entstehen, das mit dem Charakter des jeweils mengenmäßig überwiegenden Wirtsmagmas nahezu identisch wäre. Eine Einmischung von SiO₂-reicher (höherviskoser) Schmelze in ein untersättigtes (niedrigviskoseres) Wirtsmagma kann nach den durchgeführten Modellrechnungen generell ausgeschlossen werden (Abb. 4.5).

Die hier erfassten Übergangszonen mit nicht nur farblicher, sondern auch geochemisch mittlerer Zusammensetzung treten auch bei den in dieser Arbeit untersuchten natürlichen Fällen hydrodynamischer Mischungsprozesse auf (Kreuznacher Rhyolith (Kap. 5), Mte. Porri-Lavastrom (Kap. 6). Der Vergleich ausgewählter Hauptelemente des jeweiligen Dispersionsmagmas, der Übergangszonen und der Wirtsmagmen (Anhang A) zeigt die prinzipielle Übereinstimmung der experimentellen mit den natürlich auftretenden Prozessen (Abb. 4.25).

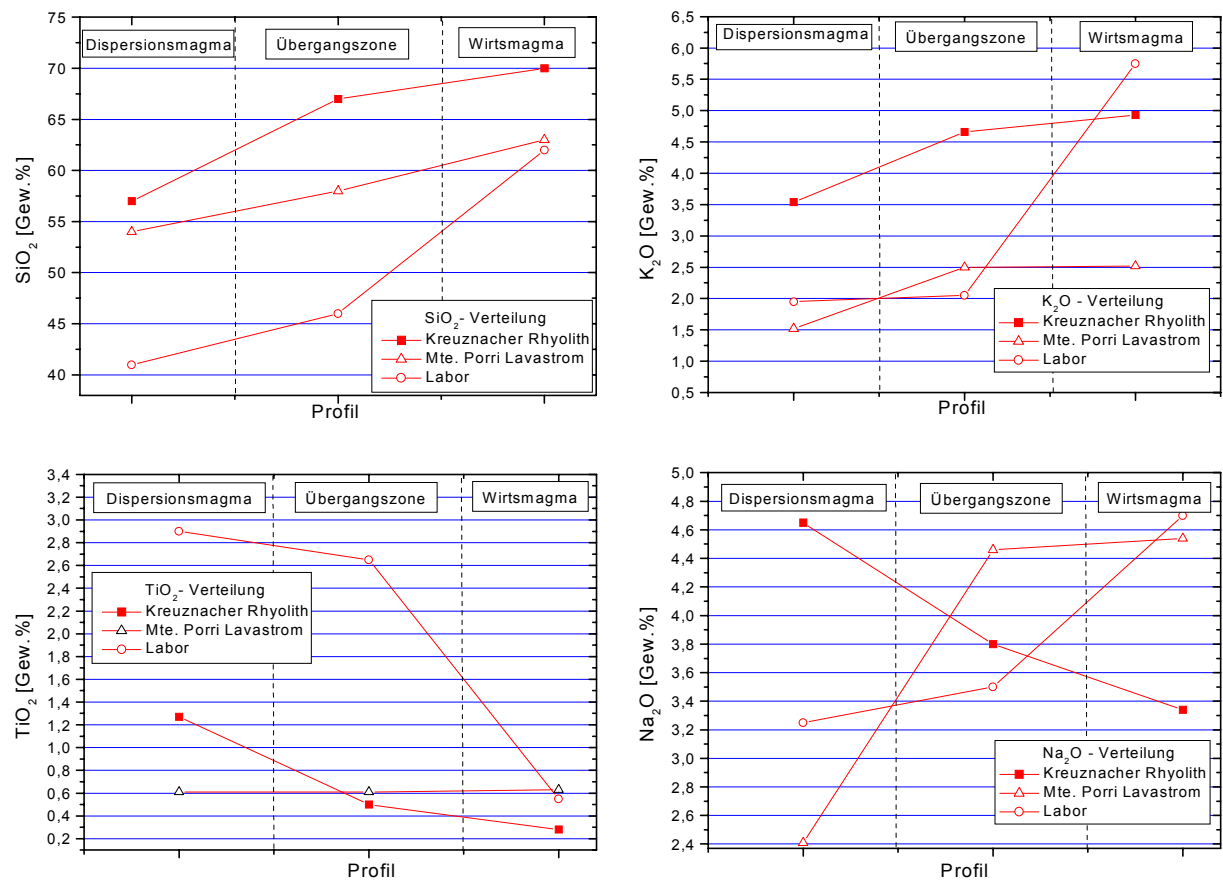


Abb. 4.25: Vergleich der SiO₂-, K₂O-, TiO₂- und Na₂O- Gehalte der Dispersionsmelze, der Übergangszone und des Wirtsmagmas von den durchgeführten Mischungsversuchen (Labor) mit denen natürlich auftretender Fälle (Kreuznacher Rhyolith, Mte. Porri-Lavastrom). Die durch Magma mixing-Prozesse gebildeten Übergangszonen liegen geochemisch jeweils zwischen Enklave und Wirtsmagma und nähern sich Zeit- und Scherraten-abhängig diffusiv den Wirtsmagmen an.

Die in Abb. 4.25 dargestellten Elementverteilungen können als Effektivitätsindikatoren für die erfolgten magmatischen Mischungsprozesse herangezogen werden. Je mehr die Gehalte der Übergangszone denen des Wirtsmagmas entsprechen, desto höher ist auch die vorliegende Mischungsqualität. So zeigt beispielweise der Vergleich der jeweiligen SiO₂-

Gehalte der verschiedenen Lokalitäten (Abb. 4.25 li. ob), dass beim Kreuznacher Rhyolith die diffusiven Mischungsprozesse (mixing) weitaus effektiver erfolgten als beim Mte. Porri-Lavastrom oder im Labor, wo die kurzen Wirkungszeiten signifikante Diffusionsprozesse der Dispersionsschmelze und des Wirtsmagmas verhinderten. Dies gilt für alle der dargestellten Elementverteilungen.

• **Fazit Mikrosonden-Analysen:**

Die Mikrosonden-Analysen der hier untersuchten Versuche mit Fließfeld in der oberen Schmelzschicht liefern wertvolle Hinweise auf das Wirkungsspektrum magmatischer Mischungsprozesse. Folgende Aussagen können getroffen werden:

- durch die hydrodynamischen Mischungsprozesse (mingling) werden auch Diffusionsprozesse (mixing) unter Ausbildung von farblich und geochemisch zwischen den Originalschmelzen liegenden Übergangszonen initiiert.
- Die mixing-Prozesse können synchron mit der Dispersionsbildung erfolgen oder auch erst an bereits abgescherten Domains ansetzen. Dadurch werden bestehende Enklaven verkleinert und es entstehen geringe Volumina hybrider Schmelzbereiche, wenn die Höhe und Wirkungszeit der anliegenden Scherrate hoch bzw. lang genug ist.
- Lithologisch vollzieht sich der Übergang vom mingling- zum mixing-Stadium entweder makroskopisch unsichtbar (als scheinbares Materialdefizit) oder unter Ausbildung von schlierigen, „diffusen“ Bereichen ohne exakte Begrenzung zum umgebenden Wirtsmagma. Diese Bereiche treten bevorzugt dort auf, wo die höchsten Scherraten am längsten herrschten.
- Die Diffusionsprozesse erfolgen proportional zur anliegenden Scherrate und zur Verfügung stehenden Zeitspanne. Die dispergierte Schmelze nähert sich dabei dem volumenmäßig überwiegenden Wirtsmagma an. Im Falle „unendlich“ langer Mischungszeit würde als Endprodukt ein geochemisch und makroskopisch zwischen den Originalschmelzen liegendes hybrid-Magma resultieren.

Hydrodynamische Mischungsprozesse zweier Schmelzen sind also nicht zwangsläufig mit der Bildung von Enklaven abgeschlossen, sondern es kann auch zur (kompletten) Diffusion der Schmelzen kommen. Magmatische Dispersionen können somit nur ein „eingefrorenes“ Zwischenstadium zwischen initialer mechanischer und finaler chemischer Vermischung von zwei Schmelzen darstellen.

4.2.7 Fazit

Die experimentelle Überprüfung des in Kap. 2 vorgestellten hydrodynamischen Mischungsmodells zur Genese magmatische Dispersionen verlief erfolgreich. Folgende Aussagen können getroffen werden:

- Die Bildung von Dispersionen ist auf der hier untersuchten zeitlichen und geometrischen Skala möglich. Dabei bildeten sich wie prognostiziert nur basaltische Enklaven im Rhyolith und nicht umgekehrt. Die erzeugten Domains sind z.T. von eckiger Gestalt, eine Folge der Quenchkristallisation von den im Basalt sich bildenden Olivinkristallen und nicht Effekt primärer Abscherungsprozesse.
- Die durchgeführten Mischungsexperimente zeigen, daß die indirekte Proportionalität zwischen anliegender Scherrate und resultierenden Dispensionsdurchmessern gemäß des physikalisch-hydrodynamischen Hintergrundes gegeben ist. Die Domains können jedoch durch spätere Prozesse deformiert und/oder verkleinert werden.
- Die Dispersionsbildung erfolgt auf der hier untersuchten Skala in 4 Phasen: zunächst kommt es zur zentralen Auflockerung der Grenzfläche, infolgedessen zusammenhängende Dispersionscluster entstehen. Sie lösen sich im weiteren Verlauf von der basalen Schmelze ab und werden schließlich an ihrer schmalsten Stelle zu im überlagernden Wirtsmagma separat vorliegenden Domains abgeschert (Abb. 4.26).

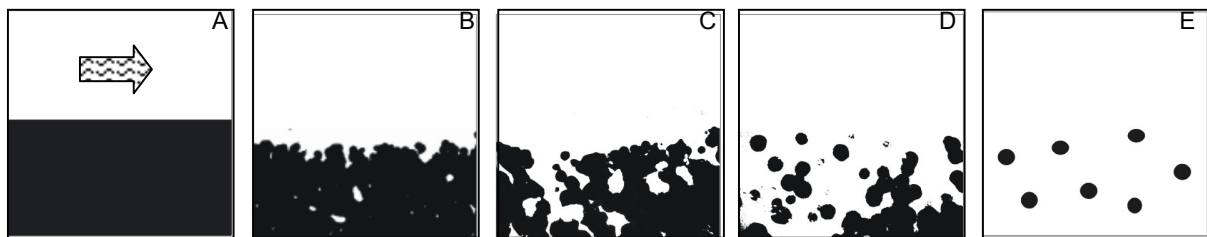


Abb. 4.26: Schematisches Modell zur hydrodynamischen Genese magmatischer Dispersionen. Wirkt ein Fließfeld auf eine von zwei benachbarten Schmelzen (A), kommt es an der Grenzfläche zur Auflockerung (B) und Clusterbildung (C) der minderviskoseren Schmelze. Unter zunehmender Separation werden Domains von der Dispersionsschmelze abgeschert (D) und schließlich liegen separate Enklaven im Wirtsmagma vor (E).

- Auf der hier untersuchten Skala erfolgt die Dispersionsbildung immer im gleichen Zeitfenster. Sie setzt stets nach ca. 1000 Sek. Versuchsdauer ein und ist nach ca. 4500 Sek. abgeschlossen. Das bedeutet, dass die Dispersionsbildung auf der hier untersuchten Skala unabhängig von der Höhe des jeweils herrschenden Fließfeldes ist.
- Durch die hydrodynamischen mingling-Prozesse werden auf der hier untersuchten Skala untergeordnet auch chemische mixing-Prozesse initiiert. Sie setzen bevorzugt an den Rändern der Domains ein und erzeugen ein chemisch intermediäres hybrid-Magma. Dadurch kann es zur Verkleinerung der Dispersionsdurchmesser kommen. Die Effektivität der mixing-Prozesse ist wie die der mingling Prozesse zeit- und scherratenabhängig.
- Ist die Höhe und Wirkungszeit der anliegenden Scherrate hoch bzw. lang genug, kann als Endprodukt ein chemisch neuartiges hybrid-Magma resultieren, dessen geochemische Zusammensetzung der des mengenmäßig überwiegenden Wirtsmagmas ähnelt. Somit können magmatische Dispersionen nur ein

„eingefrorenes“ Zwischenstadium zwischen initialer mechanischer und finaler chemischer Vermischung zweier Schmelzen darstellen.

Die aufgeführten Befunde belegen, dass das in Kap. 2 präsentierte hydrodynamische Mischungsmodell dazu geeignet ist, die Genese magmatischer Dispersionen plausibel zu erklären. Die erfolgreiche experimentelle Modellüberprüfung bestätigt die Richtigkeit des theoretischen Hintergrunds. Ob das hydrodynamische Mischungsmodell auch auf natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse angewendet werden kann, wird nachfolgend an zwei verschiedenen Beispielen (Kreuznacher Rhyolith-Komplex, Kap. 5 und Mte. Porri-Lavastrom, Kap. 6) überprüft.

5 Modellanwendung 1: Magma mingling am Beispiel des Kreuznacher Rhyoliths

Ob das in Kap. 2 vorgestellte und in Kap. 4 experimentell bestätigte Modell zur hydrodynamischen Dispersionsgenese auch auf natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse angewendet werden kann, wird im folgenden Kapitel am Beispiel des Kreuznacher Rhyoliths überprüft. Im Vordergrund steht hierbei die Frage, ob dessen Enklaven tatsächlich durch hydrodynamische Mischungsprozesse gebildet sein können und ob von einer allgemeinen Gültigkeit des hier propagierten Modells ausgegangen werden kann.

Der Kreuznacher Rhyolith (Rheinland-Pfalz / BRD) wurde als erstes Beispiel für die Modellanwendung gewählt, weil er neben der typischen, mengenmäßig überwiegenden Rhyolithfazies (mit 70-76 Gew.% SiO₂, ARIKAS 1986) auch überwiegend ovale, basaltisch-andesitische Enklaven (56-63 Gew.% SiO₂, ARIKAS 1986) und untergeordnet auch diffuse, schlierige Bereiche mit dazitischem Chemismus (63-70 Gew.% SiO₂, ARIKAS 1986) aufweist. Sowohl die geochemischen wie auch die lithofaziellen Diversitäten der drei im Kreuznacher Rhyolithkomplex enthaltenen Bereiche weisen darauf hin, dass es hier offensichtlich zur Interaktion und Vermischung zweier unterschiedlicher Schmelzen kam.

5.1 Ermittlung der relevanten Einflussfaktoren

Um das hydrodynamische Mischungsmodell erfolgreich anwenden zu können und um Aussagen über die damaligen Scherraten, Viskositäten und Temperaturen der Schmelzen treffen zu können, müssen gemäß Kap. 2.1 alle relevanten Parameter und Hinweise durch geologisch-lithofazielle, mineralogisch-petrologische und geochemische Untersuchungen erfasst und im Kontext der hydrodynamischen Mischungsthematik interpretiert und ausgewertet werden.

5.1.1 Der Kreuznacher Rhyolith im geologischen Kontext des Saar-Nahe-Beckens

Der Kreuznacher Rhyolith ist neben dem Nohfelder Massiv mit ca. 38 km² das zweite große Rhyolithvorkommen des Saar-Nahe-Beckens (Abb. 5.1, LORENZ 1973, GEIB & LORENZ 1974, ARIKAS 1986), das als Teil einer NE-SW-streichenden jungpaläozoischen intermontanen Senkungszone in einem 40 km breiten und 100 km langen Streifen Gesteine des Oberkarbons und des Rotliegend aufweist. Es wird nach NW von der Hunsrück-Südrand-Störung, der synsedimentären Beckenbegrenzung, gegen das Rhenoherynikum abgegrenzt; nach SW kann die zugrundeliegende Senkungszone bis an die Marne, nach NE bis zum Odenwald und nach SE bis an den Nordrand der Vogesen und des Schwarzwaldes verfolgt werden (WALTER 1995).

Das Saar-Nahe-Becken entstand im Zuge der variscischen Gebirgsbildung, in deren nördlichen Teil die NW-SE-orientierten Platten des Rhenoherynikums und des Saxothuringikums miteinander kollidierten und das Saxothuringikum nach NW auf das Rhenoherynikum überschoben wurde (FRANKE 1989). Gegen Ende der Orogenese entstanden ab dem Oberkarbon durch anschließende Extensionsbewegungen die über 70 intermontanen Senkungszone der Varisciden. Im Falle des Saar-Nahe-Beckens wurde die orogenetisch verdickte Kruste um rund 35% ausgedehnt (HENK 1993) und es entstand ein klassischer Halbgraben, dessen nördliche Begrenzung die ehemalige, reaktivierte Überschiebungsbahn des Saxothuringikums darstellt. Sie lässt sich durch die gesamte kontinentale Kruste bis in eine maximale Tiefe von rund 35 km verfolgen und bildet als Hunsrück-Südrand-Störung die Suture zwischen Rhenoherynikum und Saxothuringikum. Die geologisch-sedimentologische Entwicklungsgeschichte des Saar-Nahe-Beckens wurde von STOLLHOFEN (1991), TEICHMÜLLER et al. (1983), LORENZ & NICHOLLS (1976) und VON SECKENDORFF et al. (2004) detailliert beschrieben.

Durch die extensive Absenkungs- und Dehnungstektonik entstanden im Unterperm in Form von tiefreichenden Störungszonen die Aufstiegswege für den weitverbreiteten Rotliegend-Vulkanismus des Saar-Nahe-Beckens, der sowohl intrusiver als auch extrusiver Natur ist.

Dabei stellen, bezogen auf ihre flächenmäßige Verteilung (ohne Berücksichtigung der Pyroklastika) Andesite und Basalte mit 75% und Rhyolithe mit 17% die häufigsten magmatischen Gesteinsvarietäten dar (THEUERJAHR 1986).

Die Genese der Magmen ist bis dato nicht restlos geklärt. Prinzipiell kommen zwei Möglichkeiten insbesondere für die Bildung der rhyolithischen Magmen in Frage, nämlich Anatexis und partielle dekompensionsbedingte Aufschmelzung der orogenetisch verdickten Unterkruste (STOLLHOFEN 1991, ARIKAS 1986, THEUERJAHR 1986, ARZ 1996, VON SECKENDORFF et al. 2004) oder Differentiationsprozesse basaltischer subduktionsgebundener Magmen (v. PLATEN & HOFMEISTER 1993, LORENZ & HANEKE 1986, LORENZ & NICHOLLS 1976, 1994, VON SECKENDORFF et al. 2004). Vermutlich sind beide Prozesse gleichermaßen verantwortlich für den bimodalen Vulkanismus im Saar-Nahe-Becken, der vor rund 296 Mio. Jahren (LORENZ & HANEKE 2004, VON SECKENDORFF et al. 2004) mit der Ablagerung von rhyolithischem Tuff begann und rund 4 Mio. Jahre lang anhielt (LORENZ & HANEKE 2004, VON SECKENDORFF et al. 2004).

Dabei bildeten die Basalte und Andesite bevorzugt Pyroklastika, Lavaströme, Dykes und Sills aus, während die Rhyolithe lakkolithartig und/oder als Dome mit z.T. effusiven Partien (Kreuznacher Rhyolith) Platz nahmen. Gemäß der vulkanischen Bimodalität erfolgte die Förderung und Platznahme von Rhyolithen und Basalten oft synchron an verschiedenen, teilweise aber auch am gleichen Ort, wie der Kuhkopf- Alkalifeldspat-Trachyt mit eingelagertem basaltischen Andesit-Magma (LORENZ & HANEKE 1986) oder der Kreuznacher Rhyolith mit eingemischten basaltisch-andesitischen Dispersionen belegen. Deshalb ist anzunehmen, dass sowohl den rhyolithischen als auch den basaltisch-andesitischen Schmelzen z.T. identische Fördersysteme und Aufstiegswege zugrunde lagen.

Insgesamt liegen rund zehn größere Rhyolithkomplexe im Saar-Nahe-Gebiet vor (ARIKAS 1986), wobei die Rhyolithe von Bad Kreuznach und Nohfelden neben denen des Donnersberges die flächenmäßig größte Verbreitung aufweisen (Abb. 5.1) und auch morphologisch sich deutlich abzeichnen.

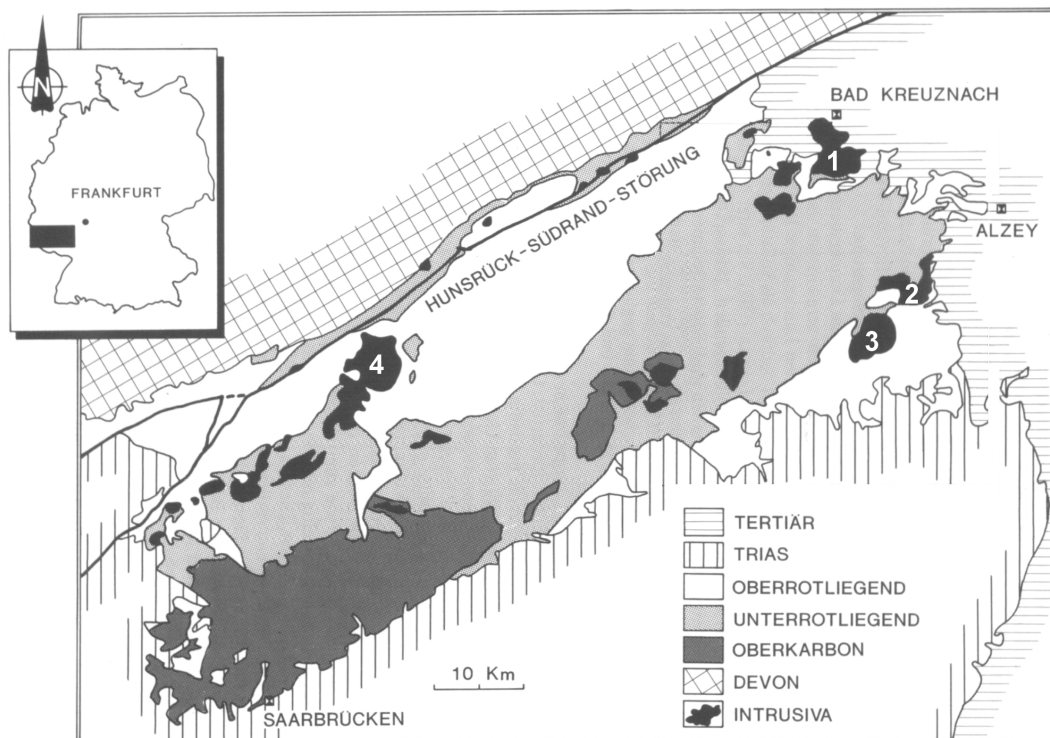


Abb. 5.1: Geologische Übersichtskarte und Verteilung der Rhyolithvorkommen im Saar-Nahe-Becken mit 1 = Kreuznacher Rhyolith-Massiv, 2 = Kuhkopf-Massiv, 3 = Donnerberger Rhyolith, 4 = Nohfelder Massiv (ver. nach HOFMEISTER & HANEKE 1996).

5.1.2 Das rhyolithische Wirtsmagma

Die makro- und mikroskopische Untersuchung des Rhyolith-Komplexes erfolgte überwiegend im Steinbruch der TGB Nordpfalz (TRANSPORTBETON GMBH & CO.) bei Traisen im SW von Bad Kreuznach und ist somit nur für diesen Teil des Massivs repräsentativ. In diesem Bereich ist der nordwestliche Teil des Rhyolith-Komplexes großflächig aufgeschlossen. Alle hier gezeigten Photographien wurden während einer Exkursion im November 2000 aufgenommen.

Charakteristisch für den milchig-weißen bis rötlich-violetten Kreuznacher Rhyolith (Abb. 5.2) ist seine sowohl intrusive als auch extrusive Ausbildung. Im westlichen und nördlichen Teil liegt der Rhyolith als Intrusivkörper mit rund 30 km² vor, während er östlich davon effusiv als rhyolithische Lava über 7 km nach SE auf einer Fläche von ehemals ca. 50 km² gefördert wurde (LORENZ 1973, GEIB & LORENZ 1974, DÖRHÖFER 1989, VON SECKENDORFF et al. 2004). Dabei beträgt nach tektonisch-sedimentologischen Überlegungen das Volumen des intrusiven Teils 30-60 km³, während der effusive Part bei einer durchschnittlichen Mächtigkeit von 100 m ca. 5 km³ ausmacht (LORENZ 1973, GEIB & LORENZ 1974, LORENZ & HANEKE 2004).



Abb. 5.2: Das rhyolithische Wirtsmagma in typisch rötlich-violetter Ausbildung mit den eingelagerten basaltisch-andesitischen Enklaven. Links eine erosiv freigelegte Enklave mit konvex-konkaver Oberfläche, rechts mehrere rundlich-ovale Domains. Die Münze liegt in der Hohlform einer ehemaligen Enklave.

Im nordwestlichen Teil bei Traisen weist der Kreuznacher Rhyolith porphyrisches Gefüge auf und enthält rund 15-20 Vol.% Einsprenglinge. Sie sind durchschnittlich 0,5-2,5 mm groß und bestehen neben den quantitativ überwiegenden Alkalifeldspäten aus Quarzen, Plagioklasen und Biotit.

- die Alkalifeldspäte stellen mit 40-65 Vol.% die anteilmäßig größte Fraktion der Einsprenglinge. Sie sind hyp-idiomorph ausgebildet und treten unverzwilligt bis einfach verzwilligt (Karlsbader Gesetz) auf, vereinzelt ist Mikroklingitterung erkennbar. Wie die untergeordnet auftretenden Plagioklase sind sie oft alteriert.
- Die meist xeno-hypidiomorphen Quarze machen 20-30 Vol.% der Phenokristalle aus; typisch sind starke Korrosionserscheinungen mit einhergehender Zurundung der Minerale. Daneben liegen die Quarze auch häufig in körnigen Aggregaten oder kettenartigen Verbänden vor.
- Biotite sind unter den Einsprenglingen mit bis zu 5 Vol.% vertreten und überwiegend hyp-idiomorph ausgebildet. Sie sind meist randlich und entlang von Spaltrissen korrodiert und opazitisiert. Als Akzessorien treten zu 5-10 Vol.% Erzminerale auf, vereinzelt sind Apatite auszumachen.

Die Grundmasse des Rhyoliths ist feinkörnig ausgebildet und besteht aus xenomorphem Quarz, Feldspäten und vereinzelt Biotiten. Durch zahlreiche Erzphasen (-10 Vol.%) erscheint sie stellenweise dunkel pigmentiert. ARIKAS (1986) beobachtete auch Pseudomorphosen nach Hornblenden und Pyroxenen.

5.1.3 Die basaltisch-andesitischen Domains

Der Kreuznacher Rhyolith-Komplex weist im NW bei Traisen zahlreiche dunkelgrau-schwarze, basaltische Andesiteinschlüsse auf. Form und Größe dieser Enklaven sind sehr unterschiedlich ausgebildet, insgesamt überwiegen jedoch ovale (80%) neben eher rundlichen (17%) und irregulären (3%) Formen (MÜLLER 1990). Insgesamt beträgt das Volumen der mit einem Teilbereich des rhyolithischen Wirtsmagmas (ca. 30-60 km³, LORENZ 1973, GEIB & LORENZ 1974) vermischten andesitischen Schmelze rund 1-2 km³ (MÜLLER 1990).

5.1.3.1 Makro- und mikroskopische Auswertung

Die basaltisch-andesitischen Einschlüsse des Kreuznacher Rhyoliths weisen ein porphyrisches Gefüge auf, wobei jedoch der Anteil an Phenokristallen variabel ist (0-40 Vol.%). Stellenweise erscheint das Gestein einsprenglingsfrei. Die Enklaven sind durchgehend feinkörnig auskristallisiert, Kornverfeinerungen an den Enklavenrändern wurden nur in Ausnahmefällen beobachtet.

Als „Phenokristalle“ treten Plagioklase, Alkalifeldspäte, Quarze, Biotite und Erzphasen auf.

- Die Plagioklase stellen den Hauptteil der Einsprenglinge; sie sind hyp- idiomorph ausgebildet und häufig alteriert. Typisch ist ihr Auftreten in stengeligen, mit Quarzen und Erzmineralen verwachsenen Aggregaten.
- Die Alkalifeldspäte liegen weitaus weniger häufig vor. Sie sind oft kantengerundet und weisen z.T. Siebstrukturen auf.
- Die Quarze liegen xenomorph und meist korrodiert vor. Sie sind typischerweise in körnigen Aggregaten, teilweise auch kettenartig angeordnet.
- Biotite treten nur untergeordnet auf und sind meistens randlich opazitisiert.

Des weiteren treten Erzphasen auf, die bis zu 30 Vol.% des Gesamtmineralbestandes ausmachen können. Sie liegen häufig zu Aggregaten angeordnet vor oder bilden eine gleichmäßige Pigmentierung. Sie bestehen überwiegend aus Titanomagnetit, vereinzelt auch aus Hämatit (WÖRRLEIN 2001). Sie treten sowohl als idiomorphe Phenokristalle wie auch feinverteilt in der Grundmasse auf.

Die in den basaltisch-andesitischen Enklaven enthaltenen Alkalifeldspäte sind nicht in situ gebildet, sondern müssen aus dem umgebenden rhyolithischen Wirtsmagma stammen, in dem sie bereits enthalten waren. Sie sind somit (wie auch die Quarze, Biotite und u.U. auch die Plagioklase) nicht als Pheno-, sondern als Xenokristalle anzusprechen (Abb. 5.3). Die Alkalifeldspäte des Rhyoliths liegen dabei hyp- idiomorph vor, die der Dispersionen sind dagegen oft kantengerundet und weisen z.T. Resorptionerscheinungen (Siebstrukturen) auf. Alkalifeldspäte auf der Grenze zwischen Enklave und Rhyolith wurden nicht angetroffen.

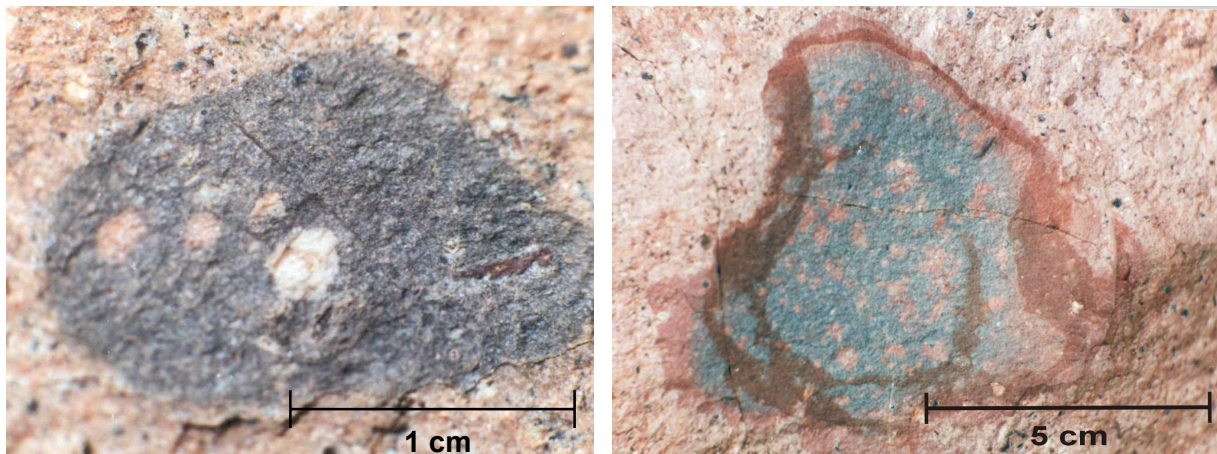


Abb. 5.3: Im rhyolithischen Wirtsmagma gebildete und im Zuge der Magmenvermischung ins andesitisch-basaltische Dispersionsmagma transferierte Alkalifeldspat-Kristalle. Die linke Enklave weist keine, die rechte mehrere Vererzungsränder auf, die auch in die Domain hineinziehen.

Fremdkristalle in magmatischen Enklaven treten häufig auf und waren damals das Hauptargument für die Existenz von bis dahin nur vermuteten Magma mixing- und mingling-Prozessen (VERNON 1990, WAIGHT et al. 2000), da ihre ursprüngliche Herkunft und anschließende Entwicklungsgeschichte klar nachgewiesen werden kann (Kap. 1.1.1). Der Transfer von im Wirtsmagma gebildeten Kristallen in eine andere Schmelze erfolgt dabei bereits in der jeweiligen Magmenkammer im schmelzflüssigen Zustand der beteiligten Magmen (BARBARIN 1990, WAIGHT et al. 2000).

