

**Dreidimensionale numerische Modellierung  
schräger Meteoriteneinschläge  
- Strategien und Anwendungen -**

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)  
eingereicht am Fachbereich Geowissenschaften  
der Freien Universität zu Berlin

vorgelegt von  
**Dipl. Geophys. Dirk Elbeshausen**  
aus Versmold

Institut für Geologische Wissenschaften, Fachrichtung Geophysik  
der Freien Universität zu Berlin

2012

Erster Gutachter: Prof. Dr. Georg Kaufmann

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Wolf Uwe Reimold

Tag der Disputation: 18.12.2012

## Zusammenfassung

Das Studium von Meteoriteneinschlägen verbessert maßgeblich unser Verständnis der Entwicklungsgeschichte unseres Sonnensystems und seiner Körper sowie der Evolution von Leben.

Die bei einem Einschlag freigesetzte Energie ist proportional zur Größe und Geschwindigkeit des einschlagenden Körpers. Wieviel dieser Energie in den Untergrund übertragen wird, hängt vor allem von dem Einschlagwinkel ab. Dieser beeinflusst auch die Menge und Verteilung des ausgeworfenen Materials sowie die Größe und Form des resultierenden Kraters. Eine quantitative Beschreibung dieser Effekte sowie Untersuchungen, ob der Einschlagwinkel auch den Mechanismus der Kraterentstehung beeinflusst, ist bislang noch nicht erfolgt. Dies zu ändern ist die Hauptmotivation dieser Arbeit, zumal in der Natur nahezu jeder Einschlag unter einem schrägen Winkel erfolgt.

Das numerische Studium schräger Impaktprozesse bedarf dreidimensionaler (3D) Simulationsrechnungen. Diese stellen hohe Anforderungen an Hardware, Algorithmen und die benötigte Rechenzeit. Umfangreiche Studien zur Quantifizierung der Bedeutung des Einschlagwinkels und des Einflusses der Projektil- und Materialeigenschaften existieren daher bislang nicht. Um dies zu ermöglichen, muss in einem ersten Schritt eine numerische Infrastruktur geschaffen werden, die eine Durchführung umfangreicher 3D-Simulationsreihen schräger Meteoriteneinschläge erlaubt. Im zweiten Schritt kann dann die geschaffene Infrastruktur zum Studium der Rolle des Einschlagwinkels Verwendung finden.

Bei der Entwicklung des Simulationscodes wurden unterschiedliche Strategien verfolgt. (i) Eine Parallelisierung des Codes zur Verteilung der Rechenlast, (ii) Entwicklung adaptiver Algorithmen, die sich an die vorhandene Hardware-Infrastruktur oder das Rechenszenario automatisch anpassen, (iii) eine leistungsstarke und flexible „in-memory Kompression“ der Datensätze und (iv) Datenstrukturen, die vom Controller des Arbeitsspeichers effizient verarbeitet werden können und so die Rechenoperationen beschleunigen. Die geschaffene Infrastruktur wurde erfolgreich gegen Laborexperimente und andere Simulationscodes validiert.

Anhand umfangreicher Studien konnten die komplexen Zusammenhänge zwischen dem Einschlagwinkel, den Materialeigenschaften (hier: Reibungskoeffizient und Kohäsion), der Einschlagenergie und der resultierenden Kratergröße quantifiziert werden. Auch der physikalische Prozess der Kraterentstehung ist intensiv untersucht worden. Dies ermöglicht die Identifizierung von Asymmetrien in Impaktkratern, die Hinweise auf die Einschlagrichtung oder gar den Einschlagwinkel liefern könnten. Diese Studie zeigt auch, wie sich der zugrunde liegende Kraterbildungsmechanismus mit abnehmendem Einschlagwinkel zusehends verändert. So konnte letztlich auch die Bedeutung der verschiedenen Parameter für die Entstehung elliptischer Krater quantifiziert und der Übergang von runden zu elliptischen Kraterstrukturen erstmals intensiv untersucht werden. Es konnte ein physikalisches Modell zur Kraterentstehung abgeleitet werden, das auf beliebige Einschlagwinkel anwendbar ist. Dies führt zu einem besseren Verständnis des Einschlagprozesses und seiner Folgen für die Umwelt und die Entwicklung eines planetaren Körpers.



# Abstract

Studies of meteorite impact improve our knowledge of the history of the Solar System and its bodies, the thermodynamic evolution of planets and the evolution of life.

The total energy delivered by meteorite impact scales with size and velocity of the impacting projectile. The distribution of energy into the impacted target depends on the angle of incidence and affects the ejection and distribution of material and the size and shape of the resulting impact structure. However a quantitative description of this effect and the possibility that the impact angle affects the cratering mechanism is poorly constrained so far. Filling this gap of knowledge was the primary motivation for this work, in particular as almost every impact occurs at an oblique angle of incidence.

Investigating oblique impacts by numerical studies requires three-dimensional (3D) simulations that pose a high demand on hardware, algorithms and computation time. Hence, extensive parameter studies to quantify the role of the impact angle and the influence of material properties have not been performed so far. Therefore it was required (i) to develop a powerful computational framework capable of processing extensive 3D-parameter studies of oblique impact processes, and (ii) to utilize this infrastructure for investigating the relevance of the impact angle on the cratering process.

Different strategies have been pursued during the development of this code: (i) A parallelization of the code to distribute the computational load, (ii) the development of adaptive algorithms, which automatically adapt to the available hardware or the computational scenario, (iii) a both powerful and flexible in-memory compression of the generated data, and (iv) using datatypes allowing an efficient handling by the memory-controller and, thus, a fast execution of arithmetic operations. The established computational framework is successfully validated against both laboratory experiments and other numerical codes.

A comprehensive parameter study allows to quantify the complex interdependencies between impact angle, material strength (here: coefficient of friction and cohesion), and impact energy on the size of the resulting crater. In addition the physical process of crater formation was investigated. This allowed to identify asymmetric structures in impact craters that are diagnostic for the impact angle and potentially help in reconstructing the trajectory of the impactor that formed a meteorite crater. Furthermore, the presented study elucidates how the cratering mechanism changes with increasing obliquity and quantifies the relevance of the different parameters on the transition from circular to elliptic impact craters. Finally, a physical model for crater formation is derived that holds for arbitrary impact angles. This results in a better understanding of impact processes and their consequences on the environment and the evolution of planetary bodies.



# Vorwort

Diese Arbeit ist während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Museum für Naturkunde Berlin erstellt worden. Finanziert wurde sie durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (Projekte WU 355/5-1 und WU 355/5-2) und die Helmholtz-Allianz HA-203 / *Planetenentwicklung und Leben der Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren* (HGF).

Diese Arbeit stellt keine kumulative Arbeit dar – wenngleich einige Ergebnisse aus diesem Werk bereits in wissenschaftlichen Zeitschriften publiziert wurden.

So sind einige der Erkenntnisse, die zu Kapitel 10 „*Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße*“ geführt haben, bereits in folgender Publikation erschienen:

**Elbeshausen, D., Wünnemann, K. und Collins, G. S. (2009).** *Scaling of oblique impacts in frictional targets: Implications for crater size and formation mechanisms.* Icarus, 204 (2), Seiten 716–731

Erste Ergebnisse der Entwicklung eines Verfahrens zur adaptiven Grenzflächenrekonstruktion, das in Kapitel 5 ausführlich erläutert wird, wurden bereits in folgender Publikation vorgestellt:

**Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2011a).** *iSALE-3D: A three-dimensional, multi-material, multi-rheology hydrocode and its applications to large-scale geodynamic processes.* In: Proceedings of 11th Hypervelocity Impact Symposium (HVIS), Ausgabe 2 von Schriftenreihe Forschungsergebnisse aus der Kurzzeitdynamik, Seiten 287–301. Fraunhofer Verlag

Die Simulationsrechnungen zu der in Kapitel 12 („*Der Übergang von runden zu elliptischen Kratern*“) vorgestellten Studie lieferten die Datenbasis für folgende Publikation:

**Collins, G. S., Davison, T. M., Elbeshausen, D., Robbins, S. J. und Hynek, B. M. (2011).** *Size-frequency distribution of elliptical craters.* Earth and Planetary Science Letters, 310, Seiten 1–8

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Simulationscode wurde zahlreichen Validierungen und Benchmarks unterzogen. Diese sind nicht nur Gegenstand von Kapitel 7 („Validierung des Modells“), sondern sind auch teilweise in folgenden Publikationen nachzulesen:

**Davison, T. M., Collins, G. S., Elbeshausen, D., Wünnemann, K. und Kearsley, A. (2011).** *Numerical modeling of oblique hypervelocity impacts on high strength ductile targets.* Meteoritics & Planetary Science, 46 (10), Seiten 1510–1524

**Pierazzo, E., Artemieva, N. A., Asphaug, E., Baldwin, E. C., Cazamias, J., Coker, R., Collins, G. S., Crawford, D. A., Davison, T. M., Elbeshausen, D., Holsapple, K. A., Housen, K. R., Korycansky, D. G. und Wünnemann, K. (2008).** *Validation of numerical codes for impact and explosion cratering: Impacts on strengthless and metal targets.* Meteoritics & Planetary Science, 43 (12), Seiten 1917–1938

Weitere Publikationen, die im Zuge dieser Arbeit entstanden, sind:

**Kenkmann, T., Artemieva, N. A., Wünnemann, K., Poelchau, M. H., Elbeshausen, D. und Nunez del Prado, H. (2009).** *The Carancas meteorite impact crater, Peru: Geologic surveying and modeling of crater formation and atmospheric passage.* Meteoritics & Planetary Science, 44 (7), Seiten 985–1000

**Wünnemann, K., Nowka, D., Collins, G. S., Elbeshausen, D. und Bierhaus, M. (2011).** *Scaling of impact crater formation on planetary surfaces – insights from numerical modeling.* In: Proceedings of 11th Hypervelocity Impact Symposium (HVIS), Seiten 1–16

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<hr/>	
<b>KAPITEL 1 Einleitung</b>	<b>3</b>
<hr/>	
<b>KAPITEL 2 Voraussetzungen, Umfang und Zielsetzung</b>	<b>9</b>
2.1. Umfang der Studie . . . . .	9
2.2. Analyse der Infrastruktur . . . . .	11
2.3. Verwendbare Simulationscodes . . . . .	11
2.4. Implikationen für die Zielsetzung . . . . .	12
2.5. Zielsetzung . . . . .	12
2.6. Überblick . . . . .	14
<hr/>	
<b>KAPITEL 3 Impaktprozesse und Kraterbildung - Grundlagen</b>	<b>17</b>
3.1. Morphologie von Impaktkratern . . . . .	19
3.1.1. Einfache Krater . . . . .	20
3.1.2. Komplexe Krater . . . . .	21
3.2. Entstehung von Impaktkratern . . . . .	23
3.2.1. Atmosphärische Interaktion . . . . .	23
3.2.2. Kontakt- und Kompressionsphase . . . . .	24
3.2.3. Exkavationsphase . . . . .	27
3.2.4. Der transiente Krater - Übergang zwischen Exkavation und Modifikation . . . . .	28
3.2.5. Modifikationsphase . . . . .	31

**I. Dreidimensionale numerische Modellierung von Einschlagprozessen - Strategien zur Codeentwicklung** **33**

---

**KAPITEL 4 Entwicklung eines dreidimensionalen Hydrocodes** **35**

4.1. Hydrocodes - Ein Überblick . . . . . 38

4.2. Zur Entwicklungsgeschichte von iSALE-3D . . . . . 39

4.3. *iSALE-3D*: Einblick in die Funktionsweise . . . . . 41

4.3.1. Kinematische Betrachtungsweisen . . . . . 41

4.3.2. Rechengitter und Randbedingungen . . . . . 44

4.3.3. Thermodynamische Beschreibung der Materialrheologie –  
Zustandsgleichungen . . . . . 45

4.3.4. Gesteinsmechanische Beschreibung der Materialrheologie –  
Festigkeitsmodelle . . . . . 47

4.3.5. Abschließende Bemerkung . . . . . 48

---

**KAPITEL 5 Adaptive Grenzflächenrekonstruktion** **49**

5.1. Volume-of-Fluid Verfahren zur Rekonstruktion von Grenzflächen . . 53

5.1.1. Geometrische Grundlagen . . . . . 53

5.1.2. Simple Line Interface Calculation (*SLIC*) . . . . . 54

5.1.3. Piecewise Linear Interface Calculation (*PLIC*)  
- Youngs Methode . . . . . 55

5.1.4. Piecewise Linear Interface Calculation (*PLIC*)  
- Swartz Methode . . . . . 58

5.1.5. Least Squares Fit (*LSF*) . . . . . 58

5.1.6. Genauigkeit der verwendeten Verfahren . . . . . 58

5.2. Der adaptive Ansatz . . . . . 60

5.3. Genauigkeit des adaptiven Verfahrens . . . . . 62

5.4. Zusammenfassung und Ausblick . . . . . 65

<hr/>	
<b>KAPITEL 6</b>	<b>67</b>
<b>Strategien zur dreidimensionalen numerischen Berechnung von Impaktprozessen</b>	
6.1. Parallelisierung . . . . .	69
6.1.1. Die Testumgebung . . . . .	69
6.1.2. Resultate . . . . .	70
6.1.3. Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	72
6.2. Effiziente Datenstrukturen . . . . .	74
6.2.1. Einführung in die Funktionsweise eines Arbeitsspeichers . . . . .	74
6.2.2. Datenstrukturen und deren Anwendung . . . . .	76
6.2.3. Resultate: Effizienz von Datenstrukturen . . . . .	81
6.2.4. Interpretation und Ausblick . . . . .	85
6.3. Datenkompression . . . . .	86
6.3.1. Überblick über Kompressionsverfahren . . . . .	87
6.3.2. Evaluation der Kompressionsverfahren . . . . .	89
6.3.3. Beschreibung der Kompressionsbibliothek und des Datenfor- mates . . . . .	94
6.3.4. Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	95
6.4. Visualisierung und Post-Processing . . . . .	96
6.4.1. Visualisierung dreidimensionaler Daten - Problematik . . . . .	97
6.4.2. Entwicklung der Visualisierungssoftware <i>VIMoD</i> . . . . .	97
6.5. Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	100
<hr/>	
<b>KAPITEL 7</b>	<b>103</b>
<b>Validierung des Modells</b>	
7.1. Advektionstests . . . . .	105
7.2. Testszenario: Kollabierende Wassersäule . . . . .	107
7.3. Benchmarking-Ergebnisse zur Stoßwellenpropagation . . . . .	109
7.4. Kratermorphologie schräger Einschläge in Aluminium . . . . .	112
7.5. Validierung mittels Skalierungsgesetzen . . . . .	117
7.6. Auflösungseffekte . . . . .	121
7.7. Zusammenfassung . . . . .	123
<hr/>	
<b>KAPITEL 8</b>	<b>125</b>
<b>Zusammenfassung Teil I</b>	

## II. Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kraterbildung 131

---

### KAPITEL 9 Schiefwinklige Einschlagprozesse - ein Überblick 133

---

### KAPITEL 10 Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße 141

10.1. Skalierung der Kratergröße - ein Überblick . . . . .	141
10.1.1. Kraterbildung und dessen Auswirkungen auf die Definition der Kratergröße . . . . .	142
10.1.2. Pi-Group-Scaling . . . . .	145
10.2. Modellbeschreibung . . . . .	151
10.3. Resultate . . . . .	154
10.3.1. Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz in hydrodynamischen Materialien . . . . .	154
10.3.2. Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz in reibungsbefaheten Materialien . . . . .	159
10.3.3. Der kombinierte Effekt des Einschlagwinkels und des Rei- bungskoeffizienten auf die Kratereffizienz . . . . .	159
10.4. Diskussion . . . . .	162
10.4.1. Überlegungen zur Erweiterung bestehender Skalierungsge- setze . . . . .	162
10.4.2. Gültigkeit des <i>point-source-concept</i> . . . . .	165
10.4.3. Implikationen für die Datierung planetarer Oberflächen . . .	166
10.4.4. Der Einfluss weiterer Materialeigenschaften . . . . .	167
10.5. Schlussfolgerung und Ausblick . . . . .	169

---

### KAPITEL 11 Die Morphologie von Kratern nach schrägen Einschlägen 171

11.1. Modellbeschreibung . . . . .	174
11.2. Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Verteilung der Auswurf- massen . . . . .	175
11.3. Strukturen unter dem Kraterrand . . . . .	177
11.4. Zur Entstehung von Zentralbergen im Zuge schräger Einschlag- prozesse . . . . .	180
11.4.1. Merkmale des Zentralbergs als Indiz für die Einschlagrich- tung? . . . . .	180
11.4.2. Die Entstehung von Zentralbergen nach schrägen Einschlägen	181
11.5. Diskussion und Zusammenfassung . . . . .	186

<b>KAPITEL 12 Der Übergang von runden zu elliptischen Kratern</b>	<b>189</b>
12.1. Modellbeschreibung . . . . .	191
12.2. Resultate . . . . .	193
12.2.1. Einfluss der Einschlagenergie auf die Kraterform . . . . .	195
12.2.2. Einfluss der Festigkeit auf die Kraterform . . . . .	196
12.2.3. Die Morphologie elliptischer Krater - Rückschlüsse auf die Kratergenese . . . . .	197
12.2.4. Die Entstehung elliptischer Krater - Mechanismen . . . . .	199
12.3. Diskussion . . . . .	203
12.4. Zusammenfassung . . . . .	210
<hr/>	
<b>KAPITEL 13 Zusammenfassung Teil II</b>	<b>213</b>
<b>III. Fazit</b>	<b>217</b>
<hr/>	
<b>KAPITEL 14 Zusammenfassung</b>	<b>219</b>
<hr/>	
<b>KAPITEL 15 Ausblick</b>	<b>227</b>
15.1. Weiterentwicklung des Simulationscodes . . . . .	227
15.2. Zukünftige Anwendungsgebiete und Fragestellungen . . . . .	229
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>266</b>
<b>Anhang</b>	<b>267</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>277</b>
<b>Eigenständigkeitserklärung</b>	<b>281</b>
<b>Danksagungen</b>	<b>283</b>



## Abbildungsverzeichnis

1.1	Beispiele für Impaktereignisse (Auswahl) . . . . .	3
1.2	Impaktstrukturen auf der Erde (Auswahl). . . . .	5
3.1	Beispiele <i>einfacher Krater</i> . . . . .	19
3.2	Morphologische Charakteristika <i>einfacher</i> und <i>komplexer</i> Krater . . . . .	20
3.3	Beispiele <i>komplexer Krater</i> : Plato und der Bacolor-Krater . . .	21
3.4	Beispiele für <i>Ringstrukturen an komplexen Kratern</i> . . . . .	22
3.5	Atmosphärische Interaktion: Der Flug eines Meteoriten durch die Atmosphäre . . . . .	24
3.6	Die Kontakt- und Kompressionsphase. . . . .	25
3.7	Schematische Darstellung einer Stoßwellenfront . . . . .	25
3.8	Verteilung der Auswurfmassen; Beispiele unterschiedlicher Ejektadecken . . . . .	27
3.9	Kollaps der transienten Kraterhohlform . . . . .	28
4.1	Zur kinematischen Behandlung dynamischer Prozesse. . . . .	42
4.2	<i>iSALE-3D</i> : Rechengitter . . . . .	44
5.1	Die Bedeutung der Grenzflächenbestimmung bei Euler- Berechnungen. . . . .	50
5.2	VoF-Verfahren zur Rekonstruktion von Grenzflächen . . . . .	54
5.3	Nummerierung der Knotenpunkte einer Gitterzelle in <i>iSALE-3D</i> . . . . .	55
5.4	Zur Berechnung des Schnittvolumens . . . . .	56
5.5	Verfahren zur Rekonstruktion von Grenzflächen - Tests . . . . .	59
5.6	Die 15 Formen einer Grenzfläche . . . . .	61
5.7	Genauigkeit und Effizienz der Rekonstruktionsverfahren . . . . .	62
6.1	Speedup von <i>iSALE-3D</i> . . . . .	72
6.2	Effizienz unterschiedlicher Datenstrukturen auf verschiede- nen Compilern . . . . .	83

6.3	Effizienz unterschiedlicher Datenstrukturen auf verschiedenen Compilern (normiert) . . . . .	84
6.4	Kompressionsverfahren: Resultate . . . . .	90
6.5	Vergleich unterschiedlicher Kompressionsverfahren I . . . . .	92
6.6	Vergleich unterschiedlicher Kompressionsverfahren II. . . . .	93
6.7	Interne Struktur eines Datensatzes . . . . .	94
6.8	Visualisierung numerischer Daten mittels <i>VIMoD</i> . . . . .	96
7.1	Validierung: Translation einer Kugel. . . . .	105
7.2	Validierung: Rotation eines Würfels . . . . .	106
7.3	Testszenario: Kollabierende Wassersäule . . . . .	107
7.4	Validierung: Kollabierende Wassersäule; Vergleich mit Experiment . . . . .	108
7.5	Validierung: Profilanordnungen für den Benchmark. . . . .	109
7.6	Validierung: Benchmark-Ergebnisse . . . . .	111
7.7	Validierung des Modells mit Labordaten I . . . . .	113
7.8	Validierung des Modells mit Labordaten II . . . . .	114
7.9	Validierung: Skaliertes Kratervolumen (Kratereffizienz) als Funktion der <i>gravity-scaled size</i> . . . . .	119
7.10	Diskretisierung des Projektils. . . . .	121
7.11	Ergebnisse der Auflösungsstudien . . . . .	122
9.1	Wahrscheinlichkeit schräger Einschläge . . . . .	134
10.1	Entwicklung eines komplexen Kraters.. . . . .	144
10.2	Zum Übergang vom festigkeitsdominierten ( <i>FD</i> ) zum schwerkraftdominierten ( <i>SD</i> ) Kraterwachstum . . . . .	148
10.3	Einfluss des Einschlagwinkels und der Fließfestigkeit auf die Kraterform und -größe . . . . .	155
10.4	Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratermorphologie . . . . .	155
10.5	Änderung der Kratereffizienz mit dem Einschlagwinkel . . . . .	156
10.6	Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz . . . . .	158
10.7	Einfluss des Reibungskoeffizienten auf die Kratereffizienz. . . . .	160
10.8	Änderung des Kratervolumens mit dem Einschlagwinkel (Einfluss von Reibung) . . . . .	161
10.9	Zusammenhang zwischen den Skalierungsparametern, dem Einschlagwinkel und dem Reibungskoeffizienten . . . . .	163
11.1	Die Verteilung der Auswurfmassen - Beobachtung und Simulation. . . . .	171

11.2	Verteilung der Auswurfmassen bei schrägen Einschlägen . . .	175
11.3	Das Butterfly-Muster im Falle sehr schräger Einschläge. . . .	176
11.4	Überkippen der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten . . . . .	178
11.5	Post-Impakt-Stratigraphie unter dem Kraterrand . . . . .	179
11.6	Einfluss des Einschlagwinkels auf die Höhe des Zentralbergs .	181
11.7	Kraterentstehung nach senkrechtem und schrägem Einschlag im direkten Vergleich. . . . .	182
11.8	Entstehung eines Zentralberges nach senkrechtem und schrägem Einschlag im Vergleich . . . . .	185
11.9	Entstehung eines Zentralberges nach einem senkrechten und schrägen Einschlag. . . . .	188
12.1	Momentaufnahmen der Kratergenese. . . . .	192
12.2	Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kraterform I . . . . .	193
12.3	Elliptizität als Funktion von Einschlagwinkels, Reibungskoeffizient und Energie.. . . . .	195
12.4	Elliptizität als Funktion von Einschlagwinkels und Kohäsion. .	196
12.5	Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kraterform II . . . . .	197
12.6	Detonationstiefe in Abhängigkeit vom Einschlagswinkel. . . .	198
12.7	Momentaufnahmen der drei Übergangsregime. . . . .	200
12.8	Beispiele elliptischer Krater auf dem Mars . . . . .	203
12.9	Zusammenhang zwischen Kratereffizienz und kritischem Winkel.. . . . .	204
12.10	Zeitliche Entwicklung der Elliptizität eines Kraters . . . . .	206
12.11	Projektilbewegung in der Frühphase der Kraterentstehung.. .	208
15.1	Wellenmuster nach einer Hangrutschung . . . . .	228
15.2	Ingenieurwissenschaftliche Anwendungsmöglichkeiten von <i>iSALE-3D</i> (Auswahl). . . . .	230
15.3	Einschläge in Hänge: Hanginstabilitäten und Lawinen . . . .	231
15.4	Studien zum Einfluss der Topographie . . . . .	232
15.5	Kollisionen von Planeten und Planetesimalen. . . . .	233



## Tabellenverzeichnis

5.1. Berechnung eines Meteoriteneinschlags mit <i>AIR</i> und <i>Youngs-PLIC</i> . . .	64
6.1. Speedup-Werte als Funktion der Prozessanzahl $n$ und der Komplexität des Materialmodells. . . . .	71
6.2. Variablen und ihre Bedeutung. . . . .	75
6.3. Für die Auflösungsstudie verwendeten Gittergrößen. . . . .	82
6.4. Vergleich unterschiedlicher Kompressionsverfahren . . . . .	89
7.1. Benchmarking-Ergebnisse dreidimensionaler Hydrocodes . . . . .	110
7.2. Skalierungsparameter für den Kraterdurchmesser (numerische und experimentelle Ergebnisse). . . . .	120
10.1. Materialeigenschaften von Projektil und Untergrund . . . . .	153
10.2. Skalierungsparameter für die Kratereffizienz . . . . .	161
A.1. Verwendete Materialparameter für Aluminium . . . . .	267
A.2. Ergebnisse der Auflösungsstudien (zu Kap. 7.6) . . . . .	268
A.3. Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße. Ergebnisse der numerischen Simulationen (zu Kap. 10.3) . . . . .	269
A.4. Einfluss des Reibungskoeffizienten auf die Kratergröße. Ergebnisse der numerischen Simulationen (zu Kap. 10.3) . . . . .	275



## Physikalische Größen

$E$ .....	spezifische interne Energie
$e$ .....	spezifische Energie
$E_0$ .....	Energie des unkomprimierten Materials
$P$ .....	Druck
$P_0$ .....	Druck des unkomprimierten Materials
$\epsilon$ .....	Dehnung
$\rho_0$ .....	Dichte des unkomprimierten Materials
$\sigma$ .....	Spannungstensor
$T$ .....	Temperatur
$t$ .....	Zeit
$u_p$ .....	Partikelgeschwindigkeit
$Y_s$ .....	Scherfestigkeit

## Eigenschaften des Projektils und Zielgesteins

$L$ .....	Projektildurchmesser
$m$ .....	Masse des Projektils
$\alpha$ .....	Einschlagwinkel
$\delta$ .....	Dichte des Projektilmaterials
$g$ .....	Schwerebeschleunigung
$\rho$ .....	Dichte des Zielgesteins
$U$ .....	Einschlaggeschwindigkeit

## Materialeigenschaften

$C_{wave}$ .....	Schallwellengeschwindigkeit
$E$ .....	Elastizitätsmodul
$f$ .....	Koeffizient der (inneren) Reibung
$\Gamma$ .....	Grüneisen-Parameter
$\gamma_g$ .....	Gaskonstante
$Y$ .....	Fließfestigkeit des Materials
$Y_{coh}$ .....	Kohäsion

## Beschreibung der Kraterform

$D$ .....	Durchmesser des Kraters
$d_{hor}$ .....	Horizontaler Versatz des Kraterzentrums vom Einschlagpunkt
$H$ .....	Tiefe des Kraters
$M_{geom}$ .....	Geometrisches Zentrum eines Kraters
$\varepsilon$ .....	Elliptizität eines Kraters
$V$ .....	Kratervolumen
$Z_b$ .....	Detonationstiefe ( <i>Depth of burial</i> )

## Dimensionslose Größen der Kraterskalierung

$C$ .....	Cauchy-Zahl
$F$ .....	Froude-Zahl
$\beta$ .....	Exponent zur Skalierung des Kraterdurchmessers
$C_D$ .....	Parameter zur Skalierung des Kraterdurchmessers
$C_V$ .....	Parameter zur Skalierung des Kratervolumens
$\gamma$ .....	Exponent zur Skalierung des Kratervolumens
$\Lambda$ .....	Charakteristische Länge
$\mu$ .....	Skalierungsexponent für die Geschwindigkeit
$\nu$ .....	Skalierungsexponent des Kopplungsparameters
$\pi_2$ .....	<i>gravity-scaled size</i>
$\pi_3$ .....	Verhältnis zwischen der Festigkeit des Zielgestein und dem initialen dynamischen Druck
$\pi_4$ .....	Dichtekontrast zwischen Zielgestein und Projektilmaterial
$\pi_D$ .....	Skalierter (dimensionsloser) Kraterdurchmesser
$\pi_H$ .....	Skalierte (dimensionslose) Kratertiefe
$\pi_V$ .....	Skaliertes (dimensionsloses) Kratervolumen
$\tau$ .....	Skalierte (dimensionslose) Zeit
$\zeta$ .....	Kopplungsparameter

## Sonstige Größen

$C$ .....	Courant-Zahl
$\alpha_{crit}$ .....	Kritischer Winkel des Übergangs von runden zu elliptischen Kratern
$\Phi$ .....	Wahrscheinlichkeit (eines Einschlags)
$\pi$ .....	Kreiszahl

# Einführung



Einschläge von Meteoriten, Asteroiden oder Kometen haben die Entstehung unserer Erde und anderer planetarer Körper, Kleinkörper, Monde sowie ganzer Planetensysteme maßgeblich beeinflusst. Schon in der Frühphase unseres Sonnensystems haben Kollisionen von Körpern unterschiedlichster Größe (angefangen von staubkorngroßen Objekten bis hin zu Planetesimalen) zur Akkretion der heutigen Planeten geführt. Vor etwa 4,5 Mrd. Jahren könnte der Einschlag eines marsgroßen Körpers auf der frühen Erde die Entstehung unseres Mondes initiiert haben [z. B. Canup und Asphaug, 2001; Grange et al., 2009; Canup, 2004a,b; Melosh und Kipp, 1988]. Die Überreste der Akkretionsphase finden sich heute noch im Asteroidengürtel, der sich zwischen den terrestrischen und den äußeren Planeten gebildet hat. Werden Objekte in diesem Gürtel in ihrer Bahn gestört, z. B. durch gravitative Wechselwirkung mit anderen Körpern, kann es zu Kollisionen untereinander oder mit planetaren Körpern kommen. Der Einschlag solcher Körper erzeugt Krater unterschiedlichster Größe, angefangen von wenigen Metern bis hin zu 1000 km und mehr [Melosh, 1989], und kann unterschiedliche Folgen haben, je nach Größe, Geschwindigkeit und Beschaffenheit des Einschlagkörpers (siehe dazu z. B. Abb. 1.1 oder Collins et al. [2005]).



**Abbildung 1.1.** – Ausgewählte Beispiele für unterschiedliche Impaktereignisse.

**Links:** Zerstörungen an einem Auto durch ein 12,4 kg schweres Fragment des *Peekskill-Meteoriten* [Brown et al., 1994; Beech et al., 1995, Quelle: PierreThomas, Laboratoire de Sciences de la Terre, Paris]

**Mitte:** Entstehung unseres Mondes durch Kollision eines großen Körpers mit der frühen Erde (künstlerische Darstellung; ©Fahad Sulehria, 2005, <http://www.novacelestia.com>)

**Rechts:** Kollisionen in der Frühphase des Sonnensystems und Akkretion von Planeten (künstlerische Darstellung, Quelle: NASA)

So gilt heute der Einschlag eines etwa 10 km großen Asteroiden [Alvarez et al., 1980; Pierazzo und Melosh, 1999] als wahrscheinlichste Ursache für das Massenaussterbeereignis vor etwa 65 Mio. Jahren [Alvarez et al., 1980; Smit, 1999], das die Dinosaurier und einen großen Teil der mesozoischen Tier- und Pflanzenwelt an der Grenze zum Känozoikum betraf [Schulte et al., 2010]. Die zugehörige Impaktstruktur, im nördlichen Bereich der Yucatán-Halbinsel (Mexiko) gelegen, ist an der Oberfläche kaum sichtbar [Pope et al., 1996]. Durch Modellierungen der Schwere- und Magnetfeldanomalien [Pilkington et al., 1994; Hildebrand et al., 2003; Espindola et al., 1995] sowie numerische Simulationsrechnungen [Ivanov, 2003; Collins et al., 2002] wird die Größe des Kraters heute auf etwa 180-200 km geschätzt. Die Überreste des Iridium-reichen [Alvarez et al., 1980] Projektils wurden über die Planetenoberfläche verteilt und erklären die Existenz einer dünnen Schicht stark erhöhter Konzentration von Iridium. In Italien konnten 30-fach erhöhte Konzentrationen festgestellt werden und in Stevns Klint (Dänemark) sogar 160-fach erhöhte Werte [Alvarez et al., 1980]. Diese, als *K-P-Grenze* (Kreide-Paläogen)<sup>1</sup> bekannte [Gradstein et al., 2004], weltweit auftretende Anomalie belegt die möglichen globalen Auswirkungen großer Impaktereignisse.

Impaktprozesse in der Größenordnung dieses als *Chicxulub-Einschlag* bekannten Ereignisses (siehe Abb. 1.2) könnten die Habitabilität, d. h. die Lebensfreundlichkeit, von Planeten [Lammer et al., 2009] und die Entwicklung von Ökosystemen möglicherweise nachhaltig beeinflusst haben. Sie könnten zu einer Erosion der planetaren Atmosphäre beitragen und somit Planeten unbewohnbar machen [z. B. Vickery und Melosh, 1990; Shuvalov, 2009]. Es ist allerdings auch möglich, dass Impakte die Entstehung von Atmosphären und Leben begünstigt haben, denn Kometen und kohlenstoffhaltige Chondriten könnten Wasser [z. B. Dauphas, 2003; Morbidelli et al., 2000] oder präbiotische Moleküle [Montmerle et al., 2006; Horneck et al., 2008; Stöffler et al., 2007] auf planetare Oberflächen gebracht haben. Auch die konvektiven Prozesse im Planeteninneren könnten möglicherweise durch sehr große Einschlagprozesse verändert werden [z. B. Watters et al., 2009; Roberts et al., 2009; Reese et al., 2004; Bierhaus et al., 2011, 2012], wodurch die Plattentektonik [Watters et al., 2009] oder das Magnetfeld eines Planeten beeinflusst werden könnte [z. B. Jones et al., 2003; Williams und Nimmo, 2004; Reese und Solomatov, 2010; Le Bars et al., 2011]. Zudem könnten große Einschläge zu einem Aufweichen der oberflächennahen Schichten (engl. *upper layer weakening*) führen [Ruiz, 2011], was den Recycling-Prozess der Oberfläche und somit den Mechanismus der *Plattentektonik* begünstigen könnte [Hansen, 2007; Ruiz, 2011]. So wird als Ursache für die Mars-Dichotomie ebenfalls ein großer Einschlagprozess diskutiert [siehe z. B. Nimmo et al., 2008].

---

<sup>1</sup> Früher oft als *K-T-Grenze* (Kreide-Tertiär) bezeichnet.

Impakte können jedoch auch auf sehr viel kleineren Skalen auftreten: *Mikrometeorite* sind in der Regel deutlich kleiner als ein Millimeter und eine ernstzunehmende Gefahr für die Raumfahrt [z. B. Landgraf et al., 2004]. Satelliten, Sonden oder Fluggeräte müssen im Weltraum vor diesen Mikro-Impakten geschützt werden [Thoma et al., 2004; Destefanis et al., 2005; Christiansen, 2003]. Da Einschlagprozesse dieser Art nicht regelmäßig auftreten [Christiansen, 2003] und möglicherweise an äußere Ereignisse (Eruptionen in der Sonnenkorona, Kollisionen von Objekten im Asteroidengürtel und deren Dynamik) gekoppelt sind, wird dieses Phänomen oft auch als *Weltraum-Wetter* (engl. *Space Weather*) bezeichnet [z. B. Anand et al., 2004]. Eine Auswahl unterschiedlich großer irdischer Impaktkrater ist in Abbildung 1.2 aufgeführt.



**Abbildung 1.2.** – Auswahl einiger Krater bekannter irdischer Impaktereignisse.

**Links:** Der 1,1 km große *Tswaing-Krater* (auch unter dem Namen *Pretoria Saltpan* bekannt) ist eine schüsselförmige Impaktstruktur in Südafrika [Reimold et al., 1992], die vor etwa 220 000 Jahren durch einen ca. 30-50 m großen Chondriten (Stein-Meteoriten) entstanden ist [Partridge, 1999]. (Quelle: Daan Prinsloo; [http://www.panoramio.com/user/3781156/tags/Tswaing\\_crater](http://www.panoramio.com/user/3781156/tags/Tswaing_crater))

**Mitte:** Der *Gosses Bluff Krater* in Australien entstand vor  $142,5 \pm 0,8$  Millionen Jahren [Milton und Sutter, 1987] und hatte einen ursprünglichen Durchmesser von 22 km, der jedoch erodiert ist. Die heute sichtbare Struktur beträgt nur noch etwa 5 km im Durchmesser bei einer Höhe von 180 m und ist vermutlich der Rest des erodierten Zentralbergs [Milton et al., 1972]. (Quelle: <http://ktartwork.blogspot.com/2010/11/crater-research.html>)

**Rechts:** Künstlerische Darstellung des *Chicxulub-Kraters* (nördliche Yucatán-Halbinsel, Mexiko). Der Einschlag eines etwa 10-15 km großen Körpers vor 65 Mio. Jahren erzeugte diese Struktur und gilt als Auslöser für das Massenaussterben zum Ende der Kreidezeit. Der etwa 180 km große Krater ist heute von 300-1000 m mächtigen Sedimentschichten des Paläogen bedeckt. (Quelle: D. van Ravenswaay; [http://www.visualphotos.com/artist/1x14426/d\\_van\\_ravenswaay](http://www.visualphotos.com/artist/1x14426/d_van_ravenswaay))

Heute ermöglichen die kraterreichen Oberflächen vieler Himmelskörper einen einzigartigen Blick in die Vergangenheit unseres Sonnensystems. Durch die Analyse der Häufigkeitsverteilung verschiedener Kratergrößen kann das Alter einer planetaren Oberfläche bestimmt werden [siehe z. B. Baldwin, 1971; McGill, 1977; Grieve und Dence, 1979; Hartmann, 1965, 1977; Soderblom et al., 1974; Michael und Neukum, 2010]. Die Einschlagskrater selbst erlauben einen Einblick in die Eigenschaften und Zusammensetzung der Kruste des Körpers, da die Morphologie eines Kraters auch von den Materialeigenschaften des beaufschlagten

Gesteins abhängig ist [siehe z. B. Holsapple und Housen, 2007; Nolan et al., 1996; Kenkmann et al., 2011a; Schäfer et al., 2006; Scheeres et al., 2010; Elbeshausen et al., 2009; Wünnemann et al., 2006, 2011]. Zudem liefert die Größe eines Kraters auch wertvolle Hinweise auf die Menge der Energie, die während des Einschlags freigesetzt wurde [siehe z. B. Sedov, 1946; Taylor, 1950a,b; Schmidt und Housen, 1987; Holsapple, 1987, 1993], wodurch die Konsequenzen für die Umwelt abgeschätzt werden können [Collins et al., 2005].

Die Untersuchung von Impaktereignissen, insbesondere der Dynamik der Kraterentstehung, ist mit einigen Schwierigkeiten verbunden. Dies liegt zum einen an der großen Spannbreite zeitlicher und räumlicher Skalen, in denen ein Einschlag stattfinden kann, zum anderen aber auch an den enormen Druck- und Temperaturunterschieden, die das Gestein dabei erfährt. Der durch die Kollision des Projektils mit dem Untergrund übertragene Impuls generiert Spannungswellen. Diese können plastisch oder elastisch sein, sich längs oder quer zur Hauptlastrichtung ausbreiten, sich überlagern oder reflektiert werden [Erhart, 2004]. Die durch Reflexion der Spannungswelle an der freien Oberfläche entstandene *Entlastungswelle* (siehe Abb. 3.2.2) ist Hauptursache für die Exkavation der Kraterhohlform und gehört somit zu den wichtigsten Charakteristika von Hochgeschwindigkeitseinschlägen [Ruppert, 2000]. Weitere Merkmale von Impaktprozessen sind sehr große Deformationen und hohe Dehnraten sowie das Auftreten lokal sehr hoher Spitzenlasten, die extreme Verformungen auf kleinstem Raum hervorrufen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass verschiedene Materialien mit unterschiedlichen Eigenschaften und Rheologien aufeinandertreffen und interagieren. Das Materialverhalten unter den extremen Belastungen, die durch einen Impaktprozess entstehen, ist sehr vielseitig und zumeist hochgradig nichtlinear. Je nach Material und Belastungsgrad kann es zu plastischem Fließen, Entfestigung, Disintegration, Lokalisierung, Bruch, Fragmentierung, Temperaturerhöhung und aufgrund plastischer Verformung auch zu einer Zunahme der mechanischen Festigkeit kommen.

Im Gegensatz zu anderen Naturkatastrophen, wie z. B. Vulkanausbrüchen, können Einschläge von Meteoriten in der Natur meist nicht beobachtet werden, da Ort und Zeitpunkt des Ereignisses vorher nicht präzise bekannt sind. Das Studium von Impaktprozessen und deren Auswirkungen erfordert daher in besonderem Maße einen interdisziplinären Ansatz. Neben Feldbeobachtungen, mineralogischen und geochemischen Untersuchungen, der Analyse von Fernerkundungsdaten sowie der Durchführung von Laborexperimenten tragen vor allem Computersimulationen entscheidend zu einem besseren Verständnis, insbesondere der Dynamik, von Impaktprozessen bei.

Bereits aus der oben aufgeführten kurzen Beschreibung der komplexen mechanischen und thermodynamischen Prozesse wird ersichtlich, dass die numerische Behandlung von Impaktvorgängen mit hohen Ansprüchen an die verwendeten Materialmodelle und numerischen Verfahren einhergeht. Aufgrund der daraus resultierenden hohen Rechenbelastung sind umfangreiche numerische Studien, die für ein fundamentales Verständnis dieser Prozesse unerlässlich sind, bislang fast ausschließlich mit zweidimensionalen (2D) Programmen durchgeführt worden. Diese verwenden zumeist eine Zylindersymmetrie und eignen sich besonders zum Studium vertikaler Einschlagprozesse. Hierbei trifft der Einschlagkörper (*Projektil*) senkrecht auf die planetare Oberfläche (*Target*). Aufgrund der rasanten Entwicklung von Rechnerarchitekturen und -ressourcen, insbesondere in den letzten zwei Dekaden, sind mittlerweile hochauflösende Rechnungen möglich, die zunehmend detailliertere Erkenntnisse der Kratergenese und -struktur liefern. So konnten zweidimensionale Simulationen dazu beitragen, die Entstehung einiger terrestrischer Krater (z. B. Nördlinger Ries [Wünnemann et al., 2005], Sierra Madera [Goldin et al., 2006], Chesapeake Bay [Collins und Wünnemann, 2005], Chicxulub [Collins et al., 2008a, 2002; Ivanov, 2005; Morgan et al., 2000; Pierazzo und Crawford, 1998; Pierazzo et al., 1998], Bosumtwi [Artemieva et al., 2004] sowie Vredefort, Sudbury und Popigai [Ivanov, 2005]) zu untersuchen, um nur einige zu nennen. Sie liefern zudem Erkenntnisse zum physikalischen Prozess der Kraterbildung [z. B. Collins, 2002; de Niem, 2006; Collins et al., 2004; Erhart, 2004; Ivanov und Melosh, 2003; Ivanov et al., 1997; Jones et al., 2005; Melosh et al., 1992; Schneider, 2003; Senft und Stewart, 2007; Wünnemann und Lange, 2002; Wünnemann und Ivanov, 2003; Wünnemann, 2001] und sind somit eine wichtige Ergänzung zu kleinskaligen Impaktexperimenten im Labor [z. B. Gault und Wedekind, 1978; Gault und Greeley, 1978; Holsapple et al., 2002; Schäfer et al., 2006; Burchell und Whitehorn, 2003; Milner et al., 2008]. Die vergleichsweise kurze Rechenzeit lässt zudem systematische Untersuchungen zu. In diesen sogenannten *Parameterstudien* wird eine Rechnung bei gezielter Variation einer oder mehrerer Größen vielfach wiederholt. Somit konnte bereits die Bedeutung unterschiedlicher Materialien oder Materialeigenschaften für die Kratergenese untersucht werden [z. B. Ai und Ahrens, 2005; Ai, 2006; Schade und Wünnemann, 2007; Wünnemann et al., 2006, 2008].

Allerdings haben zweidimensionale Berechnungen auch ihre Grenzen: Sie sind nur auf den stark vereinfachten Spezialfall eines senkrechten Einschlags in einen homogen geschichteten Untergrund ohne Topographie anwendbar. Dies ist insofern problematisch, da in der Natur fast ausschließlich schräge Einschläge stattfinden [z. B. Shoemaker, 1962; Gilbert, 1893; Melosh, 1989]. Um einen schrägen Impaktprozess zu modellieren, bedarf es dreidimensionaler (3D) Rechnungen

gen, die einen deutlich höheren Rechenaufwand erfordern als vergleichbare 2D-Berechnungen. Daher waren Studien zu schrägen Einschlagprozessen meist auf die frühen Phasen der Kraterbildung (die sogenannte *Kontakt- und Kompressionsphase* sowie die *Exkavationsphase*, siehe Kapitel 3) beschränkt [z. B. Pierazzo und Melosh, 1999, 2000b,a]. 3D-Berechnungen des gesamten Kraterbildungsprozesses finden sich nur vereinzelt [z. B. Lindström et al., 2005; Shuvalov, 2003; Ivanov und Artemieva, 2002], jedoch nicht in Form von extensiven Parameterstudien. Diese sind allerdings von fundamentaler Bedeutung, um die Auswirkungen des Einschlagwinkels oder bestimmter Materialeigenschaften auf den *finalen Krater* zu verstehen.

Aufgrund dieser Tatsache sind unsere Kenntnisse über schräge Einschlagprozesse und deren Auswirkungen sehr begrenzt. Die zentralen und bislang noch nicht hinreichend geklärten Fragen, schräge Einschläge betreffend, sind:

- Ist die Kraterentstehung nach einem schrägen Einschlag vergleichbar mit der eines senkrechten Einschlags? Inwiefern lassen sich also die Erkenntnisse aus den zweidimensionalen (vertikalen) Impaktsimulationen auf die wahrscheinlicheren schrägen Einschläge anwenden? Welche Prozesse der Kraterentstehung können durch die weniger rechenintensiven 2D-Simulationen untersucht werden, und wo werden 3D-Berechnungen unerlässlich?
- Inwieweit ändern sich die Auswirkungen eines Einschlags auf die Umgebung (Zerstörung, Materialbelastung und -transport) mit dem Einschlagwinkel?
- Welchen Einfluss nimmt der Einschlagwinkel auf die Kratergenese, die Größe und Form des Kraters?

Diesen und weiteren Fragestellungen soll in der hier vorliegenden Arbeit nachgegangen werden. Dazu musste zunächst ein Computerprogramm entwickelt werden, das den hohen technischen und mathematischen Ansprüchen, die solche Berechnungen mit sich bringen, gerecht wird und dreidimensionale Simulationen ermöglicht. Mittels dieser Berechnungen sollen dann die Kraterentstehung und ihre Auswirkungen studiert werden, wobei ein besonderer Schwerpunkt auf schiefwinkligen Impaktprozessen und der Bedeutung des Einschlagwinkels liegt.

## Voraussetzungen, Umfang und Zielsetzung

Dreidimensionale Simulationen von Meteoriteneinschlägen sind leider sehr zeitaufwendig und mussten bislang auf Supercomputern oder großen High-Performance Rechenclustern durchgeführt werden. Neben der deutlich höheren Rechenzeit ist auch der Bedarf an Arbeitsspeicher und Speichervolumen (Festplatten, RAID-Systeme [z. B. Jin und Hwang, 2000]; Storage-Area-Network Architekturen [z. B. Walker und O’Sullivan, 2010]) deutlich höher als bei vergleichbaren 2D-Berechnungen.

Daher ist es insbesondere bei diesem Forschungsprojekt unerlässlich, vor dessen Durchführung folgende Fragen zu beantworten:

1. Welcher Umfang ist für die Studie zu erwarten (z. B. Anzahl und Dauer der Rechnungen, benötigte Rechen- und Speicherkapazitäten)?
2. Welche Infrastruktur ist vorhanden?
3. Ist die vorhandene Infrastruktur zur Durchführung des Forschungsprojektes ausreichend? Falls dies nicht der Fall ist: Können Maßnahmen eingeleitet werden, um diesem Problem zu begegnen (z. B. Ausbau der Rechenressourcen)?
4. Welcher Simulationscode ist für die Fragestellungen am ehesten geeignet?

### 2.1. Umfang der Studie

Der wesentliche Teil dieses Forschungsvorhabens beschäftigt sich mit dem Einfluss des Einschlagwinkels auf die Größe und Form eines Kraters sowie dessen Entstehungsprozess. Dabei werden – neben der Einschlagenergie – auch die Materialeigenschaften eine wichtige Rolle spielen. Es ist bereits bekannt, dass der Einschlag eines Körpers in ein weiches Material (wie z. B. Sand) einen anderen Krater erzeugt als der Einschlag des gleichen Körpers in festes Gestein oder sogar Stahl [siehe z. B. Gault und Wedekind, 1978; Holsapple, 2009; Nolan et al., 1996]. Ebenso ist z. B. bekannt, dass die Größe eines Kraters mit dem Einschlagwinkel abnimmt. Ob dies jedoch in allen Materialien gleichermaßen stark geschieht, bleibt zu klären. Somit müssen neben Einschlagwinkel und -energie auch die Materialeigenschaften (in jedem Fall die Scherfestigkeit) systematisch variiert werden.

## Anzahl der Simulationsrechnungen

Um eine grobe Abschätzung der Anzahl der Rechnungen zu erhalten, wird zunächst von neun verschiedenen Einschlagwinkeln ( $\alpha = 90^\circ, 75^\circ, 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ, 20^\circ, 15^\circ, 10^\circ, 5^\circ$ ), sechs unterschiedlichen Einschlagenergien sowie acht verschiedenen Festigkeiten ausgegangen. Dies entspricht laut Kombinatorik  $9 \times 6 \times 8 = 432$  Rechnungen. Dazu kommen noch zahlreiche Simulationen zu Validierungszwecken und Auflösungstests.

## Anforderungen einer einzelnen Rechnung

Die erforderliche Rechenzeit einer einzelnen Simulation abzuschätzen, ist sehr schwer, da Informationen dieser Art selten publiziert werden. Der an der *Russian Academy of Science* in Moskau entwickelte Code SOVA [Shuvalov, 1999] benötigt auf einem einzelnen Rechner etwa 3-5 Tage für die Simulation des sog. *transienten Kraters* [Natalia Artemieva; persönliche Mitteilung]. Dieser repräsentiert eine Kraterform in der frühen Phase (typischerweise der ersten Sekunden) der Kraterentstehung. Die Berechnung des gesamten Kraterbildungsprozesses würde somit mindestens 4 Wochen in Anspruch nehmen.

Unter der Annahme einer Auflösung<sup>1</sup> von  $400 \times 200 \times 300$  Zellen lässt sich der benötigte Arbeitsspeicher (RAM) einer einzelnen Simulation wie folgt abschätzen: 3D-Simulationen mit nur einem Material (d. h. Projektil und Zielgestein bestehen aus dem gleichen Material) benötigen insgesamt 41 Feldvariablen (Druck,  $3 \times$  Geschwindigkeit, Dichte, ...) pro Zelle. Jede dieser Variablen ist durch eine 8 Byte lange Gleitkommazahl repräsentiert. Dies ergibt einen Arbeitsspeicherbedarf von 7,33 GB pro Simulationsrechnung.

Auch der erforderliche (Festplatten-)Speicherplatz ist enorm: Bereits das Speichern der numerischen Resultate eines einzelnen Zeitschrittes mit der oben angegebenen Auflösung und acht Variablen (Dichte, Druck, Energie, Temperatur, den drei Geschwindigkeitskomponenten sowie der Materialkonzentration) pro Gitterpunkt führt zu einem Datenvolumen von 730 MB bei Verwendung von 32-bit Gleitkommazahlen in binärer Schreibweise. Die Erzeugung einer portablen ASCII-Datei (Format 'E12.6' führt sogar zu einer Dateigröße von 2,50 GB<sup>2</sup>. Entsprechende Datensätze bestehend aus 400 Zeitschritten, einem für Impakt-simulationen typischen Wert, würden demnach zu Dateien mit einer Größe von 285 GB bzw. 1000 GB führen.

---

<sup>1</sup>hier: Anzahl der Gitterzellen pro Raumrichtung

<sup>2</sup>Annahme hier: Ein Wert pro Zeile im Format 'E12.6', also z. B. -.123456E+08. Der Zeilenumbruch (*carriage return*) benötigt auf Unix-basierten Systemen zusätzliche 2 Byte.

## Anforderungen der gesamten Studie

Unter der Annahme von 432 durchzuführenden Simulationsrechnungen mit o. a. Auflösung würde diese Studie eine Speicherkapazität von etwa 120 TB<sup>3</sup> (>100 000 GB) benötigen. Auf einem einzelnen Rechner würde die erforderliche Rechenzeit bei insgesamt mindestens 12096 Tagen (oder 33 Jahren) liegen. Selbst bei Verwendung sämtlicher 16 Rechner, die zu Beginn dieser Studie zur Verfügung standen, könnte die Rechenbelastung auf gerade einmal zwei Jahre reduziert werden. Zusätzliche, zur Vorbereitung der Studie oder der Auswertung der Daten erforderliche Zeit ist hier noch nicht mit einberechnet.

## 2.2. Analyse der Infrastruktur

Zur Durchführung der numerischen Studien stand ein kleiner Rechencluster am Museum für Naturkunde in Berlin zur Verfügung. Zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit verfügte dieser über 8 Knoten mit je zwei AMD Opteron™250 CPU (2,4 GHz) und 8 GB Arbeitsspeicher (RAM) pro Knoten. Im späteren Verlauf der Arbeit wurden zusätzlich drei Knoten (je zwei Quad-Core AMD Opteron™2358 SE (2,4 GHz)) mit jeweils 16 GB RAM installiert. Als Speichermedium stand ein RAID-System [z. B. Jin und Hwang, 2000] mit insgesamt 2,8 TB Speicherkapazität zur Verfügung – weniger als 2,5% der für diese Studie erforderlichen Ressourcen.

## 2.3. Verwendbare Simulationscodes

Momentan existieren nur sehr wenige Programme, die für dreidimensionale Berechnungen von Hochgeschwindigkeits-Einschlägen geeignet sind und davon ist keines für diese Studie frei verfügbar und anwendbar. So wird *CTH* [McGlaun et al., 1989, 1990] als „classified“ gelistet, ist also ausschließlich für US-amerikanische Behörden und ihre Mitarbeiter für militärische Forschungszwecke reserviert. Eine weniger leistungsstarke Version steht einer begrenzten Gruppe amerikanischer Wissenschaftler zur Verfügung. *SOVA* [Shuvalov, 1999] ist zwar für Wissenschaftler frei verfügbar, enthält jedoch kein realistisches Festigkeitsmodell, so dass es für viele Fragestellungen dieser Arbeit, z. B. morphologische Aspekte der Kratergenese, nicht geeignet ist. *Autodyn* [ANSYS, 2007] und *LS-DYNA* [ANSYS, 2009] sind rein kommerzielle Programme. Da der Quellcode für den normalen Anwender nicht einsehbar ist und die Berechnungen somit nicht nachvollziehbar sind, sind diese Programme nur bedingt für wissenschaftliche Zwecke nutzbar.

---

<sup>3</sup>TB=Terabyte. Ein Terabyte entspricht 1024 GB.

## 2.4. Implikationen für die Zielsetzung

Bereits aus diesen Vorüberlegungen wird ersichtlich, dass die zur Verfügung stehenden Hardwareressourcen ohne zusätzliche Erweiterungen nicht ausreichen, um die Studien erfolgreich durchführen zu können. Da ein nennenswerter Ausbau der Infrastruktur in absehbarer Zeit nicht möglich ist, muss eine Lösung gefunden werden, die eine Realisierung des Forschungsvorhabens ermöglicht, ohne dessen Zielsetzungen einzuschränken.

Ein Simulationscode, der den Anforderungen dieser Studie gerecht wird, existiert ebenfalls nicht. Die Erweiterung und Optimierung eines bestehenden Programms ist mit erheblichem Aufwand verbunden und bei Nutzung kommerzieller Software meist sogar unmöglich. Dies führt zu der Entscheidung, von der Verwendung eines existierenden Programms abzusehen. Stattdessen wird im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Simulationscode erstellt. Bei dessen Entwicklung soll dann besonderes Augenmerk auf die Rechengeschwindigkeit und das Datenaufkommen, aber auch auf die Handhabung und Flexibilität des Programms gelegt werden. Eine Parallelisierung des Programms scheint zudem vorteilhaft, um die Rechenlast sowie den hohen Arbeitsspeicherbedarf auf mehrere Rechner verteilen zu können.

## 2.5. Zielsetzung

In dieser Arbeit sollen Strategien zur dreidimensionalen numerischen Modellierung von Impaktprozessen entwickelt werden, die detaillierte Analysen der Kraterbildung, angefangen vom ersten Kontakt des Projektils mit dem Zielgestein bis zur finalen Kraterform, ermöglichen. Dabei sollen sowohl Anforderungen an Robustheit und Effizienz der verwendeten Algorithmen als auch eine realitätsnahe und quantitative Beschreibung des Impakt- und Kraterbildungsprozesses gleichermaßen berücksichtigt werden.

Die Interpretation dreidimensionaler Ergebnisse und Strukturen ist stets schwieriger und aufwändiger als im zweidimensionalen Fall. Zur Analyse der dreidimensionalen Resultate – insbesondere strukturgeologischer Prozesse – ist eine präzise räumliche Darstellung des Kraters unerlässlich. Zu einem stimmigen Gesamtkonzept zur 3D-Modellierung von Impaktprozessen gehören somit neben der Entwicklung eines 3D-Simulationscodes auch Strategien zum effizienten Daten-Management (Kompression, Speichern, Lesen und Bearbeiten von Daten) und zur schnellen Nachbearbeitung (*Post-Processing*), wie z. B. der Visualisierung, Animation oder Datenanalyse.

Die Zielsetzungen der hier vorliegenden Arbeit sind daher im Einzelnen:

1. Die Entwicklung eines dreidimensionalen Simulationscodes zur effizienten und realitätsnahen Modellierung von (schrägen) Einschlagprozessen.
  - a) Strategien zur schnellen und hardwarenahen Ausführung von Rechenbefehlen, die zugleich einen übersichtlichen und leicht zu erweiternden Programmcode ermöglichen
  - b) Implementierung einer effizienten Parallelisierung des Programmcodes
  - c) Strategien zur Reduktion (hier: *Kompression*) des Datenaufkommens und zur flexiblen und schnellen Handhabung der gewonnenen Daten
  - d) Ermöglichung einer gleichermaßen schnellen wie ansprechenden, flexiblen und benutzerfreundlichen 3D-Visualisierung der Ergebnisse
  - e) Durchführung einer umfassenden Validierung des Programms
  
2. Anwendung der geschaffenen Infrastruktur zum Studium schräger Meteoriteneinschläge, insbesondere zur Quantifizierung der Rolle des Einschlagwinkels.
  - a) Durchführung umfangreicher Analysen des Einflusses des Einschlagwinkels auf die Kratermorphometrie in Materialien unterschiedlicher Festigkeit
  - b) Studien zur Kratergenese nach schrägen Einschlägen: (i) Identifizierung von strukturellen Merkmalen, die auf die Einschlagrichtung oder den Einschlagwinkel schließen lassen; (ii) Untersuchung der Entstehung des Zentralberges; Studien zum Ursprung asymmetrischer struktureller Deformationen, insbesondere unterhalb des Zentralberges und am Kraterrand; (iii) Studien zum Massentransport als Folge schräger Einschlagprozesse
  - c) Vergleich der Kratergenese nach schrägen und senkrechten Einschlägen
  - d) Untersuchung der Entstehung elliptischer Krater: (i) Studien zum kritischen Winkel für die Entstehung elliptischer Kraterstrukturen; Untersuchung der Abhängigkeit des kritischen Winkels von Materialeigenschaften und Einschlagenergie (ii) Studien zur Klassifizierung möglicher Antriebsmechanismen für die Kraterbildung

Somit soll diese Arbeit einen entscheidenden Beitrag zu einem besseren Verständnis der Kraterbildung nach schrägen Einschlägen liefern, eine präzisere Analyse von mit Kratern übersäten planetaren Oberflächen ermöglichen sowie die Rolle von Impaktprozessen in der Entwicklungsgeschichte unseres Planetensystems quantifizieren.

## 2.6. Überblick

Im Rahmen dieser Arbeit werden sowohl methodische als auch angewandte Fragestellungen behandelt. Daher ist sie in zwei Teile gegliedert: Nach dieser Einleitung und grundlegenden Erläuterungen in Kapitel 3 werden in Teil 1 (Methodik) der Programmcode vorgestellt, Algorithmen erklärt und weitere technische Aspekte dieser Arbeit beschrieben. Im zweiten Teil (Anwendung) werden dann mithilfe der in Teil 1 vorgestellten Infrastruktur die oben aufgeführten planetologischen Fragestellungen bearbeitet.

In Kapitel 3 wird zunächst eine allgemeine Einführung in die Thematik der Meteoriteneinschläge gegeben. Es wird auf die Bedeutung solcher Einschlagprozesse eingegangen und erläutert, wie diese erforscht werden können. Es erfolgt zudem ein kurzer Abriss über den bisherigen Kenntnisstand, den Prozess und Mechanismus der Kraterentstehung betreffend.

Die Ergebnisse der numerischen Umsetzung, d. h. die Vorstellung des entwickelten dreidimensionalen, multi-Material, multi-Rheologie Hydrocodes *iSALE-3D*, die Beschreibung der Funktionsweise und der implementierten Algorithmen erfolgt in Kapitel 4. Einem wesentlichen Aspekt des 3D-Programms, der Rekonstruktion von Material-Grenzen auf der Basis sogenannter *Volume-Of-Fluid (VOF)* Verfahren, wird aufgrund seiner Komplexität ein eigenes Kapitel (Kap. 5) gewidmet. Hier wird insbesondere ein adaptiver Lösungsansatz vorgestellt, bei dem aus einer Vielzahl unterschiedlichster Algorithmen der für die lokale Struktur der Grenzfläche jeweils beste Ansatz automatisch gewählt wird. Kapitel 6 beschäftigt sich mit weiteren, zur Realisierung dieser Aufgabenstellung unbedingt erforderlichen Arbeitsschritten. Dazu zählen zum einen eine effiziente Parallelisierung des Simulationscodes, die in Kapitel 6.1 vorgestellt wird, zum anderen Datenstrukturen, die sowohl eine schnelle Kommunikation mit dem Arbeitsspeicher als auch einen übersichtlichen Programmcode ermöglichen (Kapitel 6.2). Möglichkeiten zur Reduktion des aufkommenden Datenmaterials, hier durch Verwendung leistungsfähiger und nahezu verlustfreier Kompressionsverfahren, sind Gegenstand von Kapitel 6.3. Die Integration dieser Kompressions-Algorithmen erfolgt nicht nur in den Simulationscode, sondern auch in eine eigens entwickelte Visualisierungs- und Auswerte-Software. Einige Informationen hierzu werden in Kapitel 6.4 präsentiert. Kapitel 7 befasst sich mit einer umfangreichen *Validierung* des 3D-Codes und der geschaffenen Infrastruktur hinsichtlich Rechengenauigkeit und -geschwindigkeit. Dabei soll auch untersucht werden, ob der Code die zur Durchführung der o. g. planetologischen Studien notwendigen Anforderungen erfüllt.

Im zweiten Teil dieser Arbeit und den dazu gehörigen Kapiteln 9 bis 12 werden umfangreiche dreidimensionale Analysen schiefwinkliger Meteoriteneinschläge präsentiert. Obwohl eine Vielzahl weiterer Anwendungen möglich und auch durchgeführt worden sind, beschränken sich die hier vorgestellten Studien auf die Rolle des Einschlagwinkels bezüglich der Struktur, Form und Größe des entstehenden Kraters sowie des physikalischen Prozesses und Mechanismus der Kraterbildung.

In Kapitel 9 wird zunächst der bisherige Wissensstand, schräge Einschlagprozesse betreffend, zusammengefasst. Die Ergebnisse dieser Arbeit führen in vielen Punkten zu neuen Schlussfolgerungen und einem verbesserten Verständnis der Kraterbildung. Dies wird hier näher erläutert und in den anschließenden Kapiteln vertieft. Kapitel 10 befasst sich mit dem Einfluss des Einschlagwinkels auf die Größe eines Kraters. Dabei wird auch auf die Rolle der Festigkeit eines Materials eingegangen. Der Prozess der durch einen schrägen Einschlag initiierten Kraterbildung wird in Kapitel 11 erläutert und mit dem Standardmodell eines vertikalen Einschlags verglichen. Ein besonderer Fokus liegt hierbei auf dem Materialtransport und der Entstehung von asymmetrischen Strukturen im Untergrund. Es wird ebenfalls der Frage nachgegangen, ob diese als Indikatoren für den Einschlagwinkel oder die Trajektorie des Projektils dienen könnten. Der Übergang von moderaten zu sehr flachen Einschlagwinkeln geht mit der zunehmenden Ausbildung elliptischer Krater einher. Dieser Aspekt wird in Kapitel 12 gesondert behandelt. Ein besonderes Augenmerk liegt hier auf der Fragestellung, bei welchem Einschlagwinkel und in Abhängigkeit welcher weiterer Einflussgrößen dieser Übergang stattfindet und inwiefern sich der physikalische Mechanismus der Kratergenese mit dem Einschlagwinkel ändert.

Eine Zusammenfassung der hier vorgestellten Arbeit sowie ein Ausblick auf mögliche Weiterentwicklungen und Anwendungen der erarbeiteten numerischen Infrastruktur folgt abschließend in Kapitel 14.



## Impaktprozesse und Kraterbildung - Grundlagen

Einschläge von Meteoriten, Kometen oder Asteroiden auf planetaren Oberflächen oder Kollisionen mit anderen kosmischen Objekten gehören zu den bedeutendsten Prozessen im Sonnensystem. Sogenannte „Impaktprozesse“ finden dabei auf unterschiedlichsten räumlichen Skalen statt. *Mikrometeorite* sind in der Regel deutlich kleiner als ein Millimeter. *Asteroide, Meteorite oder Kometen* haben eine Größe von wenigen Metern bis hin zu mehreren hundert Kilometern. Impakte auf noch größeren Skalen, bei denen der Größenunterschied zwischen den beiden kollidierenden Körpern relativ gering ist, werden in der Fachliteratur als *Giant Impacts* bezeichnet. Welchen Einfluss diese, überwiegend während der Akkretionsphase auftretenden, gewaltigen Kollisionen auf (i) die Entwicklung von Planeten [z. B. Nimmo et al., 2008; Reese et al., 2004; Melosh und Kipp, 1988], (ii) planetare Atmosphären [z. B. Vickery und Melosh, 1990], (iii) planetare Magnetfelder oder den Geodynamo [z. B. Williams und Nimmo, 2004; Reese und Solomatov, 2010] sowie (iv) Mantelkonvektion/Plattentektonik [z. B. Watters et al., 2009] haben, wird bis heute kontrovers diskutiert. Einschlagereignisse in dieser Größenordnung könnten möglicherweise genug Energie in das Planeteninnere transferieren, um dort den Wärmehaushalt zu stören und vielleicht sogar die Entstehung planetarer Magnetfelder [Jones et al., 2003] zu beeinflussen. Sie könnten den Mantel teilweise aufschmelzen, wodurch eisenreiches Projektilmaterial absinken und die konvektiven Prozesse verändern kann [Reese und Solomatov, 2010]. Auch ein Aufweichen der oberflächennahen Schichten (engl. *upper layer weakening*) wäre denkbar [Ruiz, 2011], was den Recycling-Prozess der Oberfläche und somit den Mechanismus der *Plattentektonik* begünstigen könnte [Hansen, 2007; Ruiz, 2011].

Die Untersuchung natürlicher Impakttereignisse trägt zu einem besseren Verständnis der Entstehung von Planeten und planetenähnlichen Körpern, wie z. B. dem Mond [siehe z. B. Canup und Asphaug, 2001; Grange et al., 2009; Canup, 2004a,b], bei. Hinzu kommt, dass selbst kleinere Einschlagprozesse die Habitabilität, d. h. die Lebensfreundlichkeit, von Planeten [Lammer et al., 2009] und die Entwicklung von Ökosystemen nachhaltig stören könnten. So könnten Meteoriteneinschläge auch zu einer Erosion der planetaren Atmosphäre führen und somit den Planeten unbewohnbar machen [Vickery und Melosh, 1990; Shuvalov, 2009].

Ein weiterer wichtiger Aspekt der Impaktforschung ist die Bestimmung des Alters planetarer Oberflächen. Dies kann durch die Analyse der Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Kratergrößen erfolgen [siehe z. B. Gault, 1970; Hartmann, 1984; Richardson, 2009; Woronow, 1978]. Dabei geht man von der Annahme aus, dass eine höhere Kraterdichte auch auf ein höheres Alter schließen lässt. Der Vergleich unterschiedlicher Oberflächen ermöglicht somit zunächst die Abschätzung eines relativen Alters [Shoemaker et al., 1963]. Erst die Datierung der durch die Apollo-Missionen gewonnenen Gesteinsproben vom Mond [z. B. Papike et al., 1998] ermöglichte es, einer gegebenen Kraterhäufigkeitsverteilung auf dem Mond ein absolutes Alter zuzuweisen. Dieser für den Mond bekannte Zusammenhang wird seitdem als wichtige Referenz zur Bestimmung des Alters einer Oberfläche verwendet. Das Alter eines anderen Körpers wird bestimmt, indem die Kraterhäufigkeitsverteilung mit dem Mond und den zugehörigen Altern verglichen wird. Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der Körper (z. B. Schwerebeschleunigung, Zusammensetzung) ist dies jedoch nur dann möglich, wenn der Zusammenhang zwischen der Einschlagenergie und der Kratergröße bekannt ist. Die Einschlagskrater selbst erlauben zudem einen Einblick in die Zusammensetzung der Planetenoberfläche, da die Kratergröße auch von den Materialeigenschaften des beaufschlagten Gesteins abhängt [siehe z. B. Holsapple und Housen, 2007; Nolan et al., 1996; Schäfer et al., 2006; Scheeres et al., 2010; Elbeshausen et al., 2009; Wünnemann et al., 2006, 2011; Nowka et al., 2010].

Ein Blick auf die kraterübersäte Oberfläche von z. B. Mars oder Mond belegt, dass sich Einschlagskrater nicht nur hinsichtlich ihrer Größe (in erster Näherung ein gutes Indiz für die Einschlagenergie [siehe dazu auch Kap. 10 oder z. B. Holsapple, 1987; Holsapple und Schmidt, 1982, 1987; Schmidt und Housen, 1987] unterscheiden. Es sind auch Unterschiede in der Kraterform festzustellen, wie z. B. der Elliptizität<sup>1</sup>, der Tiefe des Kraters in Relation zu seinem Durchmesser sowie der Existenz, Größe und Form einer zentralen Aufwölbung. In den nachfolgenden Abschnitten erfolgt zunächst die Vorstellung der unterschiedlichen Kratermorphologien, die im Zuge eines Meteoriteneinschlages entstehen können (Kap. 3.1). Anschließend wird in Kapitel 3.2 deren Entstehungsprozess skizziert. Dabei wird, wenn nicht explizit anders angegeben, von einem Einschlag senkrecht auf einen homogenen, ebenen Halbraum ausgegangen. Veränderungen, die schräge Einschläge an den hier vorgestellten Prozessen bewirken, wurden im Zuge dieser Studie intensiv untersucht und werden im zweiten Teil dieser Arbeit (Kapitel 10,

---

<sup>1</sup> Die Elliptizität von Kratern ist definiert als das Verhältnis der Länge eines Kraters zu seiner Breite.

11 und 12) noch ausführlich behandelt. Bislang ist noch ungeklärt, inwiefern auch topographische oder stratigraphische Heterogenitäten im Zielkörper zu Asymmetrien in Einschlagskratern führen können [z. B. Collins et al., 2008a]. Auch dieser Fragestellung wurde in einigen Studien nachgegangen; erste Ergebnisse können in [Elbeshausen und Wünnemann, 2011a,b; Elbeshausen et al., 2012b; Kenkmann et al., 2009] nachgelesen werden.

### 3.1. Morphologie von Impaktkratern

Die Kraterpopulationen auf den Planeten unseres Sonnensystems, den Trabanten sowie größeren Asteroiden weisen morphologische Unterschiede auf. Generell lassen sich Impaktstrukturen in zwei morphologische Typen von Kratern zusammenfassen, *einfache* und *komplexe Krater* [Dence, 1965; Melosh, 1989]. Einfache Krater zeichnen sich durch eine kreisrunde, schüsselförmige Struktur mit einem erhöhten Kraterrand aus. Komplexe Krater hingegen können, wie der Name bereits andeutet, eine Vielzahl unterschiedlicher morphologischer Charakteristika aufweisen, wie zum Beispiel eine zentrale Aufwölbung oder eine ringförmige Anordnung von Erhebungen. Dabei ist festzustellen, dass der Grad der Komplexität einer Impaktstruktur mit seiner Größe zunimmt. Im Folgenden sollen die beiden Klassen von Impaktstrukturen – einfache und komplexe Krater – näher beschrieben werden.



**Abbildung 3.1.** – Beispiele *einfacher Krater*.

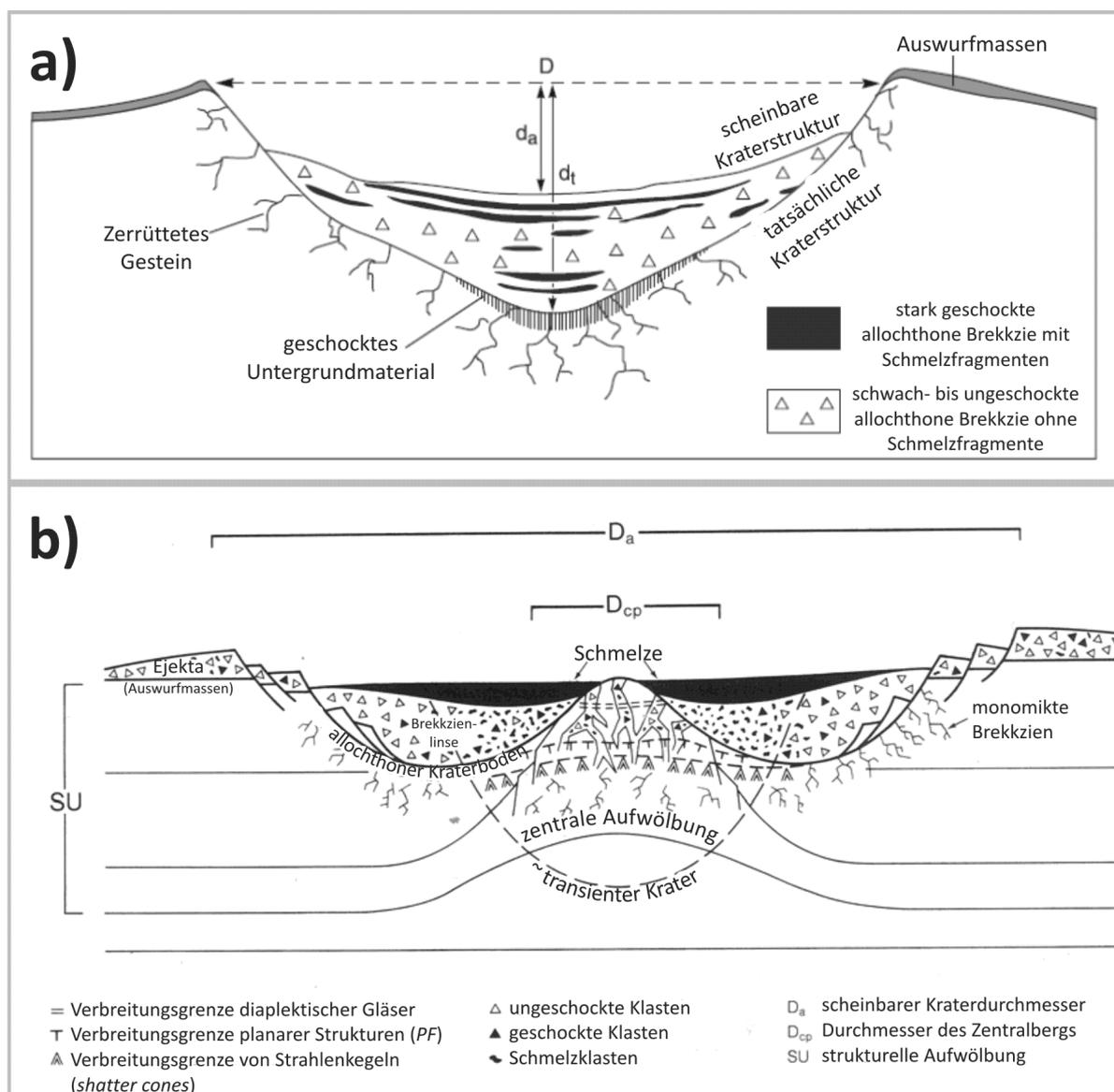
**Links:** Der Barringer-Krater in Arizona hat einen Durchmesser von 1,2 km und eine Tiefe von 180 m. Er ist vor etwa 50.000 Jahren durch den Einschlag des als *Canyon Diablo* bekannten, ca. 30 m großen Eisenmeteoriten entstanden [Kring, 2007].

**Rechts:** Der Moltke-Krater auf dem Mond hat einen Durchmesser von 6,5 km bei einer Tiefe von 1,3 km und zeigt die für *einfache Krater* typische schüsselförmige Struktur. Das Foto wurde von Astronauten der Apollo-10-Mission aufgezeichnet (©NASA/JPL).

### 3.1.1. Einfache Krater

*Einfache Krater* (engl.: *simple craters*; siehe Abb. 3.1) weisen in der horizontalen Ebene eine kreisrunde Kraterform auf. Ein vertikaler Querschnitt durch den Krater zeigt ein parabolisches Profil (siehe Abbildung 3.2) mit einem erhöhten Kraterstand. Dieser hat meist einen Neigungswinkel von 25-30° [Melosh, 1989].

Laborexperimente in trockenem Sand [Gault und Wedekind, 1977] sowie Untersuchungen von Mondkratern [Pike, 1977a,b] belegen, dass das Verhältnis der Tiefe eines Kraters zu seinem Durchmesser nahezu unabhängig von der Größe des (einfachen) Kraters und der Schwerkraft des Planeten ist. Die Analysen der Mondkrater ergaben ein Verhältnis Tiefe:Durchmesser von etwa 1:5.

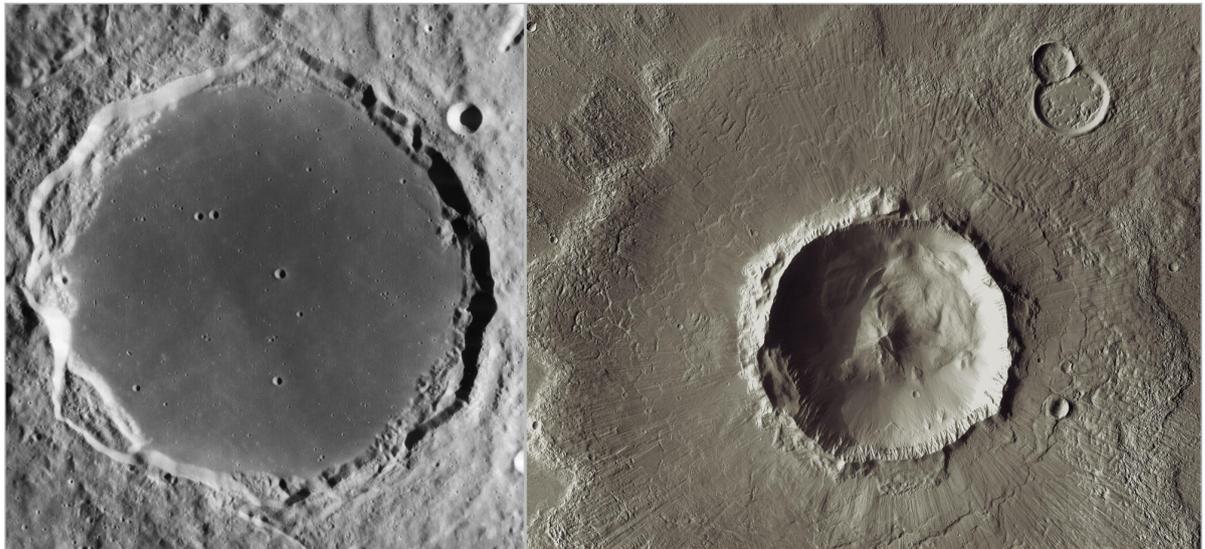


**Abbildung 3.2.** – Schematische Darstellungen der morphologischen Charakteristika eines einfachen (oben) und komplexen (unten) Kraters mit einem Zentralberg (Abb. modifiziert nach French [1998])

Bohrkernentnahmen an einfachen Kratern, wie zum Beispiel der sowohl als *Meteor Crater* oder *Barringer Krater* bekannten Struktur (siehe Abb. 3.1, links) in Arizona [Shoemaker, 1977; Kring, 2007], wiesen die Existenz einer *Brekzienlinse* nach, ebenso einer Zone von Gesteinsmaterial, das im Zuge der Kratergenese durch Stoßwelleneffekte aufgeschmolzen wurde [Shoemaker, 1977]. Unter der Brekzienlinse, die etwa 50% des Kratervolumens einnimmt [Melosh, 1989], befindet sich frakturiertes Gestein (siehe Abbildung 3.2). Der Grad der Frakturierung nimmt radial vom Kraterzentrum ab.

### 3.1.2. Komplexe Krater

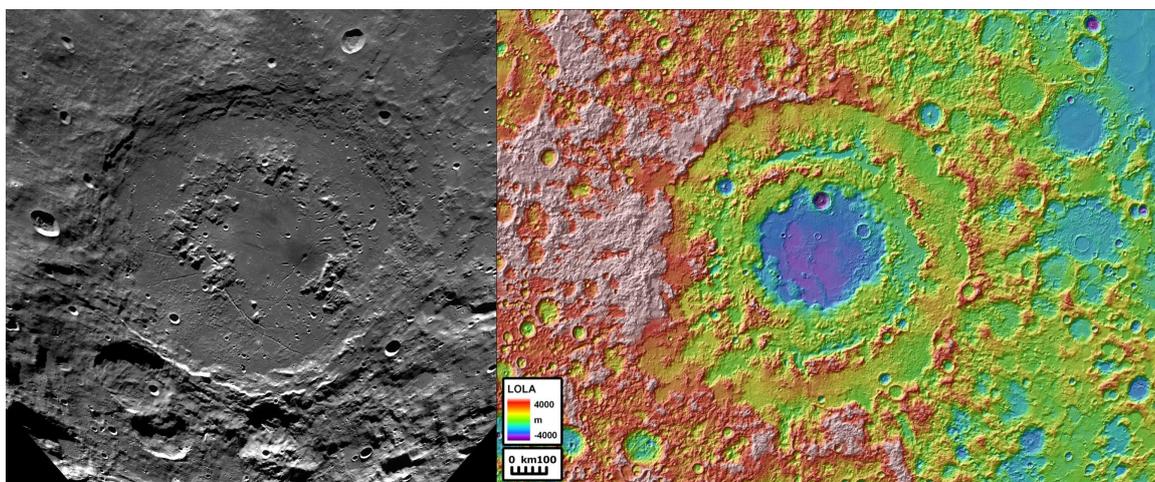
Als *komplexe Krater* werden sämtliche Krater bezeichnet, die von der oben beschriebenen einfachen schüsselförmigen Struktur abweichen (siehe Abb. 3.2). Die wesentlichen strukturellen Unterschiede entstehen durch den gravitativen Kollaps des Kraters, der vor allem an einem Anheben des Kraterbodens erkennbar ist. Dadurch können sehr flache Krater mit einem nahezu ebenen Kraterboden entstehen. Ein prominentes Beispiel dieser, im Englischen als *flat-floored crater* bezeichneten Gattung komplexer Krater stellt der Mondkrater *Plato* dar (siehe Abb. 3.3, links). Bei einem Durchmesser von 101 km beträgt dessen Tiefe nur etwa 1000 m. Der Kraterboden ist mit Basalt aufgefüllt, der zunächst flüssig war und nach dem Einschlag erstarrt ist, wodurch eine glatte Oberfläche entstehen konnte.



**Abbildung 3.3.** – Links: Der Mondkrater *Plato* ist ein sehr flacher (1000 m tief bei 101 km Durchmesser) und ebener Krater (©NASA/Lunar Orbiter). Rechts: Der *Bacolor-Krater* auf dem Mars hat einen Durchmesser von 20,8 km. Die Lineament-Strukturen, welche die Auswurfmassen außerhalb des Kraters strahlenförmig durchziehen, stammen vermutlich von sehr heißem Gas und Trümmern, die im Verlauf des Einschlagereignisses nach außen transportiert wurden (©NASA/JPL-Caltech/ASU).

Die prominenteste Form komplexer Krater sind jene mit einer zentralen Aufwölbung (engl.: *central peak*), oft auch als Zentralberg bezeichnet (siehe Abb. 3.2b und 3.3, rechts). Dieser besteht im Wesentlichen aus Material, das aus teils großen Tiefen unterhalb des Kraters nach oben befördert wurde, was an stark erodierten irdischen Kratern, wie z. B. der Vredefort-Impaktstruktur in Südafrika [siehe z. B. Reimold und Gibson, 1996; Gibson et al., 1997; Henkel und Reimold, 2002], sichtbar wird.

Untersuchungen an 14 komplexen terrestrischen Kratern [Grieve et al., 1981; Ivanov et al., 1982] ergaben, dass die Höhe des Zentralberges durchschnittlich etwa 8-10% des finalen Kraterdurchmessers beträgt. Der Durchmesser des Zentralberges beträgt etwa 22% des Kraterdurchmessers. Dieses Verhältnis scheint sogar unabhängig von der Schwerebeschleunigung zu sein [Pike, 1985]. Im Zuge der Bildung des Zentralberges rutscht brekziiertes Material sowie Schmelze am Hang der entstehenden Aufwölbung ab und sammelt sich in einer ringförmigen Depression zwischen Zentralberg und Kraterrand. Auch am Kraterrand löst sich Material und bewegt sich Richtung Kraterinneres. Dadurch entstehen die als *wall terraces* bekannten terrassenartigen Strukturen. Durch diese vergrößert sich der Durchmesser des Kraters um das ca. 1,5 - 2-fache [Grieve et al., 1981].



**Abbildung 3.4.** – Beispiele für *Ringstrukturen an komplexen Kratern*.

**Links:** Der *Schrödinger Krater* auf dem Mond hat einen Durchmesser von 312 km. Seine Ringstruktur ist wahrscheinlich durch den gravitativen Kollaps des Zentralberges während der Modifikationsphase entstanden (©NASA/Clementine).

**Rechts:** Digitales Geländemodell des *Orientale Beckens* auf dem Mond. Diese Multi-Ring-Struktur hat einen Durchmesser von 1.100 km (©NASA/LRO/LOLA/GSF/MIT/Brown).

Sehr große Kraterstrukturen – auf der Erde bei einem Durchmesser > 140 km [Melosh, 1989] – können einen inneren Ring aus Erhebungen (engl.: *peak ring*) zeigen [Collins, 2002], wie er zum Beispiel an der Chicxulub-Struktur [Morgan et al., 1997] oder dem Schrödinger-Krater (siehe Abbildung 3.4, links) zu finden ist. Einige größere Kraterstrukturen, wie das *Orientale Becken* auf dem Mond (siehe Abbildung 3.4, rechts), zeigen sogar mehrere Ringe und werden daher als *Multiring-Strukturen* oder *Multiringbecken* bezeichnet.

## 3.2. Entstehung von Impaktkratern

Der Prozess der Kraterbildung als Folge eines Hochgeschwindigkeitseinschlags wird im Allgemeinen in drei Phasen unterteilt [Gault et al., 1968], um ein klares, strukturiertes Bild der Kraterentstehung zu gewinnen:

1. Die *Kontakt- und Kompressionsphase* beginnt mit dem Kontakt des Projektils mit dem Zielgestein und beschreibt das Eindringen des Projektils in den Untergrund sowie die Entstehung von Stoß- und Entlastungswellen. Diese Phase endet, wenn das gesamte Projektil die Druckentlastung erfahren hat.
2. Das Anwachsen der initialen Kraterhohlform, auch als *Exkavation* bezeichnet, sowie der Auswurf von Material wird durch die *Exkavationsphase* beschrieben. Diese endet, sobald das nach außen und unten gerichtete Kraterwachstum zum Erliegen kommt und resultiert in der sogenannten *transienten Kraterhohlform*.
3. Abschließende Veränderungen (ausgenommen erosive oder tektonische Prozesse), die z. B. durch eine gravitative Aufwärtsbewegung des Kraterbodens an der transienten Kraterhohlform hervorgerufen werden, sind zur *Modifikationsphase* zu zählen.

Im Folgenden sollen diese Phasen der Kraterbildung kurz vorgestellt werden. Weiterführende Informationen zum Entstehungsprozess von Impaktkratern und den Entstehungsmechanismen finden sich z. B. in Melosh [1989]; Gault et al. [1968]; Collins [2001]; Collins et al. [2008a,b]; McKinnon [2007]; O'Keefe und Ahrens [1999a] oder Stöffler [1981].

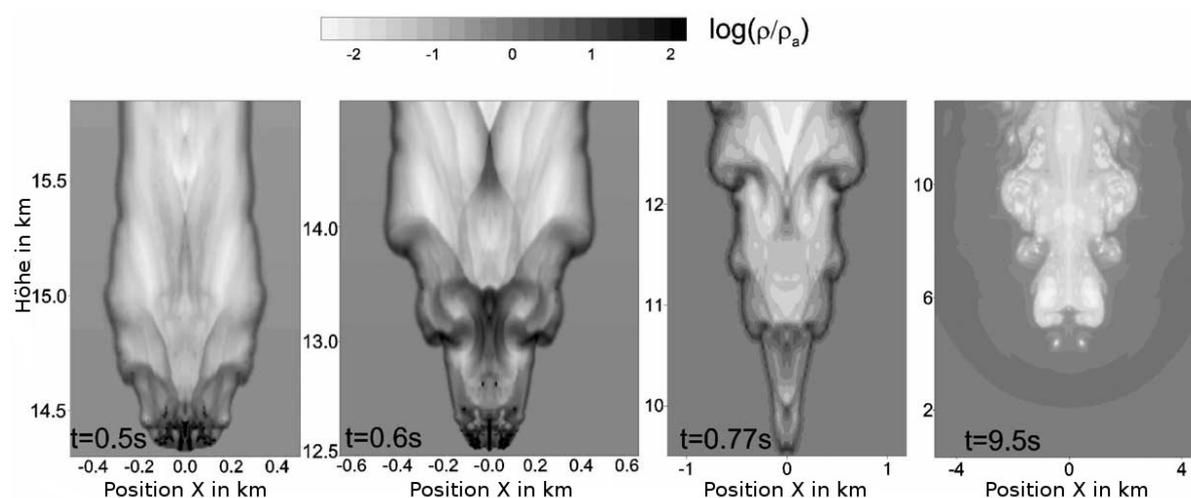
Atmosphärische Einflüsse werden im Allgemeinen nicht zur Kraterbildung hinzugezählt. Da jedoch auch diese einen indirekten Einfluss auf die Kraterentstehung haben können, wird die Beschreibung der Kraterbildung mit einer zusätzlichen Phase, der *atmosphärischen Interaktion*, begonnen.

### 3.2.1. Atmosphärische Interaktion

Die beim Durchlaufen eines Körpers durch die gasförmige Atmosphäre eines Planeten entstehende Reibung kann, je nach Beschaffenheit und Größe des Projektils, zum Zerbersten oder Verglühen des Körpers führen [Bland und Artemieva, 2003; Ivanov et al., 1997; Chyba et al., 1993; Lyne et al., 1996; Shuvalov und Artemieva, 2002].

Gisler et al. [2003] berechneten die Menge der kinetischen Energie, die während des nur 2,1 Sekunden dauernden Fluges eines 1 km großen Eisenasteroiden durch die terrestrische Atmosphäre dissipiert wird. Die abgegebene

Energie entspricht dem Äquivalent von 200 Mrd. Tonnen TNT und kann zu einer lokalen Temperaturerhöhung in der Atmosphäre von bis zu 12.000 K führen [Gisler et al., 2004, Seite 48f]. Verglichen mit seiner ursprünglichen kinetischen Energie ist der dissipierte Anteil allerdings gering (<1%), so dass in diesem Fall die Atmosphäre keinen signifikanten Einfluss auf die Geschwindigkeit oder gar die Flugbahn des Körpers hat. Mit abnehmender Größe des Projektils, abnehmender Festigkeit oder zunehmender Porosität nimmt jedoch der Einfluss der Atmosphäre zu, was ein Fragmentieren und/oder Verglühen kleinerer Körper zur Folge hat (siehe Abbildung 3.5).