Die Zeitdauer des Verbleibs der Alkalifeldspäte und der übrigen Phasen in der dispergierten Schmelze und somit der Zeitpunkt des Transfers bzw. der Dispersionsgenese könnte anhand des Grades der Resorptionserscheinungen (*dissolution textures*, Kap. 1.1.1) und möglicher chemisch-isotopischer Zonierungen der betreffenden Minerale (*disequilibrium textures*, Kap. 1.1.1) geklärt werden. Modelle zur zeitlichen Entwicklung von Resorptionsprozessen sind jedoch wegen der gegebenen Systemkomplexität oftmals unzureichend, zumal Siebstrukturen auch durch rasche Dekompression im Zuge des Magmenaufstiegs entstehen können und deshalb nur unter Vorbehalt als Hinweise auf die ehemalige Interaktion unterschiedlicher Schmelzen zu werten sind (NELSON & MONTANA 1992). Chemische und isotopische (z.B. $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$) Untersuchungen der betreffenden Minerale sind zwar aufwendiger, liefern dafür aber gesicherte Ergebnisse hinsichtlich wechselnder chemischer Milieus als Folge von Magma mingling und -mixing-Prozessen (TEPLEY et al. 1999, ZELLMER et al. 1999, WAIGHT et al. 2000). Diese Untersuchungen wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht vorgenommen.

- **randliche Metalloxidanreicherungen:**

Die meisten Enklaven des Kreuznacher Rhyoliths weisen keine, einige aber rötlich-braune bis schwarze Ränder auf, die Metalloxidanreicherungen (Vererzungsränder) darstellen (Abb. 5.3, Abb. 5.4 A, Abb. 5.5, MÜLLER 1990, WÖRRLEIN 2001). Derartige Fe-haltige Erzanreicherungen am Kontakt zwischen den sauren und basischen Vulkaniten wurden am Kuhkopf sogar abgebaut (HOFMEISTER & HANEKE 1996). Für die Genese solcher Metalloxidanreicherungen kommen prinzipiell zwei Möglichkeiten in Betracht:

- Die Anreicherungen können Rekristallisationsprodukte von basaltischem Glas darstellen, die durch Abkühlungs- und Abschreckungsprozesse der Dispersionsschmelze gegen das kühlere, rhyolithische Wirtsmagma entstanden (Devitrifikation).
- Die Anreicherungen können durch post-intrusive, hydrothermale Vorgänge erst lange nach der Platznahme des gesamten Rhyolithkomplexes aus den basischen Enklaven gelöst und am Kontakt zum Rhyolith ausgefällt worden sein.

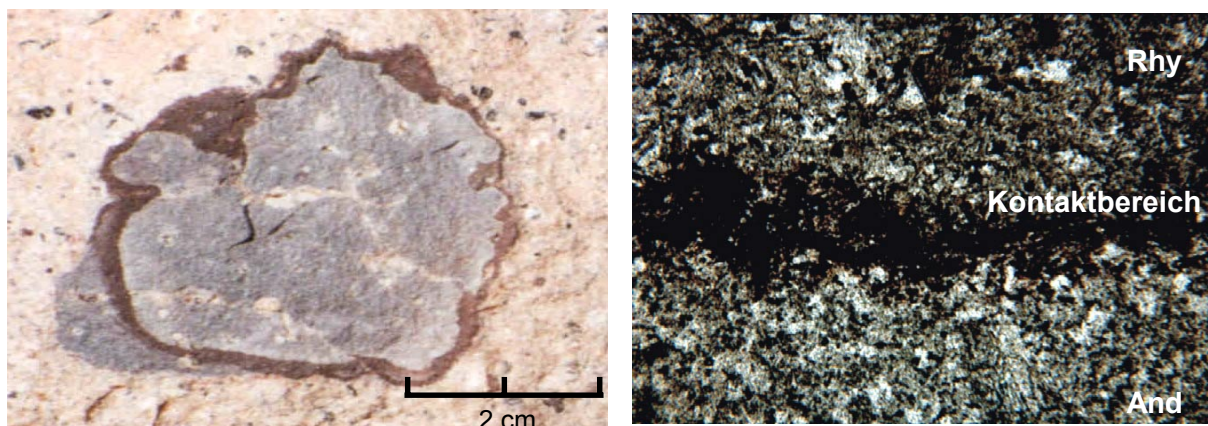


Abb. 5.4: Makro- und mikroskopische Darstellung der randlichen Vererzungsränder, die bei einem Teil der im Kreuznacher Rhyolith enthaltenen Enklaven auftreten. Diese Anreicherungen liegen meistens inkongruent mit den Enklavengrenzen vor, s. auch Abb. 5.3 und Abb. 5.5).

Bei den Enklaven des Kreuznacher Rhyoliths sind die randlichen Oxidanreicherungen in einigen Fällen als ein- oder mehrfach konzentrische Lagen mit den Domaingrenzen kongruent (Abb. 5.5), häufiger aber durchkreuzen sie die Enklave selber wie auch den umgebenden Rhyolith (Abb. 5.3, 5.4). Das deutet darauf hin, dass diese Metalloxidanreicherungen keine Rekristallisationsprodukte ehemals glasiger Abschreckungsränder (Devitrifikation) sind, sondern das Ergebnis zirkulierender Wässer darstellen. Die Wässer wirkten lange nach der Platznahme des Rhyolithkomplexes bevorzugt an den durch Alteration aufgelockerten Grenzflächen zwischen Enklave und Wirtsmagma mit dem Effekt, dass heute zahlreiche Domains halbkugelförmig freigelegt sind bzw. nur noch als Hohlformen (Abb. 5.2) vorliegen.

Nachdem nur ein Teil der im Kreuznacher Rhyolith enthaltenen Enklaven diese randlichen Metalloxidränder aufweist und Kornverfeinerungen an den Enklavenrändern nur in Ausnahmefällen beobachtet wurden (s. o.), kann davon ausgegangen werden, dass beide Schmelzen zum Zeitpunkt ihrer Vermischung etwa die gleiche Temperatur besaßen und sich in einem thermisch equilibrierten Zustand befanden.

5.1.3.2 phänomenologische Klassifikation

Die makroskopische Untersuchung der im Kreuznacher Rhyolith enthaltenen Enklaven belegt die große Bandbreite der auftretenden Formen und Ausbildungsarten (Abb. 5.5). Trotz der großen phänomenologischen Diversität können alle vorliegenden Enklavenformen makroskopisch in vier Grundtypen klassifiziert werden

- Rundliche und ovale Formen mit durchgehend konvexem oder mit konvex-konkavem, „blumenkohlartigem“ Umriss (Abb. 5.4, Abb. 5.5 A, B).
- Ausgelängte, bänderartige und gebogene, „verdrehte“ Formen als Ausdruck des ehemaligen Schersinns (Abb. 5.5 C, D).
- Diffuse, schlierig-streifige und flammenartige Bereiche mit fließenden, makroskopisch nicht exakt fassbaren Begrenzungen (Abb. 5.5 E, F). Diese repräsentieren die „Übergangszonen“ mit dazitischem Chemismus (Kap. 5.1.4).
- eckig-kantige Bruchformen mit planaren, gegebenenfalls leicht angerundeten Begrenzungen (Abb. 5.5 G, H).

Diese verschiedenen Formen der im rhyolithischen Wirtsmagma enthaltenen Bereiche treten dabei in direkter Nachbarschaft zueinander auf. Eine räumliche Trennung oder Anhäufung einzelner Enklaventypen im umgebenden Rhyolith ist weder groß- noch kleinmaßstäblich festzustellen. Untergeordnet treten auch blasige Enklaven auf. Die Blasengehalte sind dabei dekompressionsbedingt und indizieren den noch liquiden Zustand der in der aufsteigenden Rhyolithschmelze eingelagerten Enklaven.

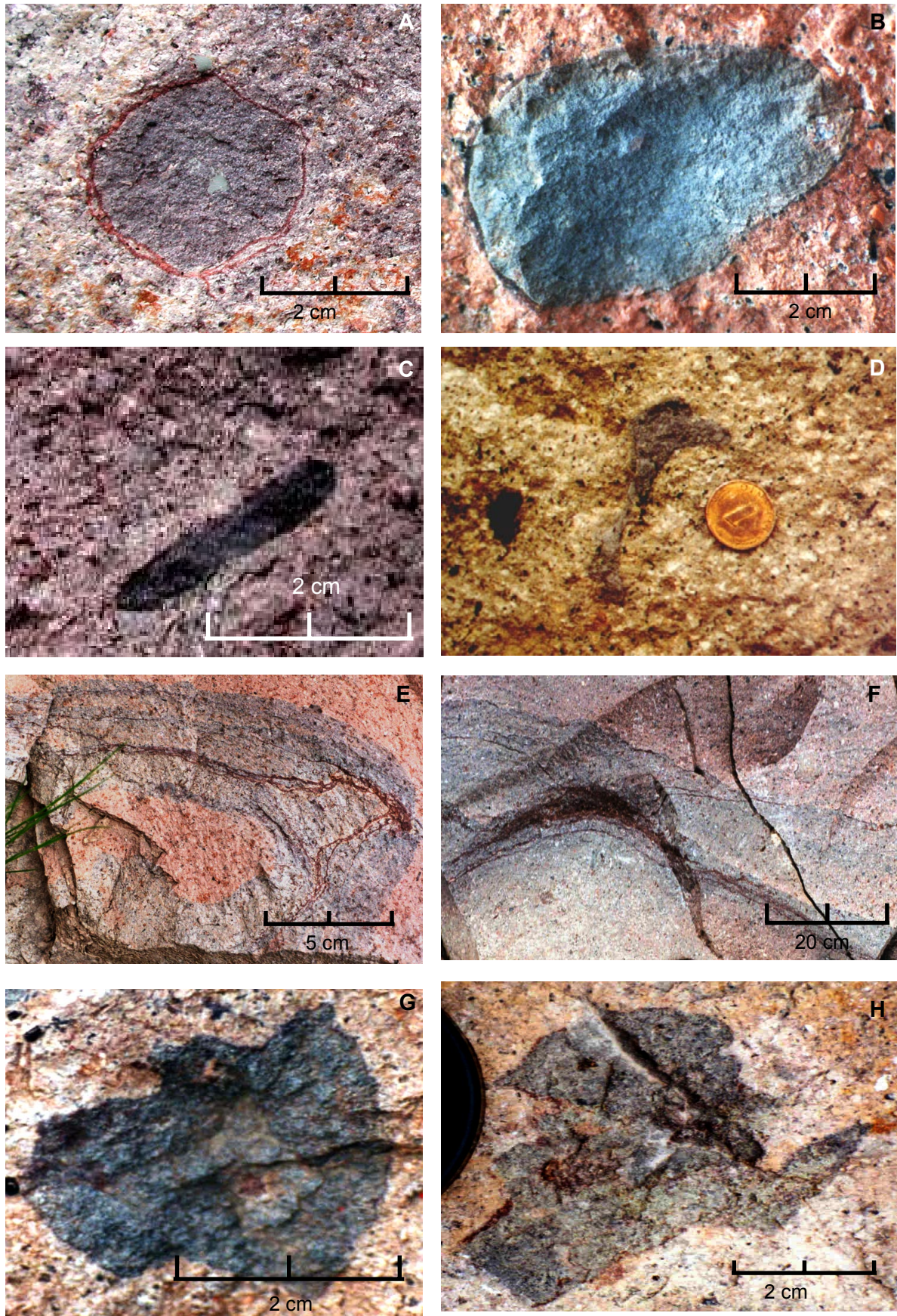


Abb. 5.5: Auswahl verschiedener Formen der im Kreuznacher Rhyolith bei Traisen enthaltenen Enklaven. Sie können grundsätzlich in vier Kategorien zusammengefasst werden (s. Text).

Die makroskopisch erfassten Enklavenformen können als Folge der unterschiedlichen Höhe bzw. der unterschiedlich langen Wirkungszeit des jeweils herrschenden Scherstress γ [1/s] bzw. der nachfolgenden differenziellen Scherbewegungen und Fließprozesse des gesamten Komplexes interpretiert werden:

- Als Folge dessen werden die (in Analogie zu den experimentell bestätigten Mingling-Prozessen, Kap. 4.2) zunächst rundlich vorliegenden Domains (Abb. 5.5 A) zu ovalen und eiförmigen Objekten deformiert (Abb. 5.5 B).
- Unter andauernder differenzieller Scherrateneinwirkung entstehen daraus ausgelängte, streifige oder verdrehte, rotierte Formen, falls zusätzlich nicht-coaxiale (\neq *simple shear*) Torsionsbewegungen herrschten (Abb. 5.5 C, D).
- Unter genügend hoher und/oder langer Scherrateneinwirkung werden diese Formen unter einsetzenden Diffusionsprozessen (im Sinne von Magma mixing) zu diffusen, schlierig-streifigen und flammenartigen Bereichen mit fließenden, makroskopisch nicht exakt faßbaren Begrenzungen ausgelängt (Abb. 5.5 E, F). Diese Formen stellen in Analogie zu den experimentell untersuchten mingling-Prozessen (Kap. 4.2) hybride Übergangsbereiche mit zwischen Wirts- und Dispersionsmagma liegender chemischer Zusammensetzung (hier: dazitisch) dar.
- Die erfassten eckigen, irregulären Bruchformen (Abb. 5.5 G, H) entstanden nach diesem Modell in einer letzten Phase. Durch fortschreitende Abkühlung des gesamten Systems unter Viskositätserhöhung waren die Schmelzen nicht mehr fließfähig und konnten auf die herrschenden Scherraten nur noch festkörperartig reagieren. Somit stellen die eckig-kantigen Enklavenformen lediglich Bruchstücke ehemals rundlicher Domains dar, die im Zuge des Magmenaufstiegs und fortschreitender Abkühlung zerbrochen wurden und nicht mehr zugerundet werden konnten.

Nach diesem Ansatz kann davon ausgegangen werden, dass die Enklaven durch aktives Einströmen der basaltisch-andesitischen Schmelze in das rhyolithische Wirtsmagma entstanden sind. Vermutlich konnte die Dispersionsschmelze in Form eines Dykes ins Wirtsmagma intrudieren. Im Gegensatz zu den experimentell untersuchten Mingling-Prozessen (Kap. 4.2), wo das notwendige Fließfeld in der Wirtsschmelze erzeugt wurde, ging hier also die hydrodynamische Bewegung von der Dispersionsschmelze aus.

5.1.3.3 Dispersionsdurchmesserbestimmung

Um Aussagen über die ehemaligen Scherraten und die Effektivität der magmatischen Mischungsprozesse beim Kreuznacher Rhyolith treffen zu können, ist die Kenntnis der Dispersionsdurchmesser unerlässlich. Die Durchmesserbestimmung wurde makroskopisch im Steinbruch der TGB Nordpfalz bei Traisen von WÖRRLEIN (2001) durchgeführt. Abb. 5.6 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Dispersionsdurchmesser.

Die Enklaven des Kreuznacher Rhyoliths weisen Durchmesser zwischen 0,25 cm und 22 cm auf (Abb. 5.6). Der häufigste Durchmesser beträgt 0,5 cm, der kleinste erfasste Durchmesser liegt bei 0,25 cm und der größte bei 34 cm (in Abb. 5.5 nicht dargestellt, da absolute Ausnahme). Die ermittelte Häufigkeitsverteilung stellt eine positive *Skew*-Verteilung mit rechtsseitiger Verteilung um das Häufigkeitsmaximum dar. Diese Verteilung ist wahrscheinlich auf die zu grobe Durchmesserklassifikation im cm-Bereich und die relativ geringe Messwertanzahl zurückzuführen (vgl. Kap. 4.2.4).

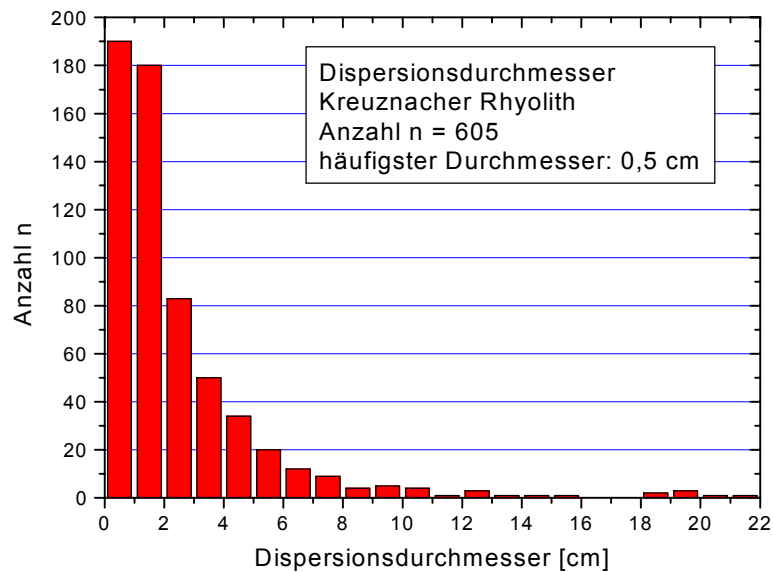


Abb. 5.6: Größenverteilung der im Kreuznacher Rhyolith enthaltenen basaltisch-andesitischen Enklaven (n. WÖRRLEIN 2001).

Wie bei der Durchmesserbestimmung der experimentell erzeugten Dispersionen (Kap. 4.2.4) ist auch hier zu berücksichtigen, dass die Vermessung an 2D-Schnitten durchgeführt wurde, die Enklaven aber kugelförmige, polydispers verteilte 3D-Objekte darstellen. Statistische Korrekturverfahren zur Ermittlung der tatsächlichen Dispersionsdurchmesser wurden hier nicht durchgeführt, zur Begründung s. Kap. 4.2.4.

Das hier auftretende Häufigkeitsmaximum von 0,5 cm deckt sich nicht nur mit den Durchmessern einiger experimentell erzeugten Domains, sondern liegt auch im vergleichbaren Rahmen anderer natürlicher Fälle wie z.B. Chaos Crags / California, Lloa Rock / Oregon und Lassen Peak / California, die trotz statistischer Korrektur ebenfalls Häufigkeitsmaxima im mm-cm-Bereich aufweisen (THOMAS & TAIT 1997). Somit werden die hier vorgestellten Werte für die gesamten Enklaven als repräsentativ angesehen und zur Scherratenberechnung in Kap. 5.2 verwendet.

5.1.3.4 Mikrosonden-Analysen

In welchem Maße chemische Diffusionsprozesse im Sinne von Magma mixing an den Enklavenrändern erfolgten, wurde analog zu Kap. 4.2.6 mittels Mikrosonden-Analysen erfasst (Abb. 5.7, n. WÖRRLEIN 2001). Über die Grenzfläche zweier Enklaven wurden Messprofile (*beam size* 30 μm) gelegt und die Verteilung der gängigen Hauptelemente untersucht (vgl. Kap. 4.2.6). Messprofil A (Abb. 5.7) verläuft vom rhyolithischen Wirtsmagma über den Kontaktbereich in eine Domain mit verhältnismäßig dünnem und klar begrenztem Erzrand. Messprofil B (Abb. 5.7) verläuft dagegen vom Rhyolith in eine Enklave mit verhältnismäßig breitem, undeutlichen Erzrand, der sowohl in die Enklave als auch in den Rhyolith hineinzieht.

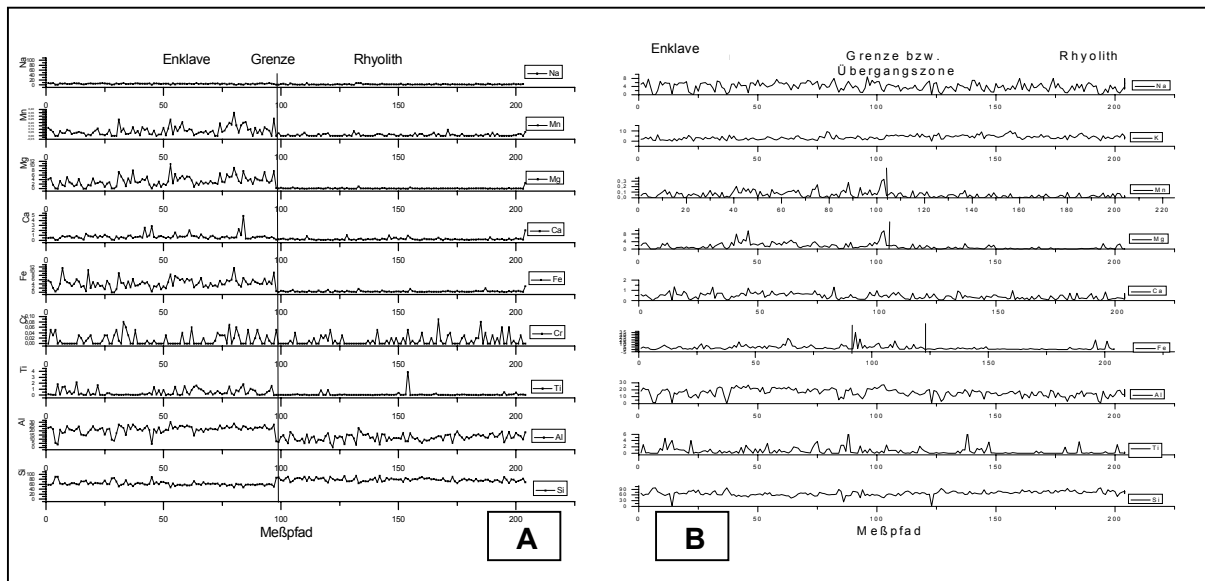


Abb. 5.7: Messprofile der Mikrosondenanalysen über die Grenzen zwischen Wirtsmagma und Enklave (n. WÖRRLEIN 2001). Profil A reicht vom Rhyolith in eine Domain mit dünnem, klar strukturierten Erzrand hinein, Profil B geht in eine Domain mit breitem, undeutlichen Erzrand.

Die Mikrosonden-Analyse über den Grenzbereich der Enklave mit klar begrenztem, dünnem Vererzungsrand (Abb. 5.7 A) belegt einen scharfen, eindeutigen Wechsel in der Mengenverteilung der chemischen Elemente. Hinweise auf Magma mixing-Prozesse liegen hier nicht vor. Das Messprofil über die Domain mit undeutlichem, breitem Vererzungsrand (Abb. 5.7 B) zeigt dagegen einen unscharfen Wechsel in der Mengenverteilung der Elemente an der Grenze zwischen Enklave und Wirtsmagma. Nur in der Mn^{2+} - und Mg^{2+} -Verteilung zeigt sich ein klarer Wechsel im Grenzbereich. Der breite Vererzungsrand äußert sich dabei im Messprofil in Form einer Fe^{3+} -Anreicherung, die wahrscheinlich mit dem Ausmaß des Randes identisch ist. Der Vererzungsrand zeichnet sich vermutlich auch in der Ti^{3+} - und Si^{4+} -Verteilung ab (in Abb. 5.7 B nicht markiert).

Beide Messprofile können allerdings nur unter Vorbehalt gelten, da unklar ist, welchen Einfluß post-intrusive, hydrothermale Vorgänge und spätere Alterationsprozesse auf die chemische Zusammensetzung der hier untersuchten Proben hatten.

5.1.4 Die dazitischen Übergangsbereiche

Die oben genannten diffusen, oft flammenartigen oder schlierigen Bereiche ohne exakte Grenze zum umgebenden rhyolithischen Wirtsmagma stellen geochemisch und lithofaziell Übergangsbereiche zwischen Wirtsmagma und separat vorliegenden Enklaven dar. Sie besitzen dazitischen Chemismus (Anh. A, ARIKAS 1986) und liegen geochemisch somit zwischen Wirtsmagma und Enklaven. Die dazitischen Übergangsbereiche liegen im Rhyolith nicht immer in direkter Nachbarschaft zu den andesitischen Domains vor und bilden volumenmäßig auch die kleinste Fraktion der drei Gesteinsvarietäten. Diese mittel- bis dunkelgrauen Bereiche sind farblich den Enklaven ähnlich, während sie nach Mineralbestand und Gefüge eher dem Rhyolith zuzuordnen sind. Die mineralogischen Abweichungen vom Rhyolith bestehen in höheren Feldspat/ Quarz-Verhältnissen bei einem erhöhten Erz- und Chlorit-Gehalt (ARIKAS 1986).

Hinsichtlich der hier postulierten hydrodynamischen Vermischung von basaltisch-andesitischer mit mengenmäßig überwiegender rhyolithischer Schmelze ist davon auszugehen, dass die dazitischen Bereiche als Folge dieser hydrodynamischen

Vermischung durch chemische Diffusion (d.h. Magma mixing) sekundär als hybrid-Bereiche gebildet wurden und dass keine externe, dritte Daziterschmelze vorlag, die in Analogie zur Andesitschmelze diese Bereiche primär durch aktive hydrodynamische Prozesse gebildet hat.

Der Prozess des Magma mixings wurde auch bei den experimentell untersuchten hydrodynamischen Mischungsprozessen beobachtet (Kap. 4.2.6). Dort wurde festgestellt, dass die durch die mingling-Prozesse initiierten mixing-Prozesse zeit- und scherratenabhängig sind, d.h. der Grad der Diffusionsprozesse der Dispersionsschmelze und des Wirtsmagmas nimmt mit zunehmender Scherrate und Zeitdauer zu (Kap. 4.2.6). Insofern kann die chemische Zusammensetzung der „Übergangszonen“ als Effektivitätsindikator für die erfolgten magmatischen Mischungsprozesse herangezogen werden: Je stärker die Übergangsbereiche chemisch dem Wirtsmagma gleichen, desto effektiver waren die mixing-Prozesse.

Der Vergleich der Vergleich der SiO_2 -, K_2O -, TiO_2 - und Na_2O - Gehalte der Dispersionsschmelze, der Übergangszone und des Wirtsmagmas (Abb. 4.25, Kap. 4.2.6) belegt, dass beim Kreuznacher Rhyolith im Gegensatz zu den experimentellen Laborversuchen und zum Mte. Porri-Lavastrom (Kap. 6) die mixing-Prozesse am effektivsten wirken konnten, d. h. hier erfolgte die signifikanteste chemische Assimilation von ehemaligen Dispersionsbereichen mit der Wirtsschmelze.

5.1.5 Fazit

Die Vielzahl der in Kap. 5.1 aufgeführten Befunde des Kreuznacher Rhyoliths und seiner basaltisch-andesitischen Enklaven legen nicht nur eine Genese durch hydrodynamische Mischungsprozesse nahe, sondern geben darüber hinaus noch weitere Informationen zur genetischen Entwicklung des gesamten Rhyolithkomplexes. Seine lithofazielle und mineralogische Ausbildung kann zusammen mit dem geologischen Hintergrund im Kontext einer hydrodynamischen magmatischen Schmelzvermischung interpretiert werden. Folgende Aussagen können getroffen werden:

- Der Kreuznacher Rhyolith entstand im Zuge des unterpermischen Rotliegend-Vulkanismus des Saar-Nahe-Beckens, der durch die bimodale Förderung von basischen und sauren Schmelzen charakterisiert ist.
- Im Kreuznacher Rhyolith treten neben der mengenmäßig überwiegenden rhyolithischen Fazies auch eingelagerte basaltisch-andesitische Enklaven und untergeordnet auch Übergangsbereiche mit dazitischem Chemismus auf.
- Die dazitischen Bereiche sind meist undeutlich-diffus ausgebildet und liegen somit nicht nur geochemisch, sondern auch makroskopisch zwischen Dispersions- und Wirtsmagma. Der Grad der Diffusionsprozesse (Hybridisierung) zwischen Dispersions- und Wirtsschmelze ist dabei verhältnismäßig hoch.
- Die Enklaven sind überwiegend rundlich-ovaler Gestalt und weisen ein Durchmesser-Häufigkeitsmaximum im Bereich von 0,5 cm auf. Sie enthalten z. T. Xenokristalle des umgebenden rhyolithischen Wirtsmagmas.
- Die Schmelzen waren vermutlich thermisch nahezu equilibriert. Dafür sprechen die fehlenden glasigen Abschreckungsränder und die nur untergeordnet auftretenden randlichen Kornverfeinerungen. Die bei einigen Domains auftretenden randlichen Vererzungsränder (Metalloxyde) sind hydrothermal bedingt.
- Die verschiedenen Enklavenformen können grundsätzlich je nach Höhe und Wirkungszeit des anliegenden Scherstresses in vier Kategorien unterteilt werden, und zwar in rundlich-ovale, gelängte-bänderartige, diffus-schlierige und bruchhafte Formen.
- Die Enklaven sind vermutlich durch aktives Einströmen der basaltisch-andesitischen Schmelze in das rhyolithische Wirtsmagma entstanden. Es wird davon ausgegangen, dass das im Verhältnis zum Rhyolith nur sehr geringe Volumen (3-5 %, von

SECKENDORFF et al. 2004) der Dispersionsschmelze dykeartig in die Rhyolithschmelze intrudiert ist.

Die aufgeführten Befunde sprechen für eine hydrodynamische Vermischung der beiden Schmelzen. Durch die hydrodynamischen mingling-Prozesse kam es zur Bildung von Enklaven, untergeordnet aber auch zu Magma mixing-Prozessen unter Ausbildung von hybriden Schmelzbereichen. Diese Vorgänge stehen im Einklang mit den experimentell untersuchten mingling-Prozessen (Kap. 4.2), wo es nicht nur vorrangig zur Dispersionsbildung kam, sondern auch zu Diffusionsprozessen der beiden Schmelzen. Aus diesem Grund wird davon ausgegangen, dass das in Kap. 2 vorgestellte Mischungsmodell auch hier gelten und zur Rekonstruktion der ehemaligen Scherraten (bzw. Fließgeschwindigkeiten), Viskositäten und Temperaturen der Schmelzen vom Kreuznacher Rhyolith verwendet werden kann.

5.2 Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells

Die Ergebnisse der in Kap. 5.1 dargestellten geologisch-lithofaziellen, mineralogisch-petrologischen und geochemischen Untersuchungen liefern bereits entscheidende Hinweise auf die Bildungsbedingungen der Dispersionen des Kreuznacher Rhyoliths. Sie belegen, dass sich die rhyolithische Wirtsschmelze mit der basaltisch-andesitischen Dispersionsschmelze primär mechanisch im Sinne eines Magma mingling-events vermischt hat und dass die Enklaven mit großer Wahrscheinlichkeit hydrodynamisch gebildet wurden, in Analogie zum physikalischen Hintergrund des hier präsentierten Modells (Kap. 2) und den experimentell erfassten Wirkungsweisen (Kap. 4). Aus diesem Grund scheint die Anwendung des Mischungsmodells auf den Kreuznacher Rhyolithkomplex gerechtfertigt.

5.2.1 Bestimmung der relevanten Modellparameter

Zur Berechnung der ehemaligen Scherraten (i.e. differenzielle Fließgeschwindigkeiten), der Viskositäten und der entsprechenden Magmentemperaturen müssen gemäß des physikalisch-hydrodynamischen Hintergrundes (Kap. 2.2) die relevanten Modellparameter ermittelt werden, als da wären:

- der typische Dispersionsdurchmesser der basaltisch-andesitischen Enklaven. Dieser beträgt nach Abb. 5.6 0,5 cm. In den folgenden Berechnungen ist zum Vergleich auch der kleinste (0,25 cm) und der größte (22 cm) erfasste Dispersionsdurchmesser dargestellt.
- die Anfangstemperaturen der beteiligten Schmelzen, die nach geologischen Erfahrungswerten abgeschätzt werden müssen. Die nachfolgenden Berechnungen wurden für jeweils zwei unterschiedliche Temperaturkonfigurationen durchgeführt. Im ersten Fall wurde die Temperatur des basaltischen Andesits auf 1200°C und die Temperatur des Rhyoliths auf 1050°C abgeschätzt, im zweiten Fall wurden 1100°C für die Dispersionsschmelze und 950°C für den Rhyolith veranschlagt. Der Temperaturunterschied zwischen beiden Schmelzen beträgt dabei jeweils 150°C.
- Die an der Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen herrschende Grenzflächenspannung, die als Differenz der jeweiligen Oberflächenspannungen anhand der Ergebnisse der durchgeführten Oberflächenspannungsmessungen (Kap. 3.2) und der Daten von WALKER & MULLINS (1981) und MCBIRNEY & MURASE (1984) abgeschätzt wurde. Für die Konfiguration mit $T_{\text{bas. Andesit}} = 1200^{\circ}\text{C}$ und $T_{\text{Rhyolith}} = 1050^{\circ}\text{C}$ wurde eine Grenzflächenspannung von ca. 50 mN/m angenommen, für die andere Konfiguration mit $T_{\text{bas. Andesit}} = 1100^{\circ}\text{C}$ und $T_{\text{Rhyolith}} = 950^{\circ}\text{C}$ ergibt sich die Grenzflächenspannung zu ca. 25 mN/m.

- Die Viskositäten der beteiligten Schmelzen bei den jeweiligen Temperaturen. Diese konnten im Falle des Kreuznacher Rhyoliths nicht experimentell bestimmt werden, da sowohl der Rhyolith als auch der basaltische Andesit stark alteriert und z.T. hydratisiert sind und für Viskositätsmessungen nicht mehr verwendet werden können. Deswegen wurde auf chemisch analoge Ersatzschmelzen zurückgegriffen, und zwar wurde für den Rhyolith der Newberry Rhyolith / Oregon, USA (MURASE & MCBIRNEY 1973) und für den Basalt der Hirschberg basaltische Andesit (permischer Vulkanit des Saar-Nahe Beckens, FRÖHLICH et al. 1992) verwendet. Die jeweiligen Viskositäten dieser Ersatzschmelzen sind in Kap. 3.1 dargestellt, die chemische Zusammensetzung befindet sich in Anhang A.