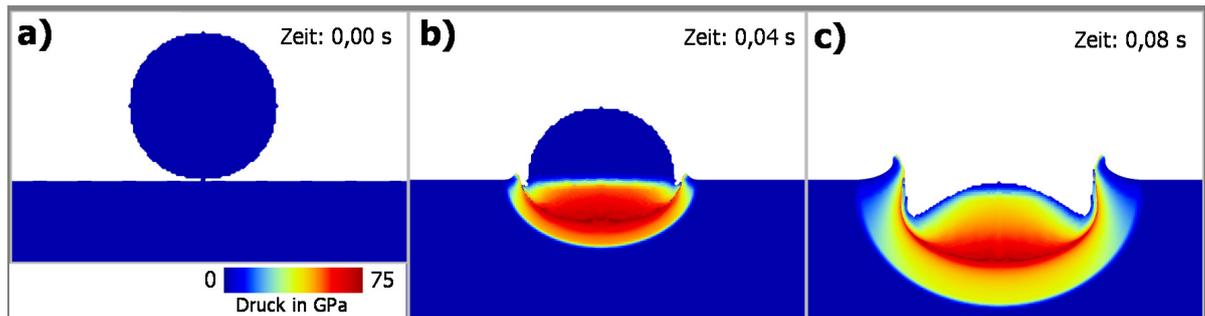
**Abbildung 3.5.** – Flug eines 60 m großen Meteoroiden mit einer anfänglichen Geschwindigkeit von 30 km/s durch eine erdnähliche Atmosphäre. Der dargestellte Kontrast zwischen der Dichte  $\rho$  des Projektils und der Dichte  $\rho_a$  der Atmosphäre verdeutlicht die Interaktion des zerberstenden Projektilmaterials und der Atmosphäre. *Abbildung modifiziert nach [Shuvalov und Artemieva, 2002]*

Allerdings konnten Kenkmann et al. [2009] zeigen, dass die Kombination eines flachen Eintrittswinkels in die Atmosphäre und eine geringe kosmische Geschwindigkeit den Luftwiderstand so sehr reduzieren können, dass sogar ein kleiner 2-3 m großer Steinmeteorit den Erdboden erreichen kann. Dies könnte im Übrigen auch den im September 2007 entstandenen und mit nur 14 m im Durchmesser ungewöhnlich kleinen irdischen Einschlagkrater in der Puno-Ebene (bei Carancas, Peru) erklären [siehe Kenkmann et al., 2009].

### 3.2.2. Kontakt- und Kompressionsphase

Die Kontakt- und Kompressionsphase beginnt, wenn das Projektil das Zielgestein erstmals berührt (Abb. 3.6, links). Dies geschieht auf der Erde mit typischen Einschlaggeschwindigkeiten von 11-73 km/s [Haymes, 1971; Haymes und Page, 1972], im Durchschnitt etwa 18-20 km/s [auf dem Mond ca. 16 km/s und auf dem Mars ca. 9 km/s; Ivanov, 2001]. Während das Projektil in den Untergrund ein-

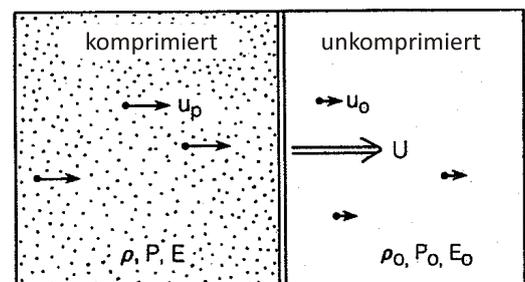
dringt, wird Material aufgrund der hohen Einschlagenergie komprimiert und auf annähernd Einschlaggeschwindigkeit beschleunigt. Abhängig von Festigkeit und Dichte des Zielgesteins leistet der Untergrund einen Widerstand gegen den eindringenden Körper. Dies führt zu einer Verlangsamung des Projektils an seiner Unterseite. Der obere Teil des Projektils setzt seine Bewegung mit unverminderter Geschwindigkeit fort, was zu einer Verformung des Körpers führt (Abb. 3.6, mitte). Auch der Untergrund wird (zunächst durch den Aufprall) deformiert, wodurch ein Krater in der Größe des Projektils entsteht (Abb. 3.6, rechts).



**Abbildung 3.6.** – Dreidimensionale Simulation des vertikalen Einschlags eines 640 m großen Projektils mit einer Geschwindigkeit von 8 km/s zur Erläuterung der Stoßwellenausbreitung in der **Kontakt- und Kompressionsphase**.

Die entstehenden Drücke (in der Regel mehrere hundert GPa) sind deutlich höher als die Fließfestigkeit von Projektil- und Untergrundmaterial<sup>2</sup>. Daher spielen die meisten Materialeigenschaften in dieser frühen Phase der Kraterbildung keine Rolle.

Am Kontaktpunkt entsteht eine Stoßwelle, die sich sowohl im Projektil als auch radial im Zielgestein ausbreitet. Als Stoßwellen werden plastische Kompressionswellen bezeichnet, die sich mit Überschallgeschwindigkeit  $U$  fortpflanzen [Zel'dovich und Raizer, 2002]. Das komprimierte Material hinter der Stoßwelle hingegen bewegt sich mit der Partikelgeschwindigkeit  $u_p$  fort (siehe Abb. 3.7). Der Zusammenhang zwischen der Partikelgeschwindigkeit  $u_p$ , der Stoßwellengeschwindigkeit  $U$  sowie dem Druck  $P$ , der Energie  $E$  und der Dichte  $\rho$  wird durch die *Hugoniot-Gleichungen* beschrieben:



**Abbildung 3.7.** – Schematische Darstellung einer Stoßwellenfront. Durch die Stoßwelle (Geschwindigkeit  $U$ ) wird Material komprimiert ( $\rho_0, P_0, E_0 \rightarrow \rho, P, E$ ) und hinter der Stoßwellenfront in Bewegung versetzt (Partikelgeschwindigkeit  $u_p$ ). Abb. modifiziert nach Melosh [1989].

<sup>2</sup> Typische Werte liegen zwischen wenigen *KPa* (Sand), wenigen *MPa* (Festgestein) bis zu 10-30 *MPa* für die meisten Metalle. Besonders harter Stahl kann Festigkeiten zwischen 300 und 1700 *MPa* erreichen [Pavlina und Van Tyne, 2008]; Aramide (Kevlar) sind polymere Kunststoffe, die mit  $\approx 250$  *MPa* ebenfalls eine hohe Festigkeit aufweisen.

$$\rho(U - u_p) = \rho_0 U \quad (3.1)$$

$$P - P_0 = \rho_0 u_p U \quad (3.2)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0) \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (3.3)$$

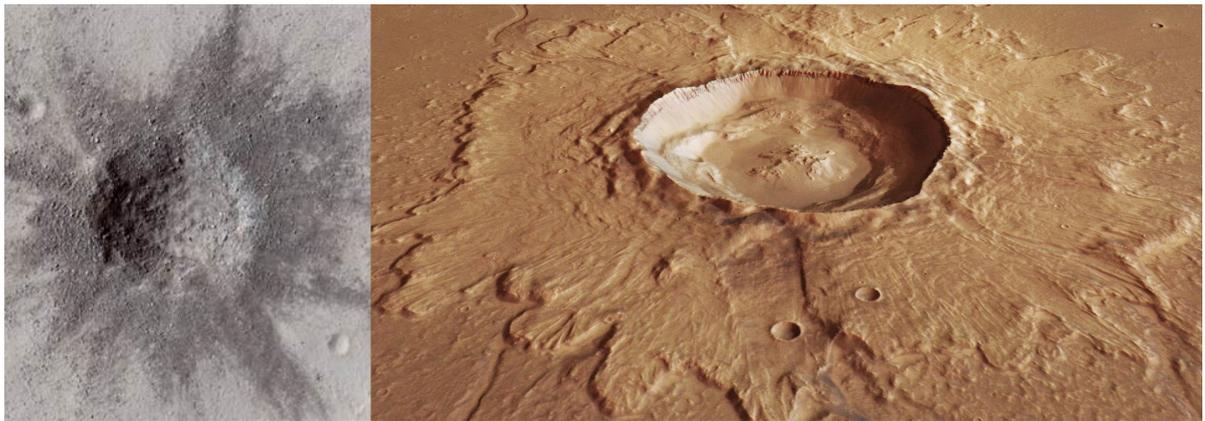
Dabei kennzeichnet der Index '0' den unkomprimierten Zustand des Materials.

Erreicht die Stoßwelle die Oberseite des Projektils (zu diesem Zeitpunkt ist das Projektil schon etwa zur Hälfte in den Untergrund eingedrungen, siehe Abb. 3.6c), wird sie an der freien Oberfläche weitgehend reflektiert, erfährt dadurch eine Phasenumkehr und läuft als sogenannte *Entlastungswelle* (engl.: *rarefaction wave*; siehe z. B. Maecker [1953]) durch das komprimierte Material. Dabei reduziert sie den Druck im Zielgestein auf annähernd den Ursprungsdruck. Während dieses als *Entlastung* des Materials bezeichneten Vorgangs kann es zu Phasenübergängen (Vaporisierung, Schmelzbildung; Duvall und Graham [1977]) oder Materialversagen (Bruchbildung; Rinehart [1960]) kommen. Die Belastungen im Projektil und in der unmittelbaren Nähe des Aufschlagpunktes sind in der Regel so hoch, dass sie zu einer Vaporisierung des größten Teils des Materials führen [Ahrens und O'Keefe, 1972; Duvall und Graham, 1977]. Daher sind Fragmente des Projektils nur sehr selten in Kraterstrukturen zu finden [Melosh, 1989].

Während der Kontakt- und Kompressionsphase wird der größte Teil der kinetischen Energie des Projektils in das Zielgestein übertragen. Dies gilt allerdings nicht für sehr schräge Einschlagprozesse, die in Kapitel 12 noch ausführlich beschrieben werden. Die Kontakt- und Kompressionsphase endet, sobald das gesamte Projektilmaterial die Druckentlastung erfahren hat. Sie dauert also so lange an, wie die Stoßwelle und die nachlaufende Entlastungswelle brauchen, um das gesamte Projektil zu durchlaufen. Diese Phase der Kraterbildung ist mit Abstand das kürzeste. Die Dauer hängt von der Geschwindigkeit, Größe und Beschaffenheit des Projektils ab und variiert von wenigen Mikrosekunden (Laborexperimente; typische Projektildurchmesser  $L \approx 0,5-10 \text{ mm}$ ), über Millisekunden (kleine, wenige Meter große Meteoriten) bis zu Bruchteilen einer Sekunde (größere Einschläge in der Größenordnung mehrerer Kilometer). Nur bei sehr großen Kollisionen von Körpern in Planetengröße kann diese Phase etwa 1 s andauern.

### 3.2.3. Exkavationsphase

Während der Exkavationsphase breitet sich die Stoßwelle weiterhin im Untergrund aus. Mit zunehmendem Abstand verringert sich dabei ihre Amplitude. Durch die Stoßwelle und die nachfolgende Entlastungswelle wird das Material in Bewegung versetzt. Es entsteht ein (zunächst ebenfalls radialer) Exkavationsfluss, der zur Öffnung der Kraterhohlform führt. Die anfängliche Exkavationsgeschwindigkeit beträgt etwa 1/5 der maximalen Geschwindigkeit der Stoßwelle [Melosh, 1989].



**Abbildung 3.8.** – Die Verteilung der Auswurfmassen - Beispiele unterschiedlicher Mechanismen zur Entstehung von Ejektadecken.

**Links:** Dieser kleine (160 m Durchmesser) Krater in der Tharsis-Region des Mars zeigt eine strahlenförmige Verteilung der Auswurfmassen, die ballistisch transportiert wurden (©NASA/JPL/Univ. of Arizona).

**Rechts:** Die Ejektadecke des Kraters *Hephaestus Fossae* auf dem Mars ist durch Fließprozesse (Wasser, Eis) überprägt worden (©ESA/DLR/FU Berlin (G. Neukum))

Neben der Öffnung der Kraterform ist auch der Auswurf von Material ein wichtiges Charakteristikum dieser Phase. Die Auswurfmassen können unterschiedliche thermodynamische Zustände haben. Im Zuge des sich bildenden Kraterandes werden Gesteinsbrocken unterschiedlichster Größe (oft bis zu einigen 100 m im Durchmesser [Pohl und Will, 1974]) sowie partiell geschmolzenes Material, Schmelzfetzen, Staub und Gas trichterförmig herausgeschleudert. Das Material dieses, im Folgenden als *ejecta curtain* bezeichneten, „Auswurfmassen-Vorhangs“ wird auf ballistischen Bahnen transportiert, lagert sich um den Krater herum ab und formt so ein für Meteoritenkrater typisches Muster (vgl. Abb. 3.8). Es entsteht zudem eine mit einer Temperatur von ca. 1000-2000 K [Artemieva et al., 2002; Artemieva, 2007] vergleichsweise kalte Wolke aus einem Gemisch aus Gas und Plasma, aber auch geschmolzenem oder festem Material des Zielgesteins und Projektils [Artemieva, 2007; Melosh, 1989]. Für den Fall eines schrägen Einschlags ist die Ausbreitung und Struktur dieser *Glutwolke* sowie deren Dynamik – selbst bei Vernachlässigung atmosphärischer Einflüsse – noch nicht vollständig

verstanden. Diese Thematik ist jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit. Hier sei verwiesen auf z. B. Artemieva und Shuvalov [2008]; Artemieva [2007]; Artemieva et al. [2003]; Trulio [1977]; Anderson et al. [2003b].

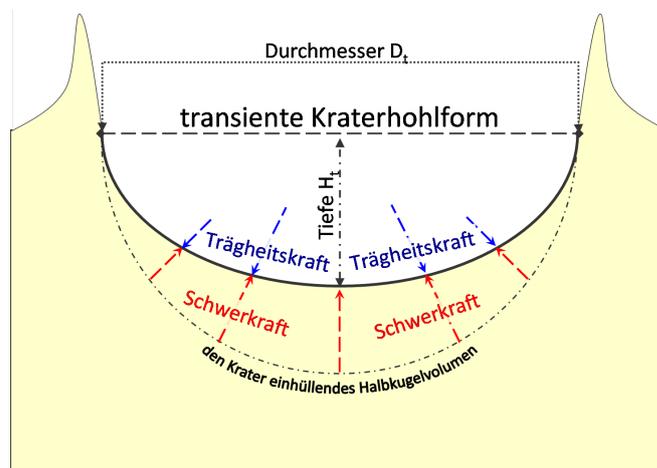
Der Exkavationsprozess endet, sobald der Krater seine maximale Ausdehnung erreicht hat. Der resultierende Krater, meist als *transienter Krater* (engl.: *transient crater*) bezeichnet, ist um vieles größer als der Durchmesser des Projektils. Dies ist der auffälligste Unterschied zu Einschlägen bei niedriger Geschwindigkeit (z. B. dem Einschlag von Geschossepatronen), die einem anderen Mechanismus unterliegen. Auf das Verhältnis zwischen transienter Kratergröße und der Dimension des Projektils wird in Kapitel 10 noch näher eingegangen.

Das Konzept des transienten Kraters hat sich etabliert, da seine Kratergröße die Energie des Projektils bestmöglich widerspiegelt und findet daher in vielen Studien, vor allem im Zusammenhang mit Skalierungsgesetzen (siehe Kapitel 10), Anwendung. Nähere Erläuterungen zur Definition des transienten Kraters und der Bestimmung seiner Größe werden ebenfalls in Kapitel 10 ausgeführt.

Für die meisten planetaren Einschlagereignisse dauert die Exkavationsphase zwischen einigen Sekunden und mehreren Minuten.

### 3.2.4. Der transiente Krater - Übergang zwischen Exkavation und Modifikation

Das Ende des Exkavationsprozesses wird durch das Wechselspiel zweier unterschiedlicher Prozesse bestimmt: Zum einen verliert das Material aufgrund des radial abnehmenden Druckes zunehmend seine plastischen Fließeigenschaften. Wird die Fließfestigkeit des Materials unterschritten, kann keine weitere plastische Verformung mehr stattfinden. Zum anderen wirkt auch der aus der Schwerkraft resultierende lithostatische Innendruck dem Exkavationsfluss entgegen (siehe Abb. 3.9).



**Abbildung 3.9.** – Schematische Darstellung der transienten Kraterhohlform (hier: vertikaler Einschlag).

Je nachdem, welcher der beiden Mechanismen überwiegt, spricht man von einem festigkeitsdominierten (engl.: *strength-dominated*) oder einem schwerkraftdominierten (engl.: *gravity-dominated*) Kraterwachstum. Das Wechselspiel

der unterschiedlichen Kräfte (Trägheitskraft, Spannungskraft, Schwerkraft) lässt sich mathematisch durch dimensionslose Größen charakterisieren.

So gibt die *Froude-Zahl*

$$F = \frac{U^2}{g\lambda} \quad (3.4)$$

das Verhältnis zwischen Trägheitskräften zu Schwerkraften an [O'Keefe und Ahrens, 1993] und die *Cauchy-Zahl*

$$C = \frac{\rho U^2}{Y} \quad (3.5)$$

beschreibt das Verhältnis aus der Fließfestigkeit  $Y$  des Materials und der wirkenden Spannung [O'Keefe und Ahrens, 1993]. Hier entspricht  $U$  der Einschlaggeschwindigkeit,  $g$  der Schwerebeschleunigung und  $\rho$  der Dichte des Materials. Die Größe  $\lambda$  beschreibt eine charakteristische Länge. Diese entspricht meist dem Projektildurchmesser  $L$ , hier allerdings eignet sich der Kraterdurchmesser ( $\lambda = D$ ).

Mit Hilfe des Quotienten aus *Cauchy-* und *Froude-Zahl*

$$Q = \frac{C}{F} = \frac{\rho g D}{Y} \quad (3.6)$$

kann ermittelt werden, welcher der beiden Mechanismen stärker ist. Ist  $Q < 1$ , so überwiegen die Trägheitskräfte während des Kraterwachstums, für  $Q > 1$  wird die Kratergenese stärker durch die Schwerkraft beeinflusst [Melosh, 1989]. Unter der Annahme einer typischen Materialdichte von  $2800 \text{ kg/m}^3$  und einer Festigkeit von  $Y = 2 \text{ MPa}$ , wie sie im zerrütteten Gestein unterhalb des transienten Kraters zu erwarten ist [Melosh, 1989, Kap. 7.4], findet dieser Übergang auf der Erde ( $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ ) bei einem Kraterdurchmesser von  $D = 72 \text{ m}$  statt. Aufgrund der geringeren Schwerkraft auf dem Mond ( $g = 1,62 \text{ m/s}^2$ ) beträgt dessen Übergangsdurchmesser  $D = 440 \text{ m}$  und der des Mars ( $g = 3,74 \text{ m/s}^2$ )  $D = 190 \text{ m}$ . Da durch die Atmosphäre der Erde kleinere Projektile zerbersten oder verglühen [siehe Kap. 3.2.1 oder auch Bland und Artemieva, 2003], finden sich auf der Erde nur sehr wenige Krater, die diese kritische Größe unterschreiten. Daher ist die Entstehung von Meteoritenkratern auf der Erde, wie auf den meisten anderen planetaren Oberflächen ebenfalls, durch die Schwerkraft dominiert. Dies gilt nicht für Einschläge in kleinere Körper, wie zum Beispiel Asteroiden oder Kometen [Nolan et al., 1996; Holsapple, 2009], die eine deutlich geringere Schwerebeschleunigung aufweisen (Komet *Tempel 1*:  $g = 4,5 \cdot 10^{-4}$  [Holsapple und Housen, 2007, Tabelle 2]).

In der Literatur werden den Begriffen *festigkeits-* bzw. *schwerkraftdominiert* oft unterschiedliche Bedeutungen zugewiesen. In vielen Fällen wird der Begriff *schwerkraftdominiert* (*gravity dominated*) für diejenige Form der Kratergenese verwendet, bei der die Trägheitskräfte vernachlässigbar sind und einzig die Schwerkraft das Kraterwachstum bestimmt [Holsapple, 1993; Schmidt und Housen, 1987]. Daraus resultiert auch das häufige Missverständnis, alle *schwerkraftdominierten* Krater seien komplex.

Um solchen Verwirrungen vorzubeugen, wird in dieser Arbeit zwischen *schwerkraftdominierten* und *schwerkraftkontrollierten* Kratern unterschieden. Dies impliziert die Existenz drei verschiedener Regime: Das *festigkeitskontrollierte Regime* wird *ausschließlich* durch die Trägheitskräfte beeinflusst und die Schwerkraft spielt hier eine vernachlässigbare Rolle. Dieses Regime führt somit *stets* zur Ausbildung einfacher Krater. Im *schwerkraftkontrollierten Regime* hingegen ist *ausschließlich* die Schwerkraft für das Kraterwachstum verantwortlich, was *immer* zur Entstehung komplexer Krater führt. Zudem existiert ein *Übergangsregime* [Holsapple, 1993; Holsapple und Schmidt, 1987; O’Keefe und Ahrens, 1993] in dem sowohl Schwer- als auch Trägheitskräfte den Entstehungsprozess beeinflussen. Dieser Bereich beschreibt den Übergang von *festigkeitskontrollierten* zu *schwerkraftkontrollierten* Kratern und umfasst sowohl das *festigkeitsdominierte* als auch *schwerkraftdominierte* Kraterwachstum. Die resultierenden Krater zeigen daher Charakteristika, die den oben beschriebenen Morphologien einfacher oder komplexer Krater manchmal nicht genau zugeordnet werden können. In diesem Regime können z. B. Krater entstehen, deren Wachstum zwar durch die Schwerkraft *dominiert* wurde, die allerdings aufgrund der Festigkeit des Materials eine eher schüsselförmige Struktur ausbilden und daher zu den einfachen Kratern gezählt werden.

Durch die Wahl dieser Begrifflichkeiten wird sofort ersichtlich, dass der mittels Gleichung 3.6 bestimmte Übergang von *festigkeits-* zu *schwerkraftdominierten* Kratern nicht mit dem Übergang von einfachen zu komplexen Kratern übereinstimmt. Letzterer findet auf der Erde bei Kraterdurchmessern von 2-4 km statt [Pilkington und Grieve, 1992] – je nach Eigenschaft (vor allem der Festigkeit) des beaufschlagten Materials. Ein Beispiel für einen terrestrischen Krater in diesem Übergangsbereich ist die 5 km große *Goat Paddock* Struktur im westlichen Australien [Milton und Macdonald, 2005]. Beobachtungen zeigen, dass sich der Übergangsdurchmesser proportional zum Reziproken der Schwerebeschleunigung verhält. Da das irdische Schwerfeld etwa 6-fach stärker ist als das seines Trabanten, findet der Übergang auf dem Mond erst bei 15-19 km statt [Melosh, 1989; Holsapple, 1993]. Auf dem Mars beträgt der kritische Durchmesser etwa 7 km [Holsapple, 1993; Ivanov, 2001].

### 3.2.5. Modifikationsphase

Die Modifikationsphase beschreibt die Prozesse, die zur Veränderung der *transienten Kraterhohlform* führen. Wird der Kraterrand zu steil, lösen sich Trümmerrmassen, die sich dann in Richtung des Kraterinneren bewegen. Eine Brekzienlinse (siehe Abbildung 3.2) bildet sich und es kommt zu einem Abflachen des Kraters. Bei größeren Kratern kann ein Zentralberg entstehen, indem Material unterhalb des Kraters einen Auftrieb erfährt (siehe Abbildung 3.2, unten). Im Zuge dieses Transportprozesses sackt weiteres Material an den Hängen des Kraters ab, was zur Ausbildung terrassenförmiger Strukturen führt. Obwohl der zur Entstehung eines Zentralbergs führende Mechanismus manchmal noch kontrovers diskutiert wird, ist laut vorherrschender Meinung ein gravitativer Kollaps des transienten Kraters die Hauptursache für das Anheben des Kraterbodens [Melosh, 1989; McKinnon, 2007; Pike, 1985; Collins, 2001, 2002; Collins et al., 2008b].

Im Fall sehr großer Krater kann der Zentralberg eine kritische Höhe überschreiten, so dass er instabil wird und unter seinem eigenen Gewicht zusammenbricht. Daraus könnten die bereits angesprochenen Ringstrukturen entstehen (siehe auch Abbildung 3.4, links). Bis heute gibt es jedoch auch andere Ansichten zur Entstehung von Ringstrukturen (siehe Melosh [1989, Kapitel 2.5] oder [Prockter et al., 1999; Grieve und Cintala, 1992; Ivanov und Kostuchenko, 1997; Collins et al., 2002; Morgan et al., 2000]) oder gar Multiringbecken [z. B. Head, 1974; Hartmann und Yale, 1968; Hodges und Wilhelms, 1978; Melosh und McKinnon, 1978]. Diese sind allerdings nicht Gegenstand der hier vorliegenden Arbeit. Zur Entstehung und zu möglichen Mechanismen sei daher exemplarisch auf Melosh [1989, Kapitel 8] oder Melosh und McKinnon [1978]; Alexopoulos und McKinnon [1994] verwiesen.

Krater, die mehrere Ringe zeigen, sogenannte *Multi-Ring-Becken* (siehe Abbildung 3.4, rechts), werden von einigen Autoren mittlerweile nicht mehr zu den komplexen Kratern gezählt, sondern als eigenständige morphologische Klasse von Impaktstrukturen behandelt. Grund hierfür ist ein Entstehungsmechanismus, der sich möglicherweise von dem komplexer Krater unterscheiden könnte. Die Entstehung von Multi-Ring-Becken ist bislang noch nicht ausreichend geklärt. Als mögliche Ursachen werden diskutiert (i) eine Modifikation durch Vulkanismus [Hartmann und Yale, 1968], (ii) die Mega-Terrassen Hypothese [*megaterrace hypothesis*, Head, 1974], (iii) eine Überlagerung mehrerer Krater [*nested crater hypothesis*, Hodges und Wilhelms, 1978] sowie (iv) die

*Ringtektonik-Theorie* [*ring tectonic theory*, Melosh und McKinnon, 1978]. Letztere stellt die überwiegend favorisierte Erklärung dar. Diese besagt, dass in einem geschichteten Untergrund, in dem die Festigkeit mit der Tiefe abnimmt, eine oder mehrere Ringstrukturen außerhalb des Kraterrandes entstehen können [Melosh und McKinnon, 1978].

Die typischen Zeiten für die Kraterentstehung betragen für die meisten planetaren Einschlagereignisse einige Minuten.

Kleinere, leichtere Partikel, die während des Einschlages ausgeworfen wurden, können durchaus mehrere Tage, bei großen Einschlägen sogar Monate, in der Atmosphäre verbleiben, bevor sie den Boden erreichen. Dieser Prozess wird allerdings nicht mehr zur Modifikationsphase gezählt.

**Teil I.**

**Dreidimensionale numerische  
Modellierung von  
Einschlagprozessen - Strategien zur  
Codeentwicklung**



## Entwicklung eines dreidimensionalen Hydrocodes

Bei dem Studium von Hochgeschwindigkeitsprozessen, insbesondere Meteoriteneinschlägen, spielen numerische Simulationen eine entscheidende Rolle. Diese bilden das Bindeglied zwischen den kleinskaligen Impaktexperimenten im Labor (Kratergröße: wenige cm) und den viel größeren Einschlagprozessen auf planetaren Oberflächen, deren Kratergröße in den meisten Fällen zwischen 100 m und 1000 km beträgt. Die numerische Rekonstruktion von kleinskaligen Laborexperimenten ist eine wichtige Möglichkeit zur Überprüfung der Korrektheit einer Simulationsrechnung (*Validierung*). Ist diese gegeben, kann mit einiger Gewissheit davon ausgegangen werden, dass auch größere natürliche Impaktereignisse berechnet werden können, die im Labor unrealisierbar sind. Ein Computerprogramm zur Simulation von Meteoriteneinschlägen sollte somit Prozesse auf unterschiedlichen Größenskalen berechnen können. Dies ist nur eine von vielen Herausforderungen, die an die numerische Modellierung von Impaktprozessen gestellt werden [weitere Informationen finden sich z. B. in Pierazzo und Collins, 2004].

Anspruchsvoll sind auch die unterschiedlichen Prozesse während eines einzelnen Einschlagereignisses, denn diese finden auf einer großen Bandbreite von Raum- und Zeitskalen statt. So wird zum Beispiel die Energie des einschlagenden Körpers meist innerhalb von Sekundenbruchteilen in den Untergrund transferiert (siehe auch: *Kontakt- und Kompressionsphase*, Kap. 3.2.2), während für die Entstehung des Kraters meist mehrere Minuten benötigt werden (siehe: *Modifikationsphase*, Kapitel 3.2.5). Einschlagskrater von Meteoriten oder Asteroiden haben auf den meisten planetaren Oberflächen eine Größe von mehreren Metern bis hunderten von Kilometern, während viele die Kratergenese beeinflussende Prozesse, wie z. B. Bruchbildung [Grady und Kipp, 1979; O'Keefe et al., 2001; Collins et al., 2004; Ai, 2006; Ai und Ahrens, 2005; Benz und Asphaug, 1994], auf einer sehr viel kleineren räumlichen Skala stattfinden. Erschwerend kommt hinzu, dass durch einen Einschlag bei sehr hohen Geschwindigkeiten Stoßwellen generiert werden (siehe Kap. 3.2.2f.), die zu großen Druck- und Temperaturgradienten im Material führen. In den meisten Fällen werden extreme Drücke erreicht, die sogar den Druck an der Grenze zwischen innerem und äußerem Erdkern ( $\approx 330$  GPa) deutlich übersteigen. Daher treten Zustände auf, bei denen das exakte thermodynamische Materialverhalten nicht genau bekannt ist, und

die jenseits der experimentell realisierbaren Bedingungen liegen. Mit zunehmendem Abstand vom Einschlagpunkt nimmt die Amplitude der Stoßwelle und somit die Intensität der Kompression ab. Nach der Entlastung des Materials kann es somit, je nach Intensität von Kompression und anschließender Entlastung, zu Festkörperphasenumwandlungen, Verdampfung oder Schmelzbildung, aber auch zur Ausbildung von Brüchen und Schwächezonen im Untergrund kommen. Um diese extremen Beanspruchungen des Materials numerisch berechnen zu können, sind aufwendige Materialmodelle erforderlich, die das thermodynamische und mechanische Verhalten des Materials bei hoher Beanspruchung mathematisch beschreiben.

In den letzten Dekaden wurden gute Fortschritte in der Entwicklung sogenannter *Shock Physics*- oder *Hydrocodes* erzielt [Anderson, 1987; Amsden et al., 1980; Amsden und Ruppel, 1981; Pierazzo et al., 2008; Collins und Melosh, 2002; McGlaun et al., 1989, 1990; Shuvalov, 1999; Gisler et al., 2004; Ivanov et al., 1997; Elbeshausen et al., 2009; Huerta und Casadei, 1994; Johnson et al., 1996; Robinson et al., 2008], die zu einem großen Teil durch militärische Fragestellungen motiviert waren. Trotz des sehr eingeschränkten Zugriffs zu vielen technischen Entwicklungen und Daten aus den Materialwissenschaften für die zivile Forschung sind heutige Simulationen von Meteoriteneinschlägen viel näher an der Realität als noch vor zwei Jahrzehnten. Dies gilt insbesondere für 2D-Rechnungen, da diese aufgrund ihrer (nach heutigen Maßstäben) geringen Anforderungen an Arbeitsspeicher und Rechenzeit in sehr hoher Auflösung durchgeführt werden können. Der überwiegende Teil unseres Wissens über die Entstehung von Kratern, Stoßwellen und das Zerstörungspotential von Meteoriteneinschlägen ist auf 2D-Berechnungen zurückzuführen. Diese verwenden meist eine Zylindersymmetrie und sind somit auf den Spezialfall eines vertikalen Einschlags und auf eine ebene Topographie und Stratigraphie beschränkt. Um realistischere Szenarien zu studieren, wie z. B. schräge Einschläge oder die Auswirkungen geneigter Schichten oder Topographie, sind 3D-Simulationen unerlässlich.

Aufgrund der bereits erwähnten sehr hohen Anforderungen dreidimensionaler Simulationsrechnungen an die Hardware-Infrastruktur sowie der geringen Zahl verwendbarer Programme (siehe Kap. 2) konnten bislang keine systematischen Studien zum Einfluss verschiedener Parameter (sogenannte *Parameterstudien*) auf die Genese, Morphologie oder Morphometrie von Kratern durchgeführt werden. Daher ist unser Wissensstand, große und schräge Einschlagereignisse betreffend, immer noch sehr begrenzt. Diese Wissenslücke zu füllen ist die grundlegende Motivation der Entwicklung von *iSALE-3D*, einem dreidimensionalen *Hydrocode*, bei dem besonders viel Wert auf Rechengeschwindigkeit (Effizienz) gelegt wurde. Optimierte Algorithmen (nicht nur hinsichtlich der Rechen-

zeit, sondern auch bezüglich der Anforderungen an Arbeits- und Festplattenspeicher) sind dabei unerlässlich. Ein besonderer Aspekt ist die Option, den Anwender selbst entscheiden zu lassen, ob bei der Rechnung mehr Wert auf Effizienz (z. B. für große Parameterstudien) oder Genauigkeit (z. B. für die Berechnung eines einzelnen Ereignisses) gelegt werden soll, oder ob ein Kompromiss aus beidem in Betracht kommt. Diese Freiheit in der Wahl zwischen Genauigkeit und Effizienz wird am Beispiel eines adaptiven Verfahrens zur Rekonstruktion von Grenzflächen verdeutlicht, das in Kapitel 5 noch ausführlich erläutert wird. Ein wesentlicher Fokus der mit *iSALE-3D* betriebenen Studien liegt auf der Morphometrie und Morphologie von Einschlagskratern. Dazu ist eine exakte Berechnung der Bewegung der freien Oberfläche (d. h. die Rekonstruktion von Grenzflächen) unerlässlich.

Der folgende Abschnitt, Kapitel 4.2, gibt einen kurzen Abriss über die Entwicklungsgeschichte von *iSALE-3D* und die diesem Programm verwandten Codes. In Kapitel 4.3 werden anschließend die Funktionsweise sowie die wesentlichen Bestandteile und Algorithmen von *iSALE-3D* erläutert.

Ein zentraler Schritt der in *iSALE-3D* verwendeten *Euler* oder *Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE)* Verfahren ist die Berechnung des Materialflusses zwischen Zellgrenzen. Um eine ungenaue Verteilung des Materials (*numerische Diffusion*) zu verhindern, ist dabei die Berücksichtigung der Materialgrenze unerlässlich. Die Genauigkeit und Stabilität moderner Hydrocodes ist somit sehr stark mit der Qualität der verwendeten Techniken zur Rekonstruktion von Grenzflächen oder freien Oberflächen verknüpft. Daher wurde ein adaptives Verfahren zur Rekonstruktion dieser Materialgrenzen entwickelt, welches sowohl die Genauigkeit als auch die Geschwindigkeit der Berechnung deutlich verbessert. Aufgrund der Komplexität und der Bedeutung dieses Verfahrens findet die Beschreibung in Kapitel 5 gesondert statt.

Im anschließenden Kapitel 6 werden weitere Aspekte beleuchtet, die numerische Parameterstudien schräger Einschlagprozesse ermöglichen oder erleichtern. Dazu zählen die Parallelisierung des Codes (Kap. 6.1) und die Entwicklung eines effizienten Datenmodells (Kap. 6.2) ebenso wie die Datensicherung und Bearbeitung unter Verwendung verschiedener Kompressionstechniken (Kap. 6.3).

Bevor ein Simulationsprogramm für wissenschaftliche Zwecke genutzt werden kann, sollte es umfassend hinsichtlich der Existenz von Fehlern getestet werden. Es sollte sicher gestellt werden, dass die Resultate verlässlich und jederzeit reproduzierbar sind. Dieser Prozess wird im Allgemeinen als *Validierung* bezeichnet. Die Ergebnisse einer solchen umfassenden Studie der vorgestellten numerischen Algorithmen werden abschließend in Kapitel 7 präsentiert.

## 4.1. Hydrocodes - Ein Überblick

In der Literatur finden sich unterschiedlichste Definitionen des Begriffes *Hydrocode* [siehe z. B. Benson, 1992]. Die für die hier vorliegende Arbeit und *iSALE-3D* treffendste Definition findet sich in Anderson [1987]. Dort wird ein *Hydrocode* wie folgt beschrieben:

„Unter einem *Hydrocode* versteht man ein Computerprogramm, das in der Lage ist, die Propagation von Stoßwellen [in Festkörpern, Fluiden und Gas] zu berechnen und z. B. Geschwindigkeiten, Dehnungen und Spannungen als Funktion der Zeit und des Raums zu ermitteln [nach Anderson, 1987].“

Der Begriff *Hydrocode* wird der modernen Generation von Simulationsprogrammen eigentlich nicht mehr gerecht. In der heutigen Zeit kann ein Hydrocode nicht mehr mit einem „*hydrodynamischen Code*“ gleichgesetzt werden, bei dem die Auswirkungen von Festigkeit vernachlässigt werden und jedes Material als ein Fluid behandelt wird. Vielmehr ist eine besondere Stärke moderner Hydrocodes (dies gilt in besonderer Weise für *iSALE-2D* und *iSALE-3D*) eine gute, realitätsnahe und umfassende Beschreibung der Antwort eines Materials (insbesondere eines Festkörpers) auf extreme Beanspruchung. Somit sind Hydrocodes bestens geeignet zur Behandlung von Impaktvorgängen.

Aufgrund der sehr weitläufigen Definition (und natürlich auch der flexiblen Einsetzbarkeit) unterscheiden sich *Hydrocodes* sehr hinsichtlich der verwendeten Strategien oder Algorithmen, so dass auf eine ausführliche Beschreibung hier bewusst verzichtet wird. Weiterführende Informationen finden sich für *SOVA* in Shuvalov [1999], für *CTH* in McGlaun et al. [1989, 1990], für *ALE3D* in Sharp [2004], für *SALEB* in Ivanov et al. [1997], für *SAGE* und *RAGE* in Gittings [1992], für *SPH* in Benz und Asphaug [1994, 1995]; Lucy [1977]; Gingold und Monaghan [1977], für *Autodyn* in ANSYS [2007], für *LS-DYNA* in ANSYS [2009] und für *ZEUS-MP/2* in Hayes et al. [2006]; Korycansky et al. [2000, 2002]; Korycansky und Zahnle [2003]. Die folgenden Abschnitte beschränken sich ausschließlich auf die Beschreibung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Hydrocodes *iSALE-3D* und der dabei verwendeten methodischen Ansätze und Algorithmen.

## 4.2. Zur Entwicklungsgeschichte von iSALE-3D

Wie bereits durch den Namen angedeutet, entstammt die Grundidee des Programms *iSALE-3D* dem 1980/1981 präsentierten *SALE*-Code [Amsden et al., 1980; Amsden und Ruppel, 1981]. *SALE* steht dabei für **S**implified **A**rbitrary **L**agrangian **E**ulerian. Allerdings wurden im Laufe der Zeit viele Verbesserungen und Neuerungen implementiert. Hier ist vor allem die Rekonstruktion von Grenzflächen (für Eulersche Berechnungen) zu nennen, die im Originalprogramm nicht enthalten war, aber das Studium von Kratermorphologien erst ermöglichte.

Das ursprüngliche *SALE*-Programm wurde 1980 von Amsden, Ruppel und Hirt entwickelt, um die Bewegung eines kompressiblen Fluids für nahezu beliebige Geschwindigkeiten, d.h. angefangen von Kriechströmungen über schnelle Strömungen bis hin zu Geschwindigkeiten deutlich oberhalb der Schallgeschwindigkeit, zu berechnen. Dies geschah zunächst in zwei Dimensionen unter Verwendung einer Zylindersymmetrie [Amsden et al., 1980]. Dabei wird ein zweidimensionales, kartesisches Gitter entlang der vertikalen Achse rotiert, wodurch jede Zelle die Form eines Hohlzylinders annimmt. 1981 wurde das Programm auf drei Dimensionen erweitert [Amsden und Ruppel, 1981]. Jahre später wurde die 2D-Version angepasst, um auch Meteoriteneinschläge und die Kraterentstehung modellieren zu können. Es entstand mit *SALES<sub>2</sub>* [Melosh et al., 1992; Collins und Melosh, 2002] ein Programm, das zunächst auf eine ausschließlich Lagrange'sche Beschreibung der Kinematik beschränkt war. Dafür wurde allerdings ein Materialmodell implementiert, das Scher- und Zugspannungsbrüche berechnete und somit den Weg ebnete, um Gesteins-Fragmentierung als Folge von Impaktereignissen [Melosh et al., 1992] zu simulieren. Aufgrund der Lagrange'schen Betrachtungsweise, die im nachfolgenden Kapitel noch genauer erläutert wird, konnte vor allem die von starken Deformationen geprägte Frühphase der Kraterbildung (Kontakt- und Kompressionsphase, frühe Exkavationsphase, siehe Kap. 3.2.2f) mit *SALES<sub>2</sub>* nicht akkurat berechnet werden<sup>1</sup>. Dafür ist eine Euler'sche Behandlung der Kinematik (siehe nachfolgendes Kapitel) erforderlich. Um die starken Deformationen während eines Einschlages behandeln zu können, erfordert dieser Ansatz allerdings eine Berechnung (*Rekonstruktion*) von Materialgrenzen und freien Oberflächen.

---

<sup>1</sup>Anmerkung: Es existieren einige Studien, in denen *SALES<sub>2</sub>* zum Studium der Kratermodifikation (siehe Kap. 3.2.5) angewendet wurde [siehe dazu z. B. Collins, 2001, 2002; Collins et al., 2002]

Die Implementierung eines solchen Verfahrens zur Rekonstruktion von Grenzflächen war somit ein bedeutender Schritt, um *SALE* für die Behandlung von Impaktprozessen anzupassen. Durch die Berücksichtigung der Bewegung der freien Oberfläche wurde das Studium morphologischer oder morphometrischer Aspekte von Impaktereignissen erst ermöglicht. Dieser Schritt ging mit der Entwicklung eines Materialmodells für Eulersche Berechnungen einher und führte zunächst zu einer Version namens *SALEB* [Ivanov et al., 1997].

Der Algorithmus zur Rekonstruktion von Grenzflächen wurde später modifiziert und erweitert, um nicht nur freie Oberflächen, sondern auch die Materialgrenzen von bis zu drei Materialien zu berücksichtigen. Diese Version wurde dann unter dem Namen *SALE-3MAT* [siehe z. B. Wünnemann, 2001; Wünnemann et al., 2005] veröffentlicht.

Aus heutiger Sicht ist die Bezeichnung *SALE* (*Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian*) etwas irreführend, denn ursprünglich sollte das *“simplified”* andeuten, dass hier lediglich ein einfacher Fall betrachtet werden kann, bei dem höchstens ein einziges Material pro Zelle Berücksichtigung findet. Dies gilt nicht mehr für *SALE-3MAT* und *SALEB*, seit die Behandlung mehrerer Materialien implementiert wurde. Dennoch wurde die Bezeichnung im Namen weitergeführt.

Die Weiterentwicklung und Verbesserung der beiden Codes *SALE-3MAT* und *SALEB* wird bis heute noch fortgeführt. Im Laufe der Zeit wurde *SALE-3MAT* dann umbenannt in *iSALE*. Jüngste Fortschritte in der Entwicklung sind die Implementierung eines verbesserten Festigkeitsmodells [Collins et al., 2004], eines Modells zur akustischen Fluidisierung [Wünnemann und Ivanov, 2003; Ivanov und Kostuchenko, 1997, 1998; Ivanov und Turtle, 2001] sowie eines Porositätsmodells [Wünnemann et al., 2006]. *SALEB* und *iSALE* wurden für eine Reihe zweidimensionaler Studien zur Kraterbildung auf planetaren Oberflächen verwendet [z. B. Wünnemann et al., 2005; Collins et al., 2004; Wünnemann und Ivanov, 2003; Collins et al., 2002; Goldin et al., 2006; Collins und Wünnemann, 2005]. Beide Programme werden regelmäßig Validierungstests unterzogen [siehe z. B. Pierazzo et al., 2008], um die Zuverlässigkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine dreidimensionale Version des *iSALE*-Codes entwickelt. Dabei konnten der Lösungsansatz (*solver*) sowie die Materialmodelle und Zustandsgleichungen von den oben beschriebenen Programmversionen zwar größtenteils übernommen werden; es waren jedoch auch neue Strategien und Algorithmen erforderlich, um den hohen technischen Ansprüchen dreidimensionaler Rechnungen gerecht zu werden.

### 4.3. *iSALE-3D*: Einblick in die Funktionsweise

Im Zuge der Entwicklung des dreidimensionalen Hydrocodes *iSALE-3D* [Elbeshausen et al., 2009; Elbeshausen und Wünnemann, 2008a,b, 2011a, 2010; Wünnemann et al., 2009; Collins et al., 2011, 2009] konnte ein Großteil der Funktionalität der oben beschriebenen 2D-Programme übernommen werden. Im Vergleich zu den anderen Programmen der *SALE-Code-Familie* (siehe Kap. 4.2) ist *iSALE-3D* jedoch in `Fortran 95` [Akin, 2004] und neueren Sprachstandards [Chapman, 2007] geschrieben worden, was eine modulare und sogar objektorientierte Programmierung ermöglicht. Dies erlaubt die Verwendung benutzerdefinierter Programmteile, die erst zur Laufzeit geladen werden (sogenannte *plugins*) und führt daher zu einer deutlich stärkeren Flexibilität und vielfältigeren Einsatzmöglichkeiten. Durch die Verwendung moderner Programmier Techniken und adaptiver Algorithmen ist das Programm auf unterschiedlichsten Computer-Architekturen anwendbar, angefangen von einzelnen Desktop-Rechnern oder Notebooks über kleine *Cluster* bis zu Großrechenanlagen und Supercomputern. Dies ist unter anderem durch eine Parallelisierung mittels *Message Passing Interfaces* (MPI, siehe Gropp et al. [1999] und Kapitel 6.1) ermöglicht worden.

#### 4.3.1. Kinematische Betrachtungsweisen

Die Beschreibung der Kinematik eines Mediums erfolgt über einen klassischen kontinuumsmechanischen Ansatz unter Verwendung finiter Differenzen [siehe z. B. Thomée, 2001; Dow et al., 1990]. Dabei werden zunächst die Erhaltungsgleichungen für Masse (Gl. 4.1), Impuls (Gl. 4.2) und Energie (Gl. 4.3) gelöst. Hierzu gibt es zwei verschiedene kinematische Ansätze: Die raumfixierte *Eulersche Betrachtungsweise* und die materialbezogene *Lagrange'sche Betrachtungsweise*. Die entsprechenden Formulierungen der Erhaltungsgleichungen sind:

$$\begin{array}{cc} \textit{Lagrange} & \textit{Euler} \\ \frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0 \end{array} \quad (4.1)$$

$$\frac{Dv_i}{Dt} = f_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j} \quad \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = f_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ji}}{\partial x_j} \quad (4.2)$$

$$\frac{De}{Dt} = f_i v_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij} v_i) \quad \frac{\partial e}{\partial t} + v_i \frac{\partial e}{\partial x_i} = f_i v_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j}(\sigma_{ij} v_i) \quad (4.3)$$

Hierbei wurde die Summen-Konvention verwendet<sup>2</sup>. Ferner beschreibt  $v_i$  die Geschwindigkeit,  $\rho$  die Dichte des Materials,  $e$  die spezifische Energie,  $\sigma_{ij}$  den Spannungstensor und  $f_i$  die auf eine Einheitsmasse wirkenden Körperkräfte.

<sup>2</sup>Die *Einsteinsche Summen-Konvention* [Einstein, 1916] besagt, dass über doppelt auftretende Indizes innerhalb eines Produkts summiert wird.

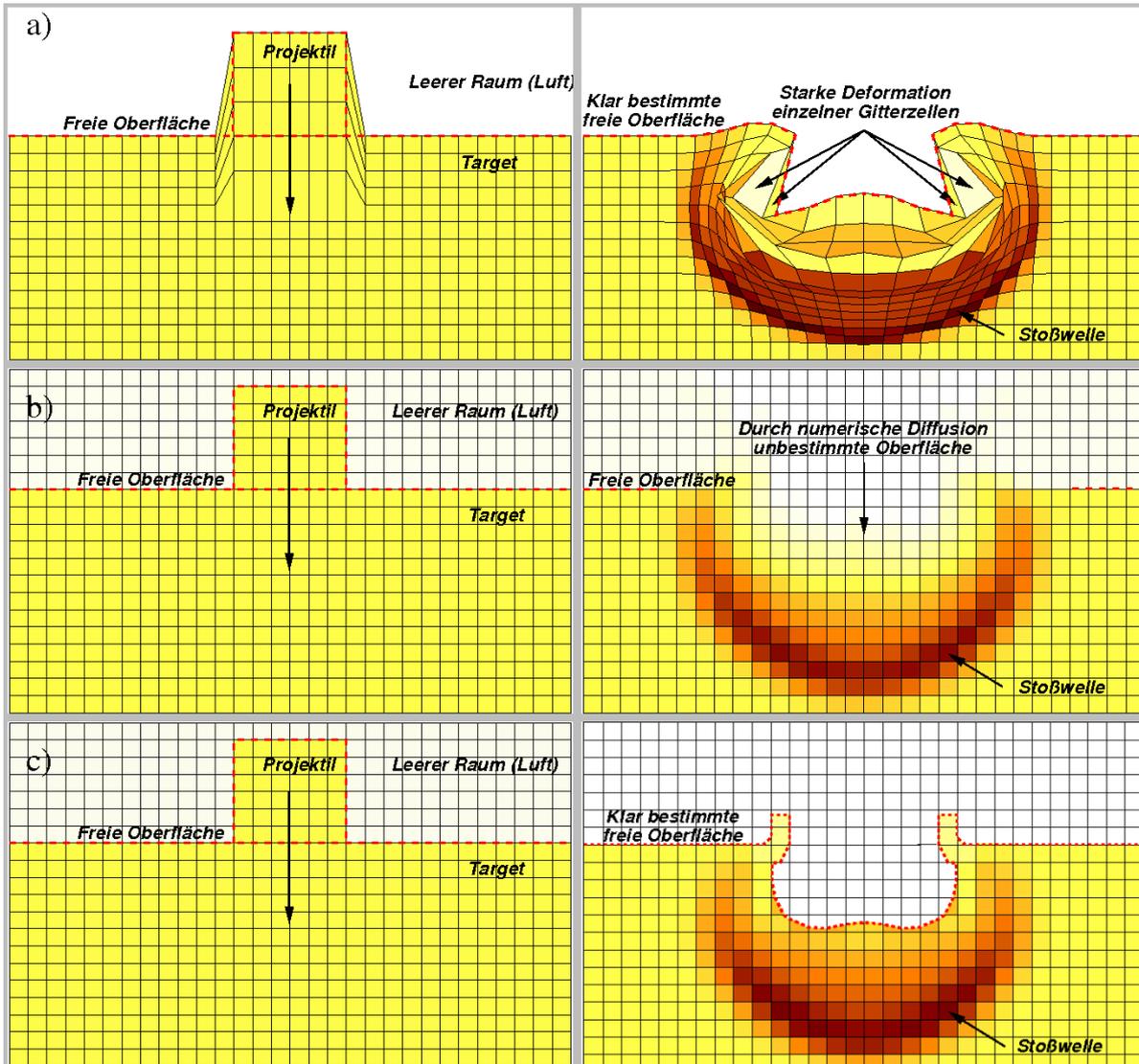
Außerdem beschreibt

$$\frac{D}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x_i} \quad (4.4)$$

die substantiellen Ableitungen in der Lagrange-Form.

Die spezifische Energie  $e$  ergibt sich aus der Summe der kinetischen Energie und der spezifischen internen Energie:

$$e = \frac{1}{2} v_i^2 + E \quad (4.5)$$



**Abbildung 4.1.** – Kinematische Betrachtungsweisen: a) Lagrange, b) Euler sowie c) Euler mit Grenzflächen-Rekonstruktion. Die linke Abbildung zeigt den initialen Zustand, rechts ist ein späterer Zeitpunkt skizziert. *Abbildung modifiziert nach Wünnemann [2001].*

In der *Eulerschen Betrachtung* (Abb. 4.1b) bleibt das Gitter raumfest und es findet ein Massentransport durch die Zellen statt. Bei der *Lagrange'schen Betrachtung* (Abb. 4.1a) ist dies nicht der Fall. Hier sind die Eckpunkte der Zelle an ein Partikel oder ein Materialvolumen gekoppelt. Der Materialfluss findet durch die Verzerrung der Zellen statt; einen Massentransport zwischen zwei Zellen gibt

es nicht. Einmal definierte Materialgrenzen können sich zwar in Form und Ausdehnung ändern, bleiben aber erhalten. Ein weiterer wesentlicher Vorteil dieser Sichtweise ist, dass die Lagrange'sche Darstellung der Erhaltungsgleichungen weniger partielle Ableitungen enthält (siehe Gl. 4.1ff.). Somit müssen weniger Finite-Differenzen-Näherungen verwendet werden, wodurch numerische Ungenauigkeiten reduziert werden. Allerdings können starke Scherungen zu einer extremen Deformation des Gitters führen. Zwei weit voneinander entfernte Knotenpunkte, führen zu einer ungenauen Approximation durch Finite-Differenzen-Verfahren. Zwei dicht beieinander liegende Knotenpunkte hingegen resultieren in kleineren Rechenschritten, da das Zeitinkrement  $\Delta t$  an die kleinste vorkommende Ausdehnung der Zellen gekoppelt ist. Die verwendete *Courant-Friedrichs-Levy* Stabilitätsbedingung besagt, dass Bewegungen innerhalb eines Zeitschrittes nicht weiter als eine Zelle propagieren dürfen [Press et al., 1992]:

$$\frac{C \cdot C_{wave} \cdot \Delta t}{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)} \leq 1. \quad (4.6)$$

Die *Courant-Zahl*  $C$  ist eine Konstante, deren Wert von den zu lösenden Gleichungen abhängt (hier:  $C = 0.2$ ).  $C_{wave}$  beschreibt die Wellengeschwindigkeit in der zugehörigen Zelle der Maße  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ .

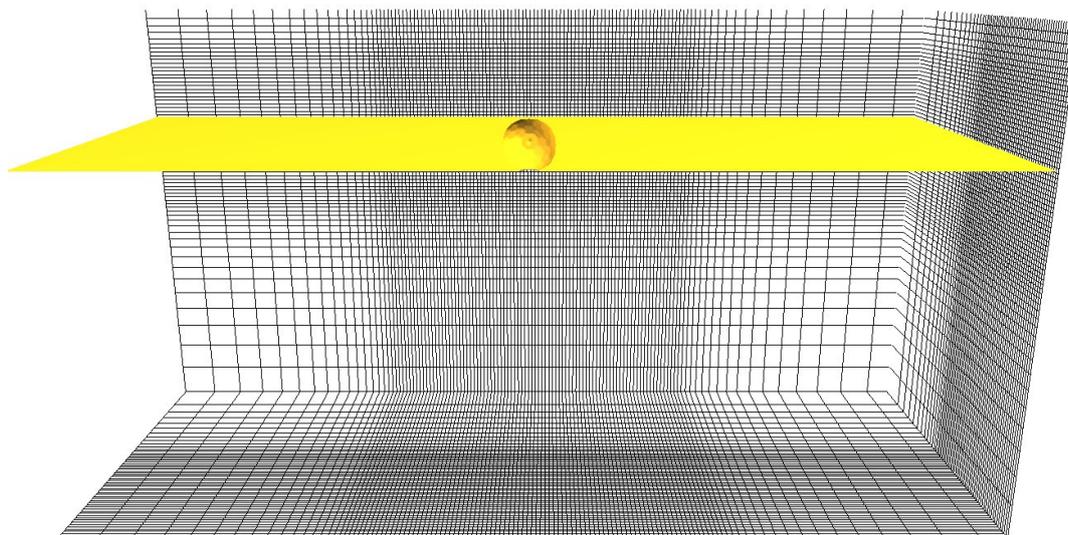
Die kompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen können in *iSALE-3D* mit einem *Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE)* Verfahren [Harlow und Amsden, 1971; Hirt et al., 1974] gelöst werden. Das *ALE*-Verfahren erlaubt sowohl eine Eulersche als auch eine Lagrange'sche Betrachtung des Materialflusses. Zudem ist auch eine Mischform möglich, bei der die Knotenpunkte einer Zelle proportional zur vorherrschenden Geschwindigkeit bewegt werden, jedoch stets langsamer als der eigentliche Materialfluss. Aufgrund der hohen Einschlaggeschwindigkeiten von Meteoriten (>12 km/s) auf den meisten planetaren Oberflächen und dem damit verbundenen Aufschmelzen oder der Vaporisierung von Material wird die Berechnung von Meteoriteneinschlägen momentan ausschließlich im Euler-Modus durchgeführt. Der Lösungsansatz besteht aus zwei Schritten: Zunächst werden die Lagrange'schen Bewegungsgleichungen gelöst, um die neuen Geschwindigkeiten an den Gitterpunkten zu erhalten. Unter Verwendung dieser Geschwindigkeiten wird anschließend der Materialtransport durch die Seiten der Zelle im Euler-Gitter berechnet [Amsden et al., 1980]. Dabei ist eine möglichst exakte Rekonstruktion von Materialgrenzen und freien Oberflächen von zentraler Bedeutung (Abbildung 4.1c), wie in Kapitel 5 noch gesondert erläutert wird.

Zum Lösen dieser Erhaltungsgleichungen wird ein explizites Zeitschrittverfahren verwendet. Die räumliche Diskretisierung geschieht mittels *finiten Differenzen* [siehe z. B. Dow et al., 1990; Ahmed et al., 2005; Thomée, 2001; Tonelli

und Petti, 2009] und *finiter Volumen* [siehe z. B. Brezzi et al., 2006; Thomée, 2001; Reichenberger et al., 2006; Tonelli und Petti, 2009] auf einem dreidimensionalen kartesischen Gitter. Die unterschiedlichen Größen werden dabei in einem „versetzten Gitter“ (meist als *staggered grid* bekannt) angeordnet, in dem lediglich tensorielle und vektorielle Größen an den Knotenpunkten definiert werden, alle übrigen Größen jedoch im Zentrum einer Zelle angeordnet sind.

### 4.3.2. Rechengitter und Randbedingungen

Das zugrunde liegende Rechengitter ist kartesisch. Es besteht aus einer hochauflösten Zone, umgeben von einem Bereich, in dem die Zellen kontinuierlich vergrößert werden (*extension zone*; siehe Abb. 4.2). Dadurch können Störeffekte, z. B. durch Reflexionen der Stoßwellen an den Grenzen des Rechengitters, verringert werden.



**Abbildung 4.2.** – Das Rechengitter von *iSALE-3D* besteht aus einer hochauflösten Zone, die von einem Bereich umgeben ist, in dem die Zellen sukzessive vergrößert werden (*extension zone*), um mögliche Reflexionen der Stoßwelle am Rand des Rechengitters abzuschwächen.

Randbedingungen für die sechs Seitenflächen des Rechenbereichs können *no-slip* (keine Geschwindigkeit am Rand), *free-slip* (keine Bewegung senkrecht zur Randfläche) oder *continuous outflow* (ungehinderter Massenfluss durch den Randbereich) sein. Zur Reduktion der Reflexion von Stoßwellen am Rechenrand sind zudem absorbierende Randbedingungen implementiert. Bei diesem Ansatz, der in seiner Grundidee dem als *Perfectly Matched Layers (PML)* bekannten Verfahren ähnelt [siehe z. B. Berenger, 1994; Chew und Weedon, 1994; Appelö und Hagstrom, 2009], werden zusätzliche Zellen im Randbereich eingeführt, deren Materialeigenschaften zu einer Dämpfung der Stoßwelle führen. Reflexionsfreie Randbedingungen für plastische Wellen existieren bis heute nicht.

### 4.3.3. Thermodynamische Beschreibung der Materialrheologie – Zustandsgleichungen

Das Verhalten eines Materials wird durch *konstitutive Gleichungen* beschrieben. Diese lassen sich unterteilen in *Zustandsgleichungen* und *Festigkeitsmodelle* [Pierazzo et al., 2008].

**Zustandsgleichungen** beschreiben den Zusammenhang zwischen Druck, Dichte, innerer Energie sowie oft auch Temperatur und Entropie. Durch sie können die thermodynamischen Zustände eines Materials, wie z. B. seine Kompressibilität oder die Geschwindigkeit von Schall- und Stoßwellen ermittelt werden. Viele Zustandsgleichungen enthalten zudem Informationen über Festkörperphasenübergänge sowie Schmelz- oder Verdampfungsprozesse. Es folgt nun eine kurze Beschreibung der in *iSALE-3D* implementierten Zustandsgleichungen.

#### Gasgleichung

Eine der einfachsten Zustandsgleichungen ist die eines perfekten Gases:

$$P = (\gamma - 1)\rho E \quad (4.7)$$

Dabei entspricht  $P$  dem Druck,  $E$  der inneren Energie,  $\rho$  der Dichte des Gases und  $\gamma$  der Gaskonstante.

#### Mie-Grüneisen-Gleichung

Festkörper und Fluide zeigen allerdings ein viel komplexeres Verhalten, aufgrund der starken Wechselwirkung zwischen Atomen oder Molekülen. Eine der einfachsten Zustandsgleichungen für Festkörper ist die *Mie-Grüneisen-Gleichung* [Poirier, 1991; Arienti et al., 2004]. Hier werden Druck und innere Energie in einen thermischen und einen nicht-thermischen Anteil zerlegt. Die thermische Komponente entspricht in etwa der eines perfekten Gases

$$P_T = \Gamma \rho E_T. \quad (4.8)$$

Der Grüneisen-Parameter  $\Gamma(\rho)$  beschreibt dabei den Druck für eine vorgegebene innere Energie pro Einheitsvolumen [Stacey, 1977]. Der nicht-thermische Anteil hingegen wird durch einen *Referenzzustand* – oft als *kalte Komponente* (engl.: *cold component*) bezeichnet – definiert:  $P_C$  und  $E_C$  ( $P_C = \Gamma \rho (E - E_C)$ ):

$$P = P_T + \Gamma \rho (E - E_C) \quad (4.9)$$

## Tillotson-Zustandsgleichung

Eine weitere Zustandsgleichung, die *Tillotson-Zustandsgleichung*, wurde speziell zur Berechnung der Ausbreitung von Stoßwellen entwickelt [Tillotson, 1962]. Sie basiert auf der *Mie-Grüneisen-Gleichung* [Poirier, 1991] für Drücke < 1000 GPa und der *Thomas-Fermi-Gleichung* für Elektronengase [siehe z. B. Melosh, 1989]. Es wird zwischen einer komprimierten und einer expandierenden Phase unterschieden. Für den Druck ergibt sich in der komprimierten Phase

$$P = \left( a + \frac{b}{\frac{E}{E_0 \eta^2} + 1} \right) \rho E + A\mu + B\mu^2 \quad (4.10)$$

und in der expandierenden Phase

$$P = a\rho E + \left( \frac{b\rho E}{\frac{E}{E_0 \eta^2} + 1} + A\mu e^{-\beta(\rho_0\rho-1)^2} \right) \cdot e^{-\alpha\left(\frac{\rho_0}{\rho-1}\right)^2} \quad (4.11)$$

Dabei ist  $\eta = \frac{\rho}{\rho_0}$  und  $\mu = \eta - 1$ . Die Parameter  $A, B, a, b, \alpha, \beta$  und  $E_0$  sind materialabhängige Größen [siehe Melosh, 1989]. Für den Übergang von komprimierter zu expandierender Phase erfolgt eine Interpolation. Da die Gleichung keine Informationen bezüglich der Temperatur oder Entropie beinhaltet, kann sie nicht zur Modellierung von Schmelzbildung oder Verdampfung verwendet werden. Es existieren zwar Ansätze, über die eine Schmelzproduktion modelliert werden kann (z. B. durch Division der inneren Energie durch eine Konstante, der sog. Schmelzenergie); diese liefern jedoch keine verlässlichen Aussagen, zumal latente Wärme in der Tillotson-Gleichung nicht berücksichtigt wird.

## Analytical Equation of State - ANEOS

Eine komplexere Zustandsgleichung, in der die oben beschriebenen Punkte Berücksichtigung finden, ist *ANEOS*. *ANEOS* steht für *Analytical Equation of State* [Thompson und Lauson, 1972; Thompson, 1990]. Druck, Temperatur und Dichte werden hier über das Helmholtz-Potential (freie Energie) berechnet und sind somit thermodynamisch konsistent. Im Gegensatz zur *Tillotson-Zustandsgleichung* kann *ANEOS* einen Phasenübergang (fest  $\leftrightarrow$  fest oder fest  $\leftrightarrow$  flüssig, d. h. Schmelzen oder Erstarren) berücksichtigen, ist aber auch deutlich rechenintensiver, da eine Inversion der Beziehung zwischen innerer Energie, Dichte und Temperatur erforderlich ist [de Niem, 2006]. Zudem wird geschmolzenes oder verdampft Material gesondert behandelt. Mehr als ein Phasenübergang kann mit ANEOS jedoch momentan nicht berechnet werden.

#### 4.3.4. Gesteinsmechanische Beschreibung der Materialrheologie – Festigkeitsmodelle

Auf ein Material können räumlich verteilte Volumenkräfte, bzw. an seiner Oberfläche verteilte Flächen- oder Einzellasten, einwirken [Hartmann, 2009]. Die dadurch im Inneren des Körpers hervorgerufenen Spannungen und ihre Auswirkungen können durch **Festigkeitsmodelle** beschrieben werden.

##### Elastischer Festkörper

Das einfachste Modell entspricht dem eines elastischen Festkörpers und wird durch das Hooke'sche Gesetz beschrieben:

$$\sigma = E\epsilon \quad (4.12)$$

Demnach ist die Spannung  $\sigma$  eines Materials linear proportional zu seiner Dehnung  $\epsilon$ . Die materialabhängige Konstante  $E$  ist das Elastizitätsmodul.

##### Elastisch-Plastischer Festkörper

Ein komplizierterer Zusammenhang besteht für ein *elastisch-plastisches* Materialverhalten. Dabei zeigt der Körper zunächst ein linear elastisches Verhalten, bis eine Grenzspannung (oft als Fließgrenze, engl. *yield stress*) erreicht wird. Danach erfolgt keine weitere Änderung der Spannung. Dieses Modell stellt allerdings eine starke Vereinfachung des Verhaltens geologischer Materialien dar. Mangels komplexerer Festigkeitsmodelle fand es ursprünglich Anwendung in der Modellierung der Frühphase eines Einschlagereignisses. Heutzutage existieren viele realistischere Festigkeitsmodelle, die meist auf den Erkenntnissen von Laborexperimenten [Lundborg, 1968] basieren. So konnten neben einem einfachen *Drucker-Prager* (bzw. Mohr-Coulomb) Kriterium [Drucker und Prager, 1952], welches für granulare Materialien geeignet ist, unter anderem komplexe Modelle für Gestein [Ivanov et al., 1997; Collins et al., 2004] implementiert werden. Auch ein *Johnson-Cook*-Modell [Johnson und Cook, 1983], welches z. B. für Metalle [Davison et al., 2011] oder Keramiken [Chen, 1995; Satapathy, 2001] Anwendung findet, ist in *iSALE-3D* enthalten. Von einer ausführlichen Beschreibung der einzelnen Modelle wird hier abgesehen und stattdessen auf die o. a. Publikationen verwiesen. Eine gute Übersicht über Festigkeitsmodelle in Hydrocodes findet sich zudem in Holsapple [2009].

### 4.3.5. Abschließende Bemerkung

Eine detaillierte Beschreibung sämtlicher Material- oder Rheologiemodelle, Zustandsgleichungen und der generellen Funktionsweise des Programms würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Daher sei hier nur auf die in den entsprechenden Abschnitten angegebene Literatur verwiesen. Ausführliche Informationen zum numerischen Lösungsansatz der kompressiblen Navier-Stokes-Gleichung, insbesondere dessen Diskretisierung, finden sich im Benutzerhandbuch des ursprünglichen *SALE3D* Programms [Amsden und Ruppel, 1981]. Nähere Erläuterungen zum aktuellen Funktionsumfang von *iSALE-3D* und neueren Entwicklungen finden sich vor allem unter <http://www.isale-code.de> sowie in Elbeshausen et al. [2009]; Elbeshausen und Wünnemann [2011a, 2008a,b]; Elbeshausen et al. [2007, 2008].

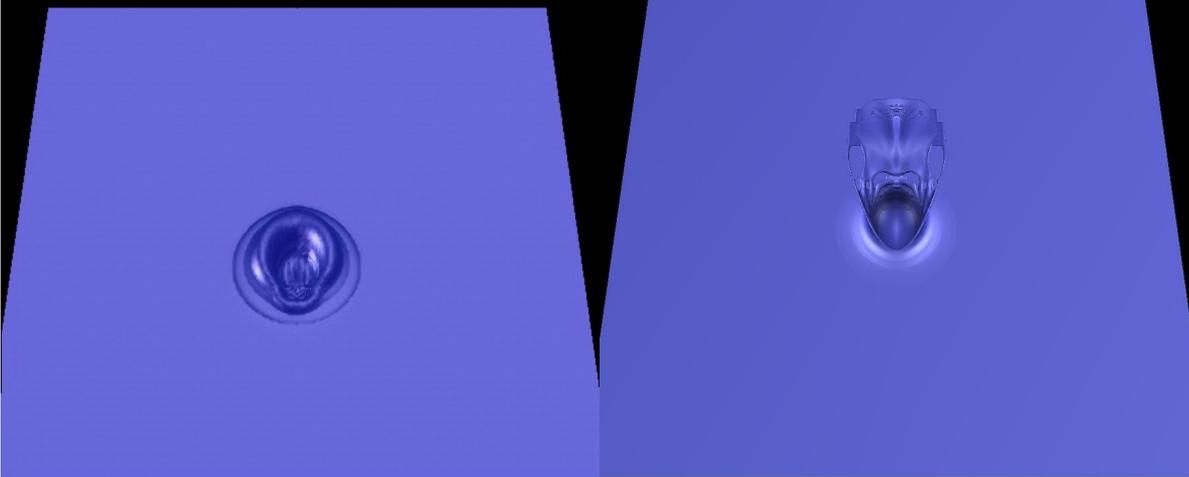
## Adaptive Grenzflächenrekonstruktion

Wie bereits in Kapitel 4.3 erwähnt, existieren verschiedene Ansätze zur kinematischen Behandlung dynamischer Prozesse: Eine *Eulersche* und eine *Lagrange'sche* Betrachtung des Materialflusses sowie eine als *Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE)* bekannte Mischform.

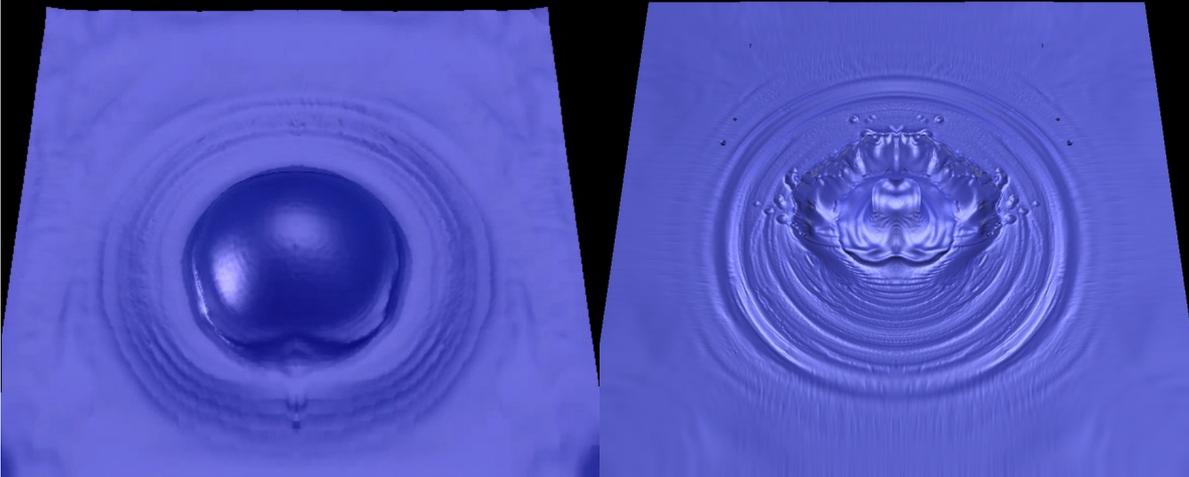
In einer **Lagrange'schen Betrachtungsweise** erfolgt die Bewegung des Materials durch die Verformung der Gitterzellen entsprechend der Geschwindigkeiten, die auf die einzelnen Knotenpunkte (Eckpunkte einer Zelle) wirken (siehe Abb. 4.1a auf S. 42). Es findet somit kein Materialfluss durch die Zellwände statt. Grenzflächen innerhalb einer Gitterzelle entstehen somit nicht, da diese mit den Zellgrenzen übereinstimmen. Wie bereits in Kapitel 4.3.1 erwähnt wurde, findet der Materialfluss indirekt durch eine Verzerrung der Zellgeometrie statt. Eine starke Deformation des Gitters reduziert die Genauigkeit der Diskretisierung. So werden Finite-Differenzen-Verfahren sehr ungenau, wenn zwei Knotenpunkte weit voneinander entfernt sind. Sind zwei Knotenpunkte sehr dicht beieinander, werden kleinere Rechenschritte erforderlich, da das Zeitinkrement durch die kleinste vorkommende Ausdehnung der Zellen gekoppelt ist (*Courant-Friedrichs-Levy* Stabilitätsbedingung, siehe Gl. 4.6).

In der **Eulerschen Betrachtung** hingegen bleibt das Gitter raumfest und das Material bewegt sich durch die Zellwände (siehe Abb. 4.1b und c auf S. 42). Dies geschieht nicht automatisch. Die Stärke und Richtung des Materialflusses muss zunächst aus dem Geschwindigkeitsfeld berechnet werden, um anschließend die Eigenschaften des aus- oder einfließenden Materials (z. B. Masse oder Volumen, Dichte, Energie, aber auch die Komponenten des Spannungstensors) bestimmen und advektieren zu können [siehe dazu z. B. Benson, 2002]. Im Gegensatz zu dem Lagrange'schen Ansatz ist es mit der Eulerschen Betrachtungsweise möglich, selbst große und schnelle Deformationen des Materials zu berechnen. Voraussetzung dafür ist allerdings eine möglichst präzise Bestimmung der zellinternen Materialgrenze (siehe Abb. 4.1c auf S. 42). Ohne diesen Schritt käme es zu einer ungenauen Verteilung des Materials und dessen Eigenschaften (*numerische Diffusion*, siehe dazu Abbildung 5.1). Dies äußert sich vor allem in einem "Verschmieren" der Materialgrenzen (siehe Abb. 4.1b auf S. 42), insbesondere der freien Oberfläche wie z. B. des Kraterrandes.

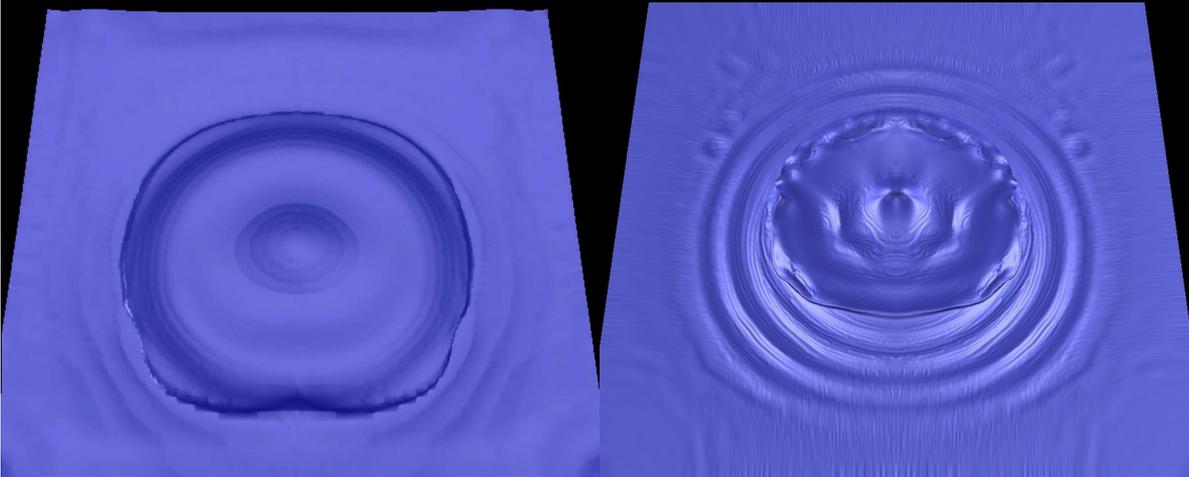
it = 01764, time = 1.100117



it = 72701, time = 58.300152



it = 78219, time = 77.220657



**Abbildung 5.1.** – Ozeanischer Meteoriteneinschlag, berechnet ohne (links) und mit (rechts) Berücksichtigung der zellinternen Materialgrenzen. Ohne Rekonstruktion der Materialgrenzen (oder freien Oberflächen) kommt es bei *Euler*-Berechnungen zu numerischer Diffusion, was sich in einem Verschmieren der Oberfläche äußert.

Die exakte Position und Form dieser Materialgrenze ist jedoch in der Regel nicht bekannt. Aus dem Volumenanteil, den ein Material in einer Zelle und dessen Nachbarn einnimmt, muss daher die Materialgrenze bestmöglich angenähert werden. Da die Form einer solchen Grenze oft sehr komplex sein kann, sind vereinfachte Geometrien und weitere Approximationen erforderlich. Im Folgenden wird der Terminus “*Grenzfläche*” verwendet; es soll aber an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass damit auch komplexere Strukturen, wie z. B. gekrümmte Flächen oder Hyperflächen, gemeint sind.

Zur Bestimmung einer Grenzfläche existieren unterschiedliche Methoden. Diese können im Wesentlichen in drei Gruppen von Verfahren zusammengefasst werden:

1. Lagrange’sche Partikelverfahren (engl. *Lagrangian particle methods*) [siehe z. B. Popinet und Zaleski, 1999]
2. *Level-Set* Verfahren [z. B. Sethian, 1996; Zhao et al., 2001]
3. *Volume-of-Fluid* Verfahren [z. B. Benson, 2002; Hirt und Nichols, 1981; Gueyffier et al., 1999]

Im ***Lagrange’schen Partikelverfahren*** [z. B. Popinet und Zaleski, 1999] werden die Grenzflächen durch sogenannte *Tracer* repräsentiert. Diese sind masselose Partikel, die nicht mit dem Materialfluss in Wechselwirkung stehen. Durch eine Bewegung dieser Partikel entsprechend der (interpolierten) Geschwindigkeit des Materials kann die Bewegung (und damit auch die Position) der Grenzfläche verfolgt werden. Aufgrund des hohen Rechenaufwands sowie einer geringeren Genauigkeit werden diese Verfahren nur noch selten zur Ermittlung von Grenzflächen verwendet [Benson, 2002]. Für eine genauere Beschreibung des Verfahrens sowie dessen Güte sei z. B. auf Hieber und Koumoutsakos [2005]; Rabczuk et al. [2004] oder Bung et al. [1994] verwiesen.

Die in den ***Level-Set-Verfahren*** [siehe z. B. Sethian, 1996; Zhao et al., 2001] verwendeten Algorithmen ähneln denen, die in der Computergraphik (z. B. zur Ermittlung einer Isofläche) zum Einsatz kommen. Hier seien exemplarisch das *Marching Cubes*-Verfahren [siehe Lorensen und Cline, 1987, oder auch Kapitel 5.2] oder der *Marching Tetrahedra*-Algorithmus [z. B. Treece et al., 1998] erwähnt. Probleme der Verletzung der Massenerhaltung (insbesondere auf lokaler Ebene) existieren bei diesem Ansatz bis heute, obwohl gerade in jüngster Zeit einige vielversprechende Verbesserungen vorgestellt wurden [z. B. Yang et al., 2006; Wu und Sullivan, 2003].

Zur Rekonstruktion von Materialgrenzen wird in modernen Hydrocodes am häufigsten auf die **Volume-of-Fluid** (kurz *VOF*) Verfahren [siehe z. B. Benson, 2002; Hirt und Nichols, 1981; Gueyffier et al., 1999] zurückgegriffen, da diese die Massenerhaltung nicht verletzen. Im Gegensatz zu den anderen Methoden sind *VOF*-Algorithmen nicht entwickelt worden, um die Grenzfläche und deren zeitliche Entwicklung zu verfolgen (in der Fachliteratur als *interface tracking* bezeichnet); hier geht es darum, die Volumenanteile jedes Materials während des Advektionsschrittes zu erhalten. Die Volumenanteile in einer Zelle und ihren unmittelbaren Nachbarn können zudem verwendet werden, um die Materialgrenze zu bestimmen. Aus diesen Gründen werden in *iSALE-3D* fast ausschließlich *VOF*-Verfahren zur Rekonstruktion der Grenzflächen verwendet. Die Bezeichnung *interface tracking*, die in einigen Publikationen für dieses Verfahren verwendet wird, ist irreführend, da hier die Volumenanteile zeitlich verfolgt werden und die Grenzfläche für jeden Zeitschritt aus den Volumenanteilen neu konstruiert wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher von der *Rekonstruktion von Grenzflächen* (engl. *interface reconstruction*) gesprochen.

Zur Rekonstruktion von Materialgrenzen mittels *VOF*-Techniken existieren unterschiedliche Verfahren, deren Funktionsweisen im nachfolgenden Kapitel kurz vorgestellt werden. Daran anschließend (Kap. 5.1.6) erfolgt eine Überprüfung und Bewertung der Verfahren hinsichtlich Genauigkeit und Effizienz (Rechengeschwindigkeit). Die Rekonstruktion von Materialgrenzen kann, je nach verwendetem Algorithmus, sehr rechenintensiv sein. Komplexe Grenzflächenstrukturen, wie z. B. stark gekrümmte Materialgrenzen, erfordern anspruchsvollere und genauere Rekonstruktionsverfahren. Dies ist der Fall für Rechnungen mit niedriger Auflösung oder Simulationen von Materialbewegung in einem inhomogenen Strömungsfeld. Beide Fälle führen zu Zellen mit stark gekrümmten Materialgrenzen, durch die genauere und somit rechenintensivere Algorithmen erforderlich werden. Andererseits existieren meist auch Bereiche, in denen kein oder nur geringer Materialfluss stattfindet. Hier könnten die Grenzflächen mit einfacheren und weniger zeitaufwändigen Algorithmen rekonstruiert werden, ohne die Genauigkeit zu beeinträchtigen. Aus diesem Grund wurde ein adaptiver Ansatz entwickelt, bei dem für jede Zelle individuell das am besten geeignete Verfahren zur Rekonstruktion der Grenzfläche ausgewählt wird. Dieser Ansatz erlaubt zudem eine komfortable und schnelle Entscheidung, ob bei den Berechnungen mehr Wert auf Rechengeschwindigkeit oder Rechengenauigkeit gelegt werden soll, oder ob ein Kompromiss aus beidem getroffen werden soll.

Nach der Vorstellung und Bewertung der unterschiedlichen *VOF*-Verfahren (Kap. 5.1) wird in Kapitel 5.2 die Idee und Umsetzung des adaptiven Verfahrens erläutert. Kapitel 5.3 befasst sich mit Studien zur Genauigkeit und der Effizienz des adaptiven Verfahrens. Abschließend erfolgt in Kapitel 5.4 eine kurze Zusammenfassung dieser Studie und ein Ausblick auf mögliche weiterführende Entwicklungen.

## 5.1. Volume-of-Fluid Verfahren zur Rekonstruktion von Grenzflächen

Obwohl auch andere Verfahren prinzipiell möglich sind (einen guten Überblick liefert z. B. Kucharik et al. [2010]), werden in *iSALE-3D* ausschließlich *VOF*-Techniken und verwandte Methoden verwendet, da diese volumenkonservativ sind und somit die Massenerhaltung nicht verletzen. Die meisten dieser Verfahren weisen eine Genauigkeit 1. Ordnung auf, so dass zur Berechnung lediglich Informationen aus der unmittelbaren Umgebung der zu betrachtenden Zelle benötigt werden. Damit eignen sich diese Algorithmen sehr gut zur Verwendung in parallelen Simulationsprogrammen, insbesondere solchen, die eine Gebietszerlegung (engl.: “*domain decomposition*”) vornehmen.

### 5.1.1. Geometrische Grundlagen

Die Grenzfläche zwischen zwei Materialien<sup>1</sup> oder Körpern kann beliebig komplex sein. In einem ausreichend kleinen Gebiet kann diese durch eine Ebene hinreichend gut angenähert werden (siehe Abb. 5.2). Mathematisch kann eine Ebene durch den Normalenvektor  $\vec{n}$ , der die Orientierung der Ebene angibt, sowie den kleinstmöglichen Abstand  $\alpha$  vom Koordinatenursprung beschrieben werden:

$$\vec{n} \cdot \vec{x} = \alpha \quad (5.1)$$

Seien  $n_i$  die Komponenten des Normalenvektors und  $x_i$  die Koordinaten eines Punktes  $x$  der Ebene, so ergibt sich für den dreidimensionalen Fall

$$n_1x_1 + n_2x_2 + n_3x_3 = \alpha \quad (5.2)$$

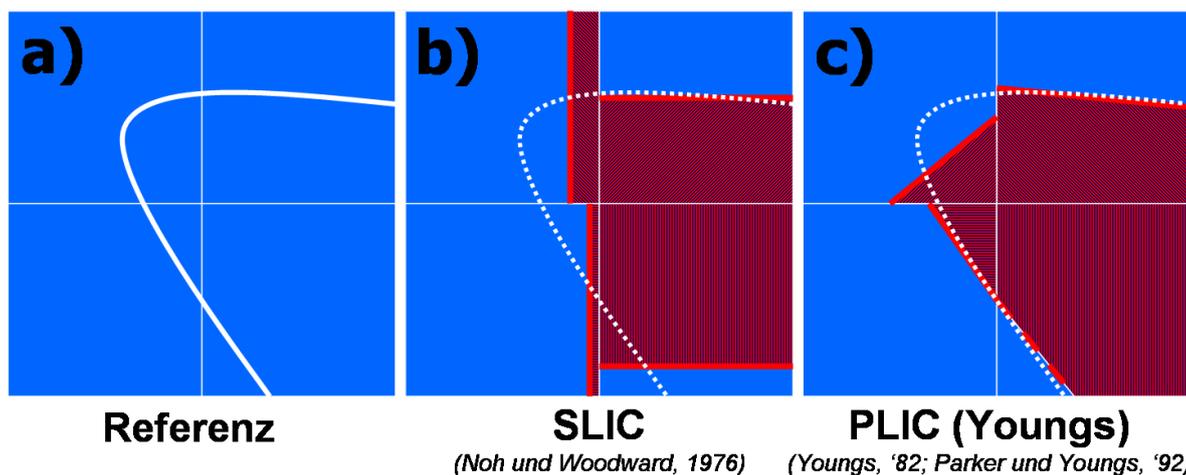
---

<sup>1</sup>Anm.: Zur Vereinfachung der Beschreibung wird in diesem Kapitel auch Vakuum als Material bezeichnet. Somit ist auch die *freie Oberfläche* eingeschlossen, also die Grenzfläche zwischen einem Material und Vakuum.

Die Rekonstruktion von Grenzflächen erfordert somit zwei wichtige Schritte: (i) Die Ermittlung der Orientierung der Materialgrenze (d. h. die Bestimmung des Normalenvektors) und (ii) die Berechnung der Position der Grenzfläche (hier beschrieben durch den Ebenenparameter  $\alpha$ ).

### 5.1.2. Simple Line Interface Calculation (SLIC)

1976 präsentierten Noh und Woodward den sogenannten *Simple Line Interface Calculation (SLIC)* Algorithmus zur Rekonstruktion von Grenzflächen in zwei Dimensionen [Noh und Woodward, 1976]. Hierbei wird die Grenzfläche durch eine gerade Linie angenähert, die parallel zu einer der Koordinatenachsen verläuft (siehe Abb. 5.2b). Später wurde dieses Verfahren dann auf drei Dimensionen erweitert und die Grenzfläche durch eine Ebene approximiert, die parallel zu der X-Y, Y-Z oder X-Z Ebene orientiert ist. *SLIC*-Verfahren werden oft in sogenannten *direction-split* Ansätzen implementiert, bei denen die Rekonstruktion für jede Richtung separat durchgeführt wird. Mit diesem Ansatz wird die Berechnung der Grenzfläche auf ein eindimensionales Problem reduziert. Dies erleichtert den Rekonstruktionsprozess, da lediglich die Volumenanteile der benachbarten Zelle in Rekonstruktionsrichtung berücksichtigt werden müssen. Findet allerdings ein Massentransport zwischen zwei Zellen statt, die sich lediglich eine Ecke oder Kante teilen, so kommt es mit diesem Verfahren zu numerischer Diffusion [Benson, 2002]. Aus diesem Grund wurde bei der Code-Entwicklung von dieser Vereinfachung abgesehen.



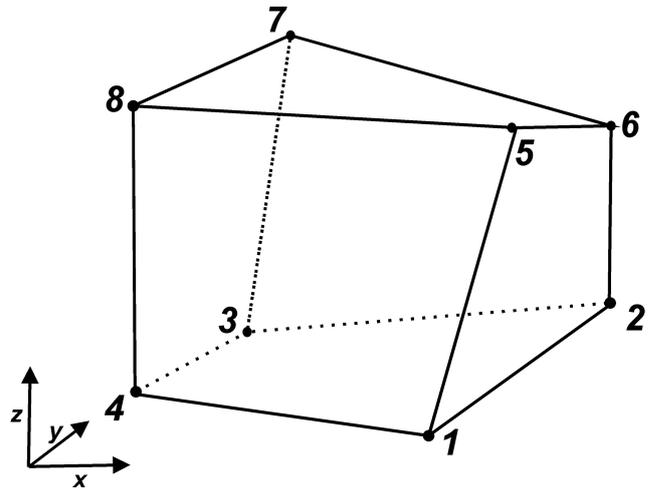
**Abbildung 5.2.** – Volume-of-Fluid-Verfahren zur Rekonstruktion von Materialgrenzen. Die Materialgrenze (weiße Linie) wird durch das *Simple Line Interface Calculation (SLIC)* Verfahren sowie mit dem *Piecewise Linear Interface Calculation (PLIC)* Ansatz mit der Normalenberechnung nach Youngs [1982] rekonstruiert. Die angenäherte Materialverteilung ist durch die roten Flächen gekennzeichnet.

### 5.1.3. Piecewise Linear Interface Calculation (PLIC)

#### - Youngs Methode

Der Algorithmus von Youngs [1982] und Parker und Youngs [1992] nähert die Materialgrenze durch eine einfache Ebene entsprechend Gleichung 5.1 an. Im Gegensatz zu der vorangegangenen Methode ist die Orientierung der Ebene hier beliebig und nicht an eine der Koordinatenachsen gebunden (siehe Abb. 5.2c).

Die Rekonstruktion beginnt mit einer Abschätzung für die Flächennormale. Dazu werden an jedem der acht Eckpunkte der Zelle die Volumenanteile der benachbarten Zellen gemittelt (hier als  $c_i$  bezeichnet). Der daraus berechnete Gradient definiert die Orientierung der Ebene. Entsprechend der Notation von Abbildung 5.3 ergibt sich in einer Zelle mit den Kantenlängen  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  für die Komponenten des Normalenvektors:



**Abbildung 5.3.** – Nummerierung der Knotenpunkte (“vertices”) einer Gitterzelle in *iSALE-3D* [Abbildung modifiziert nach Amsden und Ruppel, 1981].

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{c_4 - c_1 + c_3 - c_2 + c_8 - c_5 + c_7 - c_6}{4\Delta x} \\ \frac{c_4 - c_3 + c_1 - c_2 + c_8 - c_7 + c_5 - c_6}{4\Delta y} \\ \frac{c_4 - c_8 + c_3 - c_7 + c_2 - c_6 + c_1 - c_5}{4\Delta z} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Im zweiten Schritt erfolgt die Bestimmung des Ebenenparameters  $\alpha$ , der den kleinstmöglichen Abstand der Ebene vom Koordinatenursprung definiert. Zur einfacheren Betrachtung und Behandlung des Problems wird das Volumen der Zelle auf 1 normiert. Somit summieren sich alle Volumenanteile einer Zelle, im Folgenden als  $V_f$  bezeichnet, ebenfalls zu 1. Des Weiteren wird angenommen, dass auch der Normalenvektor normiert ist (damit ist  $\alpha_{max} = \sum_{i=1}^3 n_i = 1$ ) und dass  $n_1 \leq n_2 \leq n_3$ . Dies ist legitim, da die unten aufgeführte Gleichung 5.4 invariant ist bezüglich der Vertauschung von Indizes. Die korrekte Position der Schnittfläche ist gefunden, wenn das Volumen  $V$ , das durch den Schnitt der Ebene mit der Zelle entsteht, mit dem Volumenanteil  $V_0$  des Materials in der Zelle selbst übereinstimmt.

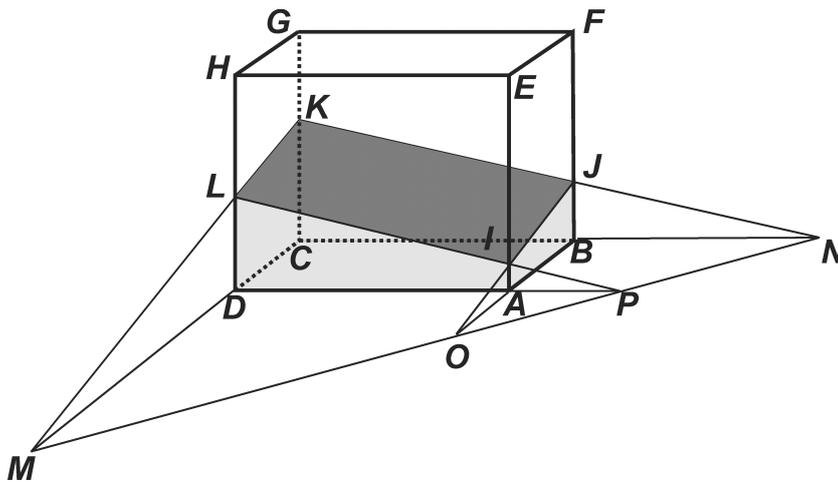
Dieses Schnittvolumen entspricht dem Volumen eines Parallelepipeds (in Abb. 5.4 durch die Punkte ABCDIJKL definiert) und kann wie folgt ermittelt werden:

$$V = \frac{1}{6n_1n_2n_3} \left( \alpha^3 - \sum_{i=1}^3 F_3(\alpha - n_i\Delta x_i) + \sum_{i=1}^3 F_3(\alpha - \alpha_{max} + n_i\Delta x_i) \right) \quad (5.4)$$

mit  $\alpha_{max} = \sum_{i=1}^3 n_i\Delta x_i$  und

$$F_j(y) = \begin{cases} y^j & \text{falls } y > 0 \\ 0 & \text{falls } y \leq 0. \end{cases} \quad (5.5)$$

Dabei gibt der erste Term ( $\alpha^3/6n_1n_2n_3$ ) das Volumen des großen Tetrahedrons *MNKC* an. Von diesem werden dann die Anteile der kleineren Tetrahedra *MPLD* und *ONJB* subtrahiert. Mit dem letzten Ausdruck wird schlussendlich der doppelt subtrahierte Anteil (Volumen des Tetrahedron *OPIA*) wieder zurück addiert. Das von der Grenzfläche eingespannte Volumen kann mittels Gl. 5.4 eindeutig bestimmt werden, da  $V(\alpha)$  eine stetige und monoton steigende Funktion ist.



**Abbildung 5.4.** – Das aus dem Schnitt der Grenzfläche (MNK) mit der Zelle (ABCDEFGH) resultierende Volumen ist durch die Punkte ABCDIJKL definiert [Abbildung modifiziert nach Scardovelli und Zaleski, 2000].

Aufgrund der Komplexität von Gl. 5.4 werden zur Lösung der Gleichung meist iterative Verfahren verwendet, bei denen die Ebene schrittweise entlang des Normalenvektors verschoben wird, bis das eingespannte Volumen  $V$  mit dem gewünschten Volumenanteil  $V_0$  im Rahmen der numerischen Genauigkeit  $\epsilon$  übereinstimmt  $|V - V_0| < \epsilon$ . Leider ist dieser iterative Ansatz sehr rechenintensiv. Ruben Scardovelli und Stephane Zaleski konnten jedoch Spezialfälle aufzeigen, bei denen sich Gl. 5.4 deutlich vereinfacht [Scardovelli und Zaleski, 2000].

Durch Fallunterscheidungen kann so der Rechenaufwand minimiert werden:

Sei  $n_{12} = n_1 + n_2$  und  $n = \min(n_{12}, n_3)$  sowie

$$V_1 = n_1^2/6n_2n_3 \quad (5.6)$$

$$V_2 = V_1 + \frac{n_2 - n_1}{2n_3} \quad (5.7)$$

$$V_3 = \begin{cases} V_{31} = \frac{n_3^2(3n_{12} - n_3) + n_1^2(n_1 - 3n_3) + n_2^2(n_2 - 3n_3)}{6n_1n_2n_3} & \text{falls } n = n_3 \\ V_{32} = n_{12}/2n_3 & \text{falls } n = n_{12} \end{cases} \quad (5.8)$$

Damit ergibt sich für die Volumina:

$$V = \frac{\alpha^3}{6n_1n_2n_3} \quad \text{falls } 0 \leq \alpha < n_1, \quad (5.9)$$

$$V = \frac{\alpha(\alpha - n_1)}{2n_2n_3} + V_1 \quad \text{falls } n_1 \leq \alpha < n_2, \quad (5.10)$$

$$V = \frac{\alpha^2(3n_{12} - \alpha) + n_1^2(n_1 - 3\alpha) + n_2^2(n_2 - 3\alpha)}{6n_1n_2n_3} \quad \text{falls } n_2 \leq \alpha < n, \quad (5.11)$$

$$V = \frac{\alpha^2(3 - 2\alpha)}{6n_1n_2n_3} + \frac{n_1^2(n_1 - 3\alpha) + n_2^2(n_2 - 3\alpha) + n_3^2(n_3 - 3\alpha)}{6n_1n_2n_3} \quad \text{falls } n_3 \leq \alpha \leq 1/2, \quad (5.12)$$

$$V = \frac{2\alpha - n_{12}}{2n_3} \quad \text{falls } n_{12} \leq \alpha \leq 1/2. \quad (5.13)$$

Zur Berechnung des Ebenenparameters  $\alpha$  ist eine Betrachtung des inversen Falles nötig. Hier ergibt sich:

$$\alpha = \sqrt[3]{6n_1n_2n_3V} \quad \text{falls } 0 \leq V < V_1, \quad (5.14)$$

$$\alpha = \frac{1}{2}(n_1 + \sqrt{n_1^2 + 8n_2n_3(V - V_1)}) \quad \text{falls } V_1 \leq V < V_2, \quad (5.15)$$

$$P(\alpha) = a'_3\alpha^3 + a'_2\alpha^2 + a'_1\alpha + a'_0 = 0 \quad \text{falls } V_2 \leq V < V_3, \quad (5.16)$$

$$P(\alpha) = a''_3\alpha^3 + a''_2\alpha^2 + a''_1\alpha + a''_0 = 0 \quad \text{falls } V_{31} \leq V \leq 1/2, \quad (5.17)$$

$$\alpha = n_3V + \frac{n_{12}}{2} \quad \text{falls } V_{32} \leq V \leq 1/2. \quad (5.18)$$

Während die Gleichungen 5.14, 5.15 und 5.18 sehr schnell gelöst werden können, benötigen die kubischen Gleichungen 5.16 und 5.17 deutlich mehr Rechenschritte zur Ermittlung der Lösung. Zur Bestimmung des Ebenenparameters  $\alpha$  können hier iterative Algorithmen verwendet werden, wie z. B. das Newton-Raphson Verfahren [Press et al., 2007]. Es existiert jedoch auch eine analytische

Lösung [siehe dazu z. B. Abramowitz und Stegun, 1964], deren Berechnung zwar aufwändig ist, aber dennoch etwa zwei Drittel weniger Rechenschritte benötigt als selbst optimierte iterative numerische Ansätze zur Nullstellensuche [Scardovelli und Zaleski, 2000].

#### 5.1.4. Piecewise Linear Interface Calculation (PLIC) - Swartz Methode

Die Methode nach Swartz [Swartz, 1989] ist vergleichbar mit dem oben beschriebenen Youngs-Ansatz. Allerdings wird hier die Orientierung der Grenzfläche durch Mittelung des Normalenvektors der aktuellen Zelle und aller angrenzenden Zellen bestimmt. Dies führt zu einer Genauigkeit zweiter Ordnung und ermöglicht eine exakte Rekonstruktion ebener Grenzflächen. Allerdings werden dazu die Volumenanteile der angrenzenden Zellen sowie derer Nachbarn benötigt, was dieses Verfahren sehr rechenintensiv werden lässt.

#### 5.1.5. Least Squares Fit (LSF)

Auch der sogenannte *Least Squares Fit (LSF)* Algorithmus [siehe z. B. Aulisa et al., 2007] wurde in *iSALE-3D* implementiert. In diesem Verfahren wird für die Zelle am Punkt  $x_i$  eine Taylorreihen-Entwicklung  $V_i^T$ , basierend auf den Volumenanteilen der Referenzzelle und ihrer Nachbarn  $V_n$ , durchgeführt. Die Minimierung von

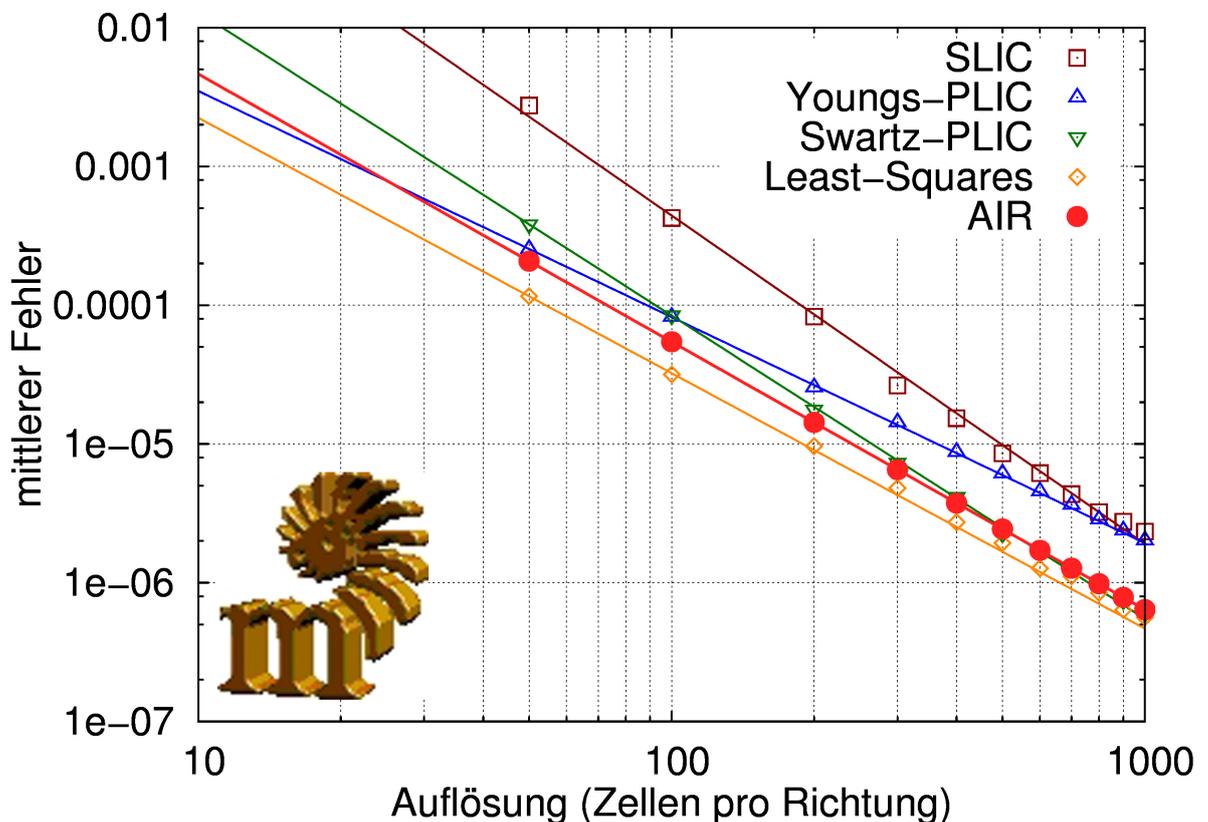
$$\sum_n (V_i^T - V_n)^2 \quad (5.19)$$

führt in der Regel zu einer sehr guten und in zweiter Ordnung genauen Approximation der Grenzfläche. Somit ist das *Least Squares* Verfahren das genaueste der hier vorgestellten Verfahren, allerdings ist der Rechenaufwand erheblich größer als der aller anderen Verfahren (siehe Kapitel 5.1.6 und Abb. 5.7).

#### 5.1.6. Genauigkeit der verwendeten Verfahren

Um die Genauigkeit und Effizienz (Rechengeschwindigkeit) der oben vorgestellten Verfahren zu untersuchen, wurde das Logo des *Museums für Naturkunde Berlin* (siehe Abb. 5.5) mit Hilfe der einzelnen Algorithmen auf einem kartesischen Gitter rekonstruiert. Eine Wiederholung der Rekonstruktion bei unterschiedlichen räumlichen Auflösungen gibt Aufschluss über die Güte des Verfahrens und dessen Abhängigkeit von der Krümmung der Grenzfläche. Eine gröbere Auflösung führt zu einem höheren Anteil stark gekrümmter Grenzflächensegmente, bei denen eine lineare Approximation mittels *SLIC* oder *PLIC*

zu größeren Ungenauigkeiten führt. Dies ist auch in Abbildung 5.5 erkennbar, die den Rekonstruktionsfehler jedes Verfahrens als Funktion der Auflösung in einer doppeltlogarithmischen Darstellung aufzeigt. Wie zu erwarten, nimmt der Fehler mit zunehmender Auflösung für alle untersuchten Algorithmen ab. Bei geringer Auflösung zeigt das *SLIC*-Verfahren die größte und das *Least-Squares* Verfahren die kleinste Ungenauigkeit. Jedoch ist eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Auflösung zu erkennen. So konvergiert bei hoher Auflösung das *SLIC*-Verfahren mit den Ergebnissen des *Youngs-PLIC* Schemas und das *Swartz-PLIC*-Verfahren mit dem fast viermal rechenintensiveren *Least-Squares*-Ansatz. Die Ergebnisse, die mittels *Swartz-PLIC* und *Least-Squares* erzielt wurden, sind generell genauer. Allerdings ist ebenfalls ersichtlich, dass bei geringer Auflösung das *Youngs-PLIC*-Verfahren sogar zu geringfügig besseren Ergebnissen führt als der langsamere *Swartz-PLIC* Algorithmus.



**Abbildung 5.5.** – Genauigkeit der Verfahren zur Rekonstruktion von Grenzflächen in Abhängigkeit der Auflösung. Das Logo des *Museums für Naturkunde Berlin* (links) wurde für diesen Test mit unterschiedlichen Verfahren und Auflösungen rekonstruiert. *SLIC*=*Simple Line Interface Calculation*, *PLIC*=*Piecewise Linear Interface Calculation* (hier mit zwei unterschiedlichen Ansätzen zur Normalenbestimmung nach *Youngs* und *Swartz*), *AIR*=*Adaptive Interface Reconstruction* (diese Arbeit). Die Gitterdimension in der Tiefe beträgt jeweils 25% der Breite oder Höhe des Gitters. Die Genauigkeit des adaptiven Ansatzes liegt in dem Bereich der deutlich rechenintensiveren *Swartz-PLIC* und *Least-Squares*-Verfahren.

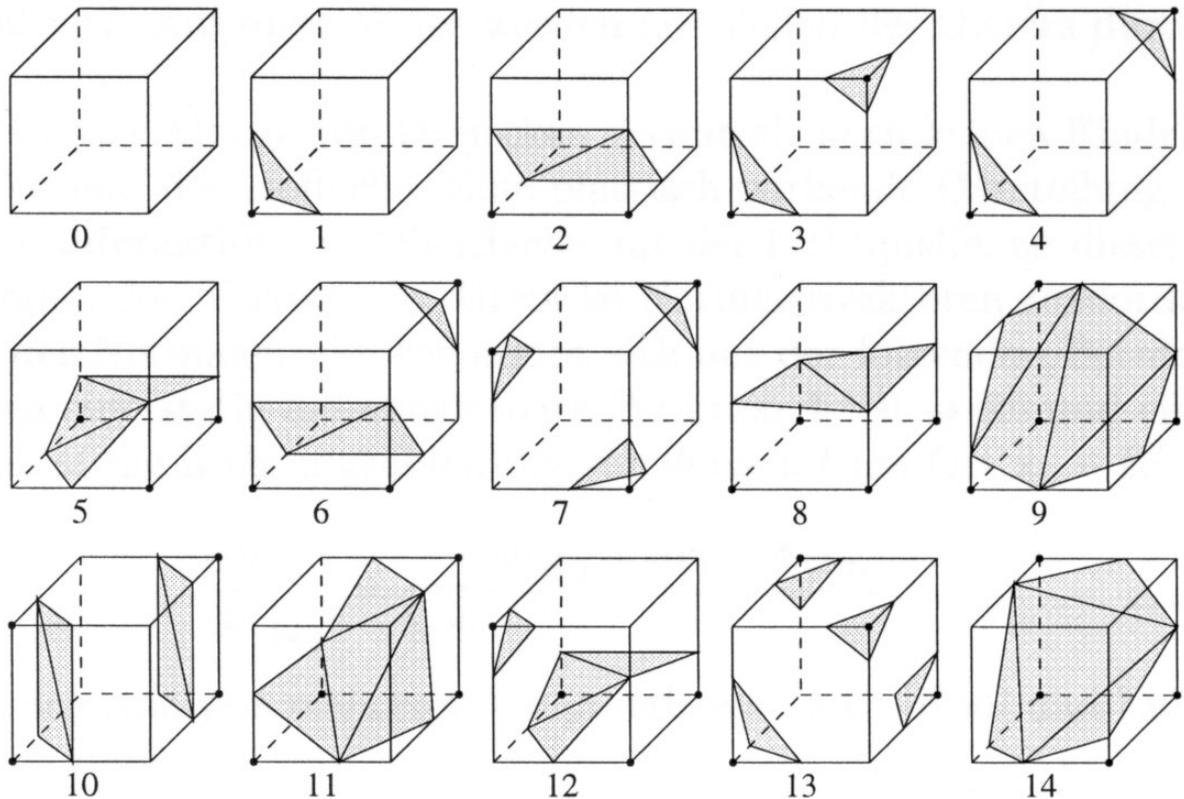
## 5.2. Der adaptive Ansatz

Um die Vorteile der unterschiedlichen Verfahren bei den verschiedenen Auflösungen nutzen zu können, wurde ein *adaptives Verfahren* entwickelt, bei dem für jede Zelle automatisch die angemessenste Methode ausgewählt wird. Im Vergleich zum bisherigen Standard, das gleiche Verfahren für jede Zelle zu nutzen, wird eine schnellere Rekonstruktion erwartet, da die rechenintensiveren (und genaueren) Algorithmen nur dann genutzt werden, wenn dies unbedingt erforderlich ist.

Zunächst wird ein Level-Set-Verfahren [siehe z. B. Sethian, 1996; Zhao et al., 2001] verwendet, um eine grobe Abschätzung für die Form, Orientierung und Position der Grenzfläche zu erhalten. Dazu werden die Volumenanteile der acht Eckpunkte der aktuellen Zelle mit einem modifizierten *Marching-Cubes* [Lorenzen und Cline, 1987] Algorithmus untersucht. Da dieses Verfahren nicht volumenerhaltend ist, ist es nicht geeignet, um eine hinreichend genaue Rekonstruktion von Grenzflächen durchzuführen. Allerdings ermöglicht es, die ungefähre Position und Form der Materialgrenze sehr schnell zu ermitteln [siehe z. B. Lorenzen und Cline, 1987]. Durch den Vergleich der Volumenanteile aller Eckpunkte ( $c_i$ ) mit einem Schwellenwert (hier: 0.5) kann festgestellt werden, in welchen Ecken der Zelle Material konzentriert ist. Somit existieren  $2^8 = 256$  Varianten des Schnitts einer beliebig geformten Oberfläche mit einem Würfel. Die Anwendung der Symmetrieeigenschaften

- (a) *Rotation* um eine oder mehrere Koordinatenachsen
- (b) *Spiegelung* der Fläche an einer oder mehreren Koordinatenachsen und
- (c) *Invertierung* des Zustandes an den Zellecken und Umkehrung der Richtung der Normalenvektoren der zugehörigen Polygone

ermöglicht eine Reduktion auf 15 unterschiedliche Formen von Grenzflächen (siehe Abb. 5.6). Aufbauend auf diesen Informationen kann anschließend dasjenige Rekonstruktionsverfahren ausgewählt werden, welches den besten Kompromiss aus Rechengeschwindigkeit und Genauigkeit liefert (siehe unten). Ein weiterer Vorteil dieser Präkonditionierung ist die Ermöglichung der Rekonstruktion von nicht-kontinuierlichen Grenzflächen (Fälle 3, 4, 6, 7, 10, 12 und 13 in Abbildung 5.6). Eine Anwendung der in Kapitel 5.1 vorgestellten Verfahren würde nur eines der Grenzflächen-Segmente rekonstruieren. Erst die Kombination aus *Level-Set* und *VOF* Verfahren ermöglicht eine formengetreue Rekonstruktion der Grenzfläche. Dies ist vor allem für dreidimensionale Simulationen wichtig, da deren vergleichsweise niedrige Auflösungen ein erhöhtes Auftreten der oben beschriebenen Spezialfälle impliziert.



**Abbildung 5.6.** – Die Anwendung eines *Marching-Cubes* Verfahrens erlaubt die Kategorisierung der Grenzfläche innerhalb einer Zelle in 15 unterschiedliche Formen [Abbildung entnommen aus Lorensen und Cline, 1987].

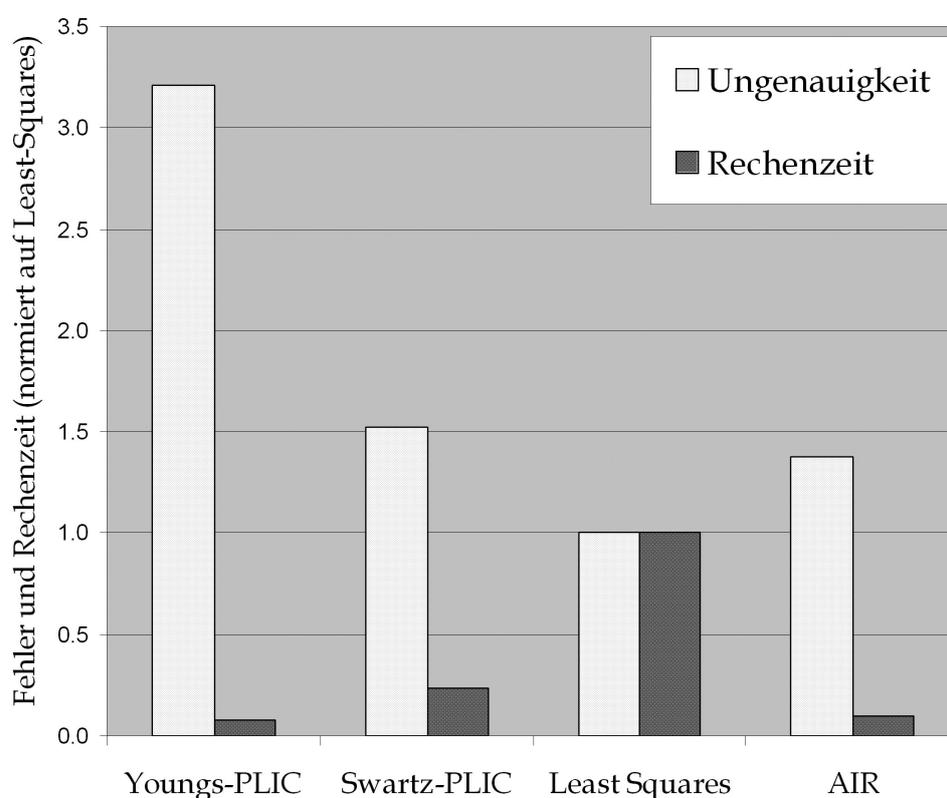
Eine komplizierte und rechenintensive Situation entsteht, wenn die Krümmung der Grenzfläche signifikant wird. Für Materialgrenzen, die nur wenig Krümmung zeigen, ist eine Approximation durch eine Ebene (wie z. B. in einem *SLIC* oder *PLIC* Verfahren) normalerweise unproblematisch und hinsichtlich der Rechengeschwindigkeit auch die bevorzugte Herangehensweise. Stärker gekrümmte Flächen erfordern allerdings Verfahren mit Genauigkeiten höherer Ordnung. Durch die Verwendung des *Level-Set-Verfahrens* kann die Krümmung  $K$  der Grenzfläche aus den Volumenanteilen der umgebenden Zellen schnell ermittelt werden:

$$K = \nabla \cdot \vec{n} = \nabla \cdot \left( \frac{\nabla V}{|\nabla V|} \right) \quad (5.20)$$

Da die Berechnung des Krümmungsfeldes in den *Marching-Cubes* Algorithmus eingebettet ist und nur dann ausgeführt wird, wenn unbedingt erforderlich, konnte der numerische Aufwand hierfür auf ein Minimum begrenzt werden.

### 5.3. Genauigkeit des adaptiven Verfahrens

Die oben erwähnten Tests zur Güte der Rekonstruktionsverfahren wurden ebenfalls mit dem hier vorgestellten Verfahren zur Adaptiven Grenzflächen-Rekonstruktion (kurz: *AIR* = *Adaptive Interface Reconstruction*) wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 aufgeführt. Generell zeigt *AIR* eine Genauigkeit, die zwischen der des *Swartz-PLIC*-Algorithmus und des *Least-Squares*-Verfahrens liegt. Für hochaufgelöste Rechnungen (>500 Zellen in einer Raumrichtung) ist kein deutlicher Unterschied im resultierenden Fehler zwischen *Least-Squares*, *Swartz-PLIC* und *AIR* erkennbar.



**Abbildung 5.7.** – Genauigkeit und Effizienz der Rekonstruktionsverfahren. Fehler und Rechenzeit sind normiert mit den Werten des *Least-Squares*-Verfahrens. Resultate sind aufgeführt für die Rekonstruktion des Logos des *Museums für Naturkunde Berlin* (siehe Abb. 5.5) bei einer Auflösung von 400 Zellen, was einer durchschnittlichen Auflösung von 3D-Rechnungen entspricht.

Allerdings ist, wie Abbildung 5.7 verdeutlicht, *AIR* deutlich schneller als *Least-Squares* und *Swartz-PLIC*. Somit wird mittels *AIR* weniger Zeit benötigt, um eine Grenzfläche zu rekonstruieren, die annähernd die gleiche Genauigkeit aufweist wie *Least-Squares* und *Swartz-PLIC*. Lediglich das *Youngs-PLIC*-Verfahren ist in seiner Geschwindigkeit vergleichbar mit *AIR*; allerdings ist dieses auch deut-

lich ungenauer. Rekonstruktionen mittels *A/R* sind etwa dreimal schneller als das *Swartz-PLIC*-Verfahren und sogar mehr als 10-mal schneller als der *Least-Squares*-Algorithmus. Die Genauigkeit des hier vorgestellten adaptiven Verfahrens ist doppelt so hoch wie die des *Youngs-PLIC*-Verfahrens und sogar 10% besser als die des *Swartz-PLIC*-Algorithmus. In Abbildung 5.7 wurde das *SLIC*-Verfahren nicht berücksichtigt, da dieses verglichen mit den anderen Verfahren deutlich größere Ungenauigkeiten erzeugt.

Die hier vorgestellten Tests vermitteln einen guten Eindruck, wie Rechengenauigkeit und Effizienz (Geschwindigkeit) einzelner Verfahren von der Auflösung abhängen. Da bei allen Tests die gleiche Grenzfläche rekonstruiert wurde, kann die Auflösung hier zudem als Maß für die durchschnittliche Krümmung der Grenzfläche betrachtet werden. Eine Rekonstruktion des Logos bei höherer Auflösung reduziert die Krümmung der Flächen in den Zellen. Dies gilt auch für dynamische Berechnungen, wie z. B. die eines Meteoriteneinschlages.

Allerdings ist hier zu beachten, dass eine Erhöhung der Auflösung auch mit einer Verbesserung der Rechengenauigkeit einhergeht und somit auch kleinere Strukturen hervorbringt, die bei geringerer Auflösung gar nicht berücksichtigt wurden. Außerdem ändert sich der Anteil stark gekrümmter Zellen mit jedem neuen Zeitschritt, so dass fraglich ist, inwiefern sich die in Abbildung 5.5 und 5.7 präsentierten Ergebnisse auf dynamische Simulationsrechnungen übertragen lassen. Vor allem gilt es jedoch zu klären, ob sich das effiziente Rekonstruktionsverfahren auch auf die Rechengeschwindigkeit des gesamten Simulationscodes auswirkt, denn die Rekonstruktion der Materialgrenzen und Advektion nehmen selten mehr als 15-20% der gesamten Rechenzeit in Anspruch. Allerdings wird durch den *A/R*-Algorithmus die Genauigkeit der Rekonstruktion gesteigert. Somit treten Artefakte wie z. B. numerische Diffusion oder sogar unrealistisch hohe Geschwindigkeiten in einigen Zellen als Resultat ungenau rekonstruierter Materialgrenzen seltener auf. Dadurch vergrößert sich auch das Zeitinkrement, was zu einer Erhöhung der Rechengeschwindigkeit führt. Ob dieser Effizienzgewinn allerdings signifikant ist, bleibt zu untersuchen.

Zu diesem Zweck wurde mit dem *Youngs-PLIC*-Algorithmus, mit *Least-Squares* und dem *A/R*-Verfahren die gleiche dreidimensionale Simulation eines Meteoriteneinschlages durchgeführt, um die Ergebnisse direkt vergleichen zu können. Grundlage der Berechnungen war der Einschlag eines etwa 1 m großen Projektils mit einer Geschwindigkeit von 350 m/s in das Ufer eines Bachbettes, der sich im September 2007 in Peru ereignete und in Kenkmann et al. [2009] genauer spezifiziert wird. Die Rechnungen fanden zunächst mit einer Auflösung

von 200x200x140 Zellen (5.6 Mio. Zellen) auf einem *AMD Opteron<sup>TM</sup> 2358 SE*, 2.4 GHz mit zwei threads (shared memory) statt. Die Rechenzeit betrug mit dem *Youngs-PLIC*-Verfahren 54:32 h, mit dem adaptiven Verfahren lediglich 43:49 h, was einer Reduktion der Rechenzeit um fast 20% entspricht. Im Vergleich zu dem rechenintensiven *Least-Squares* Verfahren, das 59:19 h Rechenzeit benötigte, konnte die Rechengeschwindigkeit sogar um 26% gesteigert werden.

Die tatsächliche Genauigkeit der beiden Methoden für dieses Szenario zu bestimmen, ist unmöglich, da eine analytische Lösung dieser Simulation nicht existiert. Aus diesem Grund wurde die Berechnung zusätzlich mit *Least-Squares*, dem genauesten der implementierten *Vof*-Verfahren, und dreifacher Auflösung (600x600x420 Zellen; 150 Mio. Zellen) wiederholt und die Resultate verglichen. Der Unterschied der *Youngs-PLIC*-Rechnung liegt bei  $2,6 \cdot 10^{-8}$ , der des adaptiven Verfahrens ist mit  $6,3 \cdot 10^{-10}$  fast zwei Größenordnungen kleiner. Das *Least-Squares*-Verfahren führt hier zwar mit einer Ungenauigkeit von  $1,8 \cdot 10^{-10}$  zu noch etwas genaueren Ergebnissen, jedoch auch zu einer mehr als 25% höheren Rechenzeit. Die Ergebnisse dieses Tests sind in Tab. 5.1 aufgeführt.

**Tabelle 5.1.** – Berechnung des Carancas-Impaktes [Kenkmann et al., 2009] mit *Youngs-PLIC* und adaptivem (*AIR*) Verfahren. Vergleich von Rechenzeit und Genauigkeit.

Verfahren	Auflösung (Zellen)	Rechenzeit	Fehler <sup>a</sup>
<i>Youngs-PLIC</i>	200x200x140	54:32 h	2.6e-8
<i>AIR</i>	200x200x140	43:49 h	6.3e-10
<i>Least-Squares</i>	200x200x140	59:19 h	1.8e-10
<i>Least-Squares</i> <sup>b</sup>	600x600x420	1894:50 h	—

<sup>a</sup>Vergleich zur hochauflösten Rechnung mittels *Least-Squares*

<sup>b</sup>Die Rechnungen mit dreifacher Genauigkeit wurden aus technischen Gründen auf 8 Prozessoren durchgeführt. Die Rechenzeiten wurden anschließend auf zwei Prozessoren umgerechnet.

## 5.4. Zusammenfassung und Ausblick

Zur Beschleunigung der Berechnungen und Erhöhung der Rechengenauigkeit wurde ein adaptives Verfahren zur Rekonstruktion von Materialgrenzen (*AIR*) entwickelt. Dieses Verfahren erhöht die Geschwindigkeit der Rechnungen, ohne die Genauigkeit nennenswert zu beeinflussen. Eine manuelle Veränderung der Kriterien zur Auswahl der Verfahren (Präkonditionierung) ermöglicht eine komfortable und schnelle Entscheidung, ob bei den Berechnungen mehr Wert auf Rechengeschwindigkeit oder Rechengenauigkeit gelegt werden soll, oder ob ein Kompromiss aus beidem getroffen werden soll.

Die Rekonstruktion von Grenzflächen mit dem adaptiven Verfahren resultiert in einer Genauigkeit, die mit Verfahren zweiter Ordnung (wie z.B. dem *Least-Squares* Algorithmus) vergleichbar ist, jedoch eine bis zu 10-fach höhere Geschwindigkeit in der Rekonstruktion aufweist. Angewandt auf numerische Simulationen von Meteoriteneinschlägen konnte eine Steigerung der Rechengeschwindigkeit um 20-25% festgestellt werden – bei einer Genauigkeit, die um fast zwei Größenordnungen höher ist als die des bislang verwendeten *Youngs-PLIC*-Verfahrens.

Der Vorsprung, den das adaptive Verfahren hinsichtlich Genauigkeit und Rechengeschwindigkeit liefert, kann zudem weiter ausgebaut werden. Eine zusätzliche Verbesserung wird erwartet, wenn Verfahren höherer Ordnung, wie z.B. parabolische Rekonstruktionsverfahren [*Piecewise Parabolic Interface Reconstruction (PPIC)*, siehe z.B. Price et al., 1998; Price, 2000; Benson, 2002], in das adaptive Verfahren integriert werden. Zudem könnte in Zukunft neben den hier ausschließlich verwendeten *Volume-of-Fluid*-Verfahren auch das erst kürzlich entwickelte *Momentum-of-Fluid (MOF)*-Verfahren [Dyadechko und Shashkov, 2008] zu einer Steigerung der Genauigkeit führen. Während die *VOF*-Verfahren lediglich die zeitliche Entwicklung der Volumenanteile der individuellen Materialien rekonstruiert, verfolgt der *MOF*-Ansatz zusätzlich auch den Zentroiden des vom Material eingeschlossenen Volumens. Dadurch können Strukturen rekonstruiert werden, die bis zu viermal kleiner sind als die kleinsten mit *VOF*-Verfahren auflösbaren Objekte [siehe dazu Kucharik et al., 2010]. Obwohl dieser Algorithmus eine Genauigkeit zweiter Ordnung besitzt, benötigt er im Vergleich zu den *VOF*-Verfahren keine Informationen der Nachbarzellen [Ahn und Shashkov, 2007], was wiederum die Parallelisierung von Simulationsprogrammen erheblich vereinfacht. Allerdings hat eine kürzlich veröffentlichte Studie gezeigt, dass die *MOF*-Verfahren erheblich rechenintensiver sind als die hier verwendeten *VOF*-Techniken [Kucharik et al., 2010], was eine Verwendung dieses Ansatzes zum jetzigen Zeitpunkt ausschließt.



## Strategien zur dreidimensionalen numerischen Berechnung von Impaktprozessen

Wie bereits in der Einleitung zu dieser Arbeit ausführlich geschildert, stellen dreidimensionale Simulationsrechnungen hohe Ansprüche an die Hard- und Software-Infrastruktur. Dieses Kapitel widmet sich der Frage, welche Strategien sinnvoll sind, um diese Anforderungen zu minimieren.

Dreidimensionale Rechnungen, dies gilt im Besonderen für Impaktsimulationen (siehe dazu Kap. 1 und 4), sind sehr zeitaufwändig. Der offensichtlichste Weg, die Rechenzeit zu verringern, ist die Verteilung der Rechenlast auf mehrere Prozessoren oder Prozessorkerne. Dieser, als *Parallelisierung* bezeichnete Lösungsweg ist auch im Rahmen dieser Arbeit zunächst besprochen worden. In Kapitel 6.1 wird daher die Implementierung auf der Basis von *Message Passing Interfaces* [MPI, siehe Gropp et al., 1999] vorgestellt und die Güte der Parallelisierung eingehend untersucht und bewertet.

Ein weiterer Weg zur Reduktion der Rechenzeit ist die Verwendung effizienter Rechenverfahren (*Solver*) zur Lösung eines Problems. Im vorangegangenen Kapitel 5 wurde dazu bereits exemplarisch die Entwicklung eines adaptiven Verfahrens zur Grenzflächenrekonstruktion vorgestellt.

Ein wesentlicher Aspekt bei der Erstellung eines schnellen Programmcodes ist, einen raschen Zugriff auf Daten im Arbeitsspeicher zu ermöglichen und somit eine zügige Verarbeitung dieser Daten zu gewährleisten. Daher widmet sich Kapitel 6.2 intensiv der Frage, welche Datenstrukturen die effizienteste Kommunikation mit dem Arbeitsspeicher ermöglichen und für diesen Zweck am geeignetsten sind. Dabei wird ebenfalls besonderer Wert auf die Handhabung dieser Datenstrukturen, und somit die Lesbarkeit und Erweiterbarkeit des Programmcodes, gelegt.

Dreidimensionale Simulationsrechnungen führen auch zu großen Datenmengen und somit zu hohen Ansprüchen an die Festplattenkapazitäten. Eine Verbesserung der Handhabung dieser unter Umständen mehrere hundert Gigabyte großen Datensätze ist Ziel einer Studie, die in Kapitel 6.3 vorgestellt wird. Dabei wird auf die Verwendung moderner Kompressionsverfahren zurückgegriffen, um schon während des Rechenprozesses eine deutliche Reduktion der Datenmengen zu ermöglichen.

Die Vorteile eines leistungsfähigen Simulationscodes und flexibler Ausgabeformate können nur dann genutzt werden, wenn auch die Möglichkeit einer umfangreichen Nachbearbeitung der Daten besteht. Die Auswertung und Interpretation der numerischen Daten, das sogenannte „*Post-Processing*“, ist eine Kernkomponente wissenschaftlichen Arbeitens. Die graphische Aufbearbeitung (*Visualisierung*) numerischer Daten stellt einen einfachen und intuitiven Zugang zu den Simulationsergebnissen dar. Daher wurde eigens eine Visualisierungssoftware entwickelt. Diese ermöglicht, wie in Kapitel 6.4 abschließend erläutert wird, neben einer ansprechenden Darstellung und Animation der Ergebnisse auch eine benutzerfreundliche Analyse der Datensätze.

## 6.1. Parallelisierung

Zur Erhöhung der Rechengeschwindigkeit wurde eine Parallelisierung mit Hilfe des *Message Passing Interfaces* [MPI, Gropp et al., 1999] durchgeführt. Diese verfolgt das Ziel, den Rechenaufwand auf mehrere Prozessoren oder Prozessorkerne zu verteilen. Dazu ist eine *Gebietszerlegung* (engl.: *domain decomposition*) notwendig, die jedem einzelnen Prozess einen klar definierten Teilbereich aus dem Rechengebiet zuweist. Diese erfolgt in *iSALE-3D* zunächst ausschließlich entlang der X-Achse. Dabei wird zudem der klassische Ansatz einer *überlappenden Gebietszerlegung* [Schwandt, 2003] verfolgt, bei dem benachbarte Gebiete sich einige Datenpunkte (sog. *ghostpoints*) teilen.

Die mit diesen Datenpunkten verbundenen Informationen müssen somit zwischen den einzelnen Prozessen ausgetauscht werden. Dies erfolgt an zentraler Stelle im Programmcode, so dass die Parallelisierung in der Programmstruktur weitestgehend unsichtbar bleibt. Damit können die meisten Veränderungen im Quellcode unabhängig von der Parallelisierung vorgenommen werden.

Die Effizienz der Parallelisierung kann durch den sogenannten *Speedup-Faktor*  $S_n$  ausgedrückt werden. Dieser beschreibt den mathematischen Zusammenhang zwischen der Rechenzeit auf einem einzelnen Prozess  $T_1$  und der Zeit  $T_n$ , die auf  $n$  Prozessoren benötigt wird:

$$S_n = \frac{T_1}{T_n} \leq n \quad (6.1)$$

Da ein Teil der Rechenleistung für zusätzliche Kommunikation und Datenaustausch verwendet wird, ist der Speedup für  $n > 1$  stets kleiner als  $n$ . Das Ziel einer effizienten Parallelisierung ist es, dem theoretischen Grenzwert von  $n$  so nah wie möglich zu kommen.<sup>1</sup>

### 6.1.1. Die Testumgebung

Im Folgenden soll der Speedup-Faktor, d. h. die Effizienz der Parallelisierung, von *iSALE-3D* ermittelt und bewertet werden. Dazu wurden numerische Simulationen eines schrägen ( $\alpha=45^\circ$ ) Meteoriteneinschlags mit einer Geschwindigkeit  $U=14$  km/s in einen granitischen Untergrund (ANEOS-Zustandsgleichung [Thompson und Lauson, 1972; Thompson, 1990] für Westerly-Granit [Pierazzo et al., 1997]) durchgeführt. Die Testrechnungen erfolgten auf einem Gitter aus  $336 \times 200 \times 300$  Zellen. Um einen möglichen Effekt der Komplexität der Simulation auf die Effizienz der Parallelisierung zu untersuchen, wurde exemplarisch das verwendete

---

<sup>1</sup>Anmerkung: In seltenen Fällen kann es auch zu einem Speedup-Wert kommen, der das theoretische Limit von  $n$  überschreitet. Dieses, als *super linear speedup* bekannte Phänomen kann z. B. auftreten, wenn der Zwischenspeicher (*Cache*) bei Verwendung mehrerer Prozessoren effizienter arbeitet als bei einem einzelnen Prozess.

Materialmodell variiert. Die Studien umfassen Rechnungen mit

1. einer hydrodynamischen Betrachtungsweise, bei der Effekte von deviatorischer Spannung und Festigkeit vernachlässigt werden
2. einem einfachen Materialmodell (Drucker-Prager), bei dem das gesamte Material als geschädigt angenommen wird
3. einem komplexen Materialmodell (Festigkeitsmodell für Gestein, inklusive expliziter Berechnung des Schädigungsgrades des Materials [Collins et al., 2004] und eines Mechanismus für temporäre Entfestigung durch Vibrationen als Folge akustischer Wellen [akustischer Fluidisierung; Wünnemann und Ivanov, 2003; Ivanov und Kostuchenko, 1997, 1998]).

Die Tests fanden zunächst in einer *shared-memory*-Umgebung statt<sup>2</sup>. Dabei haben sämtliche an der Rechnung beteiligten Prozessoren (oder Prozessorkerne) Zugriff auf den selben Arbeitsspeicher, was einen reduzierten Kommunikationsaufwand zur Folge hat. Diese Tests sind insofern von besonderer Bedeutung, da heutzutage nicht mehr nur Großrechenanlagen, sondern selbst kleinere Rechencluster über eine Infrastruktur verfügen, die *shared-memory*-Rechnungen erlaubt. Zu Vergleichszwecken wurden einige Tests auf Einzelkern-CPU's wiederholt.

### 6.1.2. Resultate

Abbildung 6.1 und Tabelle 6.1 zeigen den Speedup-Faktor als Funktion der Anzahl der verwendeten Prozesse. Wie ersichtlich ist, resultieren hydrodynamische Berechnungen auf bis zu 8 Prozessen in einem nahezu optimalen Speedup-Wert. Bei  $n=16$  beträgt der Speedup-Faktor 15,2. Das bedeutet, dass eine Rechnung auf 16 Prozessoren mehr als 15 mal schneller als eine vergleichbare serielle Rechnung ist. Auch bei 48 Prozessen beläuft sich der Speedup immerhin noch auf 44,1. Es ist zudem erkennbar, dass zwischen dem *Speedup* und der Komplexität der Berechnungen (hier: Materialmodell) ein direkter Zusammenhang besteht. Grund hierfür ist, dass mit Zunahme der Komplexität des Modells die für einen Zeitschritt benötigte Rechenzeit ebenfalls ansteigt. Somit verringert sich der Anteil der Kommunikationszeit an der Gesamtrechenzeit. Testrechnungen mit dem *komplexen Materialmodell* (s. o.) zeigen einen Speedup, der sogar bei 32 Prozessen noch nahe am Optimum liegt ( $S_{32}=31.56$ ) und selbst bei 48 Prozessen noch zu einer guten Effizienz von  $S_{48} = 47.13$  führt.

---

<sup>2</sup>4-Sockel 12-Kern AMD Opteron 6172, 2100 MHz, 512 KB Level-2-Cache pro Kern, 12 MB Level-3-Cache

Letztgenannte Rechnungen wurden zusätzlich in einer Hybrid-Umgebung getestet. Dabei wurden die Simulationen auf bis zu acht Knoten gestartet. Jeder Knoten besteht aus zwei Einzelkern-CPU<sup>3</sup>, die sich 8 GB Arbeitsspeicher teilen. Innerhalb eines Knotens liegt somit eine Shared-Memory-Konfiguration vor, wohingegen die Kommunikation zwischen Prozessen unterschiedlicher Knoten über *TCP/IP* erfolgt. Mit steigender Anzahl von Knoten führt dies zu längeren Latenz- und Wartezeiten während des Datenaustausches. Der Speedup-Faktor ist daher, wie Abbildung 6.1 zeigt, deutlich geringer. Ein nahezu optimaler Speedup ist nur noch bei bis zu 12 Prozessen möglich. Hier beträgt der Speedup-Faktor 11,56. Rechnungen auf 16 Prozessoren resultieren in einem niedrigeren Speedup von 14,24.

**Tabelle 6.1.** – Speedup-Werte als Funktion der Prozessanzahl  $n$  und der Komplexität des Materialmodells.

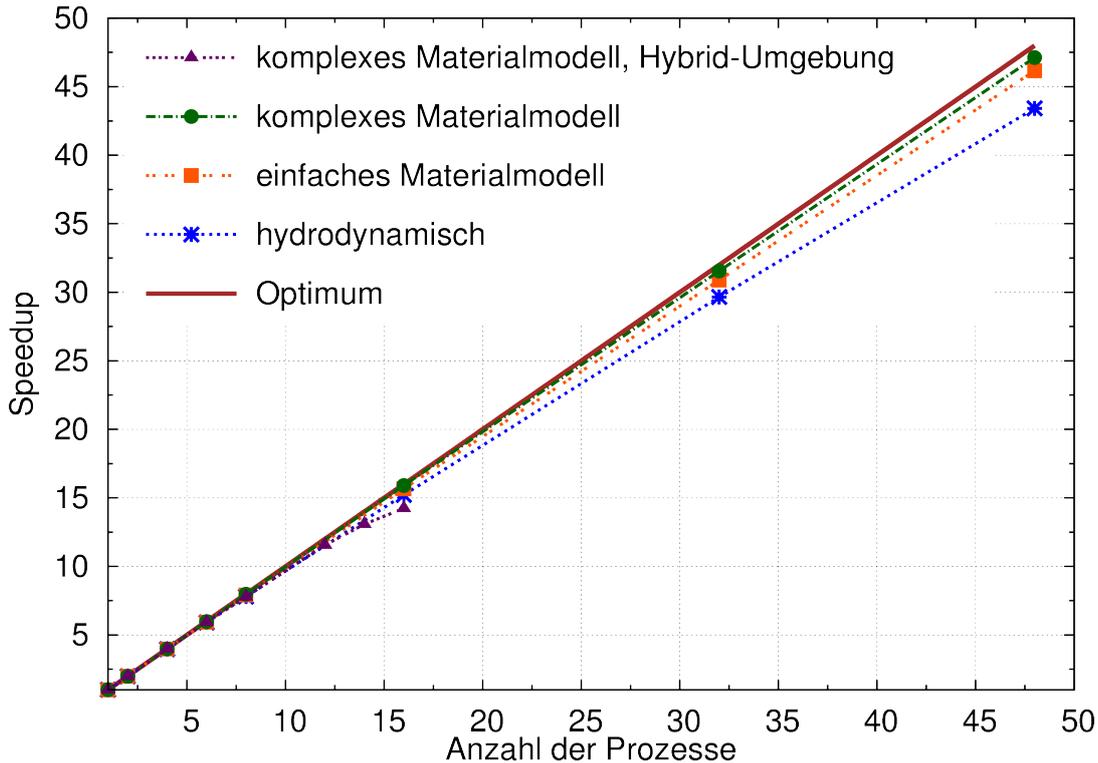
$n$	shared-memory			Mischform
	hydrodynamisch	einfach <sup>a</sup>	komplex <sup>b</sup>	komplex <sup>c</sup> .
1	1.00	1.00	1.00	1.00
2	1.98	1.99	1.99	1.99
4	3.96	3.98	3.99	3.98
6	5.91	5.94	5.98	5.94
8	7.80	7.91	7.97	7.78
12	—	—	11.92	11.56
14	—	—	13.91	13.08
16	15.22	15.66	15.91	14.24
32	29.66	30.89	31.56	—
48	43.42	46.16	47.13	—

<sup>a</sup>Drucker-Prager, keine akustische Fluidisierung, kein Materialversagen

<sup>b</sup>Festigkeitsmodell für Gestein, inklusive Materialversagen [Collins et al., 2004] und akustischer Fluidisierung [Wünnemann und Ivanov, 2003; Ivanov und Kostuchenko, 1997, 1998].

<sup>c</sup>Komplexes Materialmodell (s. o.), Hybrid-Umgebung (Simulation auf bis zu 8 Knoten mit jeweils 2 CPU)

<sup>3</sup>AMD Opteron 250, 2390 MHz, 1 MB Level-2-Cache



**Abbildung 6.1.** – Speedup-Kurve von *iSALE-3D*. “Einfaches Materialmodell”: Drucker-Prager. “Komplexes Materialmodell”: Festigkeitsmodell für Gestein mit akustischer Fluidisierung.

### 6.1.3. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Studie konnte zeigen, dass die in *iSALE-3D* implementierte Parallelisierung sehr effizient ist. Auf dem im Rahmen dieser Studie verwendeten Rechner (4-Sockel 12-Kern CPU=48 Prozessorkerne) konnten in einer shared-memory-Umgebung komplexe Berechnungen auf alle 48 Kerne verteilt werden, ohne spürbare Verluste im Speedup-Faktor zu verzeichnen.

Die für diese Testrechnungen gewählte Auflösung von  $336 \times 200 \times 300$  Zellen entspricht dem Standard der bisherigen 3D-Berechnungen. Simulationen auf einem kleineren Gitter führen zu einer geringeren Effizienz der Parallelisierung, da das Verhältnis zwischen den überlappenden Zellen und der Gesamtanzahl der Zellen in einem Rechengebiet größer wird. Analog dazu wird eine Erhöhung der Auflösung zu einer Verbesserung des Speedups führen. Dies ist insofern wichtig, da aufgrund der durch die Parallelisierung eingesparten Rechenzeit zukünftig größere Rechengitter realisierbar werden. Es ist zu erwarten, dass sowohl die Komplexität der Simulationsszenarien, als auch die Größe des Rechengitters zukünftig zunehmen wird.

Dann könnten Rechnungen so intensiv werden, dass es sinnvoll wird, mehr als einen Knoten (hier: 48 Prozessorkerne) für die Simulation zur Verfügung zu stellen. Somit würde der im Rahmen dieser Studie getestete *Hybrid-Ansatz* an Bedeutung gewinnen. Es zeigte sich, dass die Effizienz der Parallelisierung mit der Anzahl der Knoten sinkt, die an der Simulation beteiligt sind. Allerdings zeigt diese Studie auch, dass der Speedup bei sechs beteiligten Knoten (12 CPU in Tab. 6.1 oder Abb. 6.1) noch nahe dem theoretischen Optimum liegt. Somit ist zu erwarten, dass *sehr große und komplexe* Rechnungen in einem Hybrid-Ansatz auf deutlich mehr als 48 Prozesse (möglicherweise bis zu  $6 \times 48 = 288$ ) verteilt werden können, ohne einen nennenswerten Verlust an Effizienz der Parallelisierung aufzuweisen.

Die Effizienz der Parallelisierung könnte weiterhin optimiert werden, indem eine komplexere Gebietszerlegung vorgenommen wird. Die hier aufgeführten Resultate lassen allerdings erkennen, dass spürbare Verbesserungen hinsichtlich der Rechenzeit erst bei massiv-parallelen Rechnungen ( $n \gg 48$ ) zu erwarten sind. Daher wurde diesem Aspekt zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Studie noch keine Priorität zugewiesen.

## 6.2. Effiziente Datenstrukturen

Die Effizienz, das heißt die Geschwindigkeit, mit der Rechenschritte durchgeführt werden können, hängt von unterschiedlichen Faktoren ab. Neben der Leistungsfähigkeit der verwendeten Rechnerkonfiguration, den implementierten Rechenvorschriften zur Lösung von Gleichungen (sog. *Solver*) und der Qualität der Parallelisierung (siehe Kapitel 6.1) ist vor allem ein schneller Zugriff auf die im Arbeitsspeicher bereitgestellten Daten unerlässlich, um eine zügige Abarbeitung der Rechenoperationen zu gewährleisten.

Bei der Erstellung eines Simulationsprogramms sollte daher stets ein besonderes Augenmerk auf die *Datenstruktur* gelegt werden. Darunter sei im Folgenden die Art zu verstehen, wie Datenfelder im Arbeitsspeicher angeordnet werden. Dies bestimmt nicht nur die Reihenfolge und Geschwindigkeit, in der Daten aus dem Arbeitsspeicher ausgelesen werden, sondern auch die Vorgehensweise bei der Programmierung. Im Allgemeinen ist ein Kompromiss zu finden zwischen (i) einer hardwarenahen Datenstruktur, die kurze Zugriffszeiten ermöglicht, und (ii) einer benutzerfreundlichen, übersichtlichen und intuitiven Programmierung. Unter diesen beiden Gesichtspunkten sollen in der nun folgenden Studie unterschiedliche Datenstrukturen untersucht und bewertet werden, um einen schnellen, aber dennoch leicht verständlichen Programmcode zu ermöglichen.

Einleitend sollen in Kapitel 6.2.1 zunächst die verschiedenen Prozesse erläutert werden, die an der Verarbeitung von Daten im Arbeitsspeicher beteiligt sind. Im Anschluss daran werden in Kapitel 6.2.2 die getesteten Datenstrukturen vorgestellt und hinsichtlich ihrer Handhabung bewertet. Auswirkungen auf die Rechengeschwindigkeit werden im darauffolgenden Kapitel 6.2.3 aufgeführt, bevor diese Studie mit einer Interpretation der Ergebnisse und einem Ausblick (Kapitel 6.2.4) abgeschlossen wird.

### 6.2.1. Einführung in die Funktionsweise eines Arbeitsspeichers

Simulationsdaten, wie z. B. die für die unterschiedlichen Zellen des Rechengitters berechneten Drücke, werden meist in ein- oder mehrdimensionalen Datenfeldern (Vektoren oder Matrizen) angelegt. Zur Ermittlung der genauen Position eines einzelnen Wertes aus diesem Datenfeld im Arbeitsspeicher werden daher benötigt (i) die Position des ersten Elements des Datenfeldes, (ii) die Zeilennummer und (iii) die Spaltennummer des Elements. Die technische Umsetzung dieser Anfragen hängt von der Architektur des Arbeitsspeichers ab. Im Allgemeinen sendet zunächst der *Speichercontroller* die Zeilenadresse der betreffenden Zelle

an die Programmeinheit des Speichermoduls. Daraufhin stellt das Modul den Inhalt der betreffenden Zeile in einen Zwischenspeicher (*Cache*) bereit. Die dazu benötigte Zeit  $t_{RCD}$ , in der Fachsprache als *RAS-to-CAS-Delay* [z. B. Wang, 2005; Pham et al., 2010] bezeichnet, kann auch bei aktuellen Speicherchips bis zu 3 Taktzyklen dauern [Hadke, 2009]. Sobald der Inhalt der Speicherzeile im Zwischenspeicher bereitsteht, sendet der Controller das *CAS-Signal* (*Column Address Strobe*), welches die Spaltenadresse der anzusprechenden Speicherzelle übermittelt. Bis der Inhalt der gewünschten Zelle schlussendlich im Ausgaberegister des Speicherchips bereitgestellt ist, vergeht dann noch die in der Fachliteratur als *CAS Latency* bezeichnete Zeit  $t_{CL}$  [z. B. Wang, 2005].

Sollen mehrere Daten aus der gleichen Speicherzeile ausgelesen werden, bestimmt lediglich die latente Zeit  $t_{CL}$  die Geschwindigkeit des Datenzugriffs, da die Zeilenadressierung nach dem ersten Zugriff bereits bekannt ist und nicht wiederholt ermittelt werden muss. Werden jedoch Daten aus unterschiedlichen Zeilen angefordert, dauert die Bearbeitung länger. Ursache hierfür ist vor allem die Zeitspanne bis zum nächstmöglichen Zugriff auf die nächste Zeile (*Row-Active-Time*;  $t_{RAS}$ ) sowie die zum Aufladen der Datenleitungen auf einen höheren Spannungswert benötigte Zeit (*RAS-Precharge-Time*;  $t_{RP}$ ) [Wang, 2005]. Zusammenfassend vergehen für diesen Fall selbst bei neueren Speicherchips mindestens sieben Taktzyklen [Hadke, 2009].

Eine Anordnung der Daten in eindimensionalen Vektoren bringt also Vorteile bezüglich der Rechengeschwindigkeit mit sich, allerdings meist auch eine weniger intuitive Syntax zur Extraktion eines Elementes aus dieser Datenstruktur. Daher soll im Folgenden die Qualität einer Datenstruktur nicht nur hinsichtlich der Latenzzeiten bewertet werden, auch die Auswirkungen auf die Lesbarkeit des Programmcodes spielen eine entscheidende Rolle.

**Tabelle 6.2.** – Variablen und ihre Bedeutung.

ndim	Anzahl der Raumdimensionen (hier: ndim=3)
nx,ny,nz	Anzahl der Zellen pro Raumrichtung
nges	Gesamtanzahl der Zellen (nx*ny*nz)
nmat	Anzahl der Materialien

## 6.2.2. Datenstrukturen und deren Anwendung

In diesem Abschnitt sollen unterschiedliche Möglichkeiten vorgestellt werden, Daten zu verwalten. Dabei erfolgt eine erste Bewertung hinsichtlich der Handhabung der Daten, d. h. der Auswirkungen der Datenstruktur auf die Übersichtlichkeit und Flexibilität des Programmcodes. Die Bedeutung der Variablen in den abgedruckten Programmcode-Zeilen in *Fortran95*-Syntax wird in Tabelle 6.2 aufgeführt.

### Mehrdimensionale Felder

Eine oft verwendete Datenstruktur stellen *mehrdimensionale Felder* dar. Diese können folgendermaßen aussehen:

```
! -----
real*8 :: C(1:ndim,1:nx,1:ny,1:nz)    ! Position der Zelle
real*8 :: P(1:nx,1:ny,1:nz)          ! Druck
real*8 :: sie(0:nmat,1:nx,1:ny,1:nz) ! spezifische innere Energie
real*8 :: cmc(0:nmat,1:nx,1:ny,1:nz) ! Materialkonzentration
real*8 :: rho(0:nmat,1:nx,1:ny,1:nz) ! Dichte
real*8 :: Temp(1:nx,1:ny,1:nz)       ! Temperatur
real*8 :: vmom(1:nx,1:ny,1:nz)      ! Impuls
real*8 :: mc(1:nx,1:ny,1:nz)        ! Masse
.
.
.
! -----
```

Der größte Vorteil dieser Datenstruktur ist seine Intuitivität. So kann beispielsweise der Druck in der 50. Zelle in X-Richtung, der 70. Zelle in Y-Richtung und der 100. Zelle in Z-Richtung auf unkomplizierte Weise durch den Aufruf

```
Wert = P(50,70,100)
```

ausgelesen werden. Diese übersichtliche Handhabung der Daten hat mehrdimensionale Felder in vielen wissenschaftlichen Programmen etabliert [Sarawagi und Stonebraker, 1994]. Die in Kapitel 6.2.1 erläuterte Funktionsweise von Arbeitsspeichermodulen lässt allerdings einen langsameren Datenzugriff erwarten, als dies bei einfachen eindimensionalen Vektoren der Fall wäre. Daher sind alternative Datenstrukturen erforderlich.

## Mehrdimensionale Felder abgeleiteter Datentypen

Im oben aufgeführten Beispiel wurden Daten nach ihrer Funktion (Druck, Temperatur,...) gruppiert, um eine Übersichtlichkeit der Daten zu gewährleisten. In einer alternativen Herangehensweise können die Daten auch nach ihrem Ort, d. h. der Zelle, angeordnet werden. In der Programmiersprache *Fortran* bieten sich dazu die mit dem Sprachstandard ISO/IEC 9593-1, meist kurz als *Fortran 90* bezeichnet, eingeführten *abgeleiteten Datentypen* (*engl.: derived data types*) an, die den *Strukturen* (*struct*) von *C*, *C++*, *C#* oder anderen Programmiersprachen nachempfunden sind:

```
! -----
type tcell
  real*8 :: C(1:ndim)    ! Position der Zelle
  real*8 :: P            ! Druck
  real*8 :: sie(0:nmat) ! spezifische innere Energie
  real*8 :: cmc(0:nmat) ! Materialkonzentration
  real*8 :: rho(0:nmat) ! Dichte
  real*8 :: Temp        ! Temperatur
  real*8 :: vmom        ! Impuls
  real*8 :: mc          ! Masse
  .
  .
  .
end type tcell
! -----
```

Diese Gruppierung erlaubt ein einfaches Verschieben, Kopieren oder Löschen von Zellen. Sie legt zudem den Grundstein für eine objektstrukturierte Programmierung. Viele Programmteile (*Routinen*), wie zum Beispiel Zustandsgleichungen, benötigen lediglich Informationen über die aktuelle Zelle. Mit diesem Ansatz könnten alle einer bestimmten Zelle zugehörigen Daten an den Programmteil übergeben werden, so dass dieser völlig autark und abgekapselt von der Struktur des restlichen Programms arbeiten kann. Änderungen an der Datenstruktur, wie zum Beispiel die Einführung von Porosität als neuer Größe, sind automatisch in allen Programmteilen abrufbar. Einzelne Routinen lassen sich einfach austauschen, testen oder erweitern, ohne den Rest des Programms zu beeinflussen. Dies ist insbesondere für solche Simulationscodes von Vorteil, an denen mehrere Wissenschaftler gleichzeitig arbeiten.

Die Verknüpfung der einzelnen *abgeleiteten Datentypen* kann auf unterschiedliche Weisen erfolgen. Zunächst sollen hierzu die bereits vorgestellten *mehrdimensionalen Felder* ausgetestet werden:

```
type(tcell), target :: cell(1:nx,1:ny,1:nz)
```

Auch hier ist ein Nachteil in der Effizienz zu erwarten (s.o.). Allerdings finden viele Operationen innerhalb einer Zelle statt. Durch Verwendung eines Zeigers (engl.: *pointer*) auf die aktuelle Zelle kann für die zugehörigen Daten die Zeit zur Ermittlung der Position im Arbeitsspeicher, zur Bereitstellung und Verarbeitung minimiert werden. So erfolgt zum Beispiel für die Zelle  $(i, j, k)$  die Berechnung der Dichte eines Materials  $m$  anhand des relativen Volumenanteils ( $cmc(m, \dots)$ ) und der Gesamtmasse anstatt über

```
rho(m, i, j, k) = mc(i, j, k) * cmc(m, i, j, k)
```

mit dem neuen Ansatz viel effizienter:

```
cc=>cell(i, j, k)
cc%rho(m) = cc%mc * cc%cmc(m)
```

$cc$  zeigt hierbei auf das Element der aktuellen Zelle. Dabei wird ausgenutzt, dass der Zeilenindex im Arbeitsspeicher nur einmal ermittelt werden muss, wodurch Effizienzsteigerungen zu erwarten sind.

## Eindimensionale Felder von Zeigern abgeleiteter Datentypen

Um die Nachteile mehrdimensionaler Felder hinsichtlich des Datenzugriffs zu umgehen, wurden im letzten Schritt abgeleitete Datentypen (s.o.) mittels eindimensionaler Felder (*arrays*) verknüpft:

```
type(tcell), target :: cell(1:nges)
```

Dies bringt allerdings eine unübersichtliche Programmierung mit sich. Der Zugriff auf den Druck  $P$  in der Zelle  $(i, j, k)$  würde im Programmcode somit folgendermaßen erfolgen:

```
Wert = cell((k-1) * nx * ny + (j-1) * nx + i)%P
```

Zur Vermeidung dieses Problems wurde der Datentyp um Zeiger (*pointer*) erweitert, die auf die Elemente benachbarter Zellen weisen<sup>4</sup>:

```
! -----
type tcell
  real*8 :: C(1:ndim)    ! Position der Zelle
  real*8 :: P           ! Druck
  real*8 :: sie(0:nmat) ! spezifische innere Energie
  real*8 :: cmc(0:nmat) ! Materialkonzentration
  real*8 :: rho(0:nmat) ! Dichte
  real*8 :: Temp       ! Temperatur
  real*8 :: vmom       ! Impuls
  real*8 :: mc         ! Masse
  type(tcell), pointer :: L    ! Zelle links  (i-1, j,  k )
  type(tcell), pointer :: R    ! Zelle rechts (i+1, j,  k )
  type(tcell), pointer :: B    ! Zelle unten (i,  j,  k-1)
  type(tcell), pointer :: T    ! Zelle oben  (i,  j,  k+1)
  type(tcell), pointer :: F    ! Zelle vorne (i , j-1, k )
  type(tcell), pointer :: BK   ! Zelle hinten (i,  j+1, k )
  type(tcell), pointer :: RT   ! ind. Nachbar (i+1, j,  k+1)
  type(tcell), pointer :: RBK  ! ind. Nachbar (i+1, j+1, k )
  type(tcell), pointer :: TBK  ! ind. Nachbar (i , j+1, k+1)
  type(tcell), pointer :: RBKT ! ind. Nachbar (i+1, j+1, k+1)
  .
  .
  .
end type tcell
! -----
```

---

<sup>4</sup>Zur zusätzlichen Erhöhung der Effizienz und Verbesserung der Übersichtlichkeit wurden hier weitere Zeiger auf indirekte Nachbarn eingeführt

Dieses abstrakte Datenformat erlaubt das Arbeiten mit Daten, ohne seine genaue Struktur im Arbeitsspeicher kennen zu müssen und führt daher zu einem sehr übersichtlichen Programmcode. Ineinander geschachtelte Schleifen werden überflüssig und erhöhen die Rechengeschwindigkeit zusätzlich. So würde der Programmcode zur Berechnung des Impulses aus den Geschwindigkeiten der Eckpunkte einer Zelle ohne Zeiger folgendermaßen aussehen:

```
do i=1,nx
  do j=1,ny
    do k=1,nz
      impuls(1:3) = 0.125 * cell(i,j,k)%ro(1) * &
        (cell(i, j, k)%v(1:3) &
        +cell(i+1,j, k)%v(1:3) &
        +cell(i+1,j+1,k)%v(1:3) &
        +cell(i,j+1, k)%v(1:3) &
        +cell(i, j, k+1)%v(1:3) &
        +cell(i+1,j, k+1)%v(1:3) &
        +cell(i, j+1,k+1)%v(1:3) &
        +cell(i+1,j+1,k+1)%v(1:3))
    enddo
  enddo
enddo
```

Die Verwendung von Zeigern auf Nachbarzellen erhöht neben der Geschwindigkeit auch die Lesbarkeit des Programms deutlich:

```
do i=1,nges
  cc=>cell(i)
  impuls(1:3) = 0.125 * cc%ro(1) * &
    (cc %v(1:3) + cc%R %v(1:3) &
    +cc%RBK%v(1:3) + cc%BK %v(1:3) &
    +cc%T %v(1:3) + cc%RT %v(1:3) &
    +cc%TBK%v(1:3) + cc%RBKT%v(1:3))
enddo
```

Zudem vereinfacht dieses Datenformat die Arbeit mit komplexen Gittern, wie sie zum Beispiel bei *Finite Elemente Verfahren* [z. B. Thomée, 2001; Benson, 1998; Dolbow et al., 2008; Dukowicz, 1984; Greenough et al., 1995; Gittings, 1992] oder adaptiven Gitterverfeinerungen [z. B. Erhart, 2004; Ahn und Shashkov, 2007; Dukowicz, 1984; Susila und Hryciw, 2003] auftreten. Insbesondere gitterfreie Verfahren [z. B. Rabczuk et al., 2004; Johnson et al., 1996; Ai und Ahrens, 2005] oder *Hybrid-Ansätze* [z. B. Kallinderis und Ahn, 2005] können durch diesen Datentyp effizient behandelt werden.

### 6.2.3. Resultate: Effizienz von Datenstrukturen

Im Folgenden soll die Effizienz der oben aufgeführten Datenstrukturen ermittelt werden. Darunter ist im Allgemeinen die Geschwindigkeit zu verstehen, mit der auf Daten zugegriffen wird. Da diese nicht nur von der Art des Arbeitsspeichers abhängt, sondern auch von anderen Hardware-Komponenten oder auch dem verwendeten Compiler und seiner Fähigkeit, einen Programmcode für eine bestimmte Architektur zu optimieren, ist es sehr schwer, diese Effizienz zu quantifizieren. Aus diesem Grund wurden die Auswirkungen der Datenstrukturen auf die Rechenzeit einer Simulation gemessen. Die Abweichung, die sich dabei von einer Referenzrechnung ergibt, wird daher im Folgenden als *Effizienz* bezeichnet.

#### Beschreibung der Testumgebung

Da die Implementierung einer neuen Datenstruktur in *iSALE-3D* sehr arbeitsintensiv ist, erscheint es sinnvoll, die Effizienz der oben beschriebenen Datentypen anhand eines Testprogramms zu untersuchen. Dieses sollte einerseits nicht zu umfangreich sein, so dass neue Datentypen schnell implementiert werden können, andererseits sollte es aber auch die wichtigsten Funktionalitäten von *iSALE-3D* enthalten, um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Dazu gehört (i) die Lösung einer Zustandsgleichung, (ii) die Berechnung der neuen Geschwindigkeiten eines Materials entsprechend des Umgebungsdruckes, (iii) die Advektion des Materials.

Daher diene als Testprogramm eine modifizierte und vereinfachte Form des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Hydrocodes *iSALE-3D*. Damit wird ein pulsierendes Druckfeld auf einem kartesischen, äquidistanten Gitter (Dimensionen  $x_{dim}$ ,  $y_{dim}$  und  $z_{dim}$ ) erzeugt. Ausgehend von einer mittleren Geschwindigkeit  $v_{imp}=6500$  m/s, dem Geschwindigkeitsfeld

$$V(X, i, j, k) = \sin\left(\frac{C(X, i, j, k)}{x_{dim}} \cdot \pi\right) \cdot v_{imp} \quad (6.2)$$

$$V(Y, i, j, k) = \cos\left(\frac{C(Y, i, j, k)}{y_{dim}} \cdot 3\pi\right) \cdot v_{imp} \quad (6.3)$$

$$V(Z, i, j, k) = \cos\left(\frac{C(Z, i, j, k)}{z_{dim}} \cdot 0.5\pi\right) \cdot v_{imp} \quad (6.4)$$

und der Materialkonzentration

$$\begin{aligned}
 cmc(i, j, k) = & \cos\left(\frac{C(X, i, j, k)}{xdim} \cdot 0.5\pi\right) \\
 & \cdot \cos\left(\frac{C(Y, i, j, k)}{ydim} \cdot 0.5\pi\right) \\
 & \cdot \cos\left(\frac{C(Z, i, j, k)}{zdim} \cdot 0.5\pi\right)
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

erfolgt die Lösung einer einfachen Gasgleichung. Aus dem daraus resultierenden Druck wird die Bewegung des Materialflusses berechnet. Abschließend erfolgt die Advektion des Materials (hier ohne Berücksichtigung der zellinternen Materialgrenzen).

Um die Auswirkungen unterschiedlicher Compiler zu untersuchen, wurden die Testrechnungen sowohl mit dem *GNU Fortran Compiler*<sup>5</sup>, meist kurz als *gfortran* bezeichnet, als auch mit dem *Intel Fortran Compiler*<sup>6</sup>, der oft *ifort* genannt wird, durchgeführt. Für beide Compiler wurden lediglich die Standard-Optimierungen (-O3) verwendet, um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten.

Effekte auf unterschiedlich großen Gittern wurden untersucht, in dem die Anzahl der Zellen und die Auflösung variiert wurde, wobei ein Verhältnis von (nx:ny:nz)=(10:5:8) beibehalten wurde. Die im Einzelnen verwendeten Auflösungen sind Tabelle 6.3 zu entnehmen. Zur besseren Übersicht wird im Folgenden lediglich die Anzahl der Zellen in X-Richtung als Maß für die Auflösung angegeben.

**Tabelle 6.3.** – Studie zur Einfluss der Zellenanzahl auf die Effizienz der Datenstrukturen. Die Tabelle zeigt die verwendete Anzahl der Gitterzellen.

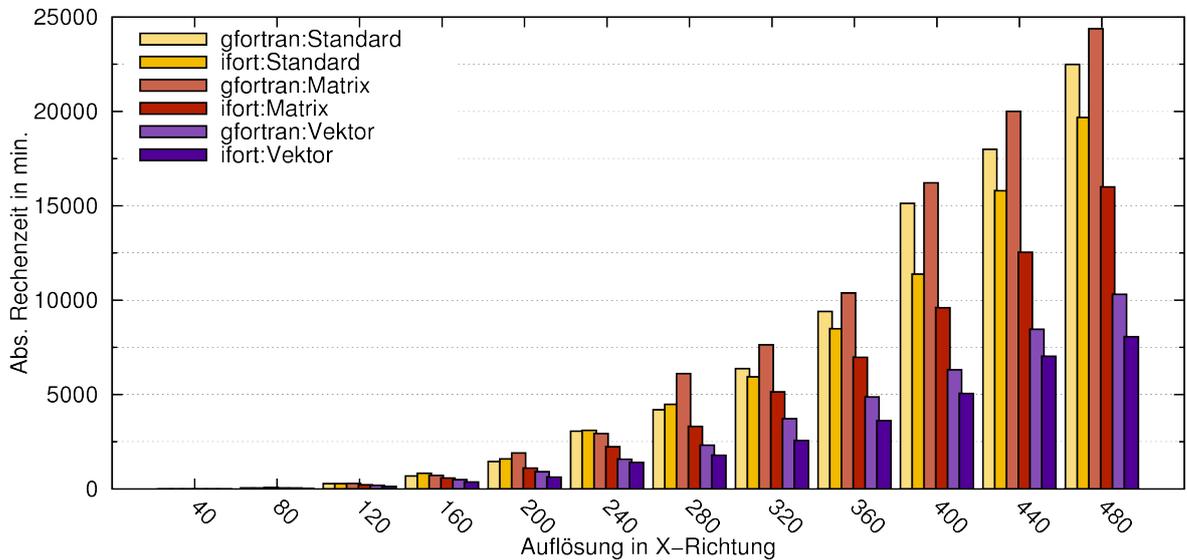
nx	ny	nz
40	20	32
80	40	64
120	60	96
200	100	160
240	120	192
280	140	224
320	160	256
360	180	288
400	200	320
440	220	352
480	240	384

<sup>5</sup>Version V4.3.3

<sup>6</sup>Version V11.0

## Resultate

Abbildung 6.2 zeigt die Rechenzeit als Funktion der Auflösung für die unterschiedlichen Datenstrukturen und die zwei zur Verfügung stehenden Compiler. Es ist zu erkennen, dass die Rechenzeit mit der Auflösung zunimmt.

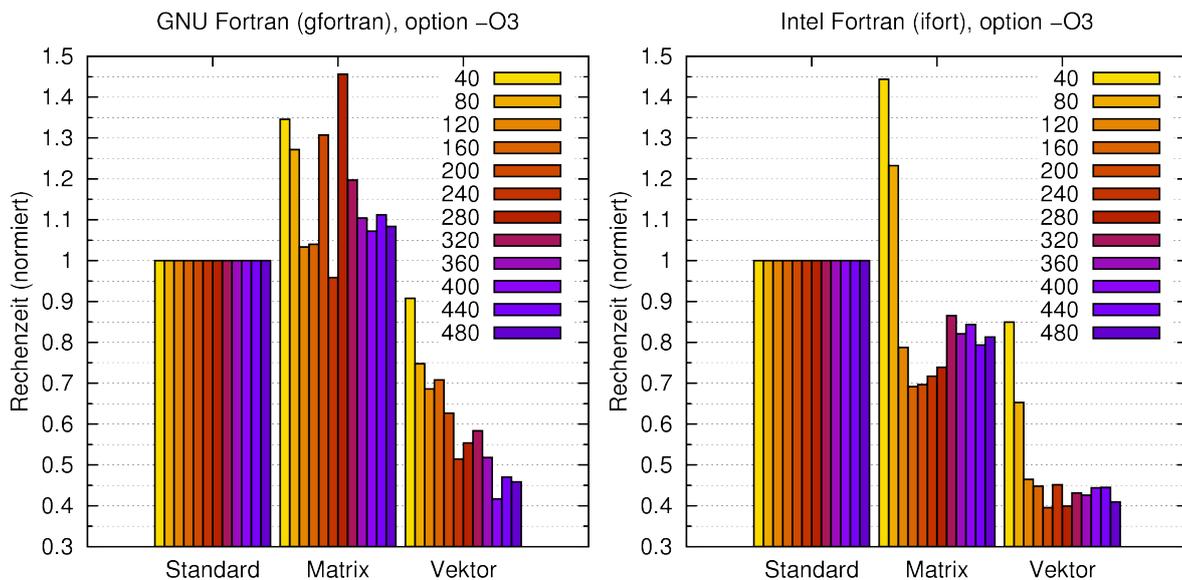


**Abbildung 6.2.** – Rechenzeit als Funktion der Auflösung für zwei unterschiedliche Compiler (*GNU Fortran Compiler*, *Intel Fortran Compiler*) und unterschiedliche Datenstrukturen (*Standard*=mehrdimensionale Felder; *Matrix*=mehrdimensionale Felder abgeleiteter Datentypen; *Vektor*=eindimensionale Felder abgeleiteter Datentypen).

Die Verwendung mehrdimensionaler Felder abgeleiteter Datentypen zeigt mit dem *Intel Fortran Compiler* eine deutlich bessere Performance; mit dem *GNU Fortran Compiler* nimmt die Effizienz bei höheren Auflösungen hingegen ab, es treten sogar längere Rechenzeiten auf. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, dass die Optimierung des *GNU Fortran Compiler* mehrdimensionale Felder betreffend weniger effizient ist als beim *Intel Fortran Compiler*. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass weitergehende Optimierungs- oder Tuning-Möglichkeiten der beiden Compiler nicht explizit ausgetestet wurden. Auch neuere Versionen des *GNU Fortran Compiler* wurden noch nicht überprüft.

Die Implementierung eindimensionaler Felder (Vektoren) abgeleiteter Datentypen hingegen zeigt bei beiden Compilern eine sehr gute Performance.

Abbildung 6.3 zeigt die gleichen Ergebnisse wie bereits Abb. 6.2, allerdings sind hier die Rechenzeiten jeweils mit der Standard-Implementierung (Matrix-Schreibweise, keine abgeleiteten Datentypen) normiert. Dadurch ist sehr deutlich zu erkennen, dass die Verwendung mehrdimensionaler Felder abgeleiteter Datentypen mit dem *GNU Fortran Compiler* zu einer geringeren Effizienz führt. Es ist zudem auch keine Abhängigkeit von der Auflösung zu erkennen. Unter Verwendung des *Intel Fortran Compiler* hingegen führt dieser Ansatz zu einer Steigerung der Rechengeschwindigkeit um etwa 20-30%. Einzig bei den zwei niedrigsten



**Abbildung 6.3.** – Direkter Vergleich der Effizienz unterschiedlicher Datenstrukturen in Abhängigkeit von Auflösung und verwendetem Compiler. Die Rechendauer ist jeweils mit der benötigten Zeit des Ausgangs-Programms (Standard-Implementierung; mehrdimensionale Felder von Gleitkommazahlen) normiert. Die Farbskala gibt die Zellenanzahl in X-Richtung an. *Matrix* und *Vektor* bezeichnen mehr- bzw. eindimensionale Felder *abgeleiteter Datentypen*.

Auflösungen ist ein Performance-Verlust zu verzeichnen. Dieser fällt jedoch angesichts der geringen Gesamt-Rechenzeit von weniger als einer Minute nicht ins Gewicht. Die Verwendung eindimensionaler Felder abgeleiteter Datentypen führt bei beiden Compilern zu erheblichen Performance-Steigerungen. Während bei dem *GNU Fortran Compiler* eine Abhängigkeit von der Auflösung aufzutreten scheint, mit einer bis zu 45% reduzierten Rechenzeit bei hoher Auflösung, zeigt der *Intel Fortran Compiler* – mit Ausnahme der beiden niedrigsten Auflösungen – eine konstant gute Performance-Steigerung um 250% (Verringerung der Rechenzeit auf 40%).

Bei Verwendung der abgeleiteten Datentypen erhöht sich allerdings auch zunächst der Arbeitsspeicherbedarf. Dies gilt insbesondere bei Implementierung von Zeigern auf Nachbarelemente. Der zusätzliche Bedarf lässt sich wie folgt sehr gut abschätzen: 3D-Simulationen mit nur einem Material (d. h. Projektil und Zielgestein bestehen aus dem gleichen Material) benötigen derzeit insgesamt 41 Feldvariablen (Druck,  $3 \times$  Geschwindigkeit, Dichte, ...) pro Zelle. Jede dieser Variablen ist durch eine 8 Byte lange Gleitkommazahl repräsentiert. Der Mehrverbrauch an Arbeitsspeicher würde bei mehrdimensionalen Feldern abgeleiteter Datentypen (keine Zeiger auf Nachbarelemente) daher lediglich durch den abgeleiteten Datentypen selbst entstehen und setzt sich aus 8 Byte für einen Zeiger auf die Position des abgeleiteten Datentypes im Arbeitsspeicher sowie ca. 12 Byte für weitere Informationen (Anzahl der Elemente und deren Datentypen) zusammen. Der effektive Mehrbedarf an Arbeitsspeicher beläuft sich somit auf 20 Bytes. Dies entspricht ca. 6% der  $41 \cdot 8 = 328$  Bytes, die ursprünglich

pro Zelle benötigt wurden. Bei Verwendung eindimensionaler Felder abgeleiteter Datentypen erhöht sich der Mehrbedarf um 8 Byte pro zusätzlichem Zeiger – also auf 32 oder 64 Bytes (je nachdem, ob 4 oder 8 Zeiger verwendet werden). Dies entspricht einem Anstieg des Arbeitsspeicherbedarfs um etwa 16% bzw. 25%. Das Verhältnis verbessert sich mit steigender Anzahl an Variablen pro Zelle. Berechnungen mit zwei unterschiedlichen Materialien z. B. benötigen bereits 53 Variablen. Der Mehrbedarf entspräche dann nur noch 12% bzw. 15%.

Es sollte an dieser Stelle jedoch auch berücksichtigt werden, dass mehrdimensionale Felder von Gleitkommazahlen auch für leere Zellen Speicherplatz beanspruchen. Bei Verwendung abgeleiteter Datentypen hingegen kann dies gezielt unterbunden werden, so dass zusätzlicher Speicherplatz frei wird. Wie viel dies ist, hängt vom jeweiligen Simulationsszenario ab. Die meisten Impaktsimulationen bestehen zu etwa 35-40% aus leeren Zellen, so dass durch Verwendung der abgeleiteten Datentypen letztendlich sogar Arbeitsspeicher eingespart wird.

#### **6.2.4. Interpretation und Ausblick**

Es konnte gezeigt werden, dass die Art der Datenstruktur einen nicht zu vernachlässigenden Effekt auf die Latenz-Zeiten zur Bereitstellung der Daten aus dem Arbeitsspeicher und somit auf die Rechengeschwindigkeiten hat. Die aufgrund seiner intuitiven und übersichtlichen Handhabung in vielen Simulationsprogrammen verwendete Methode mehrdimensionaler Datenfelder führt zu einer signifikanten Verlangsamung der Rechnung. Die Verwendung zeitgemäßer Programmier-elemente wie abgeleiteter Datentypen und Zeiger kann den Datenzugriff um bis zu 250% beschleunigen. Eine Anordnung der Daten in eindimensionalen Feldern abgeleiteter Datentypen zeigt dabei die beste Performance. Zudem führt diese Art der Datenstruktur auch zu einem übersichtlicheren Programmcode, da verschachtelte Schleifen unnötig werden. Dank der Verwendung von Zeigern kann zudem die Schreibweise abgekürzt und der Datenzugriff zusätzlich beschleunigt werden. Ein geschickter Umgang mit diesen Datenstrukturen könnte zudem sogar den Arbeitsspeicherbedarf senken.

Die Verwendung abgeleiteter Datentypen ermöglicht eine objektorientierte Programmierung und vereinfacht die Weiterentwicklung eines Programms – insbesondere dann, wenn mehrere Wissenschaftler an diesem Code arbeiten.

Daher sollten bei der zukünftigen Entwicklung von *iSALE-3D* eindimensionale Felder abgeleiteter Datentypen eingesetzt werden. Weitere sinnvolle Programmier-techniken, wie z. B. die Verwendung von Listenstrukturen, könnten die Effizienz zusätzlich steigern und vor allem die Lesbarkeit des Programmcodes weiterhin verbessern.

## 6.3. Datenkompression

Typische Auflösungen, die zur dreidimensionalen numerischen Simulation von Meteoriteneinschlägen verwendet werden, variieren derzeit zwischen  $150 \times 75 \times 100$  Gitterzellen (= 1,1 Mio. Gitterpunkte) bis hin zu  $600 \times 300 \times 450$  Gitterzellen (= 81 Mio. Gitterpunkte). Die der Rechnung zugrunde liegenden Gleichungen müssen auf diesem Gitter in der Regel für mehrere tausend Zeitschritte gelöst werden, um ein realistisches Bild der Dynamik der Kraterbildung zu bekommen. Die Visualisierung oder Auswertung erfolgt nach Abschluss der Rechnung, im sog. *Post-Processing*, anhand der Daten, die zu unterschiedlichen Zeiten der Simulationsrechnung erstellt und abgespeichert wurden. Da nicht immer offensichtlich ist, welche Zeitschritte zur Auswertung erforderlich sind, werden die Daten oft in hoher zeitlicher Auflösung gespeichert, was die Anforderungen an den Speicherplatz erheblich steigert.

Bereits das Speichern der numerischen Resultate eines einzelnen Zeitschrittes mit einer Auflösung von  $400 \times 200 \times 300$  Zellen und sechs Variablen pro Gitterpunkt führt zu einem Datenvolumen von 550 MB bei Verwendung von 32-bit Gleitkommazahlen in binärer Schreibweise. Die Erzeugung einer portablen ASCII-Datei (Format 'E12.6' führt sogar zu einer Dateigröße von 1,87 GB. Entsprechende Datensätze bestehend aus 400 Zeitschritten, einem für Impakt-simulationen typischen Wert, würden demnach zu Dateien mit einer Größe von 215 GB bzw. 750 GB führen. Damit ist die Verwaltung der Daten großer Parameterstudien (typischerweise mehrere hundert Simulationsrechnungen) auf der zur Verfügung stehenden Hardware durchschnittlicher Rechencluster technisch nicht realisierbar.

Aus diesem Grund ist es unumgänglich, eine kompaktere Form der Datenspeicherung zu wählen. So wurden bereits Kompressionsverfahren verwendet, um das Volumen seismischer Daten [Vassiliou und Wickerhauser, 1997; Villasenor et al., 1996; Averbuch et al., 2001] oder der Resultate ozeanischer [z. B. Tao und Moorhead, 1994; Bradley und Brislawn, 1992] oder geodynamischer [Schmalzl, 2003] Modellierungen zu reduzieren. Allerdings lag der Schwerpunkt der meisten der oben genannten Veröffentlichungen darin, die Visualisierung und Auswertung der Daten zu beschleunigen. Das Hauptziel dieser Studie hingegen ist es, ein Datenformat zu erschaffen, das

1. zur Speicherung der Ergebnisse dreidimensionaler numerischer Simulationen von Meteoriteneinschlägen geeignet ist (hier stellen insbesondere der hohe Dynamikbereich der Daten sowie die steilen Gradienten in einigen Feldern, z. B. dem Druck, besondere Herausforderungen an das Kompressionsverfahren),

2. das Datenvolumen bei geringen Kompressionsfehlern deutlich reduziert,
3. hohe Portabilität gewährleistet,
4. an beliebige Architekturen angepasst werden kann,
5. übersichtlich und einfach zu handhaben ist und somit
6. eine zügige und bequeme Visualisierung und Auswertung der Daten ermöglicht.

Im nachfolgenden Abschnitt, Kapitel 6.3.1 wird zunächst die Funktionsweise einzelner Kompressionsverfahren vorgestellt, bevor in Kapitel 6.3.2 die Algorithmen hinsichtlich ihrer Fähigkeit, Daten zu komprimieren und der dabei erzeugten Fehler untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Tests bildeten das Fundament für eine Kompressionsbibliothek, dessen Umfang und Funktionsweise in Kapitel 6.3.3 erläutert wird, bevor diese Studie in Kapitel 6.3.4 mit einer Zusammenfassung abgeschlossen wird.

### 6.3.1. Überblick über Kompressionsverfahren

In den folgenden Abschnitten soll die Funktionsweise der im Rahmen dieser Studie untersuchten Kompressionsalgorithmen kurz aufgezeigt werden. Eine ausführliche Beschreibung der Verfahren würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Hierzu sei auf die in den jeweiligen Abschnitten angegebenen Referenzen verwiesen. Eine sehr umfassende Beschreibung vieler der hier verwendeten Kompressionsverfahren findet sich zudem in Salomon [2000].

#### Der *JPEG* Kompressionsalgorithmus

Die unter dem Namen *JPEG* bekannte Norm ISO/IEC 10918-1 [1992] beschreibt eine Sammlung verschiedener Verfahren zur Komprimierung von Farb- oder Graustufenbildern. Die Bezeichnung *JPEG* steht für die *Joint Photographic Experts Group*, den Namen der Gruppe, die diesen Standard erstmals entwickelt hat. Bei der für diese Studie verwendeten Methode zur Kompression von Graustufenbildern wird der Datenbereich in  $8 \times 8$  Blöcke aufgeteilt, die einer diskreten Cosinus-Transformation unterzogen werden. Danach können die kleinsten Fourier-Koeffizienten vernachlässigt werden. Wieviele dies sind, wird über einen Kompressionsparameter (Qualitätsparameter) gesteuert, der vom Benutzer angegeben wird. Abschließend werden die verbliebenen Koeffizienten mittels eines Huffman-Codes [Huffman, 1952, 2006] sortiert und abgespeichert.

## Der GNU-Zip Kompressionsalgorithmus

Das als *GNU-Zip* (kurz: *gzip*) bekannte Datenformat verwendet den *Lempel-Ziv-Storer-Szymanski-Algorithmus* [kurz: *LZSS*; Storer und Szymanski, 1982] zur *verlustfreien* Komprimierung des Datenvolumens. *LZSS* verwendet dazu ein Wörterbuch, um Zeichenketten aus den zu komprimierenden Daten durch Querverweise zu der Position der Kette im Wörterbuch zu ersetzen. Das somit reduzierte Restdatenvolumen wird wiederum durch Sortierung mittels eines Huffman-Codes [Huffman, 1952, 2006] verringert und abgespeichert.

### 16-bit GNU-Zip Kompression

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das oben erläuterte *GNU-Zip* Kompressionsverfahren modifiziert, um eine höhere (wenn auch verlustbehaftete) Kompressionsrate zu erzeugen. Die wesentliche Änderung ist eine Wertebereich-Transformation von 32-Bit Gleitkommazahlen (32-bit-float) zu vorzeichenlosen 16-Bit ganzzahligen Werten (*16-bit-unsigned int* oder kurz: *uint16*). Die zu komprimierenden Daten werden dabei zunächst unter Berücksichtigung ihrer Extremwerte ( $Y_{min}$  und  $Y_{max}$ ) skaliert und anschließend dem naheliegendsten 16-bit Intervall (Wertebereich [0...65535]) zugeordnet. Über einen Qualitätsparameter  $q \leq 100$  kann der Wertebereich zusätzlich verkleinert werden, um die Kompressionsrate zu erhöhen. Die Transformation einer 32-bit Gleitkommazahl  $Y_{real}$  in die 16-bit-Darstellung  $Y_{uint16}$  erfolgt somit über folgende einfache Relation:

$$Y_{uint16} = \frac{Y_{real} - Y_{min}}{Y_{max} - Y_{min}} \cdot \left( \frac{q}{100} \cdot 65535 \right) \quad (6.6)$$

Die resultierenden ganzzahligen Werte werden anschließend als zwei einzelne Zeichen (jeweils 8 Bit) behandelt. Somit kann eine Portabilität und Lesbarkeit der Daten auf allen Computerarchitekturen gewährleistet werden. Die Zeichenketten werden schlussendlich mittels des oben beschriebenen *GNU-Zip*-Verfahrens komprimiert und gespeichert.