Mit diesen Parametern wurden die nachfolgenden Berechnungen zur Effektivität limitierender Abkühlprozesse und hydrodynamischer Mischungsprozesse vorgenommen.

5.2.2 Effektivitätsberechnung limitierender Abkühlprozesse

Aus den oben genannten jeweiligen Anfangstemperaturen der Schmelzen ($T_{\text{and. Basalt}} = 1200^\circ\text{C}$, $T_{\text{Rhyolith}} = 1050^\circ\text{C}$ / $T_{\text{bas. Andesit}} = 1100^\circ\text{C}$ und $T_{\text{Rhyolith}} = 950^\circ\text{C}$) ergibt sich, dass die Zeitspanne für die hydrodynamische Dispersionsbildung durch Abkühlungsprozesse einer oder beider Schmelzen limitiert ist (Kap. 2.2.3). Die abkühlungsbedingte Wärmemenge und der zeitabhängige Wärmefluss wurden nach Gl. 2.2 und Gl. 2.3 (Kap. 2.2.3) für die jeweiligen Ausgangstemperaturen und Dispersionsdurchmesser berechnet. Sie ergeben verschiedene Zeitfenster, innerhalb derer der mingling-Prozess erfolgt sein muss (Abb. 5.8).

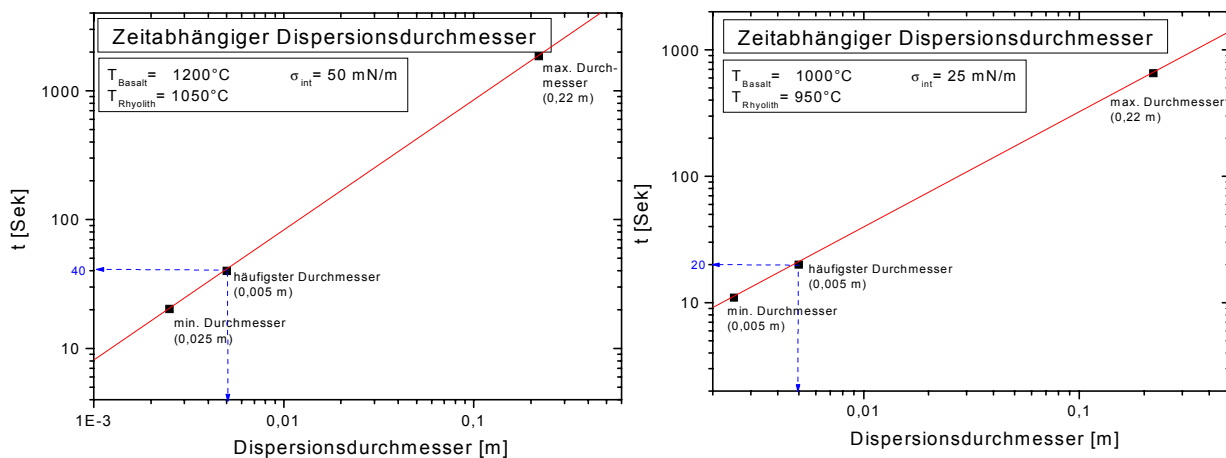


Abb. 5.8: Zeitliche Limitierung für die Bildung der Dispersionen des Kreuznacher Rhyoliths bei Anfangstemperaturen von $T_{\text{bas. Andesit}} = 1200^\circ\text{C}$ und $T_{\text{Rhyolith}} = 1050^\circ\text{C}$ (links) und $T_{\text{bas. Andesit}} = 1100^\circ\text{C}$ und $T_{\text{Rhyolith}} = 950^\circ\text{C}$ (rechts). Zur Erzeugung des häufigsten Durchmessers stehen nur ca. 40 bzw. 20 Sek. zur Verfügung.

Zur Berechnung dieser Zeitspannen wurden einige Parameter wie Dichte ($\rho_{(T)} = 2275 \text{ [kg/m}^3\text{]}$, BÜTTNER et al. 1998), Wärmekapazität ($c_{(T)} = 1,7 \text{ [J/(kgK)]}$, BÜTTNER et al. 1998) und Wärmeübertragungszahl ($\alpha_{(T)} = 650 \text{ [W/m}^2\text{K]}$ für $150^\circ\text{C } \Delta T$) abgeschätzt, die Ergebnisse sollten jedoch in einem realistischen Rahmen liegen.

Nach Abb. 5.8 sind bei den Anfangstemperaturen von $T_{\text{and. Basalt}} = 1200^\circ\text{C}$ und $T_{\text{Rhyolith}} = 1050^\circ\text{C}$ für 0,5 cm große Domains nur rund 40 Sekunden verfügbar, während für dm-große Enklaven mindestens 1500 Sek. vorhanden sind. Für die niedrigeren Anfangstemperaturen mit $T_{\text{bas. Andesit}} = 1100^\circ\text{C}$ und $T_{\text{Rhyolith}} = 950^\circ\text{C}$ ergibt sich dagegen für den häufigsten Dispersionsdurchmesser von 0,5 cm ein Zeitfenster von nur ca. 20 Sekunden, für dm-große Dispersionen stehen rund 1000 Sek zur Verfügung.

Diese Zeitspannen sind beide unrealistisch kurz und können in keinem Fall der geologischen Realität entsprechen. Es würde bedeuten, dass sich das geschätzte Gesamtvolumen der im Kreuznacher Rhyolith enthaltenen Enklaven von 1 km^3 innerhalb einer guten halben bzw. ganzen Stunde mit dem Stammagma vermischt haben müsste, was nach geologischen und physikalischen Gesichtspunkten auszuschließen ist.

Es wird davon ausgegangen, dass es sich bei der Intrusion der basaltisch-andesitischen Schmelze um ein singuläres mingling-event handelt und dass sich der Mischungsprozess nicht sukzessive über einen längeren Zeitraum hinzog. Dafür spricht das im Vergleich zur Wirtsschmelze nur sehr geringe Volumen der eingespeisten Schmelze, die vermutlich als Dyke in das Wirtsmagma intrudieren konnte. Eine genaue Aussage lässt sich jedoch nicht treffen, da unklar ist, ob die Enklaven auch in tieferen, nicht aufgeschlossenen Bereichen des Rhyoliths vorliegen.

Aus den Berechnungen der limitierenden Abkühlprozesse folgt, dass die Genese der Dispersionen im Rhyolith nicht unter zeitlicher Limitierung stattgefunden haben kann, sondern dass hier Bedingungen geherrscht haben müssen, unter denen der Magma mingling-Prozess quasi unbegrenzt wirken konnte, d.h. das mingling muss in einem Temperatur- bzw. Viskositätsbereich stattgefunden haben, wo aufgrund der thermischen und rheologischen Übereinstimmungen der Schmelzen keine zeitlich kontrollierte Limitierung auftrat, wo also das Zeitfenster für die hydrodynamischen Mischungsprozesse praktisch unbegrenzt war ($t \rightarrow \infty$). Die makro- und mikroskopische Auswertung (Kap. 5.1.3.1) bekräftigt diese Annahme.

5.2.3 Effektivitätsberechnung hydrodynamischer Mischungsprozesse

Der Vergleich der beiden Viskositätskurven (Abb. 5.9) zeigt, dass die geforderten Bedingungen am ehesten im Temperaturbereich von etwa 1300°C (mit $\eta_{\text{Rhyolith}} = 795000 \text{ Pa s}$ und $\eta_{\text{bas. Andesit}} = 42 \text{ Pa s}$) gegeben sind. Bei dieser Temperatur ergibt die Berechnung der entsprechenden Scherrate gemäß des physikalischen Hintergrundes (Gl. 2.1, Kap. 2.2.2) für den häufigsten Dispersionsdurchmesser von $0,5 \text{ cm}$ unter Berücksichtigung aller Parameter eine Scherrate von $0,053 \text{ [1/s]}$ (Abb. 5.9). Die Grenzflächenspannung wurde dabei auf $13,5 \text{ mN/m}$ abgeschätzt (Kap. 3.2, WALKER & MULLINS 1981, MCBIRNEY & MURASE 1984).

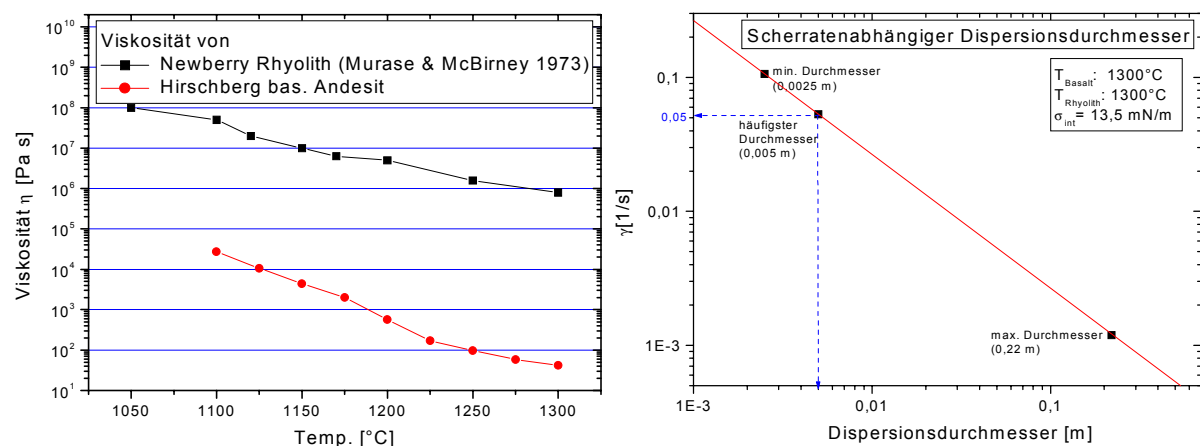


Abb. 5.9: Vergleich der temperaturabhängigen Viskositäten der beiden Schmelzen (links) und die Berechnung der scherratenabhängigen Dispersionsdurchmesser der im Kreuznacher Rhyolith enthaltenen Enklaven bei Schmelztemperaturen von jeweils 1300°C ohne zeitliche Limitierung durch Abkühlprozesse (rechts).

Beide Magmen besitzen also die gleiche Temperatur von rund **1300°C** und bewegen sich, bezogen auf 1 m Distanz, mit einer Relativgeschwindigkeit von **0,05 m/s** (~ 0,2 km/h) zueinander. Dieses relative Geschwindigkeitsgefälle kann hier jedoch als absolute, maximale **Einströmgeschwindigkeit** der Dispersionsschmelze ins rhyolithische Wirtsmagma angesehen werden, wenn davon ausgegangen wird, dass der Rhyolith stationär ($v=0$) vorliegt und die Dispersionsschmelze dyke-artig intrudierte.

Unter diesen Bedingungen wird die Basaltschmelze am Kontakt zum rhyolithischen Wirtsmagma zu den vorliegenden Domains abgeschert, d.h. unter diesen Bedingungen erscheint eine Entstehung der basaltischen Enklaven als Folge von hydrodynamischen Magma mingling-Prozessen sehr plausibel. Dieses Ergebnis wird außerdem durch die phänomenologische Diversität und die Größenverteilung der Enklaven, das Fehlen von Abschreckungsrändern und der Vielzahl der in Kap. 5.1 erfassten Kriterien bestätigt. Auch die berechnete, ungewöhnlich hohe Temperatur der Magmen von rund 1300°C erscheint plausibel, da der Kreuznacher Rhyolith beträchtliche effusive Anteile besitzt (> 7 km, Kap. 5.1.1), was für solche domartigen Komplexe ungewöhnlich ist. Auch wenn derartig hohe Temperaturgradienten im Bereich des Saar-Nahe-Beckens nicht zu erwarten sind, kann davon ausgegangen werden, dass der eingemischte Andesit, vor allem aber der Rhyolith *super-heated* waren.

Die Ergebnisse der Anwendung des Mischungsmodells auf den Kreuznacher Rhyolith können jedoch nur unter Vorbehalt gelten, da die Berechnungen auf der Grundlage von Ersatzschmelzen durchgeführt wurden.

• **Fazit**

Die Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells auf den Kreuznacher Rhyolith lässt folgende Aussagen zu:

- Die Berechnung der limitierenden Abkühlprozesse ergibt, dass für die erfolgreiche Wirksamkeit hydrodynamischer Mischungsprozesse beide Schmelzen in etwa die gleiche Temperatur gehabt haben müssen. Hinweise auf ehemalige thermische Kontraste zwischen den beiden Magmen liegen nicht vor.
- Beide Schmelzen besaßen nach den vorliegenden Berechnungen die recht ungewöhnlich hohe Temperatur von rund 1300°C; der Andesit und vor allem der Rhyolith war demnach stark überhitzt (*super-heated*), was auch der Grund für den Aufstieg und die teilweise effusive Platznahme gewesen sein könnte.
- Die Viskosität der anstelle der Originalschmelze verwendeten Rhyolithschmelze lag unter diesen Bedingungen bei rund 795000 Pa s, die des basaltischen Andesits (Ersatzschmelze) bei etwa 42 Pa s.
- Bei der hydrodynamischen Dispersionsbildung herrschte ein geologisch plausibles relatives Geschwindigkeitsspektrum der beiden Schmelzen untereinander von ca. 0,1 - 0,001 m/s. Unter Annahme einer stationär vorliegenden Wirtsschmelze betrug die Intrusionsgeschwindigkeit der Dispersionsschmelze rund 0,2 km/h.
- Es kann davon ausgegangen werden, dass die im Kreuznacher Rhyolith enthaltenen Domains hydrodynamisch durch differenzielle Scher- und Fließbewegungen der Andesitschmelze gegenüber der Rhyolithschmelze in Analogie zu den experimentell bestätigten Schichtungsversuchen mit Fließfeld gebildet wurden. Vermutlich intrudierte die Dispersionsschmelze dyke-artig in das Wirtsmagma.
- Das in dieser Arbeit präsentierte physikalisch-hydrodynamische Mischungsmodell zur Dispersionsbildung kann hier also erfolgreich angewendet werden und liefert plausible Ergebnisse.

Die Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells auf den Kreuznacher Rhyolith bietet die Möglichkeit, die damaligen relativen Strömungsgeschwindigkeiten, Viskositäten und Temperaturen der beteiligten Magmen zu rekonstruieren und somit wesentlich zur Aufklärung der jeweiligen magmatischen Ereignisse und Vorgänge beizutragen. Somit steht ein allgemein anwendbares *tool* zur Rekonstruktion der magmatischen subvulkanischen Vorgänge und Prozesse zur Verfügung.

5.3 Fazit

Das in Kap. 2 vorgestellte hydrodynamische Mischungsmodell zur Genese magmatischer Dispersionen konnte im Falle des Kreuznacher Rhyoliths erfolgreich angewendet werden. Folgende Schlussfolgerungen können gezogen werden:

- Es kam zur mechanischen Vermischung von basaltisch-andesitische und rhyolithische Schmelze im Sinne der hier propagierten hydrodynamischen Mischungsprozesse (= Magma mingling).
- Als Folge dieser mingling-Prozesse entstanden hauptsächlich basaltisch-andesitische Domains in der Rhyolithschmelze, untergeordnet kam es aber auch zur Ausbildung von dazitischen hybrid-Bereichen, die durch diffusive Magma mixing-Prozesse entstanden.
- Die Dispersionsschmelze intrudierte vermutlich dyke-artig in den Rhyolith-Komplex. Die maximale Intrusionsgeschwindigkeit betrug nach den hier vorgenommenen Berechnungen für den häufigsten Dispersionsdurchmesser von 0,5 cm etwa 0,2 km/h (bei stationärer Rhyolithschmelze).
- Beide Schmelzen befanden sich in einem thermisch equilibrierten Zustand. Nach den hier vorgenommenen Berechnungen lagen die Magmentemperaturen bei ca. 1300°C. Besonders die Rhyolithschmelze war demnach erheblich überhitzt, was vermutlich auch die Ursache für die beträchtlichen effusiven Anteile des Komplexes war.
- Die nach den Vorstellungen des hydrodynamischen Mischungsmodells primär rundlich vorliegenden Domains wurden durch anhaltende differenzielle Scherbewegungen und/oder spätere Fließ- und Aufstiegsbewegungen (des gesamten Komplexes) sekundär deformiert und auch diffusiv mit der Wirtsschmelze vermischt.
- Die phänomenologische Diversität der enthaltenen Enklavenformen repräsentiert dabei verschiedene Stadien dieses Prozesses, der mit der Bildung eines homogenen hybrid Magmas beendet sein kann, wenn die Zeitspanne und/oder die Scherraten lang bzw. hoch genug waren:

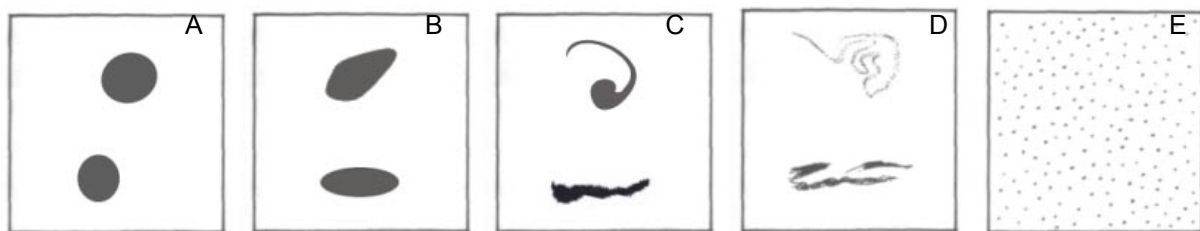


Abb. 5.10: Schematische Darstellung verschiedener Stadien des fortschreitenden Deformationsprozesses der hydrodynamisch gebildeten Domains. Die initial rundlich vorliegenden Enklaven (A) werden dynamisch zu ovalen-eiförmigen Körpern deformiert (B). Differenzielle Scherraten erzeugen bänderartige oder sigmoide Formen, die lateral bereits durch einsetzende Magma mixing-Prozesse mit dem Wirtsmagma diffusiv vermischt werden (C). Unter weiterer Deformation entstehen diffuse, schlierige Bereiche mit unscharfen Grenzen (D), die schließlich diffusiv aufgelöst werden, so dass am Ende ein homogenes, chemisch intermediäres hybrid-Magma vorliegt (E).

- irreguläre, eckig-kantige Enklavenformen stellen vermutlich Bruchstücke ehemals rundlicher oder ovaler Domains dar, die im Zuge späterer Abkühlungsprozesse bei gleichzeitigem Magmenaufstieg auf die herrschenden Scherraten nur noch festkörperartig unter Bruchbildung reagieren konnten.

Wie es zur Dispersionsbildung kommt, hat die experimentelle Untersuchung (Kap. 4) gezeigt. Welche Vorgänge danach ablaufen können, belegt das vorliegende Kapitel. Damit schließt sich ein möglicher Kreislauf mit zwei initial und einer final vorliegenden Schmelze.

6 Modellanwendung 2: Magma mingling am Beispiel des Mte. Porri-Lavastroms

Um die allgemeine Gültigkeit des hydrodynamischen Mischungsmodells und seine praktische Anwendbarkeit auf natürliche Fälle nicht nur im subvulkanischen Environment (Kap. 5) zu überprüfen, wurde als zweites Anwendungsbeispiel der Mte. Porri-Lavastrom auf Salina (Äolische Inseln / Italien) gewählt. Er enthält neben der typischen, mengenmäßig überwiegenden Dazitfacies (mit 63-64 Gew.% SiO₂, DE ROSA et al. 1996) auch basaltisch-andesitische Bereiche (mit 54-55 Gew.% SiO₂, DE ROSA et al. 1996) und untergeordnet auch andesitische Partien (mit 58-60 Gew.% SiO₂, DE ROSA et al. 1996). Obwohl die geochemischen Charakteristika dieser im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Bereiche auf Interaktion und Vermischung unterschiedlicher Schmelzen hinweisen, kann hier nicht *a priori* von hydrodynamischen Mischungsprozessen im Sinne des hier vorgestellten Modells ausgegangen werden, da der Großteil der Domains nicht in der typisch rundlich-ovalen Ausbildung vorliegt.

6.1 Ermittlung der relevanten Einflussfaktoren

Ob die im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Domains tatsächlich hydrodynamisch durch Magma mingling-Prozesse gebildet wurden und ob das in Kap. 2 vorgestellte und in Kap. 4 experimentell bestätigte Mischungsmodell angewendet werden kann, wird im folgenden Kapitel untersucht. Im Vordergrund steht dabei die Frage, ob Aussagen über die damaligen Scherraten, Viskositäten und Temperaturen der beteiligten Schmelzen getroffen werden können. Daneben soll geklärt werden, wie es zur phänomenologischen Diversität der vorliegenden Schmelzbereiche kam und ob sie mit der Fließkinematik und Platznahme als Lavastrom zusammenhängen.

Dafür müssen wie beim Kreuznacher Rhyolith (Kap. 5) alle relevanten Parameter und Hinweise durch geologisch-lithofazielle, mineralogisch-petrologische und geochemische Untersuchungen erfasst und im Kontext der hydrodynamischen Mischungsthematik interpretiert und ausgewertet werden.

6.1.1 Der Mte. Porri-Lavastrom im geologischen Kontext des äolischen Inselbogens

Der Mte. Porri-Lavastrom befindet sich auf der Insel Salina, die Teil des äolischen Inselbogens ist. Er liegt etwa 50 km nördlich von Sizilien im südlichen tyrrhenischen Meer und umfaßt sieben Inseln (Vulcano, Lipari, Salina, Filicudi, Alicudi, Panarea, Stromboli) und neun untermeerische *seamounts*. Mit seiner halbrunden Form ist er ein typisches Beispiel für einen vulkanischen Inselbogen, vergleichbar mit einigen circum-pazifischen Bögen (BARBERI et al. 1973).

• Der äolische Inselbogen

Der äolische Inselbogen entstand vor etwa 1 Mio. Jahren im Zuge der Kollision der afrikanischen mit der eurasischen Platte, wobei hier die ionischen Plattenbereiche nach NW unter den kalabrischen Bogen aktiv subduziert wurden, was besonders durch die vulkanischen Förderprodukte und die ausgeprägte seismische Aktivität belegt wird (VENTURA et al. 1999). Demnach existiert unter dem äolischen Inselbogen eine NNW-SSE-gerichtete Wadati-Benioff-Zone, die bis in 500 km Tiefe bei einem Einfallswinkel von 50-60° reicht (BARBERI et al. 1973, FERRARI & MANETTI 1993). Der Inselbogen selber befindet sich etwa 250 km über dieser Zone (BARBERI et al. 1973, KELLER 1974, ELLAM et al. 1989, FERRARI & MANETTI 1993, DE ASTIS et al. 2000). Die Subduktionsgeschwindigkeit der ionischen Platte verringerte sich dabei während der letzten 20 Mio. Jahre von 1-2 cm/a auf wenige mm/a (FACCENNA et al. 2001).

Der heutige Vulkanismus des Inselbogens unterscheidet sich in der Zusammensetzung seiner vulkanischen Förderprodukte deutlich von seinen früheren vulkanischen Stadien durch eine stetige Zunahme des K-Gehaltes. Er ist generell durch das Auftreten von kalk-

alkalinen, hoch-K-haltigen kalk-alkalinen, shoshonitischen und leucitisch-tephritischen Vulkanitserien gekennzeichnet. Diese Zusammensetzungen sprechen nicht nur für einen subduktionsgebundenen Vulkanismus (BARBERI et al. 1973, ELLAM et al. 1988, FRANCALANCI et al. 1993, VENTURA et al. 1999, DE ASTIS et al. 2000), sondern die K-Zunahme in den gefördertsten Gesteinen belegt zudem den zunehmend steileren Eintauchwinkel der subduzierten Platte im Zusammenhang mit Magmenbildung in größeren Tiefen (ARGNANI & SAVELLI 1999).

Radiokarbon-Datierungen und stratigraphische Korrelationen mit marinen Strandterrassen auf dem italienischen Festland belegen zwei Hauptphasen magmatischer Aktivität, innerhalb derer sich der Inselbogen in seiner heutigen Form aufbaute (KELLER 1967, BARBERI et al. 1973, BARBERI et al. 1974, VENTURA 1999):

- Während einer ersten Phase im frühen bis mittlerem Quartär entstanden Panarea (650.000 -370.000 a), Alicudi (90.000 -30.000 a), Filicudi (650.000-30.000 a) zusammen mit dem größten Teil von Salina (430.000 -13.000 a) und dem NW-Teil von Lipari (223.000 -580 n.Chr.).
- Während der zweiten Phase im oberen Pleistozän und Holozän entstanden neben dem Rest von Salina und dem größten Teil von Lipari auch Vulcano (120.000 -rez.) und Stromboli (100.000 -rez.).

Der Übergang von kalk-alkalinen zu shoshonitischen und tephritischen Vulkaniten vollzog sich im äolischen Inselbogen also innerhalb von höchstens 1 Mio. a, wie die Altersabfolge und die geochemischen Entwicklungstrends der Inseln belegen. Er erfolgte vermutlich durch Assimilation und Kristallisationsdifferentiation der ehemals sauren Initialschmelzen, wobei zusätzlich auch basische Schmelzen aus der versenkten ozeanischen Kruste kontinuierlich zugeführt wurden (DE ASTIS et al. 2000).

Die petrographische Evolution, das Auftreten von spätmagmatisch-differenzierten Rhyolithen (z.B. Pietre Cotte-Strom / Vulcano, Abb. 6.17) und die erfolgte Versteilung des Subduktionswinkels stehen in Analogie zur typischen Entwicklung circum-pazifischer Inselbögen und weist auf das fortgeschrittene Stadium des äolischen Archipels hin (BARBERI et al. 1974). Im Vergleich zu seiner bisherigen Lebensdauer wird seine magmatische Tätigkeit verhältnismäßig schnell zum Erliegen kommen.

• **Salina**

Die Insel Salina liegt etwa in der Mitte des halbkreisförmigen Inselbogens und gehört neben Filicudi und Panarea zu den ältesten Vulkanen des Archipels. In tektonischer Hinsicht liegt Salina neben Lipari und Vulcano in der Tindari-Letojanni-Störungszone und bildet dort die nördlichste Insel. Diesem Komplex gehört wahrscheinlich auch der 6 km im NE von Salina gelegene *seamount* (Secca del Capo) an, dessen höchster Punkt etwa 10 m unter dem Meeresspiegel liegt (ARGNANI & SAVELLI 1999).

Die mit rund 27 km² zweitgrößte Insel des äolischen Archipels entstand durch vulkanische Tätigkeit zwischen 430.000 und 130.000 a vor heute. Die Basis der Insel liegt in etwa 1500 m Tiefe u. NN (KELLER 1980, BARCA & VENTURA 1991). Wie nur wenige Inseln des äolischen Inselbogens weist Salina eine besondere geochemische Entwicklung der gefördertsten Vulkanite auf, die von frühen Basalten über Andesite zu finalen Dazititen geht.

Hinsichtlich des petrologischen Spektrums der gefördertsten Vulkanite weist Salina neben Filicudi den klarsten kalkalkalinen Differentiationstrend aller Inseln auf (PICHLER 1990, DE ASTIS et al. 2000). Dies lässt auf eine einfache fraktionierte Kristallisationsdifferentiation unter niedrigen Drücken schließen, was sich in der Förderung initialer Basalte und basaltischer Andesite und späterer Andesite und Dazite äußert (KELLER 1980, PICHLER 1990, GERTISSER & KELLER 2000). Dazitische Lavaströme mit eingemischten, basaltisch-

andesitischen Einschlüssen wie der hier untersuchte Mte. Porri-Lavastrom sind dabei Zeugen der Interaktion und Vermischung der kompositionell unterschiedlichen Magmen.

Die Insel besteht aus sechs vulkanischen Einheiten (Abb. 6.1), nämlich Capo, Corvo, Rivi, Fossa delle Felci, Porri und Pollara. Bis auf die jüngste Pollara-Sequenz sind alle anderen Ablagerungen Produkte von Stratovulkanen; bei Pollara handelt es sich um einen großen Explosionskrater. Der Mte. Porri-Lavastrom gehört zur Porri-Einheit.

Der Aufbau der Insel erfolgte in zwei durch längere Pausen getrennten Aktivitätsphasen, wobei der ältere Zyklus (430.000 – 127.000 a) die Entstehung der Capo-, Corvo-, Rivi- und Fossa delle Felci-Komplexe umfaßt, während in der jüngeren Aktivitätsphase (67.000 – 13.000 a) die Einheiten des Mte. Porri und des Pollara-Kraters entstanden (BARBERI et al. 1974, KELLER 1980, PICHLER 1990, CALANCHI et al. 1993, GERTISSER & KELLER 2000):

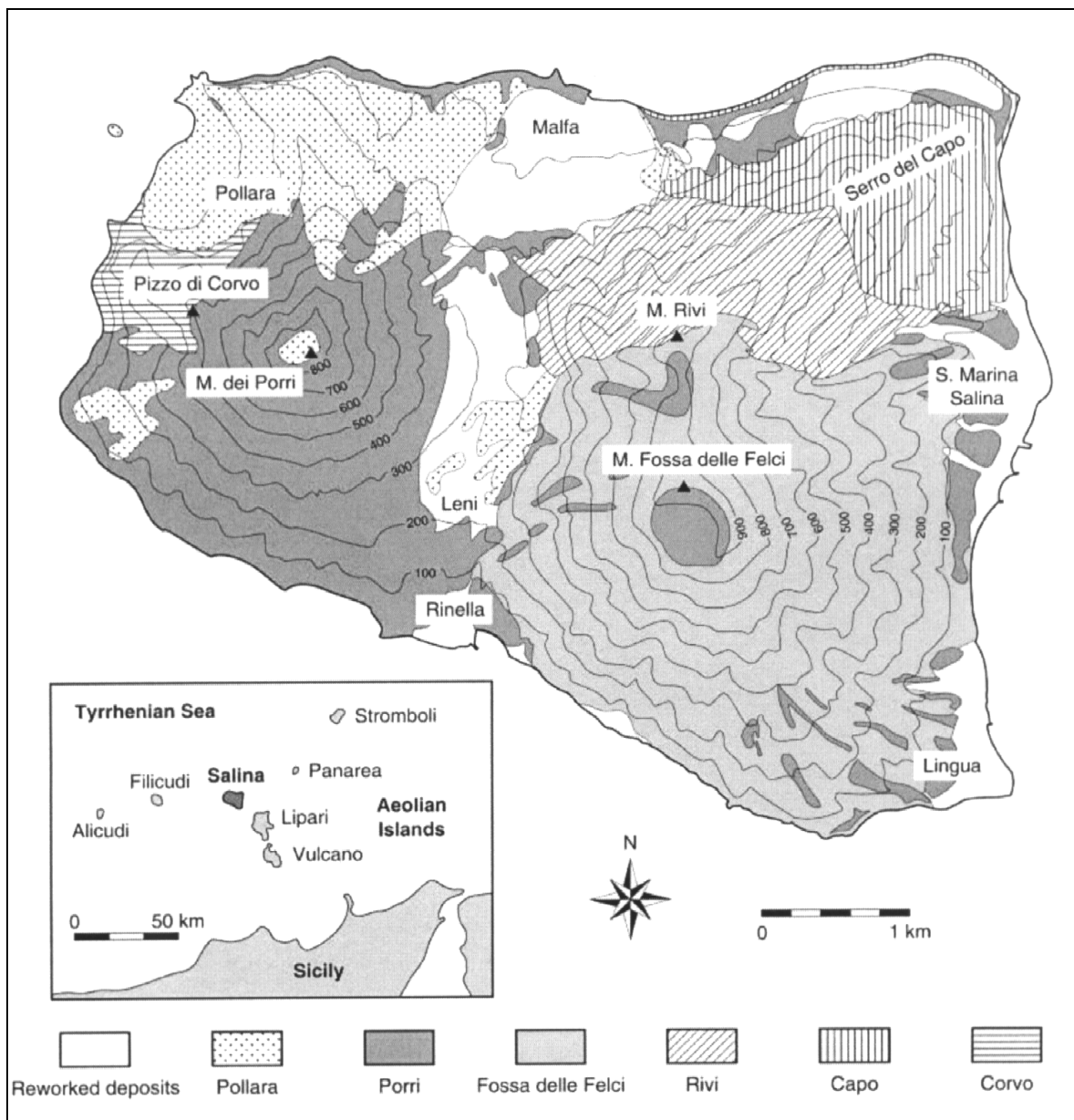


Abb. 6.1: Lage und geologische Übersichtskarte der Insel Salina mit ihren sechs vulkanischen Einheiten (GERTISSER & KELLER 2000).

Der hier als Anwendungsbeispiel für das hydrodynamische Mischungsmodell verwendete Mte. Porri-Lavastrom gehört zur Porri-Einheit (67.000 - 30.000 a), die aus drei Einzelsequenzen besteht und die die zweite große Aktivitätsphase der Insel kennzeichnet. Zunächst entstand der Mte. Porri-Vulkan mit mind. 860 m Höhe. Seine Ablagerungen können in drei Einheiten unterschieden werden. Alle Produkte weisen jeweils recht homogen andesitischen bis dazitischen Chemismus auf.