Der maximale Fehler  $\varepsilon_{max}$ , der bei dieser Form der Komprimierung auftritt, beträgt

$$\varepsilon_{max} = \frac{1}{2^{16}} \cdot 100 = 0.0015\% \quad (6.7)$$

des Wertebereichs ( $Y_{max} - Y_{min}$ ). Das hier vorgestellte modifizierte *GNU-Zip*-Verfahren führt zu einem Datensatz, dessen Größe weniger als 20% einer mit dem konventionellen *GNU-Zip*-Verfahren erstellten Datei beträgt. Verglichen mit einem binär geschriebenen 32-Bit Datensatz beträgt die Größe maximal 8%.

### 6.3.2. Evaluation der Kompressionsverfahren

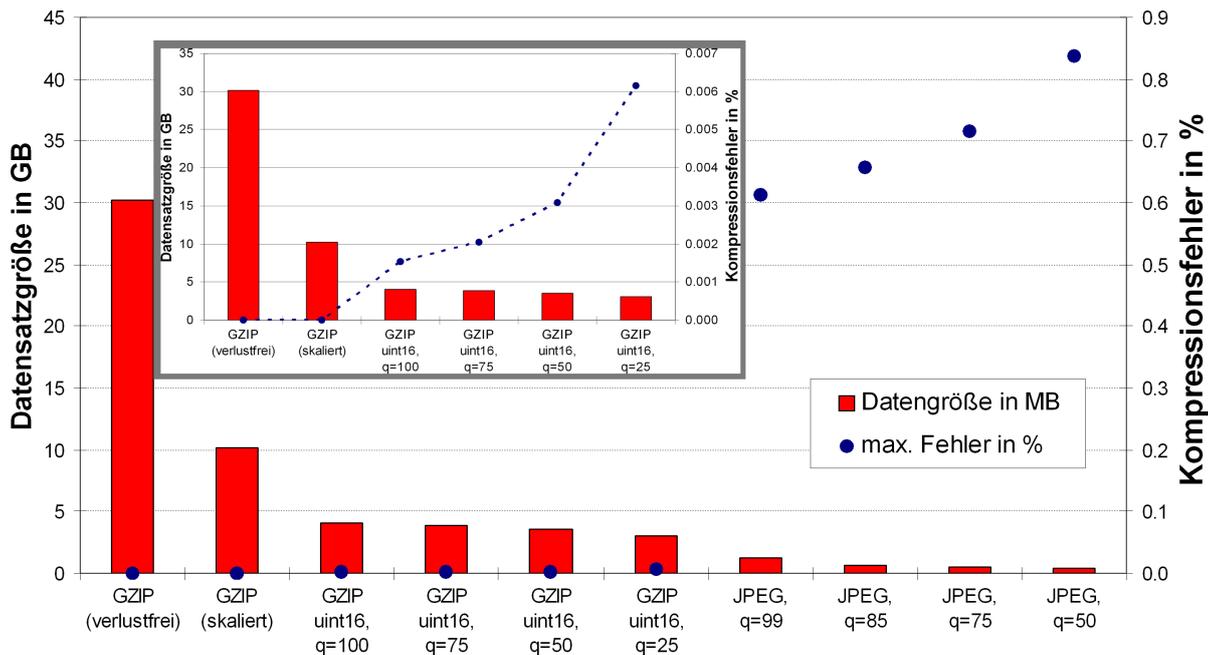
Zur Bewertung der Qualität und Anwendbarkeit der oben vorgestellten Kompressionsverfahren wurden numerische Daten in den unterschiedlichen Formaten abgespeichert. Dabei handelt es sich um Ergebnisse der dreidimensionalen Simulation eines schiefwinkligen Meteoriteneinschlags (Einschlagwinkel  $\alpha=45^\circ$ ) auf einem Gitter bestehend aus  $320 \times 160 \times 200$  Zellen. Es wurden 400 Zeitschritte und jeweils sechs Felder abgespeichert: Der Druck mit einem Wertebereich von 0 bis 187 GPa, die Dichte (0 bis  $5470 \text{ kg/m}^3$ ), die Temperatur (0 bis 18700 K) sowie die drei Geschwindigkeitskomponenten, jeweils im Wertebereich von  $\pm 23800 \text{ m/s}$ . All diese Felder haben die für Impaktprozesse typische Eigenart, lokal hohe Gradienten aufzuweisen.

Abbildung 6.4 und Tabelle 6.4 zeigen die Auswirkung der unterschiedlichen Kompressionsverfahren und -dichten (repräsentiert durch den Qualitätsparameter  $q$ ) auf den Kompressionsfehler und das Datenvolumen. Letzteres wurde bestimmt durch Summierung der Größen aller sechs Felder aus allen 400 Zeitschritten. Das durch den Header, die Gitter- und Metainformationen (nähere Erläuterungen folgen in Kap. 6.3.3) beanspruchte Volumen in der Datei wurde hierbei ignoriert, um eine Vergleichbarkeit mit Theoriewerten für Binär- oder ASCII-Daten zu ermöglichen. Diese sind in Tabelle 6.4 aufgelistet.

**Tabelle 6.4.** – Vergleich unterschiedlicher Kompressionsverfahren und -raten. Referenzdatensatz: 400 Zeitschritte, jeweils  $320 \times 160 \times 200$  Zellen und je 6 Variablen pro Zelle.

Kompression	Datenvolumen (in MB)	mittlerer Fehler <sup>a</sup> (in %)	max. Fehler (in %)
ASCII (E12.6)	328.125,00	2,00E-6	6,00E-6
binär (verlustfrei)	93.750,00	0	0
GZIP (verlustfrei)	30.890,74	0	0
GZIP (skaliert)	10.439,61	1,52E-7	3,77E-6
GZIP uint16, q=100	4.194,92	4,51E-4	1,54E-3
GZIP uint16, q=75	3.966,37	6,00E-4	2,05E-3
GZIP uint16, q=50	3.647,51	9,03E-4	3,08E-3
GZIP uint16, q=25	3.121,02	1,81E-3	6,16E-3
JPEG, q=99	1.262,19	2,16E-2	6,13E-1
JPEG, q=85	613,76	2,37E-2	6,56E-1
JPEG, q=75	515,11	2,79E-2	7,15E-1
JPEG, q=50	406,64	3,85E-2	8,38E-1

<sup>a</sup>Durchschnittswert aller Felder und Zeitschritte



**Abbildung 6.4.** – Vergleich unterschiedlicher Kompressionsmethoden und -raten (Qualitätsfaktor  $q$ ) hinsichtlich Datengröße und Kompressionsfehler. Komprimiert wurden 400 Zeitschritte bestehend aus je 6 Datenfeldern mit einer räumlichen Auflösung von  $320 \times 160 \times 200$  Zellen. Die Datengröße gibt die Summe der Größe aller Felder an. Die Größe des Headers, der Gitter- und Meta-Informationen wurden herausgerechnet. Der Kompressionsfehler ist das räumliche und zeitliche Mittel aller Felder. Die kleine Abbildung zeigt eine Vergrößerung des Ausschnitts für das *GNU-Zip*-Verfahren.

Wie zu erwarten war, zeigt von allen getesteten Methoden der *JPEG*-Algorithmus die stärkste Komprimierung. Dieser sorgt bei Anwendung des Qualitätsfaktors  $q=85$  (Standardwert für die meisten *JPEG*-Bilder) für eine Reduktion des Datenvolumens auf weniger als 1% der Größe, die durch einfache binäre Speicherung der Daten erreicht wird. Verglichen mit einem ASCII-Datensatz<sup>7</sup> verringert sich der resultierende Datensatz sogar auf weniger als 0,2%. Der hohe Kompressionsgrad führt allerdings auch zu größeren Fehlern, wie in Abbildung 6.4 deutlich zu sehen ist. Die Ungenauigkeit hängt von der durch den Qualitätsparameter  $q$  gesteuerten Kompressionsdichte ab. Der maximale Fehler liegt zwischen 0,61% und 0,84%. Messungen des durchschnittlichen Fehlers ergaben Werte zwischen 0,02% und 0,04%. Bei einem Maximaldruck von 187 GPa würde selbst ein Fehler von 0,02% noch zu einer Ungenauigkeit von  $\pm 3,74$  GPa führen und damit in vielen Fällen zu groß sein, um eine aussagekräftige Interpretation der Daten [vor allem hinsichtlich möglicher Auswirkungen der Stoßwellenmetamorphose; siehe z. B. French, 1998] zu ermöglichen.

<sup>7</sup>Annahme hier: Ein Wert pro Zeile im Format 'E12.6', also z. B. -.123456E+08. Der Zeilenumbruch (*carriage return*) benötigt auf Unix-basierten Systemen zusätzliche 2 Byte.

Eine verlustfreie Kompression allerdings führt zu großen Datensätzen. Die Verwendung des *GNU-Zip*-Algorithmus in seiner ursprünglichen (verlustfreien) Form kann das Datenaufkommen (verglichen mit binär geschriebenen Daten) immerhin um  $2/3$  reduzieren. Angesichts des hohen Volumens der Ausgangsdaten führt dieses Verfahren dennoch zu einer Dateigröße von mehr als 30 GB. Für eine Parameterstudie bestehend aus mehreren hundert Rechnungen eignet sich dieser verlustfreie Algorithmus somit nicht, da enorme Speicherkapazitäten bereitgestellt werden müssten.

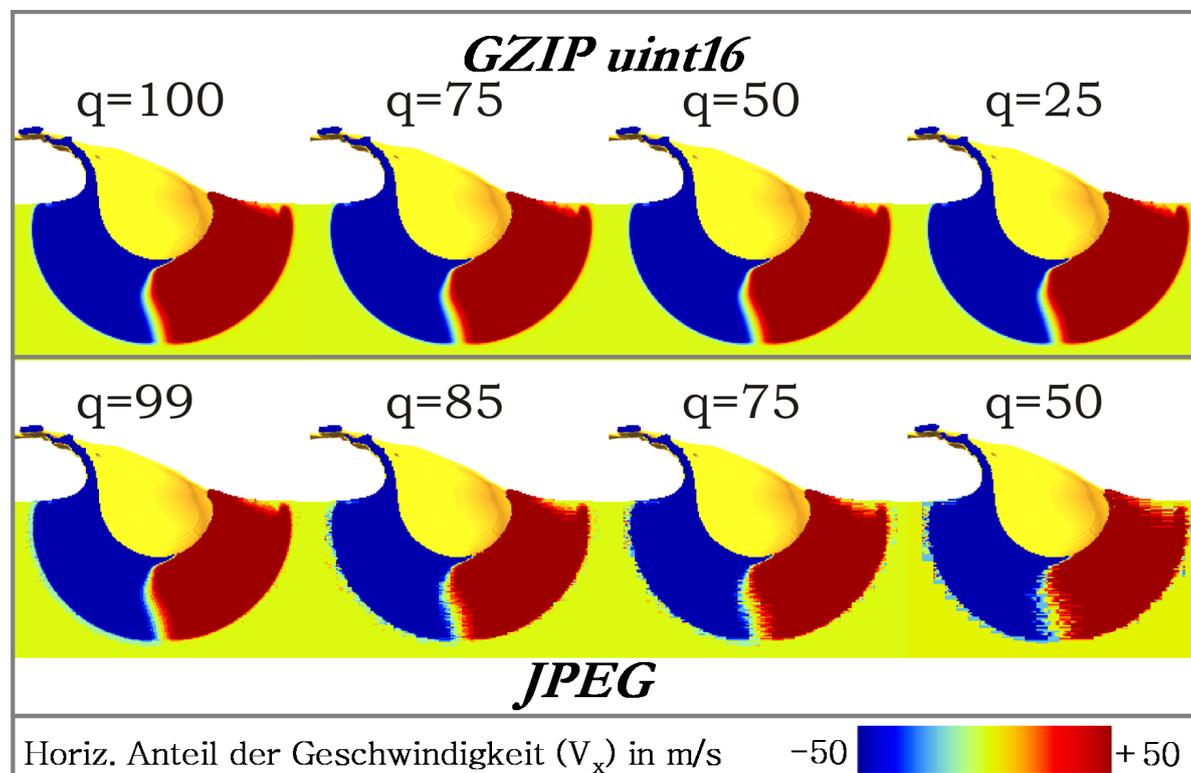
Eine Normierung des Wertebereiches [ $0 \leq \text{Wert} \leq 1$ ] führt einen maximalen Fehler von  $3,8 \cdot 10^{-6}\%$  ein. Somit ist dieses Verfahren nahezu fünf Größenordnungen genauer als die *JPEG*-Komprimierung. Das Datenvolumen kann dadurch erneut um  $2/3$  auf etwa 10 GB reduziert werden.

Eine zusätzliche Verringerung des Speicherbedarfs ermöglicht die in Kapitel 6.3.1 vorgestellte und im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte Variante des *GNU-Zip*-Algorithmus. Durch die Transformation des Wertebereichs auf eine 16-bit Darstellung kann die Datengröße auf 3-4 GB reduziert werden. Dies entspricht 3-4,5% der Größe einer konventionell erstellten Binärdatei und nur etwa 1% einer ASCII-Datei. Der Maximalfehler beläuft sich auf  $1,5 \cdot 10^{-3}\%$ - $3,0 \cdot 10^{-3}\%$  und ist somit mehr als zwei Größenordnungen kleiner als der des *JPEG*-Algorithmus.

Dieses Verfahren liefert einen guten Kompromiss zwischen der Kompressionsdichte und der Genauigkeit der Daten und scheint somit geeignet zu sein, die Daten großer Parameterstudien zu komprimieren. Im Folgenden soll die Anwendbarkeit dieses Verfahrens anhand der Darstellung einzelner Felder überprüft werden.

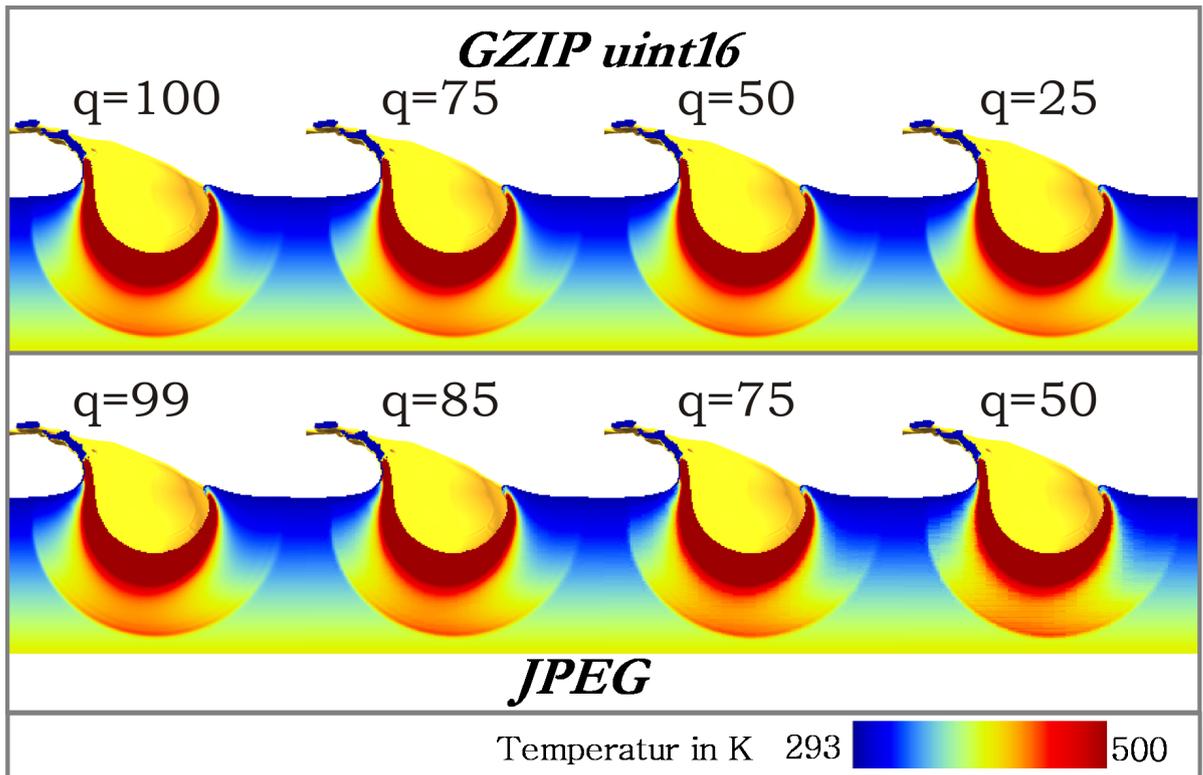
Abbildung 6.5 zeigt die Visualisierung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $V_x$  zu einem beliebig gewählten Zeitschritt unter Verwendung unterschiedlicher Kompressionsverfahren und -raten. Die Farbskala wurde auf einen Bereich von -50 m/s (Blau) bis +50 m/s (Rot) eingegrenzt, was etwa  $\pm 0,2\%$  des Maximalwertes entspricht. Nur so können die kleinen Kompressionsfehler sichtbar gemacht werden. Während die Modifikation des *GNU-Zip*-Verfahrens selbst bei einer geringen Kompressionsrate ( $q=25$ ) keine sichtbaren Artefakte aufweist, zeigt die *JPEG*-Komprimierung schon bei hoher Genauigkeit ( $q=85$ ) große Ungenauigkeiten auf. Da im Rahmen dieses Algorithmus eine Fourier-Transformation durchgeführt wird, kommt es zu erhöhten Fehlern, sobald starke Gradienten in den Daten auftreten. Dies führt zu weniger scharfen Übergängen in den Daten, was bereits bei  $q=99$  am Rand des blau gefärbten Bereiches sichtbar ist. Eine Vergrößerung der Anzahl der vernachlässigten Fourier-Koeffizienten (d. h. Verringerung des Qualitätsparameters  $q$ ) führt zu einem stärkeren Verschmieren

der Gradienten und zu einem vermehrten Auftreten numerischer Artefakte. Eine Verwendung des *JPEG*-Algorithmus zur Kompression des Geschwindigkeitsfeldes ist somit nicht zu empfehlen, insbesondere dann nicht, wenn die Daten neben der Visualisierung auch zur Auswertung benötigt werden.



**Abbildung 6.5.** – Horizontale Komponente der Geschwindigkeit ( $V_x$ ), komprimiert mit dem modifizierten *GNU-Zip*-Verfahren (*gzip uint16*, oben) und dem *JPEG*-Verfahren (unten) sowie unterschiedlichen Kompressionsraten  $q$ . Der Dynamikbereich der Farbskala ist auf  $\pm 50$  m/s eingegrenzt (Minimum und Maximum des Feldes beträgt  $\pm 24000$  m/s), um Kompressionsfehler sichtbar zu machen.

Abbildung 6.6 zeigt die Visualisierung der Temperatur für den gleichen Zeitschritt. Die Einfärbung der Schnittfläche erfolgte hier in einem Wertebereich von 293 K (Oberflächentemperatur, Blau) bis 500 K (Rot), was etwa 1% des Maximalwertes von 18700 K entspricht. Auch hier zeigt der modifizierte *GNU-Zip*-Algorithmus keinerlei sichtbare Artefakte und selbst die *JPEG*-Kompression führt zumindest bis zu einem Qualitätsparameter von  $q=85$  zu keinen nennenswerten Ungenauigkeiten. Verglichen mit der Visualisierung des Geschwindigkeitsfeldes sind die Kompressionsfehler bei geringeren Qualitäten ( $q \leq 50$ ) unscheinbar und sehr weich. Artefakte, wie sie in Abbildung 6.5 auftreten, sind hier nicht zu erkennen.

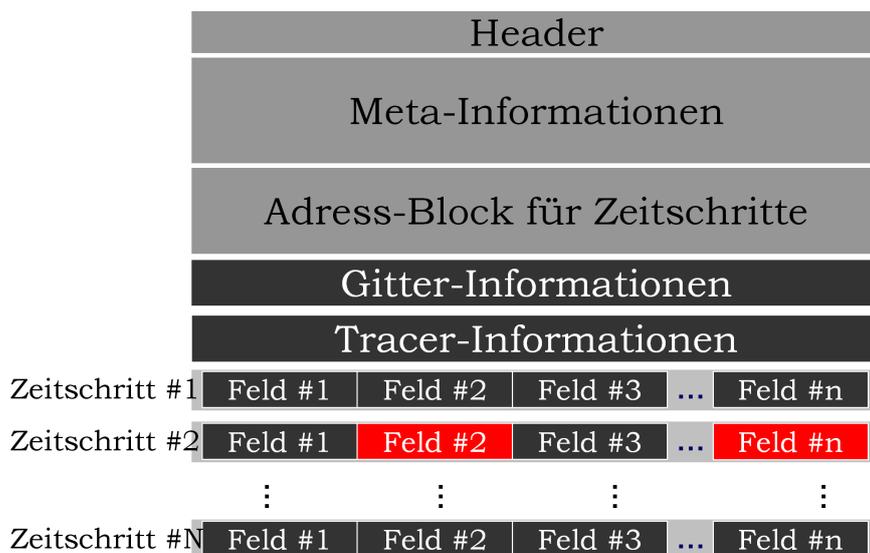


**Abbildung 6.6.** – Temperatur  $T$ , komprimiert mit dem modifizierten *GNU-Zip*-Verfahren (*gzip uint16*, oben) und dem *JPEG*-Verfahren (unten) sowie unterschiedlichen Kompressionsraten  $q$ . Der Dynamikbereich der Farbskala reicht von 293 K (Oberflächentemperatur) bis 500 K (Wertebereich des Feldes: 0 ... 18700 K), so dass Kompressionsfehler sichtbar werden.

### 6.3.3. Beschreibung der Kompressionsbibliothek und des Datenformates

Die bislang vorgestellten Ergebnisse belegen, dass die Festlegung auf ein bestimmtes Kompressionsverfahren und die zugehörige Kompressionsrate ( $q$ ) im Normalfall nicht empfehlenswert ist. Die Qualität eines Verfahrens hinsichtlich Datenreduktion und Kompressionsfehler hängt von den Eigenschaften des zu komprimierenden Feldes ab. Es ist somit sinnvoll, die Wahl des geeigneten Kompressionsverfahrens und -parameters ( $q$ ) für jedes Feld separat zu treffen.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Bibliothek entwickelt, die sämtliche in Kapitel 6.3.1 vorgestellten Kompressionsverfahren enthält. Sie stellt Funktionen zur Ein- und Ausgabe von Daten bereit, die das Öffnen und Schließen von Datensätzen, das Speichern, Lesen oder Überprüfen der Daten ermöglicht. Auch eine nachträgliche Bearbeitung der Daten (zum Beispiel das Herauslösen einzelner Zeitschritte oder Datenfelder) ist auf diesem Wege möglich, ohne fundamentale Kenntnisse von der Struktur des Datensatzes zu besitzen.



**Abbildung 6.7.** – Skizzierung der internen Struktur eines mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bibliothek komprimierten Datensatzes. Der *Adress-Block*, der die Startadressen jedes Zeitschrittes in der Datei enthält, erlaubt einen schnellen Zugriff auf bestimmte Daten (hier in Rot hervorgehoben).

Neben der Kompression der einzelnen Datenfelder steuert diese Bibliothek zudem die Anordnung der Datensätze (Felder, Zeitschritte) innerhalb der Datei. Dazu wird eine spezielle Struktur verwendet, die in Abbildung 6.7 schematisch aufgezeigt wird. Die Datei beginnt mit einem *Header*, in dem grundlegende Informationen zum Inhalt dieser Datei (z. B. Datenformate, Anzahl der gespeicherten Zeitschritte und Datenfelder) aufgeführt werden. Es folgt ein Abschnitt, der für

*Meta-Informationen* reserviert ist. Dieser enthält im Normalfall die zum Starten der Rechnung verwendeten Simulations- und Materialparameter, wodurch sich die Auswertung der Daten im sogenannten *Post-Processing* erleichtert oder sogar automatisieren lässt. Zudem können hier auch benutzerdefinierte Informationen (wie z. B. Zeitpunkt, Dauer und Ort der Simulation, Benutzer, zugehöriges Projekt) gespeichert werden. Es folgt ein Abschnitt, in dem die physikalischen Adressen des Anfangs jedes Zeitschrittes und Datenfeldes in der Datei aufgeführt werden, um einen schnellen Zugriff auf jedes beliebige Feld zu ermöglichen. Sofern das zugrundeliegende Gitter statisch ist (z. B. Euler-Gitter ohne adaptive Gitter-Verfeinerung), werden die Koordinaten zu jeder Gitterzelle in einem separaten Abschnitt gespeichert. Falls Lagrange'sche Partikel *Tracer* verwendet werden, folgt ein weiterer Absatz, in dem entsprechende Informationen festgehalten werden. Im Anschluss daran folgen die zeitschrittweise angeordneten Daten.

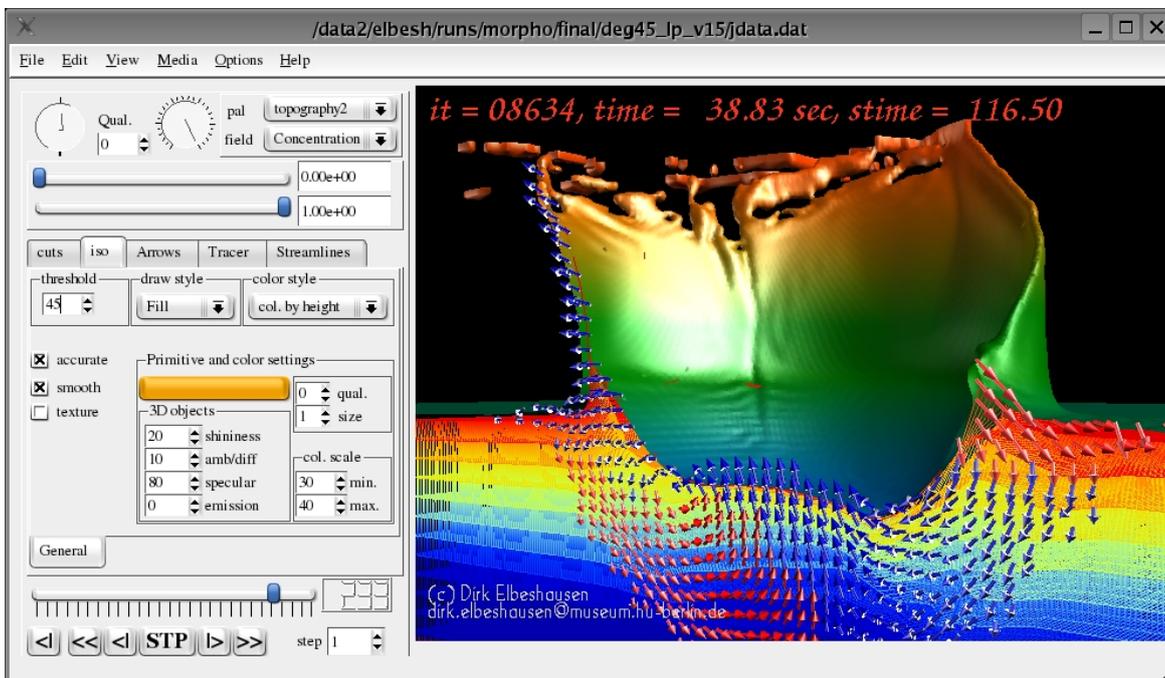
#### **6.3.4. Zusammenfassung und Ausblick**

Dreidimensionale Simulationen gehen nicht nur mit hohem Rechenaufwand einher, auch die erzeugten Datenmengen sind nicht zu vernachlässigen. Eine Kompression dieser Datensätze ist somit sinnvoll und im Falle großer Parameterstudien sogar unumgänglich. In der hier vorgestellten Studie wurde untersucht, welche Verfahren zur Reduktion der aus dreidimensionalen Impakt-Simulationen gewonnenen Datensätze sinnvoll einsetzbar sind. Dabei zeigen die einzelnen Algorithmen Unterschiede hinsichtlich ihrer Kompressibilität und des dabei generierten Kompressionsfehlers. Eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Variante des *GNU-Zip*-Algorithmus scheint dabei den besten Kompromiss zwischen Datengröße und Genauigkeit zu liefern. Diese Studie hat jedoch auch gezeigt, dass generalisierte Aussagen nicht möglich sind, da das Kompressionsverhalten stets von der Struktur des Datenfeldes (Wertebereich, Größe der Gradienten) abhängig ist. Daher wurde des Weiteren eine Bibliothek entwickelt, die sämtliche Methoden beinhaltet und es ermöglicht, für jedes Feld individuell das Kompressionsverfahren und die Kompressionsdichte (Qualität) einzustellen. Diese Bibliothek umfasst zudem Funktionen, die das Verwenden der unterschiedlichen Verfahren erlaubt, ohne den Algorithmus oder das Dateiformat näher kennen zu müssen. Das Format der generierten Datensätze ist plattformunabhängig und erlaubt ein Höchstmaß an Flexibilität. Die Bibliothek und das Datenformat können zudem problemlos auch zur Komprimierung und Bearbeitung anderer geophysikalischer Datensätze verwendet werden.

## 6.4. Visualisierung und Post-Processing

Die Vorteile eines leistungsfähigen Simulationscodes und flexibler Ausgabeformate sind in den vorangegangenen Kapiteln bereits dargelegt worden. Sie sind jedoch nur dann von Nutzen, wenn die Möglichkeit einer umfangreichen Nachbearbeitung der Daten besteht. Dieses sogenannte „Post-Processing“, das sich mit der wissenschaftlichen Auswertung und Interpretation der numerischen Daten beschäftigt, ist eine Kernkomponente wissenschaftlichen Arbeitens. Die graphische Aufbearbeitung (*Visualisierung*) numerischer Daten bietet dabei den einfachsten und intuitivsten Zugang zu den Simulationsergebnissen. Dies gilt insbesondere für Studien, die einen strukturgeologischen oder morphologischen Schwerpunkt haben (wie z. B. Kap. 11 oder 12).

Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit zusätzlich eine Visualisierungssoftware entwickelt, die eine ansprechende und flexible Darstellung der Ergebnisse ermöglicht. Zudem soll diese Software nicht nur als reines Visualisierungswerkzeug verstanden werden, denn es bietet (insbesondere dank einer Plugin-Schnittstelle) zusätzlich eine bequeme Möglichkeit, Daten zu extrahieren oder auszuwerten. Im folgenden soll dieses Programm (siehe Abb. 6.8), seine Funktionsweise und Funktionalität kurz vorgestellt werden.



**Abbildung 6.8.** – Visualisierung numerischer Daten mit *VIMOD*. Die graphische Benutzeroberfläche (links) vereinfacht die Anpassung der Darstellung. Die Visualisierung (rechts) kann mittels Maus oder Tastatur von beliebigen Blickwinkeln betrachtet werden.

### 6.4.1. Visualisierung dreidimensionaler Daten - Problematik

Während zweidimensionale Daten meist mit sehr einfachen Methoden dargestellt werden können (2D-Diagramme oder Abbildungen), ist die Visualisierung dreidimensionaler Daten deutlich komplexer. Hier stellt sich zunächst die Frage, ob eine *Selektion* oder *Reduktion* der Daten vorgenommen werden soll (z. B. Darstellung einer Schnittebene) oder ob es notwendig ist, den gesamten Datensatz dreidimensional darzustellen. Letzteres wirft zusätzliche Fragen auf:

- Welcher Blickwinkel soll gewählt werden („*perspektivische Projektion*“; siehe z. B. Yang et al. [2005]; Weiler et al. [2003]; Palmer [2001] oder Elmqvist und Tsigas [2007])?
- Ist eine statische Betrachtung ausreichend oder sind dynamische Transformationen (*Rotation, Translation, Skalierung, Koordinatentransformation*) erforderlich?
- Kann der gezielte Einsatz von Beleuchtungseffekten, wie z. B. Schatten („*shading*“, siehe z. B. Olano und Lastra [1998]), Umgebungsbeleuchtung („*ambient lighting*“, siehe z. B. Kniss et al. [2003]), gerichteten Lichtquellen („*spotlights*“, siehe z. B. Smithwick [2011]), Reflexionen [Kilgard, 2010] oder Lichtbrechung [Oliveira und Brauwers, 2007; Heidrich et al., 1999] in Fluiden, zu einer Verbesserung der Darstellung oder gar einer Fokussierung des Blickes auf einzelne Strukturen führen? Wie sollen einzelne Objekte (z. B. die Kraterhohlform oder die Targetoberfläche) damit interagieren (*Materialmodelle*<sup>8</sup>)?

Dies sind die wesentlichen Gesichtspunkte, die es bei 3D Visualisierungen zu berücksichtigen gilt. Da die Antworten auf o. g. Fragen von Fall zu Fall variieren können (unterschiedliche Anwender, unterschiedliche Studien oder Schwerpunkte), ist es erforderlich, einen Weg zu finden, die Visualisierung interaktiv und benutzerspezifisch verändern zu können.

### 6.4.2. Entwicklung der Visualisierungssoftware *VIMoD*

Zur Visualisierung der numerischen Daten wurde *VIMoD* (=Visualization of Impact **M**odelling **D**ata) entwickelt (siehe Abb. 6.8). Obwohl – wie der Name bereits verrät – ursprünglich zur Visualisierung von Impaktsimulationen konzipiert, kann es sehr leicht auch für andere Visualisierungszwecke verwendet werden.

---

<sup>8</sup>Hier gemeint: Materialmodelle aus dem Themenbereich Visualisierung [siehe z. B. Wright et al., 2007, Kap. 5f], nicht zu verwechseln mit den in Kap. 4.3 vorgestellten Materialmodellen aus rheologischer, thermodynamischer oder gesteinsmechanischer Sicht.

## Graphische Darstellung (*OpenGL*)

Heutzutage existieren viele Bibliotheken oder Programmpakete, die bereits komplexe Routinen zur Visualisierung von Daten enthalten [so z. B. das „*Visualization ToolKit*“ *VTK*; Schroeder et al., 2006]. Diese sogenannten *High-Level-Befehle* sind sehr gut optimiert und können die Leistung moderner Grafikkarten bestmöglich ausschöpfen. Sie haben allerdings den Nachteil, dass benutzerspezifische Visualisierungen oder Anpassungen meist nur umständlich realisiert werden können. Zudem sind meist zeitaufwändige Transformationen der numerischen Daten erforderlich, da *High-Level-Befehle* aus o. g. Bibliotheken die Daten in einem speziellen Format erwarten.

Um diese Nachteile zu umgehen und ein Höchstmaß an Flexibilität zu gewährleisten, kamen entsprechende Bibliotheken oder Programme bei der Entwicklung von *VIMoD* nicht zum Einsatz. Stattdessen werden zur Darstellung („*rendering*“) der Daten einfache *OpenGL* Befehle verwendet. *OpenGL* [Wright et al., 2007] ist eine für graphische Darstellungen konzipierte Softwareschnittstelle, mit der die Hardwarebeschleunigung einer Grafikkarte effizient genutzt werden kann. Im Gegensatz zu o. g. Werkzeugen stellt *OpenGL* keine *High-Level-Befehle* zur Beschreibung dreidimensionaler Objektmodelle zur Verfügung. Stattdessen müssen die Objekte aus einer kleinen Menge geometrischer *Primitiven* (z. B. Liniensegmente, Dreiecke, Polygone, Kreise, Zylinder, Kugeln etc.) aufgebaut werden. Das zugrunde liegende *Client-Server-Modell* [siehe z. B. Shreiner, 2009] erlaubt es, die Graphikleistung einer Workstation mit der Rechenleistung von Supercomputern oder Großrechenanlagen zu verbinden.

## Graphische Benutzeroberfläche (*Qt*)

Um eine Interaktion des Benutzers mit der Visualisierung zu ermöglichen, ist eine graphische Benutzeroberfläche (*GUI*; *graphical user interface*) sinnvoll. Diese wurde unter Verwendung von *Qt* implementiert. Die *Qt*-Bibliothek [Blanchette und Summerfield, 2004] der Firma *Trolltech* ist eine C++-Klassenbibliothek, die zahlreiche Werkzeuge für eine plattformübergreifende Programmierung von graphischen Benutzeroberflächen bereitstellt.

## Funktionsumfang

*VIMoD* enthält zahlreiche Funktionen zur Visualisierung von Datenfeldern. Die wichtigsten sind

- Schnittflächen
- Isoflächen [Lorensen und Cline, 1987; Lewiner et al., 2003; Theisel, 2002]
- Vektorpfeile
- Darstellung von *Tracern*
- Volumen Rendering [Lichtenbelt et al., 1998; Bardili, 2002] und
- Stromlinien [Mebarki et al., 2005]

Zudem stehen Editoren oder Eingabemasken bereit, über die Lichteffekte (s. o.) sowie Farb- oder Materialeigenschaften individuell angepasst werden können. Auch Texturen [Weiler et al., 2000] oder Reflexionseffekte durch das sog. *Environment Mapping* [siehe z. B. Heidrich und Seidel, 1998] können verwendet werden.

Das visualisierte Objekt kann mittels Maus oder Tastatur beliebig bewegt und von allen Seiten betrachtet werden.

Die graphische Ausgabe kann in einfache Bilder (*snapshots*) oder mittels *Tile-Rendering* [Antochi et al., 2002, 2004] in hochauflösende Abbildungen exportiert werden. Auch Animationen können erstellt und zu einem Video verarbeitet werden.

Durch eine *Plugin-Schnittstelle* ist der Datenaustausch sowie die Kommunikation und Interaktion mit externen Programmen (sog. Plugins) möglich. So können Benutzer eigene Auswerteprogramme schreiben und die Ergebnisse mit *VIMoD* darstellen oder aber *VIMoD* als Schnittstelle zur einfachen Datenextraktion verwenden.

## 6.5. Zusammenfassung und Ausblick

Dieses Kapitel widmete sich der Frage, wie der Bedarf an Rechenzeit, Arbeitsspeicher- und Festplattenkapazitäten des vorgestellten Hydrocodes *iSALE-3D* zusätzlich reduziert werden kann. Zudem soll ein leichter Zugriff auf die numerischen Daten sowie eine schnelle und einfache Analyse und Darstellung der Daten ermöglicht werden.

Durch eine **Parallelisierung von *iSALE-3D*** konnte die Rechenlast auf mehrere Prozessoren oder Prozessorkerne verteilt werden. Auch der Arbeitsspeicherbedarf kann so, falls erforderlich, auf mehrere Rechenknoten aufgeteilt werden, um größere, speicherintensive Rechnungen starten zu können. Eine in Kapitel 6.1 aufgeführte Studie zeigt, dass die mittels *Message Passing Interfaces* [*MPI*, Gropp et al., 1999] realisierte Parallelisierung sehr effizient ist. In einer *shared-memory* Umgebung zeigen Rechnungen, die auf bis zu 48 Prozessorkernen verteilt sind, keine signifikanten Einbußen der Effizienz. In Anbetracht der Tatsache, dass gerade in jüngster Zeit immer größere Mehrkern CPUs entwickelt werden<sup>9</sup> geht der Trend im High-Performance-Computing immer stärker zu solchen *shared-memory* Lösungen. Die Implementierung in *iSALE-3D* ermöglicht jedoch auch die Verteilung einer Rechnung auf bis zu 6 Rechenknoten (d. h. kein gemeinsamer Arbeitsspeicher, Austausch der Daten über das Netzwerk) ohne einen spürbaren Rückgang der Performance. Somit sind auch Hybrid-Ansätze bei größeren Rechnungen denkbar. Dabei wird die Rechenlast auf mehrere Knoten verteilt, innerhalb derer eine *shared-memory* Umgebung vorliegt. Es ist zu erwarten, dass sehr große und komplexe Rechnungen in solch einem Hybrid-Ansatz auf deutlich mehr als 48 Prozesse (möglicherweise bis zu  $6 \times 48 = 288$ ) verteilt werden können, ohne einen nennenswerten Effizienzverlust der Parallelisierung aufzuweisen.

Mit einer Parallelisierung kann die Rechenlast lediglich verteilt, nicht jedoch reduziert werden. Eine deutliche Erhöhung der Rechengeschwindigkeit kann erreicht werden, wenn die Kommunikation zwischen der Simulation und der Hardware (vor allem dem Arbeitsspeicher) so schnell wie möglich abläuft. Eine Verringerung dieser *Latenzzeiten* wurde durch den Einsatz **effizienter Datenstrukturen** realisiert. Hier zeigte sich, dass die Verwendung abgeleiteter Datentypen – insbesondere, wenn diese durch Pointer oder sogar Liststrukturen miteinander verknüpft sind – nicht nur die Lesbarkeit und Handhabung des Programms deutlich verbessert, sondern auch eine bis zu 2,5-fach höhere Rechengeschwindigkeit ermöglicht<sup>10</sup>. Zudem kann durch diese Datenstrukturen auch Arbeitsspeicher

<sup>9</sup>Beispiele für aktuelle Varianten (Stand: Ende 2011):

*AMD Interlagos* mit  $4 \times 16$ -Kern CPUs (=64 Kerne pro Rechenknoten);

*Intel Xeon E7 (Westmere-EX)* mit bis zu  $8 \times 10$ -Kern CPUs (=80 Kerne pro Rechenknoten).

<sup>10</sup>Verglichen mit der herkömmlichen Verwendung mehrdimensionaler Felder (siehe Kap. 6.2.2).

eingespart werden, da unbenötigte Rechengebiete (z. B. leere Zellen; Vakuum) nicht allokiert werden.

Die Datensätze, die durch dreidimensionale Simulationsrechnungen erzeugt werden, sind in der Regel mehrere hundert Mal größer als die vergleichbarer zweidimensionaler Simulationen. Dies führt zu einem sehr hohen Bedarf an Festplattenkapazitäten. Um diesen zu reduzieren, wurde eine Strategie zur **Datenkompression** entwickelt. Aufgrund eines hohen Dynamikbereichs sowie steiler Gradienten in einzelnen Feldern (z. B. Druck) stellen Daten von Stoßwellenprozessen besonders hohe Herausforderungen an das Kompressionsverfahren. Durch die heterogene Zusammensetzung der numerischen Daten hinsichtlich der enthaltenen Datenfelder erscheint es nicht sinnvoll, sich auf ein einzelnes Kompressionsverfahren festzulegen. Stattdessen wurden mehrere Algorithmen, sowohl verlustfreie als auch verlustbehaftete, implementiert. Dadurch kann für jedes Feld der bestmögliche Kompromiss aus Datensatzgröße (also Komprimierungsdichte) und Genauigkeit (Kompressionsfehler) gefunden werden. Durch die Entwicklung einer entsprechenden Bibliothek, die eine Sammlung verschiedener Befehle zum Lesen, Schreiben und Überprüfen der Daten bereitstellt, kann dem Benutzer die Entscheidungsgewalt über diesen Kompromiss überlassen werden. Die Komprimierung der Daten geschieht *in-memory*, d. h. während der Simulationsrechnung, so dass auch zwischenzeitlich kein höheres Datenvolumen entsteht.

Die Kompressionsbibliothek ermöglicht zudem das schnelle Einlesen der Daten. Dies kommt der **Visualisierung und Auswertung (Post-Processing)** der numerischen Daten zugute. Die Visualisierung von Ergebnissen ist insbesondere bei dreidimensionalen Daten von großer Bedeutung, doch auch deutlich anspruchsvoller als bei zweidimensionalen Datensätzen. Zu diesem Zweck wurde eigens eine Visualisierungssoftware entwickelt, die neben einer ansprechenden 3D-Darstellung der Daten auch – z. B. durch eine Plugin-Schnittstelle – die Auswertung der Ergebnisse vereinfacht. Umfangreiche Einstellungen für vielfältige Visualisierungstechniken, Licht- und Schattenberechnungen, Reflexionseffekten oder Texturen können über eine graphische Benutzeroberfläche einfach eingestellt werden.

Die oben aufgeführten Schritte zeigen sehr deutlich, dass zu der Entwicklung eines modernen Simulationsprogramms weitaus mehr gehört als nur ein schneller Lösungsalgorithmus. Soll ein Simulationscode auf heterogenen Rechnerarchitekturen und für vielfältige Fragestellungen Anwendung finden, muss dies bereits bei der Entwicklung des Programms und seiner Komponenten in besonderer Weise berücksichtigt werden. *iSALE-3D* genügt diesen Anforderungen, wie auch das nachfolgende Kapitel zur Validierung des geschaffenen Programms belegt.



## Validierung des Modells

Numerische Simulationen stellen heutzutage ein leistungsfähiges Werkzeug zur Untersuchung komplexer physikalischer Vorgänge dar. Dies gilt jedoch nur, wenn das zu Grunde liegende Computerprogramm verlässliche und physikalisch korrekte Ergebnisse liefert. Daher ist der Prozess der *Validierung* ein unerlässlicher Schritt während der Entwicklung und Weiterentwicklung eines numerischen Modells.

Als *Validierung* eines Programms bezeichnet man den Vergleich der numerischen Ergebnisse mit entsprechenden Beobachtungen in der Natur [Pierazzo et al., 2008]. Unter der *Verifizierung* eines Codes hingegen ist die Überprüfung zu verstehen, inwiefern ein Programm die verwendeten physikalischen Gleichungen korrekt zu lösen vermag. Diese beiden Prozesse scheinen zunächst identisch zu sein – schließlich sollte ein verifizierter Code verlässliche physikalische Ergebnisse liefern. In der Realität jedoch können unterschiedliche Programme trotz erfolgreicher Verifizierung auch zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Dafür kann es eine Vielzahl von Ursachen geben, wie die Verwendung unterschiedlicher Materialmodelle oder die Akkumulation systematischer Fehler, die durch (i) eine zeitliche oder räumliche Unterauflösung, (ii) physikalische Regime, die die numerische Genauigkeit beeinflussen, sowie (iii) Rundungs- oder Abbruchfehler entstehen können [Pierazzo et al., 2008]. Unter einem *Benchmark* hingegen versteht man den direkten Vergleich mehrerer Programme hinsichtlich unterschiedlicher Aspekte, wie z. B. der Rechengenauigkeit oder Rechengeschwindigkeit, aber auch der Handhabung/Bedienbarkeit oder dem Funktionsumfang. Dieser Prozess hat die Bewertung eines Programms zur Zielsetzung – meist zu Verkaufs- oder Werbebezwecken. Einen Hinweis auf die Verlässlichkeit der physikalischen Ergebnisse liefert dieser Vorgang, aufgrund des fehlenden Abgleichs mit der Natur, jedoch nur ansatzweise. Eine umfassende Validierung gehört somit zu jeder Entwicklung und Anwendung eines wissenschaftlichen Simulationsprogrammes. Dies ist Zielsetzung dieses Kapitels.

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel ausführlich erläutert, zählt eine genaue Rekonstruktion zellinterner Grenzflächen zu den wichtigsten Anforderungen an einen Code, sofern eine *Euler* oder *ALE*-Betrachtung der Kinetik verwendet wird. Daher werden im nachfolgenden Kapitel 7.1 einige Advektionstests vorgestellt, durch welche die Genauigkeit der Rekonstruktionsverfahren eingehend getestet wird.

Das Grundgerüst des numerischen Solvers, die Lösung der *Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls* (Gleichungen 4.1ff auf Seite 41), soll in Kapitel 7.2 validiert werden. Dazu wird der gravitative Kollaps einer Wassersäule simuliert und mit entsprechenden Ergebnissen eines Laborexperiments verglichen. Da es sich hierbei um ein rein hydrodynamisches Problem handelt, kommen keine komplizierten Materialmodelle oder Zustandsgleichungen zum Einsatz. Diese können somit als Ursache für eventuell auftretende Ungenauigkeiten ausgeschlossen werden.

Die Anwendbarkeit des Programms zur Berechnung von Stoßwellen und deren Propagation wird in Kapitel 7.3 eingehend untersucht. Dazu wurde *iSALE-3D* einem Benchmark unterzogen, indem die Amplitude und Ausbreitung einer berechneten Stoßwelle mit den Ergebnissen anderer Hydrocodes verglichen wird.

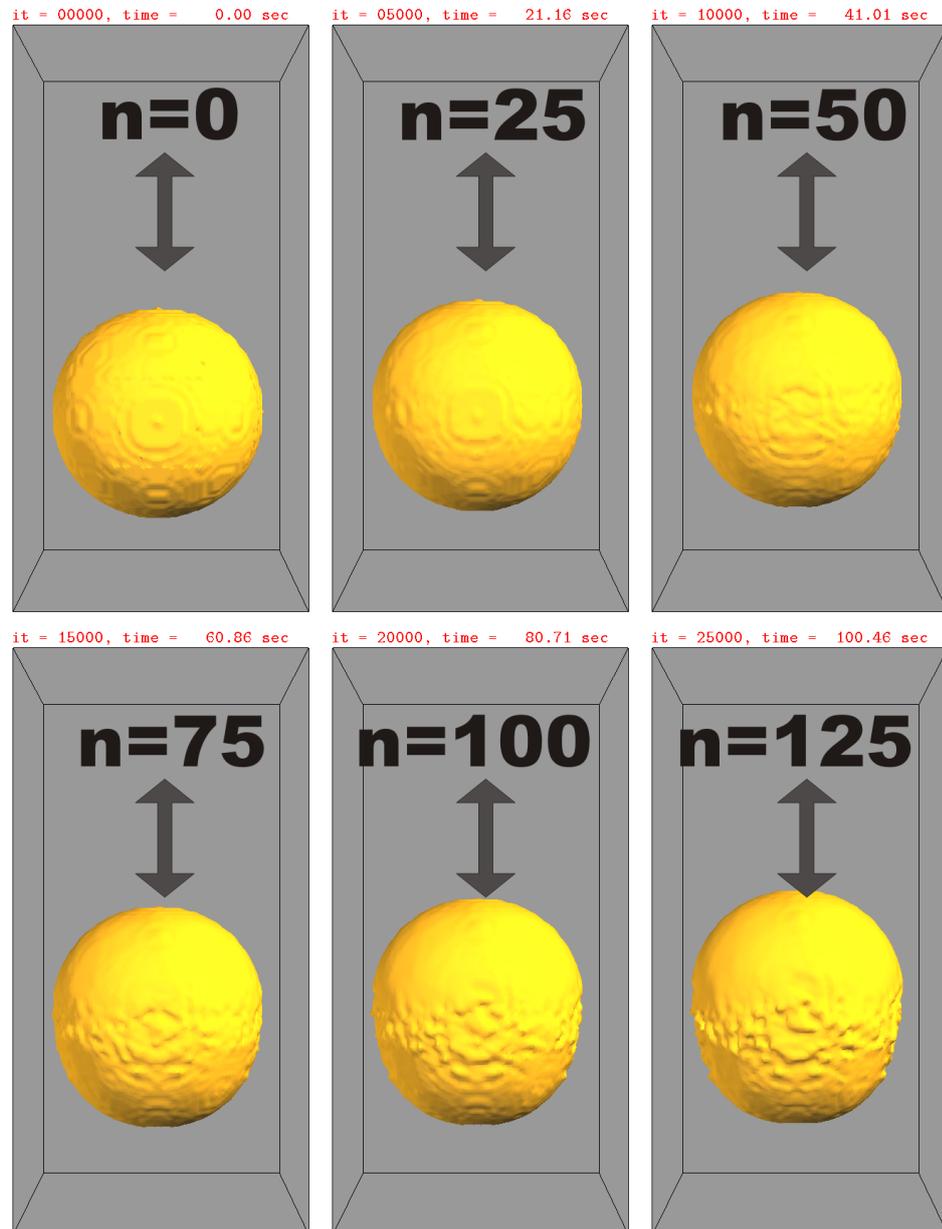
Die Genauigkeit der Materialmodelle, insbesondere des implementierten Festigkeitsmodells, wird anschließend in Kap. 7.4 überprüft. Auch hier werden die Ergebnisse numerischer Simulationen mit experimentellen Daten im Labor verglichen. Die Vergleichsgrundlage lieferten hier Hochgeschwindigkeits-Impaktexperimente in Aluminium, bei denen einige Millimeter große Einschlagkrater erzeugt werden. Da die Experimente bei unterschiedlichen Einschlagwinkeln durchgeführt wurden, können somit auch Simulationen schräger Einschlagprozesse validiert werden.

Da die Größe der im Labor erzeugbaren Krater auf wenige Zentimeter begrenzt ist, werden in Kapitel 7.5 Skalierungsgesetze zur Überprüfung des Programms hinzugezogen, die einen qualitativen Vergleich kleinskaliger Laborexperimente mit den deutlich größeren planetaren Impaktkratern ermöglichen.

Das abschließende Kapitel 7.6 beschäftigt sich mit der Frage, inwiefern die Ergebnisse, hier vor allem die Abmessungen des resultierenden Kraters, von der räumlichen Auflösung beeinflusst wird. Dies ist eine besonders wichtige Frage, da wesentliche Aspekte der im zweiten Teil dieser Arbeit vorgestellten Studien die Größe oder Form von Einschlagkratern betreffen.

## 7.1. Advektionstests

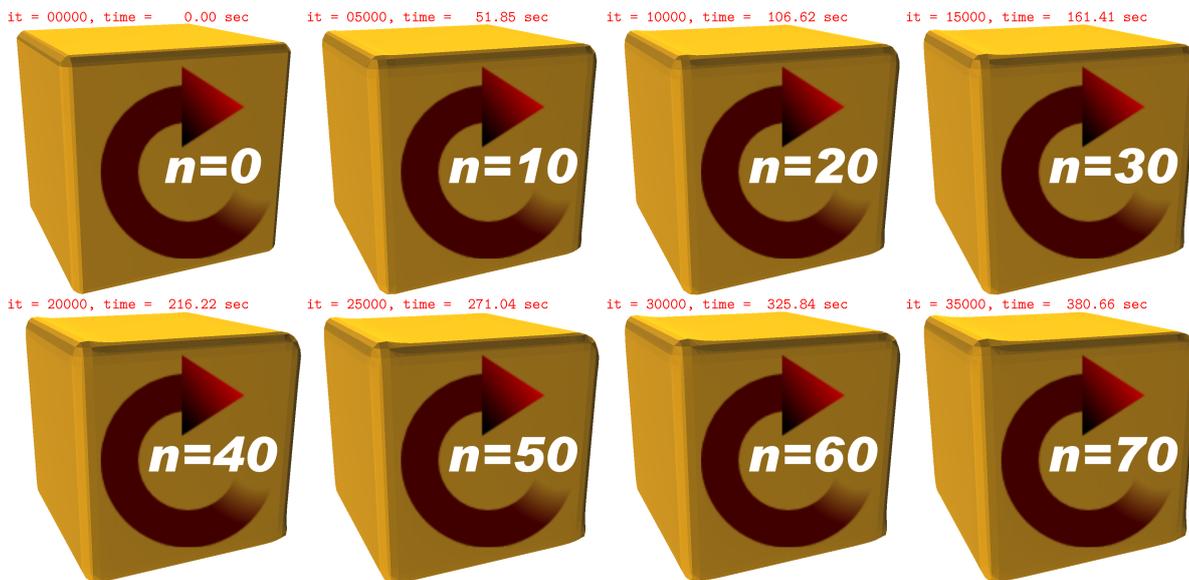
Eine Überprüfung der Genauigkeit des Advektionsverfahrens inklusive Grenzflächenrekonstruktion wurde vorgenommen, indem ein Körper in einem vorgegebenen Geschwindigkeitsfeld bewegt wird.



**Abbildung 7.1.** – Advektionstest I: Translation einer Kugel in vertikaler Richtung.  $n$  gibt die Anzahl der Zyklen (Auf- und Abwärtsbewegungen) an.

Zunächst wurde eine Kugel in vertikaler Richtung bewegt. Sobald diese den oberen oder unteren Rand erreicht, wird ein Richtungswechsel vorgenommen, indem das Vorzeichen der Geschwindigkeit umgekehrt wird. Wie Abbildung 7.1 zeigt, führen Ungenauigkeiten in der Grenzflächenrekonstruktion zu einer zunehmenden Verlängerung des Projektils entlang der Trajektorie. Dies

geschieht Dank der in Kapitel 5 vorgestellten Rekonstruktionsalgorithmen allerdings erst nach etwa 75-100 Zyklen, was 15.000-20.000 Zeitschritten entspricht. Die Bewegung der Kugel ist vergleichbar mit dem Eindringen des Projektils in den Untergrund. Hierfür werden – je nach Einschlaggeschwindigkeit – lediglich zwischen 150 und 400 Zeitschritte benötigt. Daher wirken sich diese Ungenauigkeiten nicht auf das eindringende Projektil aus. Im weiteren Verlauf des Kraterwachstums, für dessen Berechnung je nach Fragestellung zwischen 12.000 und 80.000 Zeitschritte benötigt werden, sind die Materialbewegungen deutlich geringer, so dass Rekonstruktionsfehler sich ebenfalls weniger stark auswirken.



**Abbildung 7.2.** – Advektionstest II: Rotation eines Würfels.  $n$  gibt die Anzahl der Rotationen an.

Der in Abbildung 7.2 aufgezeigte Würfel wird durch das vorgegebene Geschwindigkeitsfeld

$$V(X) = \sin\left(\frac{X}{x_{dim}}\pi\right) \cdot \cos\left(\frac{Z}{z_{dim}}\pi\right) V_{rot} \quad (7.1)$$

$$V(Y) = 0. \quad (7.2)$$

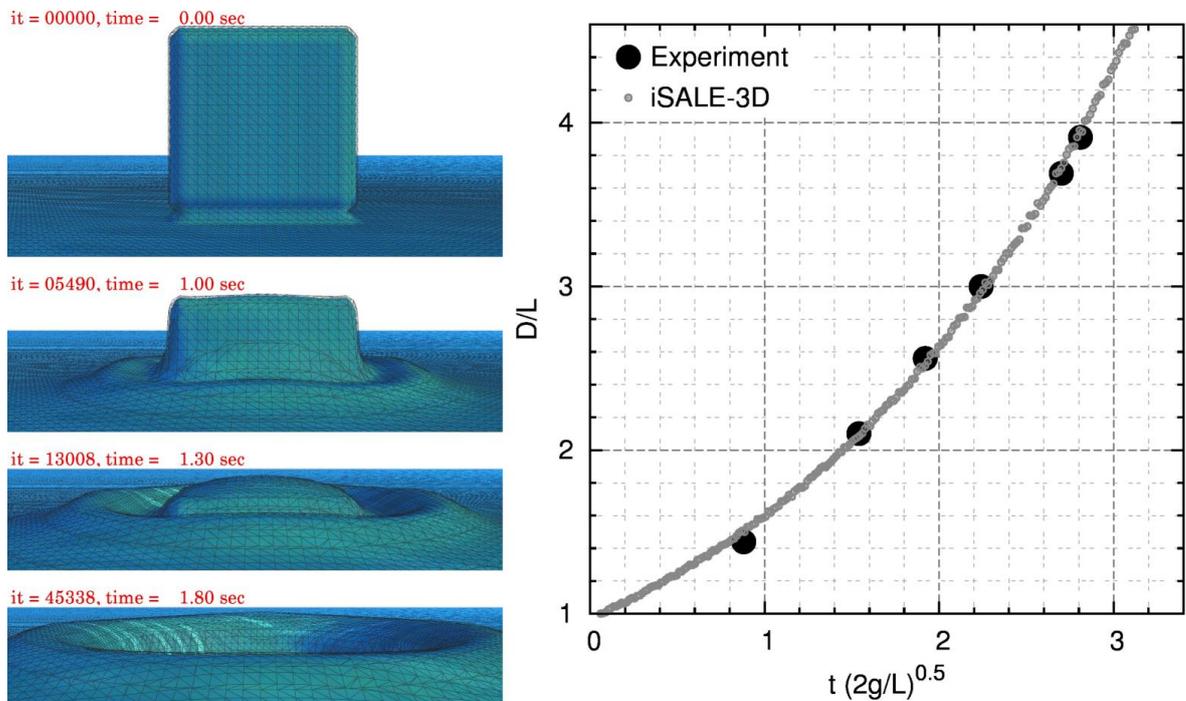
$$V(Z) = -\cos\left(\frac{X}{x_{dim}}\pi\right) \cdot \sin\left(\frac{Z}{z_{dim}}\pi\right) V_{rot} \quad (7.3)$$

mehrfach in der X-Z-Ebene rotiert.  $x_{dim}$  und  $z_{dim}$  entsprechen dabei den Dimensionen des Rechengitters,  $V_{rot}$  der Rotationsgeschwindigkeit. Die Momentaufnahmen zeigen, dass die Form des Würfels sich auch nach 70 Rotationen (35.000 Zeitschritte) noch nicht wesentlich ändert, was für eine gute Qualität des Rekonstruktionsverfahrens spricht.

## 7.2. TestszENARIO: Kollabierende Wassersäule

In einer experimentellen Studie wurde 1952 der Kollaps einer Wassersäule eingehend untersucht. Zu Validierungszwecken wurde dieser Prozess mit *iSALE-3D* berechnet und mit den von Martin und Moyce [1952] veröffentlichten experimentellen Daten verglichen.

In dem Analogexperiment ist eine Wassersäule von einem hauchdünnen, aus Wachspapier bestehenden Diaphragma umgeben, welches von einer dünnen Schicht Bienenwachs auf einem Metallstreifen festgehalten wird. Durch diesen kann ein kurzer, aber starker Stromstoß eingeleitet werden, um die Stabilität des Wachspapiers aufzuheben und so die Wassersäule kollabieren zu lassen. Die Verformung der Wassersäule, einem Kubus mit einer Seitenlänge von 4,5 inch (11,3 cm), wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet.

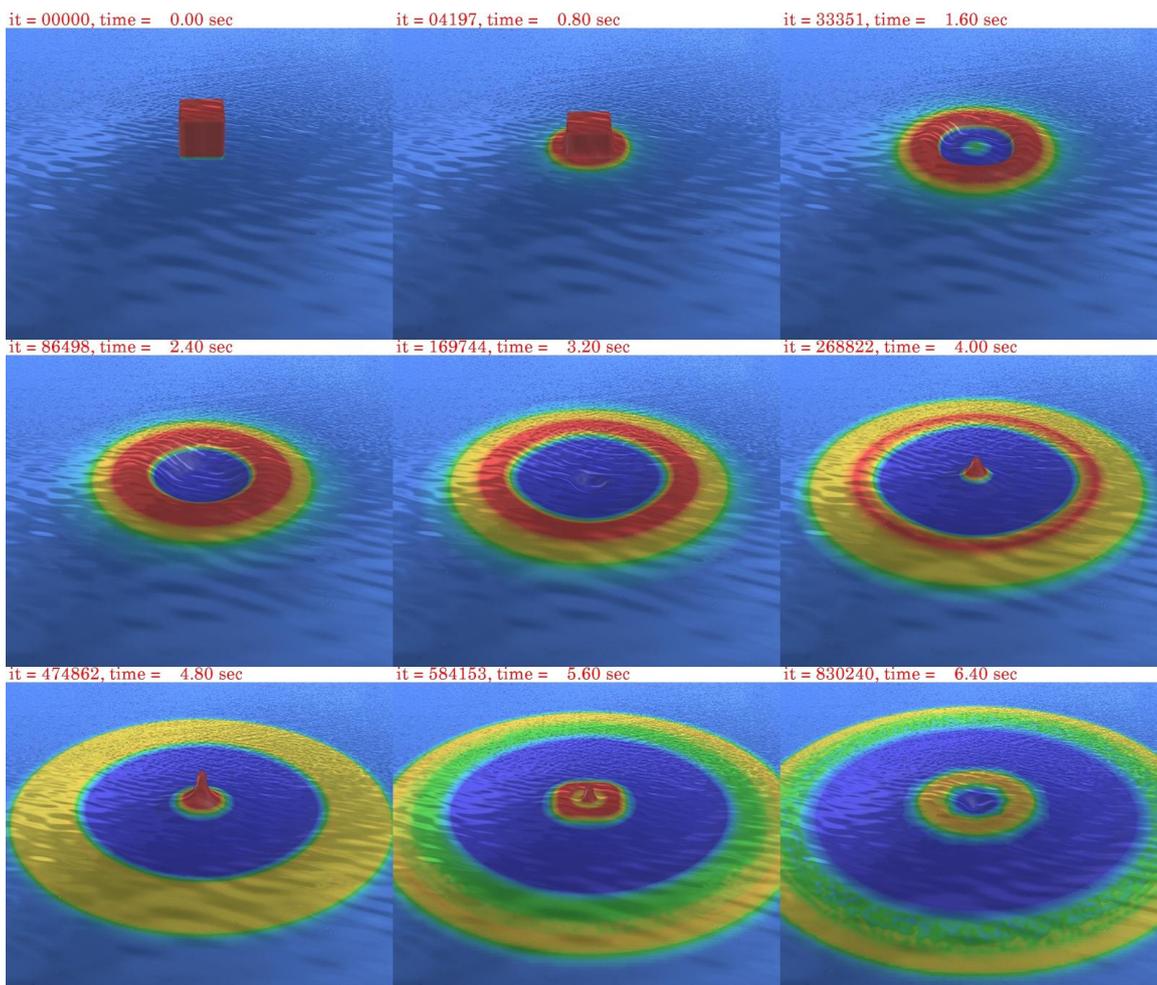


**Abbildung 7.3.** – Resultate der numerischen Simulation und eines Analog-Laborexperiments [Martin und Moyce, 1952] zum Kollaps einer Wassersäule im direkten Vergleich. Oben: Breite der Wassersäule  $D$  (gemessen in Höhe des initialen Wasserspiegels) normiert mit der initialen Breite  $L$  als Funktion einer skalierten Zeit. Links: Einige Momentaufnahmen der zugehörigen numerischen Simulation.

Abbildung 7.3 zeigt die Breite der Wassersäule  $D$  (gemessen an der initialen Wasseroberfläche) normiert auf ihre ursprünglichen Breite  $L$  als Funktion einer skalierten Zeit  $\tau$ :

$$\tau = t \cdot \sqrt{\frac{2g}{L}}, \quad (7.4)$$

wobei  $t$  für die dimensionsbehaftete Zeit und  $g$  für die Schwerkraft (hier:  $g=9,81 \text{ m/s}^2$ ) steht. Es ist zu erkennen, dass die numerische Simulation die Ergebnisse der Laborexperimente gut wiedergibt. Die Laufzeit der Laborexperimente ist durch die Größe des Wassertanks eingeschränkt. Erreicht die Welle den Rand des Tanks, kommt es zu Reflexionen, die weitergehende Studien der ungestörten Wellenausbreitung unterbinden. Das numerische Modell erlaubt es hingegen, die Wellenbewegungen über einen sehr langen Weg zu verfolgen. So ist in Abbildung 7.4 mehrfach ein Kollabieren des inneren Wellentals, die daraus resultierende Entstehung eines Wellenberges und dessen anschließender gravitativer Zusammenbruch zu erkennen.



**Abbildung 7.4.** – Numerische Simulation der Wellenausbreitung als Resultat einer kollabierenden Wassersäule. Die Oberfläche wurde entsprechend der Höhe über dem ursprünglichen Wasserspiegel eingefärbt, um Wellenstrukturen deutlicher hervorzuheben.

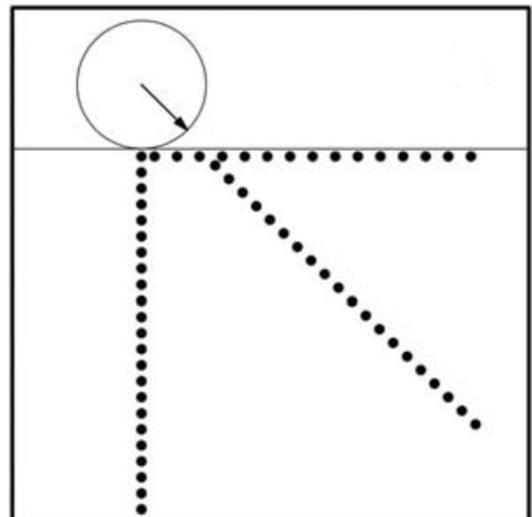
### 7.3. Benchmarking-Ergebnisse zur Stoßwellenpropagation

Die Erzeugung und Ausbreitung einer Stoßwelle ist das wichtigste Charakteristikum eines Meteoriteneinschlages. Daher soll in diesem Kapitel untersucht werden, wie genau die Stoßwellenausbreitung mit *iSALE-3D* berechnet werden kann. Dazu wurde *iSALE-3D* einem Benchmarking-Prozess unterzogen und Simulationsergebnisse direkt mit denen anderer Codes verglichen.

Berechnet wurde der Einschlag eines 1 km großen Projektils mit einer Geschwindigkeit von 20 km/s und unter einem Winkel von  $90^\circ$  (senkrecht) sowie  $45^\circ$ . Für das Projektil- und den Untergrund wurde Aluminium verwendet, da dessen thermodynamisches Verhalten sehr gut bekannt ist. In den durchgeführten Benchmarks wurde das Abklingen der Stoßwelle untersucht. Die Simulationen konnten somit auf die Frühphase der Kraterentstehung beschränkt werden. In dieser Phase ist die Festigkeit eines Materials vernachlässigbar, so dass auf komplexe Festigkeitsmodelle verzichtet werden konnte. Dies erleichtert den Vergleich der Ergebnisse der unterschiedlichen Simulationscodes.

Um eine vergleichbare Datenbasis zu schaffen, wurden in jeder Simulationsrechnung masselose Partikel (sog. *tracer*) entlang vorgegebener Profile (siehe Abb. 7.5) platziert. Diese zeichnen die zeitliche Entwicklung des Drucks auf. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.6 dargestellt. Die Abbildungen zeigen den Stoßwellendruck (dies entspricht dem maximalen Druck, den ein Partikel erfahren hat) als Funktion der Entfernung vom Einschlagpunkt. Der Bereich nahe des Einschlagpunktes entspricht der Kontakt- und Kompressionsregion, in die der größte Teil der Energie und des Impulses des Projektils transferiert wird. Hier

ist die Druckabnahme mit dem Abstand sehr gering, wodurch diese Region oft auch als *isobarer Kern* (engl.: *isobaric core*) bezeichnet wird.



**Abbildung 7.5.** – Anordnung der Profile zur Bestimmung der Abklingkurve der Stoßwelle (hier: Einschlagwinkel  $\alpha=45^\circ$ ). Abb. aus Pierazzo et al. [2008].

Außerhalb dieser Region, jenseits von etwa 1-2 Projektildurchmessern (hier: 1 km), schwächt sich die Stoßwelle im Zuge ihrer radialen Ausbreitung ab. Der Zusammenhang zwischen dem Druck (oder der Partikelgeschwindigkeit) und der Entfernung zum Kontaktpunkt kann hier durch ein Potenzgesetz beschrieben werden:

$$P = P_0 \left( \frac{d}{r} \right)^n \quad (7.5)$$

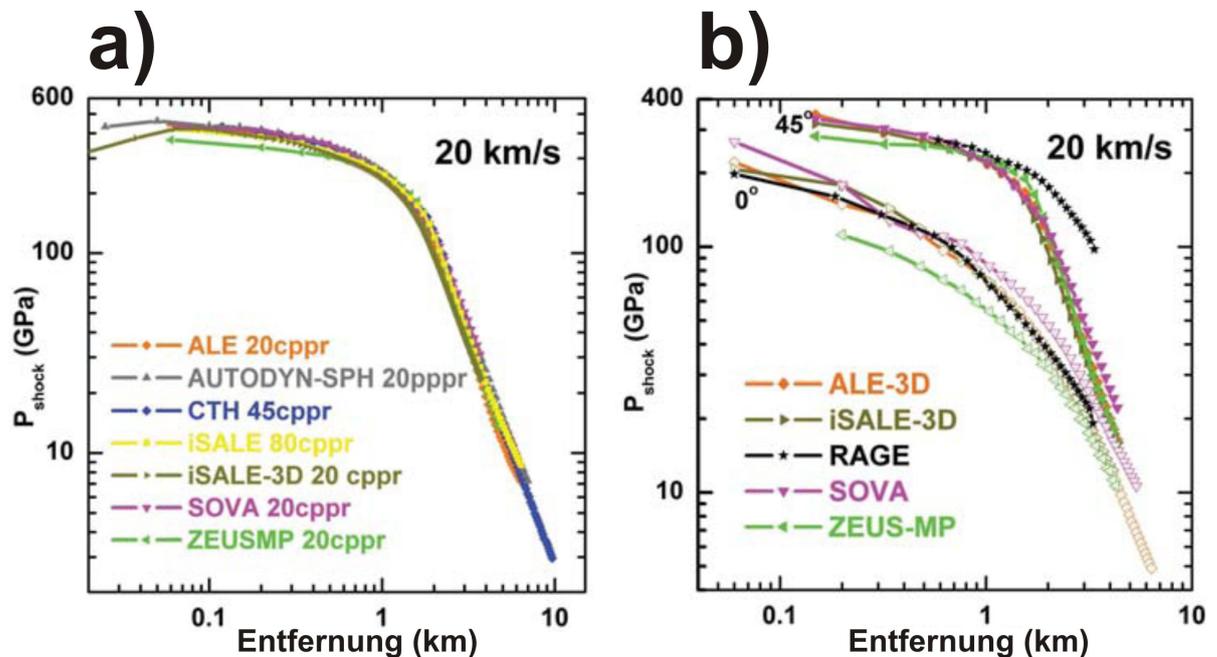
Dabei bezeichnet  $d$  den Abstand zum Einschlagpunkt,  $P_0$  den Ausgangsdruck und  $r$  den Projektilradius. In einer doppelt-logarithmischen Darstellung des Drucks als Funktion der Entfernung entspricht die Steigung der Geraden dem Exponenten  $n$ . Dieser gibt an, wie stark (und somit wie schnell) die Stoßwelle abklingt.

**Tabelle 7.1.** – Benchmarking-Ergebnisse des schrägen ( $\alpha=45^\circ$ ) Einschlags eines 1 km großen Aluminium-Projektils in Aluminium bei 20 km/s. Zu jedem Code ist die verwendete Zustandsgleichung in Klammern angegeben. Aufgeführt sind zudem der Exponent zum Abklang der Stoßwelle  $n$  sowie der Korrelationskoeffizient  $R$  und die vom Programm verwendete Auflösung  $CPPR$ .

	Profil	Exponent $n$	$R$	$CPPR^a$
<i>ALE3D</i>	0°	1,950 ± 0,010	0,9993	26
<i>(LEOS)</i>	45°	2,460 ± 0,010	0,9998	15
<i>iSALE-3D</i>	0°	1,530 ± 0,020	0,9991	16
<i>(Tillotson)</i>	45°	2,304 ± 0,009	0,9999	16
<i>RAGE</i>	0°	1,060 ± 0,020	0,9984	16
<i>(SESAME)</i>	45°	1,110 ± 0,030	0,9966	10
<i>SOVA</i>	0°	1,635 ± 0,006	0,9999	22
<i>(ANEOS-Tabellen)</i>	45°	2,188 ± 0,007	0,9999	14
<i>ZEUS-MP</i>	0°	1,510 ± 0,030	0,9975	15
<i>(Tillotson)</i>	45°	2,570 ± 0,020	0,9995	16
Mittelwert	0°	1,500 ± 0,3		
	45°	2,100 ± 0,6		

<sup>a</sup> $CPPR$  entspricht der Anzahl der Zellen pro Projektilradius (engl.: *cells per projectile radius*).

Alle Codes zeigen eine gute Übereinstimmung; die Abweichung der einzelnen Ergebnisse liegt unter 8%. Dies kann vielfältige Gründe haben, so z. B. (i) unterschiedliche Gitterdimensionen oder Auflösungen, (ii) unterschiedliche Kontrollparameter zur Berechnung der *künstlichen Viskosität*<sup>1</sup> oder des *Courant-Zeitschritts* (siehe Kap. 4.3), oder (iii) Variationen in den verwendeten Materialmodellen, insbesondere den Zustandsgleichungen.



**Abbildung 7.6.** – Abklingen der Stoßwelle nach dem Einschlag eines 1 km großen Aluminium-Projektiles in Aluminium mit einer Geschwindigkeit von 20 km/s. Vergleich der Ergebnisse unterschiedlicher Codes. a) Vertikaler Einschlag, senkrechtetes Profil. b) Einschlag unter einem Winkel von  $45^\circ$ , Profile senkrecht nach unten ( $0^\circ$ ) sowie bei  $45^\circ$  (Verlängerung der Trajektorie, siehe Abb. 7.5). *Abbildung entnommen aus Pierazzo et al. [2008].*

<sup>1</sup>In einem „idealen“ Material zeichnet sich die Stoßwellenfront durch einen unstetigen Anstieg des Drucks aus, was in numerischen Ergebnissen zu Oszillationen der Stoßwellenamplitude führt [siehe z. B. Caramana et al., 1998]. Die „Breite“ dieser Unstetigkeitsstelle wird aus physikalischer Sicht durch die freie Weglänge der Teilchen bestimmt. Zur numerischen Behandlung solcher Unstetigkeiten schlugen Von Neumann und Richtmyer [1950] die Einführung einer *künstlichen Viskosität* vor, durch welche die Breite der Stoßwellenfront endlich wurde.

## 7.4. Kratermorphologie schräger Einschläge in Aluminium

Der Vergleich einer Simulation mit der Realität ist die wohl naheliegendste Methode, einen Simulationscode zu validieren. Leider können großskalige Impactprozesse weder in der Natur beobachtet und vermessen, noch in Laborexperimenten nachgestellt werden. Allerdings können Computerprogramme – soweit sie schnell und komplex genug sind – genutzt werden, um kleinskalige Laborexperimente nachzurechnen. Diese Form der Validierung wurde unter anderem von Hayhurst et al. [1995] genutzt, um den Hydrocode *AUTODYN-3D* mit den experimentellen Daten von Christiansen et al. [1993] zu überprüfen.

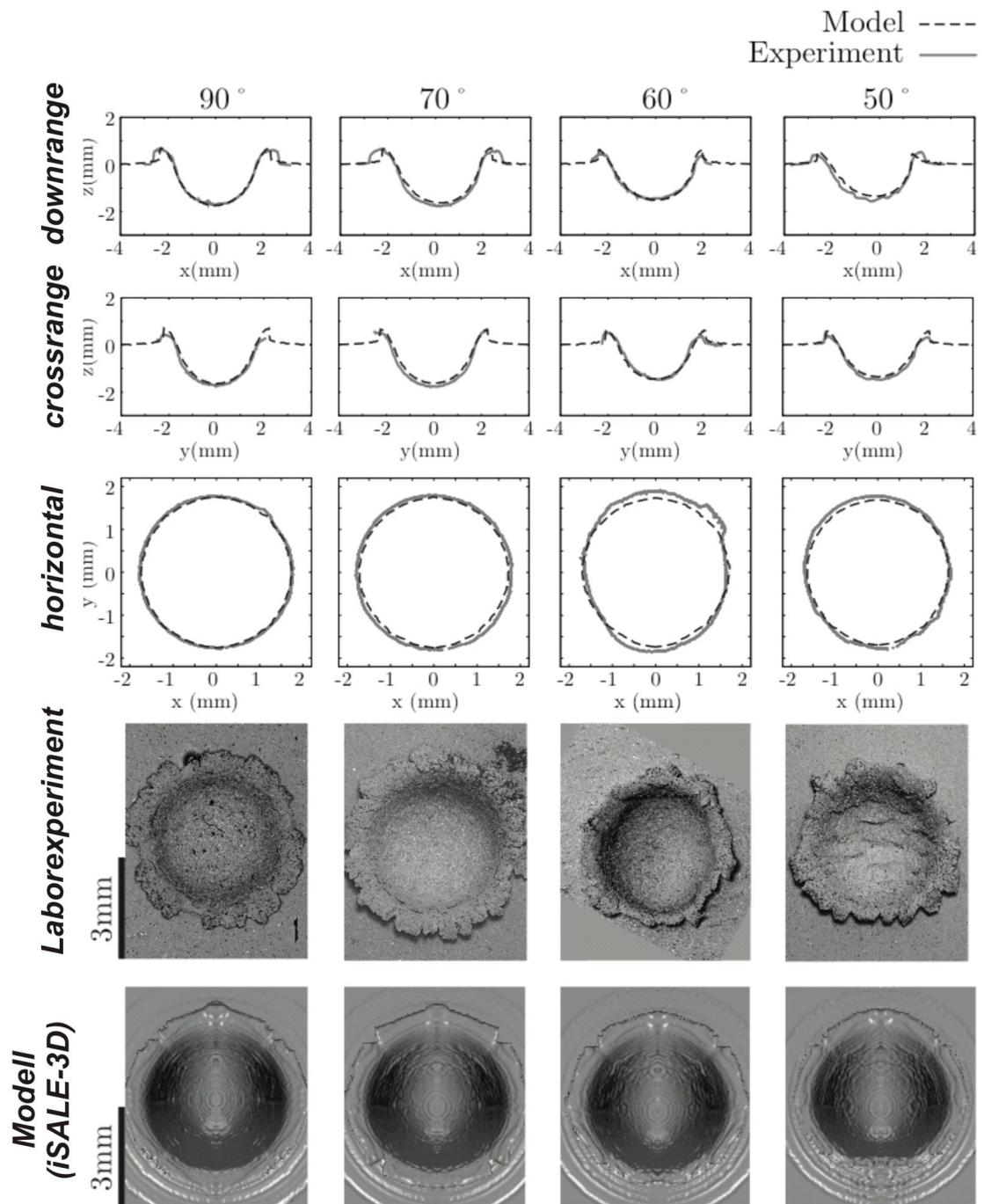
Für *iSALE-3D* wird hier eine ähnliche Strategie vorgenommen, die bereits in Davison et al. [2011]; Davison [2011] und Collins et al. [2009] publiziert wurde. Es wurden Laborexperimente von Burchell und Mackay [1998] mithilfe des 3D-Programms nachgerechnet und die Ergebnisse verglichen. In diesen Experimenten wurde mit Hilfe einer sogenannten *zweistufigen Leichtgaskanone* [Stilp, 1987; Swift, 2005] eine 1 mm kleine Aluminium-Kugel mit etwa 5 km/s in ein ebenfalls aus Aluminium bestehendes Ziel geschossen. Dabei konnte der Einschlagwinkel zwischen 90° (vertikal) und 10° variiert werden.

Zum Vergleich der 3D-Simulationsergebnisse mit den Laborexperimenten dient ein digitales Höhenlinienmodell (engl. *digital elevation model, DEM*) von jedem der Aluminiumkrater. Dazu wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop<sup>2</sup> je zwei Stereo-Bilder aus einem um 6° verschobenen Blickwinkel erstellt und diese anschließend zur Berechnung des *DEM* verwendet [Kearsley et al., 2007, 2008]. Daraus konnten zudem unterschiedliche Profile extrahiert werden.

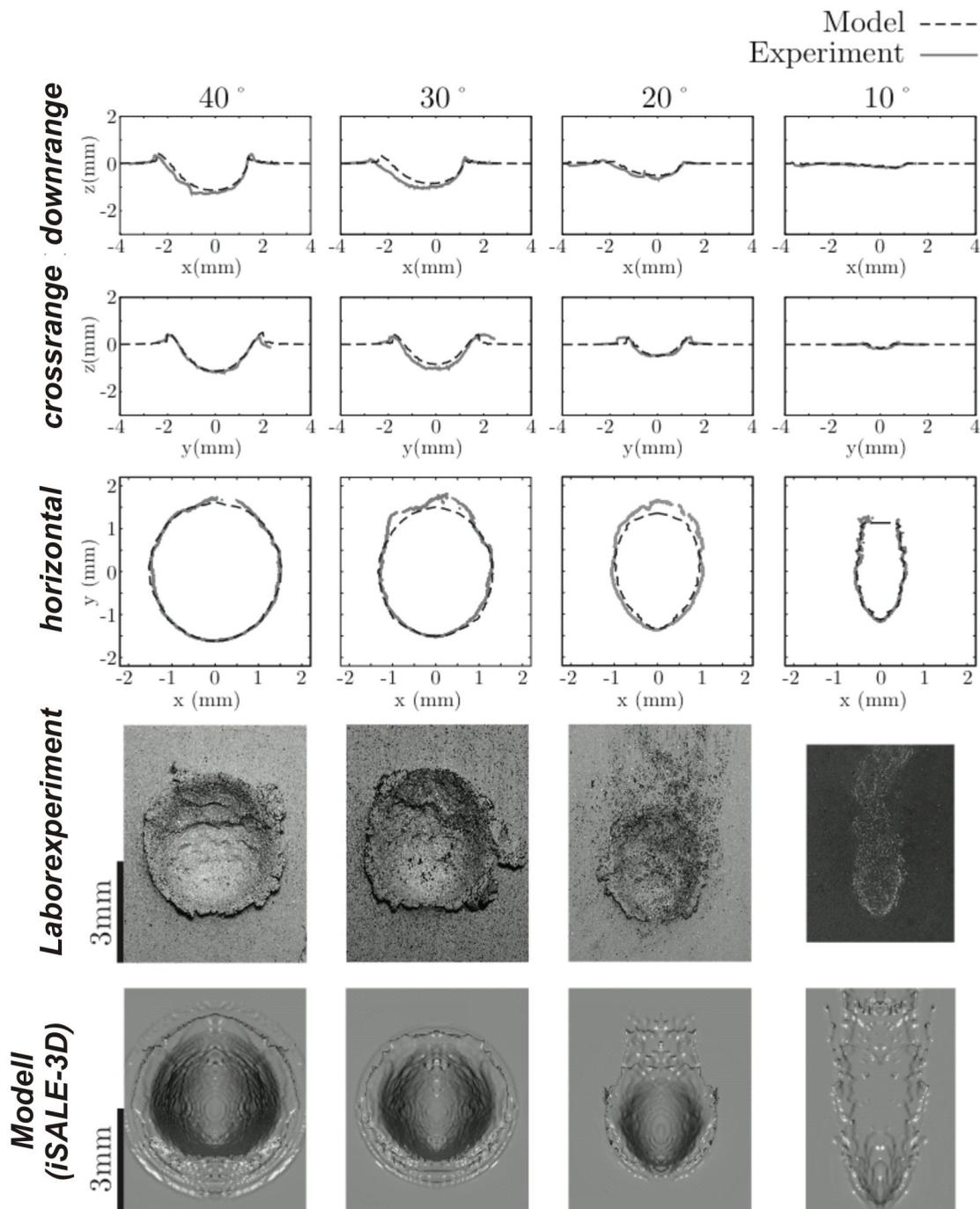
Die Auflösung der numerischen Rechnungen beträgt 12 Zellen pro Projektilradius. Der thermodynamische Zustand des Materials wird unter Verwendung der *Tillotson-Zustandsgleichung* mit den Parametern für Aluminium (siehe Tab A.1 im Anhang auf S. 267) bestimmt. Die Festigkeit des Materials wurde mit dem (Scher-)Versagenskriterium nach *Von Mises* (engl.: *Von Mises Yield Criterion*) berechnet, wobei zusätzlich *Entfestigungsglühen* [*thermal softening*, siehe z. B. Ohnaka, 1995; Collins et al., 2004] Berücksichtigung fand. Die im Einzelnen verwendeten Modellparameter können Tabelle A.1 (Anhang, S. 267) entnommen werden.

---

<sup>2</sup>JEOS JSM-5900LV



**Abbildung 7.7.** – Einschlag eines 1 mm großen Aluminium-Projektils unter verschiedenen Winkeln in ein ebenfalls aus Aluminium bestehendes Target. Ergebnisse numerischer Simulationen und Laborexperimenten [Burchell und Mackay, 1998] im direkten Vergleich. Die Profile zeigen die Kraterform entlang der Trajektorie (*downrange*) und senkrecht dazu (*crossrange*) sowie in der horizontalen Ebene. *Abbildung entnommen aus Davison et al. [2011].*



**Abbildung 7.8.** – Einschlag eines 1 mm großen Aluminium-Projektils unter verschiedenen Winkeln in ein ebenfalls aus Aluminium bestehendes Target. Ergebnisse numerischer Simulationen und Laborexperimenten [Burchell und Mackay, 1998] im direkten Vergleich. Die Profile zeigen die Kraterform entlang der Trajektorie (*downrange*) und senkrecht dazu (*crossrange*) sowie in der horizontalen Ebene. *Abbildung entnommen aus Davison et al. [2011].*

Die Abbildungen 7.7 und 7.8 zeigen die Rasterelektronenbilder der experimentellen Krater sowie die simulierten Strukturen für Einschlagwinkel von  $90^\circ$  bis  $10^\circ$ . Zudem sind Profile der experimentellen und numerischen Krater in der horizontalen Ebene sowie in Richtung der Trajektorie (*downrange*, hier: X-Richtung) und senkrecht dazu (*crossrange*, hier: Y-Richtung) aufgeführt.

Die Ergebnisse der dreidimensionalen Simulationen zeigen eine exzellente Übereinstimmung mit den aus den Laborexperimenten gewonnenen Strukturen. Sowohl die Kratergröße als auch die Kraterform in horizontaler Richtung stimmen gut überein. Auch die Querschnitte durch die Krater, die Neigungswinkel des Kraterrandes und des Kraterbodens sowie die durch den Einschlagwinkel eingeführten Asymmetrien im Krater (diese Thematik wird in den Kapiteln 11 und 12 noch eingehender untersucht) weisen keine signifikanten Unterschiede zwischen Laborexperiment und Simulation auf.

Die im horizontalen Profil des experimentellen Kraters auftretende Ausbuchtung bei  $60^\circ$  kann durch Spallationseffekte [Stepanov, 1976; Rybakov, 2000; Maecker, 1953] erklärt werden. Diese können in Bereichen auftreten, in denen die Stoßwelle auf eine freie Oberfläche trifft und dadurch eine „*negative Kompressionswelle*“ [Stepanov, 1976] erzeugt. Als Folge der entstehenden Zugspannungen wird das oberflächennahe Material zertrümmert und die entstehenden Fragmente erhalten einen aufwärtsgerichteten Impuls. Dieser als *Spallation* bezeichnete Prozess wird im numerischen Modell allerdings nicht berücksichtigt, was eine mögliche Erklärung für die Abweichung zwischen den Kraterprofilen sein könnte.

Die Experimente für die Einschlagwinkel von  $30^\circ$  und  $20^\circ$  zeigen geringfügig längere Kraterstrukturen. Dies kann unter Umständen dem Effekt der *Köpfung des Projektils* [Davison et al., 2011; Schultz und Wrobel, 2012] geschuldet sein. Starke Gradienten der Zug- oder Scherspannungen im Projektil können zu spallationsähnlichen Effekten im Körper führen. Im Fall schräger Einschlagwinkel verlaufen diese Gradienten nahezu horizontal durch das Projektil (siehe dazu auch Abb. 12.7c auf S. 200), was möglicherweise zu einem Abtrennen des oberen Teils des Projektils führen kann. Dieses Fragment kann dann eine sekundäre Struktur erzeugen. Überlagert diese den Rand des Hauptkraters, so kann dadurch die Ermittlung des tatsächlichen Kraterdurchmessers beeinflusst werden. Dieser Effekt der *Köpfung des Projektils* kann aufgrund eines momentan noch fehlenden realistischen Fragmentierungsmodells [z. B. Artemieva und Shuvalov, 2001; Farenthold und Horban, 1997; Farenthold und Yew, 1995; Melosh et al., 1992;

Fisher et al., 2008] sowie hier vernachlässigter Zug- und Scherspannungsbrüche bislang noch nicht simuliert werden. Ein anderer Erklärungsversuch wird in Elbeshausen und Wünnemann [2010] präsentiert. Demnach könnte es sich um sekundäre Strukturen handeln, die durch ein *nur sehr leicht in den Untergrund eindringendes Projektil* erzeugt werden (siehe Abbildung 12.2 auf S. 193). Die entstehende Hohlform wird durch Relikte des Projektilmaterials aufgefüllt. Daher sind diese Vertiefungen in numerischen Simulationsdaten nur dann sichtbar, wenn das Projektilmaterial explizit während der Visualisierung entfernt wird. Diese Thematik wird in Kapitel 12 vertieft. Da die Schüsse mit der Leichtgaskanone horizontal erfolgten, musste der Zielkörper vertikal montiert werden. Somit würde das Projektilmaterial aufgrund der Schwerkraft nicht in der Sekundärstruktur verbleiben und hinunterfallen.

## 7.5. Validierung mittels Skalierungsgesetzen

Die Validierung von Simulationsergebnissen ist ein zentraler Schritt in der Entwicklung jedes Computercodes. Leider existieren nur sehr wenige experimentelle Daten schräger Einschläge, insbesondere in dem für diese Arbeit so wichtigen schwerkraftdominierten Regime (siehe Kap. 3.2.4), die einen Vergleich mit *iSALE-3D* erlauben. Zudem sind die im Labor generierten Krater typischerweise 30-40 mal größer als der Impaktor selbst. Daher müsste ein sehr großes Rechengitter definiert werden, um diese Krater mittels numerischer Simulationen zu rekonstruieren, was sehr rechenintensiv wäre.

Es existieren einige Datensätze, die aus Laborexperimenten von Impakten in festen Materialien wie Metall [Gault und Wedekind, 1978; Burchell und Mackay, 1998] gewonnen wurden. Bei diesen ist der resultierende Krater nur wenig größer als das Projektil selbst, was hochauflösende numerische Simulationen erlaubt. Die Ergebnisse dazu wurden bereits in Kapitel 7.4 vorgestellt. Bei den hier untersuchten Kraterstrukturen handelt es sich allerdings um *festigkeitskontrollierte* Krater. Der Entstehungsprozess solcher Strukturen unterscheidet sich sehr von dem schwerkraftdominierter Krater, die auf den Planeten und größeren Himmelskörpern von Interesse sind (siehe Kap. 3.2.4) und im Fokus des zweiten Teils dieser Arbeit stehen.

Aus diesem Grund wird die Validierung von *iSALE-3D* zusätzlich mit zwei weiteren Ansätzen durchgeführt: Zum einen, indem die Resultate numerischer Simulationen mit Skalierungsgesetzen verglichen werden, die durch Laborexperimente bestimmt wurden. Zum anderen durch direkten Vergleich vertikaler Simulationsrechnungen mit den Ergebnissen entsprechender zweidimensionaler Modelle.

Skalierungsgesetze, deren Herkunft, Bedeutung und Anwendung in Kapitel 10 noch eingehender erläutert werden, ermöglichen es, Laborexperimente mit numerischen Berechnungen sehr viel größerer Einschlagprozesse zu vergleichen. Dazu werden die primären Größen, wie z. B. das Volumen, der Durchmesser oder die Tiefe eines Kraters in dimensionslose Parameter überführt. So wird das Kratervolumen  $V$  mit der Masse  $m$  des Projektils und der Dichte  $\rho$  des Untergrundmaterials zu einer dimensionslosen Größe, der sog. Kratereffizienz  $\pi_V = V \frac{\rho}{m}$  zusammengefasst.

Der Einfluss der Schwerebeschleunigung  $g$ , des Projektildurchmessers  $L$  und der Einschlaggeschwindigkeit  $U$  kann zu einer weiteren dimensionslosen Größe ( $\pi_2 = \frac{1,61gL}{U^2}$ ), als *gravity-scaled size* bekannt, zusammengefasst werden.

Für *schwerkraftkontrollierte* Krater (siehe Kap. 3.2.4), bei denen die Festigkeit des beaufschlagten Materials keine wesentliche Rolle spielt, besteht zwischen diesen beiden dimensionslosen Größen ein Zusammenhang in Form eines Potenzgesetzes:

$$V \frac{\rho}{m} = C_V \left( \frac{1,61gL}{U^2} \right)^\gamma \quad (7.6)$$

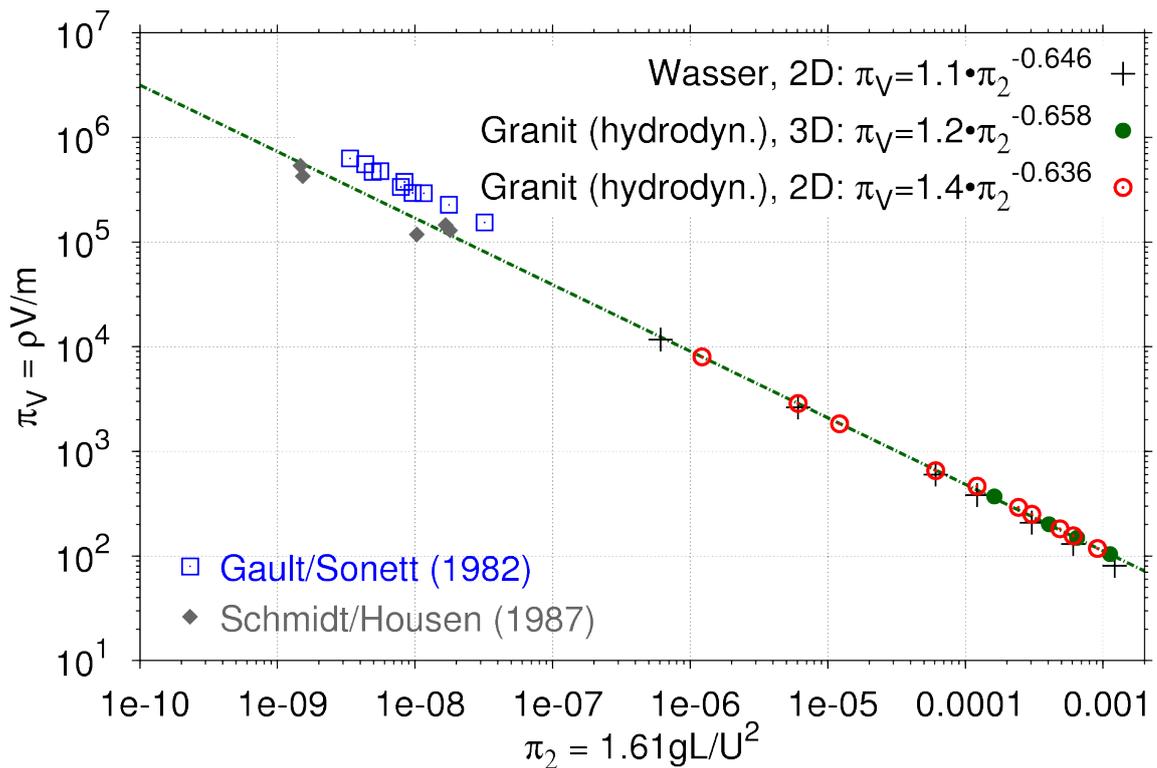
$C_V$  und  $\gamma$  sind dabei materialabhängige Skalierungsparameter, die durch Laborexperimente oder numerische Simulationen bestimmt werden müssen. Eine ähnliche Abhängigkeit kann auch für den skalierten Kraterdurchmesser gefunden werden:

$$D \left( \frac{\rho}{m} \right)^{1/3} = C_D \left( \frac{1,61gL}{U^2} \right)^\beta \quad (7.7)$$

In Kapitel 10 wird die Thematik der Skalierbarkeit von Impaktprozessen noch eingehend erläutert und dabei auch die Bedeutung der dimensionslosen Größen beschrieben.

Zur Validierung des Programms wurden die Ergebnisse von Laborexperimenten mit denen entsprechender numerischer Simulationen verglichen. Gault und Sonett [1982] sowie Schmidt und Housen [1987] führten Impaktexperimente in Wasser durch, bei denen eine Hochgeschwindigkeitskamera zum Einsatz kam, die das Kraterwachstum aufgezeichnet hat. Daraus konnte das Volumen des *transienten Kraters* (siehe Kap. 3.2.4 oder auch Kap. 10.1.1) bestimmt werden.

In Abbildung 7.9 ist das skalierte Kratervolumen  $\pi_V$  aus diesen Experimenten gegen  $\pi_2$  aufgetragen, um einen Vergleich zu Ergebnissen numerischer Simulationen zu ermöglichen. Obwohl beide Serien von Laborexperimenten identische Ausgangsbedingungen (Einschlag von Glasprojektilen mit einer Geschwindigkeit zwischen 1,8 und 4,5 km/s in Wasser) vorweisen, sind doch deutliche Unterschiede zwischen den beiden Laborstudien zu erkennen. Dies kann zum einen an der Schwierigkeit liegen, den transienten Krater visuell zu bestimmen. Es kann jedoch auch der Tatsache geschuldet sein, dass einige Experimente in einem als *quarter-space* bezeichneten Aufbau durchgeführt wurden. Dabei wird das Projektil entlang einer Glasscheibe geschossen, so dass nur eine Hälfte des Kraters entsteht. Dies vereinfacht zwar einerseits die Beobachtung des Kraterwachstums, andererseits können Reflexionen von Wellen an der Glasscheibe entstehen, die zu Ungenauigkeiten führen können [Kevin Housen (Physical Sciences, Boeing); persönliche Mitteilung]. In jedem Fall sind die Unterschiede der beiden Laborreihen ein gutes Maß für die Ungenauigkeit technischer Experimente, was die Einordnung und Beurteilung der Simulationsdaten erleichtert.



**Abbildung 7.9.** – Skaliertes Kratervolumen (Kratereffizienz) als Funktion der *gravity-scaled size*  $\pi_2$ . Die eingezeichneten Punkte zeigen Ergebnisse für vertikale Einschläge in Granit (hydrodynamische Betrachtung) und Wasser basierend auf dreidimensionalen (*iSALE-3D*) und zweidimensionalen (*iSALE-2D*) Simulationen sowie Laborexperimenten in Wasser von Gault und Sonett [1982] und Schmidt und Housen [1987]. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Regressionsanalyse der numerischen Ergebnisse.

Abbildung 7.9 zeigt zudem numerische Ergebnisse zweidimensionaler Simulationen von Einschlägen in Wasser. Zusätzlich wurden 2D und 3D Berechnungen von Impakten in Granit durchgeführt, wobei eine hydrodynamische Betrachtung vorgenommen wurde. Dies bedeutet, dass das Material die Dichte, Kompressibilität sowie thermodynamischen Eigenschaften von Granit aufweist, jedoch keinerlei Festkörpereigenschaften – also keine Festigkeit.

Die Extrapolation der numerischen Ergebnisse zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Laborexperimenten. Sie liegt zwischen den Ergebnissen der beiden experimentellen Studien. Die resultierenden Krater sind etwas kleiner als jene, die in den Studien von Gault und Sonett [1982] gemessen wurden, aber geringfügig größer als die Krater von Schmidt und Housen [1987].

Die 3D Ergebnisse von Granit in hydrodynamischer Betrachtung zeigen identische Kratervolumen wie die entsprechender zweidimensionaler Rechnungen. Da 3D Simulationen mit kleiner werdendem  $\pi_2$  deutlich rechenintensiver werden, sind der Parameterbereich und die Anzahl der Simulationen für 3D-Rechnungen deutlich geringer. Dies kann die marginale Abweichung in den durch Regressionsanalysen gewonnenen Skalierungsparametern erklären.

Zwischen den Ergebnissen der Simulationen in Wasser und denen in hydrodynamischem Granit (u. a. keine Kohäsion) sind keine signifikanten Unterschiede festzustellen. Dies ist insbesondere für die im zweiten Teil dieser Arbeit angefertigten Studien von Bedeutung (siehe z. B. Kapitel 10), in denen für ein kohäsionsloses Medium der Reibungskoeffizient variiert wurde. Ein Reibungskoeffizient  $f=0$  käme in diesem Fall also einem Fluid gleich.

Auch die ermittelten Kraterdurchmesser stimmen mit den experimentell gewonnenen Skalierungsgesetzen gut überein, wie in Tabelle 7.2 ersichtlich ist. Hier sind die Skalierungsparameter  $C_D$  und  $\beta$  unterschiedlicher numerischer und experimenteller Studien aufgetragen. Der Exponent  $\beta=-0,22$  stimmt mit den Referenzwerten aus Schmidt und Housen [1987] überein und der Vorfaktor  $C_D=1,53$  kommt dem experimentellen Ergebnis ( $C_D=1,6$ ) näher als die anderen, bislang veröffentlichten numerischen Studien [Wünnemann und Ivanov, 2003; O’Keefe und Ahrens, 1999b].

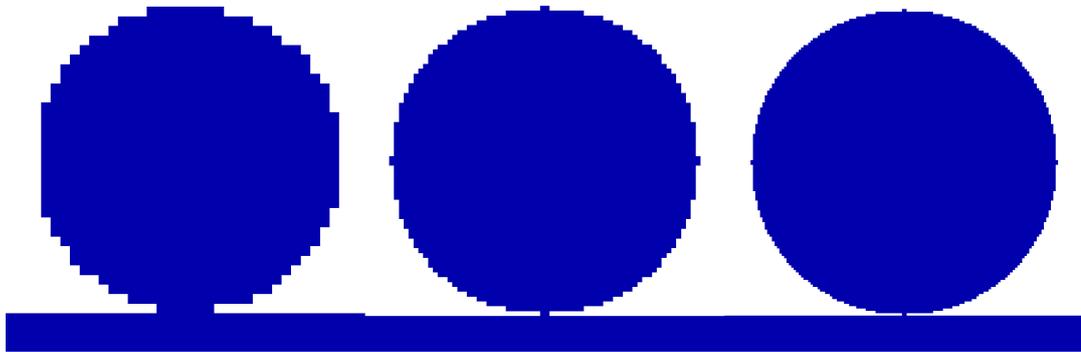
**Tabelle 7.2.** – Skalierungsparameter  $C_D$  und  $\beta$  aus numerischen Studien und Laborexperimenten.

	$C_D$	$\beta$
Diese Studie	1.53	-0.22
Wünnemann und Ivanov [2003]	1.3	-0.2
O’Keefe und Ahrens [1999b]	0.96	-0.22
Wassergesättigter Sand <sup>a</sup>	1.60	-0.22

<sup>a</sup>Laborergebnisse nach Schmidt und Housen [1987]

## 7.6. Auflösungseffekte

Numerische Simulationsrechnungen können die Wirklichkeit nur approximieren. Dies gilt auch für die Darstellung von Geometrien, wie z. B. dem Projektil, der Kraterhohlform oder der Ablagerung der Auswurfmassen. So wird zum Beispiel die Form des Projektils angenähert, indem dieses mit einem dreidimensionalen, äquidistanten und kartesischen Gitter überlagert wird. Jede Gitterzelle, dessen Volumen mehr als 50% des Projektils einnimmt, wird mit dem Projektilmaterial gefüllt (siehe Abb. 7.10). Je mehr Gitterzellen also für die Darstellung des Projektils verwendet werden, desto genauer ist dessen Approximierung. Dies wird als *räumliche Auflösung* bezeichnet. In numerischen Simulationen von Meteoriteneinschlägen wird die räumliche Auflösung meist in der Anzahl der Zellen angegeben, durch die der Projektilradius angenähert wird, im folgenden kurz als *CPPR (=Cells per Projectile Radius)* bezeichnet [Pierazzo et al., 2008].



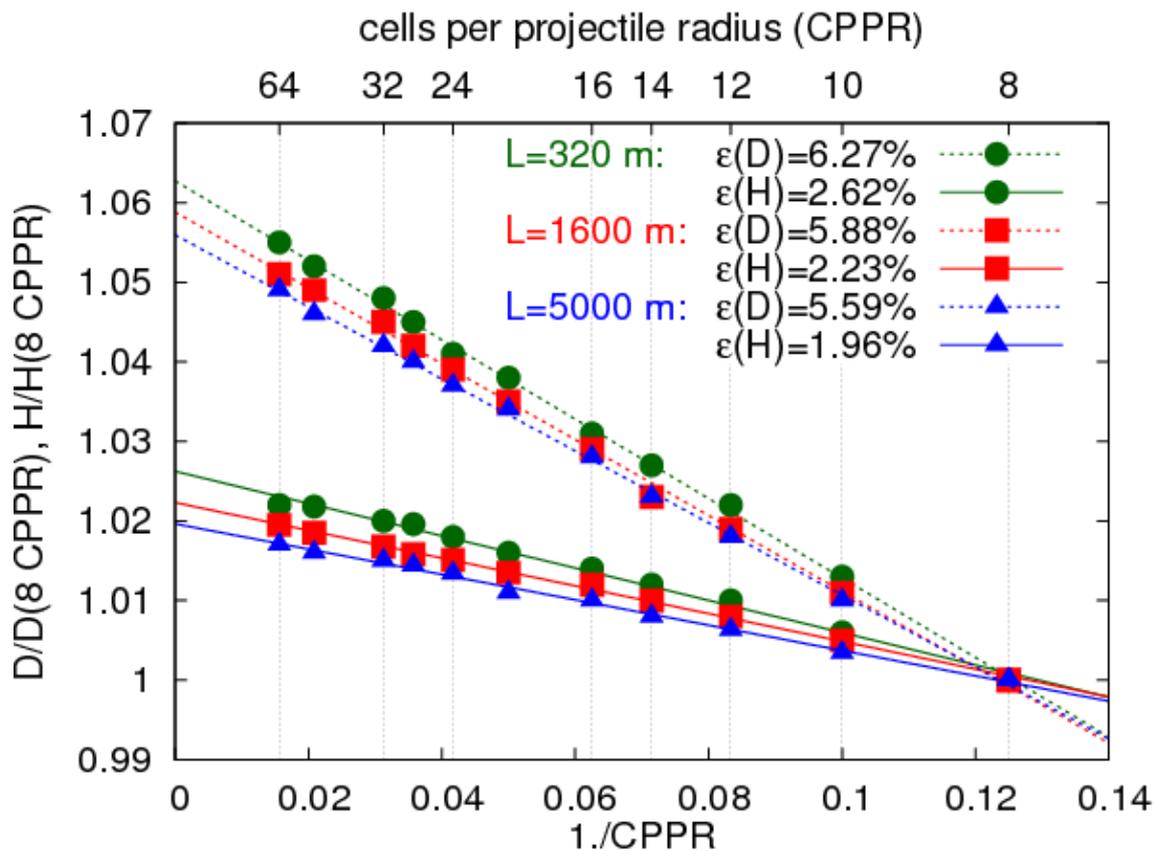
**Abbildung 7.10.** – Diskretisierung des Projektils mit 16 (Links), 32 (Mitte) und 64 (Rechts) Zellen pro Projektilradius (CPPR).

Im Regelfall geht eine höhere Auflösung auch mit einer Verbesserung der Genauigkeit einher. Allerdings erhöht sich dadurch auch die Rechenzeit signifikant. Die Wahl der geeigneten Auflösung hängt somit von vielen Faktoren ab - der verfügbaren Rechenkapazität, der Rechenzeit eines einzelnen Modells und der Anzahl der für die Studie benötigten Modelle.

Um den Einfluss der Auflösung auf Modellergebnisse zu untersuchen, wurde eine Reihe von Simulationen mit unterschiedlicher Auflösung durchgeführt. Sowohl die Einschlaggeschwindigkeit  $U=6,5$  km/s als auch die Schwerebeschleunigung  $g=9,81$  m/s<sup>2</sup> wurden in allen Rechnungen konstant gehalten. Zur Überprüfung, ob die Auflösungseffekte von der Einschlagenergie oder der räumlichen Skala abhängen, wurde neben der Auflösung auch der Projektildurchmesser  $L$  variiert ( $L=320$  m, 1,6 km und 5 km).

Abbildung 7.11 zeigt die Änderung der Tiefe und des Durchmessers als Funktion der Auflösung. Der Übersichtlichkeit halber wurden die Ergebnisse mit den Daten für 8 CPPR normiert. Durch Auftragen der Werte gegen das Reziproke der

Auflösung ( $1/\text{CPPR}$ ) wird ersichtlich, dass ein Zusammenhang in Gestalt eines Potenzgesetzes zwischen der Auflösung und der resultierenden Kratergröße besteht. Unter der Annahme, dass sich der in Abb. 7.11 sichtbare Trend auch für sehr hohe Auflösungen fortsetzt, kann über die Schnittpunkte der Geraden mit der Y-Achse (bei  $1/\text{CPPR}=0$ ) der „wahre“ Wert für die Kratergröße bei unendlich hoher Auflösung ( $\text{CPPR} \rightarrow \infty$ ) abgeschätzt werden. Die Ergebnisse zeigen, dass Rechnungen mit einer Auflösung von 8 CPPR (die im Rahmen dieser Studie am häufigsten verwendete Auflösung) den „wahren“ Kraterdurchmesser um etwa 5-6% unterschätzen. Die Kratertiefe wird mit einem Fehler von etwa 2-3% ebenfalls zu gering eingeschätzt. Das resultierende Kratervolumen ist etwa 12% zu klein. Es ist auch ersichtlich, dass der Effekt der Auflösung nur sehr geringfügig von der räumlichen Skala des Modells abhängig ist. Für größere Einschlagkörper werden Auflösungseffekte geringer. Eine Abhängigkeit der Auflösungseffekte vom Einschlagwinkel und den Materialeigenschaften (Reibungskoeffizient, Kohäsion) konnte nicht festgestellt werden.



**Abbildung 7.11.** – Relative Änderung von Kratertiefe ( $H$ ) und -durchmesser ( $D$ ) mit der reziproken Auflösung. Sämtliche Werte wurden mit den 8 CPPR-Daten normiert. Der Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der Y-Achse ( $Y=0$ ) gibt somit den ungefähren Fehler  $\varepsilon$  an, den eine Auflösung von 8 CPPR erzeugen würde. Die genauen Daten können Tab. A.2 (im Anhang auf S. 268) entnommen werden.

## 7.7. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine Reihe verschiedener Validierungsstudien vorgestellt, um die einzelnen Komponenten des 3D-Codes hinsichtlich ihrer Genauigkeit zu überprüfen. So konnte mit Advektionstests festgestellt werden, dass die in Kapitel 5 vorgestellten Algorithmen zur Grenzflächenrekonstruktion zuverlässig sind und in Impaktsimulationen angewendet werden können. Durch den Vergleich einer hydrodynamischen Simulation mit einem Laborexperiment konnte der numerische *Solver* – der Algorithmus zur Lösung der Erhaltungsgleichungen – erfolgreich getestet werden. Die mit *iSALE-3D* berechnete Stoßwellenausbreitung wurde in einer Benchmark-Studie mit den Ergebnissen weiterer Hydrocodes abgeglichen. So konnte gezeigt werden, dass *iSALE-3D* zur Simulation von kompressiblen Wellen verwendet werden kann. Dies verdeutlicht auch ein erfolgreicher Vergleich numerischer Ergebnisse mit Impaktexperimenten im Labor. Hier konnte zudem festgestellt werden, dass die verwendeten Materialmodelle physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefern. Simulationen großer Einschlagskrater konnten indirekt durch die Anwendung von Skalierungsgesetzen mit Laborkratern verglichen und validiert werden. Ebenfalls konnte der Einfluss der Auflösung auf die Größe des resultierenden Kraters untersucht werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Validierung der numerischen Simulationen großskaliger, und somit schwerkraftdominierter oder gar schwerkraftkontrollierter Impaktkrater aufgrund der geringen Anzahl experimenteller Daten sehr schwierig ist. Dennoch zeigen die numerischen Resultate eine gute Übereinstimmung mit (i) Laborexperimenten von Impaktprozessen in Materialien mit keiner oder geringer Kohäsion (Wasser) sowie hoher Kohäsion (Aluminium), (ii) zweidimensionalen Simulationsrechnungen, (iii) Ergebnissen anderer dreidimensionaler Codes und (iv) Skalierungsgesetzen.



## Zusammenfassung Teil I

Aufgrund der komplexen mechanischen und thermodynamischen Prozesse während eines Meteoriteneinschlages ist die numerische Behandlung von Impaktvorgängen mit hohen Ansprüchen an die verwendeten numerischen Verfahren und Materialmodelle verbunden. Wegen der daraus resultierenden hohen Rechenbelastung sind umfangreiche numerische Studien, die für ein fundamentales Verständnis dieser Prozesse unerlässlich sind, bislang fast ausschließlich mit zweidimensionalen (2D) Programmen durchgeführt worden, die auf den Spezialfall eines vertikalen Einschlags beschränkt sind. Dementsprechend ist der Wissensstand schräge Einschlagprozesse betreffend bislang sehr begrenzt. Dies zu ändern ist die Hauptmotivation dieser Arbeit, zumal in der Natur fast ausschließlich schräge Einschläge stattfinden.

Numerische Simulationen schräger Meteoriteneinschläge erfordern dreidimensionale Berechnungen, die mit einem deutlich höheren Bedarf an Rechenzeit, Arbeitsspeicher und Festplattenkapazitäten einher gehen, als vergleichbare 2D-Simulationen. Voruntersuchungen zeigten, dass für die im Rahmen dieser Arbeit geplante Studie insgesamt mehr als 400 3D-Simulationen des gesamten Kraterbildungsprozesses erforderlich sind. Die Gesamt-Rechenzeit beläuft sich damit auf mindestens 12000 Tage (oder 33 Jahre) bei Verwendung eines einzelnen Rechners. Zur Archivierung der numerischen Daten würde eine Speicherkapazität von mehr als 120 TB (>100 000 GB) benötigt werden. Entsprechende Hardware-Ressourcen stehen nur in den sehr großen Rechenzentren und an Supercomputern zur Verfügung.

Die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Studien verfolgten das Ziel, eine *Software-Infrastruktur* zu entwickeln, die so effizient ist, dass die o. g. Simulationen auch mit deutlich geringeren Hardware-Ressourcen (wie z. B. auf dem am Museum für Naturkunde zur Verfügung stehenden Rechencluster) durchgeführt werden können.

Da ein dreidimensionaler Hydrocode,

1. der schnell genug ist, um die Rechenlast zu bewältigen,
2. der komplex genug ist, um das thermodynamische und gesteinsmechanische Verhalten während eines Impaktprozesses korrekt abzubilden, und
3. dessen Quellcode verfügbar ist, um Anpassungen vornehmen zu können

nicht existiert, wurde im Rahmen dieser Arbeit mit *iSALE-3D* ein eigener Hydrocode entwickelt, der o.g. Ansprüchen gerecht wird. Dabei wurde auf einen schnellen Algorithmus zur Lösung der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie zurückgegriffen, der eine Berechnung von Massenbewegungen nahezu beliebiger Geschwindigkeiten erlaubt [Hirt et al., 1974, 1997; Harlow und Amsden, 1971]. Dank unterschiedlicher Zustandsgleichungen, wie z. B. *Tillotson* [Tillotson, 1962], *Mie-Grüneisen* [Poirier, 1991; Arienti et al., 2004] oder *ANEOS* [Thompson und Lauson, 1972; Thompson, 1990] kann das thermodynamische Verhalten nahezu jeden Materials realistisch abgebildet werden. Unterschiedlich komplexe Festigkeitsmodelle, von einem einfachen *Drucker-Prager* (bzw. Mohr-Coulomb) Kriterium, welches für granulare Materialien geeignet ist, über ein *Johnson-Cook*-Modell [Johnson und Cook, 1983] für Metalle bis hin zu komplexen Modellen für Gesteine [Ivanov et al., 1997; Collins et al., 2004] ermöglichen eine Berechnung des mechanischen Verhaltens unterschiedlicher Materialien. Ein Porositätsmodell [Wünnemann et al., 2006] konnte ebenfalls implementiert werden, um das thermodynamische und gesteinsmechanische Verhalten von porösen Materialien zu berücksichtigen. Lokale Entfestigungen des Untergrunds als Folge von Vibrationen durch die Emission akustischer Wellen nach Meteoriteneinschlägen [*akustische Fluidisierung*, siehe z. B. Ivanov und Kostuchenko, 1997, 1998; Ivanov und Turtle, 2001; Wünnemann, 2001] oder anderer Naturphänomene (wie z. B. Erdbeben, Hangrutsche oder Vulkanausbrüche) werden ebenfalls durch ein entsprechendes Modell [Wünnemann und Ivanov, 2003] berücksichtigt.

Bei der Simulation von Meteoriteneinschlägen erfolgt die Beschreibung der Kinematik durch den raumfixierten *Euler-Formalismus*. Damit können selbst große und schnelle Deformationen im Material berechnet werden. Voraussetzung hierfür ist jedoch eine möglichst exakte Rekonstruktion der zellinternen Materialgrenzen, um numerischer Diffusion und somit Ungenauigkeiten vorzubeugen. Da dies ein sehr zeitaufwändiger Prozess ist, wurde hier ein **Verfahren zur adaptiven Grenzflächenrekonstruktion** entwickelt. Dabei wird ausgenutzt, dass eine präzise (und somit rechenintensive) Rekonstruktion der Grenzfläche nur bei einer sehr komplexen Form der Materialgrenze erforderlich ist und in den meisten Fällen somit ein einfacher und schnellerer Algorithmus ausreicht. Die

Umsetzung dieser Idee erfolgt durch eine Präkonditionierung mittels eines Level-Set-Verfahrens (Sethian [z. B. 1996]; Zhao et al. [z. B. 2001]; hier: Marching-Cubes, Lorenzen und Cline [1987]) sowie – falls erforderlich – eine Abschätzung der Krümmung der Grenzfläche. Die Berechnung der Grenzfläche erfolgt dann über eines der *Volume-of-Fluid*-Verfahren [z. B. Benson, 2002; Hirt und Nichols, 1981; Gueyffier et al., 1999], da diese die Massenerhaltung nicht verletzen. Zur Auswahl stehen

1. der *Piecewise Linear Interface Calculation (PLIC)* Algorithmus mit einer einfachen Normalenberechnung nach Youngs [1982] und Parker und Youngs [1992],
2. das *PLIC*-Verfahren mit einer genaueren Berechnung des Normalenvektors [Swartz, 1989] und
3. das sehr genaue, aber auch sehr rechenintensive *Least Squares Fit (LSF)*-Verfahren [siehe z. B. Aulisa et al., 2007].

Durch diese adaptive Auswahl der Rekonstruktionstechniken konnte die Rechenzeit einer Simulation um etwa 25-30% reduziert werden. Gleichzeitig konnte dabei die Genauigkeit der Grenzflächenrekonstruktion um fast zwei Größenordnungen verbessert werden (verglichen mit der ausschließlichen Verwendung des heute noch üblichen *PLIC*-Schemas nach Youngs [1982]).

Zu einem stimmigen Gesamtkonzept der dreidimensionalen Simulation (von Meteoriteneinschlägen) gehört nicht nur ein leistungsfähiger Simulationscode. Weitere wichtige **Aspekte dreidimensionaler Modellierung von Meteoriteneinschlägen** sind zum Beispiel die *Parallelisierung des Programms*, eine Reduktion des Datenaufkommens, eine schnellere und hardwarenahe Abarbeitung von Rechenbefehlen sowie eine ansprechende Visualisierung und einfache Auswertung der Ergebnisse.

Die **Parallelisierung** von *iSALE-3D* wurde mit *Message Passing Interfaces [MPI]*, Gropp et al., 1999 realisiert und erlaubt die Verteilung der Rechenlast (und falls erforderlich auch des Arbeitsspeicherbedarfs) auf mehrere Rechenknoten. Es konnte gezeigt werden, dass die Parallelisierung in einer *shared-memory*-Umgebung sehr effizient und nahezu ohne Performance-Verlust arbeitet. Parallele Rechnungen auf mehreren Knoten (bei denen die Kommunikation der einzelnen Prozesse über das Netzwerk durchgeführt wird) können auch auf bis zu sechs Knoten noch sehr effizient erfolgen. Eine Kombination beider Ansätze in einer *Hybrid-Umgebung* (d. h. mehrere *shared-memory* Rechenknoten) ermöglicht es daher sogar, sehr große und rechenintensive Simulationen auf mehr als 100 Kerne aufzuteilen, ohne einen nennenswerten Verlust an Effizienz der Parallelisierung aufzuweisen.

Der **Einsatz effizienter Datenstrukturen** soll eine hardwarenahe und somit schnelle Kommunikation zwischen der Simulation und dem Arbeitsspeicher ermöglichen. Durch die Verwendung *abgeleiteter Datentypen*, die ihrerseits durch *Pointer* oder gar *Liststrukturen* miteinander verknüpft sind, kann die Zeit zur Extraktion von Daten aus dem Arbeitsspeicher (*Latenzzeit*) signifikant reduziert werden. Dies führt zu einer 2,5-fach höheren Rechengeschwindigkeit als bei Verwendung der herkömmlichen mehrdimensionalen Felder (Matrizen). Auch der Arbeitsspeicherbedarf kann – je nach Simulationsszenario – signifikant reduziert werden.

Die Reduktion des Datenaufkommens war Ziel einer Studie zur **Datenkompression**. Aufgrund der heterogenen Struktur der einzelnen Datenfelder (unterschiedlich hoher Dynamikbereich und verschieden steile Gradienten) wurden gleich mehrere Algorithmen zur Kompression der Daten herangezogen. Neben dem bekannten und verlustfreien *GNU-Zip*-Verfahren sowie dem verlustbehafteten, aber schnellen und stark komprimierenden *JPEG*-Algorithmus wurde auch eine im Rahmen dieser Studie weiterentwickelte Variante des *GNU-Zip*-Verfahrens implementiert. Je nach Verfahren kann damit die Größe der Daten auf zwischen 10% und 0,4% des binär geschriebenen Datensatzes reduziert werden. Das für die im Rahmen dieser Arbeit durchzuführenden Studien erforderliche Datenvolumen (s. o.) reduziert sich somit von 120 000 GB auf 480 GB - 12 000 GB.

Während die Auswertung und Darstellung der Ergebnisse zweidimensionaler Simulationen vergleichsweise einfach ist, gestaltet sich die **Visualisierung und das Post-Processing** dreidimensionaler Daten deutlich komplexer. Aus diesem Grund wurde eigens eine Visualisierungssoftware entwickelt, die eine ansprechende Darstellung der Simulationsdaten erlaubt. Zu einer realistischen Darstellung dreidimensionaler Körper gehört neben einer perspektivischen Transformation der Koordinaten auch die Berechnung von Lichteffekten, wie z. B. Schatten („*shading*“; Olano und Lastra [1998]), Umgebungsbeleuchtung („*ambient lighting*“; Kniss et al. [2003]), gerichteten Lichtquellen („*spotlights*“; Smithwick [2011]), Reflexionen („*Environment Mapping*“; z. B. Heidrich und Seidel [1998]; Kilgard [2010]) oder Lichtbrechung in Fluiden sowie der Einsatz von Texturen [Weiler et al., 2000]. Zur Visualisierung der wissenschaftlichen Daten können verschiedene Ansätze, wie z. B. Schnittflächen, Isoflächen [Lorenson und Cline, 1987; Lewiner et al., 2003; Theisel, 2002], Vektorpfeile, Stromlinien [Mebarki et al., 2005], Tracer oder das Volumen-Rendering [Lichtenbelt et al., 1998; Bardili, 2002] verwendet werden. Schnelle Matrixoperationen erlauben die Rotation und Translation des Objekts und somit eine Betrachtung aus beliebigen

Perspektiven. Die Steuerung erfolgt über Maus, Tastatur und eine übersichtliche graphische Benutzeroberfläche. Die Darstellung kann in Bilder oder Animationen (Videos) exportiert werden. Eine *Plugin-Schnittstelle* erlaubt zudem die Kommunikation zwischen der Visualisierung und externen, benutzerspezifischen Programmen (*Plugins*), die eine einfache Auswertung oder Konvertierung der Daten ermöglicht.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Hydrocode und seine oben beschriebenen Komponenten wurde einer umfassenden **Validierung** unterzogen. Advektionstests bescheinigten eine genaue Rekonstruktion und Advektion der Grenzflächen. Der Vergleich einer hydrodynamischen Simulation mit einem Laborexperiment belegte, dass die Erhaltungsgleichungen präzise gelöst werden. Auch die Berechnung der Stoßwellenausbreitung konnte – hier in einer Benchmark-Studie durch direkten Vergleich mit Ergebnissen anderer Codes – validiert werden. Hochgeschwindigkeits-Impaktexperimente im Labor bestätigten zudem die Genauigkeit der implementierten Materialmodelle. Die Anwendung auf große, planetare Einschlagprozesse konnte durch die Verwendung von Skalierungsgesetzen validiert werden. Zudem wurde untersucht, inwiefern die räumliche Auflösung das Ergebnis einer Simulation beeinflusst.

Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Studien resultieren in einer *Software-Infrastruktur*, die

1. eine schnelle und dennoch realistische Simulation von Meteoriteneinschlägen (oder anderer geophysikalischer Prozesse) ermöglicht,
2. einen übersichtlichen, leicht verständlichen und einfach zu erweiternden Quellcode enthält,
3. eine einfache Bedienung, insbesondere der Visualisierung und Auswertung, ermöglicht,
4. geringere Ressourcen benötigt als vergleichbare Hydrocodes.

Ein Vergleich der Rechengeschwindigkeit von *iSALE-3D* mit ähnlichen Simulationscodes ist leider nur sehr schwer möglich. Ursache hierfür ist neben der geringen Anzahl entsprechender Programme vor allem die fehlende Bereitschaft vieler Entwickler, mit ihrem Programm *Benchmarkings* durchzuführen. Wie schnell und leistungsstark *iSALE-3D* im internationalen Vergleich ist, kann daher leider nur qualitativ abgeschätzt werden. Für eine 3D-Simulationsrechnung bis zum transienten Krater (d. h. bis zum Ende der Exkavationsphase; siehe Kap. 3.2.3f) benötigt *iSALE-3D* bei einer Auflösung von 10 Zellen pro Projektilradius im Durchschnitt etwa 6-8 Stunden Rechenzeit (bei Verwendung von 2 Prozessorkernen, die

Gesamtrechenzeit beträgt somit etwa 12-16 Stunden). Dies entspricht etwa zwischen 10% und 22% der Rechenzeit des Hydrocodes *SOVA* für dieses Szenario (benötigte Rechenzeit von *SOVA*: zwischen 3 und 5 Tagen; Natalia Artemieva, persönliche Mitteilung). Unter der Annahme, dass dieses Verhältnis auch für die Berechnungen des gesamten Kraterbildungsprozesses gilt, benötigt eine vollständige Simulation nunmehr statt vier Wochen nur zwischen 3 und 6 Tagen. Der Rechenaufwand für sämtliche 432 Simulationen, die für die im Rahmen dieser Arbeit geplanten Studien mindestens erforderlich sind, würde sich demnach von 12096 Tagen auf etwa 1200-2600 Tage reduzieren (bei Verwendung eines einzelnen Rechners). Unter Berücksichtigung der zu Beginn dieser Studie am Museum für Naturkunde verfügbaren Infrastruktur, bestehend aus 16 Einzelkern-Prozessoren, würde sich der gesamte Rechenaufwand auf nunmehr 75-166 Tage reduzieren<sup>1</sup>.

Diese eingesparte Rechenzeit führte dazu, dass statt der geplanten 430 Rechnungen im Rahmen dieser Arbeit tatsächlich mehr als 2000 3D-Simulationen durchgeführt werden konnten. Dadurch wurden schräge Einschlagsprozesse erstmals umfangreich untersucht und der Einfluss des Einschlagwinkel auf die Kratergröße und Form quantifiziert, wie in den nachfolgenden Kapiteln gezeigt wird.

---

<sup>1</sup>Anmerkung: Nicht einbezogen ist die zusätzliche Zeit, die zur Vorbereitung einer Studie, zur Auswertung der Ergebnisse und natürlich zur Entwicklung der hier vorgestellten Programme benötigt wurde.

## **Teil II.**

# **Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kraterbildung**



## Schiefwinklige Einschlagprozesse - ein Überblick

Impaktprozesse spielen in der Entwicklungsgeschichte unseres Sonnensystems eine entscheidende Rolle. Dies ist eindrucksvoll an den mit Kratern übersäten Oberflächen der meisten Planeten und ihrer Trabanten erkennbar. Die räumliche Verteilung dieser Kraterstrukturen, d. h. die Kraterdichte, lässt auf das Alter einer planetaren Oberfläche schließen [z. B. Gault, 1970; Hartmann, 1984; Richardson, 2009; Woronow, 1978; Michael und Neukum, 2010; Shoemaker et al., 1963, siehe auch Kap. 3, S. 18]. Die Größe eines Kraters ist nicht nur bei der Datierung einer planetaren Oberfläche von Interesse, sie liefert vor allem wertvolle Hinweise auf die Energie, die beim Aufprall des Körpers auf den Planeten übertragen wurde. Dabei geht man davon aus, dass ein direkter Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie des Projektils (d. h. seiner Größe, Dichte und Geschwindigkeit) und der Größe des resultierenden Einschlagkraters besteht. Dennoch gibt es weitere Einflussgrößen, durch welche die Dimension eines Kraters bestimmt wird. Auch die Dichte des Untergrundes sowie weitere Materialeigenschaften (z. B. Porosität oder Festigkeit) und die wirkende Schwerebeschleunigung spielen eine wichtige Rolle [siehe z. B. Schmidt und Housen, 1987; Schmidt, 1977; Holsapple, 2009; Wünnemann et al., 2006; Elbeshausen et al., 2009]. Die Frage, wieviel Energie zur Bildung eines existierenden Kraters aufgebracht wurde, lässt sich folglich nicht so einfach beantworten. Auf der Grundlage von theoretischen Betrachtungen und Experimenten wird daher versucht, sich diesem Problem mit der umgekehrten Fragestellung anzunähern:

Wie groß wird ein Krater, der durch einen Einschlag mit bekannter kinetischer Energie (oder genauer: Projektilgröße, Dichte und Einschlaggeschwindigkeit; Holsapple [1993]) erzeugt wird?

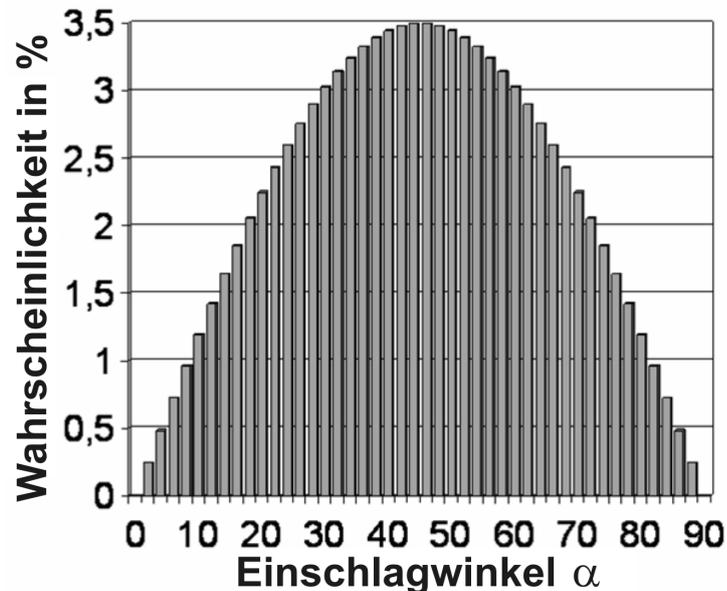
### Häufigkeit schiefwinkliger Einschläge

Bisherige Arbeiten beschränkten sich fast ausschließlich auf den Spezialfall vertikaler Impakte. Allerdings finden nahezu alle Meteoriteneinschläge unter einem schrägen Einfallswinkel statt. Für die Wahrscheinlichkeit  $\Phi$  eines Einschlages bei einem Winkel  $\theta$  zwischen  $\alpha$  (gemessen von der Horizontalen) und  $\alpha + d\alpha$  ergibt

sich (nach Gilbert [1893] und Shoemaker [1962])

$$\Phi(\alpha < \theta < \alpha + d\alpha) \propto 2 \cdot \sin(\alpha)\cos(\alpha)d\alpha = \sin(2 \cdot \alpha) \quad (9.1)$$

Demnach ist der wahrscheinlichste und häufigste Einschlagwinkel  $\alpha = 45^\circ$ , wie auch in Abbildung 9.1 ersichtlich ist. Mehr als 50% aller Einschläge finden im Winkelbereich zwischen  $30^\circ$  und  $60^\circ$  statt. Nur bei etwa 3% aller Ereignisse ist der Einschlagwinkel  $> 80^\circ$  und somit nahezu vertikal.



**Abbildung 9.1.** – Wahrscheinlichkeit schräger Einschlagprozesse (Darstellung der Relation aus Gleichung 9.1): Mehr als 50% aller Meteoriteneinschläge finden zwischen  $30^\circ$  und  $60^\circ$  statt, nahezu vertikale ( $>80^\circ$ ) sowie sehr flache ( $<10^\circ$ ) Einschläge kommen in der Natur nur höchst selten vor.

Welchen Einfluss der Einschlagwinkel auf die Größe eines Kraters hat, ist bislang noch nicht hinreichend untersucht. Ebenso wenig ist bekannt, ob die Auswirkungen eines schrägen Einschlagwinkels in allen Materialien gleichermaßen stark sind. Diesen und weiteren Fragestellungen wird nun, unter Verwendung des im ersten Teil dieser Arbeit vorgestellten Programmpaketes, in den folgenden Kapiteln nachgegangen. Die Erkenntnisse tragen dazu bei, die Datierung planetarer Oberflächen zu präzisieren sowie die globalen und regionalen Auswirkungen von Einschlagereignissen zu verstehen. Sie helfen zudem auch, die Materialeigenschaften planetarer Oberflächen anhand der Morphologie und Morphometrie eines Kraters abschätzen zu können.

## Skalierung schräger Einschlagprozesse

Die überwiegende Mehrheit von Meteoritenkratern sind nahezu kreisrund [siehe z.B. Bottke et al., 2000]. Dies ist eine Beobachtung, die auf den ersten Blick im Widerspruch steht zu der o.g. Erkenntnis, fast jeder Einschlag fände unter einem schrägen Winkel statt. Diese Diskrepanz kann jedoch dadurch erklärt werden, dass die Kraterentstehung in Folge eines Meteoriteneinschlages aufgrund der hohen Energie und Geschwindigkeit einem anderen Mechanismus unterliegt als jene, die durch Einschläge bei niedrigen Geschwindigkeiten (wie z.B. einen in Sand geworfenen Stein) entstehen. Im letzteren Fall ist die Einschlagsgeschwindigkeit signifikant kleiner als die Schallgeschwindigkeit im Zielgestein und somit zu gering, um Stoßwellen auszulösen. Der Krater wird dabei überwiegend durch den Impuls des Projektils erzeugt und ist typischerweise in der gleichen Größenordnung wie der Impaktor selbst. Da die Kraterhohlform im Wesentlichen durch Massenverdrängung entsteht, ist der resultierende Krater bei einem schiefwinkligen Einschlag oft elliptisch. Im Gegensatz dazu kommt es bei einem Meteoriteneinschlag zur Ausbreitung von Stoß- und Entlastungswellen. Deren Verhalten ist nicht-isentrop, führt somit zu einer Verdichtung (*Kompaktion*) des Untergrundmaterials und initiiert einen Exkavationsfluss (siehe dazu Kap. 3.2), der langsamer als die Schallgeschwindigkeit propagiert [Melosh, 1989]. Dies ist der primäre Mechanismus zur Exkavation von Meteoritenkratern und führt zu Kratern, die typischerweise 10-20 mal größer sind als das Projektil selbst [siehe z.B. Melosh, 1989; Holsapple, 1987, 1993; Holsapple und Schmidt, 1982]. Solche Einschlagprozesse, die bei deutlich höheren Geschwindigkeiten als der Schallgeschwindigkeit im Zielgestein stattfinden, werden als Hochgeschwindigkeitseinschläge (engl.: *hypervelocity impacts*) bezeichnet.

Betrachtet man die Kraterentstehung durch Stoßwellen in einem ausreichenden Abstand vom Einschlagpunkt, so ist eine häufig verwendete Vereinfachung, den Ursprung dieser Stoßwelle in einer Punktquelle (vergleichbar mit dem Detonationspunkt einer Explosion) zu betrachten. Dies impliziert, dass der resultierende Krater – unabhängig vom Einschlagwinkel – eine symmetrische Form hat und kreisrund ist. Basierend auf dieser Vereinfachung entwickelte sich die bis heute vorherrschende Meinung, dass die Form eines Meteoritenkraters nicht wesentlich von dem Winkel oder der Richtung des Einschlags beeinflusst wird. Dies ist auch konsistent mit der überwiegenden Anzahl von Beobachtungen der Kraterpopulationen planetarer Oberflächen.

Obwohl schräge Impakte möglicherweise nur einen untergeordneten Effekt auf die Morphologie von Kratern haben, ist unbestritten, dass die Kratergröße signifikant vom Einschlagwinkel abhängt. 1978 waren Gault und Wedekind die ersten, die auf der Basis einiger Laborexperimente den Einfluss des Einschlagwinkels auf das Kraterwachstum und die resultierende Größe untersuchten. Sie beobachteten, dass das Kratervolumen  $V$  bei senkrechten Einschlägen maximal ist und mit sinkendem Einschlagwinkel  $\alpha$  proportional zum Sinus des Einschlagwinkels abnimmt [Gault und Wedekind, 1978]:

$$V(\alpha) \propto V(90^\circ) \cdot \sin(\alpha) \quad (9.2)$$

Auf der Basis dieser Resultate stellten Chapman und McKinnon die These auf, dass „die Vertikalkomponente der Einschlaggeschwindigkeit“ die „für die Kraterbildung relevante Größe“ sei [Chapman und McKinnon, 1986]. Allerdings stellten bereits Gault und Wedekind Jahre zuvor fest, dass der Zusammenhang zwischen Kratergröße und Einschlagwinkel möglicherweise nicht für alle Projektil/Zielgestein-Materialkombinationen identisch ist [Gault und Wedekind, 1978]. Laborexperimente, in denen Metall-Projektile auf ein ebenfalls metallisches Ziel beschleunigt wurden, ließen ein komplexeres Verhältnis zwischen dem Einschlagwinkel und den Kraterdimensionen vermuten [Burchell und Mackay, 1998]. Die Experimente konnten ebenfalls verdeutlichen, dass auch der Dichtekontrast zwischen Projektil- und Untergrund-Material den Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße beeinflusst. Ein eindeutiger und allgemeingültiger Zusammenhang zwischen dem Einschlagwinkel und der Kratergröße konnte bislang noch nicht gefunden werden. Dies zu ändern war die Motivation für eine umfassende numerische Studie, deren Ergebnisse in Kapitel 10 präsentiert werden.

## Die Identifizierung des Einschlagwinkels

Zur Abschätzung der regionalen oder gar globalen Konsequenzen eines Impaktereignisses ist die Energie des Impaktors die maßgebliche Größe. Bei einem Einschlag wird allerdings nur ein Teil der kinetischen Energie des Projektils in den Untergrund übertragen und somit für das Kraterwachstum aufgewendet. Die Größe eines Einschlagkraters kann also nur bedingt zur Abschätzung der Auswirkungen eines Einschlagereignisses verwendet werden, da sie nur Hinweise auf den in den Untergrund transferierten Teil der Energie des Projektils liefern. Wie groß dieser Anteil ist, hängt maßgeblich vom Einschlagwinkel ab [Pierazzo und Melosh, 2000a,b,c].

Somit ist es von fundamentaler Bedeutung, den Einschlagwinkel anhand der Form oder Struktur eines Kraters rekonstruieren zu können. Trotz der kreisrunden Kraterform, die die meisten schrägen Einschläge hinterlassen, sind in vielen Einschlagskratern Asymmetrien zu beobachten. Häufig sind lokale Abweichungen von einer kreisrunden Form festzustellen und auch unterschiedliche Streichrichtungen oder Neigungswinkel des Kraterrandes oder der Flanken eines Zentralberges sind Gegenstand vieler Untersuchungen. Die Ursache dieser Asymmetrien ist bis heute noch nicht eindeutig geklärt. Mögliche Erklärungen sind

1. Ein schräger Einschlagwinkel. Dies würde bedeuten, dass sich schräge Einschläge doch wesentlich – hinsichtlich des Kraterentstehungsprozess und möglicherweise auch des Antriebsmechanismus – von senkrechten Einschlägen unterscheiden. Es existieren einige Studien, in denen Ergebnisse von Feldbeobachtungen, Laborexperimenten oder Remote-Sensing Daten genutzt wurden, um strukturelle Asymmetrien in Kratern auf den Einschlagwinkel oder die Einschlagrichtung zu beziehen [z. B. Schultz und Anderson, 1996; Ekholm und Melosh, 2001; Herrick und Forsberg-Taylor, 2003; Wallis et al., 2005; Scherler et al., 2006; Poelchau und Kenkmann, 2008]. Strukturgeologische Untersuchungen an den Zentralbergen einiger terrestrischer Krater zeigen eindeutige Vorzugsrichtungen in den Flankenneigungen der zentralen Aufwölbungen oder im Streichen der stratigraphischen Einheiten darunter, die möglicherweise mit der Einschlagrichtung in Verbindung gebracht werden können [Kenkmann und Poelchau, 2009]. Inwiefern dies möglich ist, soll durch numerische Simulationen des Entstehungsprozesses von Zentralbergen überprüft werden. Siehe dazu Kapitel 11 oder auch Elbeshausen und Wünnemann [2008a,b]; Wünnemann et al. [2009].
2. Topographie. Numerische Simulationen konnten zeigen, dass ein Höhenunterschied im Relief von mehr als 30% des Projektildurchmessers zu signifikanten Veränderungen in der Kraterform führt und dass selbst kleine Variationen in der Topographie die Verteilung der Auswurfmassen beeinflussen können [Elbeshausen und Wünnemann, 2011b].
3. Eine inhomogene Stratigraphie im Untergrund [siehe z. B. Collins et al., 2008a; Gulick et al., 2008]
4. Post-Impakt-Modifikationen. Hier sind sowohl endogene (z. B. Vulkanismus – Schultz [1977] oder Tektonik – Gurov et al. [2007]) als auch exogene (z. B.

Erosion – Simonds und Kieffer [1993]) Prozesse als mögliche Ursache zu nennen.

Es ist möglicherweise sehr schwierig, den Einfluss des Einschlagwinkels von den anderen in Frage kommenden Effekten zu separieren. Tatsache ist jedoch, dass etwa 5% aller Impaktstrukturen auf planetaren Oberflächen eine Elliptizität<sup>1</sup> von 1,1 und größer aufweisen. Da die Wahrscheinlichkeit von Einschlägen unter einem Winkel  $< 12^\circ$  ebenfalls 5% beträgt [Gilbert, 1893; Shoemaker, 1962], schloss man daraus, Einschläge bei Winkeln  $< 12^\circ$  führten zu elliptischen Kratern [Bottke et al., 2000].

## Studien zu schrägen Einschlägen

### Laborexperimente

Laborexperimente sind von großem Wert für das Verständnis von Einschlagprozessen. Neben Studien zum Einfluss schräger Impakte auf die Kratergröße konnten weitere Experimente ebenfalls einen Einblick auf die Bedeutung des Einschlagwinkels für die Ausbreitung und das Abklingen von Stoßwellen [Dahl und Schultz, 2001] sowie die Ablagerungen und Verteilung von Auswurfmassen [Gault und Wedekind, 1978; Anderson et al., 2003a] liefern. Unglücklicherweise haben solche Laborexperimente viele Beschränkungen. Da nur eine begrenzte Zahl geeigneter Materialien zur Verfügung steht, können Studien zum Einfluss einzelner Materialparameter (wie z. B. Porosität, Reibungskoeffizient, Kohäsion) meist nicht aussagekräftig durchgeführt werden. Obwohl die thermodynamischen und gesteinsmechanischen Eigenschaften der im Experiment verwendeten Materialien durchaus bekannt sind, ist es nahezu unmöglich, diese Parameter unabhängig voneinander zu variieren, um eine Parameterstudie durchzuführen. Weitere Schwierigkeiten ergeben sich hinsichtlich der Dimensionen der erzeugten Krater. Im Labor erzeugte Krater sind verständlicherweise um Größenordnungen kleiner als reale Impaktstrukturen. Die Schwerebeschleunigung, die einen wesentlichen Einfluss auf das Kraterwachstum der meisten Krater hat (siehe dazu Kap. 3.2), kommt bei Laborexperimenten (mit Ausnahme von Experimenten in Materialien geringer oder keiner Kohäsion, wie z. B. Sand oder Wasser) in der Regel nicht zum Tragen. Aufwändige Experimente in Zentrifugen [Schmidt und Housen, 1987] sind erforderlich, um diesen Einfluss zu studieren. Bislang konnten allerdings noch keine Zentrifugen-Experimente schräger Einschläge realisiert werden.

---

<sup>1</sup>Definiert als das Verhältnis der Länge eines Kraters zu seiner Breite.

## Numerische Simulationsrechnungen

Numerische Simulationen sind somit ein wichtiges Werkzeug zur Erforschung von Impaktprozessen. Heutige Computerprogramme können Szenarien behandeln, die sich im Labor nicht realisieren lassen. Zudem sind sie in der Lage, den Effekt jeder einzelnen Variable (z. B. Materialparameter) im Modell separat voneinander zu untersuchen. Zum Studium schräger Einschlagprozesse sind 3D-Rechnungen erforderlich. Aufgrund der in Kapitel 4 spezifizierten hohen Ansprüche an Rechnerleistung, Arbeits- und Festplattenspeicher sind bislang noch keine systematischen Parameterstudien möglich gewesen. Einige wenige Studien wurden für die sehr frühe Phase des Einschlagprozesses durchgeführt. So untersuchten Pierazzo und Melosh [2000a,b,c] die Ausbreitung von Stoßwellen und die Generierung und Verteilung von Impaktschmelze im Zuge schräger Einschlagprozesse. Es existieren einige Publikationen aus jüngerer Zeit, die Ergebnisse von 3D-Simulationen schräger Einschlüge zeigen [z. B. Artemieva et al., 2002, 2004; Shuvalov, 2003; Gisler et al., 2003, 2004; Artemieva und Ivanov, 2004; Shuvalov und Trubetskaya, 2007, 2008]. Allerdings lag das Hauptaugenmerk dieser Studien auf der Modellierung eines speziellen Einschlagsereignisses bzw. einer existierenden Kraterstruktur. Eine allgemeingültige Quantifizierung des Einflusses des Einschlagwinkels ist bislang noch nicht erfolgt. Artemieva und Ivanov [2004] führten einige wenige Rechnungen bis zur Spätphase der Kraterentstehung durch, deren geringe Anzahl allerdings keine generellen Schlüsse auf die Skalierung schräger Einschlagprozesse zuließ.

### Dreidimensionale Simulationen mit *iSALE-3D*

*iSALE-3D* ist effizient genug, um solch umfangreiche Studien — auch für den gesamten Kraterentstehungsprozess — durchzuführen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehr als 2000 3D-Rechnungen durchgeführt, um die Rolle des Einschlagwinkels bei der Kraterentstehung zu ermitteln. In Kapitel 10 wird der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße quantifiziert und die Bedeutung des Reibungskoeffizienten (als Maß für die Festigkeit des Materials) bei schrägen Einschlagprozessen untersucht. In diesem Zusammenhang wird ebenfalls präzisiert, warum trotz (moderat) schräger Einschlüge runde Kraterstrukturen entstehen, so dass die Einschlagrichtung nicht anhand der Kraterform bestimmt werden kann. Ein besonderes Augenmerk von Kapitel 11 liegt daher in der Identifizierung von Asymmetrien in den Auswurfmassen eines Kraters, in der Mor-

phologie des Kraters selbst und den Streichrichtungen stratigraphischer Einheiten darunter, die zur Rekonstruktion der Trajektorie des Projektils dienen könnten. Dazu wird auch der Entstehungsprozess von Zentralbergen im Zuge schräger Einschläge untersucht. Sehr flache Einschläge führen zu elliptischen Kraterstrukturen und sind Gegenstand der Studien, die in Kapitel 12 vorgestellt werden. Neben der Frage, wie flach der Einschlagswinkel sein muss, um elliptische Krater entstehen zu lassen und welche Rolle die Materialeigenschaften hierbei spielen, wird vor allem untersucht, inwiefern sich der physikalische Prozess der Kraterbildung von dem senkrechter oder moderat schräger Einschläge unterscheidet.

## Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße

In dieser Studie soll quantifiziert werden, inwiefern der Einschlagwinkel die Kratergröße beeinflusst und welche Rolle die Festigkeit des Materials (hier vor allem der Reibungskoeffizient) dabei einnimmt. Es wird untersucht, ob diese Effekte skaleninvariant sind und ob existierende Skalierungsgesetze erweitert werden können, um die Auswirkung des Einschlagwinkels zu berücksichtigen.

Der folgende Abschnitt 10.1 liefert zunächst eine kurze Einführung in die Skalierung von Kratern und die damit verbundenen Schwierigkeiten. Es wird erläutert, wie die Größe eines Kraters (insbesondere die des transienten Kraters) numerisch bestimmt werden kann (Abschnitt 10.1.1) und gibt einen Überblick über den bisherigen Kenntnisstand zur Skalierung der Kratergröße in Abhängigkeit von der Einschlagenergie (Abschnitt 10.1.2). Es folgt in Abschnitt 10.2 eine kurze Beschreibung des Modells, der verwendeten Zustandsgleichungen und Materialmodelle, bevor in Abschnitt 10.3 die Ergebnisse dieser Studie aufgezeigt und anschließend diskutiert (Abschnitt 10.4) und zusammengefasst (Abschnitt 10.5) werden.

### 10.1. Skalierung der Kratergröße - ein Überblick

Zur Beurteilung der Folgen, die ein Einschlagprozess auf die Umwelt haben könnte, ist es erforderlich, die Energie des Projektils zu kennen. Die kinetische Energie des Projektils ist in erster Linie ausschlaggebend für die Größe des resultierenden Einschlagkraters. Daher wird die Kratergröße oft als grobe Abschätzung für die Einschlagenergie verwendet. Dabei gilt: Je größer der Krater, desto mehr Energie (d. h. höhere Geschwindigkeit, massereicheres Projektil) wurde für die Kraterentstehung aufgewendet. Dies ist jedoch nur eine grobe Näherung, da neben der Einschlagenergie weitere Parameter auf die Größe eines Kraters einwirken (siehe Kapitel 9). Hier sind insbesondere der Dichtekontrast zwischen dem Projektil und dem Zielgestein, die Festigkeit der beteiligten Materialien sowie die vorherrschende Schwerebeschleunigung zu nennen.

Anhand von Laborexperimenten und insbesondere numerischen Berechnungen können diese einzelnen Einflussgrößen untersucht und – zumindest im Fall

von Computersimulationen – getrennt voneinander betrachtet werden. Das Ziel dieser Studien ist es, einen funktionalen Zusammenhang zwischen den Eigenschaften des einschlagenden Körpers (Dichte  $\delta$ , Geschwindigkeit  $U$ , Durchmesser  $L$ ), des Zielgesteins (Dichte  $\rho$ , Festigkeit  $Y$ ), der Schwerebeschleunigung  $g$  und der Größe des Kraters herzustellen. Dieser Zusammenhang wird auch als *Skalierungsgesetz* bezeichnet [z. B. Holsapple, 1993].

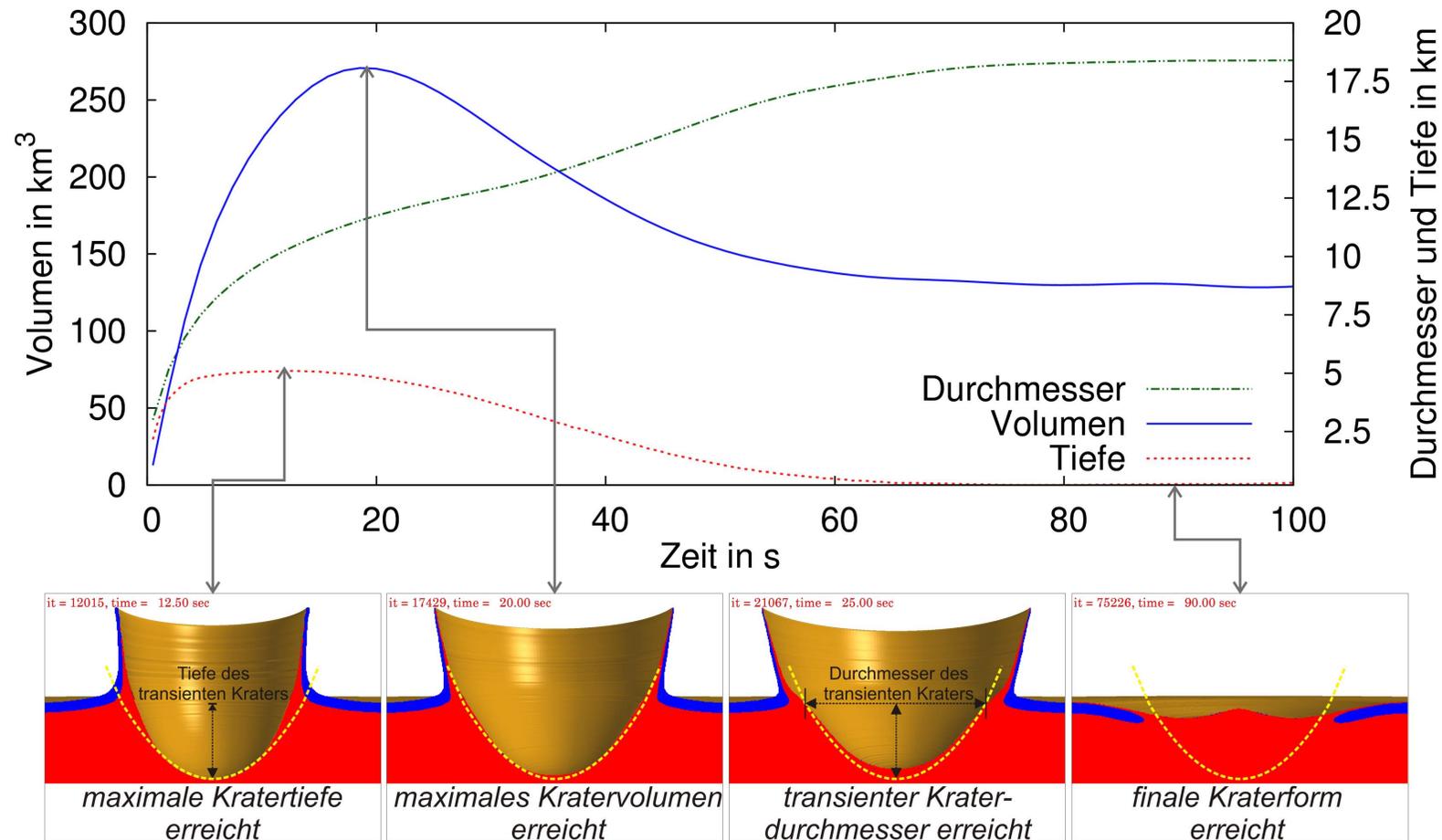
### 10.1.1. Kraterbildung und dessen Auswirkungen auf die Definition der Kratergröße

In Kapitel 3 wurde bereits erläutert, dass die frühe Phase der Kraterbildung (*Kontakt- und Kompressionsphase*) unabhängig von der Projekttilgröße, den Materialeigenschaften, der Einschlaggeschwindigkeit (sofern deutlich oberhalb der Schallgeschwindigkeit der beteiligten Materialien) sowie der Schwerebeschleunigung ist. Es entsteht zunächst ein schüsselförmiger Krater, der in der horizontalen Ebene in der Regel eine kreisrunde Form aufweist. Der Exkavationsprozess, der zu dieser Kraterhohlform führt ist vergleichbar mit der Entstehung eines Explosionskraters. Erst die mit dem Beginn der *Modifikationsphase* (siehe Kapitel 3.2.5) einsetzenden Prozesse (Abrutschen der Kraterflanken, Anhebung des Kraterbodens und möglicherweise Bildung einer zentralen Aufwölbung oder Ringstruktur) führen zu den bekannten unterschiedlichen Kratermorphologien [siehe dazu z. B. Dence et al., 1977; Melosh, 1989].

Dabei spielt neben der Festigkeit des Materials insbesondere die Schwerebeschleunigung eine entscheidende Rolle, wie bereits in Kapitel 3.2.4 ausführlich erläutert wurde. Experimentelle Krater im Labor haben eine Größe von wenigen Zentimetern und sind – abgesehen von wenigen Experimenten in Sand und Wasser – *festigkeitskontrolliert* (siehe Kap. 3.2.4, S. 30). Somit kommt der Schwerkraft auf dieser Größenskala keine Bedeutung zu und es findet – im Gegensatz zu den meisten Kratern auf planetarer Skala – keine nennenswerte Modifikation des *transienten Kraters* statt. Aus diesem Grund wird, nicht zuletzt um die im Labor gewonnenen Krater mit solchen auf planetaren Maßstäben vergleichen zu können, anstelle der finalen Struktur der *transiente Krater* als Grundlage für Skalierungsgesetze verwendet. Dieser definiert die Kraterform unmittelbar vor dem Einsetzen der Kratermodifikation (siehe Kap. 3.2.4) und dessen Größe kann somit leichter mit der Energie des Projekttils in Zusammenhang gebracht werden.

Für Einschläge in sehr festes Material oder Prozesse bei sehr geringer Schwerkraft ist der Kollaps des Kraters vernachlässigbar und der transiente Krater entspricht in etwa dem finalen Krater. In diesem Fall ist die Bestimmung der geometrischen Abmessungen des transienten Kraters trivial. Dies gilt insbeson-

dere für kleinskalige Laborexperimente. Bei Kratern auf planetarem Maßstab (meist mehrere hundert Meter oder mehr im Durchmesser) wird der Kollaps zu einem wichtigen Prozess und die finale Kraterform unterscheidet sich von der des transienten Kraters signifikant. Das Abrutschen von Material an den Seitenhängen, die Ausbildung von terrassenartigen Strukturen am Kraterrand oder das Abflachen des Kraters sind typische Charakteristika der Kratermodifikation. Sie verändern den Durchmesser und die Tiefe des Kraters, selbst bei einer einfachen schüsselförmigen Morphologie, was die Bestimmung des transienten Kraters schwierig gestaltet. Erschwerend kommt hinzu, dass der Übergang von einem nach außen gerichteten *Exkavationsfluss* zu einem nach innen gerichteten *Modifikationsfluss* nicht an jedem Punkt gleichzeitig auftritt. So kann beispielsweise die maximale Tiefe des Kraters bereits erreicht sein, obwohl das Kraterwachstum in horizontaler Richtung noch längst nicht zum Erliegen gekommen ist (siehe Abbildung 10.1). Somit stellt sich also die Frage nach dem Zeitpunkt, an dem das virtuelle Konstrukt eines transienten Kraters am besten angenähert wird. Dieses Problem wird im Falle schräger Einschläge zusätzlich erschwert, da hier das Kraterwachstum *mit* der Einschlagrichtung (der englischen Terminologie folgend im Weiteren als „downrange“ bezeichnet) weiter anhält, obwohl es *entgegen* der Einschlagrichtung („uprange“) und/oder senkrecht zur Trajektorie („crossrange“) bereits zum Erliegen gekommen ist.



**Abbildung 10.1.** – Entwicklung eines komplexen Kraters als Folge des vertikalen Einschlags eines 1,5 km großen granitischen Projektils mit 15 km/s in ebenfalls granitischen Untergrund mit 600 m Sedimentbedeckung (blaue Färbung). Das Diagramm zeigt die zeitliche Änderung des Volumens, Durchmessers und der Tiefe des Kraters. Die Abbildungen darunter zeigen Momentaufnahmen des Kraters zu ausgewählten Zeitpunkten. Die Form des transienten Kraters ist durch eine gelbe gestrichelte Linie gekennzeichnet. a) Die Exkavation des Kraters hinsichtlich der Tiefe kommt zum Erliegen. Die zugehörige Kratertiefe definiert die Tiefe des transienten Kraters. b) Das maximale Kratervolumen ist erreicht. Es liegt eine gute Übereinstimmung mit der Form des transienten Kraters vor. c) Die Exkavation der Kraterhohlform stagniert in horizontaler Richtung. Zu diesem Zeitpunkt ist der Durchmesser des transienten Kraters erreicht. Die weiter fortschreitende Auswärtsbewegung der Auswurfmassen führt zu einem Abknicken des *Ejekta-Vorhangs* im Krater oberhalb der Oberfläche (siehe auch Abb. 11.4 aus S. 178) – ein Indiz für das Erreichen des transienten Kraters. d) Der finale Krater ist erreicht.

Die dieser Studie zugrunde liegenden Szenarien sind Einschläge im planetaren Maßstab, die auf einer Größenskala stattfinden, in der das Kraterwachstum erheblich durch den schwerkraftbedingten Kollaps des Kraters beeinflusst wird. Aus diesem Grund ist eine eindeutige Definition des transienten Kraters und seiner Bestimmung besonders wichtig. In den durchgeführten Rechnungen hat sich gezeigt, dass das Ende der Kraterexkavation (bzw. der Beginn der Modifikation) gut mit dem Zeitpunkt übereinstimmt, an dem der Krater sein maximales Volumen erreicht hat (siehe Abb. 10.1).

Alle im Folgenden angegebenen Skalierungsgesetze beziehen sich auf die Abmessungen des transienten Kraters. Sofern nicht explizit anders angegeben, wurde der transiente Krater in den numerischen Modellrechnungen zum Zeitpunkt des Erreichens des maximalen Kratervolumens bestimmt. Durchmesser und Tiefe des transienten Kraters werden stets an der Oberfläche des Targets bestimmt; mit dem Volumen ist der Hohlraum unter der Oberfläche gemeint (siehe Abbildung 10.1). In den Tabellen im Anhang (Tab. A.3 und A.4) werden weitere Informationen bezüglich der Ausmaße des Kraters zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen Tiefe aufgelistet. Diese dienen nur zu Vergleichszwecken und sind lediglich der Vollständigkeit halber aufgeführt. Im Folgenden wird ausschließlich das oben genannte Kriterium des maximalen Volumens verwendet.

### 10.1.2. Pi-Group-Scaling

Das wesentliche Ziel der Verwendung von Skalierungsgesetzen ist die Extrapolation der Ergebnisse kleinskaliger Laborexperimente auf planetare Maßstäbe. Zu diesem Zweck werden dimensionslose Größen definiert, mit deren Hilfe die Bedeutung der unterschiedlichen physikalischen Prozesse während der Kraterentwicklung abgeschätzt bzw. beschrieben werden können. Dimensionslose Größen zur Beschreibung des Projektils und des Untergrunds können auf die skalierten Dimensionen des Kraters bezogen werden.

Die meisten Ansätze zur Skalierung von Impaktkratern oder der Kratergenese basieren auf Skalierungsgesetzen, die zur Beschreibung der Kratergröße nach Explosionen oder Detonationen von Atombomben entwickelt wurden [Sedov, 1946; Taylor, 1950a,b]. In diesem Fall wird der Prozess der Kraterentstehung durch die während der Explosion freigesetzte Energie bestimmt. Der Prozess eines Meteoriteneinschlags ist im Prinzip mit der Detonation einer explosiven Ladung vergleichbar. Auch hier ist die Energiedichte sehr hoch und der Transfer der zur Exkavation des Kraters beitragenden Energie an den Untergrund erfolgt nahezu instantan, was zur Entstehung von Stoßwellen führt, die sich radialsymmetrisch im Zielgestein ausbreiten (siehe Kapitel 3.2).

Die Größe eines Kraters (hier: das Kratervolumen  $V$ ), wird in erster Näherung durch folgende sechs Parameter beeinflusst:

$$V = F(\underbrace{U, L, \delta}_{\text{Projektil}}, \underbrace{\rho, Y}_{\text{Untergrund}}, g) \quad (10.1)$$

Bei genauerer Betrachtung können diese zu den Eigenschaften des Projektils (Einschlaggeschwindigkeit  $U$ , Durchmesser  $L$  und Dichte des Projektilmaterials  $\delta$ ), des Untergrunds (Dichte  $\rho$  und Festigkeit  $Y$  des Zielgesteins) sowie der Schwerebeschleunigung  $g$  zusammengefasst werden. Gleichung 10.1 besteht aus sieben Parametern, die ein System von drei unabhängigen Grundgrößen (hier: Masse [ $kg$ ], Länge [ $m$ ] und Zeit [ $s$ ]) umschreiben. Nach dem *Buckingham'schen  $\Pi$ -Theorem* [siehe dazu z. B. Buckingham, 1914, 1915] ist somit eine einfachere Beziehung bestehend aus  $7 - 3 = 4$  dimensionslosen Größen (Gruppierungen einzelner Parameter) möglich. Die oben aufgezeigte Gruppierung ist eine, aber nicht die einzige mögliche Parameterkombination zur funktionalen Beschreibung des Kratervolumens.

Ein vielverbreiteter Ansatz ist unter dem Namen „*Pi-group scaling*“ [siehe z. B. Holsapple, 1987; Holsapple und Schmidt, 1982, 1987; Schmidt und Housen, 1987] bekannt geworden. Dabei werden die oben aufgeführten Parameter wie folgt gruppiert und Gleichung 10.1 in eine dimensionslose Form überführt:

$$\frac{\rho V}{m} = F \left( \frac{gL}{U^2}, \frac{Y}{\delta U^2}, \frac{\rho}{\delta} \right) \quad (10.2)$$

Dabei bezeichnet  $m$  die Masse des Projektils. Unter der Annahme einer Kugelform ergibt sich

$$m = \frac{\pi}{6} \delta L^3 \quad (10.3)$$

Die linke Seite von Gleichung 10.2 beschreibt das Verhältnis zwischen der bei der Exkavation des Kraters verdrängten Masse und der Masse des einschlagenden Körpers. Diese Größe wird oft als *Kratereffizienz* (engl.: *cratering efficiency*) bezeichnet und mit  $\pi_V$  abgekürzt. Der erste Term auf der rechten Seite wird in der englischsprachigen Fachliteratur meist als *gravity-scaled size* oder *gravity-scaled source* bezeichnet und mit der Variable  $\pi_2$  abgekürzt:

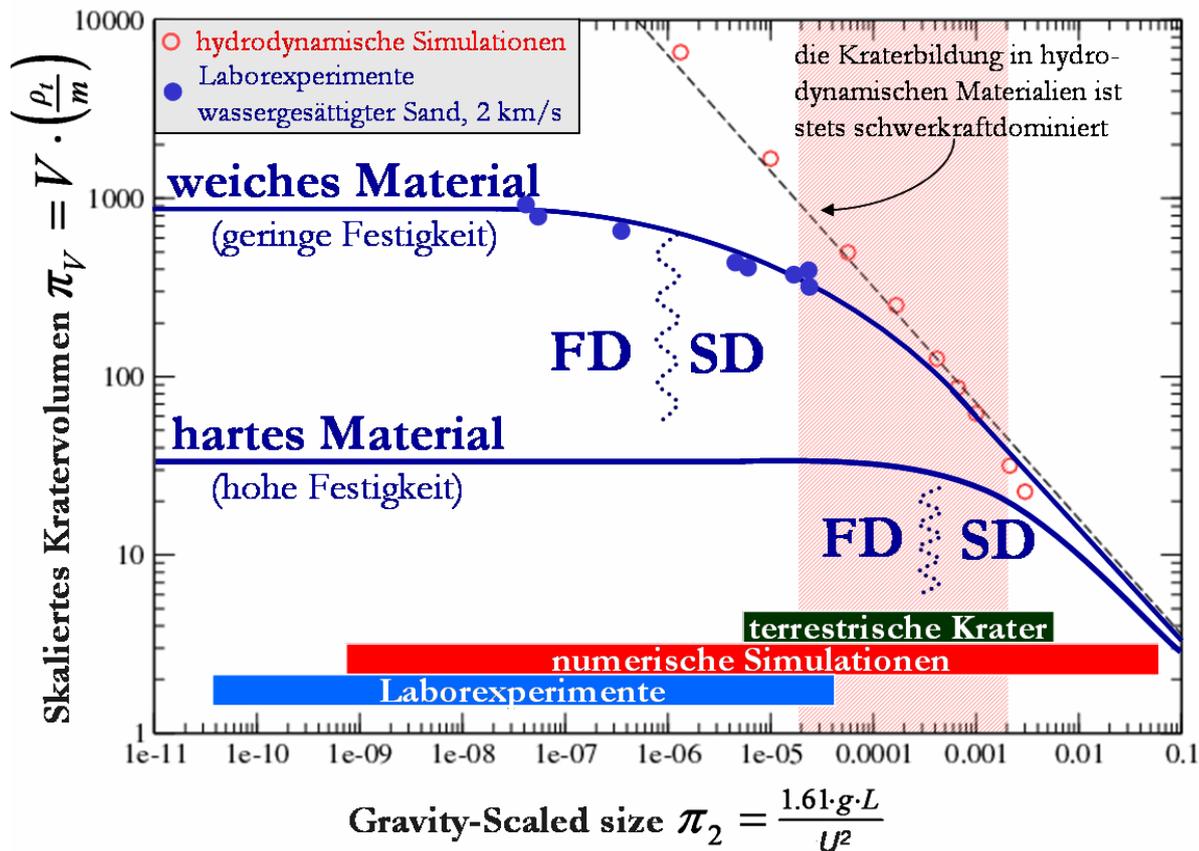
$$\pi_2 = \frac{1,61gL}{U^2} \quad (10.4)$$

Dieser Term beschreibt das Verhältnis zwischen dem lithostatischen Druck  $\rho gL$  in einer charakteristischen Tiefe von einem Projektildurchmesser und der durch das Projektil erzeugten dynamischen Belastung  $\rho U^2$ . Er entspricht dem Inversen der in der Fluidodynamik gebräuchlichen *Froude-Zahl*. Zusätzlich ist ein Faktor eingeführt worden, der sich aus der geometrischen Form des Projektils ergibt. Für einen kugelförmigen Körper mit dem Radius  $r$  (Volumen  $V_K = \frac{\pi}{6} L^3 = \frac{\pi}{6} (2 \cdot r)^3$ ) ergibt sich ein Wert von  $2 \cdot \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3} = 1,61$ . Genauere Erläuterungen hierzu finden sich zum Beispiel in Holsapple und Schmidt [1982]. Der mittlere Term auf der rechten Seite von Gleichung 10.2 beschreibt das Verhältnis zwischen der Festigkeit (Kohäsion) des Zielgesteins  $Y$  und dem initialen dynamischen Druck  $\rho U^2$ . Er wird mit der Variablen

$$\pi_3 = \frac{Y}{\rho U^2} \quad (10.5)$$

beschrieben<sup>1</sup>. Durch den letzten Term in Gleichung 10.2 findet auch der Dichtekontrast zwischen Zielgestein und Projektilmaterial ( $\pi_4 = \rho/\delta$ ) Berücksichtigung.

<sup>1</sup>Laut der ursprünglichen Skalierungstheorie [z. B. Holsapple, 1993] kann hier jede beliebige Größe verwendet werden, die die Maßeinheiten einer Spannung aufweisen. In publizierten Skalierungsstudien wird allerdings fast ausschließlich die Kohäsion als Referenzgröße verwendet. Wird die Kohäsion  $Y$  durch das Kompressionsmodul  $K$  ersetzt, so entspricht  $\pi_3$  dem reziproken Wert der *Cauchy-Zahl*.



**Abbildung 10.2.** – Der Übergang vom festigkeitsdominierten (*FD*) zum schwerkraftdominierten (*SD*) Kraterwachstum ist abhängig von der Festigkeit des Materials. Im festigkeitsdominierten Regime ist die Kratereffizienz (hier: skaliertes Kratervolumen  $\pi_V$ ) unabhängig von der *gravity-scaled source*  $\pi_2$ . Der Einfluss der Schwerkraft auf das Kraterwachstum nimmt mit steigendem  $\pi_2$  zu. Markiert sind zudem die ungefähren  $\pi_2$ -Wertebereiche für terrestrische Impaktstrukturen sowie Krater, die sich im Labor und anhand von Computersimulationen realisieren lassen. Der rötlich eingefärbte Bereich zeigt den Parameterraum an, der mit dieser Studie abgedeckt wurde. Die experimentellen Daten sind entnommen aus Schmidt und Housen [1987].

Die Bedeutung von  $\pi_2$  und  $\pi_3$  für die Skalierung der Kratergröße verdeutlicht Abbildung 10.2. Sie zeigt den Zusammenhang zwischen der Kratereffizienz  $\pi_V$  und der *gravity-scaled size*  $\pi_2$ . Unterschreitet das Projektil eine kritische Größe (auf der Erde: einige Meter [Holsapple, 1993]) dann wird der lithostatische Druck deutlich kleiner als die Festigkeit des Materials und kann vernachlässigt werden. In diesem *festigkeitskontrollierten Regime* (siehe Kap. 3.2.4) ist die Kratereffizienz unabhängig von  $\pi_2$ . Hat das Projektil eine Größe von einem Kilometer oder mehr [Holsapple, 1993], ist die Festigkeit des Zielgesteins signifikant kleiner als der lithostatische Druck. In diesem sogenannten *schwerkraftkontrollierten Regime* ist die Kratereffizienz weder proportional zur Größe des Projektils noch notwendigerweise zur Einschlagenergie [Schmidt und Holsapple, 1982]. Diese Abhängigkeiten müssen mittels Laborexperimenten oder numerischen Simulationsrechnungen bestimmt werden. Der Übergang von der schwerkraftdominierten zur festigkeitsdominierten Kraterbildung ist fließend und, wie in Abbildung 10.2 er-

sichtlich, abhängig von der Festigkeit des Zielgesteins. Da die Schwerebeschleunigung auf der Erde ( $g=9,81 \text{ m/s}^2$ ), verglichen mit dem Mond ( $g=1,61 \text{ m/s}^2$ ) oder dem Mars ( $g=3,74 \text{ m/s}^2$ ), relativ hoch ist, ist die überwiegende Mehrzahl der irdischen Meteoritenkrater schwerkraftdominiert<sup>2</sup> [Melosh, 1989].

Könnten die in Gleichung 10.2 aufgezeigten Zusammenhänge quantifiziert werden, wäre das Skalierungsproblem gelöst [Holsapple, 1993]. Dazu müsste allerdings aufgrund der vielen unterschiedlichen Abhängigkeiten eine unrealisierbar große Anzahl von Laborexperimenten oder numerischen Simulationen durchgeführt werden<sup>3</sup>, so dass weitere Vereinfachungen unerlässlich sind. In dieser Studie wird daher zunächst davon ausgegangen, dass die Dichte des Projektilmaterials mit der des Zielgesteins übereinstimmt. Somit ist also  $\pi_4 = \frac{\rho}{\delta} = 1$ . In der Tat haben sehr viele Meteorite in erster Näherung eine ähnliche Zusammensetzung wie das Krusten- oder Mantelmaterial von Planeten, denn *Chondrite* (undifferenzierte Meteorite) sind das Produkt der Zertrümmerung von Kleinplaneten, die niemals geschmolzen waren. Die Komposition dieser Meteorite ähnelt somit in erster Näherung der Zusammensetzung des Sonnensystems hinsichtlich nichtflüchtiger Elemente, wie z. B. Magnesium, Silizium, Eisen, Calcium oder Aluminium. Durch die Annahme eines kohäsionslosen Materials (z. B. Sand) kann der Term für die Festigkeit ( $\pi_3$ ) vernachlässigt werden. Abbildung 10.2 zeigt, dass dies bei ausreichend großen Einschlagkratern durchaus zulässig ist. Somit vereinfacht sich Gleichung 10.2 zu

$$\pi_V = \frac{\rho V}{m} = F\left(\frac{gL}{U^2}\right) = F(\pi_2). \quad (10.6)$$

Ähnliche Relationen können für den dimensionslosen Durchmesser

$$\pi_D = D \left(\frac{\rho}{m}\right)^{1/3} \quad (10.7)$$

sowie die skalierte Tiefe

$$\pi_H = H \left(\frac{\rho}{m}\right)^{1/3} \quad (10.8)$$

des Kraters entwickelt werden. Dabei bezeichnen  $D$  den Durchmesser und  $H$  die Tiefe des transienten Kraters (siehe Abbildung 10.1).

<sup>2</sup>Der Übergang von schwerkraftdominiertem zu festigkeitsdominiertem Kraterwachstum findet auf der Erde – in Abhängigkeit von den Materialeigenschaften, v. a. der Kohäsion des Zielgesteins – bei einem Kraterdurchmesser von etwa 72 m statt (siehe Kap. 3.2.4/S. 29).

<sup>3</sup>Wird jede der 6 Variablen ( $g, L, U, Y, \rho, \delta$ ) jeweils nur fünf mal variiert, ergeben sich laut Kombinatorik bereits  $5^6 = 15625$  Simulationsrechnungen. Weitere Einflussgrößen, wie der Einschlagwinkel, Reibungskoeffizient oder Porosität sind hier noch nicht berücksichtigt.

Ergebnisse von Laborexperimenten und numerischen Simulationsrechnungen [z. B. Schmidt und Housen, 1987; Holsapple, 1987, 1993; O’Keefe und Ahrens, 1993; Holsapple und Housen, 2007] legen die Vermutung nahe, dass viele der an einem Impact beteiligten Prozesse (wie z. B. das Kraterwachstum, die Produktion von Schmelze oder der Auswurf von Material) bei dimensionsloser Betrachtung durch Potenzgesetze approximiert werden können. So kann zum Beispiel Gleichung 10.2 durch ein einfaches Potenzgesetz der Form

$$\pi_V = C_V \pi_2^{-\gamma} \quad (10.9)$$

ausgedrückt werden [siehe z. B. Schmidt und Housen, 1987]. Dabei sind  $C_V$  und  $\gamma$  materialabhängige Skalierungsparameter.

Um die Relation zwischen  $\pi_V$  und  $\pi_2$  zu spezifizieren, kann ein Impaktereignis als eine stationäre Punktquelle approximiert werden. Durch einen Einschlag wird somit Energie und Impuls in einer spezifischen Tiefe im Untergrund platziert, vergleichbar mit dem Detonationszentrum einer explosiven Ladung. Wie groß der Anteil der Energie (oder des Impulses) des Impaktors ist, der effektiv für diese Punktquelle zur Verfügung steht, wird durch einen *Kopplungsparameter* (engl.: *coupling parameter*) bestimmt. Dieser fasst die Eigenschaften des Projektils (Geschwindigkeit  $U$ , Durchmesser  $L$ , Dichte  $\delta$ ) zu einem skalaren Parameter zusammen [Dienes und Walsh, 1970; Holsapple und Schmidt, 1987]:

$$\zeta = LU^\mu \delta^\nu \quad (10.10)$$

Bei dieser theoretischen Betrachtungsweise existieren zwei Extremfälle: Für  $\nu = 1/3$  und  $\mu = 2/3$  zeigt sich, dass der Kopplungsparameter  $\zeta$  die Einheiten der Energie bekommt (*energy-scaling*). Somit ist der zugehörige Prozess der Kratergenese ausschließlich von der kinetischen Energie des Impaktors anhängig. Im zweiten Fall ( $\nu = \mu = 1/3$ ) ist ausschließlich der Impuls die antreibende Kraft (*momentum-scaling*). Mit Hilfe von experimentellen Studien konnte gezeigt werden, dass der Kopplungsparameter zwischen diesen Extremwerten angesiedelt ist [d. h.  $\nu = 1/3$ ,  $1/3 < \mu < 2/3$ , Holsapple, 1993]. Welchen Wert dieser aber annimmt, scheint vor allem von den Eigenschaften des Untergrundmaterials abzuhängen [z. B. Schmidt und Housen, 1987].

Der Skalierungsexponent  $\gamma$  aus Gleichung 10.9 kann durch den Exponenten  $\mu$  für die Geschwindigkeit des Kopplungsparameters (siehe Gl. 10.10) ausgedrückt werden:

$$\gamma = \frac{3\mu}{2 + \mu} \quad (10.11)$$

Somit ergibt sich  $\gamma = 0,75$  für den Spezialfall des *energy-scalings* ( $\mu = 2/3$ ) und  $\gamma = 0,43$  für das *momentum-scaling* ( $\mu = 1/3$ ). Laborexperimente [Schmidt und Housen, 1987] von vertikalen Einschlägen in trockenen Sand ergaben einen Skalierungsexponenten von  $\gamma = 0,507$  (nahe am *momentum-scaling limit*), wohingegen Einschläge in wassergesättigtem Sand oder gar Wasser zu einem Exponenten  $\gamma = 0,65$  (nahe am *energy-scaling limit*) führten. Diese Materialabhängigkeit des Skalierungsexponenten ist bereits seit langem Gegenstand von Studien. Sowohl Unterschiede im Koeffizienten der inneren Reibung als auch in der Porosität [Wünnemann et al., 2006, 2011] sind bereits als Ursache für diese Abhängigkeit diskutiert worden. Einen ersten Ansatz zur Berücksichtigung der Porosität in Skalierungsgesetzen liefern Housen und Holsapple [2003]. Aufgrund der Schwierigkeit, einzelne Materialparameter im Labor unabhängig voneinander zu variieren, konnten bislang allerdings noch keine aussagekräftigen experimentellen Studien zum Einfluss des Reibungskoeffizienten durchgeführt werden. Weder die Porosität noch der Reibungskoeffizient ist bisher in den Skalierungsgesetzen berücksichtigt.

Erschwerend kommt hinzu, dass auch der Einschlagwinkel  $\alpha$  in dieser Theorie noch keine Berücksichtigung findet. Chapman und McKinnon [1986] postulierten, dass lediglich die vertikale Komponente der Impaktgeschwindigkeit ( $U \sin(\alpha)$ ) zum Energieeintrag in den Untergrund beiträgt. Somit ergäbe sich für Gl. 10.9:

$$\pi_V = \frac{\rho V}{m} = C_V \left( \frac{gL}{(\sin(\alpha)U)^2} \right)^{-\gamma} = C_V \left( \frac{gL}{U^2} \right)^{-\gamma} \sin^{2\gamma}(\alpha) \quad (10.12)$$

Aufgrund der geringen Anzahl von Laborexperimenten zu schrägen Impakten in Sand (siehe dazu Kap. 9) konnte diese Behauptung allerdings noch nicht verifiziert werden. So ist insbesondere der Effekt des Reibungskoeffizienten auf die Genese von Kratern nach schrägen Einschlägen noch unbekannt.

## 10.2. Modellbeschreibung

Um den Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz zu untersuchen, wurde eine Parameterstudie unternommen, bei der der Einschlagwinkel systematisch zwischen  $30^\circ$  und  $90^\circ$  variiert wurde.

Die Kratergenese bei sehr flachen ( $<30^\circ$ ) Einschlägen zeigt signifikant andere Charakteristika [siehe z. B. Gault und Wedekind, 1978; Herrick und Forsberg-Taylor, 2003; Herrick und Hessen, 2006; Burchell und Mackay, 1998] und unterliegt möglicherweise auch einem ganz anderen Bildungsmechanismus, der

zur Entstehung elliptischer Kraterstrukturen führt [Elbeshausen und Wünnemann, 2010]. Für diese Einschlagsprozesse spielt der Impuls des Projektils eine entscheidende Rolle. Die Annahme einer Punktquelle und die daraus resultierenden Skalierungsgesetze sind hier also nicht ohne weiteres anwendbar. Daher wird in Kapitel 12 auf diese Prozesse gesondert eingegangen.