- Die grauen Tuffe sind das Resultat einer gewaltigen initialen Explosion des Mte. Porri. Sie bestehen aus grauen Aschen-, Lappilli- und Bimstufen, die ganz Salina bedeckten und auch auf Lipari und Panarea nachgewiesen wurden.
- Anschließend wurden rote Schlacken gefördert, die heute den gesamten SE-Teil des Porri-Vulkans bedecken.
- Zahlreiche andesitisch-dacitische Lavaströme, zu denen auch der hier untersuchte Strom gehört und die besonders an der Westflanke des Vulkans gefördert wurden, beenden die Mte. Porri-Sequenz.

Die Ströme sind i. d. R. 80-150 m breit und bis zu 1 km lang, ihre durchschnittlichen Mächtigkeiten liegen bei etwa 5-10 m. Die meisten Laven flossen bis ins Meer, bei anderen ist ihr Ausmaß wegen fortgeschrittener Erosion fraglich. Die Ströme liegen besonders in mittlerer Höhe (400-600 m ü. NN) z.T. übereinandergeschichtet vor, so daß eine exakte Identifikation einzelner Ströme dort schwierig, im oberen Bereich (600 - 860 m ü. NN) unmöglich ist. Die Gipfelregion war ehemals vollständig mit Lava bedeckt, die sich vermutlich erst ab etwa 550-500 m ü. NN fingerartig in einzelne Ströme aufteilte, welche sich dann radial an der Vulkanflanke ausbreiteten. Der Übergangsbereich von der geschlossenen Lavadecke in einzelne Ströme liegt heute bei ca. 600 m ü. NN und verlagert sich durch rückschreitende Erosion stetig nach oben, wie abgebrochene und abgerutschte Blöcke demonstrieren (Abb. 6.2).



Abb. 6.2: Der Mte. Porri-Vulkan von S (Mte. Fossa delle Felci) aus gesehen. Der Porri-Lavastrom befindet sich auf der linken Bergflanke. Die geschlossene Lavadecke in Gipfelnähe wird durch rückschreitende Erosion nach oben aufgelöst. Im Hintergrund liegen Filicudi und Alicudi, neben Panarea die ältesten Inseln des Archipels.

Der „Mte. Porri-Lavastrom“ der vor etwa 30.000 - 36.000 a (PICHLER 1990) auf der S-Flanke des Porri-Vulkans Platz nahm, trägt zwar einen wenig aussagekräftigen Namen, ist aber durch seine Lage, Dimension und lithofazielle Ausbildung relativ gut von den anderen Strömen zu unterscheiden.

6.1.2 Das dazitische Wirtsmagma

Die makro- und mikroskopische Untersuchung des Mte. Porri-Stroms erfolgte hauptsächlich in den drei Aufschlüssen an der W-Seite und an der Stromfront (Abb. 6.4). Dort ist die interne Ausbildung und Struktur des Lavastroms aufgeschlossen. Alle hier gezeigten Photographien wurden während Exkursionen im September 2000 und 2002 aufgenommen.

Der mengenmäßig größte Teil des Mte. Porri-Stroms liegt als typischer Dazit mit 63-64 Gew.% SiO_2 vor (DE ROSA et al. 1996). Charakteristisch für den rund 4 m mächtigen Lavastrom ist seine Internstruktur, die durchgehend aus drei verschiedenen Einheiten besteht (Abb. 6.3):

- ein zerscherter Oberbereich (0,3-0,6 m), der aus brekziösen, zerscherten Lavafragmenten von 10-30 cm besteht, die stellenweise auch ein schlackiges Erscheinungsbild aufweisen. Der Übergang zum massiven Mittelteil vollzieht sich fließend auf einer Distanz von ca. 20 cm.
- ein massiver Mittelteil (2-2,5 m), der aus massiver, gelblich-grauer Lava besteht. Dort befinden sich zahlreiche dunkle eingemischte Domains, die gesondert im nächsten Punkt beschrieben werden.
- ein brekziöser Basalbereich (0,3-0,5 m, Abb. 2.30), der aus brekziösen und zerscherten Lavafragmenten von 5-25 cm besteht. Der Übergang zum massiven Mittelteil vollzieht sich fließend auf einer Distanz von ca. 30 cm.

Der massive Mittelteil des Stroms liegt als grau-gelbliche, auch rötlich-braune, kompakte Einheit vor und führt mit einem Kristallgehalt von ca. 50 Vol.% Plagioklase, Pyroxene, Oxide und Amphibole. Dabei stellen Plagioklase mit ca. 35 % und Pyroxene mit ca. 15 % den Hauptanteil der Phenokristalle. Die geochemische Hauptelementanalyse des Mte. Porri-Wirtsmagmas befindet sich in Anhang A.



Abb. 6.3: Die interne Dreiteilung des hier untersuchten Lavastroms des Mte. Porri-Vulkans mit brekziösem Unterteil, massiver mittlerer Einheit und zerschertem Oberbereich (Lok. III, Aufschlusshöhe ca. 4 m). Die dispergierten basaltisch-andesitischen Enklaven liegen im Mittelteil des Stroms.

- Geometrie und Mächtigkeiten

Der hier untersuchte Lavastrom des Mte. Porri-Vulkans erscheint als etwa trapezförmiger Körper mit relativ planen seitlichen Begrenzungen. Der Förderort lag vermutlich im Gipfelbereich auf etwa 800-860 m ü. NN, wo eine exakte Identifizierung des Stroms nicht möglich ist (Abb. 6.2). Die Lava floß bis ins Meer; die dortige Fortsetzung ist ungewiß. Die Länge des Stroms beträgt vermutlich insgesamt etwa 1400-1600 m. Die Breite beträgt im oberen Bereich etwa 50-100 m und nimmt im unteren Stromteil bis auf 400-500 m zu; durchschnittlich liegt sie bei ca. 100 m. Im unteren Stromdrittel ist der nördliche Teil des Stromes erodiert, die ursprüngliche Stromgrenze lag ca. 150 m weiter im W (Abb. 6.4).



Abb. 6.4: Der Mte. Porri-Vulkan von W aus gesehen. Die mutmaßlichen Grenzen des untersuchten Lavastroms sind markiert. Die relevanten Aufschlüsse sind eingetragen. Die geschlossene Lavadecke in Gipfelnähe wird durch rückschreitende Erosion aufgelöst.

Der Lavastrom ist besonders an seiner NW-Seite an drei Stellen (Lok. I, II, III, Abb. 6.4) großräumig aufgeschlossen. Seine Mächtigkeit liegt einheitlich bei etwa 4 m. Das geförderte Gesamtvolumen beträgt ca. $3 \cdot 10^6 \text{ m}^3$. Am im Gipfelbereich vermuteten Förderort trat die Lava über den Kraterrand auf einer Breite von wahrscheinlich $< 50 \text{ m}$ aus; der Magmenaufstieg erfolgte dabei durch einen vermuteten Dyke mit einem Durchmesser von ca. 50 m an der Erdoberfläche und einer Länge von ca. 4 km (COLLETTA 1991, DE ROSA 2002 pers. Mitt.)

- Umriß und Oberfläche

Die randlichen Begrenzungen lassen sich nur in der unteren Stromhälfte erfassen, wobei auch hier Terrassierung und Bebauung der Hänge eine exakte Grenzziehung erschwert. Die S-Grenze des Stroms ist durch einen ca. 3 m hohen, mäßig steilen Abfall definiert; die N-Grenze liegt mehrheitlich als 4 m hohe Steilwand vor, in der sich auch die für diesen Strom relevanten Aufschlüsse befinden (I, II, III, Abb. 6.4). Die Stromoberfläche liegt überall relativ plan vor.

- **Untergrund und Paläorelief**

Der Untergrund des Mte. Porri-Lavastroms besteht aus roten, verschweißten Schlacken und grauen Tuffen der früheren Eruptionen (Kap. 6.1.1) mit einer durchschnittlichen Hangneigung von 25-30°. Das mittlere Drittel des Stroms liegt im E des Ortes Leni auf einem flacheren (10-15°) Abschnitt der Vulkanflanke vor, die zudem mit alluvialen Schuttfächern bedeckt ist. Eine entsprechende Mächtigkeitszunahme der Lava in diesem Gebiet wurde nicht festgestellt.

Die geometrischen Verhältnisse des Mte. Porri-Lavastroms lassen sich schematisch folgendermaßen darstellen (Abb. 6.5):

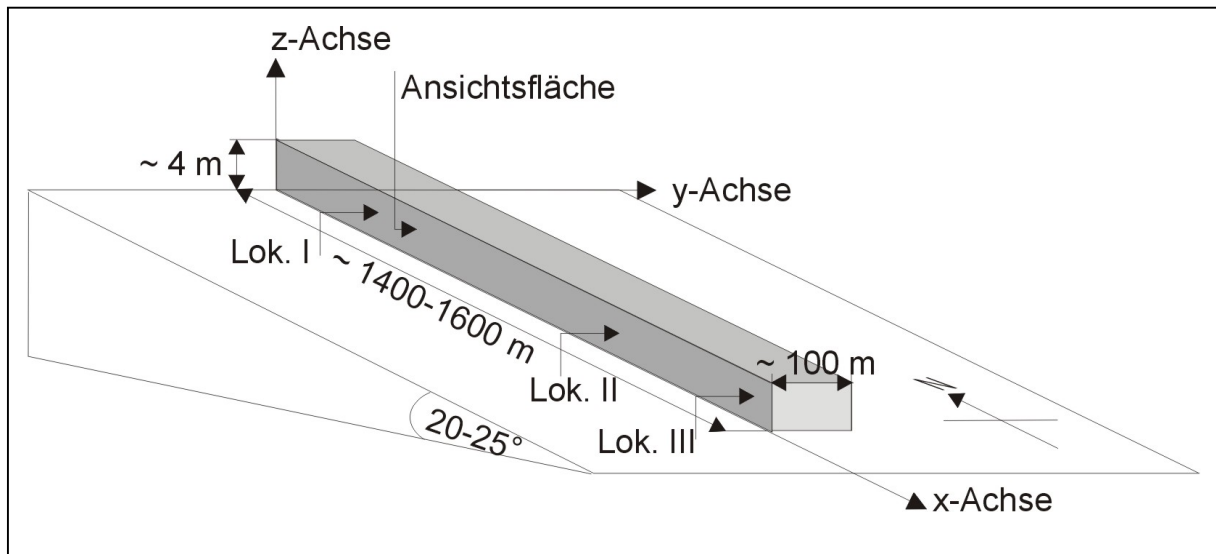


Abb. 6.5: Schematische, nicht-maßstäbliche Darstellung der Geometrieverhältnisse des Mte. Porri-Lavastroms. Die Lage der relevanten Aufschlüsse ist eingetragen.

6.1.3 Die basaltisch-andesitischen Domains

Der Mte. Porri-Lavastrom weist in seiner gesamten Länge zahlreiche dunkelgrau-schwarze, basaltische Andesiteinschlüsse auf, die im Vergleich zur dazitischen Hauptmasse des Stromes etwa 5 % ausmachen (VENTURA 2001). Wie beim Kreuznacher Rhyolith ist die Form und Größe der Enklaven sehr unterschiedlich ausgebildet, wobei neben rundlich-ovalen Enklaven auch boudin- und bänderartige Formen auftreten. Schlierig-diffuse Bereiche mit undeutlichen Grenzen zum Wirtsmagma treten untergeordnet auf und sind oft mit den bänderartigen Formen vergesellschaftet. Sie repräsentieren die „Übergangsbereiche“ mit andesitischem Chemismus (Kap. 6.1.4).

6.1.3.1 Makro- und mikroskopische Auswertung

Die basaltisch-andesitischen Einschlüsse im Mte. Porri-Lavastrom weisen ein blasenfreies Gefüge mit ca. 35 Vol.% Einsprenglingen auf. Als Phenokristalle treten Plagioklase, Pyroxene, Oxide und Olivine auf, die Grundmasse ist glasig. Die geochemische Hauptelementanalyse der Enklaven ist in Anhang A dargestellt.

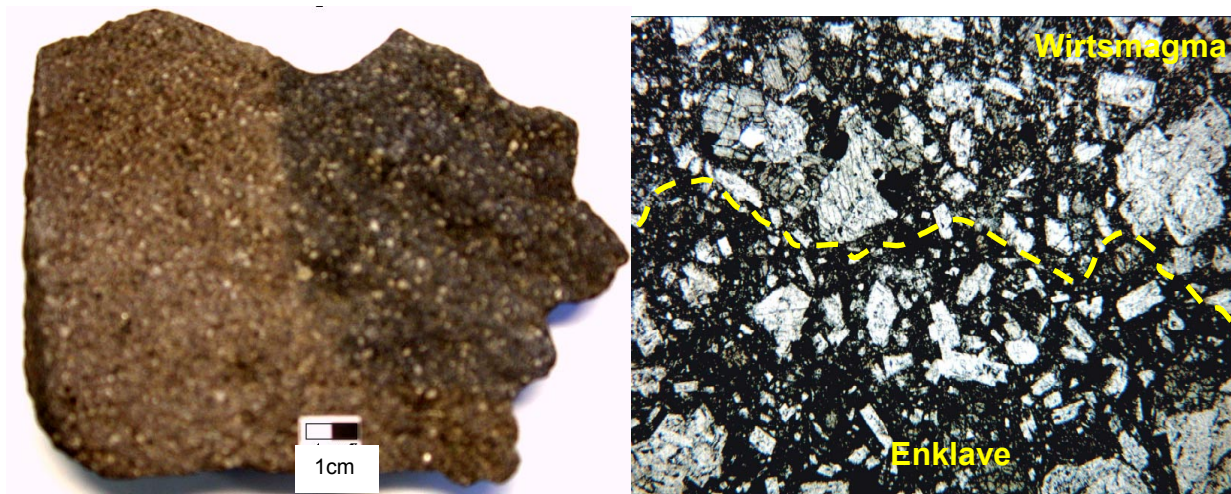


Abb. 6.6.: Makro- und mikroskopische Darstellung des Kontaktbereichs zwischen einer basaltisch-andesitischen Enklave und dem dazitischen Wirtsmagma des Mte. Porri-Lavastroms. Die Grenzen sind überwiegend diffus und unscharf ausgebildet, laterale Oxidanreicherungen treten generell nur selten auf (Dünnschliff Vegr. 6,3-fach).

Die Grenzen zum umgebenden Wirtsmagma sind generell unscharf und diffus ausgebildet, besonders bei den ausgelängten, bandartigen Formen. Ob es dort zu Magma mixing-Prozessen kam, wurde mittels Mikrosonden-Analyse untersucht (Kap. 6.1.3.4). Randliche Oxidanreicherungen (Vererzungsränder) treten (im Gegensatz zum Kreuznacher Rhyolith, Kap. 5) praktisch nicht auf, ebenso wenig wie Kornverfeinerungen an den Enklavenrändern. Dies lässt darauf schließen, dass beide Schmelzen vermutlich thermisch equilibriert waren und zum Zeitpunkt ihrer Vermischung etwa die gleiche Temperatur besaßen. Hinweise auf spätere, etwa hydrothermale Alterations- und Zersetzungsprozesse liegen bei dem rund 30.000 a alten Strom nicht vor.

6.1.3.2 Phänomenologische Klassifikation

Die im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Enklaven lassen in ihrer phänomenologischen Diversität und räumlichen Anordnung Rückschlüsse nicht nur auf deren Genese, sondern auch auf die Fließkinematik und Platznahme des Lavastroms zu. Das vorliegende Formenspektrum der Enklaven reicht von rundlich-ovalen bis zu streifenartigen Typen (Abb. 6.7), wobei boudinartige Formen am häufigsten auftreten (Abb. 6.9). Wie beim Kreuznacher Rhyolith können sie makroskopisch in vier Kategorien schematisch zusammengefaßt werden, je nach Höhe und Wirkungszeit der anliegenden Scherraten.

Die phänomenologische Diversität der eingemischten Enklaven ist makroskopisch durch folgende Ausbildungen gegeben (Abb. 6.7):

- Rundlich-ovale Formen mit \varnothing von 5-20, im Mittel etwa 10 cm. Die Grenze zum Wirtsmagma ist durchgehend scharf ausgebildet (Abb. 6.7 A) Diese Form tritt im Mte. Porri-Lavastrom am dritt-häufigsten auf (Abb. 6.9)
- Sigmoidale Formen mit \varnothing von <15 cm, ähnlich metamorphen Porphyroklasten, mit ovalem Kern und zwei gegenüberliegenden, in entgegengesetzte Richtungen weisenden ausgelängten Bögen. Dieser Enklaventyp weist oft weitere, zahlreiche Mikrobänder parallel zu den Hauptbögen auf. Die Grenzen zum Wirtsmagma sind teilweise diffus und unscharf ausgebildet und liegen farblich zwischen Wirtsmagma und Enklave (Abb. 6.7 A li. ob., B). Diese Form tritt am seltensten auf (Abb. 6.9)
- Boudin-artige Formen mit rundlich-ovalen Kernen, die durch dünne, ausgelängte bänder- und streifenartige Partien miteinander verbunden sind. Die Kerngrenzen zum Wirtsmagma sind scharf, die der Verbindungsbereiche untergeordnet diffus ausgebildet (Abb. 6.7 C). Diese Form tritt am häufigsten auf (Abb. 6.9)
- Bandartige und streifige Formen mit Längen von 3 -140 cm und Breiten von 2 -10 cm. An einer Seite dieser Strukturen befindet sich häufig ein verdicktes, ovales Ende. Die Grenzen zum Wirtsmagma sind meist unscharf und diffus ausgebildet (Abb. 6.6 7). Diese Form tritt im Mte. Porri-Lavastrom am zweithäufigsten auf (Abb. 6.9)

Diese verschiedenen Enklavenformen treten sowohl im oberen (Lok. I, Abb. 6.4, 6.5) als auch im mittleren und unteren (Lok. II, III) Stromteil auf und liegen oft in direkter Nachbarschaft vor, wobei die bandartigen Formen bevorzugt im basalen Teil, die rundlich-ovalen Formen dagegen meist am Top der mittleren, massiven Lavaeinheit liegen.

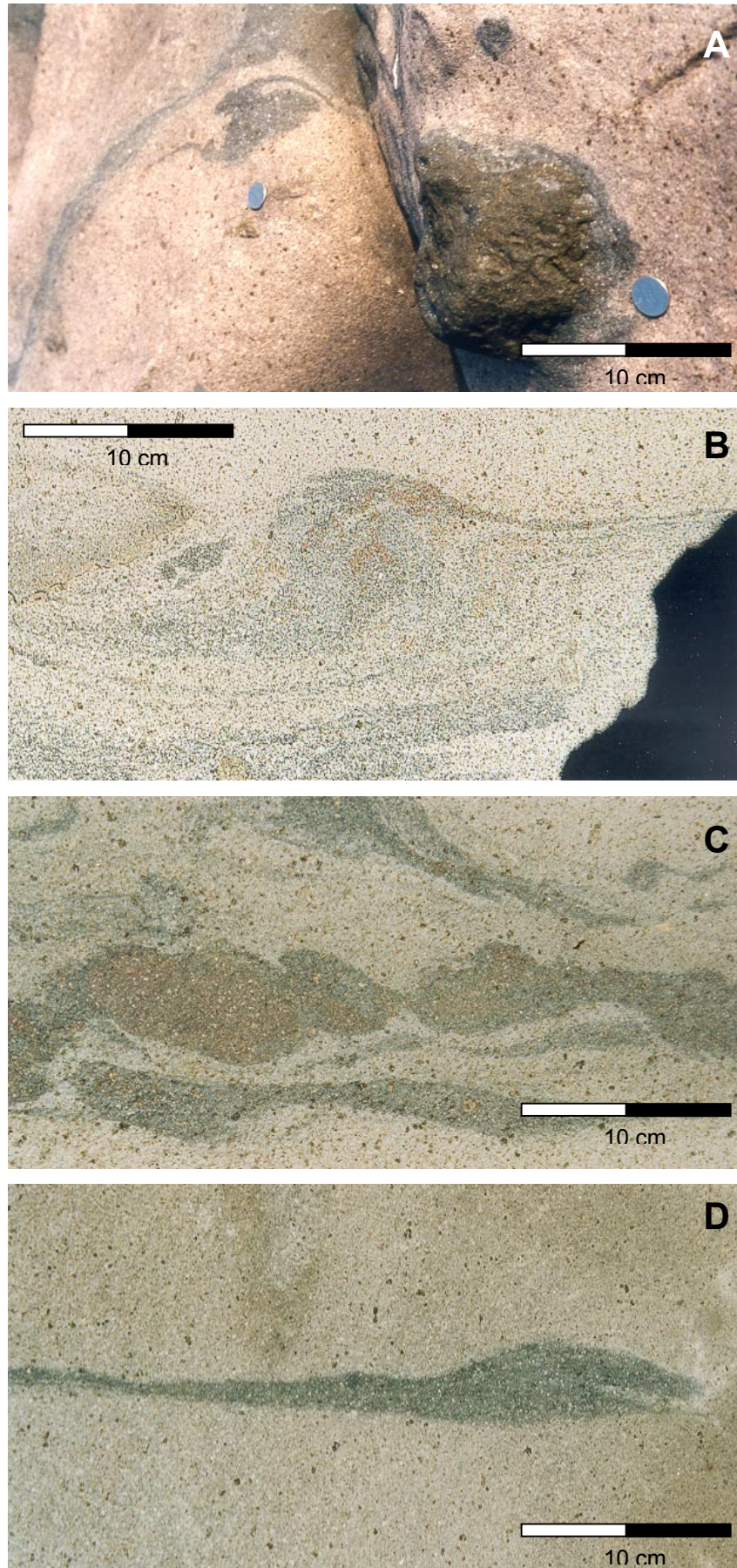


Abb. 6.7: Auswahl verschiedener Formen der im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Enklaven. Sie können grundsätzlich in vier Kategorien zusammengefasst werden (s. Text).

Die makroskopisch erfassten Enklavenformen können als Folge der unterschiedlichen Höhe bzw. der unterschiedlich langen Wirkungszeit des jeweils herrschenden Scherstress γ [1/s] bzw. der nachfolgenden differentiellen Scherbewegungen und Fließprozesse während der Platznahme als Lavastrom interpretiert werden:

- Als Folge dessen entstehen (in Analogie zu den experimentell bestätigten Mingling-Prozessen, Kap. 4.2) zunächst rundliche Enklaven (Abb. 6.7 A).
- Unter andauernder differentieller Scherratenwirkung entstehen daraus ovale und eiförmige Objekte, aber auch sigmoidale Rotationsformen, falls nicht-koaxiale Scherbewegungen (\neq *simple shear*) anlagen (Abb. 6.7 A li. ob., B).
- Unter genügend hoher und/oder langer Scherratenwirkung werden diese Formen unter einsetzenden Diffusionsprozessen (im Sinne von Magma mixing) zu länglichen, boudinartigen Formen zerschert. (Abb. 6.7 C). Der Kontakt zum Wirtsmagma kann dabei diffus und unscharf vorliegen.
- Diese Formen werden im Extremfall zu bänderartigen Streifen verformt (Abb. 6.7 D). Die Enklavenränder liegen dabei zunehmend unschärfer und diffuser vor, Folge der sekundären Magma mixing-Prozesse, die aus den bei der Platznahme herrschenden Scherraten resultierten. Die band- und streifenartigen Formen stellen in Analogie zu den experimentell untersuchten mingling-Prozessen (Kap. 4.2) hybride Übergangsbereiche mit zwischen Wirts- und Dispersionsmagma liegender chemischer Zusammensetzung (hier: andesitisch) dar.

Diese progressive Enklavendeformation kann wie beim Kreuznacher Rhyolith (Kap. 5.3, Abb. 5.10) schematisch dargestellt werden (Abb. 6.8). Dabei nimmt der scherratenbedingte Deformationsgrad der Domains von A nach D zu. Die initial rundlich vorliegenden Enklavenformen stehen dabei in Analogie zum in Kap. 2 vorgestellten und in Kap. 4 experimentell bestätigten hydrodynamischen Mischungsmodell. Das finale Stadium, in dem nur noch ein hybrid Magma mittlerer chemischer Zusammensetzung vorliegen würde, ist nicht dargestellt.

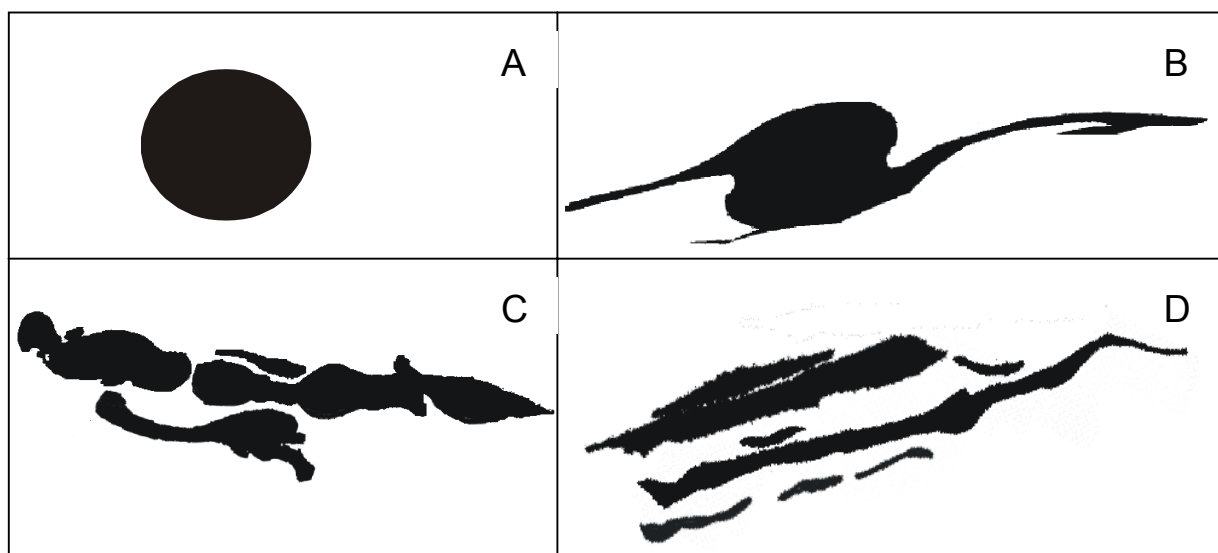


Abb. 6.8: Schematische Darstellung der vier im Mte. Porri-Lavastrom vorliegenden Enklaventypen, die aus differentiellen Fließbewegungen der Schmelzen resultieren. Höhe und Wirkungszeit der anliegenden Scherraten nehmen von A nach D zu.

Alle erfassten Enklaventypen können durch differentielle Scherbewegungen der Schmelzen theoretisch plausibel erklärt werden. Ob tatsächlich davon ausgegangen werden kann, daß es hier zur hydrodynamischen Schmelzvermischung im Sinne des in vorliegender Arbeit propagierten Magma mingling-Modells kam, ist fraglich, denn im Gegensatz zu vielen

Dispersionsvorkommen mit überwiegend rundlichen Domains (Kap. 1.1.2) treten im Mte. Porri-Lavastrom die boudin-artigen Formen (Abb. 6.6 C, 6.7 C) am häufigsten auf, wie die Häufigkeitsverteilung der Enklaventypen belegt (Abb. 6.8):

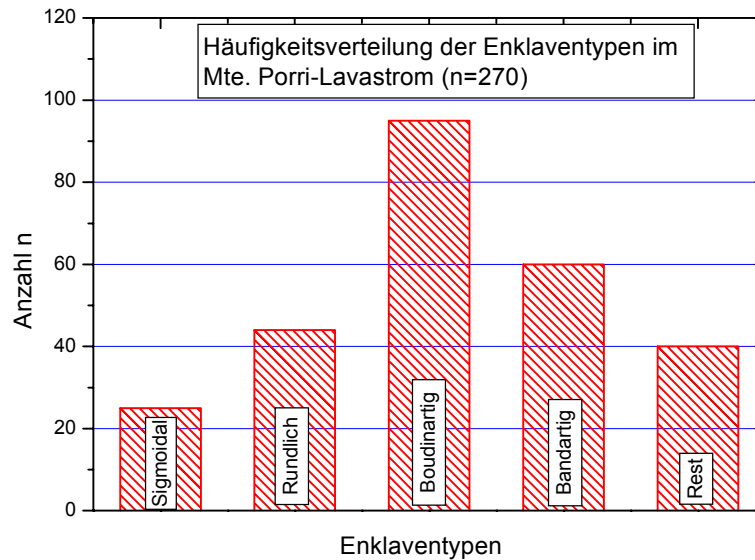


Abb. 6.9: Häufigkeitsverteilung der im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Enklaventypen. Am häufigsten treten boudin-artige Domains (Abb. 6.6 C, 6.7 C) auf.

Die Häufigkeitsverteilung der im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Formen zeigt, daß hier der Großteil der Domains deformiert vorliegt und von den anliegenden Scherraten stark beeinflusst vorliegt, wenn man von initial rundlichen Enklaven ausgeht. Ob die boudin- und bandartigen Domains primär hydrodynamisch so gebildet wurden (etwa als unvollständig ab- und zerscherte Schmelzbereiche, vgl. Abb. 4.24, Kap. 4.2.6) oder ob diese Formen erst sekundär (post-genetisch) etwa bei der Platznahme als Lavastrom entstanden, wird in Kap. 6.3 geklärt.

6.1.3.3 Dispersionsdurchmesserbestimmung

Um Aussagen über die ehemaligen Scherraten und die Effektivität der magmatischen Mischungsprozesse beim Mte. Porri-Lavastrom treffen zu können, ist die Kenntnis der Dispersionsdurchmesser unerlässlich. Die Durchmesserbestimmung wurde hauptsächlich in den drei Aufschlüssen (Abb. 6.4, 6.5) durchgeführt. Abb. 6.10 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Dispersionsdurchmesser. Vermessen wurden dabei die Durchmesser der rundlichen und der sigmoidalen Enklaven, die Dimensionen der anderen Formen sind nicht dargestellt.

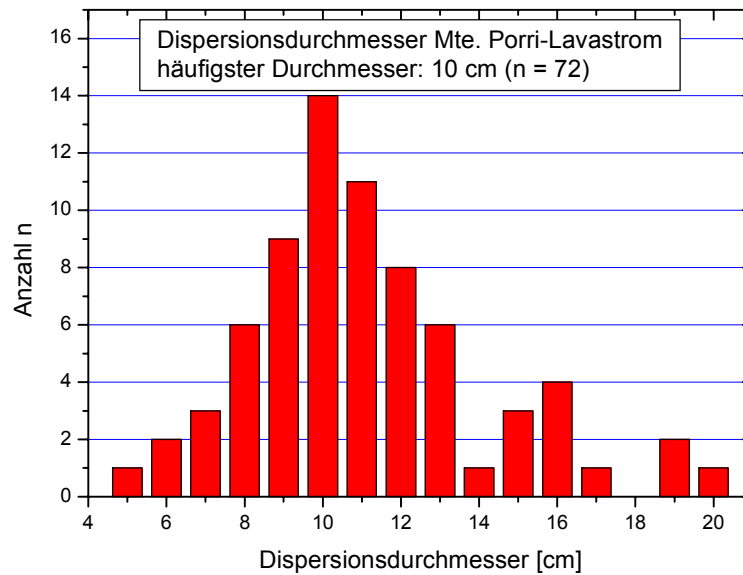


Abb. 6.10: Größenverteilung der im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen basaltisch-andesitischen Enklaven.

Die Dispersionen des Mte. Porri-Lavastroms weisen Durchmesser zwischen 5 cm und 20 cm auf (Abb. 6.10). Der häufigste Durchmesser beträgt 10 cm, der kleinste erfasste Durchmesser liegt bei 5 cm und der größte bei 20 cm. Die ermittelte Häufigkeitsverteilung stellt in etwa eine Normalverteilung mit mittigem Häufigkeitsmaximum dar. Die leicht asymmetrische Verteilung ist vermutlich auf die geringe Messwertanzahl zurückzuführen (vgl. Kap. 4.2.4).

Wie bei der Durchmesserbestimmung der experimentell erzeugten Domains (Kap. 4.2.4) und der des Kreuzbacher Rhyoliths (Kap. 5.1.3.3) ist auch hier zu berücksichtigen, dass die Vermessung an 2D-Schnitten durchgeführt wurde, die Enklaven aber kugelförmige, polydispers verteilte 3D-Objekte darstellen. Statistische Korrekturverfahren zur Ermittlung der tatsächlichen Dispersionsdurchmesser wurden auch hier nicht durchgeführt, zur Begründung s. Kap. 4.2.4.

6.1.3.4 Mikrosonden-Analysen

In welchem Maße Diffusionsprozesse im Sinne von Magma mixing an den Enklavenrändern erfolgten, wurde analog zu Kap. 4.2.6 mittels Mikrosonden-Analysen erfaßt. Dazu wurden die Grenzflächen zweier Enklaven beprobt (*beam size* 30 µm) und die Verteilung der gängigen Hauptelemente untersucht (vgl. Kap. 4.2.6). Analyse A (Abb. 6.11) erfaßt den Grenzbereich zwischen Wirtsmagma und einer rundlichen Enklave (Typ A (Abb. 6.8), Ø ca. 5 cm) mit verhältnismäßig klarer Begrenzung ohne diffusiven Übergangsbereich, Analyse B (Abb. 6.11) den Grenzbereich einer deformierten, länglichen Enklave (Typ D (Abb. 6.8), Länge ca. 40 cm, Breite ca. 5 cm) mit breitem, undeutlichem Kontakt zum Wirtsmagma.