Für die Simulationen dieser Studie wurde die Schwerebeschleunigung der Erde ( $g=9,81 \text{ m/s}^2$ ) angenommen. Der thermodynamische Zustand des Materials wurde durch die Tillotson-Zustandsgleichung [Tillotson, 1962] modelliert. Die zugehörigen Materialparameter für Granit wurden Melosh [1989, Tab. AII.3 im Anhang I] entnommen. Ein wichtiges Ziel dieser Studie ist es, den Einfluss eines bestimmten Materialparameters (hier: Reibungskoeffizient) für unterschiedlich schräge Einschläge zu studieren. Wie bereits oben erwähnt, spielt der Koeffizient der inneren Reibung als ein mögliches Maß für die Festigkeit des Zielgesteins eine wichtige Rolle beim Kraterwachstum und ist somit ein wichtiger Parameter in Skalierungsgesetzen für die Kratereffizienz [siehe z. B. Holsapple, 1993].

Daher wurde für diese Studie ein homogener, Granit-ähnlicher Untergrund ohne Kohäsion angenommen. Der Koeffizient für die innere Reibung  $f$ , im folgenden kurz als "Reibungskoeffizient" bezeichnet, wurde von 0 (keine innere Reibung, *hydrodynamischer Fall*) schrittweise bis 0,7 (typischer Wert für Sand) variiert. Dazu wurde ein einfaches, kohäsionsloses Drucker-Prager-Modell verwendet, indem die Scherfestigkeit  $Y_s$  eine lineare Funktion des Drucks ist

$$Y_s = f \cdot P \quad (10.13)$$

Das Drucker-Prager-Modell geht zudem davon aus, dass das Untergrundmaterial überall zerrüttet ist. Selbstverständlich haben natürliche Einschlagskrater, die etwa in Festgestein entstehen, eine viel komplexere Rheologie als die hier zugrunde liegende. Dennoch kann davon ausgegangen werden, dass das Zielgestein in der Nähe des Einschlagsortes durch die Stoßwelle geschädigt wird. Somit exkaviert der Krater in einem zerrütteten Untergrund, dessen Verhalten dem granularer Materialien sehr nahe kommt. Eben diese Rheologie wird durch das Drucker-Prager-Modell abgebildet. Der Effekt komplexerer Materialmodelle [z. B. Collins et al., 2004; Wünnemann und Ivanov, 2003] oder Zustandsgleichungen [ANEOS, Thompson und Lauson, 1972] kann hier vernachlässigt werden. Die Materialparameter, die für diese Studie verwendet wurden, sind in Tab. 10.1 genauer spezifiziert.

**Tabelle 10.1.** – Verwendete Materialeigenschaften für Projektil und Zielgestein.

Material	Granit <sup>a</sup>
Dichte	2658 kg/m <sup>3</sup>
Schmelztemperatur	1673 K
Wärmekapazität	1000 Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Poisson-Koeffizient	0,25
Kohäsion	0 Pa
Reibungskoeffizient	0 ... 0,7
Hugoniot-elastisches Limit	2,5·10 <sup>9</sup> Pa
Porosität	0%

<sup>a</sup>Zustandsgleichung: Tillotson [siehe auch Melosh, 1989]

Um mögliche zusätzliche Einflüsse auf die Kratergröße durch Verdampfen von Material zu umgehen, wurden sämtliche Rechnungen mit einer konstanten und relativ geringen Geschwindigkeit durchgeführt. Die hier verwendete Geschwindigkeit von 6.5 km/s ist zwar geringer als die mittlere Einschlaggeschwindigkeit von terrestrischen Ereignissen [18 km/s, Bottke et al., 1994], aber immer noch deutlich höher als die Schallgeschwindigkeit von Sand und vergleichbarer Materialien [300-650 m/s, Flammer et al., 2001; Oelze et al., 2002]. Zudem liegt sie im Bereich der Geschwindigkeiten, die auch in Laborexperimenten realisiert werden können. Nach der Pi-group Theorie führen Impaktexperimente mit gleichen  $\pi_2$ -Werten zur gleichen Kratereffizienz, unabhängig von der eigentlichen Kombination aus Geschwindigkeit  $U$ , Schwerebeschleunigung  $g$  und Projektilgröße  $L$ . Um numerische Ungenauigkeiten möglichst konstant zu halten, wurde in dieser Studie die Variation des  $\pi_2$ -Wertes einzig durch Veränderung der Projektilgröße  $L$  realisiert, und zwar von 325 m bis 3 km. Dies entspricht einem  $\pi_2$ -Bereich von  $10^{-3}$  -  $10^{-4}$  und führt - entsprechend der Pi-group Theorie - zu Kraterdurchmessern zwischen 2,5 km und 23 km bei der zu erwarteten Einschlaggeschwindigkeit auf der Erde ( $U=18$  km/s). Im Falle senkrechter Einschläge wären in diesem  $\pi_2$ -Bereich transiente Krater zu erwarten, deren Durchmesser 5 bis 12 mal größer als das Projektil sind. Aufgrund des extrem hohen Rechenaufwandes wurden kleinere  $\pi_2$ -Werte zunächst nicht betrachtet. Da diese zu einer höheren Kratereffizienz führen, d. h. einem größeren Verhältnis zwischen Kraterdurchmesser und Projektildurchmesser, wird auch ein größeres Rechengebiet benötigt. Dies kann – sofern die räumliche Auflösung nicht variiert werden soll – nur durch zusätzliche Rechenzellen gewährleistet werden, was einen höheren Rechenaufwand bedeutet.

## 10.3. Resultate

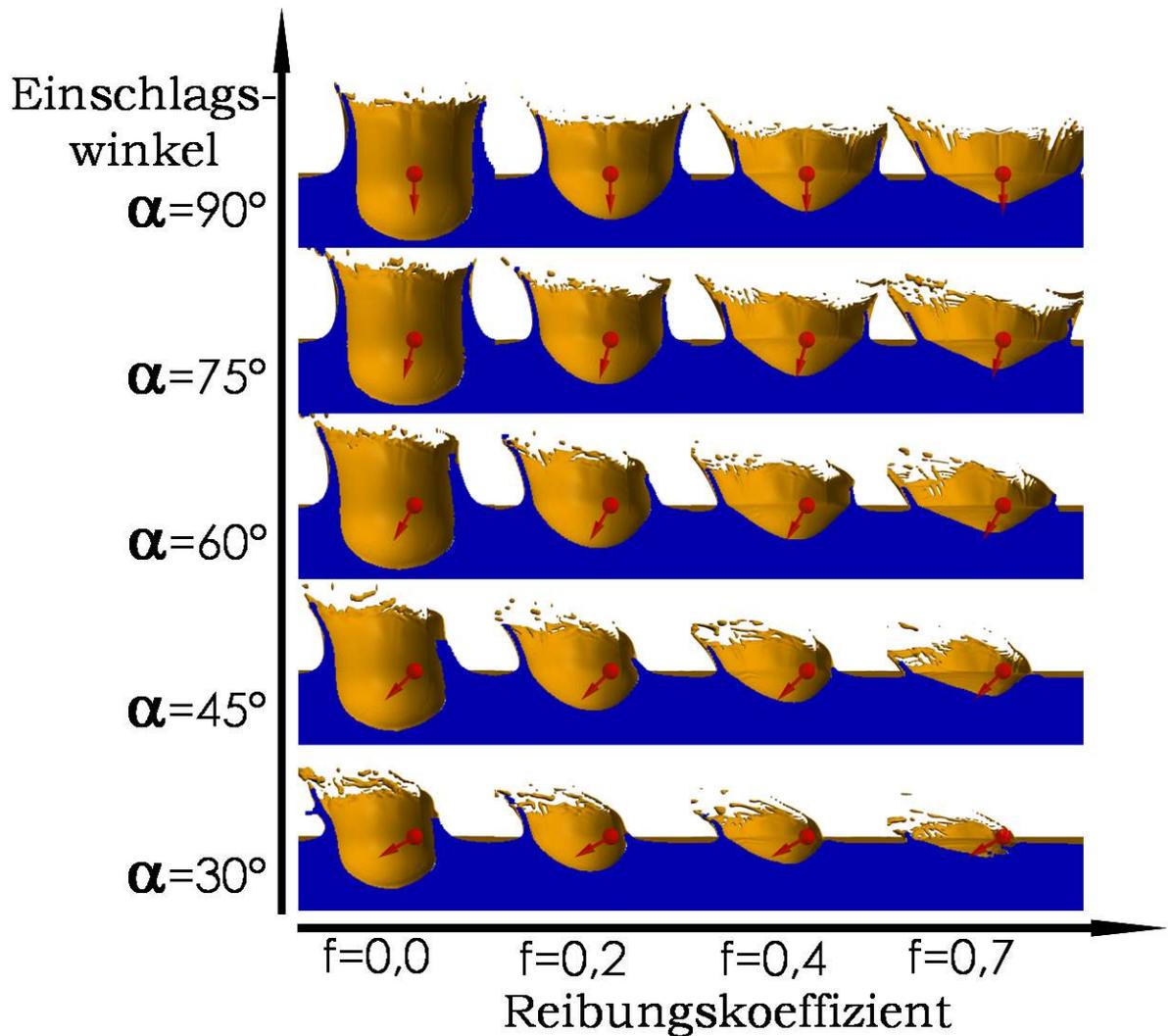
Basierend auf den Ergebnissen der Berechnungen wurde die Tiefe, der Durchmesser und das Volumen des Kraters zum Zeitpunkt der maximalen Tiefe sowie des maximalen Volumens bestimmt. Zwecks Übersichtlichkeit beschränken sich die folgenden Erläuterungen und Interpretationen auf das Kratervolumen. Die Bestimmung des richtigen Zeitpunktes erfolgte entsprechend der in Kapitel 10.1.1 beschriebenen Methode. Die Ergebnisse dieser Modellrechnungen sind in den Tabellen A.3 und A.4 aufgeführt.

Um den Effekt des Reibungskoeffizienten von dem Einfluss des Einschlagwinkels separieren zu können, werden in Kapitel 10.3.1 zunächst ausschließlich Einschläge in ein hydrodynamisches Material (Reibungskoeffizient  $f=0$ ) betrachtet. Dies erlaubt, die Rolle des Einschlagwinkels unabhängig vom Reibungskoeffizienten zu studieren. Anschließend werden diese Ergebnisse mit entsprechenden Einschlägen in reibungsbehafteten Untergrund ( $f=0,7$ ) verglichen.

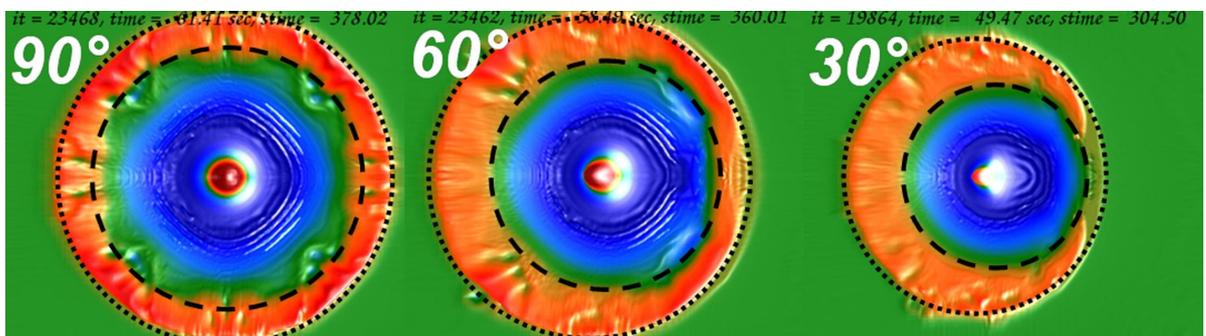
Berechnungen von vertikalen Einschlägen über einen großen  $\pi_2$ -Bereich und unterschiedliche Reibungskoeffizienten liefern einen Hinweis auf den reinen Effekt der Reibung. Ist sowohl dieser als auch der reine Effekt des Einschlagwinkels bekannt, kann der Kernfrage nachgegangen werden, ob der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße für alle Reibungswinkel identisch ist oder ob eine Abhängigkeit feststellbar ist. Dies geschieht abschließend in Kapitel 10.3.3.

### 10.3.1. Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz in hydrodynamischen Materialien

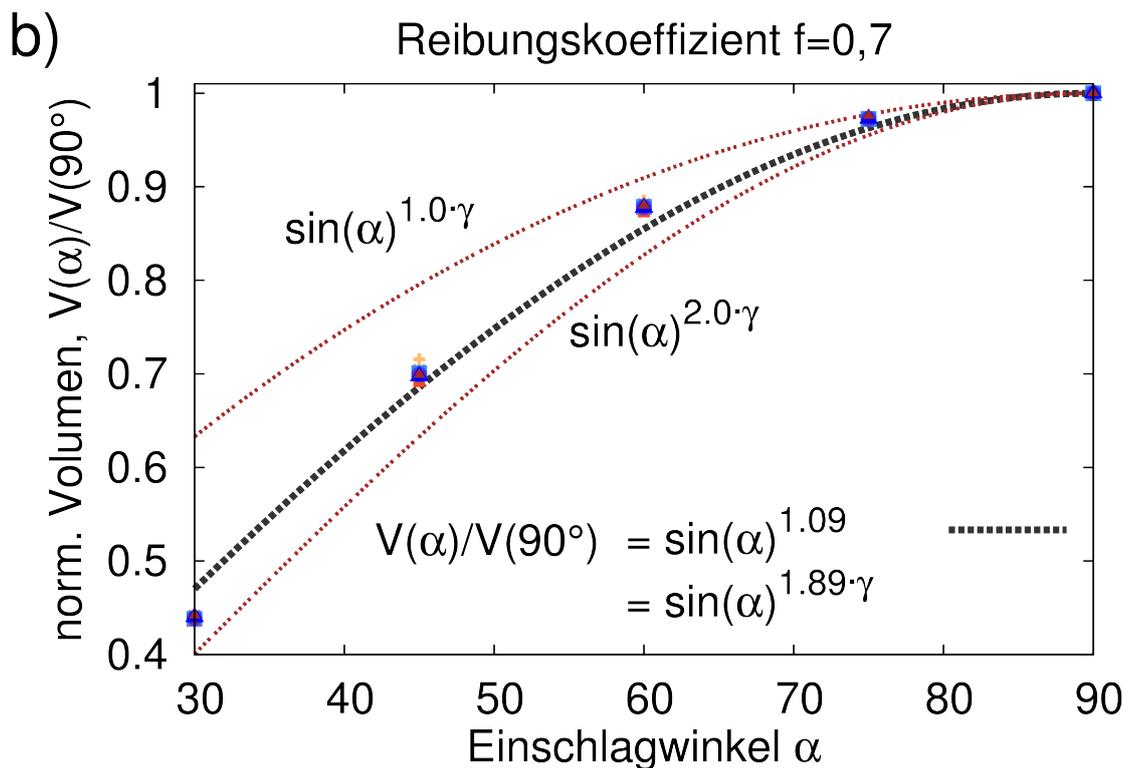
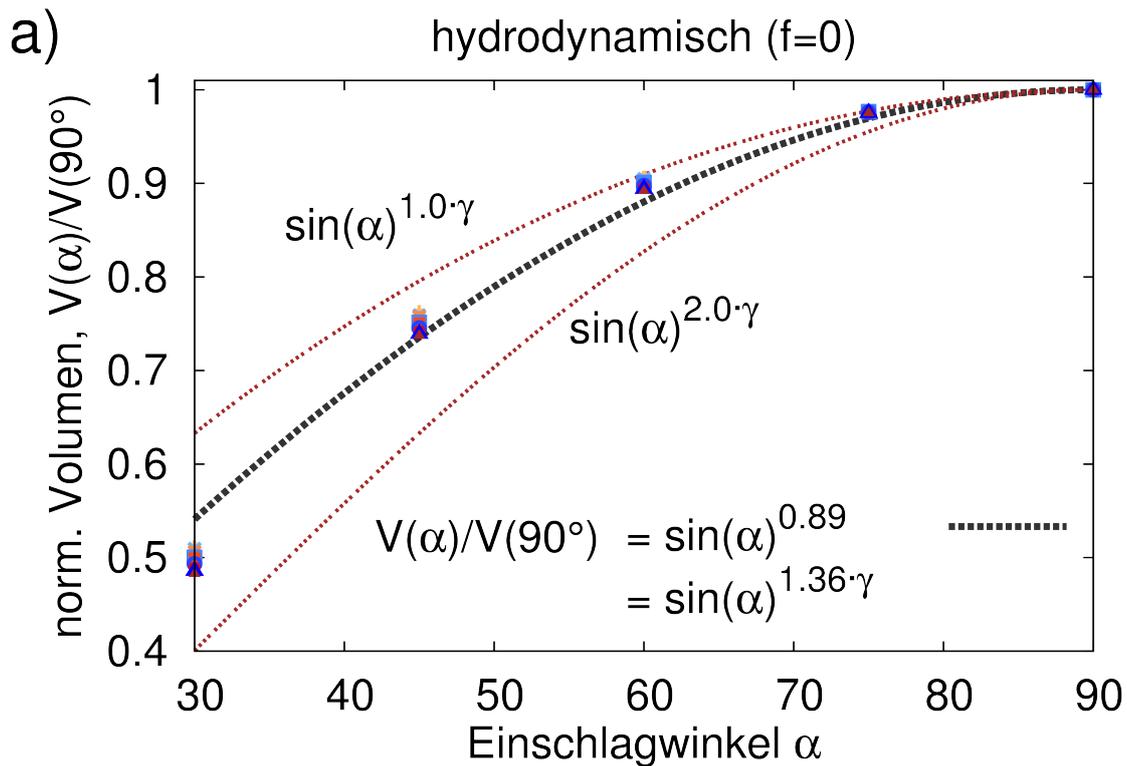
In Abbildung 10.3 kann die Form und Größe des transienten Kraters abgelesen werden, der durch den Einschlag eines 1 km großen Projektils ( $U=6,5$  km/s) in ein hydrodynamisches (d. h. kohäsions- und reibungsloses) Material bei unterschiedlichen Einschlagwinkeln entsteht. Dies vermittelt einen ersten Eindruck, wie der Einschlagwinkel die Größe, aber auch die Form des transienten Kraters beeinflusst. Mit abnehmendem Einschlagwinkel sind sowohl der tiefste Punkt als auch das geometrische Zentrum des Kraters in immer weiterer Entfernung vom Einschlagpunkt lokalisiert. Abbildung 10.4 zeigt die Morphologie des finalen Kraters für drei unterschiedliche Einschlagwinkel in der Aufsicht. An der Verteilung der Auswurfmassen ist deutlich die Richtung des Einschlags abzulesen (hier: von rechts nach links). Dennoch scheint die Kraterstruktur an der Oberfläche nahezu kreisrund zu sein - sogar für flache Einschläge bis zu  $30^\circ$ .



**Abbildung 10.3.** – Momentaufnahme des *transienten Kraters* nach dem Einschlag eines 1 km großen Projektils (Einschlaggeschwindigkeit  $U = 6,5 \text{ km/s}$ ) in unterschiedlich festen (Reibungskoeffizient  $f=0\dots0,7$ ) Untergrund und bei unterschiedlichen Einschlagswinkeln  $\alpha$ . Sowohl für das Projektilmaterial als auch das Zielgestein wurde Granit angenommen. Die Kohäsion wurde vernachlässigt, um den reinen Effekt des Reibungskoeffizienten zu untersuchen. Einschlagspunkt und -richtung sowie die Größe des Projektils sind durch den roten Pfeil dargestellt.



**Abbildung 10.4.** – Krater als Resultat des Einschlags eines 1 km großen Körpers (Geschwindigkeit  $U = 6,5 \text{ km/s}$ , Reibungskoeffizient  $f = 0,2$ ) für unterschiedliche Einschlagswinkel. Die gestrichelte Linie markiert den inneren Kraterrand, die gepunktete Linie die äußere Begrenzung der Ejektadecke.



**Abbildung 10.5.** – Relative Änderung der Kratereffizienz mit dem Einschlagwinkel für a) hydrodynamisches (f=0) und b) reibungsbehaftetes (f=0,7) Untergrundmaterial. In beiden Abbildungen liegen die Resultate für neun unterschiedliche  $\pi_2$ -Werte (zwischen  $\pi_2=1,12 \cdot 10^{-3}$  und  $1,62 \cdot 10^{-4}$ ) dicht beieinander. Die dicke gestrichelte Linie zeigt die Regression der numerischen Daten. Die untere Kurve repräsentiert das normierte Kratervolumen entsprechend der Annahme von Chapman und McKinnon [1986] (siehe Gl. 10.12).

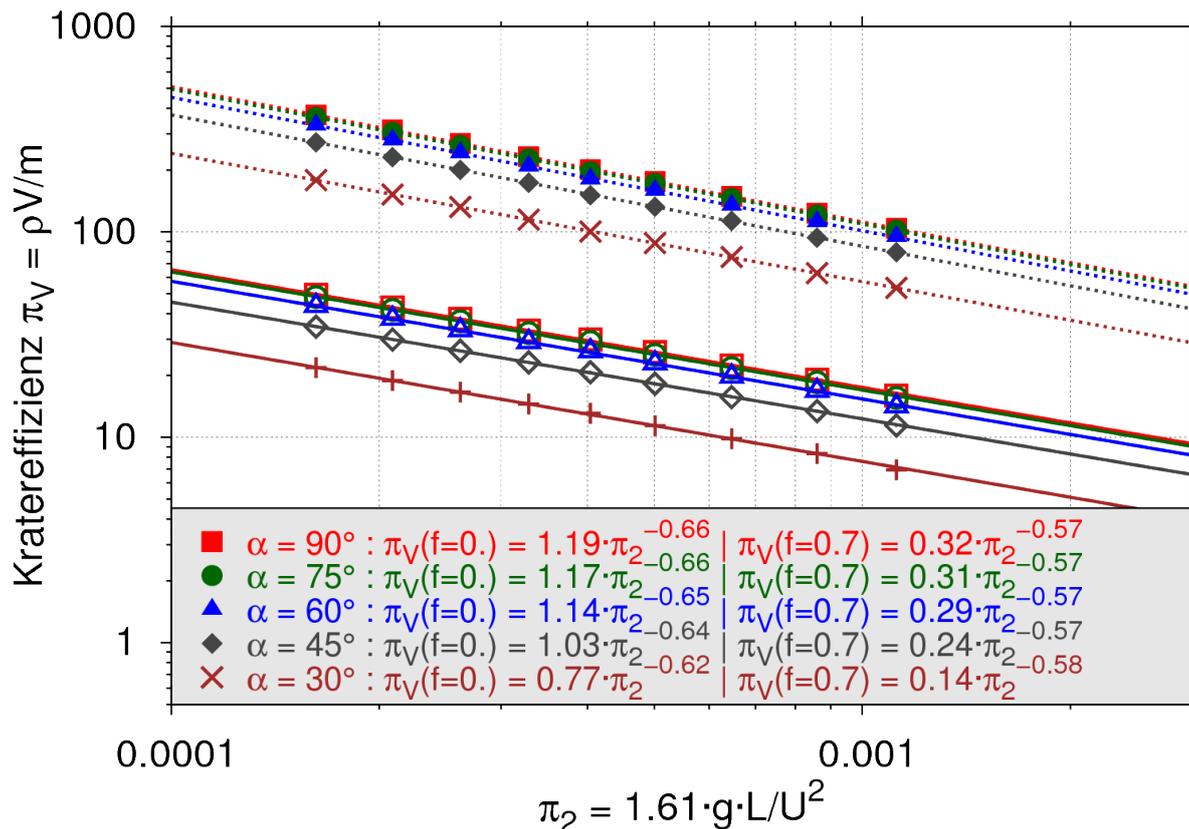
Tiefe, Durchmesser und Volumen des transienten Kraters nehmen mit dem Einschlagwinkel deutlich ab (Abb. 10.3a). Dies wird in Abb. 10.5 deutlich, in der das Kratervolumen normiert mit dem Volumen des Kraters bei einem vertikalen Einschlag als Funktion des Einschlagwinkels für unterschiedliche  $\pi_2$ -Werte aufgetragen ist. Ein Einschlag bei  $45^\circ$  (der häufigste Einschlagwinkel, siehe Kapitel 9 und insbesondere Abbildung 9.1) führt zu einem Krater, dessen Volumen nur noch ca. 75% dessen beträgt, was bei einem vergleichbaren senkrechten Einschlag erzeugt worden wäre. Bei  $30^\circ$  ist das Kratervolumen bereits auf die Hälfte reduziert, verglichen zum vertikalen Fall. Diese Änderung des Volumens ist proportional zum Sinus des Einschlagwinkels

$$\frac{V(\alpha)}{V(90^\circ)} = \sin^n(\alpha) \quad (10.14)$$

Für den hydrodynamischen Fall haben die numerischen Experimente einen Wert von  $n=0,89$  ergeben. Wie in Abbildung 10.5 ersichtlich ist, liegen die ermittelten Werte für andere  $\pi_2$ -Szenarien sehr dicht beieinander. Dabei ist ein leichter Trend zu größeren normierten Kratervolumina (=geringerer Effekt des Einschlagwinkels) bei größeren  $\pi_2$ -Werten (größere Projektile) zu erkennen. Ob dieser Trend signifikant ist, oder nur auf stärkere numerische Fehler bei höheren  $\pi_2$ -Werten zurückzuführen ist, wird in Kapitel 10.4 noch diskutiert. In dem Parameterbereich, der in dieser Studie abgedeckt wurde, ist der Sinus-Zusammenhang zwischen dem normierten Kratervolumen und dem Einschlagwinkel nahezu unabhängig von  $\pi_2$ .

Abbildung 10.6 zeigt die Kratereffizienz  $\pi_V$  als Funktion der *gravity-scaled source*  $\pi_2$  (vgl. Abb. 10.2) in doppeltlogarithmischer Darstellung. Die Datenbasis ist mit der von Abbildung 10.5 identisch. Durch Regressionsanalysen können für jeden Einschlagwinkel entsprechend Gleichung 10.9 Potenzgesetze entwickelt werden, deren Koeffizienten und Exponenten  $C_V$  und  $\gamma$  in Tab. 10.2 (S. 161) aufgelistet sind. Der Skalierungsexponent  $\gamma$  lässt zudem einen Rückschluss auf den Kraterbildungsmechanismus zu ( $\gamma = 0,75$ : *energy-scaling* und  $\gamma = 0,43$ : *momentum-scaling*). Der durch den Skalierungskoeffizienten  $C_V$  bestimmte vertikale Versatz zwischen den Linien in Abbildung 10.6 verdeutlicht die abnehmende Kratereffizienz für flachere Einschlagwinkel, wie bereits anhand der Abbildungen 10.3 und 10.5 erläutert wurde. Die Steigung der Linien in Abbildung 10.6 entspricht dem Skalierungsexponenten  $\gamma$ .

Für den hydrodynamischen Fall verlaufen diese Linien nahezu parallel. Dies deutet darauf hin, dass der Einfluss des Einschlagwinkels sich bei unterschiedlichen  $\pi_2$ -Werten (dies entspricht hier unterschiedlichen Projektildurchmessern) nicht ändert. Mit sinkendem Einschlagwinkel ist allerdings ein marginales Abnehmen des Exponenten  $\gamma$  von 0,66 auf 0,62 zu verzeichnen. Dies wird bereits in Abb. 10.5a durch die dicht beieinander liegenden Datenpunkte für unterschiedliche  $\pi_2$ -Werte angedeutet.



**Abbildung 10.6.** – Kratereffizienz (hier: skaliertes Kratervolumen) als Funktion von  $\pi_2$  für unterschiedliche Einschlagwinkel und sowohl hydrodynamische (gepunktete Linien) als auch reibungsbehaftete ( $f=0,7$ , durchgezogene Linien) Materialien.

Chapman und McKinnon stellten bereits 1986 die These auf, dass lediglich die vertikale Komponente der Geschwindigkeit die Kratergröße beeinflusst<sup>4</sup>, d. h.  $V(\alpha)/V(90^\circ) = \sin^{2\gamma}(\alpha)$  (siehe Gl. 10.12). Diese Relation ist zur näheren Untersuchung dieser These in Abbildung 10.5a eingezeichnet. Als Referenz wird zusätzlich die Kurve  $V(\alpha)/V(90^\circ) = \sin^\gamma(\alpha)$  gezeigt. Die Regression der numerischen Ergebnisse der hier vorliegenden Studie liefert

$$V(\alpha)/V(90^\circ) = \sin^{1.36\gamma}(\alpha).$$

<sup>4</sup>Grundlage ihrer Annahme waren Ergebnisse vorangegangener Laborexperimenten durch Gault und Wedekind [1978].

### 10.3.2. Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz in reibungsbehafteten Materialien

In Abbildung 10.3 ist ersichtlich, wie Form, Tiefe und Durchmesser des transienten Kraters sich mit dem Einschlagwinkel sowie drei unterschiedlichen Reibungskoeffizienten ( $f=0,2$  sowie  $0,4$  und  $0,7$ ) verändern. Wie im hydrodynamischen Fall zeigt auch hier das geometrische Zentrum des Kraters einen horizontalen Versatz vom Einschlagpunkt (roter Pfeil) in entgegengesetzter Richtung des Einschlags (*downrange*). Dieser Versatz nimmt mit abnehmendem Einschlagwinkel zu. Im Querschnitt betrachtet (Abb. 10.3) wird die Form des Kraters zunehmend asymmetrisch. Ein höherer Reibungskoeffizient führt zu einem deutlich ausgeprägteren Effekt des Einschlagwinkels auf die Kraterform. Es bilden sich zunehmend flachere Krater aus, da die Festigkeit des Materials (hier durch den Reibungskoeffizienten repräsentiert) die Eindringtiefe des Projektils beeinflusst.

Für einen Reibungskoeffizienten von  $0,7$  verhält sich das normierte Kratervolumen  $V(\alpha)/V(90^\circ)$  wiederum proportional zum Sinus des Einschlagwinkels, wie aus Abbildung 10.5b hervorgeht. Die Regressionsanalyse führt hier zu

$$\frac{V(\alpha)}{V(90^\circ)} = \sin^{1.089}(\alpha) = \sin^{1.89\gamma_\perp}(\alpha). \quad (10.15)$$

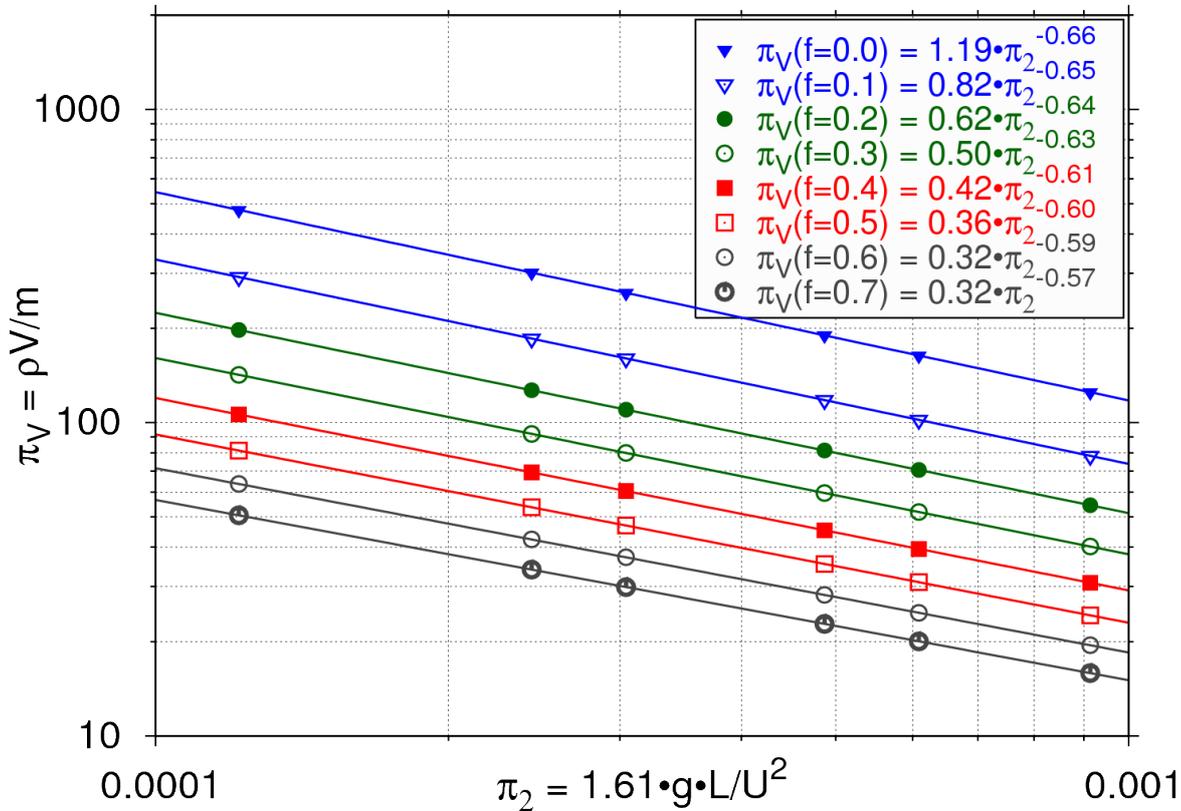
Dabei steht  $\gamma_\perp$  für den Skalierungsexponenten, der für senkrechte Einschlagwinkel bestimmt wurde. Das obige Verhältnis ist sehr nah an dem bereits erwähnten idealisierten Fall, bei dem lediglich die vertikale Komponente der Geschwindigkeit das Kratervolumen kontrolliert ( $V(\alpha)/V(90^\circ) = \sin^{2\gamma}(\alpha)$ ).

Es ist ebenfalls ersichtlich, dass sich das skalierte Volumen mit dem Einschlagwinkel für jedes  $\pi_2$  (und somit auch unabhängig jede Projektilgröße) gleichermaßen ändert. Im Gegensatz zu dem hydrodynamischen Fall ist hier selbst bei einem Einschlagwinkel von  $30^\circ$  die relative Volumenänderung für alle Projektilgrößen identisch (Abb. 10.5b). Eine Betrachtung von  $\pi_V$  als Funktion von  $\pi_2$  (Abb. 10.6) verdeutlicht, dass die Kratereffizienz in reibungsbehafteten Materialien viel niedriger ist als im hydrodynamischen Fall. Zudem ist die Steigung der Linien für einen Reibungskoeffizienten von  $0,7$  ( $\gamma=0,57-0,58$ ) niedriger als im Falle eines hydrodynamischen Untergrundes ( $\gamma=0,66-0,62$ ).

### 10.3.3. Der kombinierte Effekt des Einschlagwinkels und des Reibungskoeffizienten auf die Kratereffizienz

Die bisherigen numerischen Ergebnisse belegen eindeutig, dass die Kratereffizienz signifikant durch den Reibungskoeffizienten beeinflusst wird. Dies wird

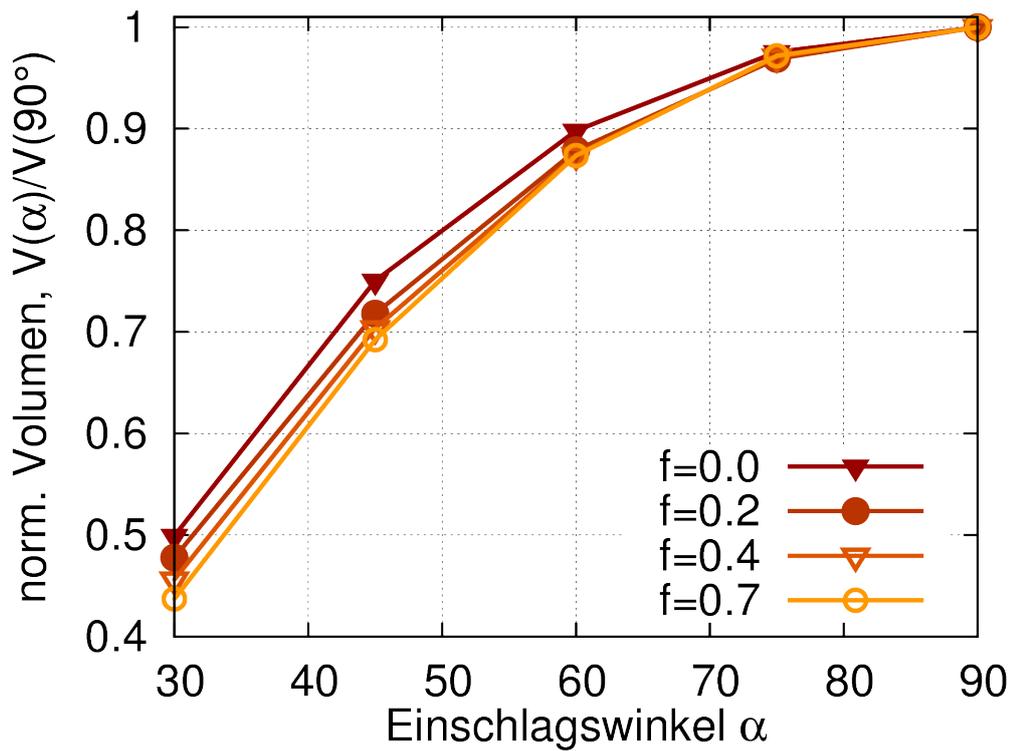
umso deutlicher, wenn die Kratereffizienz  $\pi_V$  als Funktion von  $\pi_2$  aufgetragen wird.



**Abbildung 10.7.** – Kratereffizienz (skaliertes Kratervolumen  $\pi_V$ ) als Funktion von  $\pi_2$  für unterschiedliche Reibungskoeffizienten. Hier wurden lediglich vertikale Einschläge berücksichtigt, um den Einfluss des Reibungskoeffizienten aufzeigen zu können.

Abbildung 10.7 zeigt diese Relation für eine Reihe vertikaler Einschläge sowie unterschiedlicher Reibungskoeffizienten ( $f=0,0-0,7$ ). Wie ersichtlich ist, können die Daten sehr gut durch Potenzgesetze (entsprechend Gl. 10.9) approximiert werden. Sowohl der Skalierungsfaktor  $C_V$  als auch der Skalierungsexponent  $\gamma$  (wenngleich aus Abb. 10.7 nicht klar ersichtlich) nehmen mit zunehmendem Reibungskoeffizienten ab.

Um festzustellen, inwiefern der Effekt des Einschlagwinkels vom Reibungskoeffizienten abhängt, wurden weitere Rechnungen durchgeführt. Dabei wurde für eine konstante Projekttilgröße ( $L=1$  km, d.h.  $\pi_2=4\cdot 10^{-4}$ ) sowohl der Einschlagswinkel als auch der Reibungskoeffizient systematisch variiert. Ein Auftragen des normierten Kratervolumens ( $V(\alpha)/V(90^\circ)$ ) gegen den Einschlagswinkel, diesmal allerdings für unterschiedliche Reibungskoeffizienten, lässt eine leichte Abhängigkeit des Effekts des Einschlagwinkels vom Reibungskoeffizienten erkennen (Abb. 10.8).



**Abbildung 10.8.** – Relative Änderung des Kratervolumens mit dem Einschlagwinkel für unterschiedliche Reibungskoeffizienten. Projekttilgröße beträgt 1 km ( $\tau_2=4 \cdot 10^{-4}$ ).

**Tabelle 10.2.** – Skalierungsparameter  $C_V$  und  $\gamma$  (siehe Gl. 10.9) für unterschiedliche Einschlagwinkel ( $\alpha = 30^\circ \dots 90^\circ$ ) und Reibungskoeffizienten ( $f=0$  und  $0,7$ ).

$\alpha$	$f$	$C_V$	$\gamma$
90	0,0	1,19	0,66
75	0,0	1,17	0,66
60	0,0	1,14	0,65
45	0,0	1,03	0,64
30	0,0	0,77	0,62
90	0,7	0,32	0,57
75	0,7	0,31	0,57
60	0,7	0,29	0,57
45	0,7	0,24	0,57
30	0,7	0,14	0,58

## 10.4. Diskussion

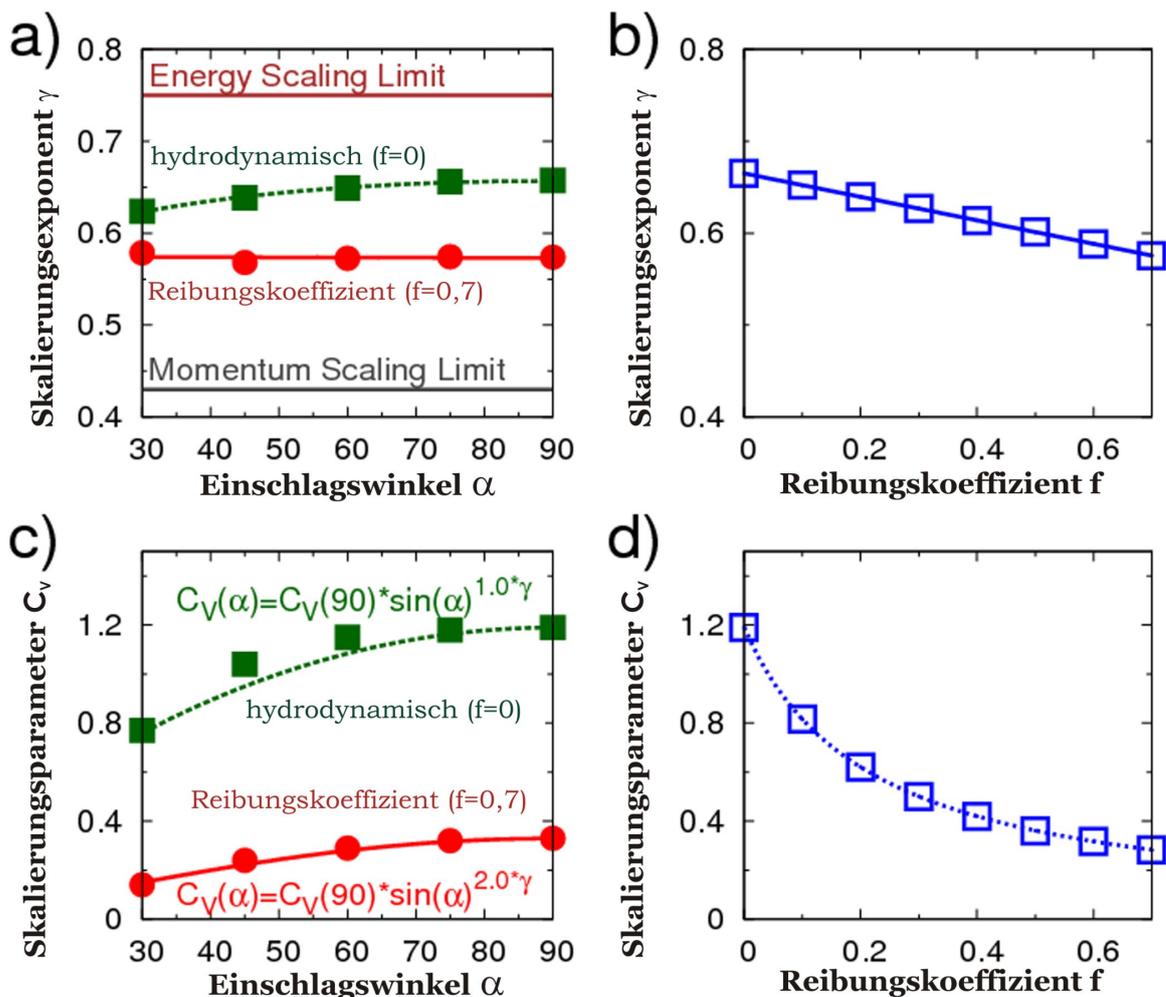
Die präsentierten numerischen Resultate belegen eindeutig, dass die Kratereffizienz sowohl durch den Reibungskoeffizienten als auch den Einschlagwinkel beeinflusst wird. Die Simulationen zeigen asymmetrische Querschnitte durch den Krater (siehe Abbildung 10.3) mit einem Kraterboden, der in der Richtung des Einschlags (*uprange*) einen steileren Anstieg aufweist als in entgegengesetzter Richtung (*downrange*). Diese Erkenntnisse widersprechen experimentellen Beobachtungen von Gault und Wedekind [1978], die deutlich symmetrische Kraterprofile für Einschlagwinkel  $> 30^\circ$  fanden. Allerdings bezogen sich die Beobachtungen in diesen Experimenten nur auf die finale Kraterform und nicht auf den transienten Krater. Die Modifikation des transienten Kraters im Zuge dieser Experimente würde zu einem Abrutschen von Material - vorzugsweise an den steileren Kraterhängen (*uprange*) - führen und somit zu einer gleichmäßigeren, stärker symmetrischen finalen Kraterform führen. Des Weiteren ist anzumerken, dass diese Laborexperimente nur für sehr kleine  $\pi_2$ -Werte durchgeführt werden konnten. Diese resultieren in einer hohen Kratereffizienz (siehe Gleichung 10.9), d. h. dass der Projektildurchmesser im Verhältnis zum Kraterdurchmesser sehr klein ist. Wie bereits erwähnt, findet die Annahme einer Punktquelle (und damit auch eine symmetrische Kratergenese) am besten Anwendung im Bereich sehr kleiner  $\pi_2$ -Werte, in dem die Größe des Projektils nur einen sehr geringen Bruchteil der Kratergröße ausmacht. Obwohl die Kraterprofile der hier vorgestellten Simulationsrechnungen deutliche Asymmetrien aufzeigen, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Elliptizität der transienten Krater<sup>5</sup> stets kleiner als 1,01 ist. Dies bedeutet, dass alle in diesem Kapitel präsentierten Berechnungen zu kreisrunden transienten Kraterstrukturen führen.

### 10.4.1. Überlegungen zur Erweiterung bestehender Skalierungsgesetze

Unter der Annahme, dass das Konzept einer Punktquelle auch für schräge Einschlagprozesse in reibungsbehaftetem Untergrund gültig ist und die Kratereffizienz durch Potenzgesetze (Gl. 10.9) approximiert werden kann, sind die Skalierungsparameter ( $C_V$  und  $\gamma$ ) abhängig von den Materialeigenschaften des Untergrunds (hier: Reibungskoeffizient  $f$ ) und dem Einschlagwinkel  $\alpha$ . Im Folgenden soll diskutiert werden, wie diese Einflussgrößen (Reibungskoeffizient und Einschlagwinkel) in bestehende Skalierungsgesetze integriert werden können.

---

<sup>5</sup>Elliptizität: Definiert als das Verhältnis des Kraterdurchmessers in Richtung der Trajektorie zu dem Durchmesser senkrecht dazu.



**Abbildung 10.9.** – Zusammenhang zwischen den Skalierungsparametern ( $\gamma$  und  $C_V$ , siehe Gl. 10.9), dem Einschlagswinkel und dem Reibungskoeffizienten.

In den Abbildungen 10.9a/b ist der Skalierungsexponent  $\gamma$  als Funktion des Einschlagswinkels  $\alpha$  sowie des Reibungskoeffizienten  $f$  aufgetragen. Abbildung 10.9a zeigt, dass die Skalierung von Kratern in reibungsbehafteten Materialien näher am theoretischen Grenzwert für das *momentum scaling* ( $\gamma = 0,43$ ) liegt, während der hydrodynamische Fall zu einer Skalierung führt, die näher am *energy scaling* ( $\gamma = 0,75$ ) liegt. Für einen Reibungskoeffizienten von 0,7 scheint der Skalierungsexponent annähernd konstant zu sein ( $\gamma = 0,57$ , siehe auch Tab. 10.2) und zeigt somit keine Abhängigkeit vom Einschlagswinkel. Im hydrodynamischen Fall zeigt sich jedoch ein anderes Verhalten: Hier nimmt der Skalierungsexponent leicht mit dem Einschlagswinkel ab (von  $\gamma = 0,66$  bei  $\alpha = 90^\circ$  zu  $\gamma = 0,62$  bei  $\alpha = 30^\circ$ ). Wie bereits in Kapitel 10.1.1 erläutert, ist die exakte Bestimmung des transienten Kraters mit einigen Schwierigkeiten verbunden. In den Rechnungen mit hydrodynamischem Untergrund konnte beobachtet werden, dass der Kraterdurchmesser auch nach dem schwerkraftinduzierten Kollaps des Kraterbodens weiterhin anwächst (siehe Abbildung 10.1). Dies bedeutet, dass die Zeitdifferenz zwischen dem Moment, an dem der Krater seine maximale

Tiefe erreicht und dem Zeitpunkt des maximalen Volumens für den hydrodynamischen Fall viel größer ist als für reibungsbehaftete Materialien. Somit ist es naheliegend, dass auch die Ergebnisse für den hydrodynamischen Fall stärkeren Ungenauigkeiten unterworfen sind. Ob dies allerdings der Grund für die Abhängigkeit des Skalierungsexponenten vom Einschlagwinkel im hydrodynamischen Fall ist, oder ob die Abhängigkeit auch in der Natur existiert, ist noch nicht abschließend geklärt. Zusätzlich muss auch erwähnt werden, dass aufgrund der hohen Rechenanforderungen eine Variation von  $\pi_2$  über mehr als eine Größenordnung nicht realisiert werden konnte, was zusätzliche Ungenauigkeiten bei der Regression der Daten mit sich bringt.

Abbildung 10.9b zeigt den Skalierungsexponenten  $\gamma$  als Funktion des Reibungskoeffizienten  $f$ . Hier ist zu erkennen, dass der Skalierungsexponent von  $\gamma(\alpha=90^\circ, f=0)=0,66$  bis auf  $\gamma(\alpha=90^\circ, f=0,7)=0,57$  linear mit  $f$  abfällt. Dies bedeutet, dass die Kratereffizienz  $\pi_V$  weniger stark von  $\pi_2$  abhängt, je größer der Reibungskoeffizient ist. Für sehr große Reibungskoeffizienten ( $f \gg 0,7$ ) könnte  $\gamma$  möglicherweise sogar das *momentum-scaling limit* von  $\gamma=0,43$  erreichen, was einer Dominanz des Impulses bei der Kratergenese entspräche. Somit würden der Einschlagwinkel und die Richtung des Einschlags die Kraterentstehung signifikant beeinflussen, was zu elliptischen Kratern führen würde. Dies wiederum ließe die Schlussfolgerung zu, dass für schiefwinklige Einschläge in Materialien mit hohen Reibungskoeffizienten die Annahme einer stationären Punktquelle unzulässig ist.

In Abbildung 10.9c ist ersichtlich, wie stark der Skalierungskoeffizient  $C_V$  vom Einschlagwinkel abhängt. Im Fall eines Reibungskoeffizienten  $f = 0,7$  ist  $C_V$  proportional zu  $C_V(90^\circ) \cdot \sin^{2\gamma}(\alpha)$ , was mit den von Chapman und McKinnon [1986] vorgeschlagenen Skalierungsgesetzen (Gl. 10.12) übereinstimmt. Allerdings entstammen die Daten, die als Basis für diese Annahme dienten, Laborexperimenten in Sand [Gault und Wedekind, 1978]. Dieser kann in guter Näherung als kohäsionslos angenommen werden und hat typischerweise einen Koeffizienten der inneren Reibung von 0,7.

Die weiterführenden Rechnungen in dieser Studie zeigen jedoch, dass für kleinere Reibungskoeffizienten (und insbesondere für den hydrodynamischen Fall)  $C_V$  nicht mehr proportional zu  $\sin^{2\gamma}(\alpha)$  ist. Mit abnehmendem Reibungskoeffizienten wird somit auch der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz zunehmend geringer. Dies ist inkonsistent mit der Annahme, lediglich die vertikale Komponente der Einschlaggeschwindigkeit trage zum Kraterwachstum bei. Vielmehr lassen die hier aufgeführten Ergebnisse darauf schließen, dass für die Kratergenese ein komplexerer Zusammenhang für die Kopplung der Energie und des Impulses des Impaktors und dem Untergrund besteht, als dies in

Gl. 10.12 angenommen wurde. Soweit bekannt, existieren keine Impaktexperimente in Wasser oder anderen hydrodynamischen Materialien, bei denen der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratereffizienz untersucht wurde. Solche Experimente wären sehr aufschlussreich und könnten helfen, das numerische Modell und die hier präsentierten Ergebnisse zu validieren. Zumindest existiert eine große Datenbank, in denen die Resultate von Laborexperimenten [z. B. Burchell und Mackay, 1998] und numerischen Simulationen [z. B. Hayhurst et al., 1995] bezüglich Impakten in Metall aufgelistet werden. Dies kann in erster Näherung als reibungsfrei angesehen werden, da die Festigkeit (Kohäsion) von Metallen nicht vom Umgebungsdruck abhängt und somit annähernd konstant ist. In Kapitel 7 wurden diese experimentellen Daten zur erfolgreichen Validierung des Modells verwendet. Allerdings wird der Kraterbildungsprozess in Metallen erheblich durch die Festigkeit dominiert, so dass diese Ergebnisse leider nicht direkt mit der hier vorliegenden Studie (schwerkraftdominierte Krater) verglichen werden können.

Abbildung 10.9d zeigt den Zusammenhang zwischen dem Skalierungsparameter  $C_V$  und dem Reibungskoeffizienten  $f$ . Wie bereits oben erläutert, wird die Kratereffizienz erheblich durch den Reibungskoeffizienten beeinflusst, was sich in der schnellen Abnahme von  $C_V$  mit dem Reibungskoeffizienten ausdrückt. Dieser Zusammenhang kann ebenfalls durch ein Potenzgesetz beschrieben werden.

#### 10.4.2. Gültigkeit des *point-source-concept*

Für den Parameterbereich dieser Studie wurde festgestellt, dass die Beziehung zwischen der Kratereffizienz  $\pi_V$  und der *gravity-scaled size*  $\pi_2$  am ehesten durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass die Annahme einer Punktquelle - das sog. *point-source concept* - auch für schräge Einschlagprozesse Gültigkeit hat. Die Abnahme der Skalierungsparameter  $C_V$  und  $\gamma$  mit dem Reibungskoeffizienten ist mit dieser Theorie konsistent und lässt den Schluss zu, dass für die dimensionslose Beschreibung von Kraterstrukturen der Reibungskoeffizient einer der wichtigsten Materialparameter ist. Um den Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße zu berücksichtigen, sind Änderungen an den bisher existierenden Skalierungsgesetzen erforderlich. Die vorliegende Studie unterstreicht, dass ein einfaches Austauschen der Einschlaggeschwindigkeit durch dessen vertikale Komponente nicht sinnvoll ist – zumindest nicht für schwerkraftdominierte Krater in Materialien mit einem Reibungskoeffizienten, der deutlich geringer (und aller Voraussicht nach auch größer) als 0,7 ist.

### 10.4.3. Implikationen für die Datierung planetarer Oberflächen

Die in dieser Studie aufgedeckte Erkenntnis, dass der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße von den Materialeigenschaften (zumindest vom Koeffizienten der inneren Reibung  $f$ ) abhängt, könnte weitreichende Konsequenzen für die Bestimmung der Alter planetarer Oberflächen haben. Vorab sei angemerkt, dass das Thema der Kraterchronologie hier nicht erschöpfend behandelt werden kann. Es sei daher auf entsprechende Literatur verwiesen, wie z. B. Neukum et al. [2001]; Marchi et al. [2009]; Le Feuvre und Wieczorek [2011]; Hartmann und Neukum [2001]; Hartmann [1984]; Gault [1970]; Richardson [2009]; Woronow [1978] und insbesondere Neukum und Ivanov [1994].

Die Bestimmung des Alters planetarer Oberflächen geschieht meist durch die Analyse der Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Kratergrößen [*engl.: size-frequency-distribution, SFD*; siehe z. B. Gault, 1970; Hartmann, 1984; Richardson, 2009; Woronow, 1978]. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, eine höhere Kraterdichte ließe auf ein höheres Alter schließen. Durch den Vergleich unterschiedlicher Oberflächen lässt sich somit eine Abschätzung für ein relatives Alter ermitteln [Shoemaker et al., 1963]. Dank der Datierung einiger Gesteinsproben vom Mond durch die Apollo-Missionen [siehe z. B. Wasserburg et al., 1977; Stöffler et al., 1985; Papike et al., 1998] kann schlussendlich einer gegebenen Kraterhäufigkeitsverteilung auf dem Mond ein absolutes Alter zugewiesen werden. Das Alter eines anderen Körpers wird bestimmt, indem die Kraterhäufigkeitsverteilung mit dem Mond und den zugehörigen Altern verglichen wird. Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der Körper (z. B. seiner Zusammensetzung, der Schwerebeschleunigung und somit auch der Einschlaggeschwindigkeit) ist dies jedoch nur dann möglich, wenn der Zusammenhang zwischen der Einschlagenergie und der Kratergröße bekannt ist.

Für diesen Zusammenhang werden Skalierungsgesetze benötigt [siehe z. B. Le Feuvre und Wieczorek, 2011; Marchi et al., 2009; Neukum et al., 2001]. So verwendet Ivanov [2001] folgende Gesetzmäßigkeit für die *SFD*:

$$\frac{dN}{dD} = \int_{U_{min}}^{U_{max}} dU \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} d\alpha \left[ \frac{dN}{dL} \frac{L}{dD} \right] f_U(U) f_\alpha(\alpha) \quad (10.16)$$

In dieser Gleichung finden die Wahrscheinlichkeiten verschiedener Einschlaggeschwindigkeiten durch  $f_U(U)dU$  Berücksichtigung, wobei die Grenzen durch  $U_{min}$  und  $U_{max}$  festgelegt werden. Analog dazu ergibt sich für die Wahrschein-

lichkeit schräger Einschläge  $f_\alpha(\alpha)d\alpha$  mit  $\alpha_{max} = 90^\circ$  sowie  $\alpha_{min} = 15^\circ$ . Letzterer beschreibt den kritischen Winkel zum Übergang von runden zu elliptischen Kratern. Die Annahme von  $\alpha_{min} = 15^\circ$  entstammt experimentellen Daten von Gault und Wedekind [1978]. Inwiefern dieser Wert für alle planetaren Oberflächen gültig ist, wird in Kapitel 12 noch gesondert untersucht.

Die Größe  $D = D(L, U, \alpha)$  steht für den Durchmesser eines Kraters, der eine Funktion des Projektildurchmessers  $L$ , der Einschlaggeschwindigkeit  $U$  und des Einschlagwinkels  $\alpha$  darstellt. In den Skalierungsgesetzen, die zur Beschreibung dieses Zusammenhangs verwendet werden [Schmidt und Housen, 1987; Neukum und Ivanov, 1994; Ivanov et al., 2001], findet auch der Einfluss schräger Einschläge Berücksichtigung. Dazu wird jedoch meist auf eine Relation zurückgegriffen, die auf Arbeiten von Gault und Wedekind [1978] und vor allem Chapman und McKinnon [1986] zurückgeht und für alle Materialien eine gleichermaßen starke Abnahme der Kratergröße mit dem Einschlagwinkel annimmt (siehe z. B. Gleichung 10.12 auf S. 151). Die Tatsache, dass der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße materialabhängig ist, konnte erst durch diese Studie aufgedeckt werden und findet demnach noch keine Anwendung. Unter Berücksichtigung dieser neuen Erkenntnisse würden Skalierungsgesetze Krater in festerem Material tendenziell zu groß abschätzen (bzw. ein zu großes Alter ergeben). Somit würde den Mare-Becken auf dem Mond, die aus vergleichsweise festem Material bestehen, ein höheres Alter zugewiesen werden, während die älteren, hauptsächlich aus Megareolith bestehenden Terrae (Hochländer) möglicherweise jünger wären, als bisher vermutet. Welche Auswirkungen dies im Detail auf die Datierung anderer planetarer Oberflächen hätte, kann ohne weitere Studien nur sehr schwer abgeschätzt werden. Tatsache ist jedoch, dass die Oberflächen der Planeten und Monde in unserem Sonnensystem sehr unterschiedliche Beschaffenheiten aufweisen.

#### 10.4.4. Der Einfluss weiterer Materialeigenschaften

Die Einflüsse weiterer Materialgrößen, wie z. B. Porosität oder Kohäsion, sind bislang noch nicht hinreichend verstanden und auch nicht Gegenstand dieser Studie. Diese Parameter sind noch nicht in Skalierungsgesetzen enthalten oder wurden experimentell und numerisch nur für senkrechte Einschläge untersucht (Kohäsion: Holsapple und Housen [2007]; Wünnemann et al. [2011], Porosität: Housen und Holsapple [2003]; Wünnemann et al. [2006, 2011]). Experimentelle

Studien [Burchell und Mackay, 1998; Gault und Wedekind, 1978] deuten an, dass festigkeitsdominierte Krater keinem einfachen Skalierungsgesetz mehr folgen, bei dem die Kratereffizienz mit der vertikalen Komponente der Geschwindigkeit skaliert werden kann. Vielmehr scheint der Dichtekontrast zwischen Projektil- und Untergrundmaterial eine nicht unwesentliche Rolle, vor allem im Falle schiefwinkliger Einschläge, zu spielen [Burchell und Mackay, 1998].

Abschließend sei noch angemerkt, dass sämtliche Berechnungen dieser Studie mit einer konstanten, relativ niedrigen Geschwindigkeit (aber immer noch deutlich über der Schallgeschwindigkeit) durchgeführt wurden. Zukünftige Studien sollen zeigen, inwiefern die Skalierung von Kraterdimensionen tatsächlich unabhängig von der Einschlaggeschwindigkeit ist (zumindest, solange die Geschwindigkeiten im Überschall-Bereich liegen), wie in der Skalierungstheorie gefordert.

## 10.5. Schlussfolgerung und Ausblick

Um die Auswirkungen des Einschlagwinkels auf die Kratergröße zu untersuchen, sind dreidimensionale numerische Modellrechnungen unerlässlich. Große Parameterstudien sind erforderlich, um den Effekt des Einschlagwinkels von anderen Einflüssen (z. B. dem der inneren Reibung) zu separieren. Dies wurde mit der hier vorliegenden Studie, die mehr als 500 3D-Simulationen umfasst, realisiert. Die wichtigsten Erkenntnisse dieser Studie sind:

- Einschläge bei Winkeln von  $30^\circ$  und größer erzeugen kreisrunde Kraterstrukturen. Dies ist konsistent mit beobachteten Kraterpopulationen auf planetaren Oberflächen sowie Impaktexperimenten im Labor.
- Sowohl der Einschlagwinkel  $\alpha$  als auch der Reibungskoeffizient  $f$  des Zielgesteins reduzieren die Kratereffizienz deutlich. Dieser Effekt scheint unabhängig von der *gravity-scaled size* ( $\pi_2$ ) eines Einschlagereignisses zu sein.
- Die Kopplung zwischen der Energie und dem Impuls des Impaktors hängt vom Reibungskoeffizienten ab und kann mittels empirischer Bestimmung des Kopplungs-Exponenten  $\nu$  (bzw.  $\gamma$ ) und  $C_V$  in numerischen Simulationen oder Laborexperimenten berücksichtigt werden. Hier sei angemerkt, dass andere Materialeigenschaften, wie z. B. Porosität, ebenfalls berücksichtigt werden müssen.
- Für schräge Einschläge in Materialien mit  $f=0,7$  konnte eine sinusförmige Abnahme der Kratereffizienz mit dem Einschlagwinkel ermittelt werden. Dieses Ergebnis stimmt sehr gut mit Laborexperimenten in Sand ( $f \approx 0,7$ ) von Gault und Wedekind [1978] überein. Aus diesen Ergebnissen wurde geschlossen, dass der Einfluss des Einschlagwinkels in den Skalierungsgesetzen implementiert werden kann, indem lediglich die vertikale Komponente der Einschlaggeschwindigkeit berücksichtigt wird:

$$V(\alpha) = V(90^\circ) \sin^{2\gamma}(\alpha) \quad \text{bzw.} \quad \pi_V(\pi_2, \alpha) = C_V \pi_2^{-\gamma} \sin^{2\gamma}(\alpha)$$

[Chapman und McKinnon, 1986]. Die hier präsentierte Studie konnte zeigen, dass diese Annahme nicht für Einschläge in einen hydrodynamischen Untergrund und aller Voraussicht nach auch nicht für Materialien mit einem deutlich von 0,7 verschiedenen Reibungskoeffizienten gilt.

- Die in dieser Studie gewonnene Erkenntnis, der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße sei materialabhängig, beeinflusst auch

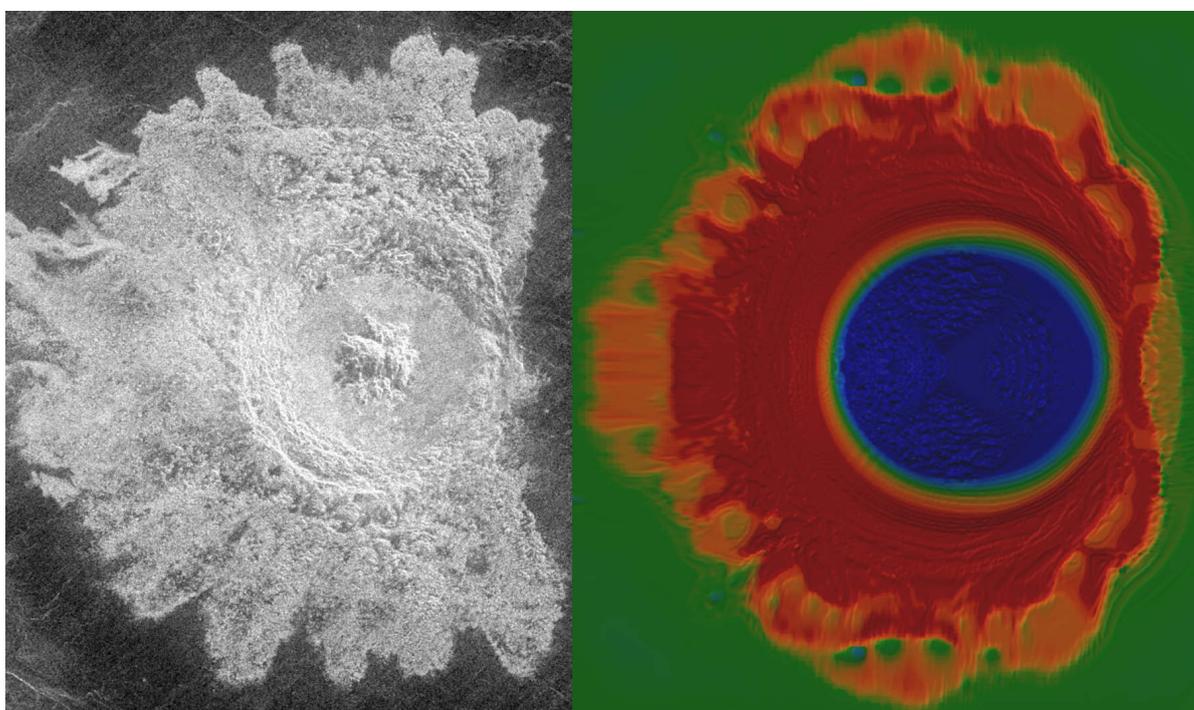
die Altersbestimmung planetarer Oberflächen. Bei diesen wurde bislang angenommen, der Effekt eines schrägen Einschlagwinkels sei für alle Materialien identisch. Welche Auswirkungen dies im Detail hat, gilt es noch zu bestimmen.

- Mit zunehmendem Reibungskoeffizienten nimmt der Skalierungsexponent  $\gamma$  ab. Ein Erreichen des Grenzwertes für das sogenannte *momentum-scaling* könnte für  $f \gg 0,7$  möglich sein.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Annahme einer Punktquelle und die daraus entstandenen Skalierungsgesetze (*Pi-group-scaling*) für schräge Einschläge ( $30^\circ$ - $90^\circ$ ) in planetarem Maßstab Gültigkeit haben, solange die Einschläge in natürlichen Materialien stattfinden, die sich in ihrer Festigkeit nicht wesentlich von Sand (Reibungskoeffizient  $f=0,7$ , keine oder nur wenig Kohäsion) unterscheiden. Diese einfachen Skalierungsgesetze verlieren allerdings ihre Anwendbarkeit bei Materialien, deren Eigenschaften sich deutlich von Sand unterscheiden.

## Die Morphologie von Kratern nach schrägen Einschlägen

Die meisten komplexen Impaktstrukturen auf planetaren Oberflächen erscheinen als relativ symmetrische, kreisförmige Depressionen mit einer Erhöhung, dem sogenannten *Zentralberg*, in ihrem geometrischen Zentrum [Bottke et al., 2000]. Solche Beobachtungen scheinen der Tatsache zu widersprechen, dass nahezu alle planetaren Impaktprozesse unter einem schrägen Einschlagwinkel stattfinden (siehe Kap. 9). Diese Diskrepanz wird meist durch die sogenannte *explosion analogy* oder *point-source-theory* (siehe Kapitel 9 und 10.1.2) erklärt. Demnach ist bei Hochgeschwindigkeitseinschlägen die Kraterentstehung das Resultat einer expandierenden Stoßwelle (siehe Kap. 3.2), deren Ausgangsort eine Punktquelle ist, analog zum Detonationszentrum einer Explosion [siehe z. B. Melosh, 1989; Holsapple, 1993]. Diese Theorie impliziert, dass die resultierende Kraterstruktur eine symmetrische und kreisrunde Form hat, ungeachtet des Einschlagwinkels oder der Einschlagrichtung.



**Abbildung 11.1.** – Verteilung der Auswurfmassen. Links: Der *Aurelia-Krater* auf Venus (©NASA). Rechts: Ergebnisse einer vergleichbaren numerischen Simulation (Einschlagwinkel  $\alpha=45^\circ$ ). Die Trajektorie des Projektils verläuft in beiden Fällen von rechts nach links. Man beachte die kreisrunde Form des Kraters.

Da Einschlagwinkel  $> 15^\circ$  die Kraterform im Wesentlichen nicht beeinflussen [siehe Gault und Wedekind, 1978, oder Abbildung 11.1], sind andere Kriterien erforderlich, um den Winkel oder die Richtung des Einschlags zu rekonstruieren. Ergebnisse von Geländestudien und Fernerkundung [z. B. Herrick und Forsberg-Taylor, 2003; Herrick und Hessen, 2006; Schultz, 1992; Anderson et al., 2004b], Einschlagexperimenten im Labor [z. B. Gault und Wedekind, 1978; Anderson et al., 2003a] sowie numerischen Simulationsrechnungen [Artemieva und Ivanov, 2004] weisen die asymmetrische Verteilung der Auswurfmassen als eindeutigen Indikator für die Einschlagsrichtung aus. Allerdings ist der oberflächennahe Bereich eines Einschlagkraters, so auch seine Auswurfmassen, auf vielen planetaren Oberflächen – insbesondere auf der Erde – Erosion ausgesetzt.

Die naheliegende Frage ist daher, ob es auch strukturelle Merkmale im Untergrund gibt, die auf einen schrägen Einschlagwinkel zurückzuführen sind. Unterschiedliche Kriterien, wie z. B. (i) ein lokal verstärkter Kollaps des Kraterandes, (ii) ein Versatz der Position des Zentralberges, (iii) eine Aussparung im Kraterrand in Einschlagrichtung oder (iv) eine entlang der Trajektorie verlängerte Struktur des Zentralberges wurden vorgeschlagen [siehe z. B. Schultz und Anderson, 1996]. Ein Zusammenhang zwischen dem Einschlagwinkel und dem Versatz der Position des Zentralberges konnte jedoch in fernerkundlichen Studien nicht gefunden werden [z. B. Goeritz, 2010; Ekholm und Melosh, 2001]. Zuletzt wurden asymmetrische Strukturen innerhalb des Zentralberges als diagnostisches Charakteristikum eines schrägen Einschlags angenommen [siehe z. B. Poelchau, 2010; Ekholm und Melosh, 2001; Scherler et al., 2006; Kenkmann und Poelchau, 2009]. Allerdings ist noch unklar, in welchem Zusammenhang diese Beobachtungen mit unterschiedlichen Einschlagwinkeln und Kratergrößen stehen und ob diese Asymmetrien sensitiv genug sind, um daran eindeutig die Einschlagrichtung ablesen zu können. Zudem können auch bereits vor dem Einschlag Heterogenitäten im Untergrund existiert haben, die zu einer ähnlichen asymmetrischen Kraterform geführt haben könnten [Elbeshausen und Wünnemann, 2011b; Collins et al., 2008a].

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Ergebnisse einer numerischen Studie präsentiert, die strukturelle Merkmale eines schrägen Einschlagereignisses sowie den Entstehungsprozess eines Impaktkraters, insbesondere dessen Zentralbergs, nach schrägen Einschlägen untersucht. Die wichtigen Fragestellungen dieser Studie sind im Einzelnen:

1. Wie entsteht ein Krater nach einem *schrägen* Einschlag?
2. Inwiefern lässt sich das Kraterwachstum nach schrägen Einschlägen mit dem eines senkrechten Einschlags vergleichen? Welche Gemeinsamkeiten und welche Unterschiede gibt es? Welche Massenbewegungen sind an der Entstehung eines (komplexen) Einschlagkraters, insbesondere des Zentralbergs, beteiligt? Inwiefern zeigen diese eine Abhängigkeit vom Einschlagwinkel?
3. Sind Heterogenitäten in der Post-Impakt Stratigraphie, insbesondere innerhalb des Zentralbergs, durch schräge Einschläge zu erklären?
4. Welche strukturgeologischen Merkmale eines schrägen Einschlags gibt es und welche davon lassen sich zur Abschätzung der Einschlagrichtung oder des Winkels nutzen?

Nachdem im folgenden Kapitel 11.1 das verwendete numerische Modell erläutert wird, befassen sich die nachfolgenden Kapitel mit den oben aufgeführten Fragestellungen. Zunächst wird untersucht, ob ein Zusammenhang zwischen einem schrägen Einschlagwinkel und der Verteilung von Auswurfmassen (Kapitel 11.2) sowie der Entstehung von asymmetrischen Strukturen unterhalb des Kraterrandes (Kap. 11.3) existiert. Die Genese von Einschlagskratern nach schrägen Einschlägen ist Gegenstand von Kapitel 11.4, wobei ein Schwerpunkt auf der Entstehung von Zentralbergen liegt. Kapitel 11.5 schließt mit einer zusammenfassenden Interpretation der Resultate ab.

## 11.1. Modellbeschreibung

Nachdem in der vorangegangenen Studie (Kapitel 10) der Fokus zu großen Teilen auf dem *transienten Krater* lag, rückt nun die *finale Kraterform* in das Zentrum des Interesses. Zur Bearbeitung der Fragestellungen dieser Studie wurde eine Reihe dreidimensionaler Simulationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurde der Einschlagwinkel  $\alpha$  in einem Bereich zwischen  $30^\circ$  und  $90^\circ$  variiert. Flachere Einschlagwinkel ( $\alpha < 30^\circ$ ) können in elliptischen Kratern resultieren und werden in Kapitel 12 gesondert behandelt. Mit zunehmender Geschwindigkeit erhöht sich der Anteil vaporisierten Materials. Dieses hat jedoch aufgrund seiner geringen Dichte keinen signifikanten Einfluss auf die Form und Größe eines Kraters. Da die Berechnung einer entsprechenden Gas- und Staubwolke aufwändig ist und somit die Rechenzeit erheblich verlängert, wurde in allen Simulationen eine relativ geringe Einschlagsgeschwindigkeit von  $U=6,5$  km/s angenommen. Zudem wurden erdähnliche Schwerebedingungen ( $g=9.81$  m/s<sup>2</sup>) gewählt. Sowohl für das Projektil als auch den Untergrund wurde die Tillotson Zustandsgleichung [Tillotson, 1962] mit dem Materialparametern für Granit [siehe Melosh, 1989, Tab. AII.3 im Anhang I] verwendet.

Ausgehend von diesen Eigenschaften wurden zwei unterschiedliche Simulationsreihen angefertigt:

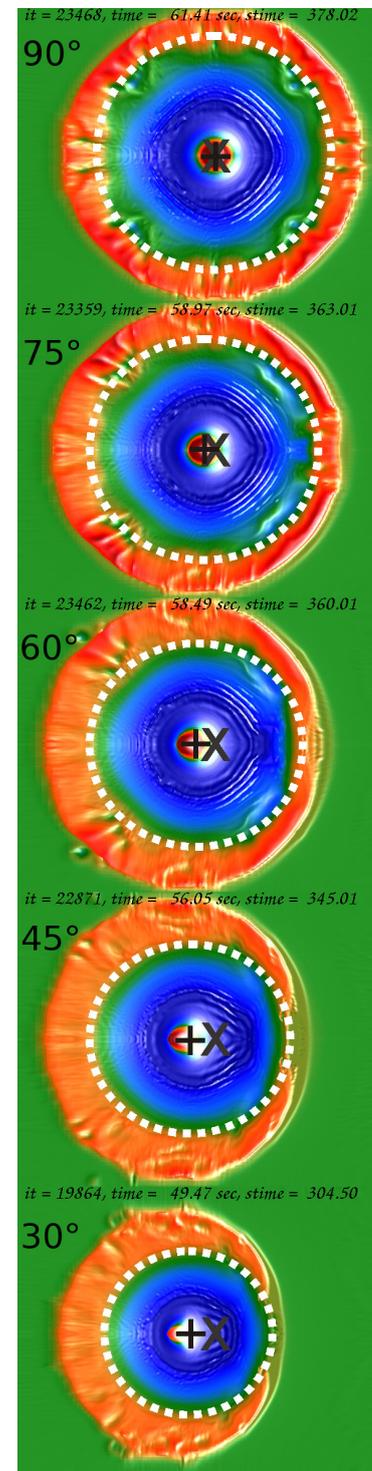
Zur **systematischen Untersuchung der Struktur von Einschlagskratern in Abhängigkeit des Einschlagswinkels** fand ein einfaches Festigkeitsmodell Anwendung – ein kohäsionsloses Drucker-Prager-Modell. Bei diesem ist die Scherfestigkeit  $Y_s$  lediglich eine lineare Funktion des Drucks  $P$  ( $Y_s = f \cdot P$ ). Die Festigkeit des Materials, die ein entscheidender Parameter der Kraterentstehung ist (siehe Kap. 3.2), wird somit ausschließlich durch den Koeffizienten der inneren Reibung  $f$  bestimmt. Dieser wurde in dieser Studie zwischen 0,3 und 0,8 variiert, um die Auswirkungen eines schrägen Einschlagwinkels auf Krater in unterschiedlich festem Material quantifizieren zu können.

Um die **Entstehung eines Zentralberges** (Kap. 11.4) realistisch modellieren zu können, wird hingegen ein komplexeres Festigkeitsmodell für Gestein [Collins et al., 2004] benötigt. Auch das Modell der *akustischen Fluidisierung* [Wünnemann und Ivanov, 2003; Ivanov und Kostuchenko, 1997, 1998], das eine temporäre Entfestigung des Materials als Resultat akustischer Wellen berücksichtigt, fand hier Verwendung. Sprödes Materialversagen hingegen wurde zunächst vernachlässigt.

## 11.2. Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Verteilung der Auswurfmassen

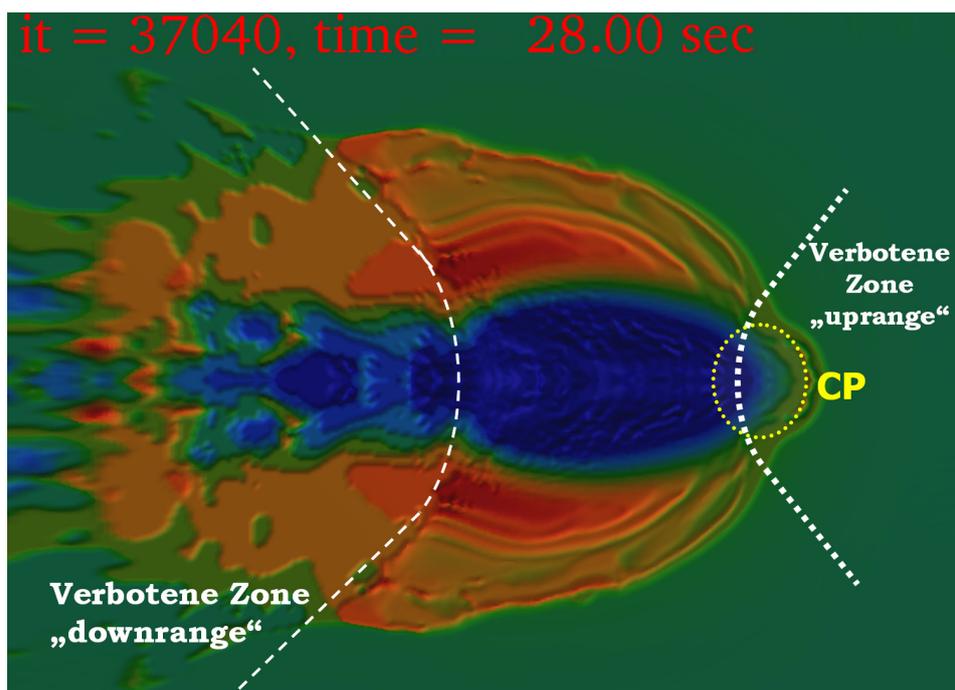
Abbildung 11.2 zeigt die Form des Kraters und die Verteilung der Auswurfmassen als Funktion des Einschlagwinkels. Zwecks Vereinfachung der Interpretation der Ergebnisse wurde die Oberfläche entsprechend ihrer Höhe eingefärbt. Eine blaue Färbung deutet eine Vertiefung, eine orange oder rötliche Farbe eine Erhöhung an. Es ist zunächst zu erkennen, dass sich die generelle Form des Kraters für den Winkelbereich von  $30^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  nicht ändert. Auch bei einem Einschlagwinkel von  $\alpha = 30^\circ$  ist noch eine kreisrunde Kraterstruktur zu erkennen. Die Kraterform, die mit Hilfe von Teleskopen, Satelliten oder gar dem bloßen Auge beobachtet werden kann, liefert somit meist keine Hinweise auf die Einschlagrichtung.

Die räumliche Verteilung der Auswurfmassen, im Folgenden auch als *Ejektadecke* bezeichnet und in Abbildung 11.2 durch die orange-rote Farbe markiert, zeigt hingegen eine deutliche Abhängigkeit sowohl vom Winkel als auch von der Richtung des Einschlags. Während ein vertikaler Einschlag ( $\alpha = 90^\circ$ ) zu einer symmetrischen Verteilung führt, zeigt sich bei kleineren Winkeln das für schräge Einschläge typische Muster: Die radiale Ausdehnung der Auswurfmassendecke ist am größten in Einschlagrichtung und nimmt in azimuthaler Richtung ab, so dass sie in der entgegengesetzten Richtung die geringste Ausbreitung aufweist. Erreicht der Einschlagwinkel einen kritischen Wert  $\alpha_{fz}$  (hier:  $45^\circ \leq \alpha_{fz} \leq 30^\circ$ ), so können in der Richtung, aus der das Projektil kam (*uprange*), keine Auswurfmassen in der Umgebung des Kraters abgelagert werden. Dieser, als *verbotene Zone* [engl.: *forbidden zone*; Herrick und Hessen, 2006; Herrick und Forsberg-Taylor, 2003] bekannte Bereich ist ein wichtiger Indikator für die Einschlagrichtung und



**Abbildung 11.2.** – Verteilung der Auswurfmassen und Form des Kraters (gestrichelte Linie) für unterschiedliche Einschlagwinkel ('X' = Einschlagpunkt, '+' = geometrisches Kraterzentrum).

auf planetaren Oberflächen zugleich ein Merkmal eines unterdurchschnittlich flachen Einschlagwinkels ( $\alpha < 45^\circ$ ). In Abbildung 11.2 ist allerdings ersichtlich, dass bereits bei vergleichsweise steilen Einschlagwinkeln (hier:  $\alpha = 60^\circ$ ) erste Anzeichen der Entstehung einer *verbotenen Zone* zu erkennen sind. Die Ausbildung der *verbotenen Zone* ist somit kein abrupt einsetzender Prozess und auch kein Indiz für einen plötzlichen Wechsel des physikalischen Mechanismus der Kraterentstehung, sondern vielmehr ein Nebenprodukt eines Kraterbildungsprozesses, der sich kontinuierlich mit dem Einschlagwinkel ändert.



**Abbildung 11.3.** – Verteilung der Auswurfmassen nach einem sehr schrägen Einschlag ( $\alpha = 5^\circ$ ). Die mit *CP* gekennzeichnete Zone ist ein Relikt des penetrierenden Projektils und markiert die ungefähre Position des Einschlagpunktes (engl.: *contact point*).

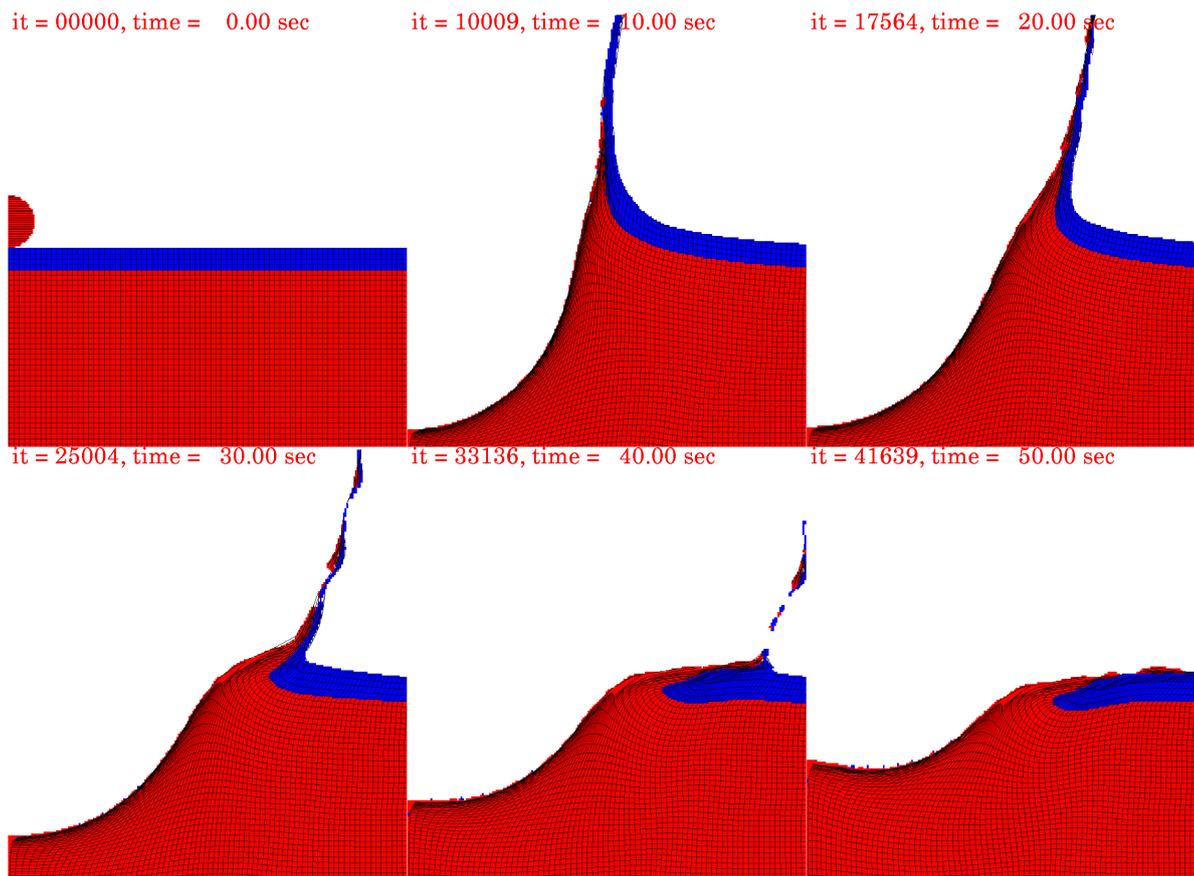
Im Fall sehr schräger Einschläge [meist:  $\alpha < 15^\circ$ ; Gault und Wedekind, 1978] ändert sich nicht nur die generelle Form (Elliptizität) des Kraters (siehe dazu Kap. 12), sondern auch die Verteilung der Auswurfmassen. Wie in Abbildung 11.3 verdeutlicht, kann neben einer *uprange verbotenen Zone* ein weiterer Bereich mit wenig Auswurfmassen in entgegengesetzter Richtung (*downrange*) entstehen. Der Mechanismus der Kraterentstehung nach sehr schrägen Einschlägen, der diese zweite *verbotene Zone* generiert, unterscheidet sich jedoch signifikant von dem hier untersuchten Prozess (siehe dazu Kap. 12). Dies ist auch daran zu erkennen, dass die in der *Kontakt- und Kompressionsphase* entstandene Kraterhohlform teilweise erhalten bleibt (in Abb. 11.3 mit *CP* gekennzeichnet). Die Entstehung elliptischer Kraterstrukturen, die das Resultat dieser sehr flachen Einschläge sind, wird in Kapitel 12 ausführlich behandelt. Das durch die beiden *verbotenen Zonen* entstehende Muster zeigt eine Schmetterlingsform und wird daher im Englischen meist als *butterfly-pattern* bezeichnet.

### 11.3. Strukturen unter dem Kraterrand

Im vorangegangenen Abschnitt wurde verdeutlicht, dass eine Analyse der räumlichen Verteilung der Auswurfmassen vermutlich die präziseste Möglichkeit ist, um zumindest eine grobe Abschätzung des Einschlagwinkels zu ermöglichen. In der Natur sind allerdings gerade die oberflächennahen Bereiche, vor allem die Ejektadecken, starken Modifikationen unterworfen. Dazu gehört zum einen Erosion durch die klassischen Prozesse, wie z. B. Wind und Wetter oder Fließgewässer, zum anderen können aber auch tektonische oder vulkanische Aktivitäten eine Planetenoberfläche beeinträchtigen. Und nicht zuletzt ist auch die sog. *Weltraum-Erosion* (oft auch als *Weltraum-Wetter* bezeichnet; engl. *space weathering*, *space erosion*) für eine Veränderung der Oberflächengestalt (atmosphärenloser) Planeten verantwortlich [Fisher, 1966]: So können z. B. die Auswurfmassen weiterer Einschlagereignisse die Ejektadecke eines bereits existierenden Kraters überlagern. Auf kleineren Körpern, vor allem Asteroiden, können zudem auch Einschläge von Mikrometeoriten, kosmische Teilchenstrahlung oder der Sonnenwind zu einer Veränderung der Oberfläche führen. Ob und wie stark diese Prozesse im Einzelnen wirken, hängt nicht zuletzt von den Eigenschaften des Körpers ab. So ist die Erde aufgrund ihrer dichten Atmosphäre und ihres Magnetfeldes zwar gut gegen den Sonnenwind und kleinere Meteoriteneinschläge geschützt, jedoch führen hier vor allem Wind und Wetter sowie geodynamische Prozesse zu einer Veränderung von Kraterstrukturen.

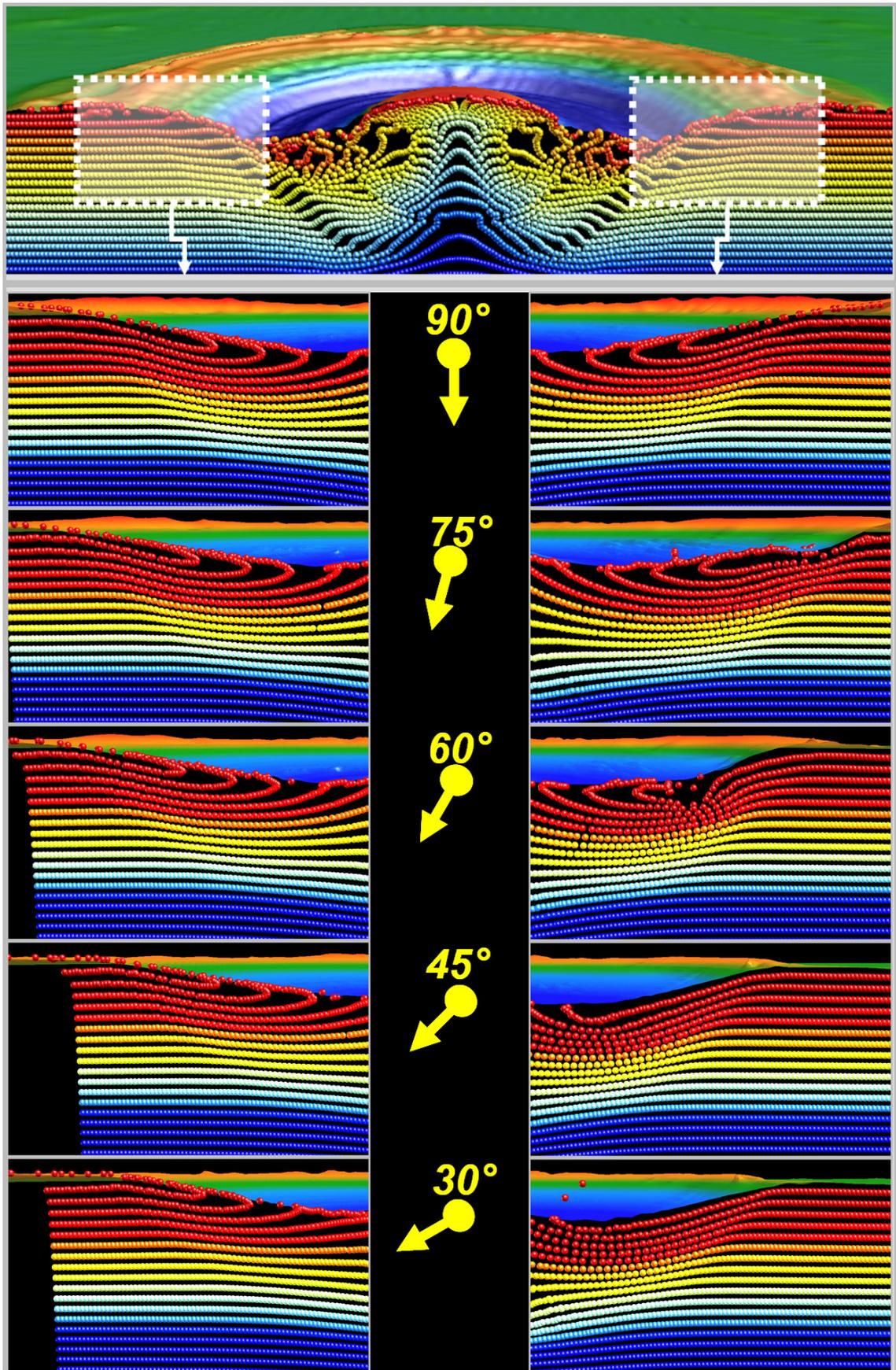
Die naheliegende Frage ist daher, inwiefern eine heute noch sichtbare Ejektadecke überhaupt verlässliche Hinweise auf die Einschlagrichtung liefern kann. Insbesondere für die Erde, deren Einschlagskrater besonders starker Erosion ausgesetzt sind, stellt sich die Frage, ob schräge Einschläge auch Merkmale unter der Oberfläche erzeugen, die von o. g. Einflüssen weitgehend verschont bleiben.

Abbildung 11.4 zeigt Momentaufnahmen der Entstehung eines komplexen Kraters. In der Frühphase der Kraterbildung wird die Kraterhohlform insbesondere durch steil aufgerichtete Auswurfmassen definiert. Diese bewegen sich im Zuge der Exkavation (siehe Kap. 3.2.3) radial nach außen. Aufgrund der Schwerkraft erfahren sie dabei auch eine Bewegung nach unten, lagern sich in der Umgebung des Kraters ab und bilden die oben beschriebene Auswurfmassendecke. Durch diesen Prozess kommt es zu einer umgekehrten Reihenfolge der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten, im Englischen als *overturned flap* bezeichnet.



**Abbildung 11.4.** – Numerische Simulation der Frühphase der Entstehung eines Kraters (hier: vertikaler Einschlag; aufgrund der Symmetrie entlang der vertikalen Achse wurde die Darstellung hier auf eine Kraterhälfte beschränkt). Das Überkippen der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten ist symptomatisch für die Genese von Impaktkratern.

Abbildung 11.5 zeigt den Bereich unterhalb des Kraterrandes sowohl in Einschlagrichtung (*downrange*, linke Spalte) als auch entgegengesetzt (*uprange*, rechte Spalte) für unterschiedliche Einschlagwinkel. *Tracer* (masselose Partikel) wurden entsprechend ihrer ursprünglichen Höhenlage eingefärbt und verdeutlichen die Verformung der oberflächennahen Einheiten unterhalb des Kraterrandes. Während diese *downrange* nicht wesentlich durch den Einschlagwinkel beeinflusst werden (Abb. 11.5, links), so ist in entgegengesetzter Richtung für Einschlagwinkel  $\alpha \leq 45^\circ$  kein Überkippen der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten zu erkennen. Dieser Winkel stimmt mit dem kritischen Winkel  $\alpha_{fz}$  zur Entstehung der *verbotenen Zone* der Auswurfmassen überein, da beide Prozesse sich einander bedingen. Sollte die Ermittlung der *verbotenen Zone* aufgrund starker Erosion nicht möglich sein, so könnten die unter dem Kraterrand befindlichen und im Zuge der Erosion möglicherweise sogar aufgeschlossenen Schichten zur Identifizierung der Lage der *verbotenen Zone* und der Einschlagrichtung verwendet werden.



**Abbildung 11.5.** – Post-Impakt Stratigraphie unterhalb des Kraterrandes *downrange* (links) und *uprange* (rechts). Tracer, die nach ihrer ursprünglichen Höhe eingefärbt wurden, veranschaulichen die Verformung des Untergrundes im Zuge der Kraterentstehung. Der gelbe Pfeil in der Mitte verdeutlicht die Richtung sowie die Größe (hier: 5 km) des Projektils.

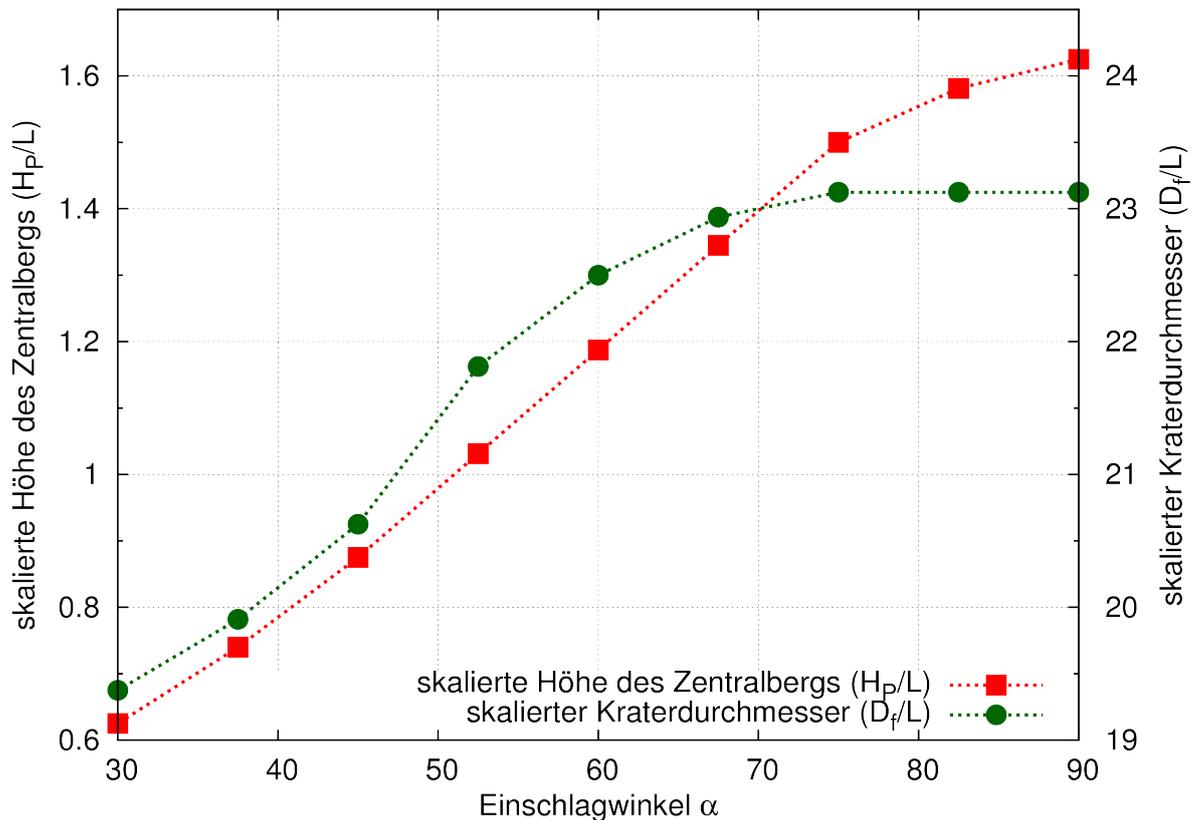
## 11.4. Zur Entstehung von Zentralbergen im Zuge schräger Einschlagprozesse

Die bisher untersuchten möglichen Indikatoren für einen schrägen Einschlag sind auf oberflächennahe Prozesse (wie z. B. die Ablagerung von Auswurfmassen oder des Ejekta-Vorhangs) zurückzuführen. In diesem Kapitel soll untersucht werden, ob in tieferen Regionen unterhalb eines Kraters strukturelle Merkmale nachzuweisen sind, die ebenfalls – hier jedoch weitgehend unbeeinflusst von Erosion – auf einen schrägen Einschlagwinkel zurückzuführen sind.

### 11.4.1. Merkmale des Zentralbergs als Indiz für die Einschlagrichtung?

Bereits aus Abbildung 11.2 ist ersichtlich, dass unter der Annahme einer konstanten Einschlagenergie mit sinkendem Einschlagwinkel (i) die Position des Zentralbergs einen leichten Offset *downrange* zeigt, (ii) die laterale Ausdehnung der Ejektadecke *downrange* zunimmt, (iii) die Mächtigkeit der Ejektadecke leicht abnimmt und (iv) die Größe des Kraters abnimmt.

Letztere Beobachtung wird in Abbildung 11.6 verdeutlicht, die den Zusammenhang zwischen der Höhe des Zentralbergs bzw. des Kraterdurchmessers und dem Einschlagwinkel aufzeigt. Für ein besseres Verständnis der Ergebnisse sind beide Größenangaben jeweils mit dem Projektildurchmesser  $L$  (hier: 5 km) skaliert. Es ist zunächst zu erkennen, dass sowohl die Kratergröße als auch die Höhe der zentralen Aufwölbung mit dem Einschlagwinkel abnehmen. Während die Höhe des Zentralbergs bei einem senkrechten Einschlag noch etwa  $1,5 \cdot L$  beträgt, kann bei einem Einschlagwinkel von  $30^\circ$  nur noch etwas mehr als die Hälfte des Projektildurchmessers gemessen werden. Dies entspricht einer Abnahme um mehr als 60%. Im gleichen Winkelbereich nimmt der Durchmesser des Einschlagkraters um etwa 15% von  $23 \cdot L$  auf  $19,5 \cdot L$  ab. Während die Höhe des Zentralbergs eine annähernd lineare Funktion des Einschlagwinkels ist, scheint die Kratergröße bei moderaten Einschlagwinkeln eine sinusförmige Abhängigkeit aufzuweisen (siehe dazu auch Kap. 10). Bei kleineren Einschlagwinkeln (hier:  $\alpha < 45^\circ$ ) trifft diese Relation nicht mehr zu. Dies könnte ein erster Hinweis auf eine Veränderung im Mechanismus der Kraterentstehung sein, der in der Ausbildung elliptischer Kraterformen resultiert.

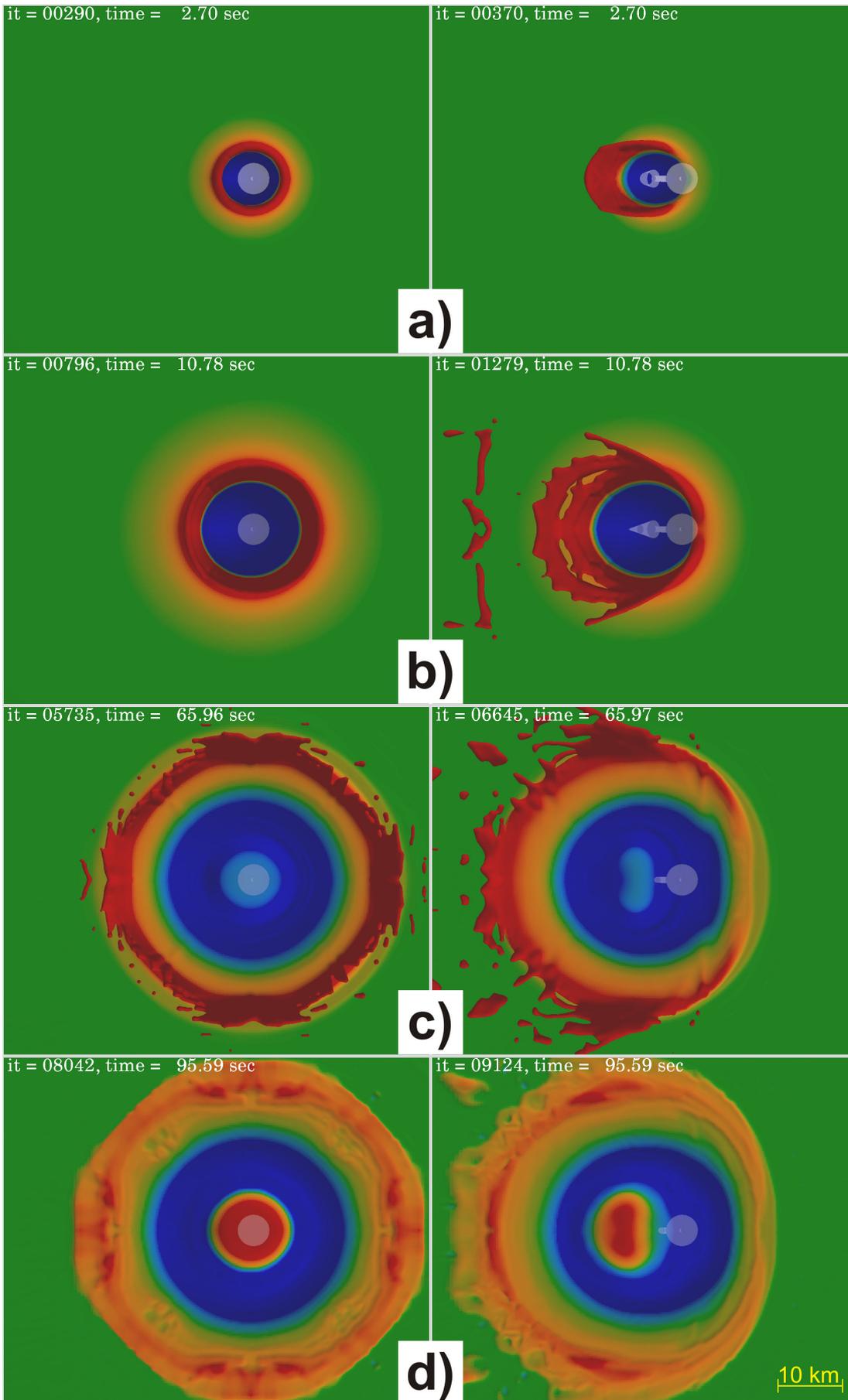


**Abbildung 11.6.** – Zum Einfluss des Einschlagwinkels auf die Höhe des Zentralberges. Gezeigt ist die skalierte Höhe (=Höhe des Zentralbergs  $H_P$  normiert mit dem Projektildurchmesser  $L$ ) sowie der skalierte Kraterdurchmesser (=Durchmesser  $D_f$  der finalen Kraterstruktur in Einschlagrichtung normiert mit  $L$ ) als Funktion des Einschlagwinkels  $\alpha$ .

## 11.4.2. Die Entstehung von Zentralbergen nach schrägen Einschlägen

Abbildung 11.7 zeigt die Entstehung eines komplexen Kraters nach einem senkrechten (links) und schrägen (Winkel  $\alpha = 45^\circ$ ) Einschlag im direkten Vergleich. Die ersten Sekunden der Kraterentstehung werden durch die Flugbahn des Projektils stark beeinflusst. Es kommt zu einer Energieabgabe entlang der Trajektorie (darauf wird in Kapitel 12 noch gesondert eingegangen), wodurch es zunächst zur Ausbildung einer elliptischen Kraterform kommt (Abb. 11.7a). Im weiteren Verlauf der Kratergenese erfolgt die Energieabgabe zunehmend gleichförmiger und nahezu radialsymmetrisch. Dies führt zu einem gleichmäßigen Kraterwachstum, welches die initiale elliptische Form überprägt (Abb. 11.7b) und im Regelfall in nahezu kreisrunden Kratern resultiert (Abb. 11.7c und d).

Auffallend sind allerdings die markanten Unterschiede in der Form, Größe und Position der Zentralberge (Abb. 11.7d). Worauf diese zurückzuführen sind, soll im Folgenden untersucht werden.



**Abbildung 11.7.** – Vergleich der Entstehung eines Kraters nach einem senkrechten (links) und schrägen ( $\alpha=45^\circ$ ; rechts) Einschlag (Projektildurchmesser  $L=5$  km) in Granit.

Abbildung 11.8 zeigt Momentaufnahmen der Entstehung eines Zentralberges nach einem senkrechten (links) und schrägen ( $\alpha=45^\circ$ , rechts) Einschlag eines 5 km großen Projektils. Zur Veranschaulichung des Massenflusses sind Vektorpfeile dargestellt, die nach der Richtung des Massentransportes eingefärbt sind. Ein roter Pfeil deutet eine *uprange*-gerichtete, ein blauer Pfeil eine *downrange* gerichtete Bewegung an. Ein vertikaler Massentransport ist gelb eingefärbt.

Im Fall eines **senkrechten Einschlags**, wie in der linken Spalte von Abbildung 11.8 aufgezeigt, ist der Exkavationsfluss zunächst radial nach außen gerichtet. Während dieser noch zu einem Anwachsen des Kraterdurchmessers führt, entstehen Auftriebskräfte unter dem Krater, die ein Anheben des Kraterbodens einleiten. Der dadurch initiierte Massenfluss hat seinen Ursprung unterhalb der tiefsten Stelle des transienten Kraters, ist senkrecht nach oben gerichtet und nahezu symmetrisch. Es kommt zu einem vertikalen Transport von Material aus teils großen Tiefen unterhalb des Kraters in Richtung Oberfläche. Das dadurch entstehende Massendefizit führt zu einer von außen ins Kraterzentrum gerichteten Materialbewegung (Abb. 11.8c) und zu einem Absenken der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten in den äußeren Bereichen. Dieser Prozess ist verantwortlich für die Ausbildung der in den Kapiteln 3.1 und 3.2 beschriebenen *Terrassen*. Diese sind jedoch in den numerischen Modellen nicht erkennbar, da die räumliche Auflösung der Simulationen hierzu nicht ausreichend ist und ein realistisches Modell zur Lokalisierung von Scherspannungsbrüchen im Simulationscode nicht implementiert wurde.

Festgehalten werden kann jedoch, dass die Entstehung des Zentralberges nach einem senkrechten Einschlag durch einen Massenfluss dominiert wird, der seinen Ursprung tief unter dem Krater hat und senkrecht nach oben gerichtet ist. Ein lateraler Materialtransport, z. B. durch abrutschendes Material oder ein Absenken oberflächennaher Bereiche, überlagert diesen Massenfluss (siehe dazu auch Abb. 11.9). Dies führt zu komplexen Strukturen unterhalb des Zentralberges, wie auch anhand der Verteilung der Tracer in Abbildung 11.9 zu erkennen ist.

Die Entstehung eines Zentralberges und der damit verbundene Massenfluss nach einem **schrägen Einschlag** (rechte Spalte in Abb. 11.8) ist ungleich komplizierter, wie bereits im vorangegangenen Kapitel 10 angedeutet. Zunächst ist jedoch auch hier ein nach außen gerichteter und nahezu gleichmäßiger Exkavationsfluss zu verzeichnen (Abb. 11.8a). Die Entstehung des Zentralberges beginnt mit dem Kollaps des *transienten Kraters*. Ort und Zeitpunkt der beginnenden Stagnation des Exkavationsflusses hängen nicht nur vom Einschlagwinkel, sondern zudem von der Kratergröße und den Materialeigenschaften ab. Eine grobe

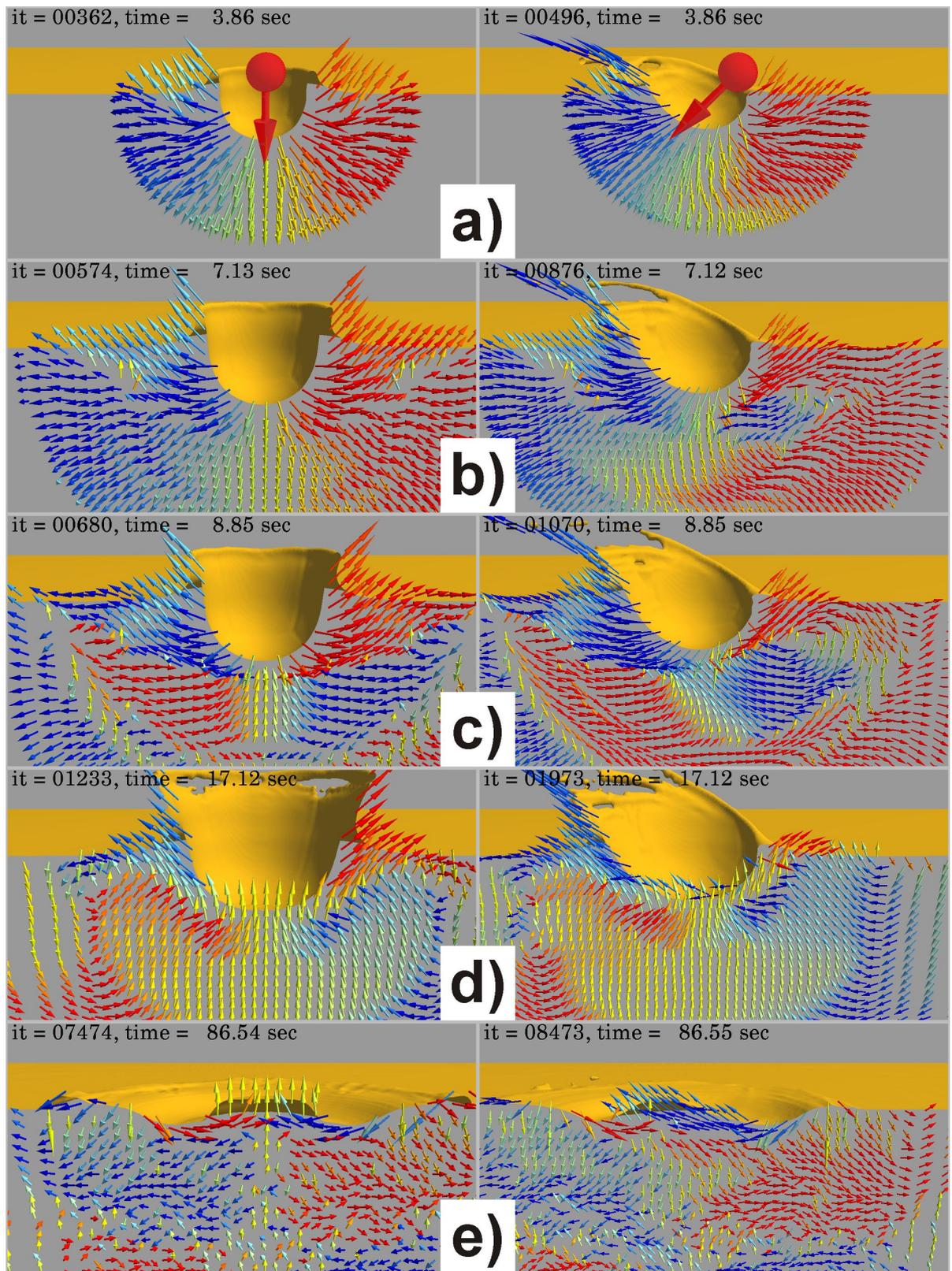
Abschätzung für den Ort liefert die Spiegelung des Einschlagpunktes an derjenigen horizontalen Ebene, die durch das geometrische Zentrum des transienten Kraters verläuft. Diese Näherung ist im Übrigen auch für vertikale Einschläge gültig.

Für den Fall eines schrägen Einschlags stoppt der Exkavationsfluss somit zunächst *uprange* und es kommt hier zu einem kratereinwärts gerichteten Materialfluss (Abb. 11.8b). Dies geschieht bei schrägen Einschlägen früher als bei einem senkrechten Einschlag gleicher Energie.

Im weiteren Verlauf der Kraterentstehung folgt ein Massenrückfluss aus den anderen Raumrichtungen. Ob sich die Entstehung des Zentralbergs mit dem einwärts-gerichteten Materialfluss aus *downrange* fortsetzt, wie hier der Fall (Abb. 11.8c), oder aber zunächst ein senkrechter Materialtransport einsetzt, ist nicht abschließend zu klären. Die Reihenfolge scheint sich aus einem komplexen Zusammenwirken verschiedener Parameter, wie dem Einschlagwinkel, der Kratergröße, der Schwerebeschleunigung und unterschiedlichen Materialeigenschaften zu ergeben. Verantwortlich ist hier insbesondere die Veränderung der Rheologie infolge thermischer oder mechanischer Entfestigung – z. B. durch akustische Wellen [*akustische Fluidisierung*, siehe z. B. Wünnemann und Ivanov, 2003; Ivanov und Kostuchenko, 1997, 1998]. Diese Mechanismen sind jedoch – auch für senkrechte Einschläge – noch nicht hinreichend verstanden, so dass an dieser Stelle keine präziseren Aussagen getroffen werden können.

Fest steht jedoch, dass auch im Fall eines schrägen Einschlagprozesses der vertikale Massentransport zur dominierenden Kraft wird (Abb. 11.8d). Während im Zuge eines senkrechten Einschlags die lateralen Massenrückflüsse gleichermaßen stark sind und zur gleichen Zeit einsetzen (siehe dazu auch Abb. 10.1 auf Seite 144), stagniert das Kraterwachstum nach schrägen Einschlägen in jeder azimutalen Raumrichtung unterschiedlich schnell. Es kommt somit zu Materialflüssen, deren Geschwindigkeit und Stärke eine zusätzliche Abhängigkeit vom Azimut aufweisen. Diese Tatsache führt dazu, dass der vertikale Massentransport unterschiedlich stark überprägt wird. In dem in den Abbildungen 11.8 und 11.9 dargestellten Szenarien führt der Massenrückfluss aus der Richtung des Einschlags zu einem Versatz des oberen Bereichs des Zentralberges *downrange* (Abb. 11.8e und 11.9). Im späteren Verlauf der Kraterbildung setzen weitere, zum Kraterzentrum gerichtete Massenrückflüsse, ein. Der Exkavationsfluss *downrange* stagniert zuletzt und überlagert ebenfalls die an der Entstehung des Zentralbergs beteiligten Materialflüsse. Dieser Rückfluss ist meist kleiner als der Materialfluss aus der entgegengesetzten Richtung und reicht in der Regel nicht aus, um die Position des Zentralbergs zu verändern. Er resultiert allerdings in komplexeren, scheinbar chaotischen Strukturen unter dem Zentralberg (siehe

dazu auch Abb. 11.9). Zudem scheint dieser Materialfluss einen Kollaps des Zentralberges in *downrange*-Richtung zu begünstigen.



**Abbildung 11.8.** – Entstehung eines Zentralberges nach einem senkrechten (links) und schrägen ( $\alpha=45^\circ$ ; rechts) Einschlag (Projektildurchmesser  $L=5$  km) in Granit. Die Vektorpfeile verdeutlichen den Materialfluss und sind nach ihrer Richtung eingefärbt (blau: nach *downrange* gerichteter Massenfluss, rot: *uprange*, gelb: nach oben oder unten gerichtete Massenbewegung).

## 11.5. Diskussion und Zusammenfassung

Durch diese Studie konnte gezeigt werden, dass die Bestimmung der Einschlagrichtung anhand struktureller Merkmale in Einschlagskratern prinzipiell möglich ist. Als Indikatoren eines schrägen Einschlags konnten identifiziert werden:

1. die räumliche Verteilung der Auswurfmassen [siehe auch Schultz, 1992; Anderson et al., 2004b], insbesondere die Existenz und Position einer *uprange verbotenen Zone* [siehe z. B. Herrick und Forsberg-Taylor, 2003; Herrick und Hessen, 2006]
2. der Grad der Überkippung (insbesondere das Fehlen der Überkippung) der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten unterhalb des Kraterrandes *uprange*.
3. ein kleiner horizontaler Versatz der Position des Zentralberges von dem geometrischen Zentrum eines Kraters.

Während eine Abschätzung der *Einschlagrichtung* – je nach Erosionsgrad des Kraters – also prinzipiell möglich ist, hat die hier vorliegende Studie jedoch auch gezeigt, dass eine eindeutige Bestimmung des *Einschlagwinkels* in der Natur nur schwer zu realisieren ist. Zwar konnte ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Form der Auswurfmassendecke und dem Einschlagwinkel festgestellt werden, allerdings beeinflussen auch die Eigenschaften des Untergrund- und Projektilmaterials die Kraterentstehung (siehe Kap. 10 und 12). Weitere umfangreiche Parameterstudien sind erforderlich, um diese Abhängigkeit zu quantifizieren. Auch ist unklar, welchen Einfluss Heterogenitäten im Untergrund, wie zum Beispiel geneigte oder unregelmäßig geformte Schichten, die Existenz von Kavernen oder Karstsystemen auf die Kraterentstehung hat. Zudem ist noch ungeklärt, wie sich die Topographie des Zielgebiets vor dem Einschlag auf die Struktur des Kraters auswirkt. So postulierten Kenkmann et al. [2011b], die asymmetrische Form der Impaktstruktur Serra da Cangalha in Brasilien sei durch NNO-SSW sowie WNW-OSO gerichtete Klüfte entstanden, die die Kratergenese nach einem moderat schrägen Einschlag beeinflusst haben.

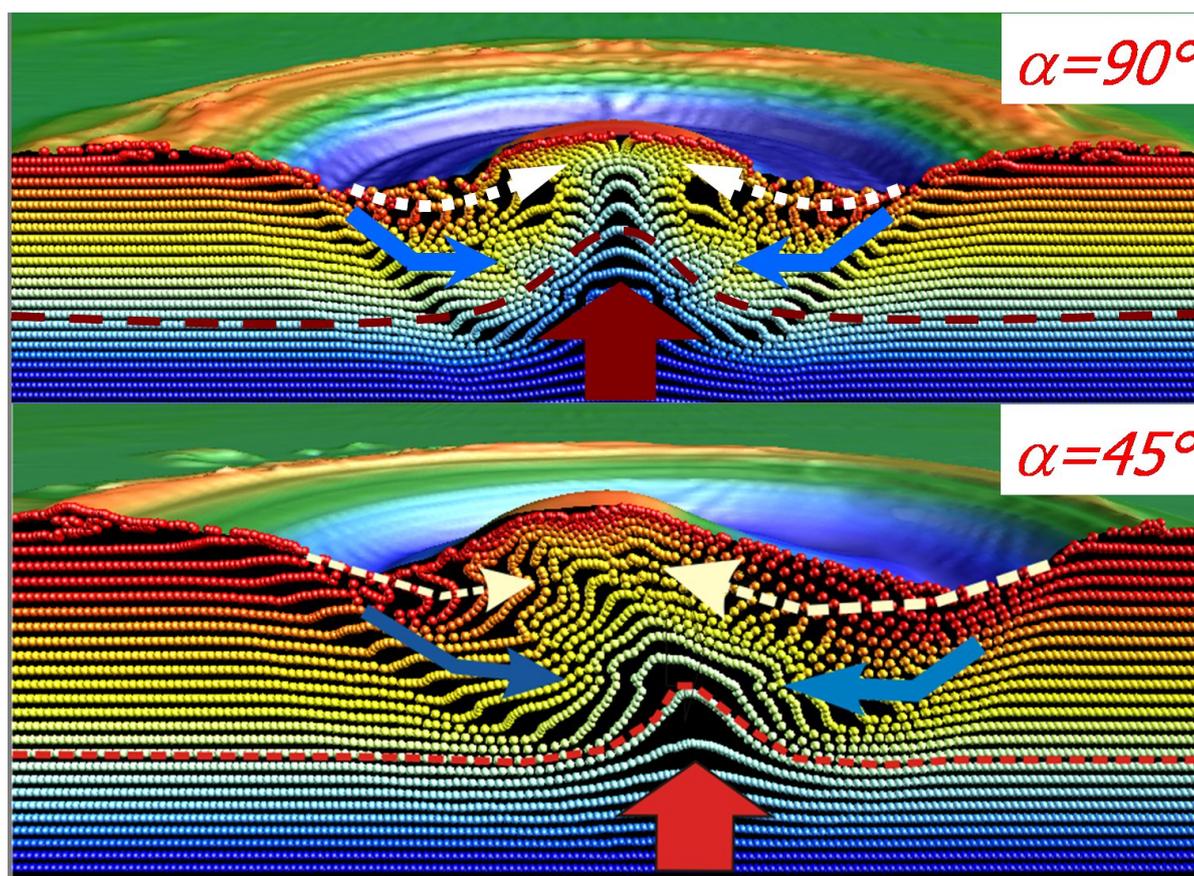
Die hier vorgestellte numerische Studie konnte zudem zeigen, dass die Entstehung von Einschlagkratern im Zuge schräger Einschläge ein hochgradig komplexer Prozess ist, der zu asymmetrischen Strukturen unter dem Zentralberg führt. Die Form des Zentralbergs und seiner inneren Struktur ist das Resultat der Überlagerung dreier unterschiedlicher Massenflüsse, die in Abbildung 11.9 skizziert sind:

1. Ein starker, symmetrischer und aufwärts gerichteter Massenfluss. Dieser wird durch die Schwerkraft initiiert und beginnt unterhalb des tiefsten Punkts des transienten Kraters. Er erzeugt eine symmetrische Aufwölbung der tiefen stratigraphischen Einheiten.
2. Materialflüsse aus den oberflächennahen äußeren Bereichen des Kraters in Richtung Kraterinneres. Durch das Anheben des Kraterbodens kommt es – je nach Azimut und Steilheit des Kraterrandes – zu einem unterschiedlich starken Absenken des oberflächennahen Materials. Diese Materialflüsse überprägen den ursprünglich symmetrischen Zentralberg unterschiedlich stark, so dass es – je nach Einschlagwinkel – zu ausgeprägten asymmetrischen Strukturen im Zentralberg kommt.
3. Rutschung von Material an der Oberfläche. Geröll oder auch größere Blöcke lösen sich an den Flanken des Kraterrandes und beeinflussen so die sichtbare Struktur des Zentralbergs.

Die **äußere Form und innere Struktur des Zentralbergs** wird somit vor allem durch die azimuthalen Unterschiede in den Massenbewegungen bestimmt. Werden diese durch eine Bewegung aus der Einschlagsrichtung dominiert (siehe z. B. Abb. 11.8e, rechts oder Abb. 11.9), so kann es zu der von z. B. Poelchau [2010] beobachteten Ausbildung von schuppenförmigen Überschiebungen im Zentralberg kommen, die in *downrange* Richtung zeigen. Dieses Merkmal wurde von Poelchau [2010] als Indikator für die Einschlagrichtung verwendet, um eine NO→SW gerichtete Impaktortrajektorie am *Martin*-Krater (Mars) nachzuweisen. Dieses Vorgehen kann durch die hier präsentierten numerischen Ergebnisse untermauert werden, denn im Normalfall ist der *downrange*-gerichtete Massenfluss stärker als der entgegen gerichtete Transport. Nur im Fall sehr großer Krater kann es vorkommen, dass der Massenrückfluss aus *downrange* stark genug ist, um den oberflächennahen Bereich des Zentralbergs wieder zurück zu bewegen.

Ob der **Versatz des Zentralbergs vom geometrischen Zentrum des Kraters** zur Identifizierung der Einschlagrichtung oder des Einschlagwinkels verwendet werden kann, wird kontrovers diskutiert. Während Schultz [1992] sowie Schultz und Anderson [1996] in Laborexperimenten einen Zusammenhang sahen, konnten Beobachtungen von Kraterpopulationen auf Venus [Ekholm und Melosh, 2001; McDonald et al., 2008] dies nicht bestätigen. Die hier vorgelegte Studie konnte zeigen, dass neben dem Einschlagwinkel auch die Kratergröße und die Materialeigenschaften einen unmittelbaren Einfluss auf das Kraterwachstum haben. So nimmt z. B. mit steigender Kratergröße der Einfluss der Schwerkraft auf das Kraterwachstum zu (siehe dazu auch Kap. 3.2.4f). Zudem kommt

es möglicherweise zu einer stärkeren thermischen oder mechanischen Entfestigung des Materials [Wünnemann und Ivanov, 2003; Wünnemann et al., 2002; Ivanov und Turtle, 2001] und infolge dessen zu einer Änderung der Rheologie. Diese Abhängigkeit könnte eine mögliche Erklärung für die von Ekholm und Melosh [2001] und McDonald et al. [2008] beobachteten, scheinbar willkürlichen Abstände zwischen der Position eines Zentralberges und des geometrischen Kraterzentrums sein. Zu diesem Schluss kam auch Shuvalov [2003]. Er beobachtete eine „Quasi-Oszillation“ in der Bewegung der Position des Zentralberges. Die von ihm beschriebenen Erkenntnisse beruhen allerdings auf einer einzelnen Simulation<sup>1</sup>. Für die hier vorgestellte Studie hingegen wurden neben dem Einschlagwinkel auch die Projekttilgröße (d. h. die Einschlagenergie) und die Materialeigenschaften (Reibungskoeffizient  $f$ ) systematisch variiert. Die größere Datenbasis ermöglicht genauere Erkenntnisse über strukturelle geologische Effekte schräger Einschläge, hier vor allem jene, die im Zuge der Genese von Zentralbergen entstehen.



**Abbildung 11.9.** – Entstehung eines Zentralberges im Zuge des Einschlags eines 5 km großen Projekttils mit 6,5 km/s in ein kohäsionsloses Medium (Sand). Einschlagwinkel 90° (oben) und 45° (unten). Vergleich der Untergrundstruktur und der Massenflüsse.

<sup>1</sup>Einschlag eines 16 km großen Projekttils (Dunit) unter einem Winkel von  $\alpha=45^\circ$  und einer Geschwindigkeit  $U=15$  km/s in einen granitischen Untergrund.

## Der Übergang von runden zu elliptischen Kratern

Beobachtungen der planetaren Oberflächen belegen, dass die überwiegende Anzahl von Impaktkratern eine kreisrunde Form besitzt. Nur etwa 5% Prozent aller Einschlagskrater weisen eine elliptische Form auf [siehe z. B. Schultz und Lutz-Garihan, 1982; Bottke et al., 2000]. Die Hauptursache für die Entstehung elliptischer Kraterstrukturen sind schräge Einschläge: Sinkt der Einschlagwinkel unter einen kritischen Wert, so entsteht ein elliptischer Krater [Gault und Wedekind, 1978]. Wie bereits ausführlich erläutert, sind schräge Einschlagprozesse aus himmelsmechanischer Sicht der Normalfall. Kollisionen bei einem Winkel von  $45^\circ$  finden am häufigsten statt; nahezu die Hälfte aller Kollisionsprozesse finden unter flacheren Winkeln und nur etwa 5% aller Einschläge unter einem Einschlagwinkel von  $12^\circ$  oder weniger statt [siehe Abb. 9.1 (Seite 134) oder auch Gilbert, 1893; Shoemaker, 1962]. Da die Häufigkeit des Auftretens elliptischer Krater ebenfalls 5% beträgt, schlussfolgerten Bottke et al. [2000], Einschläge bei einem Winkel  $< 12^\circ$  erzeugten elliptische Strukturen.

Die geringe Anzahl elliptischer Krater führte dazu, dass eine kreisrunde Form als wesentliches Kriterium verwendet wird, um Impaktstrukturen aufzuspüren [French und Koeberl, 2010]. Dennoch ist der Anteil elliptischer Kraterstrukturen nicht zu vernachlässigen. Neuere Untersuchungen der großen Impaktbecken im Sonnensystem, wie z. B. dem *South Pole-Aitken*-Becken auf dem Mond, dem *Caloris*-Becken auf Merkur oder auch dem möglicherweise ebenfalls durch einen Impakt entstandenen *Borealis*-Becken auf dem Mars, haben ergeben, dass der Anteil elliptischer Strukturen mit der Kratergröße zunimmt [Andrews-Hannah und Zuber, 2010].

Die wichtigste Frage, elliptische Krater betreffend, ist somit:

### **Welche Einflussgrößen bestimmen den *kritischen Winkel*, unter dem elliptische Krater erstmals entstehen?**

Der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kraterform wurde bereits sowohl durch Laborexperimente [Gault und Wedekind, 1978; Christiansen et al., 1993; Burchell und Mackay, 1998] als auch durch Fernerkundung [Schultz und Lutz-Garihan, 1982; Bottke et al., 2000] und numerische Simulationen [O'Keefe und Ahrens, 1986; Davison et al., 2011; Elbeshausen und Wünnemann, 2010] untersucht. Trotzdem fehlt bislang ein umfassendes Verständnis der Bedingungen, die zur Ausbildung elliptischer Krater führen.

Das bisher am weitesten verbreitete Modell zur Entstehung von Impaktkratern ist eine statische Punktquelle [*point-source theory*, siehe auch Kap. 10 oder z. B. Holsapple und Schmidt, 1982, 1987; Holsapple, 1987, 1993]. Demnach wird die zur Exkavation eines Kraters erforderliche Energie instantan und radial-symmetrisch, ausgehend von einem Punkt (vergleichbar mit dem Detonationspunkt einer Explosion) abgegeben. Die Tiefe dieses Punktes bestimmt die Effizienz der Energieabgabe und beeinflusst somit auch die Größe des Kraters. Es existiert somit für jedes Einschlagszenario eine effizienteste Detonationstiefe, die unter den gegebenen Bedingungen zur Ausbildung des größtmöglichen Kraters führen würde. Ob die Energie eines Einschlags allerdings tatsächlich in dieser Tiefe abgegeben wird, hängt von vielen Parametern ab, insbesondere den Eigenschaften des Untergrunds (Materialeigenschaften, Schwerebeschleunigung) und des Projektils (Masse bzw. Dichte und Größe, Einschlagwinkel und -geschwindigkeit). Je weiter der tatsächliche Detonationspunkt von der effizientesten Tiefe entfernt ist, desto flacher und kleiner wird der resultierende Krater. Rückt die Punktquelle dichter an die Oberfläche, so wird weniger Energie zur Exkavation in den Untergrund transferiert. Im Fall einer zu tief lokalisierten Punktquelle ist die Energiedichte der Stoßwelle schon signifikant abgeklungen, wenn diese die Oberfläche erreicht. Beide Situationen führen zur Entstehung einer kleineren Kraterhohlform. Laborexperimente von Einschlägen in Wasser [Gault und Sonett, 1982] und entsprechende numerische Simulationen [Mader und Gittings, 2003] bestätigen diese Theorie. Nähere Informationen zur *point-source theory* finden sich z. B. in Papadopoulos [1963], Anderson et al. [2004a], Maxwell [1977], Taylor [1950a,b] oder Sedov [1946].

Die Tiefenlage der Punktquelle bestimmt zwar die Größe und Tiefe eines Kraters; die generelle Form der resultierenden Kraterstruktur wäre aber aufgrund der radialsymmetrischen Ausbreitung der Stoßwellen stets kreisrund. Diese Annahme wird durch zahlreiche Beobachtungen von Kraterpopulationen, vor allem auf dem Mars [z. B. Banks et al., 2010; Hartmann und Neukum, 2001] und dem Mond [z. B. Head et al., 2010], sowie Laborexperimenten [z. B. Gault und Wedekind, 1978; Burchell und Whitehorn, 2003] und Computersimulationen [z. B. Pierazzo und Melosh, 2000c; Shuvalov, 2003; Elbeshausen et al., 2009; Collins et al., 2009] gestützt. Die schon lang existierende Erkenntnis, dass auch die überwiegende Mehrheit der schrägen Einschläge zu kreisrunden Kraterstrukturen führt, kann durch die Annahme einer statischen Punktquelle erklärt werden.

Allerdings vermag diese Theorie die Entstehung elliptischer Kraterstrukturen nicht zu erklären, die bei kleinen Einschlagwinkeln [meist:  $\alpha_{crit} < 30^\circ$ ; Gault und Wedekind, 1978] entstehen. Laborexperimente [Gault und Wedekind, 1978;

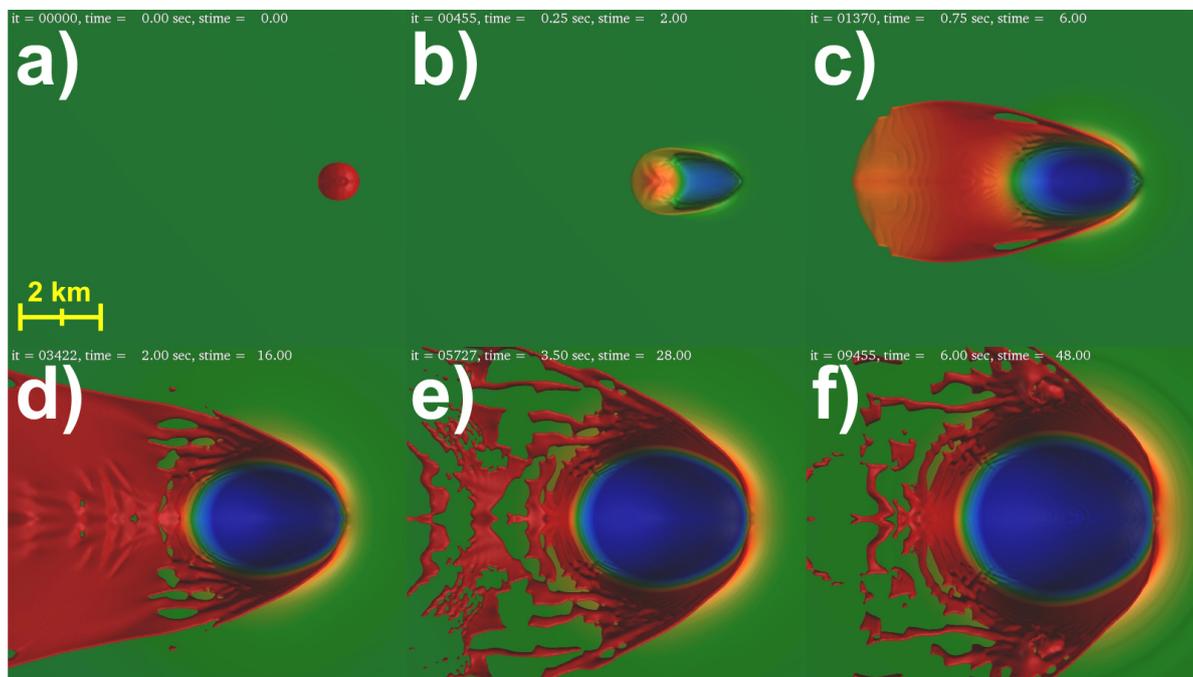
Christiansen et al., 1993; Burchell und Mackay, 1998] lassen vermuten, dass dieser *kritische Winkel*  $\alpha_{crit}$ , der zum Übergang von kreisrunden zu elliptischen Kratern führt, eine Abhängigkeit von den Eigenschaften des Untergrundmaterials aufweist. Wie genau allerdings dieser Zusammenhang aussieht, und ob auch die Eigenschaften des Projektils (z. B. seine Größe oder Geschwindigkeit) diesen Winkel beeinflussen, ist bislang noch weitgehend unbekannt und eine der Hauptfragestellungen dieser Studie.

Zur Erklärung der Genese elliptischer Krater bedarf es neuer Theorien. Die Annahme einer Linienquelle [*line source*; z. B. Gault und Wedekind, 1978; Oberbeck, 1971] besagt, dass die Energie nicht (wie im Falle einer Explosion) punktförmig, sondern kontinuierlich entlang einer Linie abgegeben wird. Experimentelle Beobachtungen [Oberbeck, 1971] konnten zeigen, dass für nahezu vertikale Einschläge der Unterschied zwischen einer Punktquelle und einer Linienquelle nur marginal ist. Dieser Theorie zufolge müsste jedoch eine schiefwinklige Trajektorie zu einem richtungsabhängigen Kraterwachstum und einem elliptischen Krater führen. Dies widerspricht den Beobachtungen und Experimenten der Kraterentstehung nach moderat schrägen Einschlagwinkeln. Ein stimmiges Modell, das den Prozess der Entstehung sowohl kreisrunder als auch elliptischer Kraterstrukturen zu beschreiben vermag, ist somit bislang noch nicht gefunden worden und ebenfalls Ziel dieser Arbeit. Dazu wurden sehr schräge Einschlagprozesse berechnet und hinsichtlich der resultierenden Kraterform und des zugehörigen Bildungsmechanismus untersucht. Eine wichtige und bislang noch ungeklärte Frage ist, ob sich der zugrundeliegende Kraterbildungsmechanismus im Übergang von kreisrunden zu elliptischen Kratern ändert und in welcher Weise die Eigenschaften des Projektils und des Untergrunds diesen Übergang beeinflussen.

## 12.1. Modellbeschreibung

Um die Kraterentstehung als Folge sehr schräger Einschlagprozesse zu untersuchen, wurde eine Reihe von 3D-Simulationen durchgeführt. Unter der Annahme terrestrischer Schwerebedingungen ( $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ ) wurde der Einschlagwinkel  $\alpha$  zwischen  $90^\circ$  (vertikaler Einschlag) und  $5^\circ$  variiert. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Kapiteln, insbesondere Kapitel 10, lag das besondere Augenmerk in dieser Studie auf sehr schrägen Einschlägen (Einschlagwinkel  $\alpha < 30^\circ$ ), da hier der Übergang von kreisförmigen zu elliptischen Kratern zu erwarten ist. Um Komplikationen durch verdampfendes Material und eine entstehende Gasphase zu umgehen, wurden vergleichsweise moderate Einschlaggeschwindigkeiten von  $U=6,5, 8$  und  $14 \text{ km/s}$  gewählt. Zudem wurde der Projektildurchmesser

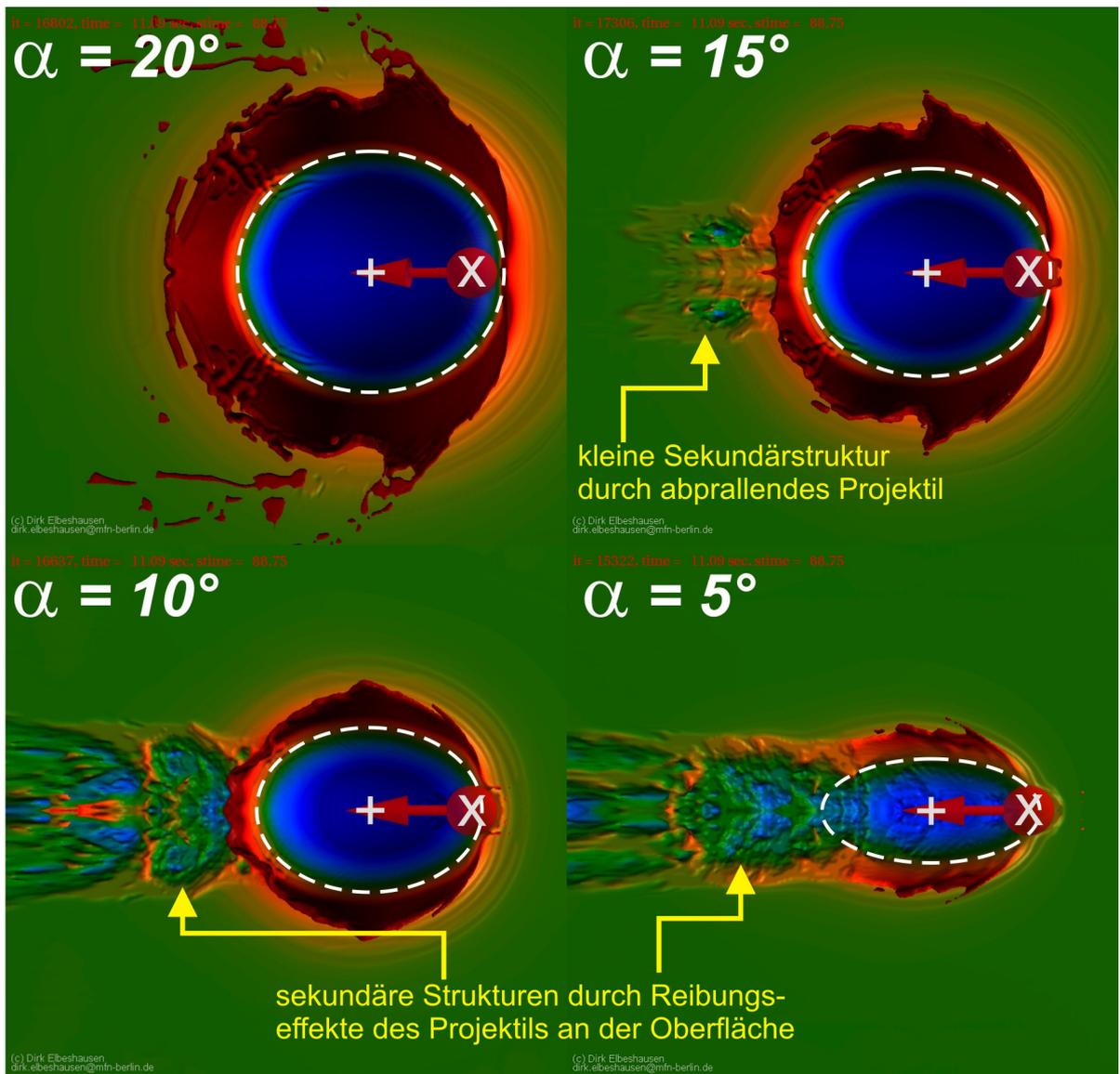
$L$  über mehr als eine Größenordnung variiert ( $L=250$  m, 500 m, 1 km, 2,5 km und 4 km). So kann zum einen überprüft werden, ob die Einschlagenergie auf die Entstehung elliptischer Strukturen Einfluss nimmt, zum anderen aber auch die Rolle jedes Parameters unabhängig voneinander untersucht werden. Die Berechnung des thermodynamischen Zustands des Materials erfolgte über die *Tillotson-Zustandsgleichung* [Tillotson, 1962]. Dabei wurden Materialparameter von Granit angenommen, wie in Melosh [1989] angegeben. Allerdings wurden sowohl der Koeffizient der inneren Reibung ( $f$ ) als auch die Kohäsion  $Y_{coh}$  variiert ( $f=0,0, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,7$  und  $1,0$  -  $Y_{coh}=0, 5, 20, 100$  und  $200$  MPa), um den Einfluss der Festigkeit des Materials auf die Kraterform zu untersuchen. Dazu wurde ein Drucker-Prager Modell angenommen, bei dem die Scherfestigkeit  $Y_S$  eine lineare Funktion der Kohäsion, inneren Reibung und des Drucks  $P$  ist ( $Y_S = Y_{coh} + f \cdot P$ ). In den durchgeführten Simulationen wurde sprödes Materialversagen (Brüche) [siehe z. B. Hebel, 2010] vernachlässigt, so dass keine präzisen Aussagen über eine mögliche Fragmentierung des Projektils getroffen werden können. Derzeit ist noch nicht hinreichend geklärt, welche Auswirkungen ein Zerbersten des Projektils auf die Kratergenese hat. Da in diesem Fall aber nur ein geringer Anteil der Gesamtenergie in Bewegungsenergie der Fragmente bzw. Reibungsenergie umgewandelt wird, ist kein signifikanter Einfluss auf die Kraterform zu erwarten. Diese Studie umfasst annähernd 800 hochaufgelöste 3D-Simulationen mit einer Auflösung von 16-24 Zellen pro Projektilradius.



**Abbildung 12.1.** – Momentaufnahmen der Entwicklung eines Kraters als Folge eines schrägen ( $\alpha=20^\circ$ ) Einschlages (Projektilgröße  $L=1$  km, Einschlaggeschwindigkeit  $U=8$  km/s, Reibungskoeffizient  $f=0.3$ , keine Kohäsion).

## 12.2. Resultate

Abbildung 12.1 zeigt Momentaufnahmen der Entstehung eines Kraters durch den Einschlag eines 1 km großen Projektils in einen kohäsionslosen Untergrund (z. B. Sand). Die anfängliche elliptische Kraterstruktur (Abb. 12.1a-c) geht trotz des relativ flachen Einschlagwinkels von  $\alpha=20^\circ$  schon sehr bald in eine runde Kraterform über (Abb. 12.1d-f). Dieses Verhalten ändert sich jedoch grundlegend bei noch flacheren Einschlagwinkeln.



**Abbildung 12.2.** – Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kraterform. Einschlag eines 5 km großen Projektils mit 8 km/s bei niedrigen Einschlagwinkeln  $\alpha$  (Reibungskoeffizient  $f=0.3$ , keine Kohäsion). Die weiße gestrichelte Linie markiert den inneren Rand der Kraterhohlform vor dem Einsetzen der Kratermodifikation. Das Kreuz (X) markiert jeweils den Kontaktpunkt des Projektils mit der Planetenoberfläche, das Pluszeichen (+) das geometrische Zentrum des entstandenen Kraters. Die sekundären Strukturen am linken Kraterrand sind das Resultat der Bewegung des Projektils entlang der Oberfläche (Reibung) und ein Indiz für einen sehr flachen Einschlagwinkel.

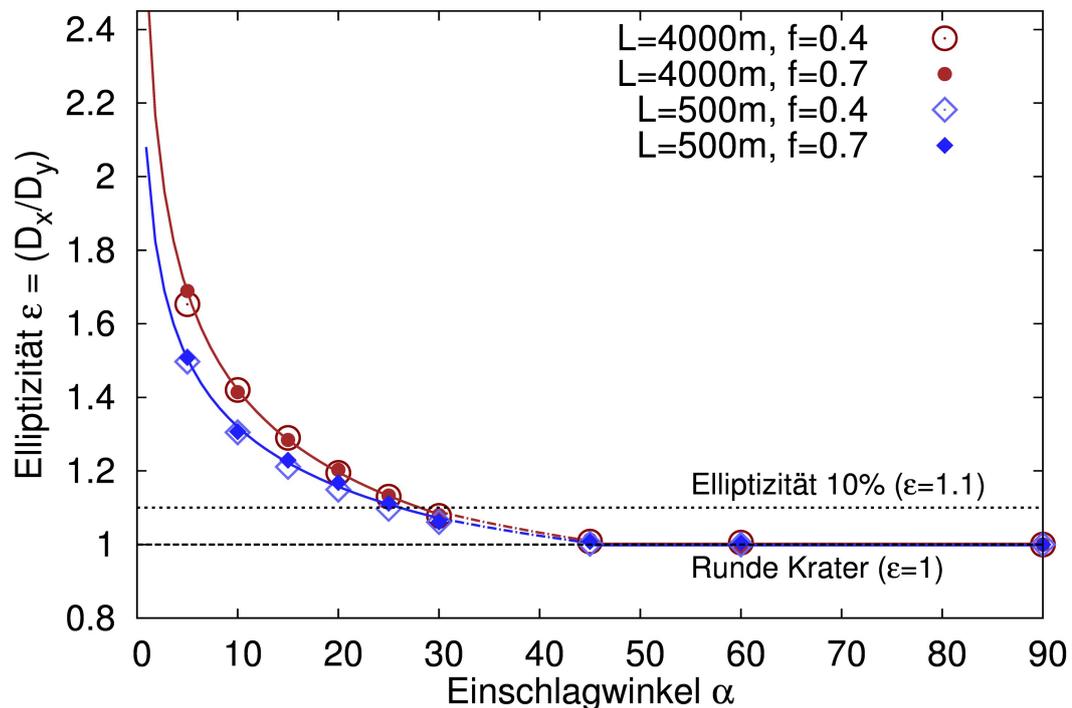
Abbildung 12.2 zeigt das Ergebnis unterschiedlich flacher Einschläge eines 5 km großen Projektils bei einer Geschwindigkeit von  $U=8$  km/s. Der Reibungskoeffizient wurde konstant gehalten ( $f=0.3$ ) und die Kohäsion zunächst vernachlässigt ( $Y_{coh}=0$  MPa). Zur Minimierung des Rechenaufwands wurden die Simulationen angehalten, sobald der Exkavationsprozess zum Erliegen kam. Die in dieser Abbildung aufgeführten Krater zeigen somit nicht die finalen Kraterstrukturen, was an der noch nicht vollständig abgeschlossenen Bildung der Auswurfmassendecke (rote Färbung) erkennbar ist (zum Vergleich siehe Abbildung 12.7, rechts). Die Struktur der Kraterhohlform, insbesondere die Elliptizität, ändert sich jedoch nach dem in dieser Abbildung dargestellten Zeitpunkt nicht mehr.

Während die Elliptizität  $\varepsilon$  eines Kraters als das Verhältnis der Länge zu seiner Breite eindeutig definiert werden kann, fällt die Festlegung, ab welcher Elliptizität von einem "klassischen" elliptischen Krater gesprochen werden kann, ziemlich willkürlich aus. Der Definition von Bottke et al. [2000] folgend, werden im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Krater mit einer Elliptizität von 1.1 oder größer als elliptisch bezeichnet.

An der gestrichelten Linie, die in Abbildung 12.2 den inneren Kraterrand markiert, ist deutlich zu erkennen, dass unter den hier verwendeten Bedingungen ein Einschlag bei  $\alpha=20^\circ$  zu einer runden Kraterstruktur führt. Bei  $\alpha=15^\circ$  ist bereits eine leichte elliptische Form zu erkennen. Mit einer Elliptizität von  $\varepsilon=1.14$  erzeugt ein Einschlag bei  $\alpha=15^\circ$  somit einen Übergangskrater von einer runden zu einer elliptischen Form. Bei Einschlagwinkeln von  $10^\circ$  ( $\varepsilon=1.30$ ) und  $5^\circ$  ( $\varepsilon=2.02$ ) sind bereits deutlich elliptische Krater zu erkennen.

Zur Verdeutlichung der Effekte, die eine Bewegung des Projektils entlang der Oberfläche (Reibung) hervorruft, wurde das Projektilmaterial in den Visualisierungen zu den Abbildungen 12.2 und 12.7 (rechts) ausgeblendet. Die sekundäre Struktur, die dadurch am Kraterrand links (*downrange*) sichtbar werden, erlauben so Rückschlüsse auf die Bewegung des Projektils. Die fehlende Sekundärstruktur bei  $\alpha=20^\circ$  impliziert ein tief in den Untergrund eindringendes Projektil. Die kleine Vertiefung bei einem Einschlagwinkel von  $\alpha=15^\circ$  deutet an, dass wenigstens ein Teil des Einschlagkörpers an der Oberfläche abgeprallt ist. Mit flacher werdendem Einschlagwinkel sind immer längere Strukturen erkennbar – das Resultat eines zunehmend stärker an der Oberfläche entlang reibenden Projektils. Auf diese Effekte wird im späteren Verlauf dieses Kapitels noch genauer eingegangen.

## 12.2.1. Einfluss der Einschlagenergie auf die Kraterform



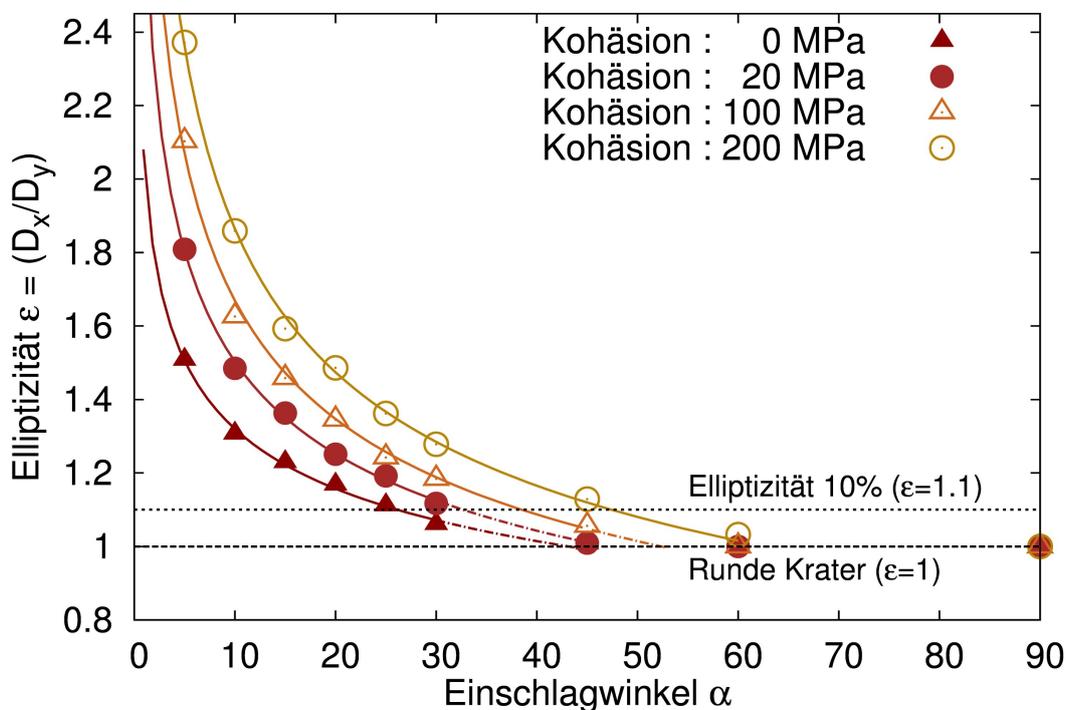
**Abbildung 12.3.** – Elliptizität als Funktion des Einschlagwinkels für unterschiedliche Projektildurchmesser  $L$  und Reibungskoeffizienten  $f$ . Die Kohäsion ist auf 5 MPa konstant gehalten und die Einschlaggeschwindigkeit beträgt  $U=8$  km/s.

Abbildung 12.3 zeigt die Elliptizität eines Kraters als Funktion des Einschlagwinkels für unterschiedliche Projektilgrößen (hier als Maß für die Einschlagenergie) und Reibungskoeffizienten. In diesen Rechnungen wurde die Kohäsion zunächst konstant auf 5 MPa gehalten. Die Einschlaggeschwindigkeit betrug 8 km/s. Es ist zu erkennen, dass vertikale Einschläge wie auch Einschläge bei moderat schrägen Einfallswinkeln ( $90^\circ > \alpha > 30^\circ \dots 45^\circ$ ) runde Kraterstrukturen erzeugen (Elliptizität  $\varepsilon < 1.1$ ). Dies ist konsistent mit den Beobachtungen auf planetaren Oberflächen, da nahezu 90% der Kraterstrukturen eine runde Form aufweisen [Bottke et al., 2000] und die Wahrscheinlichkeit für moderat schräge Einschläge am größten ist [Gilbert, 1893]. So finden etwa 77% aller Einschläge unter einem Winkel zwischen  $20^\circ$  und  $70^\circ$  statt [siehe dazu Gl. 9.1, Abb. 9.1 oder Shoemaker, 1962]. Der *kritische Winkel*, unter dem ein elliptischer Krater sich erstmals bildet, nimmt leicht mit der Projektilgröße (oder Einschlagenergie) ab. Ob sich dieses Verhalten auch für beliebig festes Untergrundmaterial nachweisen lässt, soll im nachfolgenden Abschnitt untersucht werden.

## 12.2.2. Einfluss der Festigkeit auf die Kraterform

Im Folgenden werden nun auch der Koeffizient der inneren Reibung (Abb. 12.3) und die Kohäsion (Abb. 12.4) getrennt voneinander variiert. Abbildung 12.3 zeigt, dass innere Reibung (bestimmt durch den Reibungskoeffizienten) die Entstehung elliptischer Krater nicht wesentlich zu beeinflussen scheint. Im Gegensatz dazu kommt der Kohäsion eine zentrale Bedeutung zu, wie in Abb. 12.4 ersichtlich ist. Je stärker der Widerstand des Materials gegen plastische Deformation ist, desto größer ist auch der kritische Einschlagwinkel, unter dem elliptische Krater erstmals entstehen.

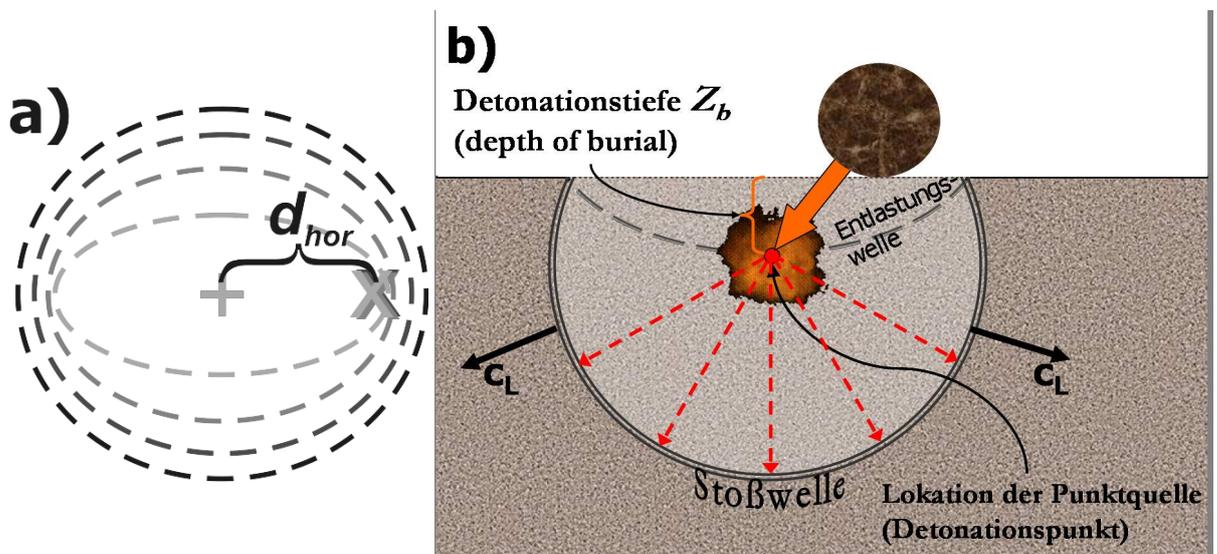
Unter der Annahme identischer Impaktraten und Häufigkeiten der Einschlagwinkel und -energien für alle planetaren Körper bedeutet dies, dass der Anteil an elliptischen Kratern auf einer planetaren Oberfläche mit festerem Untergrund höher sein sollte, als der auf einem Körper aus weniger festem Material bestehend. Die Erkenntnis, eine höhere Festigkeit des Materials – insbesondere Kohäsion – führe zu einer Abnahme der Kratergröße [siehe dazu z. B. Holsapple, 2009], erlaubt zudem die Vermutung, dass zwischen dem kritischen Winkel und den Dimensionen des Kraters ein Zusammenhang besteht. Dies würde implizieren, dass auch andere, die Kratergröße bestimmende Parameter wie z. B. die Schwerebeschleunigung  $g$ , auf den kritischen Winkel einwirken würden.



**Abbildung 12.4.** – Elliptizität als Funktion des Einschlagwinkels und der Kohäsion (Projektil-durchmesser  $L=500\text{m}$ , Reibungskoeffizient  $f=0.7$ , Einschlaggeschwindigkeit  $U=8\text{ km/s}$ ).

### 12.2.3. Die Morphologie elliptischer Krater - Rückschlüsse auf die Kratergenese

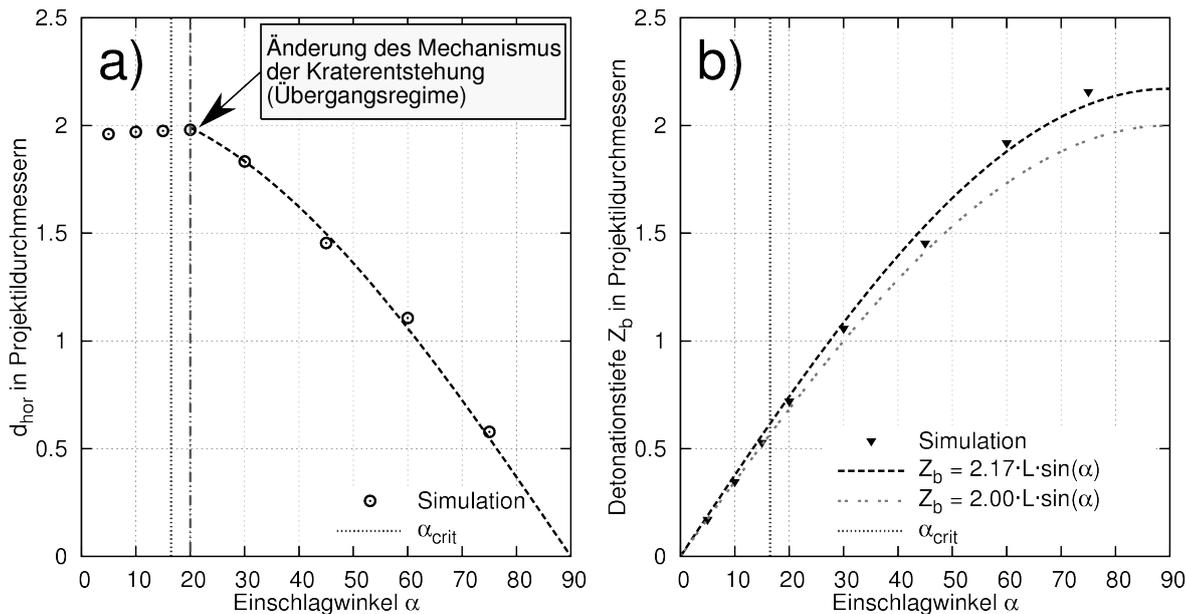
Abbildung 12.5a zeigt den inneren Rand der in Abbildung 12.2 abgebildeten Krater (Einschlagwinkel  $\alpha=20^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $10^\circ$  und  $5^\circ$ ). Alle Profile wurden so übereinander gelegt, dass das Kraterzentrum übereinstimmt. Mit sinkendem Einschlagwinkel nimmt die Elliptizität des Kraters zu und die Größe der Hohlform ab. Der horizontale Abstand  $d_{hor}$  zwischen dem geometrischen Kraterzentrum, im Folgenden kurz als  $M_{geom}$  bezeichnet, und dem Kontaktpunkt des Projektils (X) ist in diesem Winkelbereich nahezu konstant.



**Abbildung 12.5.** – a) Vergleich der bei sehr schrägen Einschlägen entstehenden unterschiedlichen Kraterformen. Überlagerung der aus Abb. 12.2 ermittelten geometrischen Formen der Einschlagskrater. Das Kreuz (X) markiert jeweils den Kontaktpunkt des Projektils mit der Targetoberfläche, das Pluszeichen (+) das geometrische Zentrum  $M_{geom}$  des entstandenen Kraters. b) Stoßwellenpropagation nach einem Einschlag. Die Stoßwelle propagiert mit der Geschwindigkeit  $c_L$  vom Detonationszentrum in der Tiefe  $Z_b$ . Die Reflexion der Stoßwelle an der freien Oberfläche erzeugt eine Entlastungswelle, die der Stoßwelle naheht.

Die Position von  $M_{geom}$  entspricht dem Punkt, an dem ein großer Teil der zur Exkavation des Kraters erforderlichen Energie radialsymmetrisch und nahezu instantan in das Zielgestein übertragen wird (siehe dazu auch Kap. 10.1.2). Unter der Annahme, dass die Trajektorie des Projektils während der kurzen Phase des Eindringens in der *Kontakt- und Kompressionsphase* nicht wesentlich durch die Festigkeit des Untergrundmaterials beeinflusst wird, kann zwischen der Tiefenlokation der Punktquelle  $Z_b$  und dem horizontalen Versatz von  $M_{geom}$  eine einfache Näherung gefunden werden (siehe dazu auch Abb. 12.5b):

$$Z_b \approx d_{hor} \cdot \tan(\alpha) \quad (12.1)$$



**Abbildung 12.6.** – Zusammenhang zwischen a) dem Abstand des geometrischen Kraterzentrums vom Einschlagpunkt und b) der Tiefe des Detonationszentrums  $Z_b$  und dem Einschlagwinkel  $\alpha$ .

Bei einem senkrechten Einschlag liegen  $M_{geom}$  und der Einschlagpunkt übereinander. Die Lokation der Punktquelle  $Z_b$ , in der englischsprachigen Fachliteratur oft als *depth of burial* bezeichnet, erreicht hier die maximale Tiefe. Die bereits in Kapitel 10 beschriebene Erkenntnis, dass vertikale Einschläge zur höchsten Kratereffizienz führen, lässt die Schlussfolgerung zu, dass  $Z_b$  bei senkrechten Einschlägen der effizientesten Tiefe am nächsten kommt. In diesem Fall würde das Kraterwachstum durch die Energie dominiert und ein symmetrischer, kreisrunder Krater entstehen. Wie Abb. 12.6a zeigt, nimmt der horizontale Abstand zwischen  $M_{geom}$  und dem Einschlagpunkt mit flacher werdendem Einschlagwinkel zunächst zu. Dabei verringert sich zusehends  $Z_b$  und somit auch die Kratereffizienz (siehe dazu Abb. 10.3 oder Abb. 10.5 aus Kap. 10.3.1), da zunehmend ein geringerer Anteil der kinetischen Energie des Projektils in das Zielgestein übertragen wird. Als Ursache hierfür ist zu nennen, dass mit abnehmendem Einschlagwinkel Reibungsprozesse eine wichtigere Rolle spielen. Die kinetische Energie des Projektils wird somit teilweise in Reibungsenergie und Wärme umgewandelt. Zudem kann es bei flachen Einschlagwinkeln zu einer Deformation oder gar Frakturierung des Projektils kommen, was zu einer weiteren Abnahme der Einschlagenergie führt. Somit verbleibt weniger Energie im Projektil, die in den Untergrund transferiert werden kann und zum Kraterwachstum beiträgt.

Die Abbildung 12.6a zeigt zudem deutlich, dass das Erreichen eines spezifischen Winkels (hier bei  $\alpha \approx 20^\circ$ ; nicht zu verwechseln mit dem in den

Kapiteln 12.2.1f untersuchten *kritischen Winkel* zur Entstehung elliptischer Krater) zu einer deutlichen Änderung des horizontalen Versatzes  $d_{hor}$  führt. Danach bleibt der Abstand zwischen dem geometrischen Kraterzentrum und dem Einschlagpunkt nahezu konstant (hier:  $d_{hor} \approx 2 \cdot L$ ). Dies könnte das Resultat eines Energietransfers sein, der so dicht unter der Oberfläche stattfindet, so dass der überwiegende Teil der Einschlagenergie nach oben abgegeben wird. Die abrupte Änderung im horizontalen Versatz lässt vermuten, dass sich der Mechanismus der Kraterbildung bei sehr flachen Einschlagwinkeln signifikant ändert.

Dieser Frage soll im folgenden Abschnitt nachgegangen werden.

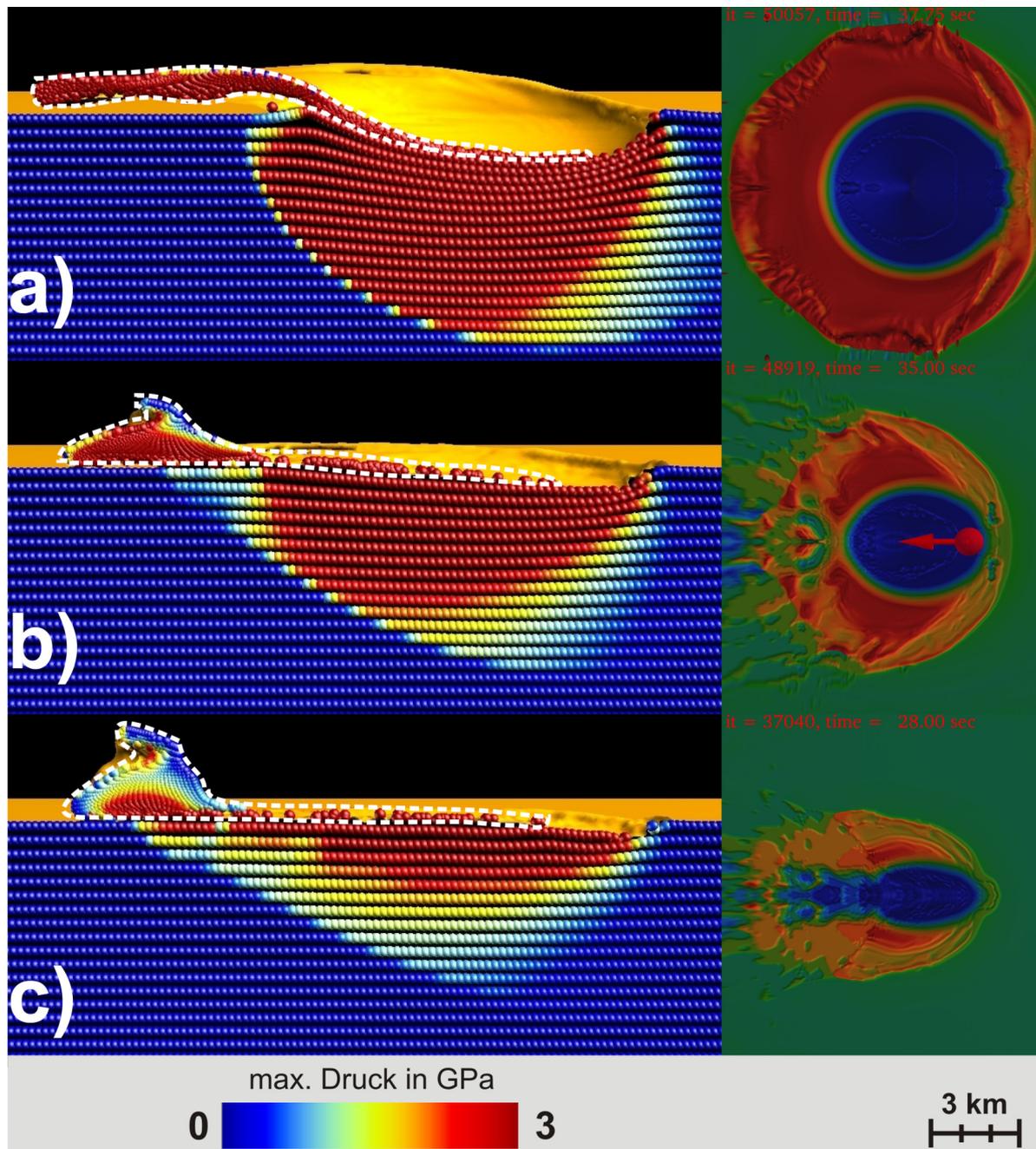
#### 12.2.4. Die Entstehung elliptischer Krater - Mechanismen

Die im vorherigen Abschnitt aufgeführten Ergebnisse lassen vermuten, dass der Übergang von runden zu elliptischen Kratern mit einer Änderung des Kraterbildungsmechanismus einher geht. Abbildung 12.6a verdeutlicht, dass dieser Wechsel bereits bei einem Einschlagwinkel beginnt, der größer als der kritische Winkel  $\alpha_{crit}$  ist. Es existiert somit ein Winkelbereich, in dem das Kraterwachstum zwar bereits einem anderen Mechanismus unterliegt, aber dennoch ein runder Krater entsteht. Die Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte belegen bereits, dass dieser Winkelbereich von der Einschlagenergie und der Festigkeit des Materials bestimmt wird. Für eine Kohäsion von  $Y_{coh}=5$  MPa, einem Koeffizienten der inneren Reibung  $f=0,3$  sowie einer Einschlagenergie<sup>1</sup> von  $2.85 \cdot 10^{21}$  J beginnt dieser, im Folgenden als *Übergangs-Regime* (oder engl.: *transition regime*) bezeichnete Winkelbereich bei etwa  $\alpha=20^\circ$ . Die im Rahmen dieser Studie durchgeführten Simulationsrechnungen lassen insgesamt drei charakteristische Winkelbereiche erkennen, die den Übergang von runden zu deutlich elliptischen Kratern kennzeichnen und nun vorgestellt werden sollen. In Abbildung 12.7 (links) ist für jedes dieser Regime eine Momentaufnahme aus der frühen Phase der Kraterentstehung aufgezeigt. Die Schnittfläche an der Vorderseite zeigt *Tracer* (masselose Partikel), deren Farbe den maximalen Druck, den das Material erfahren hat, aufzeigt. Das Farbspektrum reicht von Blau (0 GPa) bis Rot (>3 GPa). Ein Druck von 3 GPa entspricht in etwa dem *Hugoniot-elastischen Limit (HEL)* vieler natürlicher Materialien, wie z. B. Westerly Granit:  $\sim 3$  GPa [Larson und Anderson, 1980]. Das *HEL* definiert die elastische Deformation, die ein Material aushalten kann, bevor es plastisch verformt wird. Da Sprödbrüche in den Simulationen nicht berechnet wurden, kommt den Maximaldrücken der Tracer eine besondere

---

<sup>1</sup>Projektdurchmesser  $L=4$  km, Einschlaggeschwindigkeit  $U=8$  km/s, Dichte des Gesteins (Granit)  $\rho = 2658$  kg/m<sup>3</sup>. Die Energie entspricht einem Äquivalent von ca.  $680 \cdot 10^9$  Tonnen TNT.

Bedeutung zu. Bereiche, in denen der Maximaldruck der Tracer abrupt von nahezu Normaldruck auf einen Wert oberhalb des *HEL* ansteigt, können als Indiz für eine mögliche Fragmentierung des Projektils bewertet werden. Tracer, die das Projektilmaterial repräsentieren, sind weiß umrahmt.



**Abbildung 12.7.** – Momentaufnahmen der drei den Übergang von runden zu elliptischen Kratern charakterisierenden Regime. a) Übergangs-Regime. b) Ricochet-Regime. c) Streifschuss-Regime. Die Abbildungen links entstammen der Frühphase der Kraterentstehung. Die Tracer zeigen den maximalen Druck in einem Bereich von 0 GPa (blau) bis 3 GPa (rot). Zum Projektil zugehörige Partikel sind weiß umrahmt. Rechts sind die entsprechenden Krater zu einem späteren Zeitpunkt aufgeführt. Hier wurde das Projektilmaterial nachträglich entfernt, um Einblick in die eigentliche Kraterstruktur zu erhalten.

## Übergangs-Regime (*transition regime*)

Dieses Regime (Abbildung 12.7a:  $\alpha=20^\circ$ ) markiert den Übergang von moderaten zu sehr flachen Einschlägen. Der überwiegende Teil der Energieabgabe findet sehr dicht unter der Oberfläche statt (siehe Abb. 12.6b). Die Auflast des über dem theoretischen "Explosionsspunkt" befindlichen Materials ist daher zu gering, um einer aufwärts gerichteten Energieabgabe effizient entgegen zu wirken. Daher erfolgt der Energietransfer nicht, wie bei moderaten Einschlagwinkeln zu beobachten, gleichförmig in alle Richtungen, sondern es kommt verstärkt zu Spallationseffekten an der Oberfläche. Die dafür aufgewendete Energie steht dann für die Exkavation des Kraters nicht mehr zur Verfügung. Abgesehen davon ist die Kratergenese größtenteils vergleichbar mit der eines moderat schrägen Einschlags. Allerdings ist zu beobachten, dass sich das mit der Richtung des Einschlags (*downrange*) ausgeworfene Material nahezu parallel zum Untergrund fortbewegt, was bereits den Übergang zum *Ricochet-Regime* (s. u.), und damit zur Entstehung elliptischer Krater, andeutet. Das gesamte Projektilmaterial hat einen Druck deutlich oberhalb des *HEL* erfahren und die Exkavation des Kraters erfolgt aufgrund stoßwelleninduzierter Restpartikelgeschwindigkeit (siehe Kap. 3.2). Trotz des geringen Einschlagwinkels zeigt der aus diesem Übergangs-Regime resultierende Krater ***keine signifikante Elliptizität***.

## Ricochet-Regime

Auch ein flacher Einschlagwinkel führt zu Stoßwelleneffekten. Selbst in diesem Regime, das hier bei  $\alpha=10^\circ$  stattfindet (siehe Abb. 12.7b), erfährt annähernd das gesamte Projektilmaterial Drücke oberhalb des *HEL*. Hier dringt das Projektil allerdings nur leicht in den Untergrund ein. Durch den Impuls des Projektils erfährt dabei ein großer Teil des Körpers eine Bewegung entlang der Oberfläche. Dabei verdrängt er oberflächennahes Material und erzeugt so längliche, sekundäre Strukturen in Einschlagrichtung (*downrange*). Daraus lässt sich schlussfolgern, dass in dieser frühen Phase der Kratergenese dem Impulsübertrag des Projektils an den Untergrund, und somit auch der Richtung und dem Winkel des Einschlages, eine zentrale Bedeutung zukommt, was kurzweilig einen sehr elliptischen Krater entstehen lässt. Bereits im frühen Stadium der Exkavationsphase wird die Elliptizität dieser Kraterhohlform jedoch durch einen radialsymmetrischen, stoßwelleninduzierten Exkavationsfluss reduziert. Das Resultat ist ein ***moderat elliptischer Krater***, der aufgrund des hohen Anteils der stoßwelleninduzierten Kompression am Exkavationsprozess relativ tief ist (siehe dazu auch Abb. 12.8, rechts).

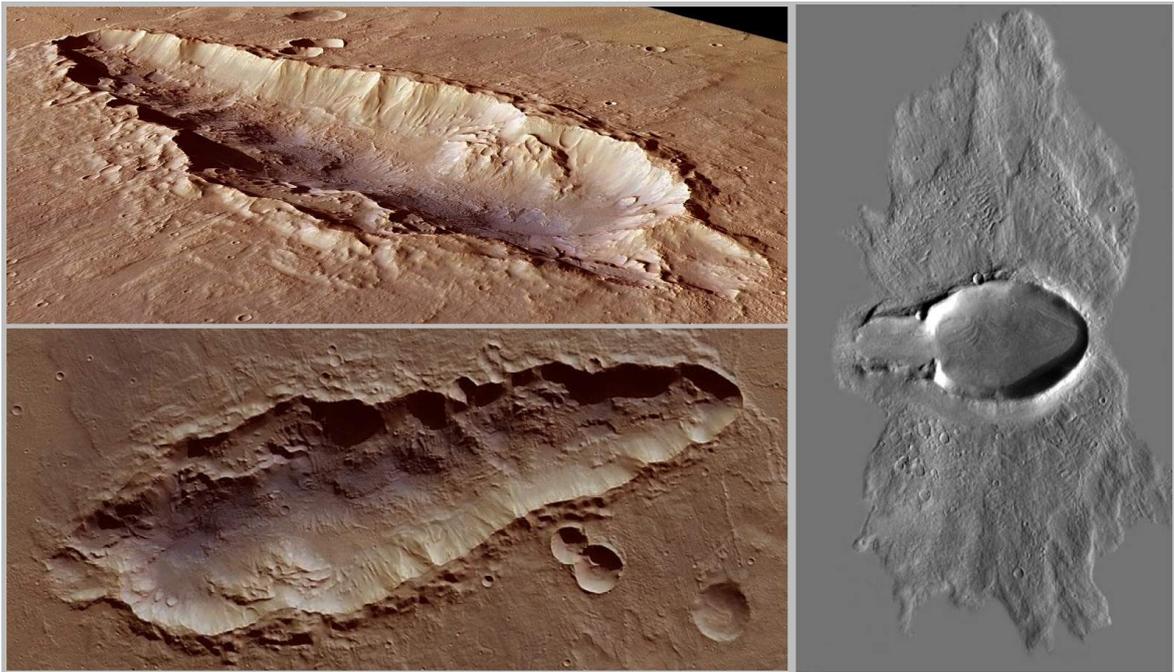
## Streifschuss-Regime (*grazing regime*)

Bei Einschlägen, die nahezu parallel zur Oberfläche verlaufen ( $\alpha=5^\circ$  in Abb. 12.7c), dringt das Projektilmaterial kaum in den Untergrund ein.

Aufgrund des flachen Einschlagwinkels und der daraus resultierenden geringen Eindringtiefe des Projektils kann nur ein kleiner Teil der Einschlagenergie in den Untergrund transferiert werden (siehe dazu auch Kap. 10.3ff). Dies führt zu einer geringeren Amplitude der Stoßwellendrucke (siehe dazu auch Abb. 12.11). Wie anhand der Farbgebung der Projektiltracer in Abb. 12.7c (links) zu erkennen ist, erfährt nur ein Teil des Projektils Drücke, die das *HEL* überschreiten. Frühe Reflexionen von Stoß- und Entlastungswelle im Projektil verhindern eine plastische Deformation des Körpers im oberen Bereich. Der starke Druckgradient im Projektil lässt vermuten, dass es zu einer Fragmentierung oder gar "Köpfung" des Projektils kommen könnte. Dabei wird der untere Teil des Projektils durch Reibung entlang des Untergrunds abgebremst, während der obere Teil sich loslöst und – nahezu unbeeinflusst in seiner Geschwindigkeit – seinen Weg fortsetzt. Genauere Aussagen dazu sind ohne die Berechnung und Analyse von Scher- und Zugspannungsbrüchen allerdings nicht möglich.

Obwohl innere Reibung den kritischen Winkel nicht nennenswert beeinflusst (siehe Kap. 12.2.1 und Abb. 12.3), könnten Reibungseffekten in diesem speziellen Szenario dennoch eine wichtige Rolle zukommen. Durch die Bewegung des Projektils entlang der Oberfläche entsteht Reibung und somit Wärme. Diese kann ein (partielles) Aufschmelzen des Projektils oder oberflächennahen Materials verursachen. Ob die Reibungseffekte jedoch zu einer nennenswerten Änderung der Gesamtrheologie führen und somit die Kraterentstehung deutlich beeinflussen, bleibt noch zu untersuchen.

Da das Projektil in diesem Fall kaum in den Untergrund eindringt, wird nur ein sehr geringer Anteil an Energie in den Untergrund übertragen. Dies ist auch an den Druckisobaren erkennbar, die in Abb. 12.7c (links) ein kleineres Volumen aufspannen als in den beiden anderen Regimen. Die Stoßwelle breitet sich, vor allem mit der Richtung des Einschlages, langsamer aus, als dies bei moderateren Einschlagwinkeln der Fall ist. Der resultierende stoßwelleninduzierte Anteil am Exkavationsfluss ist nicht stark genug, um die initiale elliptische Kraterform (siehe "*Ricochet-Regime*", oben) deutlich zu überprägen, so dass ein ***sehr elliptischer und flacher Krater*** entsteht. Ein Beispiel für diesen Typus von Impaktkratern ist in Abbildung 12.8 (links) aufgeführt.