Es konnten keine durchgehenden Messprofile im herkömmlichen Sinne gefahren werden, da der Kristallgehalt sowohl des dazitischen Wirtsmagmas als auch der basaltisch-andesitischen Enklaven sehr hoch ist (35-50 Vol.%) und so durch versehentlich vom Meßstrahl getroffene Phenokristalle die Messergebnisse nachhaltig verfälscht würden.

Deswegen wurden nur einzelne, punktuelle Analysen der jeweiligen Grundmasse im Grenzbereich zwischen Wirts- und Dispersionsmagma durchgeführt, die in Abb. 6.11 dargestellt sind.

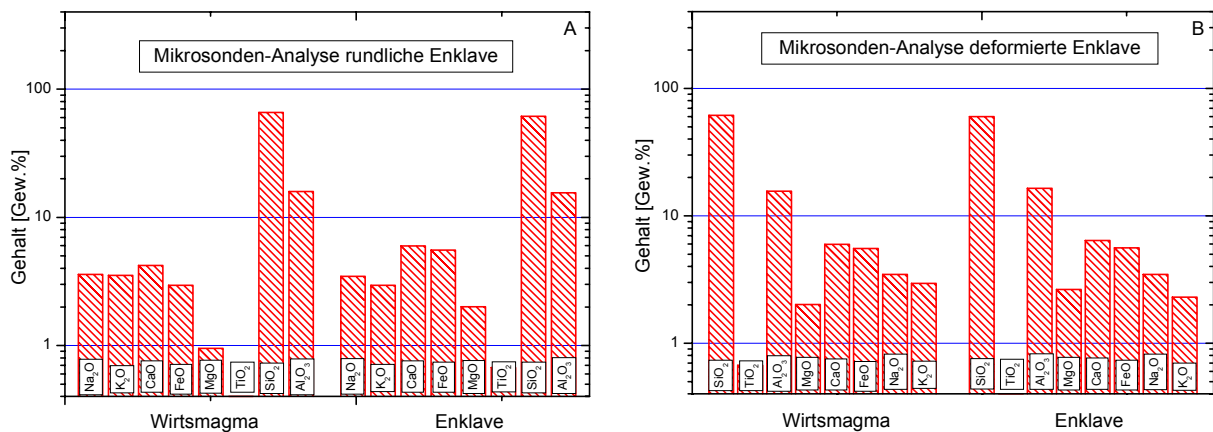


Abb. 6.11: Mikrosonden-Analyse vom Grenzbereich zwischen Wirtsmagma und einer undeformenten, runden (A) und einer deformierten, länglichen Enklave (B). Im Gegensatz zu A erzeugten Magma mixing-Prozesse bei B eine nahezu identische chemische Zusammensetzung des Übergangsbereichs zwischen Enklave und Wirtsmagma.

Die Analyse des Kontaktes zwischen Wirtsmagma und der runden, klar begrenzten Enklave ohne diffusiven Übergangsbereich (Abb. 6.11 A) zeigt, daß beide Bereiche sich chemisch klar voneinander unterscheiden. Hinweise auf eine durch Magma mixing-Prozesse gebildete randliche Diffusionszone liegen nicht vor.

Die Analyse des Grenzbereichs zwischen Wirtsmagma und der deformierten, länglichen Enklave mit diffusivem Übergangsbereich (Abb. 6.11 B) zeigt dagegen, dass die Randbereiche der Enklave und des Wirtsmagmas geochemisch nahezu identisch sind. Offensichtlich erfolgten hier Diffusionsprozesse, die an der Grenze zwischen Wirts- und Dispersionsmagma einsetzten und so eine chemisch dazwischenliegende Zusammensetzung erzeugten. Dieser Befund kann somit als Indiz für erfolgte diffusive mixing-Prozesse an den Rändern dieser Enklaventypen gelten.

Nachdem Diffusionsprozesse an den Enklavenrändern nur an den deformierten Formen, nicht aber an den runden Domains auftreten, kann davon ausgegangen werden, daß diese mixing-Prozesse erst nach der Genese der Enklaven stattfanden und nicht bereits in einem früheren (etwa simultanem) Stadium der Mischung zwischen basaltischem Andesit und Dazit abgeschlossen waren.

6.1.4 Die andesitischen Übergangsbereiche

Die geochemisch zwischen „normaler“ Enklave und Wirtsmagma liegenden Übergangsbereiche befinden sich oft an den Rändern von ausgelängten oder rotierten Formen (Typ B, C, Abb. 6.8) oder stellen eigenständige, bandartig-streifige Formen dar (Typ D, Abb. 6.8), die bevorzugt im Basisbereich des Stroms auftreten.

Die Grenze zwischen den Übergangsbereichen und dem Wirtsmagma ist mikroskopisch nicht exakt zu erfassen, da Form und Größe der Einsprenglinge beiderseits identisch ist und auch sonst keine Grenzmerkmale wie Oxidränder oder Kornverfeinerungen vorliegen. Anhand der verschiedenen Farben lassen sich die Enklavengrenzen makroskopisch jedoch klar erfassen (Abb. 6.6).

Hinsichtlich der hier postulierten hydrodynamischen Vermischung von basaltisch-andesitischer mit mengenmäßig überwiegender dazitischer Schmelze ist davon auszugehen, daß die andesitischen Bereiche durch Diffusionsprozesse sekundär gebildet wurden und

dass keine externe, dritte Andesitschmelze vorlag, die in Analogie zur andesitischen Basaltschmelze diese Bereiche primär durch aktive hydrodynamische Prozesse gebildet hat.

Der Prozess des Magma mixings wurde auch bei den experimentell untersuchten hydrodynamischen Mischungsprozessen beobachtet (Kap. 4.2.6). Dort wurde festgestellt, dass die durch die mingling-Prozesse initiierten mixing-Prozesse zeit- und scherratenabhängig sind, d.h. der Grad der Diffusion zwischen dispergierter Schmelze und dem Wirtsmagma nimmt mit zunehmender Scherrate und Zeitdauer zu (Kap. 4.2.6). Insofern kann die chemische Zusammensetzung der „Übergangszonen“ als Effektivitätsindikator für die erfolgten magmatischen Mischungsprozesse herangezogen werden: Je mehr die Übergangsbereiche chemisch dem Wirtsmagma gleichen, desto effektiver waren die mixing-Prozesse.

Der Vergleich der Vergleich der SiO_2 -, K_2O -, TiO_2 - und Na_2O - Gehalte der Dispersionsschmelze, der Übergangszone und des Wirtsmagmas (Abb. 4.25, Kap. 4.2.6) belegt, dass beim Mte. Porri-Lavastrom im Vergleich zum Kreuznacher Rhyolith (Kap. 5) und zum Labor (Kap. 4) die mixing-Prozesse weniger effektiv bzw. effektiver waren, d.h. hier liegt ein mittlerer Grad der Diffusion von ehemaligen Enklavenbereichen mit der Wirtsschmelze vor.

6.1.5 Fazit

Die Vielzahl der in Kap. 6.1 ermittelten Befunde des Mte. Porri-Lavastroms und seiner basaltisch-andestischen Enklaven legt nicht nur eine Genese durch hydrodynamische Mischungsprozesse nahe, sondern gibt darüber hinaus noch weitere Hinweise zur kinematischen Entwicklungsgeschichte des Lavastroms. Seine lithofazielle und mineralogische Ausbildung kann zusammen mit dem geologischen Hintergrund im Kontext einer hydrodynamischen magmatischen Schmelzvermischung interpretiert werden. Folgende Aussagen können getroffen werden:

- Der Mte. Porri-Lavastrom befindet sich auf der Insel Salina, die hinsichtlich ihrer vulkanischen Aktivität wie der Rest des äolischen Inselbogens einen kalkalkalinen Differentiationstrend aufweist, der durch die Förderung initialer Basalte und finaler Dazite gekennzeichnet ist.
- Der dazitische Lavastrom weist zahlreiche basaltisch-andestische Enklaven und untergeordnet auch Bereiche mit andesitischem Chemismus auf. Der Strom repräsentiert somit die Interaktion und Vermischung der kompositionell unterschiedlichen Magmen.
- Die überwiegend im mittleren Teil des rund 4 m mächtigen Lavastroms auftretenden Enklaven sind rundlich-ovaler, sigmoidaler, boudin-artiger und bandartiger Gestalt, wobei die boudin-artigen Formen am häufigsten auftreten. Die rundlichen und sigmoidalen Domains weisen ein Durchmesserhäufigkeitsmaximum von 10 cm auf.
- Die vier verschiedenen Enklaventypen können als Resultat der anliegenden Scherraten interpretiert werden, die je nach Höhe und Wirkungszeit eine progressive Enklavendeformation bewirkten. Es wird davon ausgegangen, daß alle Enklaven in Analogie zum hier propagierten hydrodynamischen Mischungsmodell zunächst rundlich vorlagen und erst sekundär während der Platznahme des Stroms verformt wurden.
- Die andesitischen, diffus-schlierig ausgebildeten Übergangsbereiche treten bevorzugt an den Rändern der ausgelängten, bandartigen Enklaventypen auf und liegen somit nicht nur geochemisch, sondern auch makroskopisch zwischen Dispersions- und Wirtsmagma. Sie entstanden durch Diffusionsprozesse der Schmelzen (Magma mixing) vermutlich erst nach der Dispersionsbildung während der Platznahme des Lavastroms.

- Es wird davon ausgegangen, daß die Schmelzen zum Zeitpunkt ihrer Vermischung thermisch equilibriert waren, da keinerlei Hinweise auf thermisch bedingte Abschreckungsränder oder randliche Kornverfeinerungen vorliegen. Laterale Oxidanreicherungen (Vererzungsränder) liegen ebenfalls nicht vor.

Die aufgeführten Befunde sprechen für eine hydrodynamische Vermischung der beiden Schmelzen untereinander (= Magma mingling). Dadurch wurden untergeordnet aber auch Diffusionsprozesse (= Magma mixing) initiiert, die bevorzugt an den Rändern bereits gebildeter Enklaven auftraten und so hybride Schmelzbereiche erzeugten. Diese Prozesse wurden nicht nur bei den experimentell untersuchten mingling-Prozessen (Kap. 4.2), sondern auch beim Kreuznacher Rhyolith (Kap. 5) festgestellt, wo es ebenfalls untergeordnet zur randlichen Hybridisierung vorhandener Domains kam. Aus diesem Grund wird davon ausgegangen, daß das in Kap. 2 vorgestellte Mischungsmodell auch hier gelten und zur Rekonstruktion der ehemaligen Scherraten, Temperaturen und Viskositäten der Schmelzen verwendet werden kann.

6.2 Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells

Die Ergebnisse der in Kap. 6.1 dargestellten geologisch-lithofaziellen, mineralogisch-petrologischen und geochemischen Untersuchungen liefern bereits entscheidende Hinweise auf die Genese und Entwicklungsgeschichte der Enklaven. Sie deuten darauf hin, daß sich die dazitische Wirtsschmelze mit der basaltisch-andesitischen Dispersionsschmelze primär mechanisch im Sinne eines Magma mingling-events vermischt hat und daß die Enklaven mit großer Wahrscheinlichkeit hydrodynamisch gebildet wurden, in Analogie zum physikalischen Hintergrund des hier präsentierten Modells (Kap. 2) und den experimentell erfassten Wirkungsweisen (Kap. 4). Aus diesem Grund scheint die Anwendung des Mischungsmodells auch auf den Mte. Porri-Lavastrom gerechtfertigt.

Dabei liefern die hydrodynamischen Berechnungen neben den damaligen Temperaturen und Viskositäten der Magmen auch entsprechende minimale Relativgeschwindigkeiten der Schmelzen zum Zeitpunkt der Dispersionsbildung. Daraus können in grober Annäherung auch die minimalen Aufstiegsgeschwindigkeiten der Schmelzen im Förderdyke berechnet werden. Unter Berücksichtigung der wechselnden Geometrieverhältnisse beim Übergang zwischen Förderschlot, Kraterrand und Ausfließen an freier Oberfläche kann diese Geschwindigkeit angenähert auch als Anfangsgeschwindigkeit des Lavastroms bei dessen Platznahme betrachtet werden.

6.2.1 Bestimmung der relevanten Modellparameter

Zur Berechnung der ehemaligen Scherraten (d.h. differenzielle Fließgeschwindigkeiten), der Viskositäten und der entsprechenden Magmentemperaturen müssen gemäß des physikalisch-hydrodynamischen Hintergrundes (Kap. 2.2) die relevanten Modellparameter ermittelt werden, als da wären:

- der typische Dispersionsdurchmesser der andesitischen-basaltisch Enklaven. Dieser beträgt nach Abb. 6.10 (Kap. 6.1.3.3) 10 cm. In den folgenden Berechnungen ist zum Vergleich auch der kleinste (5 cm) und der größte (20 cm) erfaßte Dispersionsdurchmesser dargestellt.
- die Anfangstemperaturen der beteiligten Schmelzen, die nach geologischen Erfahrungswerten abgeschätzt werden müssen. Die nachfolgenden Berechnungen wurden für das Temperaturintervall zwischen 1300° und 1175°C durchgeführt. Da keine Hinweise auf thermische Kontraste zwischen den Schmelzen vorliegen (Kap. 6.1.3.1), wird davon ausgegangen, dass beide Schmelzen in etwa die gleiche Temperatur zum Zeitpunkt ihrer Vermischung hatten. Das bedeutet, daß hier die für hydrodynamischen Mischungsprozesse zur Verfügung stehende Zeitspanne quasi unendlich war, also keine zeitliche Limitierung in Bezug auf die Dispersionsbildung herrschte. Aus diesem Grund wird hier auf entsprechende Berechnungen verzichtet.
- Die an der Grenzfläche zwischen den beiden Schmelzen herrschende Grenzflächenspannung, die als Differenz der jeweiligen Oberflächenspannungen anhand der Ergebnisse der durchgeführten Oberflächenspannungsmessungen (Kap. 3.2) und anhand der Daten von WALKER & MULLINS (1981) und MCBIRNEY & MURASE (1984) auf 10 mN/m abgeschätzt wurde.
- Die Viskositäten der beteiligten Schmelzen bei den jeweiligen Temperaturen. Diese konnten (im Gegensatz zum Kreuznacher Rhyolith) experimentell bestimmt werden (Kap. 3.1).

Mit diesen Parametern wurden die nachfolgenden Berechnungen zur Effektivität hydrodynamischer Mischungsprozesse beim Mte. Porri-Lavastrom vorgenommen.

6.2.3 Effektivitätsberechnung hydrodynamischer Mischungsprozesse

Der Vergleich der Viskositäten der beiden Magmen (Abb. 6.12) zeigt, daß beide Schmelzen über den gemessenen Temperaturbereich annähernd gleiche Viskositäten besitzen. Das bedeutet, daß hier die für hydrodynamischen Mischungsprozesse zur Verfügung stehende Zeitspanne quasi unendlich war, also keine zeitliche Limitierung in Bezug auf die Dispersionsbildung herrschte. Beide Schmelzen konnten sich idealerweise quasi unendlich lang miteinander vermischen; gemäß des physikalisch-hydrodynamischen Hintergrunds (Kap. 2.2) herrschten somit ideale Bedingungen für die hydrodynamischen Mischungsprozesse.

Die Berechnung der entsprechenden Scherraten für den relevanten Temperaturbereich zwischen 1175° und 1300°C ergibt für den häufigsten Dispersionsdurchmesser von 10 cm Scherraten zwischen 0,054 und 0,003 [1/s] (Abb. 6.12).

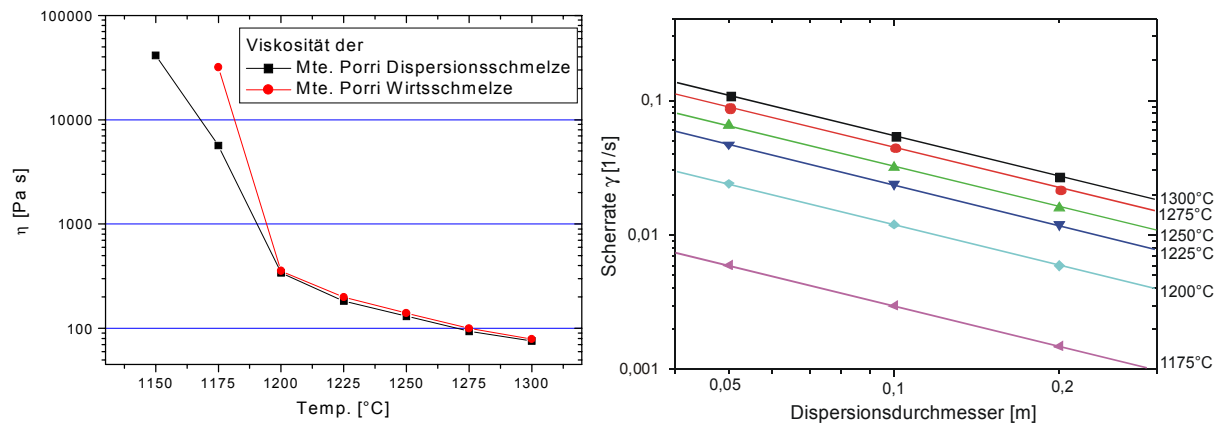


Abb. 6.12: Vergleich der temperaturabhängigen Viskositäten der beiden Schmelzen (links) und der temperatur- und scherratenabhängige Dispersionsdurchmesser der im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Enklaven im Temperaturintervall zwischen 1300° und 1175°C ohne zeitliche Limitierung durch Abkühlprozesse (rechts).

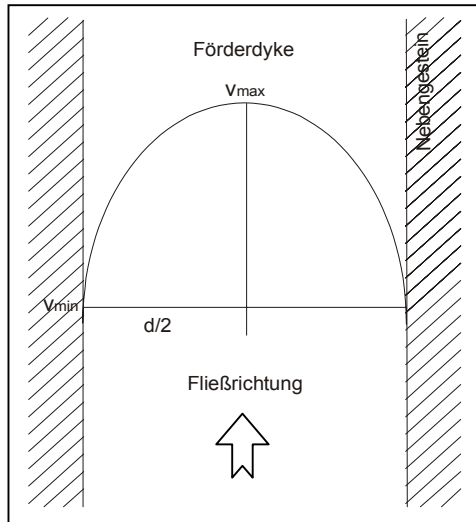
Die temperatur- und durchmesserabhängigen Scherraten für die im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Enklaven sind somit zwar ermittelt, geben aber wegen der fehlenden zeitlichen Limitierung noch keine Rückschlüsse auf die wahrscheinlichen damaligen Schmelztemperaturen.

Hinweise auf die damaligen Magmentemperaturen liefern jedoch geothermische Modelle, die auf Phasenbeziehungen und Equilibriumszuständen zwischen ausgeschiedenen Kristallen wie Pyroxenen basieren (WELLS 1977). Entsprechende Untersuchungen an im Wirtsmagma enthaltenen Orto- und Klinopyroxenen indizieren eine ehemalige Magmentemperatur von $1100 \pm 50^\circ\text{C}$ für das dazitische Wirtsmagma des Mte. Porri-Lavastroms (COLLETTA 1991).

Die niedrigste hier berechenbare Temperatur beträgt 1175°C , ist somit den von COLLETTA (1991) postulierten $1100 \pm 50^\circ\text{C}$ am nächsten und wird deshalb hier als wahrscheinliche Magmentemperatur der Mte. Porri-Lava angesehen. Bei dieser Temperatur beträgt die entsprechende Scherrate für einen durchschnittlichen Dispersionsdurchmesser von 10 cm rund 0,003 [1/s] (Abb. 6.12). Beide Magmen besitzen also die gleiche Temperatur von **1175°C** und bewegen sich, bezogen auf 1 m Distanz, mit einer Relativgeschwindigkeit von **$0,003 \text{ m/s}$** ($\sim 11 \text{ m/h}$) zueinander. Die Viskosität des Wirtsmagmas beträgt dabei rund **32000 Pa s** , die der Dispersionsschmelze ca. **5600 Pa s** .

Unter diesen Bedingungen wurde die basaltisch-andesitische Schmelze zu Enklaven in das dazitische Wirtsmagma abgeschert. Die überwiegend länglichen, boudinartigen Formen der Domains entstanden vermutlich infolge der späteren kinematischen Bewegungen bei der Platznahme als Lavastrom (Kap. 6.3).

Aus den relativen Schergeschwindigkeiten der Schmelzen können unter Berücksichtigung der geometrischen Verhältnisse des Förderschlotes auch die minimalen Intrusions- und Aufstiegsgeschwindigkeiten des Magmas berechnet werden (Abb. 6.13). Für den Dyke wird ein mittlerer Durchmesser von ca. 25 m und eine Länge von ca. 4 km angenommen (COLLETTA 1991, DE ROSA 2002 pers. Mitt).



Für die Berechnung der Fließgeschwindigkeit gilt:

$$\Delta v = d/2 \cdot \gamma \quad \text{Gl. 6.1.}$$

mit:

$$\begin{aligned} v_{\min} &\geq 0 \text{ m/s} \\ d &= 25 \text{ m} \\ \gamma &= 0,003 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

Abb. 6.13: Schematische Berechnungsskizze für die Fließgeschwindigkeit der Schmelze im Dyke.

Die minimale Intrusionsgeschwindigkeit der Schmelze beträgt demnach **0,0375 m/s**, das sind ca. **0,15 km/h**. Diese Aufstiegsgeschwindigkeit kann in grober Vereinfachung als minimale anfängliche Fließgeschwindigkeit der Schmelze am Kraterrand betrachtet werden. Geht man davon aus, daß der Ort des Magma minglings am Dykeanfang in ca. 4 km Tiefe liegt, erfolgte der Magmenaufstieg in etwa **28 h**.

6.3 Enklaven als kinematische Indikatoren für die Lavastrom-Platznahme

Die im Mte. Porri-Lavastrom enthaltenen Enklaven lassen in ihrer phänomenologischen Diversität und räumlichen Anordnung Rückschlüsse nicht nur auf deren Genese, sondern auch auf die Fließkinematik und Platznahme des Lavastroms zu. Das vorliegende Formenspektrum der Enklaven reicht von rundlich-ovalen bis zu streifenartigen Typen (Abb. 6.7), die in vier Kategorien schematisch zusammengefaßt werden können (Abb. 6.8), je nach Höhe und Wirkungszeit des kontinuierlich zunehmenden Scherstressses.

Im Gegensatz zu den Enklaven des Kreuznacher Rhyoliths (Kap. 5.1.3) ist beim Mte. Porri-Lavastrom eine räumliche Verteilung der verschiedenen Enklaventypen in x-, y- und z-Richtung des Stroms erkennbar (Abb. 6.14). In den drei Aufschlüssen an der W-Seite des Stroms (Lok. I, II, III, Abb. 6.4) wurden folgende interne Variationen bezüglich Ausbildung und Anordnung der Enklaven qualitativ erfasst:

- II x-Achse: die Anzahl n aller Enklaven *und* der Verformungsgrad der Enklaven nimmt kontinuierlich zu. Im oberen Stromteil überwiegen rundliche Formen (Abb. 6.8, Typ A), am Stromende dominieren zerscherte Formen (Typ C, D). Dabei bleibt der jeweilige Flächeninhalt A konstant.
- II z-Achse: der Verformungsgrad der Enklaven nimmt kontinuierlich ab. Im Basisbereich überwiegen zerscherte Formen (Typ C, D), am Top des Stroms dominieren rundlich-ovale Formen (Typ A).

- II y-Achse: Verformungsgrad, Querschnittsfläche A und Anzahl n liegen konstant vor. Dieser Strombereich ist nur an der Stirnseite aufgeschlossen und zeigt den gleichen Befund wie Lok. III (Abb. 6.4).

Dieser Befund der räumlichen Verteilung der Enklaven im Lavastrom kann entlang seiner W-Seite bezüglich der drei Aufschlüsse folgendermaßen dargestellt werden:

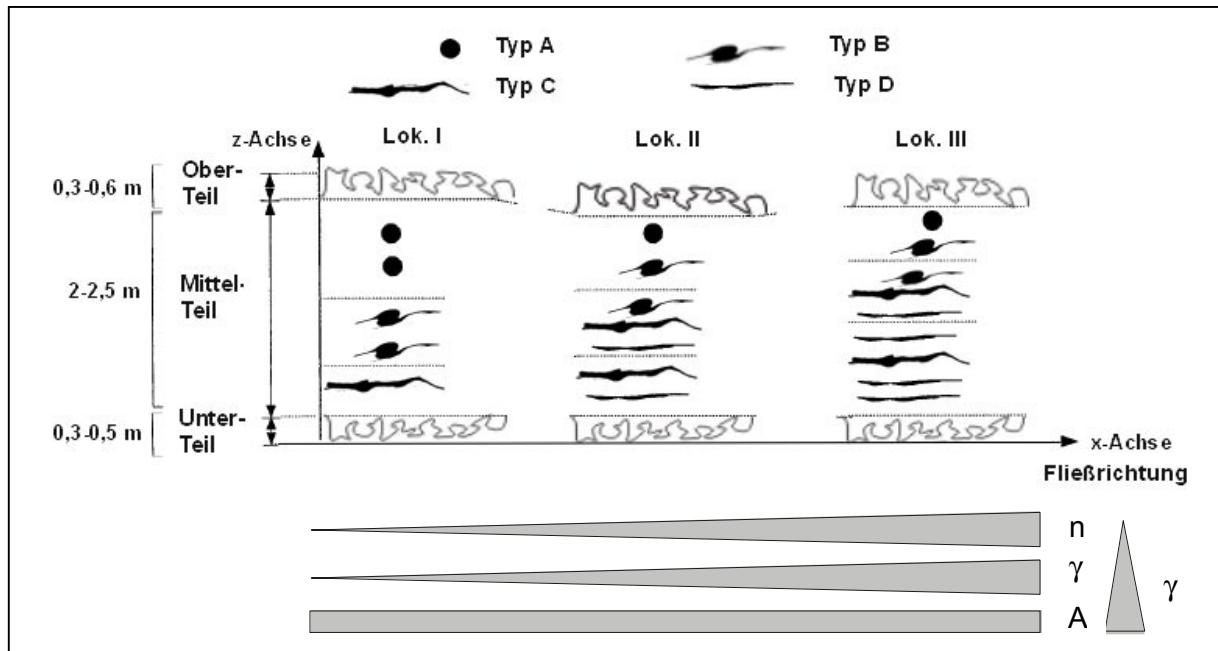


Abb. 6.14: Phänomenologische Diversität und räumliche Anordnungen der Enklaven im Mte. Porri-Lavastrom. In Richtung x-Achse nimmt die Anzahl n und die Scherrate γ zu; die jeweilige Querschnittsfläche A stagniert. In Richtung z-Achse nimmt die Scherrate γ ab.

Die aufgeführten Befunde lassen folgende Rückschlüsse auf die Dispersionsgenese, die Fließkinematik und die Platznahme des Lavastroms zu:

- Die Enklaven sind durch hydrodynamische Mischungsprozesse (Magma mingling) der basaltisch-andesitischen mit der dazitischen Schmelze entstanden. Die überwiegend rundlich-ovalen Domains mit etwa konstanten Durchmessern resultieren aus der aktiven Beimischung und Injektion der basaltischen Andesitschmelze ins Wirtsmagma. Diese Vermischung erfolgte vor allem zu Beginn des Magmenaufstiegs und nur in begrenzter Menge. Der etwa annähernd konstante Flächeninhalt der Enklaven im Strom zeigt, daß während der hydrodynamischen Mischung offensichtlich konstante Injektionsgeschwindigkeiten der basaltischen Andesitschmelze vorlagen.
- Somit ist davon auszugehen, daß alle Enklaven in Analogie zum hier propagierten hydrodynamischen Mischungsmodell (Kap. 2) zunächst kugelförmig vorlagen. Daraus folgt, daß die Deformation der Enklaven zu den verschiedenen Typen (A-D, Abb. 6.8) erst *nach* ihrer Genese während der Platznahme des Stroms und nicht während ihrer Bildung oder des Aufstiegs im Dyke erfolgte. Demzufolge muß die Schmelze als *plug* im Förderschlot aufgestiegen sein, in dessen Zentralteil sehr niedrige Scherraten ($\rightarrow 0$) herrschten, resultierend aus den ebenfalls sehr niedrigen (~ 0) Geschwindigkeitsgradienten (Abb. 6.15 A). Dies deutet auf ein plastisches bzw. strukturviskoses Fließverhalten der Schmelze hin, d.h. die anliegenden Scherraten konnten offensichtlich nicht eine interne Fließgrenze überwinden (s. Kap. 6.5).

- Die Deformation der Enklaven während der Platznahme des Lavastroms erfolgte in Abhängigkeit der Fließgeschwindigkeit und der anliegenden Scherraten (Abb. 8.6 B). Der oberste, zerscherte Teil (-0,6 m) „floß“ auch hier als *plug*, während im Mittelteil des Stroms die Fließgeschwindigkeit zur Basis exponentiell gegen 0 abnimmt, da sich dort die vom Untergrund indizierten Reibungskräfte stark bremsend auswirkten. Entsprechend nimmt zur Strombasis hin die Höhe der anliegenden Scherrate linear zu, was den graduellen Wechsel von am Stromtop rundlichen zu basalen bänderartigen Enklavenformen im Lavastrom erklärt (Abb. 6.15 B).
- Die überwiegend bandartigen, horizontal vorliegenden Enklavenformen (Typ C, D, Abb. 6.8). weisen auf ein laminares Strömungsregime (d.h. *simple shear*) während der Platznahme hin. Die selteneren, sigmoidalen Enklaventypen (Typ B, Abb. 6.8) resultieren aus untergeordnet auftretenden, nicht-koaxialen Fließbewegungen des Stroms (i.e. *non-homogeneous strain*), die infolge der hohen herrschenden Schub- und Druckkräfte während einer Lavastrom-Platznahme auch bei hohen Viskositäten auftreten können (KOYAGOUCHI & BLAKE 1991).

Die Fließkinematik der Schmelze während des Aufstiegs im Förderdyke und der Platznahme an der Erdoberfläche läßt sich anhand des jeweiligen Geschwindigkeitsfeldes und der herrschenden Scherraten schematisch darstellen (Abb. 6.15).

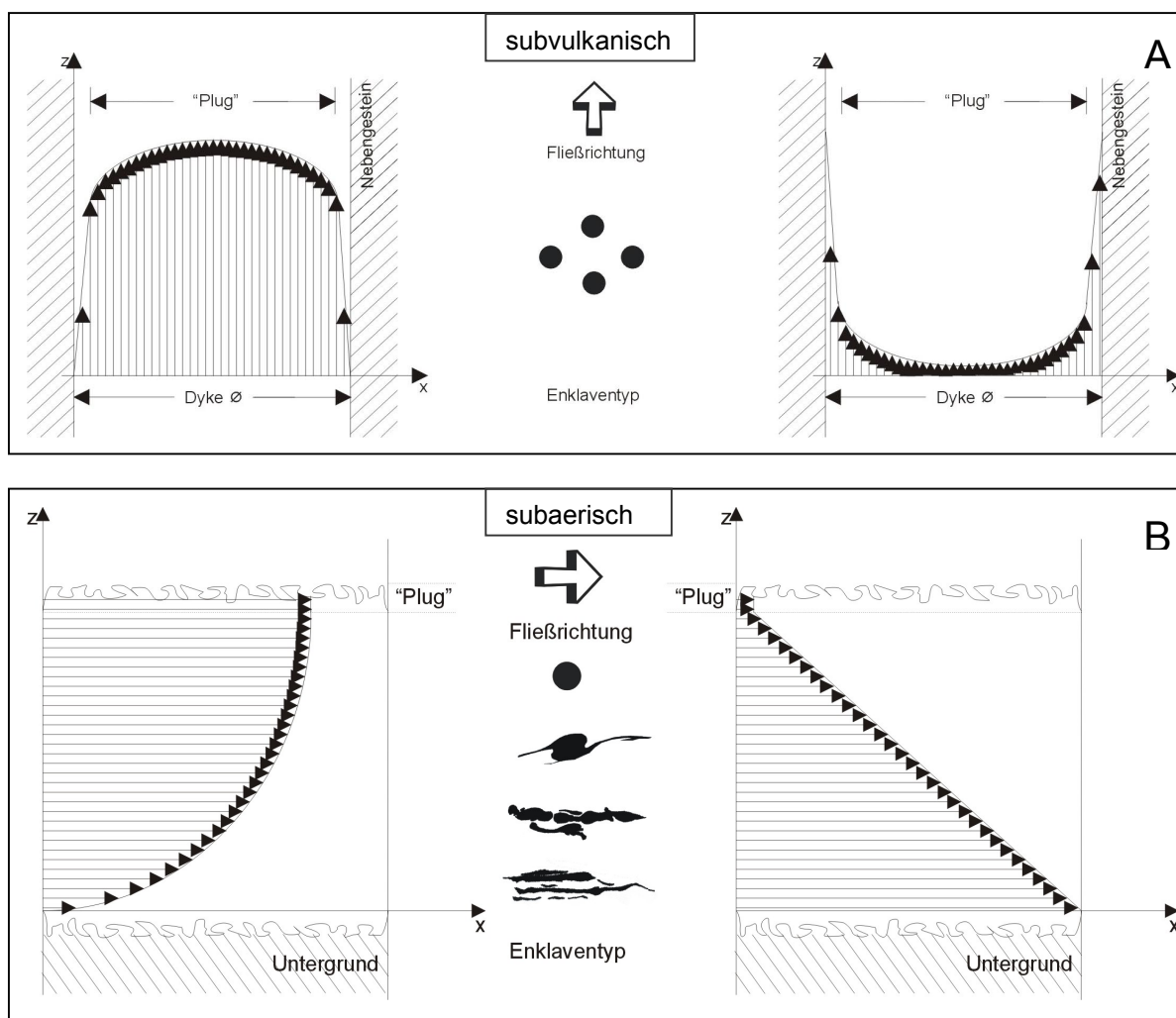


Abb. 6.15: Schematische Darstellung der Fließkinematik der Mte. Porri-Lava im Dyke (A) und an der Erdoberfläche (B) mit jeweiligem Geschwindigkeitsfeld (links) und Scherratendarstellung (rechts). Der Schmelzaufstieg im Dyke erfolgte als *plug*, zur Deformation der Enklaven kam es erst während der Platznahme des Lavastroms.

6.4 Fazit

Das in Kap. 2 vorgestellte hydrodynamische Mischungsmodell zur Genese magmatischer Dispersionen konnte auch im Falle des Mte. Porri-Lavastroms erfolgreich angewendet werden. Folgende Schlussfolgerungen können gezogen werden:

- Es kam zur mechanischen Vermischung von basaltisch-andesitischer mit dazitischer Schmelze im Sinne der hier propagierten hydrodynamischen Mischungsprozesse (= Magma mingling). Die Dispersionsschmelze wurde dabei vermutlich dykeartig in das Wirtsmagma injiziert.
- Als Folge dieser mingling-Prozesse entstanden basaltisch-andesitische Domains im dazitischen Wirtsmagma, die vermutlich zunächst überwiegend rundlich mit einem durchschnittlichen Durchmesser von 10 cm vorlagen.
- Beide Schmelzen befanden sich zum Zeitpunkt der Vermischung in einem thermisch equilibriertem Zustand. Nach den hier vorgenommenen Berechnungen lagen die Magmentemperaturen bei ca. 1175°C. Die Viskosität der Wirtsschmelze betrug rund 32000 Pa s, die der Dispersionsschmelze rund 5600 Pa s.
- Die Relativgeschwindigkeiten der Schmelzen untereinander betragen nach den hier vorgenommenen Berechnungen rund 11 m/h. Unter den angenommenen geometrischen Verhältnissen des Porri-Vulkans ergibt sich daraus eine minimale Fließ- bzw. Aufstiegsgeschwindigkeit im Förderdyke von rund 0,15 km/h. Der Magmenaufstieg erfolgte dementsprechend in rund 28 h.
- Die nach den Vorstellungen des hydrodynamischen Mischungsmodells primär rundlich vorliegenden Enklaven wurden erst nach ihrer Genese und ihrem Aufstieg im Förderdyke sekundär bei der Lavastrom-Platznahme deformiert. Die Enklavendeformation erfolgte dabei in Abhängigkeit der fließkinematisch bedingten differenziellen Scherraten und den entsprechenden relativen Fließgeschwindigkeiten.
- Während der Platznahme kam es untergeordnet auch zu Diffusionsprozessen (= Magma mixing), die bevorzugt an den Rändern der Domains einsetzten, die während der Platznahme den höchsten Scherraten im basalen Bereich des Lavastroms ausgesetzt waren.

Die Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells auf den Mte. Porri-Lavastrom hat gezeigt, daß die Enklaven nicht nur Informationen über die damaligen Fließgeschwindigkeiten, Temperaturen und Viskositäten der beteiligten Schmelzen enthalten, sondern dass sie auch zur Analyse der Fließkinematik und Platznahmebedingungen eines Lavastroms geeignet sind. Mit den hier erfassten Entwicklungsprozessen der hydrodynamisch gebildeten Domains schließt sich wiederum der Kreislauf zwischen zwei initial getrennt vorliegenden Schmelzen, die sich zunächst mechanisch und später chemisch miteinander vermischen, so daß ein Wirtsmagma mit Enklaven hybrider Zusammensetzung vorliegen kann. Ist das Volumen des Wirtsmagmas verhältnismäßig gering, kann in Abhängigkeit der zur Verfügung stehenden Zeitspanne letztlich auch nur noch ein hybrid Magma intermediärer Zusammensetzung vorliegen.

6.5 Fließkinematik und Platznahme strukturviskoser Schmelzen

Bei der Anwendung des hydrodynamischen Mischungsmodells auf den Mte. Porri-Lavastrom (Kap. 6.2, 6.3), aber auch bei der experimentellen Untersuchung der Mingling-Prozesse (Kap. 4.2.3, Versuch Nr. 9) wurde festgestellt, dass Teile der involvierten Schmelzen vermutlich als *plug* gefördert wurden bzw. vorlagen. Ein derartiges Fließverhalten ist aber für strukturviskose oder plastische Fluide charakteristisch (Kap. 2.1.2). Es resultiert aus der internen Fließgrenze, die erst durch unverhältnismäßig hohe äußere Krafteinwirkung überwunden werden muß, damit die Substanzen als Flüssigkeiten agieren können.

Strukturviskosität oder Plastizität kann in georelevanten Silikatschmelzen z.B. durch hohe Kristallgehalte hervorgerufen werden (Kap. 2.1.1), kann aber auch bei einsprenglingsfreien Schmelzen auftreten. Welche Ursachen und Prozesse überhaupt zur Ausbildung einer Fließgrenze in natürlichen Silikatschmelzen führen, ist weitgehend unbekannt und immer noch Gegenstand aktueller Diskussion. Prinzipiell werden vier Theorien diskutiert:

- die Fließgrenze resultiert aus der individuellen Zusammensetzung einer Schmelze, die aus flüssigen Bereichen, ausgeschiedenen Kristallen und Gasblasen besteht (PINKERTON 1987, GRIFFITHS 2000).
- die Fließgrenze resultiert allein aus dem Anteil der in der Schmelze enthaltenen Kristalle. Sie ist somit temperaturabhängig (DRAGONI & TALLARICO 1993, SAAR et al. 2001, Kap. 1.2). Entscheidenden Einfluß hat dabei auch die Form und Gestalt der ausgeschiedenen Kristalle (HOOVER et al. 2001).
- Die Fließgrenze resultiert aus einer massiven Kruste der Schmelze, die durch Abkühlprozesse entstanden ist (OSMOND & GRIFFITHS 2001)
- Die Fließgrenze resultiert aus dem jeweiligen SiO₂-Gehalt der Schmelze und ist ein temperaturunabhängiger Materialparameter (HULME 1974, FINK & GRIFFITHS 1998).

Quantitative Theorien zur Beschreibung der molekularen Beziehungen zwischen SiO₂-Gehalt und Fließgrenze liegen jedoch bis dato de facto nicht vor.

Generell wird davon ausgegangen, daß sich natürliche Silikatschmelzen oberhalb des Liquidus newtonisch verhalten, während erst bei niedrigeren Temperaturen das strukturviskose Verhalten einsetzt (SHAW et al. 1968, PINKERTON 1987, DRAGONI & TALLARICO 1993, GRIFFITHS 2000, HOOVER et al. 2000, SAAR et al. 2001). Dies gilt jedoch nicht für SiO₂-reiche (> 65 SiO₂-Gew.%), einphasige Schmelzen ohne nennenswerte Anteile an Kristallen oder Gasblasen. Diese Schmelzen können auch oberhalb des Liquidus eine Strukturviskosität aufweisen (SPERA et al. 1982, MCBIRNEY & MURASE 1984).

Die postulierte Strukturviskosität des Pietre Cotte-Rhyoliths und der Schmelzen des Mte. Porri-Lavastroms konnte im Rahmen der Viskositätsmessungen (Kap. 3.1.) nicht nachgewiesen werden. Das kann am verhältnismäßig großen Messspalt des verwendeten Messstandes liegen, der dadurch für die Erfassung einer Fließgrenze inadäquat ist. Nachdem die Scherrate vom Drehkörper zur Messtiegelwand kontinuierlich abnimmt, kann es nur zur teilweisen Scherung der im Tiegel befindlichen Substanz kommen, falls der anliegende Scherstress die herrschende Fließgrenze nicht überschreitet. Somit bildet sich neben einem inneren, gescherten Fluidbereich auch eine äußere, stationäre, festkörperähnliche Schicht aus, die nicht in die Messung eingeht und so eine Erfassung des strukturviskosen Verhaltens unmöglich macht (NGUYEN & BOGER 1992, SCHRAMM 1995).

Geht man von einer Fließgrenze einer Silikatschmelze aus, so ergeben sich dadurch verschiedene Effekte auf die Fließkinematik und Platznahme eines Lavastroms:

- Wird die herrschende Fließgrenze nicht durch den hydrostatischen Druck bzw. Hangabtriebskraft des Stroms überwunden, ist die Lava nicht fließfähig, d.h. eine Fließgrenze resultiert in einer kritischen Höhe H_c des Stroms, die durch die Strommächtigkeit erst überwunden werden muß, damit die Lava fließen kann. Dabei braucht die Strommächtigkeit nur geringfügig über H_c zu liegen; in diesem Fall bildet sich nur im basalen Bereich eine geringmächtige Scherzone aus, auf der die Hauptmasse des Stroms als festkörperartiger *plug* stationär mittransportiert wird (Abb. 6.16 A). Sinkt die Strommächtigkeit auf oder unter H_c , ist der gesamte Strom nicht mehr fließfähig und hält an.
- Auch die Breite des Stroms wird bestimmt durch den hydrostatischen Druck der auflastenden Masse. Die laterale Ausbreitung der Lava ist dann beendet, wenn die Ränder analog zu H_c unter die kritische Breite B_c fallen. Dann wird die Fließgrenze nicht mehr überschritten und die Ränder verbleiben stationär (Abb. 6.16 B). So können sich kanalisierte Ströme entwickeln, die beidseitig von Levees eingefasst sind (Abb. 6.16 C). Wie die Mächtigkeit des *plugs* ist auch die Levee-Höhe proportional zur Fließgrenze.

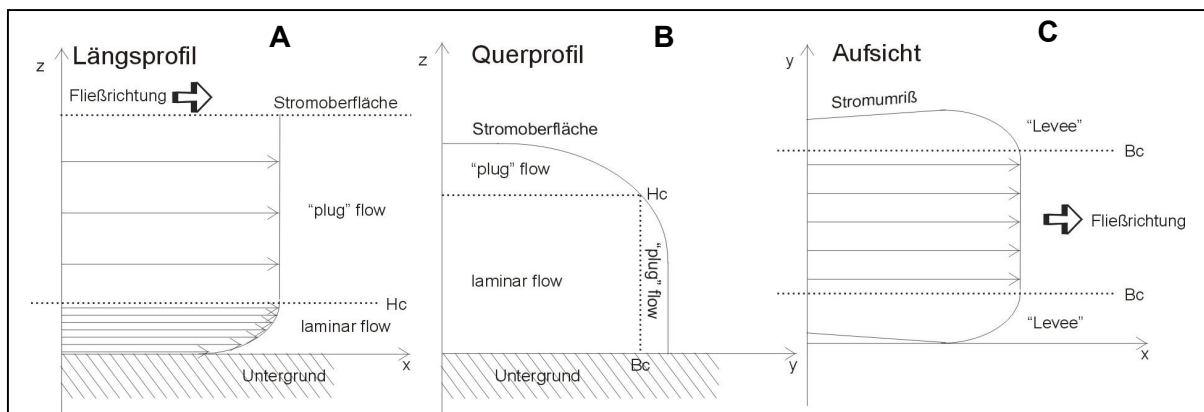


Abb. 6.16: Schematische Geschwindigkeitsprofile für das Fließen eines strukturviskosen Fluids mit Fließgrenze τ_0 im Längs- (A), Querprofil (B) und Aufsicht (C). Wird die Fließgrenze nicht überwunden, liegt das Material stationär als nicht-fließfähiger *plug* vor.

- Das Verhältnis von Stromhöhe zur Strombreite (aspect ratio) wird nur durch die Höhe der Fließgrenze bestimmt und nicht durch die Effusionsrate oder die Hangneigung. Eine Änderung in der Effusionsrate wirkt sich somit nur auf die Fließgeschwindigkeit der Lava aus (DRAGONI et al. 1986). Bei zunehmender Effusionsrate nimmt paradoxerweise die Stromhöhe ab (DRAGONI et al. 1986).
- Die Auswirkung einer Fließgrenze wird auch als Auslöser für den Übergang von Pahoehoe- zu Aa-Laven diskutiert. Demnach vollzieht sich der Übergang, wenn sich die Fließgrenze der meist geringmächtigen Pahoehoe- Laven durch Abkühlung erhöht, die so den bisherigen Einfluß der gleichzeitig abnehmenden Oberflächenspannung überwiegt (HULME 1974).
- Auch bei der Bildung von Domen spielt die üblicherweise sehr hohe Fließgrenze (110000-280000 Pa, GRIFFITHS 2000) der beteiligten Schmelzen eine Rolle: ein Dom kann nur so hoch wachsen, solange der hydrostatische Druck die Fließgrenze nicht überschreitet. Liegt die Domhöhe und der resultierende hydrostatische Druck nur geringfügig über dem Betrag der Fließgrenze, bildet sich basal eine geringmächtige

Scherzone aus, die zur Abscherung der aufgestellten Masse und zum gefürchteten Domkollaps führt, auf den oft pyroklastische Ströme folgen (FINK 1990).

Eine Fließgrenze führt somit also zu einer „Kruste“, die aber eben nicht thermisch bedingt ist, sondern als Materialparameter der Schmelze vorliegt. Thermisch bedingte Krustenbildungen resultieren dagegen aus dem Zusammenspiel von Wärmeleitung, Wärmestrahlung und Konvektion. Die Effizienz der Abkühlung einer magmatischen Schmelze hängt dabei größtenteils von der im Verhältnis zur Stromgeometrie nur geringen Wärmeleitfähigkeit des Materials ab.

Numerische Simulationen des thermodynamischen Abkühlverhaltens von Lavaströmen am Beispiel des Pietre Cotte-Lavastroms (BEZ 2001, Abb. 6.17) zeigen jedoch, daß für Fließkinematik und Platznahme relevante Erstarrungs- und Solidifizierungsprozesse erst *nach* der vermuteten Platznahmezeit von bis zu 10 Tagen eine Rolle spielen.

Das thermische Verhalten der Pietre Cotte-Lava wird in der Abkühlsimulation von BEZ (2001) durch die allgemeine Wärmeleitungsgleichung beschrieben, die numerisch mit einem einfachen impliziten Algorithmus nach dem Prinzip des Finiten Differenzenverfahrens gelöst wird, dem Standardverfahren zur numerischen Lösung von Differentialgleichungen (TWIZELL 1984, MARSAL 1989). Informationen zur zugrundeliegenden Methodik und eine genaue Beschreibung des verwendeten Modells, das als Microsoft Visual C++™ -Anwendung umgesetzt wurde, finden sich in BEZ (2001).

Die Ausbildung einer thermisch bedingten Kruste setzt bei subaerischer Effusion und Platznahme zwar unmittelbar nach der Förderung der Lava ein, hat aber aufgrund ihrer geringen Mächtigkeit nur sehr untergeordneten Einfluß auf die Fließkinematik und die Platznahme z. B. des Pietre Cotte-Lavastroms, der im Jahre 1739 an der NW- Flanke der Fossa di Vulcano (Vulcano / Italien) austrat (Abb. 6.17).



Abb. 6.17: Blick von N auf den Fossa- Hauptkrater der Insel Vulcano mit dem Pietre Cotte-Lavastrom in der linken Bildseite (markiert). Die auffallend plastische, zungenartige Stromgeometrie ist nicht thermisch bedingt, sondern resultiert vermutlich aus der Strukturviskosität der Rhyolithschmelze.

Dieses Ergebnis lässt den Schluß zu, dass thermodynamische Abkühlprozesse nur untergeordneten Einfluß auf das fließkinematische Verhalten von Magmen bei ihrer effusiven Platznahme haben. Dies gilt jedoch nicht für sehr geringmächtige „Ströme“ wie z.B. Pahoehoe-Laven, deren Fließprozess durch Abkühlungsprozesse verhältnismäßig stark beeinflusst werden kann.

Die Fließgrenze einer Lava äußert sich also vornehmlich im Auftreten eines nicht-fließfähigen *plugs* am Top eines Stroms (Abb. 5.4 A) und ggf. in der Ausbildung von stationären Rändern (*Levees*, Abb. 5.4 B). Diese Bereiche dürfen nicht thermodynamisch interpretiert werden. Sind die Mächtigkeiten des *plugs* (H_c) und der Seitenränder (B_c) bekannt, kann die jeweilige Fließgrenze τ_0 der Lava berechnet werden nach:

$$\tau_0 = H_c \cdot \rho \cdot g \cdot \sin \alpha \quad (\text{Gl. 6.2, DRAGONI et al. 1986})$$

$$2\tau_0 = \frac{\rho \cdot g \cdot (H_c)^2}{B_c} \quad (\text{Gl. 6.3, HULME 1974})$$

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot \sin^2 \alpha \cdot 2B_c \quad (\text{Gl. 6.4, MOORE et al. 1978})$$

Anhand dieser Formeln wurden die Fließgrenzen von 11 Lavaströmen berechnet (Tab. 3). Die zugrundeliegenden Daten über die geometrischen Verhältnisse der Ströme sind einerseits Literaturangaben, andererseits die Ergebnisse eigener Untersuchungen und Beobachtungen direkt vor Ort.

Strom / Dom	SiO ₂ -Vol.%	τ_0	Höhe [m]	Breite [m]	aspect ratio	Neigung [°]	Referenz
Pietre Cotte, Vulcano	73	50000	14	200	0,07	28	eigene Angaben
Palizzi-Strom, Vulcano	60	20000	8	100	0,08	28	eigene Angaben
Commenda-S. Vulcano	74	125000	13	80	0,16	28	eigene Angaben
Mauna Loa, Hawaii	42	8000	7	305	0,023	3,5	HULME 1974
Teide, Teneriffa	58	80000	15	20	0,75-0,37	30	HULME 1974
Mte. Porri, Salina	60	11000	4	100	0,04	25	eigene Angaben
Arsia Mons, Mars	~ 50	14000	-	-	-	-	DLR-Institut, Berlin http://dlr.htm
Mt. St. Helens, USA	61-64	110000	250	850	0,29	2	GRIFFITHS 2000
Rocche Rosso Lipari	75	80000	~25	500	0,05	30	eigene Angaben
Etna, Sizilien	48	7000	1,1-1,8	5-10	0,2	~15	WALKER 1967
Liley, Eifel	40	5000	45	400	0,11	7	KOOPMANN 1999

Tab. 3: Nach Gl. 6.2, 6.3 und 6.4 berechnete Fließgrenzen τ_0 für verschiedene Lavaströme und einen Dom. Eigene Angaben entstammen Untersuchungen vor Ort.

Die zur Berechnung der Fließgrenze verwendeten Daten wurden vielfach abgeschätzt oder gemittelt. Auf die Angabe von Fehlergrenzen wird bewusst verzichtet, da die Güte der zugrundeliegenden Parameter nur teilweise bekannt ist. Somit stellen die ermittelten Daten nur eine Abschätzung der untersuchten Parameter dar.

Den Zusammenhang zwischen Fließgrenze, Strommächtigkeit, Hangneigung und SiO₂-Gehalt der untersuchten Vulkanite zeigen die folgenden Diagramme (Abb. 6.18).

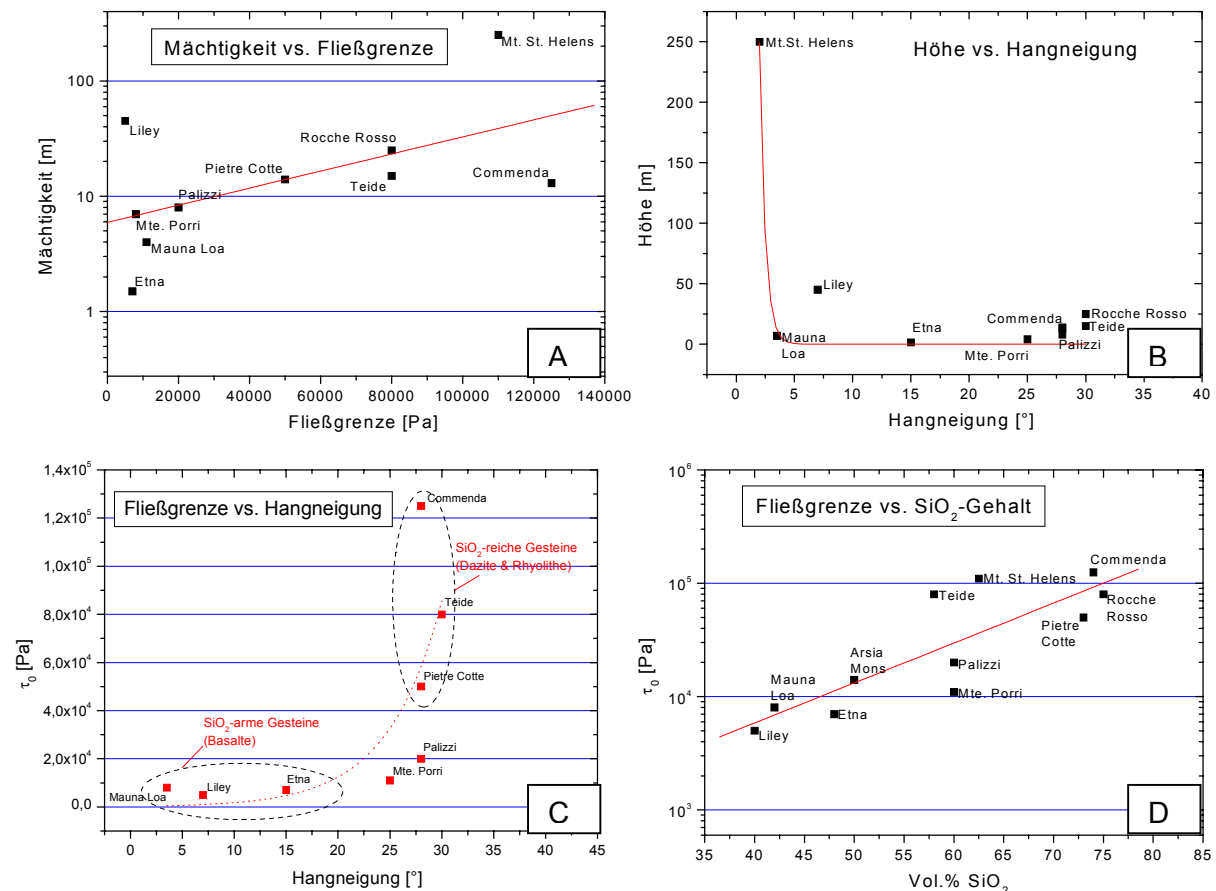


Abb. 6.18: Darstellung der Strommächtigkeiten vs. Hangneigung (A), der Strommächtigkeiten vs. Fließgrenzen (B), der Hangneigungen vs. Fließgrenzen (C) und des SiO₂-Gehaltes vs. die Fließgrenzen der untersuchten Vulkanite (D).

Es ergeben sich folgende Schlussfolgerungen:

- Die Darstellung der Mächtigkeiten der Vulkanite gegen ihre Fließgrenze zeigt, daß sich die Strom- und Domhöhe mit zunehmender Fließgrenze linear erhöhen. Der Dom mit der höchsten Fließgrenze hat demnach auch die größte Mächtigkeit bzw. Höhe.
- Der Plot der Mächtigkeiten gegen die Hangneigung zeigt, daß die Dom- und Stromhöhen der Vulkanite mit zunehmender Hangneigung generell abnehmen, aber durch die gleichzeitig zunehmenden Fließgrenzen der Laven bleiben die Mächtigkeiten auch bei großen Hangneigungen in etwa konstant.
- Die Darstellung der Fließgrenzen gegen die Hangneigungen zeigt, daß auf steileren Hängen höhere Fließgrenzen auftreten. Dabei können die verschiedenen Vulkanite gemäß ihres SiO₂-Gehalts in Gruppen zusammengefaßt werden.
- Der Plot der Fließgrenzen der Vulkanite gegen ihren SiO₂-Gehalt zeigt, daß sich die Fließgrenzen proportional zum SiO₂-Gehalt erhöhen. Basaltische Laven haben demnach geringere, saure Schmelzen dagegen hohe Fließgrenzen. Deswegen bilden basaltische Laven im Gegensatz zu sauren Schmelzen häufig nur geringmächtige Ströme aus; Ausnahmen bilden Flutbasalte mit Mächtigkeiten von bis zu 100 m (LORENZ & HANEKE 1986).

In vorliegender Arbeit wird davon ausgegangen, dass die Fließgrenze eine Funktion der chemischen Zusammensetzung, insbesondere des SiO₂-Gehalts der Schmelzen und nicht Effekt von enthaltenen Kristallen oder Abkühlungsprozessen ist (Kap. 5.2). Offen bleiben dabei jedoch die Temperaturabhängigkeit und die molekularen Beziehungen zwischen chemischer Zusammensetzung und Fließgrenze, für die bis heute keine quantitativen Theorien vorliegen.

7 Resümee und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird ein neuartiges Modell zur Genese magmatischer Dispersionen präsentiert, das auf hydrodynamischen Mischungsprozessen der beteiligten Schmelzen beruht. Es geht davon aus, dass es bei geeigneten, an der Grenzfläche zwischen zwei Schmelzen wirkenden Scherkräften zu mechanischen Mischungsprozessen unter Ausbildung von Dispersionen kommen kann.

Hauptziel der vorliegenden Arbeit war es, das Modell hinsichtlich seines theoretischen Hintergrundes und seiner geospezifischen Gültigkeit zu überprüfen und seine Implikation für georelevante Silikatschmelzen zu erfassen. Dies erfolgte durch experimentelle Laborversuche und durch die praktische Anwendung auf natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse.

Um bei der experimentellen Modellüberprüfung eine möglichst hohe Realitätsnähe gewährleisten zu können, wurde ein Großteil der relevanten Parameter experimentell bestimmt, und zwar die temperaturabhängigen Viskositäten, Oberflächenspannungen und Wärmeleitfähigkeiten der untersuchten Schmelzen. Dabei wurde ein neuartiges Verfahren zur Oberflächenspannungsmessung silikatischer Schmelzen konzipiert und umgesetzt.

Diese Daten stellen die Grundlage für die experimentelle Untersuchung magmatischer Mischungsprozesse dar, bei denen das Mischungsverhalten unterschiedlicher Silikatschmelzen in Schichtkonfiguration untersucht wurde. Dazu wurden einerseits Diffusionsexperimente ohne hydrodynamischen Einfluss durchgeführt, um die zeitliche Entwicklung der Diffusionsvorgänge, die Ausbildung der Grenzfläche und die mineralogischen Veränderungen der Schmelzen zu erfassen. Dies erfolgte makro- und mikroskopisch und durch Mikrosonden-Analysen.

Andererseits wurden Mischungsexperimente mit Fließfeld in der oberen Schmelzschicht durchgeführt, um den Effekt von Diffusionsprozessen (Magma mixing) gegen den von mechanischen Mischungsprozessen (Magma mingling) abzugrenzen. Die Effekte der mechanischen Mischungsprozesse wurden neben weiteren Untersuchungen makro- und mikroskopisch und per Mikrosonden-Analysen erfasst.

Alle experimentellen Versuche konnten erfolgreich durchgeführt werden und bestätigen den theoretischen Hintergrund des propagierten Modells zur hydrodynamischen Genese magmatischer Dispersionen. Sie belegen die prinzipielle Richtigkeit des Modellansatzes und dessen Relevanz für natürliche Silikatschmelzen.

Um das vorgestellte Mischungsmodell auf natürliche Fälle erfolgreich anwenden zu können, mussten zunächst alle relevanten Informationen und Parameter durch geologisch-lithofazielle, mineralogische und geochemische Untersuchungen erfasst und im Kontext der hydrodynamischen Mischungsthematik ausgewertet werden. Sie bilden die Grundlage für die anschließende Effektivitätsberechnung der jeweiligen magmatischen Mischungsprozesse, die detaillierte Aussagen über die Temperaturen, Viskositäten und Fließgeschwindigkeiten der involvierten Schmelzen zum Zeitpunkt ihrer Vermischung ermöglichen.

Die praktische Modellanwendung auf zwei verschiedenartige natürliche Fälle magmatischer Mischungsprozesse verlief erfolgreich und lieferte plausible Ergebnisse. Sie belegen die Allgemeingültigkeit und praktische Anwendbarkeit des Modells, das somit auch ein *tool* darstellt, das wichtige Daten über die kinematischen Eigenschaften von Silikatschmelzen liefern kann.

Aus den durchgeführten Arbeiten und der Kombination der Ergebnisse ergeben sich folgende Aussagen:

- 1) Magmatische Dispersionen können effektiv durch differenzielle Fließ- bzw. Scherratenbewegungen der beteiligten Schmelzen gebildet werden (Magma mingling). Dies erfolgt in Abhängigkeit von den jeweiligen Temperaturen, Viskositäten und Grenzflächenspannungen der beteiligten Schmelzen. Die Effektivität dieses Prozesses ist dabei zeit- und scherratenabhängig, d.h. ist die zur Verfügung stehende Zeitspanne zu kurz oder hört die hydrodynamische Bewegung auf, stagniert auch der Mischungsprozess. Enklaven können somit ein „eingefrorenes“ Stadium differenzieller Fließbewegungen darstellen.
- 2) Die Dispersionsbildung erfolgt nach dem hydrodynamischen Mischungsmodell in vier Stadien: Unter Einwirkung eines äußeren Fließfelds auf die Grenzfläche zweier in Kontakt befindlicher Schmelzen kommt es zunächst zur Auflockerung und Clusterbildung der minderviskoseren Schmelze. Anschließend werden unter zunehmender Segregation Domains von der Dispersionsschmelze abgeschert, die schließlich als separate Enklaven im Wirtsmagma vorliegen.
- 3) Die initial rundlich vorliegenden Domains können durch anhaltende Scherratenwirkung oder durch spätere Fließ- und Platznahmeprozesse nachhaltig deformiert werden. Dies geschieht in Abhängigkeit von den fließkinematisch bedingten differenziellen Scherraten und den entsprechenden relativen Fließgeschwindigkeiten der Schmelzen. Enklaven können somit als Marker und Indikatoren für die Fließkinematik und Platznahme magmatischer Schmelzen gelten.
- 4) Durch die hydrodynamischen Mischungsprozesse unter Dispersionsausbildung werden stets auch Diffusionsprozesse zwischen den beteiligten Schmelzen unter Bildung eines hybrid-Magmas initiiert (Magma mixing). Die Effektivität dieser Prozesse ist ebenfalls zeit- und scherratenabhängig, d.h. bei langer Wirkungszeit oder hohen Scherraten können die Domains diffusiv aufgelöst werden und es kommt zu Diffusionsprozessen der Dispersionsschmelze und des mengenmäßig überwiegenden Wirtsmagmas. Enklaven können somit auch ein „eingefrorenes“ Stadium nicht vollständig abgelaufener Magma mixing-Prozesse darstellen.
- 5) Welche Prozesse beim Zusammentreffen zweier Schmelzen einsetzen, ist abhängig von der kinematischen Dynamik bzw. Mischungsenergie und der Prozessdauer:
 - Ist die Energie sehr niedrig ($\rightarrow 0$) und/oder die Zeitspanne sehr kurz, laufen Mischungsprozesse nur äußerst ineffektiv ab bzw. werden eingefroren.
 - Ist die Energie sehr hoch und/oder die Zeitspanne sehr lang ($\rightarrow \infty$), kommt es zum initialen (turbulentes Strömungsregime) oder finalen (Diffusion vorhandener Domains) Magma mixing.
 - Nur bei geeigneter, etwa mittlerer Energie und verfügbarer Zeitspanne kommt es zur effektiven Bildung von Enklaven (Magma mingling).
- 6) Die hydrodynamische Genese magmatischer Dispersionen und die anschließenden Entwicklungen, deren finales Stadium mit der Ausbildung eines hybrid-Magmas erreicht ist, kann schematisch in einzelne Stadien untergliedert werden. Das Spektrum der auftretenden Strukturen und Texturen stellt dabei eine Funktion der jeweiligen Parameter und Systemvoraussetzungen dar (Abb. 7.1).

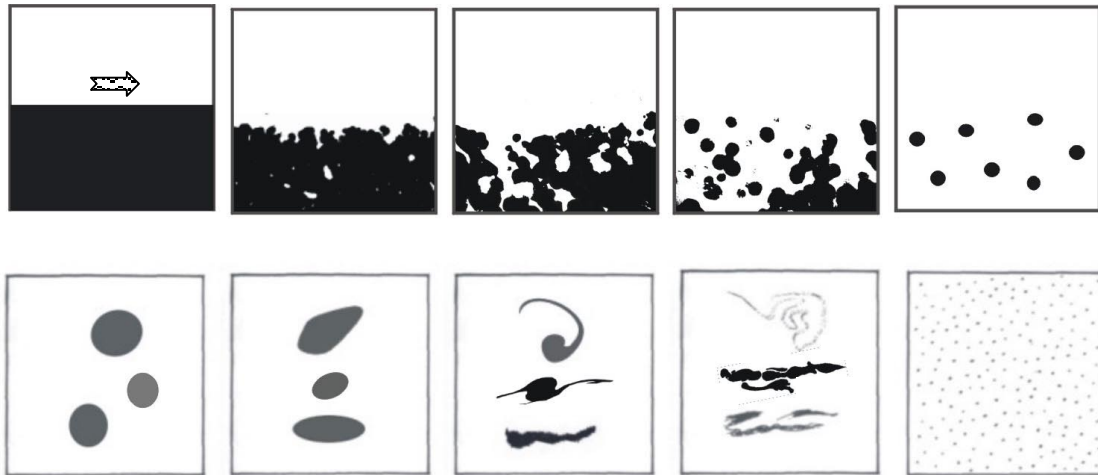


Abb. 7.1: Die hydrodynamische Genese magmatischer Dispersionen (oben) und die zeit- und scherratenabhängige progressive Deformation und Diffusion der Enklaven (unten).

Somit schließt sich der Kreislauf zwischen zwei initial getrennt vorliegenden Schmelzen, die sich zunächst mechanisch unter Dispersionsausbildung und final chemisch unter Entstehung eines hybrid-Magmas vermischen können.

Der Bildungsprozess magmatischer Dispersionen und deren große Formvielfalt kann nach diesem Modell erstmals plausibel erklärt werden. Dementsprechend ergeben sich neue Interpretationsmöglichkeiten für eine Vielzahl bekannter Vorkommen magmatischer Mischungsprozesse.

Die Erforschung von Bildungs-, Transport- und Fördermechanismen magmatischer Schmelzen ist von fundamentaler Bedeutung für das Verständnis vulkanischer Vorgänge. Das hiermit zur Verfügung stehende *tool* liefert wichtige Daten zur Erfassung der kinematischen Eigenschaften von Silikatschmelzen und trägt so zur weiteren Aufklärung der komplexen magmatischen Systeme bei.

Ausblick

Die Ergebnisse der experimentellen Mischungsversuche zweier Silikatschmelzen haben gezeigt, dass die hydrodynamische Genese magmatischer Dispersionen auf der hier untersuchten geometrischen Skala möglich ist. Interessant wäre daher neben einer Visualisierung (z.B. durch radioaktiv dotierte Schmelzen) eine Anlagenvergrößerung, um Dispersionsdurchmesser etwa im cm - dm- Bereich zu erzeugen.

Dies wäre vom physikalisch-hydrodynamischen Hintergrund her möglich, denn das vorgestellte Modell ist geometrisch nicht limitiert, d.h. bei entsprechend hohen Scherraten können in Abhängigkeit der anderen Parameter quasi beliebig große Domains gebildet werden.

Das hydrodynamische Mischungsmodell kann also praktisch überall dort gelten, wo zwei fließfähige Medien, eine Grenzfläche und kinematische Dynamik in geeigneter Kombination vorhanden sind bzw. auftreten.

Dieser Umstand könnte beispielsweise auf bestimmte Bereiche innerhalb einer typischen Subduktionszone zutreffen:

- Die Grenzfläche wäre der Kontakt der subduzierten (z.B. ozeanischen) Kruste und dem umgebenden Mantelmaterial.
- Die Fließfähigkeit ergibt sich aus der H_2O - Freisetzung, die aus Zerfallsreaktionen der Versenkungsmetamorphose der subduzierten ozeanischen Lithosphäre stammt. Sie bewirkt bekanntlich eine drastische Schmelzpunktniedrigung und -bildung im überlagernden mantle wedge.
- Die kinematische Dynamik ergäbe sich aus der Bewegung der subduzierten Platte.

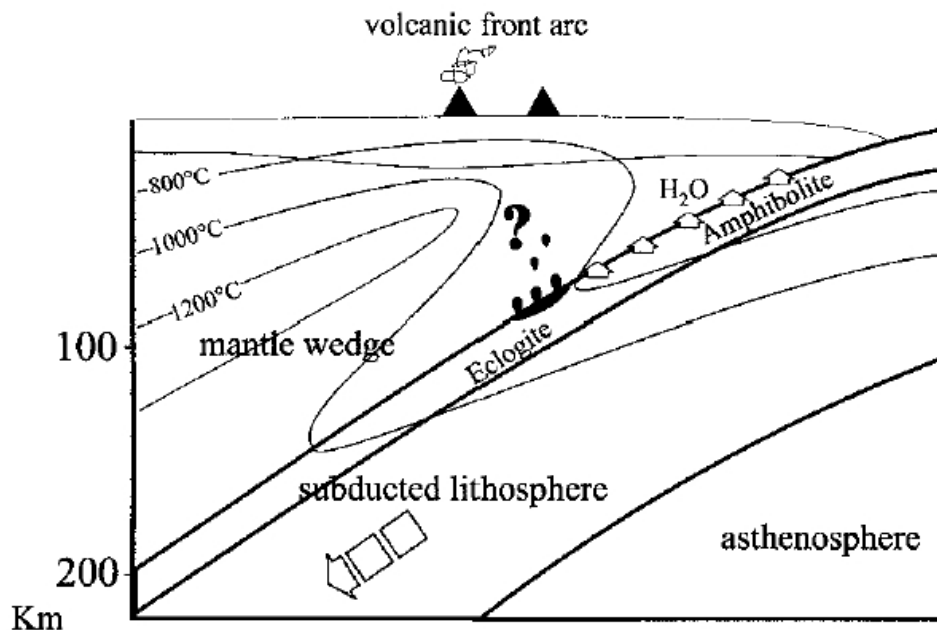


Abb. 7.2: Schematisches Querprofil einer Subduktionszone (Scaillet & Prouteau 2001).

Falls dort (Mischungs-)Prozesse im hydrodynamischen Sinne auftreten, dann jedoch nur in einem sehr begrenzten Fenster, denn die dynamischen Bewegungen liegen nur unbeständig und nicht kontinuierlich wirkend vor und die subduzierte (ozeanische) Kruste reagiert je nach Eintauchwinkel noch in bis zu 700 km auf die wirkenden Kräfte mit bruchhafter Verformung.

Vielleicht tragen unter günstigen Bedingungen in Kombination mit den relevanten Parametern dennoch dynamische (Mischungs-)Prozesse, die eventuell in bestimmten Tiefen an den Rändern des subduzierten Materials lokal auftreten könnten, ihren Teil zur Segregation der Magmen bei, die danach in die höheren Krustenbereiche aufsteigen.

Literaturverzeichnis

- Argnani, A., Savelli, C.: Cenozoic volcanism and tectonics in the Southern Tyrrhenian Sea: space-time distribution and geodynamic significance. – *J. Geodynam.*, 27 (4-5), 409-432, 1999.
- Arikas, K.: Geochemie und Petrologie der permischen Rhyolithe in Südwestdeutschland (Saar-Nahe-Pfalz-Gebiet, Odenwald, Schwarzwald) und in den Vogesen. – *Pollichia*, 8, 321 S., Bad Dürkheim, 1986.
- Arz, C.: Origin and petrogenesis of igneous rocks from the Saar-Nahe-Basin (SW-Germany): Isotope, trace elements and mineral chemistry. – Dissertation, Univ. Würzburg, 1996.
- Bach, G.: Kugelgrößenverteilung und Verteilung der Schnittkreise; ihre wechselseitigen Beziehungen und Verfahren zur Bestimmung der einen aus der anderen. – *Proc. Symp. on Quantitative Methods in Morphology*, 23-45, 1965.
- Barbarin, B.: Plagioclase xenocrysts and mafic magmatic enclaves in some granitoids of the Sierra Nevada Batholith, California. – *J. Geophys. Res.*, 95, 17474-17756, 1990.
- Barbarin, B.: Enclaves of the Mesozoic calc-alkaline granitoids of the Sierra Nevada batholith, California. – In: Didier, J., Barbarin, B.: *Enclaves and granite petrology*. – Elsevier, 1991.
- Barberi, F., Gasparini, P., Innocenti, F., Villari, L.: Volcanism of the Southern Tyrrhenian Sea and its geodynamical implications. – *J. Geophys. Res.*, 78 (23), 5221-5232, 1973.
- Barberi, F., Innocenti, F., Ferrara, G., Keller, J., Villari, L.: Evolution of Eolian arc volcanism (Southern Tyrrhenian Sea). – *Earth Planet. Sci. Lett.*, 21, 269-276, 1974.
- Barca, D., Ventura, G.: Evoluzione vulcano-tettonica dell'isola di Salina (archipelago delle Eolie). – *Mem. Soc. Geol. It.*, 401-415, 1991.

- Baxter, S., Feely, M.: Magma mixing and mingling textures in granitoids: an example from the Galway Granite, Connemara, Ireland. – *Mineralogy and Petrology* (Austria), 2002.
- Bercovici, D.: A theoretical model of cooling viscous gravity currents with temperature-dependent viscosity. – *Geophys. Res. Lett.*, 21 (12), 1177-1180, 1994.
- Bergantz, G. W.: On the dynamics of magma mixing by reintrusion: implications for pluton assembly processes. – *J. Struc. Geol.*, 22 (9), 1297-1309, 2000.
- Bez, S.: Thermodynamisches und rheologisches Verhalten von Lavaflüssen. – Diplomarbeit, Univ. Würzburg, 2001.
- Bussy, F.: Enclaves of the Late Miocene Monte Capanne granite, Elba Island, Italy. – In: Didier, J., Barbarin, B.: *Enclaves and granite petrology*. – Elsevier, 1991.
- Büttner, R., Zimanowski, B., Blumm, J., Hagemann, L.: Thermal conductivity of a volcanic rock material (olivine-melilitite) in the temperature range between 288 and 1470 K. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 80, 293-302, 1998.
- Büttner, R., Zimanowski, B., Lenk, C., Koopmann, A., Lorenz, V.: Determination of thermal conductivity of natural silicate melts. – *Appl. Phys. Lett.*, 77, (12), 2000.
- Calanchi, N., De Rosa, R., Mazzuoli, R., Rossi, P., Santacroce, R.: Silicic magma entering a basaltic magma chamber: eruptive dynamics and magma mixing - an example from Salina (Aeolian islands, Southern Tyrrhenian Sea). – *Bull. Volc.*, 53, 504-522, 1993.
- Cas, R. A. F., Wright, J.: *Volcanic successions*. – Allen & Unwin, London, 1987.
- Cas, R. A. F., Self, S., Beresford, S.: The behaviour of the fronts of komatiite lavas in medial to distal settings. – *Earth Planet. Sci. Lett.*, 172 (1-2), 127-139, 1999.
- Colletta, E.: Studio petrografico e geochimico della sequenza eruttiva del I Ciclo di attività del Mte. dei Porri (Isola di Salina - Arcipelago delle Eolie). – Thesis, Univ. di Calabria, Italia, 1991.

- Coombs, M. L., Eichelberger, J. C., Rutherford, M. J.: Experimental and textural constraints on mafic enclave formation in volcanic rocks. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 119, 135-144, 2002.
- D’Lemos, R. S.: Magma-mingling and melt modification between granitic pipes and host diorite, Guernsey, Channel Islands. – *J. Geol. Soc.*, 149 (5), 709-720, 1992.
- De Astis, G., Peccerillo, A., Kempton, P. D., La Volpe, L., Wu, T. W.: Transition from calc-alkaline to potassium-rich magmatism in subduction environments: geochemical and Sr, Nd, Pb isotopic constraints from the island of Vulcano (Aeolian arc). – *Contrib. Mineral. Petrol.*, 139 (6), 684-703, 2000.
- De Fino, M., La Volpe, L., Piccarreta, G.: Role of magma mixing during recent activity of La Fossa di Vulcano (Aeolian Islands, Italy). – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 48, 385-398, 1991.
- Demarquette, N. R.: Evaluation of experimental techniques for determining interfacial tension between molten polymers. – *Int. Mater. Rev.*, 48 (4), 1-23, 2003.
- De Rosa, R., Frazzetta, G., La Volpe, L.: Relationships between deformation and mixing processes in lava flows: a case study from Salina (Aeolian Islands, Tyrrhenian Sea). – *Bull. Volc.*, 58, 286-297, 1996.
- Didier, J.: The various types of enclaves in the hercynian granitoids of the Massif Central, France. – In: Didier, J., Barbarin, B.: *Enclaves and granite petrology*. – Elsevier, 1991.
- Didier, J., Barbarin, B.: *Enclaves and granite petrology*. – Elsevier, 1991.
- DIN 53019: Messung von Viskositäten und Fließkurven mit Rotationsviskosimetern mit Standardgeometrie – Normenausschuß Materialprüfung im Deutschen Institut für Normung e.V., 1980.
- Donoghue, S. L., Gamble, J. A., Palmer, A. S., Stewart, R. B.: Magma mingling in an andesite pyroclastic flow of the Pourahu member, Ruapehu volcano, New Zealand. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 68, 177-191, 1995.

- Dörhöfer, S.: Zur Stratigraphie des Oberrotliegenden in der Umgebung von Neubamberg, Fürfeld und Eckelsheim (Saar-Nahe-Gebiet, SW-Deutschland) unter besonderer Berücksichtigung der stratigraphischen Stellung und Genese des effusiven Teils des Kreuznacher Rhyolith Massives. – Diplomarbeit, Univ. Würzburg, 1989.
- Dragoni, M.: Modelling the rheology and cooling of lava flows. – In: Kilburn, R. J. K & Luongo, G. (Eds.): Active Lavas. – UCL-Press, London, 1993.
- Dragoni, M., Bonafede, M., Boschi, E.: Downslope flow models of a Bingham liquid: implications for lava flows. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 30, 305-325, 1986.
- Dragoni, M., Tallarico, A.: The effect of crystallisation on the rheology and dynamics of lava flows. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 59, 241-252, 1993.
- Drelich, J., Fang, C., White, C. L.: Measurement of Interfacial Tension in Fluid-Fluid Systems. – In: Encyclopedia of Surface and Colloid Science, Marcel Dekker Inc., New York, 3152-3166, 2003.
- Ellam, R. M., Menzies, M. A., Hawkesworth, C. J., Leeman, W. P., Rosi, M., Serri, G.: The transition from calc-alkaline to potassic, orogenic magmatism in the Aeolian Islands, Southern Italy. – Bull. Volc., 50, 386-398, 1989.
- Ellam, R. M., Hawkesworth, C. J., Menzies, M. A., Rogers, N. W.: The volcanism of southern Italy: role of the subduction and the relationships between potassic and sodic alkaline magmatism. – J. Geophys. Res., 94, 4589-4601, 1988.
- Faccenna, C., Funicello, F., Giardini, D., Lucente, P.: Episodic back-arc extension during restricted mantle convection in the Central Mediterranean. – Earth Planet. Sci. Lett., 187 (1-2), 105-116, 2001.
- Ferrari, L., Manetti, P.: Geodynamic framework of the Tyrrhenian volcanism: a review. – Acta Vulcanol., 3, 1-9, 1993.

- Fink, J. H. (Ed.): Lava flows and domes. – IAVCEI Proceedings in Volcanology, 2, Springer-Verlag, Berlin, 1990.
- Fink, J. H., Griffiths, R. W.: Morphology, eruption rates and rheology of lava domes: insights from laboratory models. – J. Geophys. Res., 103, 527-46, 1998.
- Francalanci, L., Taylor, S. R., McCulloch, M. T., Woodhead, J. D.: Geochemical and isotopic variations in the calc-alkaline rocks of the Aeolian arc, southern Tyrrhenian sea, Italy. – Contrib. Mineral. Petrol., 113, 300-313, 1993.
- Franke, W.: Variscan plate tectonics in Central Europe – current ideas and open questions. – Tectonophys., 169, 221-228, 1989.
- Fröhlich, G., Zimanowski, B., Lorenz, V., Bayer, V., von Berg, E., Khan, M., Schindler, M.: Experimente zur Simulation phreatomagmatischer Explosionen und vergleichende Untersuchungen. – IKE (Institut für Kernenergetik und Energiesysteme), Nr. 2-97, Prof. Dr. A. Schatz, Stuttgart, 1992.
- Geib, K. W., Lorenz, V.: Exkursion zum Kreuznacher Rhyolith und sedimentären Oberrotliegenden nordöstlich von Bad Kreuznach, Hydrogeologie des unteren Nahegebietes, am 20. April 1974. – Jber. Mitt. oberrh. geol. Ver., 56, 115-124, 1974.
- Gerthsen, C., Vogel, H.: Physik. – Springer-Verlag, Berlin, 1995.
- Gertisser, R., Keller, J.: From basalt to dacite: origin and evolution of the calc-alkaline series of Salina, Aeolian Arc, Italy. – Contrib. Mineral. Petrol., 139, 607-626, 2000.
- Griffiths, R. W.: The dynamics of lava flows. – Ann. Rev. Fluid Mech., 32, 477-518, 2000.
- Griffiths, R. W., Fink, J. H.: Effects of surface cooling on the spreading of lava flows and domes. – J. Fluid Mech., 252, 667-702, 1992.
- Henk, A.: Subsidenz und Tektonik des Saar-Nahe-Beckens (SW-Deutschland). – Geol. Rundschau, 82, 3-19, 1993.

- Heusinger, T.: Modellierung der Abkühlgeschichte eines tertiären Lavasees in der Rhön. – Diplomarbeit, Univ. Würzburg, 1996.
- Hofmann, A. W.: Diffusion in natural silicate melts: a critical review. – Princeton University Press, 1990.
- Hofmeister, W., Haneke, J.: Mineralisationen im Saar-Nahe-Becken (Exkursion D1 am 11. und D2 am 13. April 1986). – Jber. Mitt. Oberrhein. Geol. Ver., 78, 95-120, 1996.
- Hoover, S. R., Cashman, K. V., Manga, M.: The yield strength of subliquidus basalts – experimental results. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 107, 1-18, 2001.
- Hulme, G.: The interpretation of lava flow morphology. – Geophys. J. R. Astron. Soc., 39, 361-383, 1974.
- Huppert, H. E., Sparks, R. S. J., Turner, J. S., Arndt, T. S.: Emplacement and cooling of komatiite lavas. – Nature, 309, 19-22, 1987.
- Kadioglu, Y. K., Gülec, N.: Types and genesis of the enclaves in Central Anatolian granitoids. – Geol. J., 34 (3), 243-256, 1999.
- Keller, J.: Alter und Abfolge der vulkanischen Ereignisse auf den Aeolischen Inseln / Sizilien. – Ber. Naturfor. Ges. Freib. i. Br., 57 (1), 33-67, 1967.
- Keller, J.: Petrology of some volcanic rock series of the aeolian Arc, Southern tyrrhenian sea: calcalkaline and shoshonitic associations. – Contrib. Mineral. Petrol., 45, 29-47, 1974.
- Keller, J.: The island of Vulcano. – Rend. Soc. It. Miner. Petrol., 36 (1), 369-414, 1980.
- King, T. B.: The surface tension and structure of silicate slugs. – J. Soc. Glass Techn., 35, 241-259, 1951.
- Kneubühl, F. K.: Repetitorium der Physik. – Teubner-Verlag, Stuttgart, 1990.

- Koopmann, A.: Zur Platznahme des Weiersbacher Lavastromes (Westeifel) - eine Synthese aus Gelände- und Laborarbeiten. – Diplomarbeit, Univ. Würzburg, 1999.
- Koyaguchi, T.: Evidence for two-stage mixing in magmatic inclusions and rhyolitic lava domes on Niijima Island, Japan. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 29, 71-98, 1986.
- Koyaguchi, T., Blake, S.: Origin of mafic enclaves: constraints on the magma mixing model from fluid dynamic experiments. – In: Didier, J., Barbarin, B.: Enclaves and granite petrology. – Elsevier, 1991.
- Kozakevitch, P.: Surface tension. – In: O. M. Bockris, J. L. White, J. D. MacKenzie: Physicochemical measurements at high temperatures. – Butterworths Scientific Publications, London, 1959.
- Kröger, M.: Rheologie und Struktur von Polymerschmelzen. – Wiss. und Technik-Verlag, Berlin, 1995.
- Kuscu, G. G., Floyd, P. A.: Mineral, compositional and textural evidence for magma mingling in the Saraykent volcanics. – Lithos, 28, 207-230, 2001.
- Kushiro, I.: Changes in viscosity and structure of melt of NaAlSi₂O₆ composition at high pressures. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 81, 6347-6350, 1976.
- Lacroix, A.: Les enclaves des roches volcaniques. – Protat, Maçon, 1893.
- Lagaly, G., Schulz, O., Zimehl, R.: Dispersionen und Emulsionen. – Steinkopff- Verlag, Darmstadt, 1997.
- Landau, L. D., Lifshitz, E. M.: Lehrbuch der theoretischen Physik VI, Hydrodynamik, – 5. Aufl., Akademie-Verlag, Berlin, 1991.
- LeFort, P.: Enclaves of the Miocene Himalayan leucogranites. – In: Didier, J., Barbarin, B. (Eds.): Enclaves and granite petrology. – Elsevier, 1991.

- Lejeune, A. M., Bottinga, Y., Trull, T. W., Richet, P.: Rheology of bubble-bearing magmas. – *Earth Planet. Sci. Lett.*, 166, 71-84, 1999.
- Lejeune, A. M., Bottinga, Y., Trull, T. W., Richet, P.: Rheology of bubble-bearing magmas: reply to a critical comment by Spera and Stein. – *Earth Planet. Sci. Lett.*, 175, 333-334, 2000.
- Lenk, C.: Aufbau und Eichung eines Hochtemperatur-Viskosimeters zur Fließfeldbestimmung magmatischer Schmelzen. – Diplomarbeit, Univ. Würzburg, 1998.
- Leonard, G. S., Cole, J. W., Nairn, I. A., Self, S.: Basalt triggering of the c. AD 1305 Kaharoa rhyolite eruption, Tarawera Volcanic Complex, New Zealand. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 115, 461-486, 2002.
- Lorenz, V.: Zur Altersfrage des Kreuznacher Rhyoliths unter besonderer Berücksichtigung der Stratigraphie und Überschiebungstektonik in seiner südlichen Umrandung (Saar-Nahe-Gebiet, SW-Deutschland). – *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.*, 142, 139-164, 1973.
- Lorenz, V., Nicholls, I. A.: The Permocarboniferous basin and range province of Europe. An application of plate tectonics. – In: Falke, H. (Ed.): *The continental Permian in Central, West and South Europe*. – Dordrecht, Reidel, 1976.
- Lorenz, V., Haneke, J.: Der rhyolithische Vulkanismus im permokarbonen Saar-Nahe-Becken. – *Fortschr. Min.*, 64, 101, 1986.
- Lorenz, V., Nicholls, I. A.: Plate and intraplate processes of Hercynian Europe during the late Paleozoic. – *Tectonophys.*, 107, 1994.
- Lorenz, V., Haneke, J.: Relationship between diatremes, dykes, sills, laccoliths, intrusive-extrusive domes, lava flows, and tephra deposits with unconsolidated water-saturated sediments in the Late Variscan intermontane Saar-Nahe-Basin, SW Germany. – In: Breikreuz, C., Mock, A., Petford, N.: *Physical Geology of Subvolcanic Systems: Laccoliths, Sills and Dykes*. – *Geol. Soc., Spec. Public.*, London, 2004 [in press].

- Maas, R., Nicholls, I. A., Legg, C.: Igneous and metamorphic enclaves in the S-type Deddick Granodiorite, Lachlan Fold Belt, SE Australia: petrographic, geochemical and Nd-Sr isotopic evidence for crustal melting and magma mixing. – *J. Petrol.*, 38, 815-841, 1997.
- Manga, M., Castro, J., Cashman, K. V., Loewenberg, M.: Rheology of bubble-bearing magmas. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87, 15-28, 1998.
- Manley, C. R.: Extended cooling and viscous flow of large, hot rhyolite lavas: implications from numerical modeling results. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 53, 27-46, 1992.
- Marsal, D.: *Finite Differenzen und Elemente*. – Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- Matthes, S.: *Mineralogie*. – 4. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, 1993.
- McBirney, A. R.: Mixing and unmixing of magmas. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 7, 357-371, 1980.
- McBirney, A. R., Murase, T.: Rheological properties of magmas. – *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 12, 1984.
- Merkwitz, M.: *Oberflächen- und Grenzflächenspannung in binären metallischen Entmischungssystemen*. – Dissertation, TU Chemnitz, 1997.
- Miyamoto, H., Sasaki, S.: Simulating lava flows by an improved cellular automata method. – *Comp. Geosci.*, 23 (3), 283-292, 1997.
- Moore, H. J., Arthur, D. W. G., Schaber, G. G.: Yield strengths of flows on the Earth, Mars and Moon. – *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.* 9th, 3351-3378, 1978.
- Morrow, N., McPhie, J.: Mingled silicic lavas in the Mesoproterozoic Gawler Range Volcanics, South Australia. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 96, 1-13, 2000.
- Müller, G.: *Beiträge zur Genese des Rhyolithkomplexes von Bad Kreuznach (Intrusivteil) unter besonderer Berücksichtigung des Fließgefüges und der magmatischen Einschlüsse (magma mixing?)*. – Diplomarbeit, Univ. Würzburg, 1990.

- Mungall, J. E.: Interfacial tension in miscible two-fluid systems with linear viscoelastic rheology. – *Phys. Rev. Lett.*, 73, 288-291, 1994.
- Murase, T., McBirney, A. R.: Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures. – *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84, 3563-3592, 1973.
- Nelson, S. T., Montana, A.: Sieve-textured plagioclase in volcanic rocks produced by rapid decompression. – *Am. Mineral.*, 77 (11-12), 1242-1249, 1992.
- Nguyen, Q. D., Boger, D. V.: Measuring the flow properties of yield stress fluids. – *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 24, 47-88, 1992.
- Oldenburg, C. M., Spera, F. J., Yuen, D. A., Sewell, G.: Dynamic mixing in magma bodies: theory, simulations, and implications. – *J. Geophys. Res.*, 94, 9215-9236, 1989.
- Osmond, D. I., Griffiths, R. W.: The static shape of yield strength fluids slowly emplaced on slopes. – *J. Geophys. Res.*, 106, 16241-16250, 2001.
- Ottino, J. M.: The mixing of fluids. – *Sci. Am.*, 60, 40-49, 1989.
- Palmer, G. M., Demarquette, N. R.: New procedure to increase the accuracy of interfacial tension measurements obtained by breaking thread method. – *Polymer*, 44, 3045-3052, 2003.
- Perugini, D., Poli, G., Gatta, G.: Analysis and simulation of magma mixing processes in 3D. – *Lithos*, 65 (3-4), 313-330, 2002.
- Peterson, T.: A refined technique for measuring crystal size distributions in thin section. *Contr. Mineral. Petrol.*, 124, 395-405, 1996.
- Pichler, H.: *Italienische Vulkangebiete III: Lipari, Vulcano, Stromboli und Tyrrhenisches Meer.* – Sammlung geologischer Führer, 69, Gebr. Bornträger, Berlin, 1990.
- Pinkerton, H.: Factors affecting the morphology of lava flows – *Endeavour, New Series* 11 (2), 1987.

- Ryerson, F. J., Weed, H. C., Piwinski, A. J.: Rheology of subliquidus magmas: 1. Picritic compositions. – *J. Geophys. Res.*, 93, 3421-3436, 1988.
- Saar, M. O., Manga, M., Cashman, K.V., Fremouw, S.: Numerical models of the onset of yield strength in crystal-melt suspensions.– *Earth Planet. Sci. Lett.*, 187, 367-379, 2001.
- Sahagian, D. L. and Proussevitch, A. A.: 3D particle size distributions from 2D observations; stereology for natural applications.– *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 84 (3-4), 173-196, 1998.
- Saltikov, S. A.: The determination of the size distribution of particles in an opaque material from a measurement of the size distribution of their sections. – In: Elias, H.: *Stereology*.– Springer-Verlag, New York, 163-173, 1967.
- Scaillet, B., Prouteau, G.: Oceanic slab melting and mantle metasomatism. – *Sci. Prog.*, 84 (4), 335-354, 2001.
- Schramm, G.: *Einführung in Rheologie und Rheometrie*. – Gebrüder HAAKE GmbH, Karlsruhe, 1995.
- Seaman, S. J., Scherer, E. E., Standish, J. J.: Multi-stage magma mixing and mingling and the origin of flow banding in the Aliso Lava Dome, Tumacacori Mountains, southern Arizona. – *J. Geophys. Res.*, 100, 8381-8398, 1995.
- Sharma, S. K., Philbrook, W. O.: Improved values of surface tension of calcium silicate melts. – *Script. Metallurg.*, 4, 107-110, 1970.
- Shaw, H. R., Wright, T. L., Peck, D. L., Okamura, R.: The viscosity of basaltic magma: an analysis of field measurements in Makaopuhi Lava Lake, Hawaii. – *Am. J. Sci.*, 266, 225-261, 1968.
- Shaw, H. R.: Viscosities of magmatic silicate liquids: an empirical method of prediction. – *Am. J. Sci.*, 272, 870-893, 1972.
- Snyder, D., Crambes, C., Tait, S., Wiebe, R. A.: Magma mingling in dikes and sills. – *J. Geol.*, 105 (1), 75-86, 1997.

- Sparks, R. J. S., Marshall, L. A.: Thermal and mechanical constraints on mixing between mafic and silicic magmas. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 29, 99-124, 1986.
- Spera, F. J., Stein, D. J.: Comment on „Rheology of bubble-bearing magmas“ by Lejeune et al. – Earth Planet. Sci. Lett., 175, 327-331, 2000.
- Spera, F. J., Yuen, D. A., Kirschvink, S. J.: Thermal boundary layer convection in silicic magma chambers: effects of temperature-dependent rheology and implications for thermogravitational chemical fractionation. – J. Geophys. Res., 87, 8755-8767, 1982.
- Stevenson, R. J., Hodder, A. P. W., Briggs, R. M.: Rheological estimates of rhyolite lava flows from Okataina Volcanic centre, New Zealand. – New Zealand J. Geol. Geophys., 37, 211-221, 1994.
- Stimac, J. A., Pearce, T. H., Donnelly-Nolan, J. M., Hearn, B. C.: The origin and implications of undercooled andesitic inclusions in rhyolites, Clear Lake Volcanics, California. – J. Geophys. Res., 95, 17729-17746, 1990.
- Stollhofen, H.: Zusammensetzung, Transport, Ablagerung und geodynamische Position permokarboner Synrift-Sedimente. – Dissertation, Univ. Würzburg, 1991.
- Stoyan, D.: Stereological formulae for a random system of non-intersecting spheres.– Statistics, 21, 131-136, 1990.
- Tamburelli, C., Babbucci, D., Mantovani, E.: Geodynamic implications of subduction related magmatism: insights from the Tyrrhenian-Appennines region. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 104 (1-4), 33-43, 2000.
- Tauer, K. (Ed.): Aqueous polymer dispersions. – Springer-Verlag, Heidelberg, 2003.
- Teichmüller, M., Teichmüller, R., Lorenz, V.: Inkohlung und Inkohlungsgradienten im Permokarbon der Saar-Nahe-Senke. – Z. dt. geol. Ges., 134, 153-210, 1983.

- Tepley, F. J., Davidson, J. P., Clynne, M. A.: Magmatic interactions as recorded in plagioclase phenocrysts of Chaos Crags, Lassen Volcanic Center, California. – *J. Petrol.*, 40 (5), 787-806, 1999.
- Theuerjahr, A. K.: Beitrag zur Genese der jungpaläozoischen Rhyolithe des Saar-Nahe-Gebietes (SW-Deutschland). – *Geol. Jb. Hessen*, 114, 209-226, 1986.
- Thomas, N., Tait, S. R.: The dimensions of magmatic inclusions as a constraint on the physical mechanism of mixing. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 75, 167-178, 1997.
- Toramaru, A.: Measurement of bubble size distributions in vesiculated rocks with implications for quantitative estimation of eruption processes. – *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 43, 71-90, 1990.
- Twizell, E. H.: Computational methods for partial differential equations. – Ellis Horwood Ltd., Chichester, 1984.
- Urban, D., Takamura, K. (Eds.): Polymer dispersions and their industrial applications. – Wiley-VCH- Verlag, Weinheim, 2002.
- Ventura, G.: The strain path and emplacement mechanism of lava flows: an example from Salina (southern Tyrrhenian Sea, Italy). – *Earth Planet. Sci. Lett.*, 188, 229-240, 2001.
- Ventura, G., Vilaro, G., Milano, G., Pino, N. A.: Relationships among crustal structure, volcanism and strike-slip tectonics in the Lipari-Vulcano Volcanic Complex (Aeolian Islands, Southern Tyrrhenian Sea, Italy). – *Phys. Earth Planet. Int.*, 116 (1-4), 31-52, 1999.
- Vernon, R. H.: Crystallisation and hybridism in microgranitoid enclave magmas: microstructural evidence. – *J. Geophys. Res.*, 95, 17849-17859, 1990.
- von Platen, H., Hofmeister, W.: Eruptivgesteine des Saar-Nahe-Beckens, SW-Deutschland. – *Chem. Erde*, 53, 93-132, 1993.

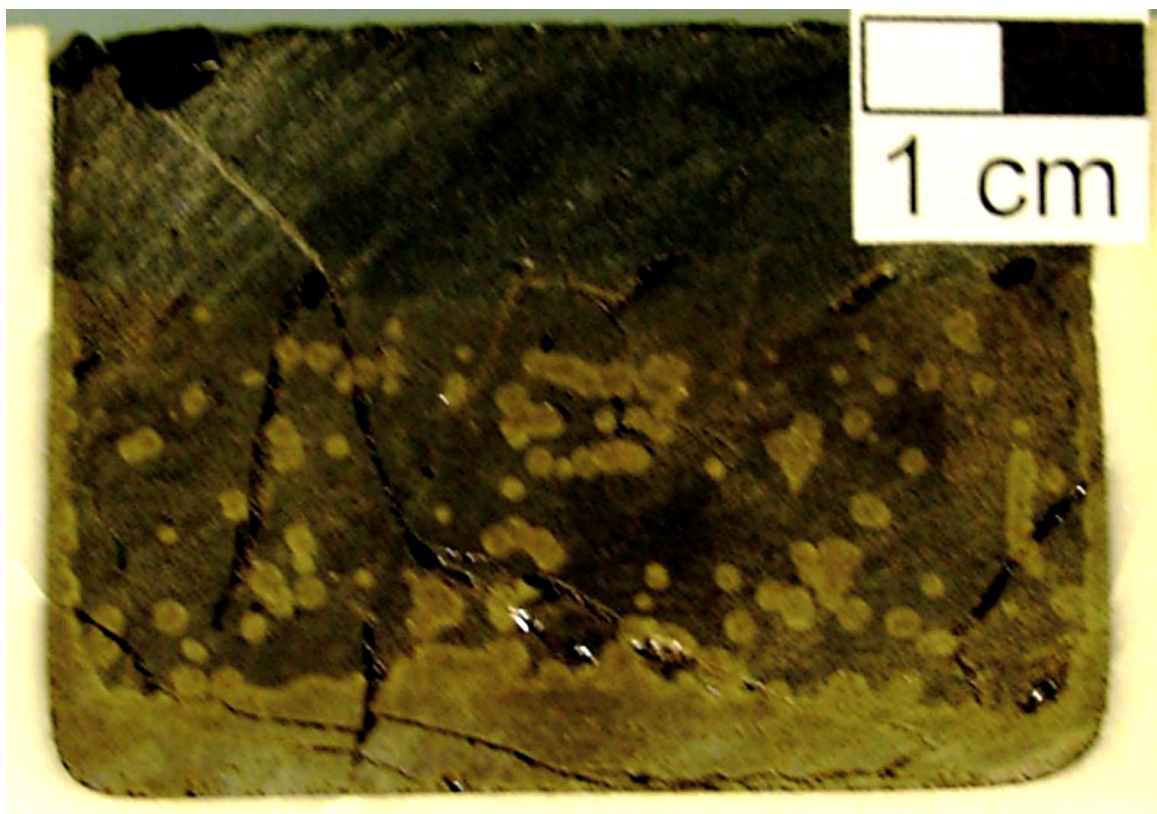
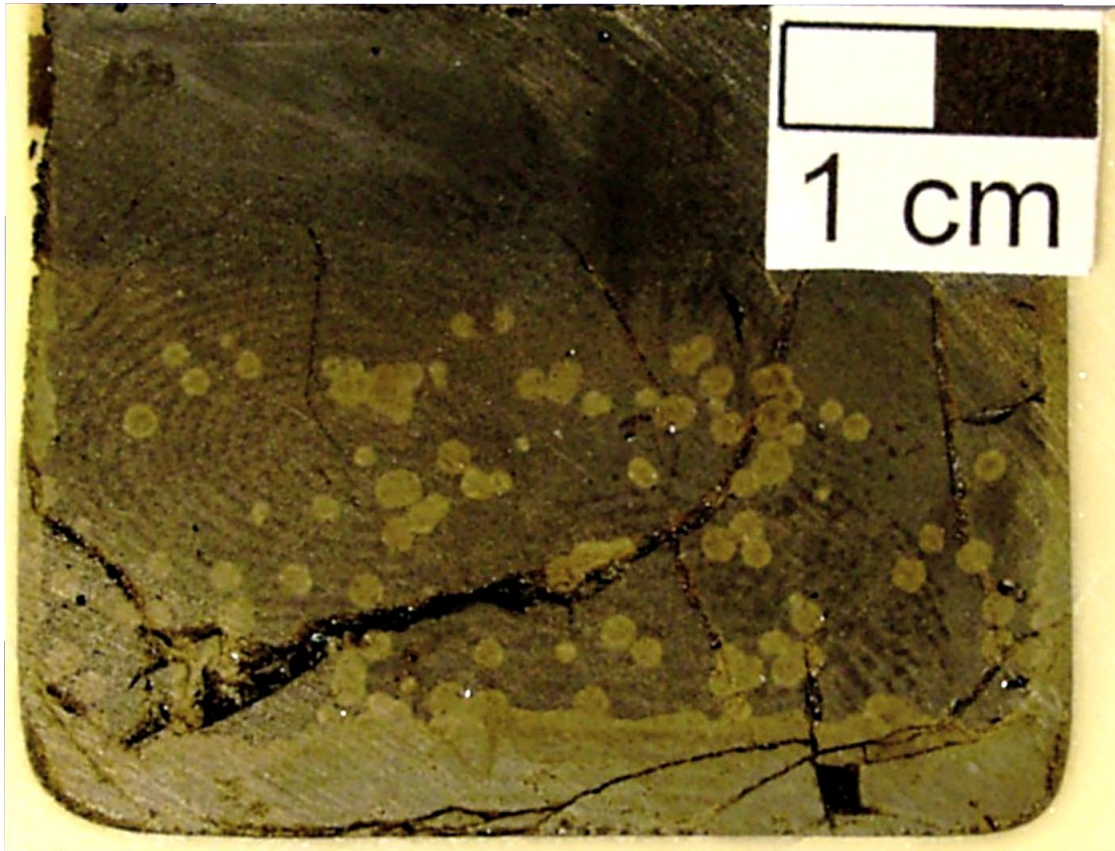
- von Seckendorff, V., Arz, C., Lorenz, V.: Magmatism of the late Variscan intermontane Saar-Nahe Basin (Germany): a review. – In: Wilson, M., Neumann, E.-R., Davies, G. R., Timmermann, M. J., Heeremans, M., Larsen, B. T. (Eds.): Permo-Carboniferous Magmatism and Rifting in Europe. – Geol. Soc., Spec. Publ., 223, 361-391, London, 2004 [in press].
- Waight, T. E., Maas, R., Nicholls, I. A.: Fingerprinting feldspar phenocrysts using crystal isotopic composition stratigraphy: implications for crystal transfer and magma mingling in S-type granites. – Contrib. Min. Petrol., 139, 227-239, 2000.
- Walker, D., Mullins, O.: Surface tension of natural silicate melts from 1200°-1500°C and implications for melt structure. – Contrib. Mineral. Petrol., 76, 455-462, 1981.
- Walker, G. P. L.: Thickness and viscosities of Etnean lavas. – Nature, 213, 484-485, 1967.
- Walter, R.: Geologie von Mitteleuropa. – 6. Auflage, Schweizerbart, Stuttgart, 1995.
- Wells, P. R. A.: Pyroxene thermometry in simple and complex systems. – Contr. Min. Petrol., 60, 129-139, 1977.
- Westrich, H. R., Stockman, H. W., Eichelberger, J. C.: Degassing of rhyolitic magma during ascent and emplacement. – J. Geophys. Res., 93, 6503-6511, 1988.
- Wilcox, R. E.: The idea of magma mixing: History of a struggle for acceptance. – J. Geol., 107, 421-432, 1999.
- Williams, D. A., Kerr, R. C., Leshner, C. M., Barnes, S. J.: Analytical/numerical modeling of komatiite lava emplacement and thermal erosion at Perseverance, Western Australia. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 110, 27-55, 2001.
- Williams, H., McBirney, A. R.: Volcanology. – Freeman, Cooper & Co., San Francisco, 1979.

- Wohlleben, T.: Pyroklastische Partikel: kalorimetrische und mineralogische Untersuchung und Modellierung von Quenchprozessen. – Dissertation, Univ. Würzburg, 1997.
- Wörrlein, C.: Hydrodynamische Mischungsprozesse (magma mingling) - Ein Erklärungsansatz für die basischen Einschlüsse des Kreuznacher Rhyoliths. – Diplomarbeit, Univ. Würzburg, 2001.
- Wu, S.: Formation of dispersed phase in incompatible polymer blends: interfacial and rheological effects. – Polym. Eng. Sci., 27, 335-343. 1987.
- Zellmer, G. F., Blake, S., Vance, D., Hawkesworth, C., Turner, S.: Plagioclase residence times at two island arc volcanos (Kameni Islands, Santorini, and Soufriere, St. Vincent) determined by Sr diffusion systematics. – Contrib. Min. Petrol., 136 (4), 345-357, 1999.
- Ziegler, V., Wolf, B. A.: Viscosity and morphology of the two-phase system PDMS/P(DMS-ran-MPS). – J. Rheol., 43, 1033-1045, 1999.
- Zimanowski, B., Büttner, R.: Dynamic mingling of magma and liquefied sediments. – J. Volcanol. Geotherm. Res., 114, 37-44, 2002.

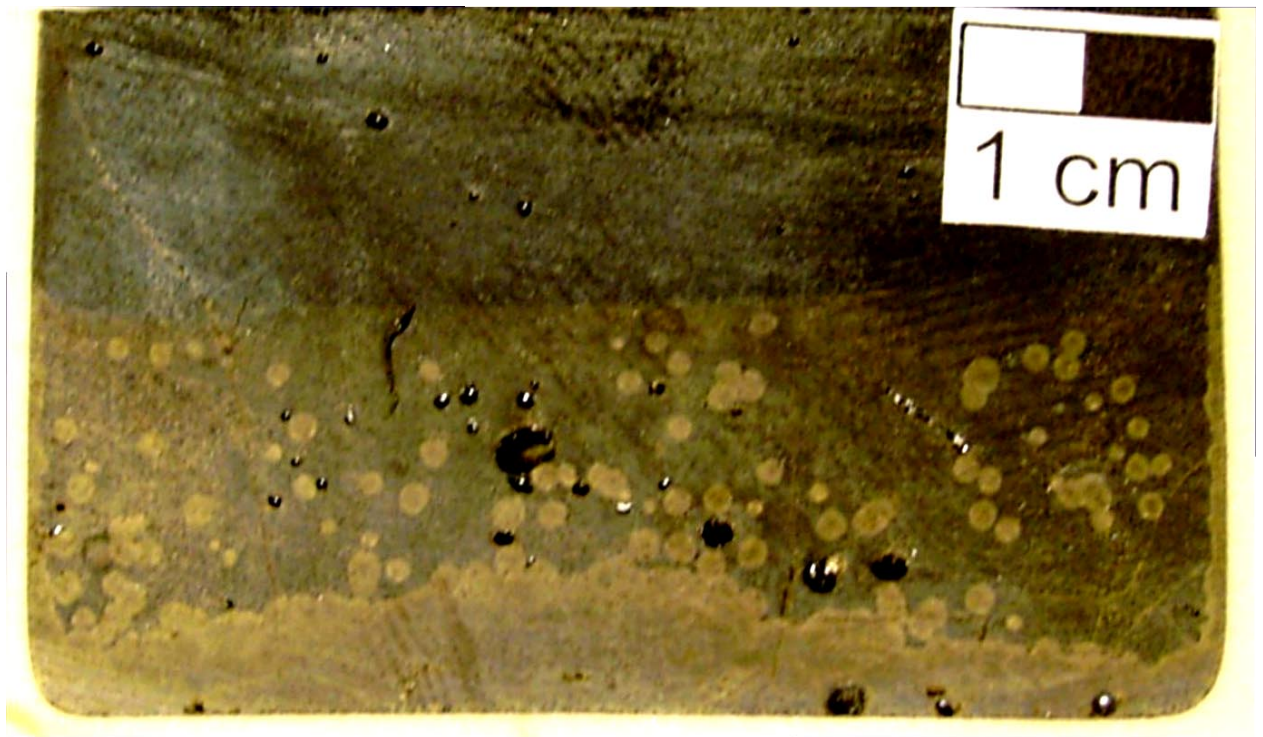
Anhang A: Chemische Analysen der verwendeten Schmelzen

[Gew.%]	Kreuznacher Rhyolith	Kreuznacher Enklaven	Kreuznacher Übergangszone	Newberry Rhyolith	Hirschberg bas. Andesit	Pietre Cotte-Rhyolith
SiO₂	70,16	57,09	67,00	73,4	53,64	73,43
Al₂O₃	14,44	17,8	16,04	14,2	14,35	13,42
Fe_{Total}	1,81	5,73	2,54	2,0	6,75	1,7
CaO	1,19	2,86	0,58	1,35	7,68	0,86
MgO	0,97	1,62	1,09	0,18	10	0,01
Na₂O	3,34	4,65	3,83	5,15	2,55	4,07
K₂O	4,93	3,54	4,66	4,1	10,9	4,95
MnO	0,06	-	-	0,06	0,24	0,07
P₂O₅	0,1	0,31	0,18	0,03	0,19	0,02
TiO₂	0,28	1,27	0,52	0,2	0,5	0,11
Referenz	ARZ 1996	ARIKAS 1986	ARIKAS 1986	MURASE & MCBIRNEY 1973	FRÖHLICH et al. 1992	DE ASTIS et al. 1997

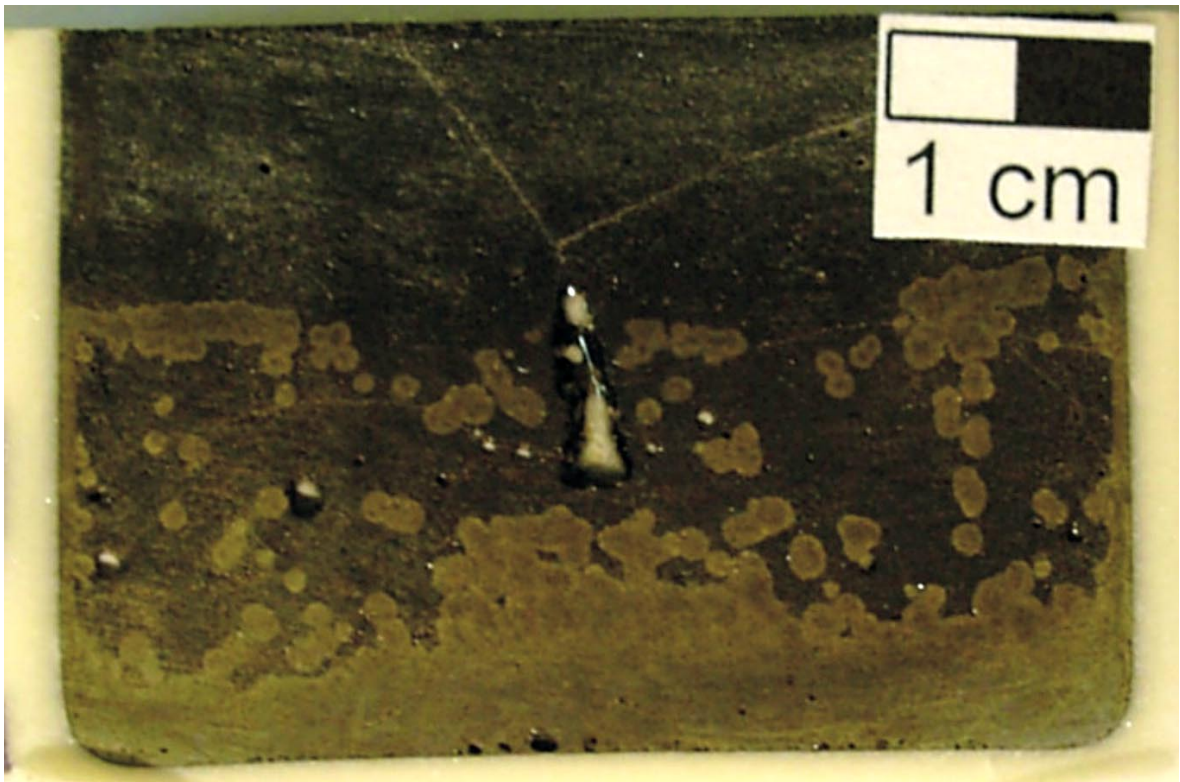
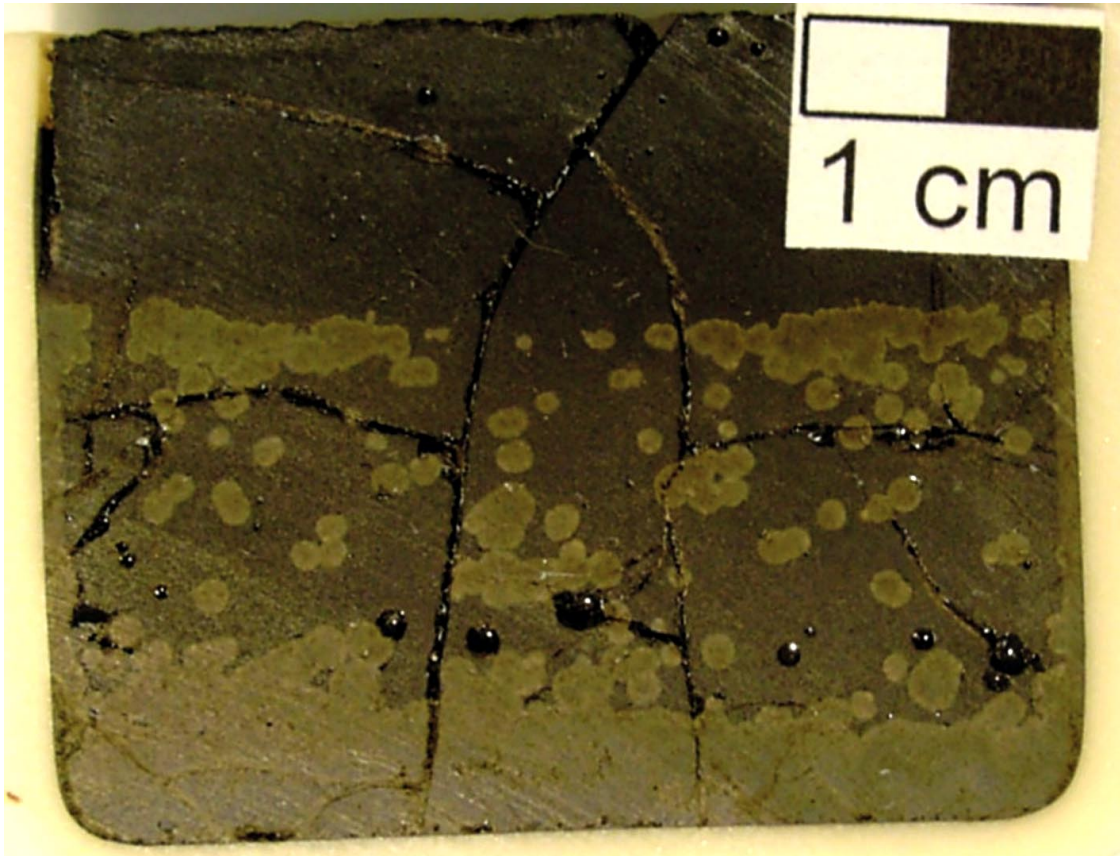
[Gew.%]	Mte. Porri Lavastrom	Mte. Porri Enklaven	Mte. Porri Übergangszone	Hohenstoffeln Ol. -Melilitith	Billstein Alkali-Basalt
SiO₂	63,51	54,61	58,12	33,04	45,31
Al₂O₃	15,75	18,42	17,34	8,91	12,86
Fe_{Total}	6,41	8,85	7,92	26,3	11,93
CaO	4,13	8,63	6,80	12,1	10,5
MgO	2,16	4,61	3,59	12,8	10,9
Na₂O	4,54	2,41	4,46	2,4	3,14
K₂O	2,52	1,52	2,50	1,3	1,38
MnO	0,12	0,24	0,15	0,4	0,17
P₂O₅	0,41	0,25	0,30	0,76	0,54
TiO₂	0,63	0,61	0,61	2,44	2,16
Referenz	DE ROSA et al. 1996	DE ROSA et al. 1996	DE ROSA et al. 1996	Büttner & Zimanowski 1998	Basaltwerke Nüdling

Anhang B. Weitere Abbildungen der experimentell erzeugten Dispersionen

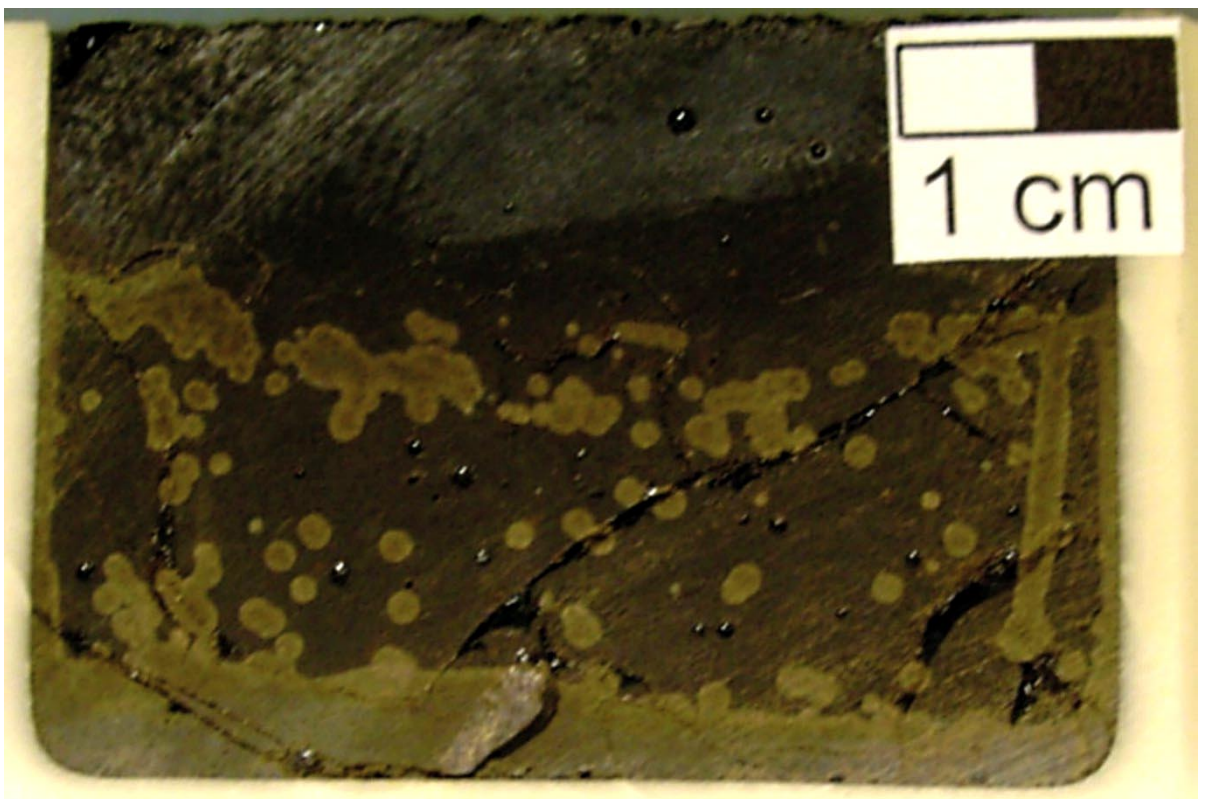
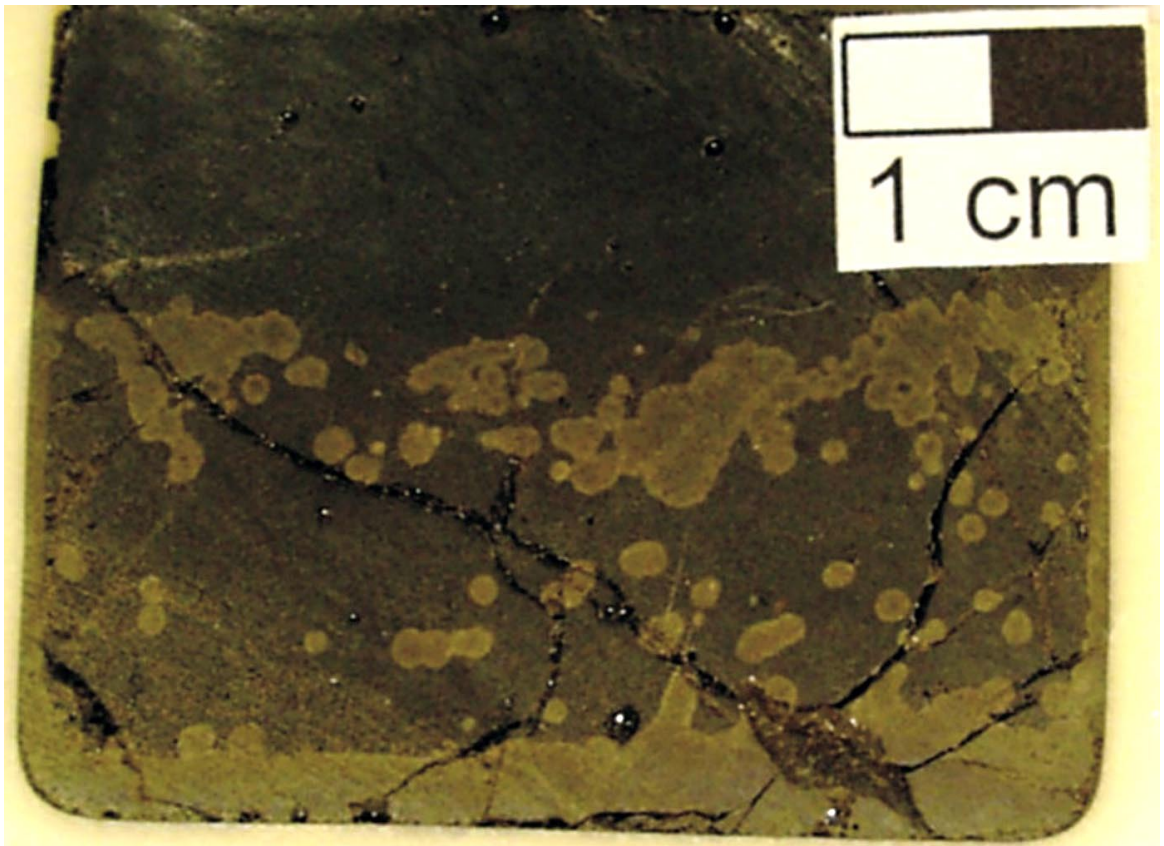
Versuch Nr. 3



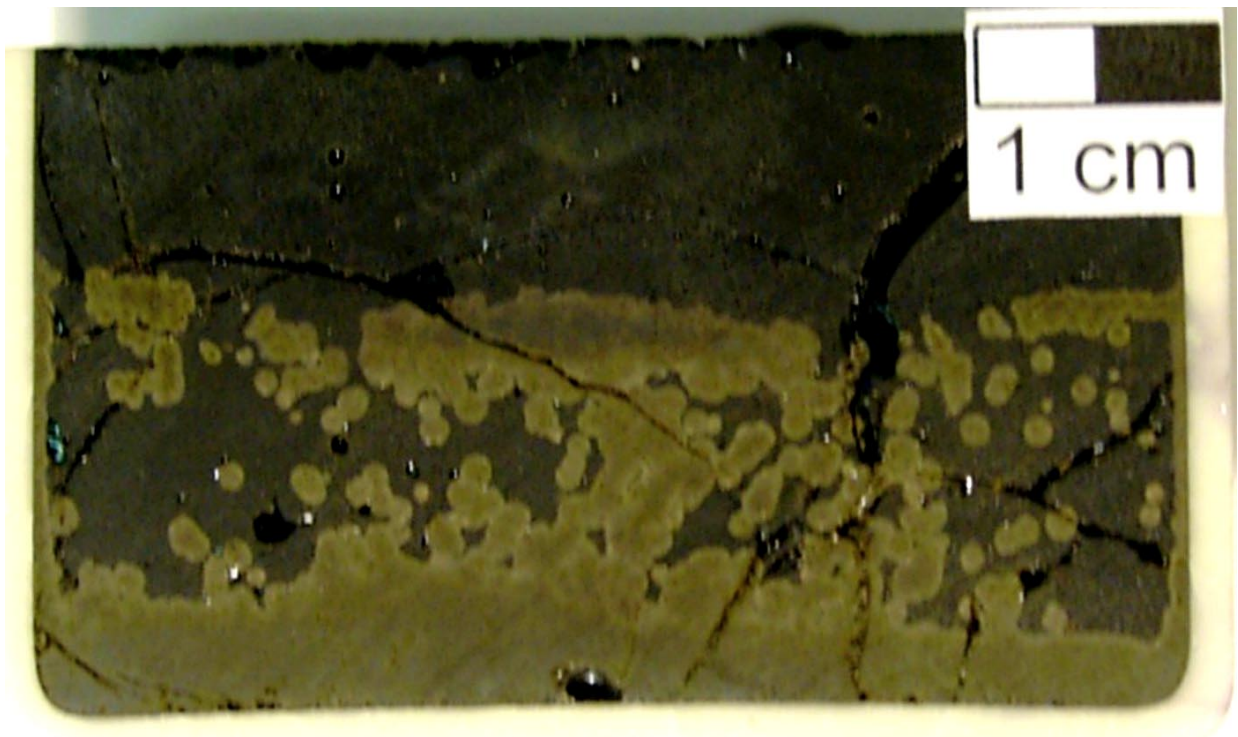
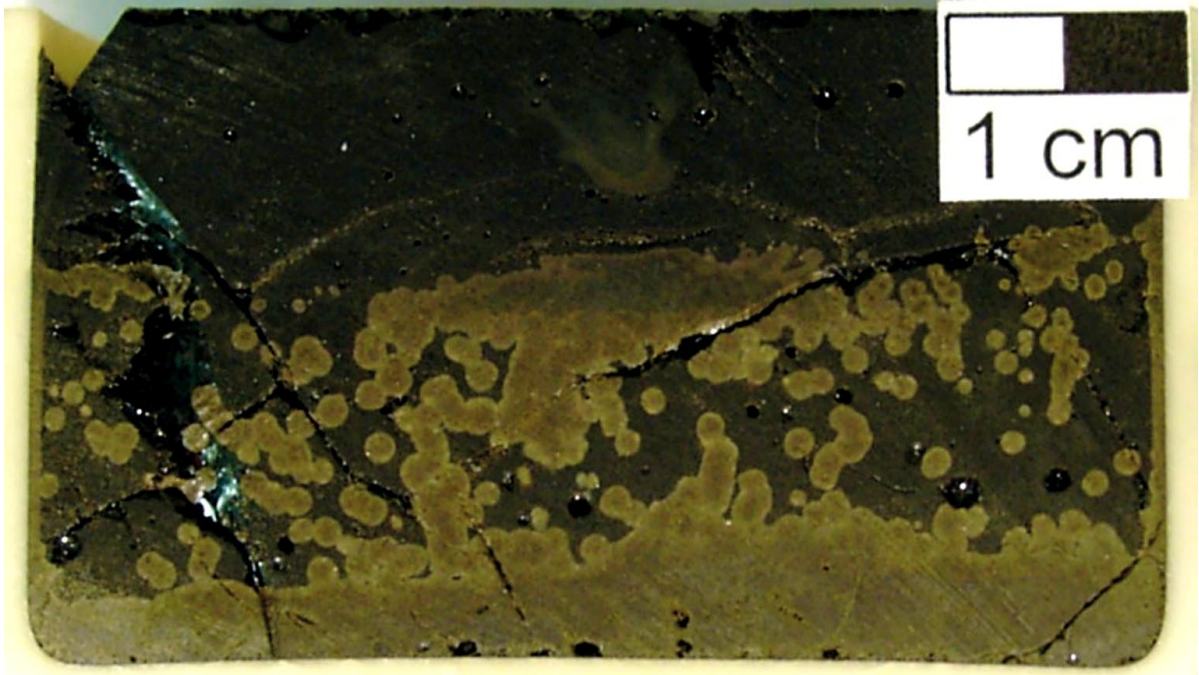
Versuch Nr. 3



Versuch Nr. 9



Versuch Nr. 9



Versuch Nr. 9