**Abbildung 12.8.** – Beispiele elliptischer Krater auf dem Mars.

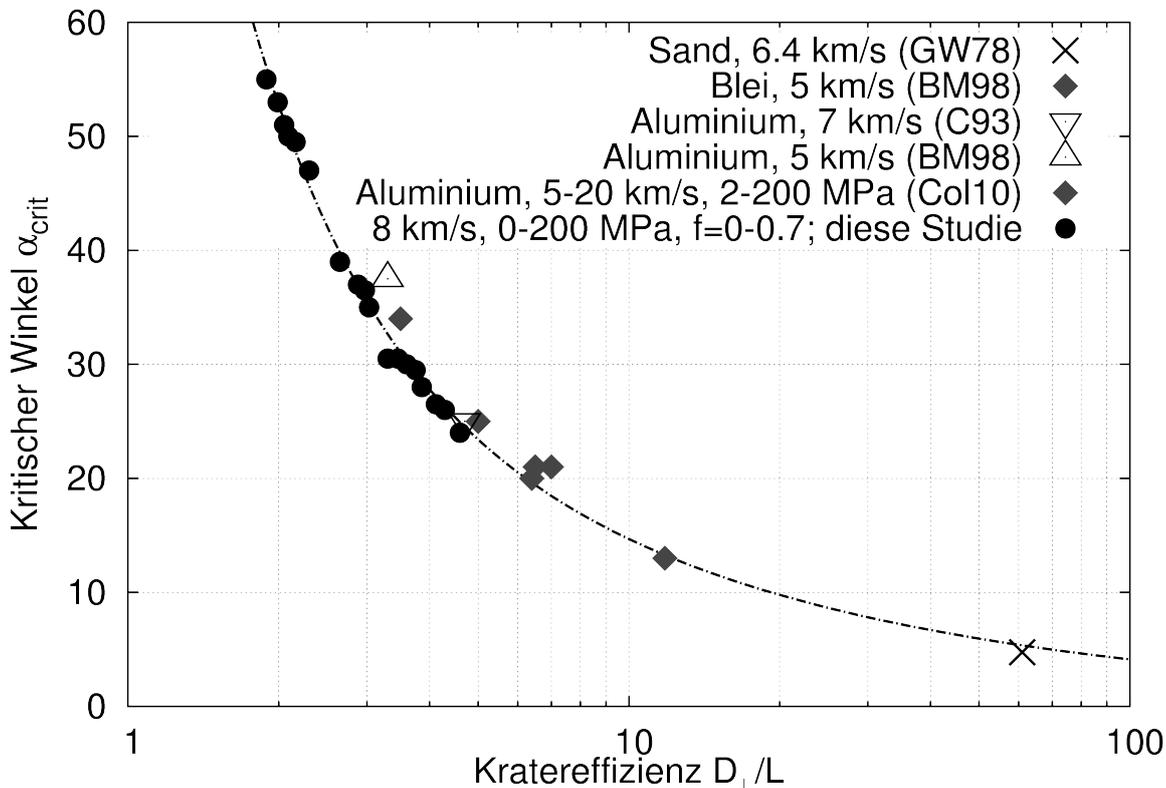
**links:** Dieser sehr elliptische Krater (südlich des Huygens-Kraters, 21°S / 55°E) ist durch einen extrem flachen Einschlag (Streifschuss-Regime; siehe Abb. 12.7c) entstanden (©ESA/DLR/FU-Berlin, G. Neukum).

**rechts:** Dieser Krater auf dem Mars ist das Resultat eines Einschlags im *Ricochet-Regime*. Er zeigt ein deutliches *butterfly-pattern* sowie eine, durch die Bewegung des Projektils hervorgerufene sekundäre Vertiefung (©NASA/JPL/ASU, Bild-Mosaik von Emily Lakdawalla).

### 12.3. Diskussion

Es konnte gezeigt werden, dass der kritische Winkel  $\alpha_{crit}$ , unter dem elliptische Krater erstmals entstehen, mit der Einschlagenergie (bzw. Größe, Geschwindigkeit und Dichte des Projektils) leicht abnimmt (Kap. 12.2.1f; siehe auch Collins et al. [2009, 2011]). Eine Erklärung dafür könnte folgende sein: Je weniger Energie in den Untergrund übertragen wird (und somit für die stoßwelleninduzierte Exkavation zur Verfügung steht), desto kleiner wird das Verhältnis zwischen Krater- und Projektilgröße und desto weniger kann der Impakt durch eine Punktquelle (siehe Kap. 10.1.2) beschrieben werden [siehe dazu auch Elbeshausen et al., 2009]. Bei sehr flachen Einschlagswinkeln kommt vielmehr der Bewegung des Projektils eine besondere Bedeutung zu. Massenverdrängung und Reibungseffekte durch die Bewegung des Projektils entlang der Oberfläche sind die Ursache für die Entstehung der in Abbildung 12.2 und 12.7 aufgezeigten flachen Strukturen *downrange* des Kraters (siehe dazu auch Kapitel 12.2). Bei diesen Prozessen kommt dem Impulsübertrag des Projektils an den Untergrund eine größere Bedeutung zu, wodurch die Massenverdrängung während dieser sehr frühen Phase des Kraterbildungsprozesses zu einem wichtigen Mechanismus wird.

Zudem konnte die Abhängigkeit des kritischen Winkels von den Materialeigenschaften (hier: Reibungskoeffizient und Kohäsion) quantifiziert werden. Während der Koeffizient der inneren Reibung keinen signifikanten Einfluss auf den kritischen Winkel zeigt, konnte die Kohäsion als eine bedeutende Materialeigenschaft für die Entstehung elliptischer Krater identifiziert werden.



**Abbildung 12.9.** – Der kritische Winkel zur Entstehung elliptischer Krater in Abhängigkeit von der Kratereffizienz ( $D(90^\circ)/L$ ;  $D$ =Kraterdurchmesser,  $L$ =Projektildurchmesser). Neben den Ergebnissen dieser Studie (Col10=Collins et al. [2011]) sind auch Resultate von Laborexperimenten aufgeführt (GW78=Gault und Wedekind [1978]; BM98=Burchell und Mackay [1998]; C93=Christiansen et al. [1993]).

Jeder der o.g. Parameter beeinflusst zudem auch die Kratereffizienz, hier definiert als das Verhältnis zwischen Kraterdurchmesser  $D$  und Projektildurchmesser  $L$  (siehe Kap. 10). Somit könnten die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse eine Vermutung von Bottke et al. [2000] bestätigen, nach der zwischen der Entstehung elliptischer Krater und der Kratereffizienz ein direkter Zusammenhang besteht. Abbildung 12.9 zeigt den kritischen Winkel als Funktion der Kratereffizienz. Da diese jedoch wiederum eine Funktion des Einschlagwinkels ist (siehe dazu Kap. 10), wurde hier stets die Kratereffizienz des zugehörigen vertikalen Einschlags verwendet, also  $D_{\perp}/L$ . Datengrundlage lieferten neben den vorgestellten Simulationsrechnungen auch Laborexperimente von Einschlägen in Sand [Gault und Wedekind, 1978], Aluminium [Burchell und Mackay, 1998; Christiansen et al., 1993] und Blei [Burchell und Mackay, 1998]. Somit sind nicht

nur unterschiedliche Kraterdimensionen, sondern auch sämtliche Regime (von der schwerkraftdominierten bis zur festigkeitsdominierten Kraterentstehung, siehe dazu auch Kapitel 3.2) berücksichtigt worden. Abbildung 12.9 zeigt, dass  $\alpha_{crit}$  als Funktion der vertikalen Kratereffizienz  $D_{\perp}/L$  einem eindeutigen Trend folgt - unabhängig von den Materialeigenschaften, der Einschlaggeschwindigkeit oder der Projektilgröße. Eine Regressionsanalyse zeigt, dass dieser empirische Zusammenhang durch die Funktion

$$\alpha_{crit} = 45 \left( \frac{D_{\perp}}{L} \right)^{-0.52} + 77 \left( \frac{D_{\perp}}{L} \right)^{-1.85} \quad (12.2)$$

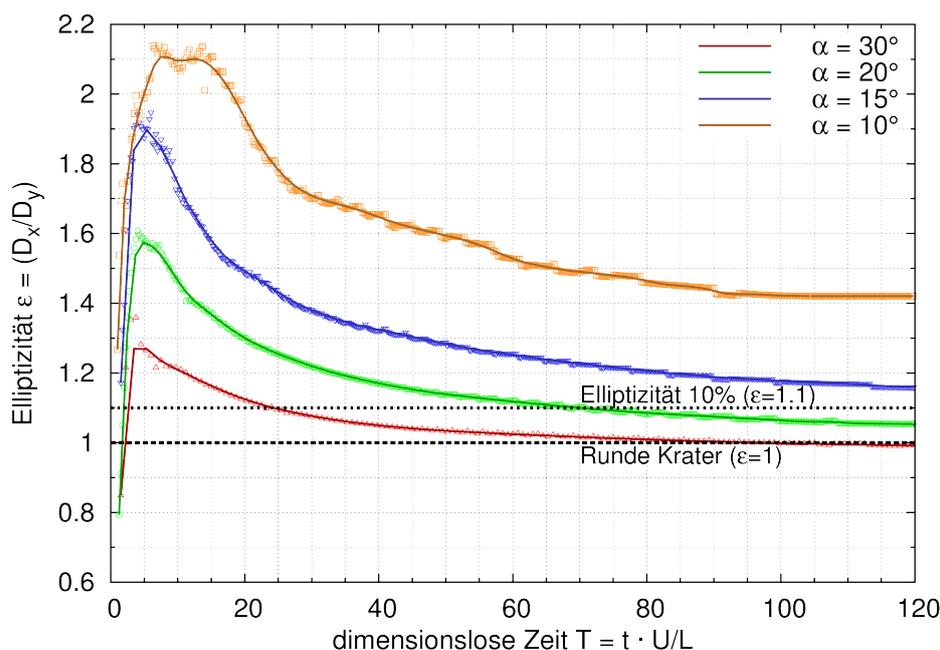
beschrieben werden kann. Die numerischen Ergebnisse stimmen sehr gut mit den im Labor gewonnenen experimentellen Daten überein. Zudem ist erkennbar, dass dieser Trend unabhängig vom Kraterbildungs-Regime zu sein scheint. Die in Abb. 12.9 dargestellten Ergebnisse scheinen zunächst der in Kapitel 12.2.2 präsentierten Erkenntnis zu widersprechen, der Reibungskoeffizient habe keinen erkennbaren Einfluss auf die Entstehung elliptischer Krater (siehe Seite 196 und Abb. 12.3) – zumal in den Kapiteln 10.3.2f eindeutig belegt wurde, dass der Reibungskoeffizient die Kratereffizienz beeinflusst. Hier ist allerdings zu berücksichtigen, dass die Kratereffizienz in Abb. 12.9 durch den skalierten Durchmesser und nicht wie in Kap. 10 durch das skalierte Volumen ausgedrückt wird. Bereits in Abb. 10.3 auf S. 155 wird deutlich, dass ein höherer Reibungskoeffizient zwar zu signifikant flacheren Strukturen führt, der Kraterdurchmesser jedoch nur unwesentlich abnimmt. Somit stehen die Erkenntnisse aus den Abbildungen 12.9 und 12.3 nicht in einem Widerspruch, sondern bestätigen vielmehr die bisherigen Ergebnisse aus Kapitel 10.

Es sei an dieser Stelle darauf hinzuweisen, dass der Einfluss der Porosität eines Materials in dieser Arbeit nicht berücksichtigt wurde. Sowohl numerische Studien [Wünnemann et al., 2006, 2008] als auch Laborexperimente [Housen und Holsapple, 2003] vertikaler Einschläge belegen, dass Porosität zu einer Verringerung der Kratereffizienz führt. Stimmt die oben vorgestellte Vermutung, der kritische Winkel werde einzig durch die Kratereffizienz bestimmt, müssten demnach Einschläge in poröses Gestein bereits bei weniger flachen Winkeln zu elliptischen Kratern führen. Laborexperimente lassen erkennen, dass die Elliptizität von Kratern in porösen Materialien (unter ansonsten gleichen Bedingungen) größer ist [Gault und Wedekind, 1978] und scheinen somit diese Vermutung zu bestätigen. Da unter Laborbedingungen die Porosität allerdings meist nicht unabhängig von der Festigkeit (v. a. Kohäsion) eines Materials variiert werden kann, sind zur endgültigen Verifizierung weitere numerische Studien zum Einfluss der Porosität erforderlich.

## Kraterentstehung - ein neuer Erklärungsversuch

Durch diese Studie konnte dargelegt werden, dass der Übergang von runden zu elliptischen Kratern mit einer zunehmenden Bedeutung des Impulses einhergeht. Bei moderat schrägen Einschlägen kommt diesem keine wesentliche Bedeutung zu, wenn es um die generelle Form des Kraters geht. Hier wird die Energie (analog zu einer Punktquelle) symmetrisch abgegeben, so dass eine kreisrunde Kraterform entsteht (siehe dazu auch Kap. 10.1.1 und insbesondere Abb. 11.2 auf S. 175). Auch die Erkenntnis, dass der Abstand zwischen Kraterzentrum und Einschlagpunkt  $d_{hor}$  eine Funktion des Einschlagwinkels ist (Abb. 12.6), spricht für eine radialsymmetrische, **von einem Punkt ausgehende Energieabgabe** und stützt zunächst die Vorstellung einer statischen Punktquelle [z. B. Papadopoulos, 1963, siehe auch Kap. 10]. Dieses Modell impliziert jedoch die Entstehung runder Kraterstrukturen; die Bildung elliptischer Krater ist mit diesem Ansatz nicht zu erklären.

Je flacher der Einschlagwinkel wird, desto wichtiger wird der Einfluss des Impulses und desto mehr ändert sich auch die Form des Energietransfers. Wie in Abbildung 12.6a zu sehen ist, findet dieser Wechsel vergleichsweise abrupt statt und äußert sich darin, dass der horizontale Abstand zwischen Einschlagpunkt und geometrischem Kraterzentrum unabhängig vom Einschlagwinkel wird. Der Winkel, unter dem diese Veränderungen im Entstehungsmechanismus von Einschlagskratern erstmalig beobachtet werden können, leitet das oben beschriebene *Übergangsregime* ein.

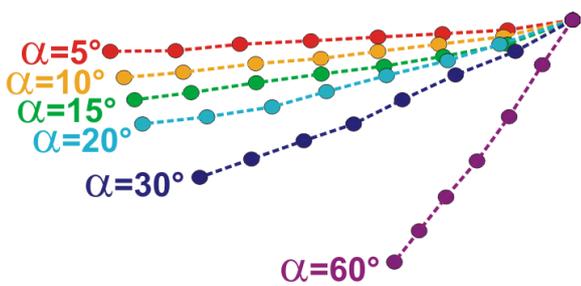
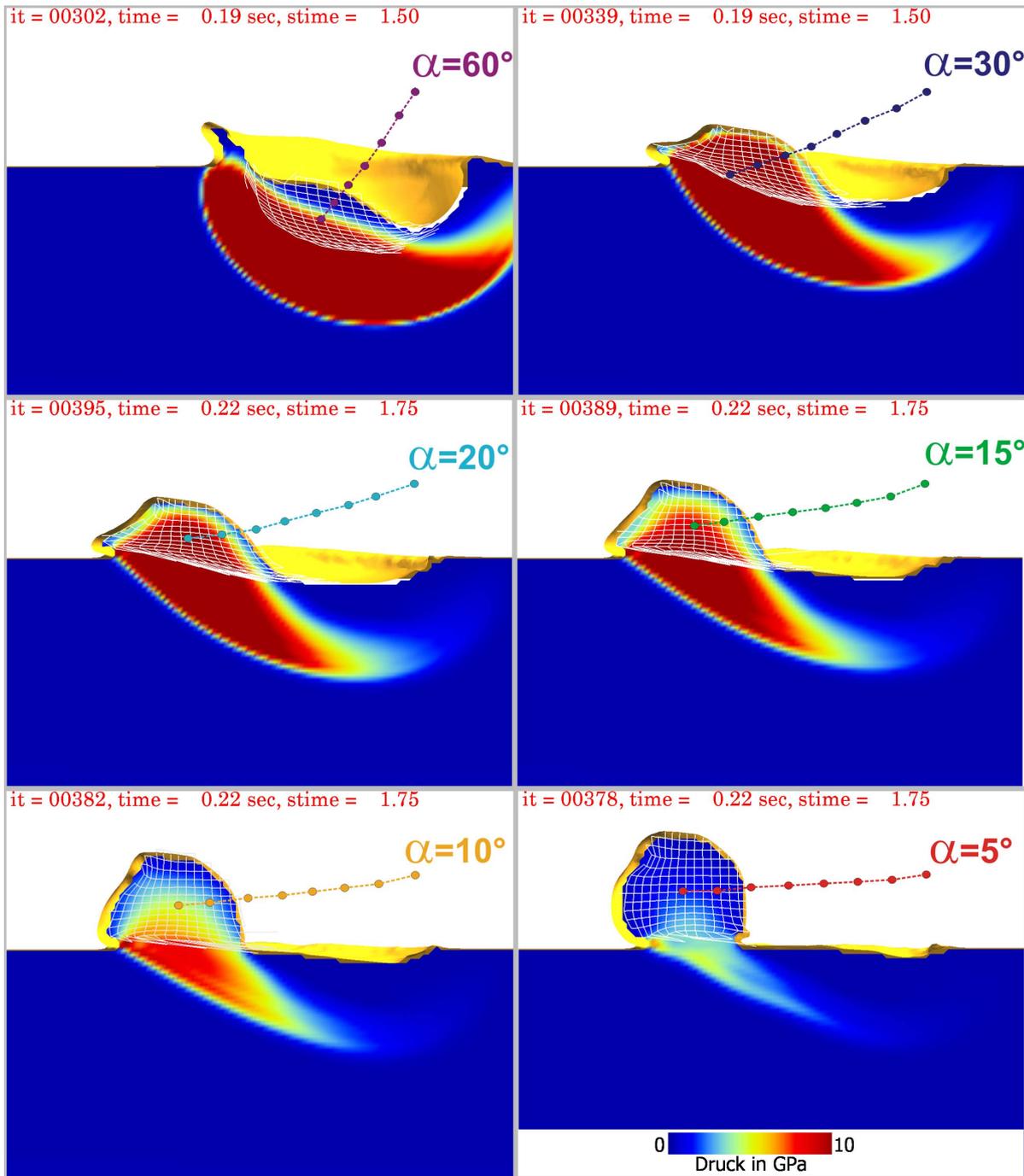


**Abbildung 12.10.** – Zeitliche Entwicklung der Elliptizität eines Kraters (Projektildurchmesser  $L=1$  km, Reibungskoeffizient  $f=0.3$ , keine Kohäsion).

Abbildung 12.10 zeigt die zeitliche Entwicklung der Kraterform (hier durch die Elliptizität  $\varepsilon$  beschrieben) nach Einschlägen unter Winkeln von  $30^\circ$ - $10^\circ$ . Für alle Einschlagwinkel ist zu erkennen, dass zunächst eine sehr elliptische Kraterform entsteht, nach Erreichen der maximalen Elliptizität in der frühen Exkavationsphase nimmt die Elliptizität zusehends ab. Während bei  $\alpha=30^\circ$  und auch im *Übergangsregime* (hier:  $\alpha=20^\circ$ ) letztendlich ein annähernd runder Krater entsteht, ist im *Ricochet-Regime* (hier:  $\alpha=10^\circ$ ) die Ausbildung eines deutlich elliptischen Kraters erkennbar. Das Konzept einer statischen Punktquelle hat hier also keine Gültigkeit mehr. Die elliptische Form in der Frühphase der Kraterentstehung lässt vielmehr auf eine **Energieabgabe entlang der Trajektorie** schließen. Somit sind für eine mathematische Beschreibung der Kratergenese die Konzepte einer sich bewegenden Punktquelle [*moving point-source*, siehe z. B. Rosenthal, 1946; Anderson und Schultz, 2006] oder eine Linienquelle (*line source*) angemessener.

Ausgehend von den hier vorgestellten Ergebnissen wird im Folgenden ein neues Modell zur Kraterentstehung vorgestellt, das auf beliebige Einschlagwinkel anwendbar ist. Dieses Konzept kombiniert den Ansatz einer statischen Punktquelle mit dem einer beweglichen Punktquelle.

Beginnend mit dem ersten Kontakt zwischen Projektil und Untergrund entstehen Stoßwellen, die sich nicht nur im Zielgestein, sondern auch im Projektil ausbreiten. Treffen diese auf eine freie Oberfläche (wie z. B. die Rückseite des Projektils), so entstehen Entlastungswellen, die den Druck unter Beschleunigung der Oberflächenschicht entlasten [Maecker, 1953], in den Untergrund zurücklaufen und zu einer Exkavation der Kraterhohlform führen (für eine detailliertere Beschreibung sei auf Kap. 3.2 und die dort angegebenen Referenzen verwiesen). Treffen die Stoßwellen allerdings auf eine Grenze zweier ähnlicher Materialien, wie der Grenze zwischen Projektil und dem Zielgestein, so kommt es hingegen zu Beugungsphänomenen [siehe z. B. Zóltak und Drikakis, 1998; Srivastava, 1962] und die Energie wird größtenteils an das zweite Medium transmittiert. Abbildung 12.11 verdeutlicht, dass mit abnehmendem Einschlagwinkel das Projektil weniger tief in den Untergrund eindringt. Der Energietransfer erfolgt somit zunehmend dichter an der Oberfläche. Zudem erfährt das Projektil mit sinkendem Einschlagwinkel weniger Widerstand durch den Untergrund. Der Körper wird somit weniger stark abgebremst, was an der längeren Trajektorie des Projektils zu erkennen ist. Je weniger Widerstand allerdings zwischen Projektil und Untergrund herrscht, desto ineffizienter wird auch die Energieabgabe.



**Abbildung 12.11.** – Bewegungen des Projektils in der Frühphase der Kraterentstehung. Die Punkte markieren die Trajektorie des Projektilzentrums zu verschiedenen Zeitschritten. Oben: Die Schnittfläche zeigt den Druck in einem Wertebereich von 0...10 GPa. Die Tracker des Projektils sind zu einem Netz verbunden, um Verformungen zu visualisieren. Links: Die Projekttilbewegung für unterschiedliche Winkel im direkten Vergleich.

Bei einem Einschlagwinkel von  $30^\circ$  dringt das Projektil vergleichsweise tief in den Untergrund ein, wird stark abgebremst und transferiert dadurch einen erheblichen Teil seiner kinetischen Energie in das Zielgestein, was an der Druckverteilung in Abbildung 12.11 erkennbar ist. Ein flacher Einschlagwinkel hingegen erfährt nur einen geringen Widerstand durch den Untergrund und wird daher weniger stark abgebremst, so dass ein großer Teil der kinetischen Energie zunächst für die Bewegung des Projektils aufrecht erhalten wird. Während der Bewegung entlang der Oberfläche wird daher nur wenig Energie abgegeben. Der Transfer erfolgt zudem entlang einer deutlich längeren Trajektorie, so dass ein sehr elliptischer und flacher Krater entsteht.

Im weiteren Verlauf der Kontakt- und Kompressionsphase wird die Bewegung des Projektils abgebremst, da zunehmend mehr Energie dissipiert wurde oder in den Exkavationsfluss übergegangen ist. Sobald die Entlastungswelle den gesamten Projektilkörper durchlaufen hat und in den Untergrund eindringt, steht dem Projektil keine kinetische Energie mehr zur Verfügung<sup>2</sup>. Die Bewegung des Projektils ist dadurch weitgehend beendet und der verbliebene Teil der Energie des Einschlags wird mit der Entlastungswelle in Exkavationsenergie umgewandelt. Der nachfolgende Prozess kann somit durch eine statische Punktquelle erklärt werden. Es kommt zu einer radialsymmetrischen Ausbreitung der Spannungs- und Entlastungswellen im Zielgestein und somit zu einer symmetrischen Exkavation. Diese modifiziert die anfänglich elliptische Kraterstruktur. Ist die Energie, die mit dem Ende der Kontakt- und Kompressionsphase in den Untergrund transferiert wird, ausreichend groß, überprägt der Exkavationsfluss die anfänglich elliptische Struktur und ein runder Krater entsteht (siehe auch Abb. 12.10 und Abb. 12.1). Befindet sich das Detonationszentrum der statischen Punktquelle allerdings sehr dicht an der Oberfläche (z. B. bei sehr flachen Einschlagwinkeln, geringer Einschlagenergie oder hoher Festigkeit des Untergrundes), so dissipiert ein großer Teil der Energie in die Atmosphäre und steht der Exkavation der Kraterhohlform nicht mehr zur Verfügung. Der verbliebene Exkavationsfluss, der auf die statische Punktquelle zurückgeht, reicht dann möglicherweise nicht aus, um die elliptische Kraterhohlform komplett zu überprägen. Es findet lediglich ein Rückgang der Elliptizität des Kraters statt, wie in Abb. 12.10 zu erkennen ist.

---

<sup>2</sup>Ausnahme: Fragmente des Projektils, die durch eine Druckentlastung an der Oberfläche (*Spallation*) entstanden sind, werden mit hoher Geschwindigkeit fortgeschleudert. Diese Fragmente tragen allerdings nicht zur Exkavation bei.

## 12.4. Zusammenfassung

Obwohl nur etwa 5% Prozent aller Einschlagskrater auf planetaren Oberflächen eine elliptische Form aufweisen [siehe z. B. Schultz und Lutz-Garihan, 1982; Bottke et al., 2000], ist die Entstehung dieser seltenen Kraterformen von nicht zu unterschätzender Bedeutung: Die elliptische Kraterstruktur lässt nämlich einen anderen Mechanismus der Kraterentstehung vermuten, als dies bei moderaten oder gar vertikalen Einschlägen der Fall ist. Ein besseres Verständnis der Entstehung elliptischer Krater und vor allem des Übergangs von runden zu elliptischen Kraterstrukturen kann somit dazu beitragen, den Bildungsprozess von Einschlagskratern insgesamt besser zu verstehen.

In diesem Kapitel wurden Ergebnisse einer umfangreichen Studie vorgestellt, die neben dem Einfluss des Einschlagwinkels auf die Form eines Kraters und dessen Entstehungsmechanismus auch die Rolle von Materialeigenschaften (hier: Reibungskoeffizient und Kohäsion), Einschlaggeschwindigkeit und Projektilgröße veranschaulicht. Die wesentlichen Ergebnisse sind im Einzelnen:

1. Eine niedrigere Einschlaggeschwindigkeit, ein kleineres Projektil oder ein weicherer Untergrundmaterial begünstigen die Entstehung elliptischer Krater.
2. Der kritische Winkel  $\alpha_{crit}$ , unter dem elliptische Krater erstmals entstehen können, wird durch die Kratereffizienz (hier definiert als das Verhältnis zwischen Kraterdurchmesser und Projektildurchmesser) bestimmt.
3. Der Übergang von kreisrunden zu elliptischen Kraterformen kann in drei verschiedene Regime unterteilt werden. Mit abnehmendem Einschlagwinkel kommt dem Impuls mehr Bedeutung zu. Das Projektil dringt weniger tief in den Untergrund ein und erfährt daher immer niedrigere Drücke. Dadurch kommt es zu einer Abnahme der Entfestigung des Projektils [Pierazzo und Crawford, 1998] und einer beginnenden Frakturierung des Impaktors. Im Fall sehr flacher Einschlagswinkel kann dies sogar zu einer Köpfung des Projektils führen.

4. Basierend auf den Erkenntnissen zur Entstehung elliptischer Krater konnte ein Modell zur Kratergenese entwickelt werden, das auf beliebige Einschlagwinkel anwendbar ist. Die Entstehung von Impaktkratern kann beschrieben werden durch
- a) eine Energieabgabe entlang der Trajektorie des Projektils in der Frühphase (meist ausschließlich Kontakt- und Kompressionsphase) der Kraterentstehung (*“bewegliche Punktquelle”*) und
  - b) eine von einem Punkt ausgehende, kreisförmige und symmetrische Energieabgabe im Anschluss daran (*“statische Punktquelle”*).

Ob der anfänglich elliptische Krater durch letztere Form des Energietransfers in eine runde Kraterstruktur überführt werden kann, wird durch die nach der Kontakt- und Kompressionsphase verbliebene Menge an Energie bestimmt.

Vertikale Einschlagprozesse sind bereits in numerischen und experimentellen Studien intensiv untersucht worden. Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die Auswirkungen moderat schräger Einschläge auf die Kraterentstehung, Morphometrie und Morphologie erläutert wurden, konnte mit den hier gewonnenen Erkenntnissen zu sehr flachen Einschlägen und der Entwicklung elliptischer Krater ein wichtiger Beitrag geliefert werden, der ein umfassenderes und globales Verständnis der Kratergenese ermöglicht.



## Zusammenfassung Teil II

Aufgrund der hohen technischen Anforderungen von schrägen Einschlagexperimenten, sowohl im Labor als auch bei numerischen Simulationen (3D Berechnungen), wurde bislang fast ausschließlich der äußerst seltene Spezialfall eines vertikalen Einschlags untersucht. Da Meteoriteneinschläge auf planetaren Oberflächen jedoch fast ausschließlich unter einem schrägen Einschlagwinkel stattfinden, waren vor Anfertigung dieser Arbeit zahlreiche Fragen offen:

- Inwiefern können die bisherigen Erkenntnisse vertikaler Impakte auch auf schräge Einschlagprozesse übertragen werden? Wo unterscheidet sich die Kratergenese nach einem schrägen Einschlag von der eines vertikalen, und wo gibt es Gemeinsamkeiten? Was ist der Mechanismus der Kraterentstehung nach schrägen Einschlägen und ändert sich dieser mit dem Einschlagwinkel?
- Unterscheidet sich ein Krater nach einem schrägen Einschlag von dem eines vertikalen in Form, Größe oder Struktur? Ist es möglich, den Einschlagwinkel oder die Flugbahn des Projektils an einem Krater abzulesen? Wann entstehen runde, wann elliptische Krater?
- Welcher Bedeutung kommen die Materialeigenschaften des Untergrunds bei schiefwinkligen Impaktprozessen zu?

Es konnte bereits gezeigt werden, dass der im ersten Teil dieser Arbeit entwickelte Programmcode *iSALE-3D* effizient genug ist, um eine Vielzahl dreidimensionaler Simulationen der gesamten Kraterentstehung durchzuführen. In den vorangegangenen Kapiteln konnte somit erstmals eine umfassende Studie zu Bedeutung, Auswirkungen und Dynamik schräger Einschlagprozesse vorgenommen werden.

So konnte **der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße** quantifiziert werden. Die Größe eines Kraters, insbesondere sein Volumen, nimmt mit dem Einschlagwinkel sinusförmig ab. Die Studien zeigten sehr deutlich, dass diese Abnahme nicht in allen Materialien gleichermaßen stark geschieht. Es wurde festgestellt, dass der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße mit zunehmender Festigkeit (hier repräsentiert durch den Koeffizienten der inneren Reibung) an Bedeutung gewinnt. Mit dieser Erkenntnis kann auch die

Datierung planetarer Oberflächen verbessert werden, bei der bislang ein materialunabhängiger Einfluss des Einschlagwinkels angenommen wurde. Die Studie zeigte zudem, dass die mathematische Beschreibung der Kraterentstehung durch die Annahme einer Punktquelle auch für moderate Einschlagwinkel ( $>30^\circ$ ) gültig ist.

Dies erklärt auch, warum – trotz schräger Einschlagwinkel – meist ausschließlich kreisrunde Kraterstrukturen beobachtet werden. Um einen Krater mit der Energie des zugehörigen Einschlagprozesses in Verbindung zu bringen, ist die Rekonstruktion des Einschlagwinkels von entscheidender Bedeutung. Somit wurde auch **die Morphologie von Kratern nach schrägen Einschlägen** untersucht. Die zentrale Frage lautet hier

Gibt es eindeutige Merkmale in Kratern, die auf den Einschlagwinkel oder die Trajektorie des Projektils schließen lassen?

Die in Kapitel 11 erläuterten Studien konnten bestätigen, dass die räumliche Verteilung der Auswurfmassen ein eindeutiges Merkmal eines schrägen Einschlags darstellt. Ist die *Ejektadecke* jedoch nicht gut erhalten, könnte die oberflächennahe Stratigraphie (insbesondere der Grad der Überkippung der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten) zur Abschätzung des Einschlagwinkels verwendet werden. In der Fachliteratur wurde bislang kontrovers diskutiert, ob Asymmetrien im Zentralberg [z. B. Poelchau, 2010; Ekholm und Melosh, 2001; Scherler et al., 2006; Kenkmann und Poelchau, 2009] oder gar die Position der zentralen Aufwölbung innerhalb eines Kraters [siehe z. B. Schultz, 1992; Schultz und Anderson, 1996; Ekholm und Melosh, 2001; McDonald et al., 2008] zur Bestimmung der Trajektorie verwendet werden können. Daher wurde hier eine umfangreiche Studie durchgeführt, mit der die Entwicklung des Zentralberges, seiner Position und möglicher Asymmetrien detailliert untersucht werden konnte. Es zeigte sich, dass an der Entstehung eines Zentralberges drei verschiedene Massenflüsse beteiligt sind:

1. Ein starker, aufwärts gerichteter Massenfluss, der seinen Ursprung unterhalb des tiefsten Punktes des transienten Kraters hat. Diese Massenbewegung wird – unabhängig vom Einschlagwinkel – zur dominierenden Kraft und resultiert in einer symmetrischen stratigraphischen Erhebung tief unterhalb der sichtbaren Zentralbergstruktur.
2. Ein in das Kraterzentrum gerichteter azimuthaler Massenfluss in den oberflächennahen Bereichen. Dieser wird durch Massenausgleichsprozesse infolge des Anhebens des Kraterbodens verstärkt.

3. Ein lateraler Materialtransport, z. B. durch abrutschendes Material oder ein Absenken oberflächennaher Bereiche.

Es konnte festgestellt werden, dass die resultierende Form des Zentralbergs insbesondere von der zeitlichen Abfolge abhängt, in der die o. g. Prozesse einsetzen. Diese ergeben sich aus einem komplexen Zusammenwirken verschiedener Parameter, wie dem Einschlagwinkel, der Kratergröße, der Schwerebeschleunigung und unterschiedlichen Materialeigenschaften. So kann erklärt werden, warum selbst systematische Untersuchungen an Kraterstrukturen bislang keinen Zusammenhang zwischen Einschlagrichtung bzw. Einschlagwinkel und der Struktur oder Position eines Zentralbergs finden konnten.

Sehr schräge Einschläge resultieren in elliptischen Kratern. Wie diese jedoch genau entstehen und welchem Entstehungsmechanismus diese Krater unterliegen, war bislang noch ungeklärt. Diese Fragen wurden abschließend in Kapitel 12 untersucht, in dessen Fokus der **Übergang von runden zu elliptischen Kratern** steht. Die Simulationsrechnungen ergaben, dass die Entstehung elliptischer Krater durch eine niedrige Einschlaggeschwindigkeit, ein kleines Projektil oder ein weiches Untergrundmaterial begünstigt wird. Dabei zeigte sich, dass der kritische Winkel zur Entstehung elliptischer Krater durch die Kratereffizienz (hier definiert als das Verhältnis zwischen Kraterdurchmesser und Projektildurchmesser) bestimmt wird. Der Übergang von runden zu elliptischen Kraterstrukturen kann durch drei Regime charakterisiert werden. Mit sinkendem Einschlagwinkel gewinnt der Impuls zunehmend an Bedeutung. Das Projektil dringt weniger tief in den Untergrund ein und erfährt daher immer niedrigere Drücke. Dies führt zu einer Abnahme der Entfestigung des Projektiles [Pierazzo und Crawford, 1998] und zu einer beginnenden Frakturierung des Impaktors. Im Fall sehr flacher Einschlagwinkel kann dies sogar zu einer Köpfung des Projektiles führen.

Basierend auf den in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen zur Entstehung elliptischer Kraterstrukturen konnte erstmals ein Modell zur Kratergenese entwickelt werden, das für beliebige Einschlagwinkel gültig ist.



**Teil III.**

**Fazit**



Kollisionen, insbesondere Einschläge von Meteoriten, Kometen oder Asteroiden, gehören zu den wichtigsten Prozessen im Universum. Das Studium dieser Prozesse verbessert maßgeblich unser Verständnis der Entwicklung unseres Sonnensystems und seiner Körper, der thermodynamischen Vergangenheit der Planeten sowie der Entstehung und Entwicklung von Leben. Experimenten – sowohl im Labor als auch am Computer (*numerische Simulationen*) – kommt dabei eine besondere Bedeutung zu. Sie tragen wesentlich dazu bei, die dynamischen Prozesse während eines Meteoriteneinschlags zu verstehen.

Aufgrund der hohen technischen Anforderungen dieser Experimente, sowohl im Labor als auch in der Simulation, wurden dabei bisher fast ausschließlich vertikale Einschläge untersucht. Dabei ist schon lange bekannt, dass in der Natur nahezu alle Meteoriteneinschläge unter einem schrägen Einschlagwinkel stattfinden [Gilbert, 1893; Shoemaker, 1962]. Dieser beeinflusst die Flugbahn und die Verteilung des ausgeworfenen Materials, den Energie- und Wärmetransfer in den Untergrund sowie die Größe und Form eines Einschlagkraters [siehe z. B. Pierazzo und Melosh, 2000c]. In welchem Ausmaß dies geschieht und ob der Einschlagwinkel auch den Entstehungsmechanismus von Kratern beeinflusst, war allerdings vor der Anfertigung dieser Arbeit noch weitgehend ungeklärt. Einige der vielen offenen Fragen lauteten: Ist die Kraterentstehung nach einem schrägen Einschlag vergleichbar mit der nach einem senkrechten Einschlag? Inwiefern lassen sich also die Erkenntnisse aus den zweidimensionalen (vertikalen) Impaktsimulationen auf die wahrscheinlicheren schrägen Einschläge anwenden? Inwieweit ändern sich die Auswirkungen eines Einschlags auf die Umgebung (Zerstörung, Materialbelastung und -transport) mit dem Einschlagwinkel? Welchen Einfluss nimmt der Einschlagwinkel auf die Kratergenese, die Größe und Form des Kraters? Zur Beantwortung dieser und weiterer Fragen beizutragen, war die Hauptmotivation der hier präsentierten Studien.

Die numerische Behandlung schräger Impaktprozesse bedarf dreidimensionaler Simulationsrechnungen. Diese sind sehr rechenintensiv und stellen hohe Ansprüche an die Infrastruktur eines Rechners oder Rechenclusters. Daher konnten bislang nur vereinzelte dreidimensionale Rechnungen durchgeführt werden. Umfangreiche Parameterstudien zur Quantifizierung der Bedeutung des Einschlagwinkels und des Einflusses der Projektil- oder Materialeigenschaften

waren bisher technisch nur auf Großrechenanlagen und Supercomputern zu realisieren und sind daher bislang nicht durchgeführt worden. Zur erfolgreichen Durchführung dieser Studie waren somit zwei große Arbeitsschritte erforderlich, die in den zwei Teilen dieser Arbeit beschrieben wurden:

### 1. **Methodische Aspekte**

In Teil 1 wurde der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte, dreidimensionale Hydrocode *iSALE-3D* vorgestellt, der zur Beantwortung o. g. Fragestellungen erforderlich ist. Dabei wurde insbesondere auf methodische Aspekte eingegangen, die das Ziel hatten, die bislang sehr aufwändigen Simulationen rechenbar zu machen.

### 2. **Anwendung**

Der vorgestellte Simulationscode wurde anschließend verwendet, um die o. g. planetologischen Fragestellungen im Detail zu untersuchen. Die daraus gewonnenen Erkenntnisse wurden im zweiten Teil dieser Arbeit vorgestellt.

## **Methodische Aspekte (Teil 1)**

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit war zunächst die Entwicklung eines dreidimensionalen Simulationsprogramms, das effizient genug ist, um die erforderlichen Studien auch ohne den Einsatz von Supercomputern (d. h. in kleineren Rechenumgebungen wie z. B. Workstations oder Rechenclustern) zu ermöglichen. Das Resultat ist der explizite, auf finiten Differenzen in Euler'scher Betrachtungsweise basierende Hydrocode *iSALE-3D* [Elbeshausen et al., 2009; Elbeshausen und Wünnemann, 2011a], der einen Lagrange'schen Zwischenschritt mittels finiter Volumen durchführt, um die Energieerhaltungsgleichung effizient zu lösen. Durch die Verwendung von *Volume-Of-Fluid*-Verfahren [siehe z. B. Benson, 2002; Hirt und Nichols, 1981; Gueyffier et al., 1999] werden Materialgrenzen oder die freie Oberfläche rekonstruiert, ohne dabei die Massenerhaltung zu verletzen. Erst dies ermöglicht eine exakte Berechnung der Kratermorphologie.

Zur Entwicklung des Codes wurden verschiedene Strategien verfolgt, um die Rechenzeit und den Speicherbedarf zu verringern sowie die Flexibilität des Programms zu verbessern. Da heutige Rechnersysteme sehr unterschiedlich sind (Desktop-Rechner, Workstations, Rechencluster, Rechengrids, Großrechenanlagen und Supercomputer), wurden bei der Entwicklung des Codes adaptive Algorithmen verwendet, die sich automatisch an die vorhandene Infrastruktur anpassen. Somit kann auf allen Rechnersystemen eine optimale Rechengeschwindigkeit erzielt werden. Als Beispiel wurde in Kapitel 5 ein adaptives Verfahren zur Grenzflächenrekonstruktion vorgestellt. Dieses verwendet

ein *Level-Set-Verfahren* [Lorensen und Cline, 1987], um Abschätzungen für die Lage, Orientierung und die Krümmung der Grenzfläche in der aktuellen Zelle zu erhalten. Auf der Basis dieser Informationen wird dann für jede Zelle separat das zur Rekonstruktion der Grenzfläche geeignetste Verfahren ausgewählt, um so den bestmöglichen Kompromiss aus Rechenzeit und Genauigkeit zu erzielen. Dieses Verfahren führt zu einer Reduktion der Rechenzeit von ca. 20%, bei einer mehr als 40-fach höheren Genauigkeit als bei Verwendung des herkömmlichen *Youngs-PLIC-Verfahrens* [Youngs, 1982; Parker und Youngs, 1992].

Durch eine Parallelisierung des Codes mittels *Message Passing Interfaces* [MPI, Gropp et al., 1999] kann die Rechenlast (und falls erforderlich auch der Arbeitsspeicherbedarf) auf mehrere Rechenknoten verteilt werden. Es konnte gezeigt werden, dass sehr große und rechenintensive Simulationen auf mehr als 100 Prozessorkerne aufgeteilt werden können, ohne einen nennenswerten Verlust an Effizienz der Parallelisierung aufzuweisen.

Der Einsatz effizienter Datenstrukturen erlaubt eine hardwarenahe und somit schnelle Kommunikation zwischen der Simulation und dem Arbeitsspeicher. Eine Verwendung *abgeleiteter Datentypen*, die ihrerseits durch *Pointer* oder gar *Liststrukturen* miteinander verknüpft sind, führt zu einer 2,5-fach höheren Rechengeschwindigkeit als bei Verwendung der herkömmlichen mehrdimensionalen Felder (Matrizen). Auch der Arbeitsspeicherbedarf kann dadurch – je nach Simulationsszenario – signifikant reduziert werden.

Die Reduktion des Datenaufkommens war Ziel einer Studie zur Datenkompression. Aufgrund der heterogenen Struktur der einzelnen Datenfelder (unterschiedlich hoher Dynamikbereich und verschieden steile Gradienten) wurden gleich mehrere Algorithmen zur *in-memory*-Kompression der Daten herangezogen. Bei Verwendung des GNU-Zip-Algorithmus in Verbindung mit einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Wertebereichstransformation kann zum Beispiel das Datenvolumen auf ca. 3% eines vergleichbaren binären Datensatzes reduziert werden. Der dabei entstehende Kompressionsfehler ist etwa zwei Größenordnungen kleiner als bei Verwendung einer JPEG-Komprimierung [ISO/IEC 10918-1, 1992]. Die erzeugte Datei enthält neben den Simulationsergebnissen auch viele relevante Meta-Informationen, die mit Hilfe einer separaten Funktionsbibliothek einfach ausgelesen oder bearbeitet werden können.

Zur einfachen Auswertung und Darstellung der Simulationsergebnisse wurde zusätzlich die Visualisierungssoftware *VIMOD* entwickelt. Diese ermöglicht durch die Berechnung diverser Lichteffekte, den Einsatz von Texturen und die Verwendung unterschiedlicher Visualisierungstechniken eine realistische Darstellung der Krater. Eine *Plugin-Schnittstelle* erlaubt zudem die Kommunikation zwischen der Visualisierung und externen, benutzerspezifischen Programmen

(*Plugins*), so dass eine einfache Auswertung oder Konvertierung der Daten möglich wird.

Der vorgestellte Simulationscode wurde auch umfassend validiert. Advektionstests, der Vergleich mit Laborexperimenten [Davison et al., 2011] und den Ergebnissen anderer Codes [Pierazzo et al., 2008] sowie Skalierungsstudien [Elbeshausen et al., 2009] belegen, dass *iSALE-3D* für Szenarien auf einer großen Bandbreite räumlicher und zeitlicher Skalen sowie unterschiedlichster Geschwindigkeiten sehr gute Ergebnisse liefert.

Die hier erarbeiteten und vorgestellten Strategien ermöglichten die mit mehr als 2000 dreidimensionalen Simulationsrechnungen bislang umfangreichste Studie zu schrägen Meteoriteneinschlägen.

## Anwendung (Teil 2)

Mit dem im ersten Teil vorgestellten Softwarepaket konnte erstmals eine umfangreiche Arbeit zur Quantifizierung der Rolle des Einschlagwinkels bei der Entstehung von Meteoritenkratern erstellt werden. Somit konnten die komplexen Zusammenhänge zwischen dem Einschlagwinkel, den Eigenschaften des Untergrundmaterials und der Einschlagenergie hinsichtlich der Größe und Form eines Kraters beschrieben werden. Auch die Auswirkungen eines schrägen Einschlags auf den Kraterbildungsmechanismus, wie z. B. der Entstehung einer zentralen Aufwölbung oder der Ausbildung elliptischer Krater, wurden genauer untersucht.

### Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße

Zur Beurteilung der Folgen eines Einschlagprozesses auf die Umwelt ist es notwendig, die Einschlagenergie zu kennen. Da diese in erster Linie ausschlaggebend für die Größe des resultierenden Kraters ist, wird die Kratergröße oft zur Abschätzung der Einschlagenergie verwendet. Dies ist jedoch nur eine grobe Näherung, da neben der Einschlagenergie auch weitere Parameter, wie z. B. der Dichtekontrast zwischen dem Projektil und dem Zielgestein, die Festigkeit und Porosität der beteiligten Materialien oder die Schwerebeschleunigung, auf die Größe des Einschlagkraters Einfluss nehmen. Diese Zusammenhänge können anhand von Laborexperimenten [siehe z. B. Schmidt und Housen, 1987; Schmidt, 1977; Holsapple, 2009] und numerischen Simulationsrechnungen [Wünnemann et al., 2006; Elbeshausen et al., 2009] in Skalierungsgesetze überführt und somit mathematisch beschrieben werden. Dadurch ist es u. a. möglich, die Häufigkeitsverteilung von Kratergrößen zur Datierung planetarer Oberflächen

zu verwenden. Der Einfluss, den ein schräger Einschlagwinkel auf die Kratergröße hat, war allerdings vor Anfertigung dieser Arbeit noch nicht hinreichend bekannt und in den Skalierungsgesetzen demnach nicht adäquat berücksichtigt. Die hier vorgestellten Studien konnten nachweisen, dass sich das Volumen des transienten Kraters proportional zum Sinus des Einschlagwinkels verhält und der Einfluss des Einschlagwinkels von den Eigenschaften des Materials abhängig ist. Es stellte sich heraus, dass die bislang oft verwendete Annahme, die Größe eines Kraters werde ausschließlich durch die Vertikalkomponente der Einschlaggeschwindigkeit bestimmt [Chapman und McKinnon, 1986], nicht haltbar ist, sofern das Material sich in seinen Eigenschaften signifikant von Sand unterscheidet. Da diese Annahme meist auch zur Datierung planetarer Oberflächen verwendet wird, tragen die hier vorgestellten Ergebnisse auch zur Verbesserung der Altersbestimmung von Planeten bei.

## **Strukturelle Signaturen schräger Einschlagereignisse**

Wie oben bereits angedeutet, muss zur Ermittlung der Einschlagenergie anhand einer existierenden Kraterstruktur auch der Einschlagwinkel bekannt sein. Dies wird jedoch durch die Tatsache erschwert, dass nahezu jeder schräge Einschlag zu einer kreisrunden Kraterform führt [siehe z. B. Bottke et al., 2000] und somit die Trajektorie des Projektils nicht anhand der Kraterform ermittelt werden kann. Daraus leitet sich die Frage ab, ob ein schräger Einschlag strukturgeologische Merkmale im Krater hinterlässt, durch die der Winkel oder die Richtung des Projektils abgeschätzt werden kann. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Studie belegte zunächst, dass die räumliche Verteilung der Auswurfmassen, insbesondere das Fehlen von Auswurfmaterial in Einschlagrichtung, ein wichtiges Kriterium eines schrägen Impaktereignisses ist. Durch Erosion sind die Auswurfmassen jedoch meist nicht gut erhalten. In diesem Fall könnte eine fehlende oder weniger ausgeprägte Überkippung der oberflächennahen stratigraphischen Einheiten Hinweise auf die Trajektorie des Projektils liefern. Auch in der Form des Zentralbergs und der darunter liegenden Region konnten Asymmetrien identifiziert werden, deren Entstehung auf einen schrägen Einschlag zurückzuführen sind. Allerdings zeigte sich, dass diese das Resultat eines komplexen Zusammenwirkens verschiedener Parameter, wie dem Einschlagwinkel, der Kratergröße, der Schwerebeschleunigung und unterschiedlicher Materialeigenschaften sind. Diese Erkenntnis kann erklären, warum selbst systematische Untersuchungen an Kraterstrukturen bislang keinen Zusammenhang zwischen Einschlagrichtung bzw. Einschlagwinkel und der Struktur oder Position eines Zentralbergs finden konnten [Goeritz, 2010; McDonald et al., 2008; Ekholm und Melosh, 2001].

Ein eindeutiges Merkmal eines schrägen Einschlagereignisses ist eine elliptische Kraterform. Diese tritt jedoch nur bei sehr geringen Einschlagwinkeln auf [Gault und Wedekind, 1978; Bottke et al., 2000]. Die hier vorgestellte Studie zeigte, dass der kritische Winkel, unter dem elliptische Krater erstmals entstehen, durch die Einschlaggeschwindigkeit, die Projektilgröße oder die Festigkeit des Untergrundmaterials beeinflusst wird. Es konnte ein Skalierungsgesetz entwickelt werden, durch welches diese Abhängigkeit auf einen Parameter – die Kratereffizienz (hier definiert als das Verhältnis zwischen Kraterdurchmesser und Projektildurchmesser) – reduziert werden konnte.

## **Ein mathematisches Modell zur Kraterentstehung**

Bisher musste bei der Beschreibung der Kraterentstehung zwischen drei Spezialfällen unterschieden werden: (i) einem vertikalen Einschlagereignis, (ii) einem moderat schrägen Einschlagereignis, das zur Entstehung einer runden Kraterstruktur führt, und (iii) einem sehr schrägen Einschlag, der die Entstehung eines elliptischen Kraters zur Folge hat. Durch die hier vorgestellte Arbeit konnte erstmals ein einheitliches mathematisches Modell zur Kraterentstehung präsentiert werden, das für beliebige Einschlagwinkel anwendbar ist. Demnach kann die zur Entstehung eines Einschlagkraters führende Energieabgabe in den Untergrund durch eine Kombination aus einer beweglichen und einer statischen Punktquelle beschrieben werden. In der Kontakt- und Kompressionsphase bestimmt im Wesentlichen der Impuls des Projektils, wie tief der Impaktor in den Untergrund eindringt. Ein Teil der kinetischen Energie wird entlang der Trajektorie des Projektils, dessen Bewegung sich zunehmend verlangsamt, abgegeben. Die dadurch entstandene elliptische Kraterform wird durch eine nun folgende, symmetrische Energieabgabe (statische Punktquelle), überprägt. Wie sehr die finale Kraterform von einer symmetrischen, kreisrunden Struktur abweicht, wird somit durch das Verhältnis der Energiemenge, die während und nach der Kontakt- und Kompressionsphase abgegeben wird, bestimmt.

## Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programmpaket entwickelt, welches dreidimensionale Simulationsrechnungen von Meteoriteneinschlägen ermöglicht. Dabei konnten unterschiedliche Strategien verfolgt werden, durch welche die zur Durchführung einer Rechnung erforderlichen Ressourcen (Rechnerkapazitäten, Festplatten oder Arbeitsspeicherbedarf) deutlich reduziert werden konnten. Dies ermöglichte erstmals – sogar ohne den Einsatz teurer Supercomputer – die Durchführung von mehr als 2000 dreidimensionalen Simulationsrechnungen schräger Meteoriteneinschläge.

Mit dieser Arbeit konnte erstmals der Einfluss des Einschlagwinkels auf die Größe, die Form und den Entstehungsmechanismus eines Kraters quantifiziert werden. Auch die Rolle, die unterschiedlichen Materialeigenschaften, wie der Kohäsion oder dem Koeffizienten der inneren Reibung, dabei zukommt, konnte ermittelt werden. Dadurch konnte erstmals ein einheitliches theoretisches Modell zur Kraterentstehung entwickelt werden, das für beliebige Einschlagwinkel gültig ist. Bestehende Skalierungsgesetze konnten so modifiziert werden, dass auch der Einschlagwinkel Berücksichtigung findet. Die Auswirkungen, die schräge Einschläge auf die Umwelt haben, können somit genauer abgeschätzt werden. Das verbesserte Verständnis der Zusammenhänge zwischen der Kratergröße, der Einschlagenergie, der Materialeigenschaften und dem Einschlagwinkel ermöglicht zudem eine präzisere Bestimmung der Alter planetarer Oberflächen.

Abschließend ist erwähnenswert, dass in der hier präsentierten Arbeit erstmalig Ergebnisse umfangreicher Studien zum Kraterwachstum des *gesamten* Einschlagwinkelbereichs vorgestellt werden. Begonnen wurde mit einer Beschreibung der Kraterentstehung nach senkrechten Einschlägen, gefolgt von einem Vergleich mit der Entwicklung von Impaktstrukturen nach moderat schrägen Einschlägen. Den Abschluss bildeten Studien sehr schräger Einschläge, insbesondere zum Übergang von kreisrunden zu elliptischen Kraterstrukturen und dem Zusammenwirken der zugehörigen Entstehungsmechanismen. Mit dieser Arbeit ist somit erstmals ein umfassendes Bild der Kraterentstehung nach schrägen Einschlägen präsentiert worden, was zu einem tiefgreifenderen Verständnis der Kratergenese, des physikalischen Prozesses und seiner strukturgeologischen Auswirkungen geführt hat.



Bereits im Verlauf dieser Studie wurde deutlich, dass *iSALE-3D* nicht nur zur Simulation von Meteoriteneinschlägen, sondern auch für andere Anwendungsgebiete genutzt werden kann. Einige davon sollen zum Abschluss dieser Arbeit vorgestellt werden.

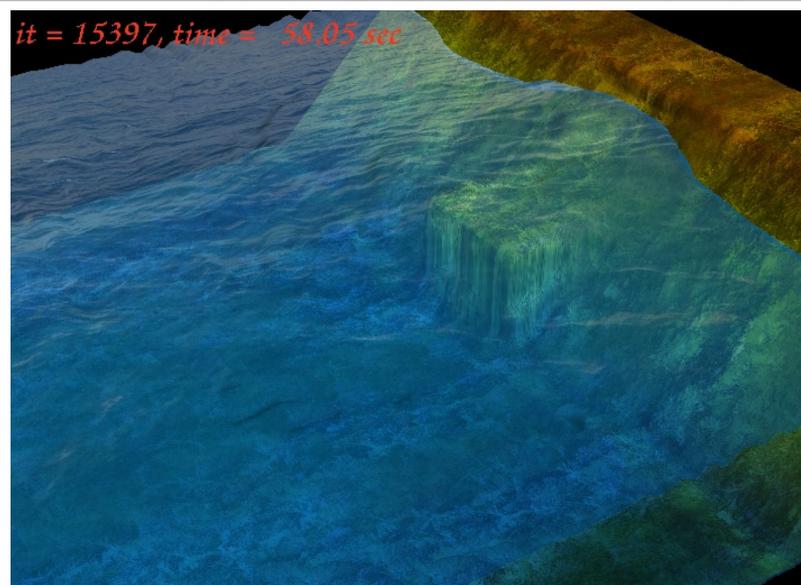
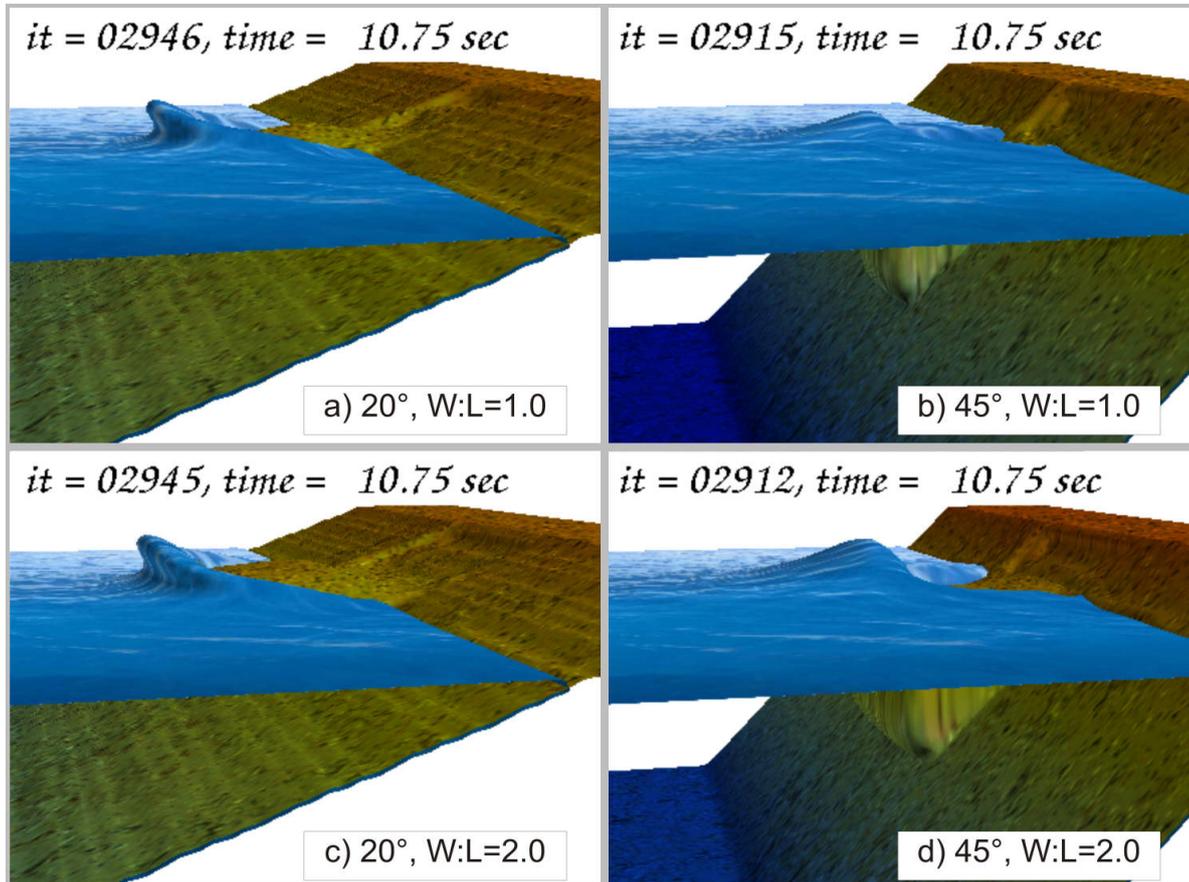
Zudem können zukünftige Weiterentwicklungen des Simulationscodes hilfreich sein, bislang noch ungeklärten Fragestellungen nachgehen zu können. Einige dieser technischen Neuerungen, an denen teilweise bereits gearbeitet wird, werden im nachfolgenden Kapitel kurz skizziert. Anschließend werden die zukünftigen geo- und ingenieurwissenschaftlichen Anwendungen sowie mögliche weiterführende Studien zu Meteoriteneinschlägen vorgestellt.

## 15.1. Weiterentwicklung des Simulationscodes

Bei der Entwicklung von *iSALE-3D* wurde darauf geachtet, eine Programmstruktur zu erschaffen, die eine einfache Weiterentwicklung ermöglicht. Einige dieser Erweiterungen, die zur Erschließung zusätzlicher Anwendungsgebiete und insbesondere der Beantwortung weiterer Fragen aus der Impaktforschung hilfreich sein könnten, werden im Folgenden vorgestellt.

Um die Interaktion verschiedener Materialien berechnen zu können, muss die Behandlung mehrerer Materialgrenzen innerhalb einer Zelle ermöglicht werden. Dies wurde mittlerweile bereits implementiert und zur Modellierung von Hangrutschungen (siehe Abbildung 15.1) verwendet. Zur Anwendung auf Impaktprozesse fehlt es jedoch noch an einer ausreichenden Validierung. Mit der Behandlung mehrerer Materialien steigen auch die Rechenlast und die Anforderungen an den Arbeitsspeicher. Dieses kann durch die Implementierung einer adaptiven Gitterverfeinerung [*adaptive mesh refinement, AMR*; Anderson et al., 2004b; Gittings, 1992; Pember et al., 1995] kompensiert werden. Auch eine Verwendung des *Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE)*-Verfahrens [Hirt et al., 1974; Margolin, 1997; Robinson et al., 2008] oder räumlich variierende Zeitschritte [*subcycling*, siehe z.B. Erhart, 2004] können die Rechenzeit verringern. Reflexionen der Stoßwelle am Rand des Rechengebietes können durch das Einführen eines Materials mit stark absorbierenden Eigenschaften im Randbereich verringert werden. Durch diesen als *perfectly-matched layer (PML)* [Appelö und

Hagstrom, 2009; Berenger, 1994; Chew und Weedon, 1994] bezeichneten Ansatz kann die Notwendigkeit einer *extension zone* (siehe Abb. 4.2 auf Seite 44) umgangen und somit die Gitterdimensionen verkleinert werden. Allerdings ist es bislang noch nicht gelungen, dieses für elektromagnetische Wellenfelder entwickelte Verfahren auf plastische Wellen zu übertragen.



**Abbildung 15.1.** – Numerische Simulation einer Hangrutschung mit *iSALE-3D*.

**Oben:** Studien zum Einfluss der Geometrie des Rutschungskörpers (Breite  $W$ , Länge  $L$ ) und zum Neigungswinkel des Untergrunds.

**Rechts:** Wellenentstehung in der Frühphase des Rutschungsprozesses.

## 15.2. Zukünftige Anwendungsgebiete und Fragestellungen

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Code *iSALE-3D* ist in der Lage, dynamische Prozesse unterschiedlichster Geschwindigkeiten (angefangen von langsamen Strömungen über kollabierende Wassersäulen oder Dämme, Einschläge bei Unterschallgeschwindigkeit bis hin zu Explosionen und Hochgeschwindigkeitseinschlägen) zu berechnen. Obwohl das Programm bislang fast ausschließlich zur Simulation von Meteoriteneinschlägen verwendet wurde, können zukünftig auch andere geo- oder ingenieurwissenschaftliche Studien angefertigt werden.

### Neue geowissenschaftliche Anwendungsmöglichkeiten

Neuere Studien zeigen, dass Tsunamis nicht ausschließlich durch vertikale Plattenbewegungen als Folge eines Erdbebens entstehen können [Hornbach et al., 2010], sondern auch durch Erdrutsche unter Wasser (*submarine Hangrutsche*) sowie Rutschungen oder Lawinen an Steilküsten [siehe z. B. Enet et al., 2005; Bardet et al., 2003; Watts, 2000]. Abbildung 15.1 zeigt erste Ergebnisse einer Studie, in der die Wellenausbreitung nach Hangrutschungen studiert wurde. Neben der Frage, unter welchen Bedingungen Hangrutschungen oder Lawinen Tsunamis auslösen können, ist hier vor allem von Interesse, welchen Einfluss die Geometrie des Rutschungskörpers oder des Untergrunds auf die Form und Amplitude der Wellen haben.

Im Fall von Erdbeben-induzierten Tsunamis wird bislang meist von einer Punktquelle als Ursprungsort ausgegangen. Simulationen der Scherprozesse an den Plattengrenzen und der daraus resultierenden Erdbebenwellen könnten klären, unter welchen Umständen diese Vereinfachung anwendbar ist.

Auch Vulkanausbrüche und die damit verbundenen thermischen und mechanischen Prozesse (wie z. B. Lahare, siehe Waitt et al. [1983]; Janda et al. [1981]) könnten mit *iSALE-3D* berechnet werden. Damit wäre auch ein direkter Vergleich der Prozesse und Auswirkungen von Vulkanausbrüchen und jenen von Meteoriteneinschlägen möglich. Auch heute noch ist es manchmal schwierig, die Effekte von Einschlagereignissen von solchen vulkanischer Aktivität zu unterscheiden. So ist z. B. der als *Pretoria Saltpan* bekannte Tswaing-Krater in Südafrika (siehe auch Abb. 1.2, links auf S. 5) zwar bereits seit Mitte des 19. Jahrhunderts bekannt [Jeppe und Wangemann, 1868], wurde jedoch lange als Struktur vulkanischen Ursprungs angesehen [Wagner, 1922]. Erst 1992 konnten Reimold et al. [1992] einen Meteoriteneinschlag als Ursache für diese Struktur eindeutig nach-

weisen. Mit *ISALE-3D* könnten sowohl Vulkanausbrüche als auch Meteoriteneinschläge numerisch simuliert werden. Dies ermöglicht vergleichende Studien zu Hochdruckeffekten (z. B. der Entstehung von Glaskügelchen (*Spherules*), siehe French und Koeberl [2010]) oder der Ablagerung von Material (pyroklastische Fallablagerungen versus Suevit, siehe z. B. Osinski et al. [2004]). Die daraus abgeleiteten Erkenntnisse könnten dazu beitragen, terrestrische Impaktstrukturen von Kratern vulkanischen Ursprungs zukünftig besser unterscheiden zu können (siehe z. B. French und Koeberl [2010]).

## Ingenieurwissenschaftliche Anwendungsmöglichkeiten

Die Anwendungen des Simulationscodes für *ingenieurwissenschaftliche Fragestellungen* sind ebenfalls vielseitig. So können unterstützende Simulationen der Wellenausbreitung bei Hammerschlag- oder explosionsseismischen Messungen durchgeführt werden. Viele Forschungsanwendungen finden sich in der *zivilen und militärischen Sicherheitstechnik*, die sich mit dem Schutz von Gebäuden, Fahrzeugen oder Personen beschäftigt. Hier seien zum Beispiel der Beschuss einer Panzerung oder beschusshemmenden Weste (umgangssprachlich oft fälschlicherweise als *kugelsichere Weste* bezeichnet) genannt oder der Aufprall von Objekten auf ein Fahrzeug (z. B. während eines Unfalls).



**Abbildung 15.2.** – Ingenieurwissenschaftliche Anwendungsmöglichkeiten von *iSALE-3D* (Auswahl).

**Oben:** Dynamische Bodenverdichtung mit einem 5 t schweren Gewicht (Quelle: DEMAG); Schusseexperimente an Panzerglas (Quelle: spiegelonline.de); Crash Tests (Quelle: Clifford A. Prosser; <http://www.cliffprosser.com>)

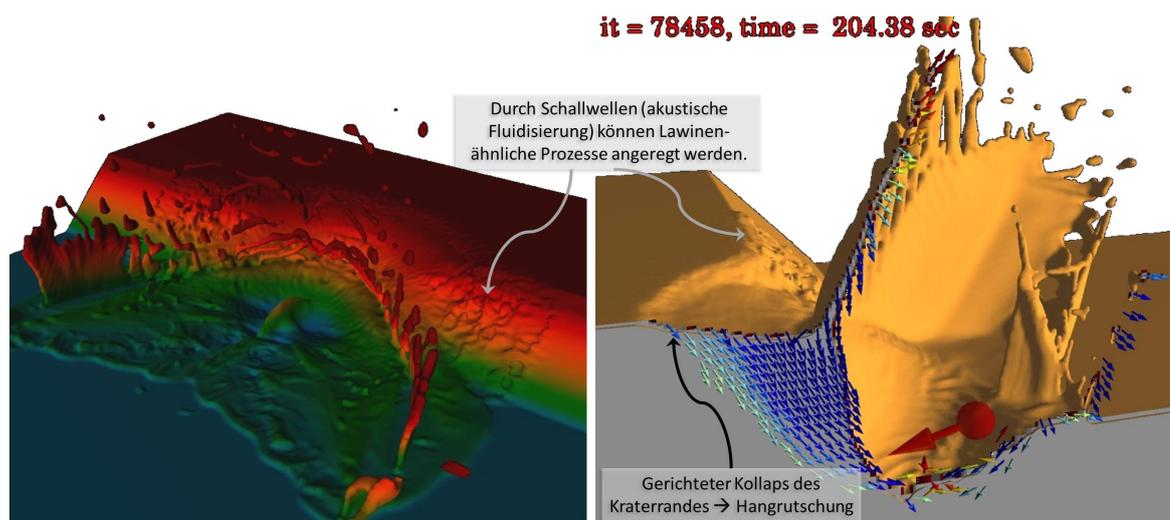
**Unten:** Einschlag eines Düsenjets in eine Wand (Quelle: SANDIA National Laboratories); Impakt einer *Harpoon*-Rakete in einen Zerstörer (Quelle: J. David Rogers; [http://web.mst.edu/~rogersda/military\\_service/p-3.htm](http://web.mst.edu/~rogersda/military_service/p-3.htm))

Ein Themengebiet, dem seit einigen Jahren zunehmend mehr Aufmerksamkeit geschenkt wird, ist der Schutz wichtiger Gebäude (wie z. B. Atomkraftwerken) vor terroristischen Angriffen. Auch hier könnte *iSALE-3D* zum Einsatz kommen, um den Aufprall eines Autos auf eine Häuserwand oder den Einschlag eines Flugzeugs in ein Gebäude zu simulieren. Einige Beispiele ingenieurwissenschaftlicher Anwendungsmöglichkeiten sind in Abbildung 15.2 aufgezeigt.

## Weiterführende Studien zu Meteoriteneinschlägen

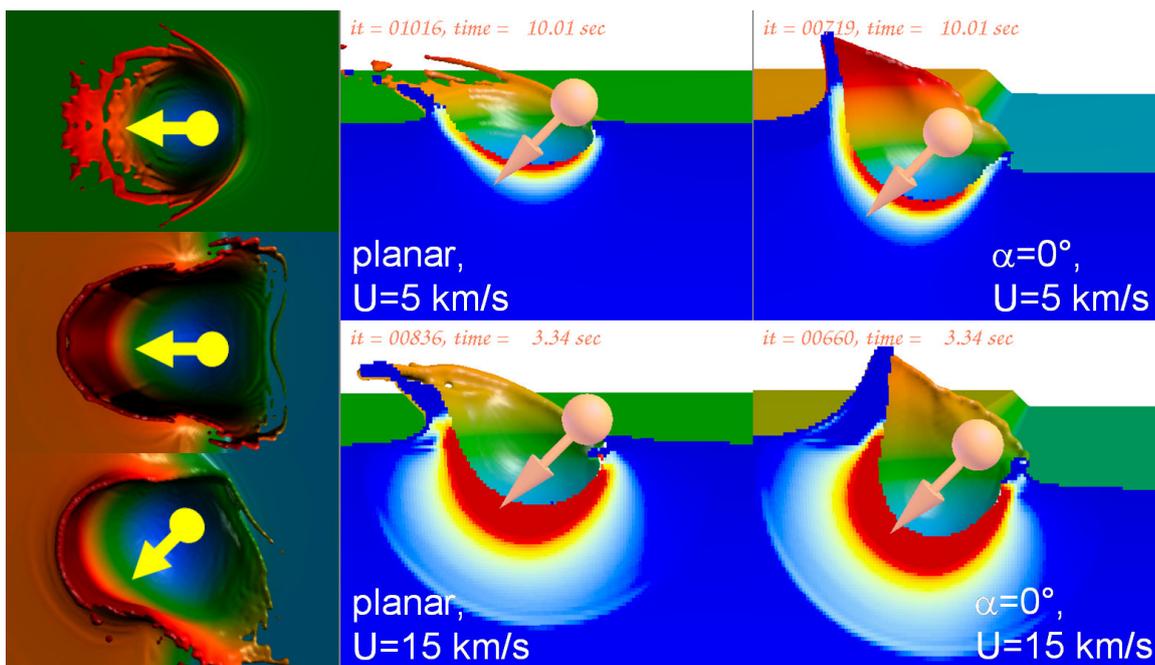
Aufbauend auf den Studien und Erkenntnissen dieser Arbeit können zukünftig weitere Fragestellungen zu Meteoriteneinschlägen bearbeitet werden. So ist momentan noch unzureichend geklärt, welchen Einfluss ein Dichtekontrast zwischen Projektil- und Untergrundgestein auf die Kratergröße hat [Schmidt und Housen, 1987; Holsapple, 1987, 1993] – insbesondere bei schrägen Einschlagswinkeln. Dies soll in zukünftigen Studien intensiv untersucht werden.

Welchen Einfluss Schichtungen auf die Entwicklung von Impaktkratern haben, ist ebenfalls noch nicht hinreichend untersucht. Ein für die Erde und viele andere planetare Oberflächen typisches Szenario ist die Kombination eines festen Untergrunds (z. B. Granit) und einer darüberliegenden Schicht aus Lockersedimenten. Hier stellt sich die Frage, ob der Impulsübertrag während eines schrägen Einschlags auf die obere Schicht zu einer verstärkten Massenverdrängung in Einschlagrichtung führt. Zudem ist zu überprüfen, welche struktureologischen Asymmetrien durch diese Schichtung in Impaktkratern generiert werden und inwiefern diese vom Einschlagswinkel beeinflusst werden.



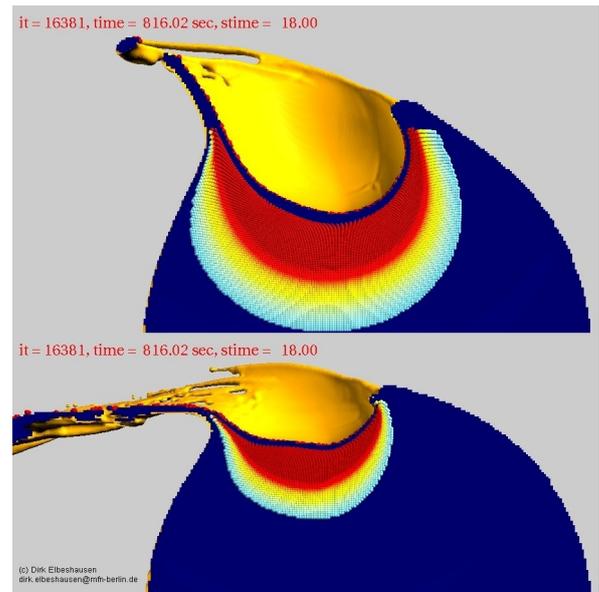
**Abbildung 15.3.** – Numerische Simulation eines schrägen ( $10^\circ$ ) Einschlags in einen Hang (Neigungswinkel  $40^\circ$ ). Die Pfeile (rechts) deuten die Richtung der Materialbewegung an. Durch die Bildung der Kraterhohlform kommt es zu einer Hanginstabilität in der Nähe des Kraters. Es kann zu Hangrutschungen oder – initiiert durch akustische Wellen (akustische Fluidisierung; siehe Collins und Melosh [2003]; Melosh [1979]) – zu lawinenartigen Prozessen kommen [Elbeshausen et al., 2012a].

Der Ursprung von Asymmetrien in der Form oder Struktur von Impaktkratern ist ebenfalls ein kontrovers diskutiertes Thema. Neben dem Einschlagwinkel werden auch Heterogenitäten im Untergrund (wie zum Beispiel geneigte oder unregelmäßige Schichten oder Hohlräume) als Ursache diskutiert [siehe z. B. Collins et al., 2008a; Gulick et al., 2008]. Ob Topographie die Struktur eines Kraters beeinflussen kann, ist bislang ebenfalls noch nicht geklärt. Erste vorläufige Simulationsrechnungen [Elbeshausen und Wünnemann, 2011b; Elbeshausen et al., 2012b] zeigen, dass ein ausreichend starkes Relief teils sehr komplexe Kraterstrukturen und vor allem Asymmetrien in der Verteilung von Auswurfmassen hervorrufen kann (siehe dazu Abbildung 15.3 und 15.4). Zudem können Impaktprozesse die Ausbildung von Hanginstabilitäten und Hangrutschungen begünstigen [Melosh, 1979]. Akustische Wellen, die während des Einschlags emittiert werden, können das stoßwellenbeanspruchte, geschädigte Material in Schwingung versetzen und dadurch sogar einen oberflächennahen, lawinenähnlichen Massenfluss auslösen (siehe dazu Abb. 15.3 oder Elbeshausen et al. [2012a]).



**Abbildung 15.4.** – Studien zum Einfluss der Topographie auf die Kratergenese. Links: Schräger ( $45^\circ$ ) Einschlag eines Projektils mit einer Geschwindigkeit von  $6,5 \text{ km/s}$  in einen ebenen Untergrund (oben) und einen Hang (Einschlag senkrecht (mitte) und  $45^\circ$  (unten) zur Streichrichtung). Rechts: Einfluss der Einschlaggeschwindigkeit auf die Auswurfwinkel und die Verteilung der Schmelze (rot eingefärbte Schnittfläche) bei schrägen ( $45^\circ$ ) Einschlägen in einen ebenen Untergrund (links) und einen Hang (rechts).

Sehr große Einschlagprozesse können möglicherweise die geodynamische Entwicklung eines Planeten nachhaltig verändern [Abbott und Isley, 2002; Watters et al., 2009; Bierhaus et al., 2011, 2012]. Welchen Einfluss jedoch der durch eine schräge Kollision hervorgerufene geringere Energieeintrag sowie eine asymmetrische Platzierung von Wärme in den Mantel oder Kern hat, lässt sich nur durch hochauflösende 3D-Rechnungen klären (siehe Abb. 15.5). Erste Ergebnisse dieser mit *iSALE-3D* durchgeführten Simulationen können in Bierhaus et al. [2012] nachgelesen werden. Ob solche großen Einschlagprozesse auch die Achsneigung oder die Rotationsgeschwindigkeit eines Planeten beeinflussen können [Schlichting und Sari, 2007], ist ebenfalls noch weitgehend ungeklärt und kann durch 3D-Simulationen untersucht werden [Slattery et al., 1992]. So postulieren Wieczorek und Feuvre [2009], dass ein großes Einschlagereignis den rotationsgebundenen Mond reorientiert hat und dass die erdzugewandte Seite somit ursprünglich auf der abgewandten Seite der Erde lag. Auch dies könnte durch entsprechende numerische Simulationen überprüft werden.



**Abbildung 15.5.** – Kollisionen von Planeten und Planetesimalen (hier: homogener, undifferenzierter Körper). Vergleich eines 60° Einschlags (oben) mit einer Kollision unter einem Winkel von 30° (unten). Die *Tracer* an der Vorderseite sind entsprechend des maximalen Drucks, den diese erfahren haben, eingefärbt. Die Farbskala reicht von 3 GPa (hellblau) bis 10 GPa (rot). *Tracer*, deren Maximaldruck kleiner als 3 GPa ist, wurden der Übersichtlichkeit halber ausgeblendet.

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programm *iSALE-3D* konnten bereits umfangreiche Studien zu schrägen Einschlagprozessen durchgeführt werden. Dabei wurde jedoch schnell ersichtlich, dass der Anwendungsbereich dieses Codes hier nicht endet. In Zukunft kann *iSALE-3D* dazu beitragen, viele weitere Fragen innerhalb und außerhalb der Impaktforschung zu beantworten.



## Literaturverzeichnis

- Abbott, D. H. und Isley, A. E. (2002).** *Extraterrestrial influences on mantle plume activity.* Earth and Planetary Science Letters, 205 (1-2), Seiten 53–62.
- Abramowitz, M. und Stegun, I. A., Herausgeber (1964).** *Handbook of Mathematical Functions.* National Bureau of Standards, Washington, DC. 1046 Seiten.
- Ahmed, S. R., Hossain, M. Z. und Uddin, M. W. (2005).** *A general mathematical formulation for finite-difference solution of mixed-boundary-value problems of anisotropic materials.* Computers & Structures, 83 (1), Seiten 35–51.
- Ahn, H. T. und Shashkov, M. J. (2007).** *Multi-material interface reconstruction on generalized polyhedral meshes.* Journal of Computational Physics, 226 (2), Seiten 2096–2132.
- Ahrens, T. J. und O’Keefe, J. D. (1972).** *Shock melting and vaporization of Lunar rocks and minerals.* Earth, Moon, and Planets, 4 (1), Seiten 214–249.
- Ai, H. A. (2006).** *Shock-Induced Damage in Rocks: Application to Impact Cratering.* Dissertation, California Institute of Technology Pasadena, California. 178 Seiten.
- Ai, H. A. und Ahrens, T. J. (2005).** *Numerical Modeling of Shock-Induced Damage for Granite under Dynamic Loading.* In: Shock compression of condensed matter, Seiten 1431–1434. American Institute of Physics Conference Proceedings (845), Melville, NY.
- Akin, E. (2004).** *Object-Oriented Programming via Fortran 90/95.* Cambridge University Press. 348 Seiten.
- Alexopoulos, J. S. und McKinnon, W. B. (1994).** *Large impact craters and basins on Venus, with implications for ring mechanics on the terrestrial planets.* Geological Society of America Special Paper, 293, Seiten 29–49.
- Alvarez, L. W., Alvarez, W., Asaro, F. und Michel, H. V. (1980).** *Extraterrestrial cause for the cretaceous-tertiary extinction.* Science, 208 (4448), Seiten 1095–1108.
- Amsden, A. A. und Ruppel, H. M. (1981).** *SALE-3D: A Simplified ALE Computer Program for Calculating Three-Dimensional Fluid Flow.* Technical Report NUREG/CR-2185 LA-8905, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545. 151 Seiten.

- Amsden, A. A., Ruppel, H. M. und Hirt, C. W. (1980).** *SALE: A Simplified ALE Computer Program for Fluid Flow at all Speeds*. Technical Report LA-8095, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, USA. 105 Seiten.
- Anand, M., Taylor, L. A., Nazarov, M. A., Shu, J., Mao, K. H. und Hemley, R. J. (2004).** *Space weathering on airless planetary bodies: Clues from the Lunar mineral hapkeite*. Ausgabe 101 von Proc. Natural Academy of Science of USA, Seiten 6847–6851.
- Anderson, Jr., C. E. (1987).** *An overview of theory of hydrocodes*. International Journal of Impact Engineering, 5, Seiten 33–59.
- Anderson, J. L. B. und Schultz, P. H. (2006).** *Flow-field center migration during vertical and oblique impacts*. International Journal of Impact Engineering, 33 (1-12), Seiten 35–44.
- Anderson, J. L. B., Schultz, P. H. und Heineck, J. T. (2003a).** *A test of Maxwell's z model using inverse modeling*. Lunar and Planetary Science Conference, XXXIII (Abstract 1762).
- Anderson, J. L. B., Schultz, P. H. und Heineck, J. T. (2003b).** *Asymmetry of ejecta flow during oblique impacts using three-dimensional particle image velocimetry*. Journal of Geophysical Research, 108 (E8), Seiten 1–10.
- Anderson, J. L. B., Schultz, P. H. und Heineck, J. T. (2004a).** *Experimental ejection angles for oblique impacts: Implications for the subsurface flow-field*. Meteoritics & Planetary Science, 39, Seiten 303–320.
- Anderson, R. W., Elliott, N. S. und Pember, R. B. (2004b).** *An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Method with Adaptive Mesh Refinement for the Solution of the Euler Equations*. Journal of Computational Physics, 199 (2), Seiten 598–617.
- Andrews-Hannah, J. C. und Zuber, M. T. (2010).** *Elliptical craters and basins on the terrestrial planets*. In: Large Meteorites Impact and Planetary Evolution IV, Ausgabe 465, Seiten 1–13. Geological Society of America, Boulder, CO, USA.
- ANSYS (2007).** *ANSYS AUTODYN Release 11.0 Users Manual*. ANSYS Inc.
- ANSYS (2009).** *ANSYS LS-DYNA Release 12.0 Users Manual*. ANSYS Inc. (208 Seiten).
- Antochi, I., Juurlink, B. und Vassiliadis, S. (2002).** *Selecting the Optimal Tile Size for Low-Power Tile-Based Rendering*. In: Proceedings ProRISC, Seiten 1–6.
- Antochi, I., Juurlink, B., Vassiliadis, S. und Liuha, P. (2004).** *Scene management models and overlap tests for tile-based rendering*. In: Proceedings of the Digital System Design, EUROMICRO Systems, Seiten 424–431, Washington, DC, USA. IEEE Computer Society.
- Appelö, D. und Hagstrom, T. (2009).** *A General Perfectly Matched Layer Model for Hyperbolic-Parabolic Systems*. SIAM Journal of Scientific Computing, 31 (5), Seiten 3301–3323.

- Arienti, M., Morano, E. und Shepherd, J. E. (2004).** *Shock and detonation modeling with the Mie-Grüneisen equation of state.* Technical report, Graduate Aeronautical Laboratories, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125 USA. 56 Seiten.
- Artemieva, N. A. (2007).** *Impact Plume Numerical Modelling.* Workshop on Impact Cratering II, Abstract 8026.
- Artemieva, N. A. und Ivanov, B. A. (2004).** *Launch of Martian Meteorites in Oblique Impacts.* *Icarus*, 171 (1), Seiten 84–101.
- Artemieva, N. A. und Shuvalov, V. (2001).** *Motion of a fragmented meteoroid through the planetary atmosphere.* *Journal of Geophysical Research*, 106 (E2), Seiten 3297–3309.
- Artemieva, N. A. und Shuvalov, V. (2008).** *Numerical simulation of high-velocity impact ejecta following falls of comets and asteroids onto the Moon.* *Solar System Research*, 42 (4), Seiten 329–334.
- Artemieva, N. A., Pierazzo, E. und Stöffler, D. (2002).** *Numerical Modeling of Tektite Origin in Oblique Impacts. Implication to Ries-Moldavites Strewn Field.* *Bulletin of the Czech Geological Survey*, 77 (4), Seiten 303–311.
- Artemieva, N. A., Stöffler, D., Hecht, L., Schmitt, R. T. und Tagle, R. (2003).** *Interaction of ejecta plume and the atmosphere during the deposition of the uppermost suevite layers at the YAX-1 drilling site, Chicxulub, Mexico.* Large Meteorite Impact Conference, III (Abstract 4063).
- Artemieva, N. A., Karp, T. und Milkereit, B. (2004).** *Investigating the lake bosumtwi impact structure: Insight from numerical modelling.* *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 5 (11), Seiten 1–20.
- Aulisa, E., Manservigi, S., Scardovelli, R. und Zaleski, S. (2007).** *Interface reconstruction with least-squares fit and split advection in three-dimensional Cartesian geometry.* *Journal of Computational Physics*, 225 (2), Seiten 2301–2319.
- Averbuch, A. Z., Meyer, F., Strömberg, J.-O., Coifman, R. und Vassiliou, A. A. (2001).** *Low bit-rate efficient compression for seismic data.* *IEEE Transactions on image processing*, 10 (12), Seiten 1801–1814.
- Baldwin, R. B. (1971).** *On the history of Lunar impact cratering: The absolute time scale and the origin of planetesimals.* *Icarus*, 14 (1), Seiten 36–52.
- Banks, M. E., Byrne, S., Galla, K., McEwen, A. S., Bray, V. J., Dundas, C. M., Fishbaugh, K. E., Herkenhoff, K. E. und Murray, B. C. (2010).** *Crater population and resurfacing of the Martian north polar layered deposits.* *Journal of Geophysical Research*, 115 (E08006), Seiten 1–11.
- Bardet, J. P., Synolakis, C. E., Davies, H. L., Imamura, F. und Okal, E. A. (2003).** *Landslide Tsunamis: Recent Findings and Research Directions.* *Pure and Applied Geophysics*, 160 (10), Seiten 1793–1809.

- Bardili, N. (2002).** *Strömungsvisualisierung mittels Volumenrendering*. Diplomarbeit, Institut für Informatik der Universität Stuttgart. 66 Seiten.
- Beech, M., Brown, P., Hawkes, R. L., Ceplecha, Z., Mossman, K. und Wetherill, G. (1995).** *The fall of the Peekskill meteorite: Video observations, atmospheric path, fragmentation record and orbit*. *Earth, Moon, and Planets*, 68 (1), Seiten 189–197.
- Benson, D. J. (1992).** *Computational methods in Lagrangian and Eulerian hydrocodes*. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 99, Seiten 235–394.
- Benson, D. J. (1998).** *Eulerian finite element methods for the micromechanics of heterogeneous materials: Dynamic prioritization of material interfaces*. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 151 (3-4), Seiten 343–360.
- Benson, D. J. (2002).** *Volume of fluid interface reconstruction methods for multi-material problems*. *Applied Mechanics Reviews*, 55 (2), Seiten 151–165.
- Benz, W. und Asphaug, E. (1994).** *Impact Simulations with Fracture. I. Method and Tests*. *Icarus*, 107 (1), Seiten 98–116.
- Benz, W. und Asphaug, E. (1995).** *Simulations of brittle solids using smooth particle hydrodynamics*. *Computer Physics Communication*, 87 (1-2), Seiten 253–265.
- Berenger, J.-P. (1994).** *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*. *Journal of Computational Physics*, 114 (2), Seiten 185–200.
- Bierhaus, M., Wünnemann, K., Elbeshausen, D. und Collins, G. S. (2011).** *Numerical Modeling of Basin Forming Impacts on Mars: Implications for the Heat Budget of Planetary Interior*. Lunar and Planetary Science Conference, XLII (Abstract 2128).
- Bierhaus, M., Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2012).** *Numerical modeling of basin-forming impacts: Implications for the heat budget of planetary interiors*. Lunar and Planetary Science Conference, XLIII (Abstract 2174).
- Blanchette, J. und Summerfield, M. (2004).** *C++ GUI-Programmierung mit Qt3*. Addison-Wesley. 528 Seiten.
- Bland, P. A. und Artemieva, N. A. (2003).** *Efficient disruption of small asteroids by Earth's atmosphere*. *Nature*, 424 (6946), Seiten 288–291.
- Bottke, W. F., Nolan, M. C., Greenberg, R. und Kolvoord, R. A. (1994).** *Collisional lifetimes and impact statistics of near-Earth asteroids*. In: T. Gehrels und M. S. Matthews, Herausgeber, *Hazards Due to Comets and Asteroids*, Seiten 337–357. Univeristy of Arizona Press, Tucson, Arizona.
- Bottke, W. F., Love, S. G., Tytell, D. und Glotch, T. (2000).** *Interpreting the Elliptical Crater Populations on Mars, Venus, and the Moon*. *Icarus*, 145 (1), Seiten 108–121.

- Bradley, J. N. und Brislawn, C. M. (1992).** *Wavelet transform-vector quantization compression of supercomputer ocean model simulation output.* Technical Report LA-UR-92-4002; CONF-930390-1, Los Alamos National Lab., NM (United States). 13 Seiten.
- Brezzi, F., Marini, L. D., Micheletti, S., Pietra, P. und Sacco, R. (2006).** *Stability and error analysis of mixed finite-volume methods for advection dominated problems.* Computers & Mathematics with Applications, 51 (5), Seiten 681 – 696.
- Brown, P., Ceplecha, Z., Hawkes, R. L., Wetherill, G., Beech, M. und Mossman, K. (1994).** *The orbit and atmospheric trajectory of the Peekskill meteorite from video records.* Letters to Nature, 367, Seiten 624–626.
- Buckingham, E. (1914).** *On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations.* Physical Review, 4 (4), Seiten 345–376.
- Buckingham, E. (1915).** *The Principle of Similitude.* Nature, 96, Seiten 396–397.
- Bung, H., Galon, P., Lepareux, M. und Letellier, A. (1994).** *A Lagrangian particle method for the treatment of impact and penetration problems.* Journal de Physics IV France, 4 (c8), Seiten 507–513.
- Burchell, M. J. und Mackay, N. G. (1998).** *Crater ellipticity in hypervelocity impacts on metals.* Journal of Geophysical Research, 103, Seiten 22761–22774.
- Burchell, M. J. und Whitehorn, L. (2003).** *Oblique incidence hypervelocity impacts on rock.* Monthly Notes of the Royal Astronomical Society, 341, Seiten 192–198.
- Canup, R. M. (2004a).** *Dynamics of Lunar formation.* Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 42, Seiten 441–475.
- Canup, R. M. (2004b).** *Simulations of a late Lunar-forming impact.* Icarus, 168 (2), Seiten 433–456.
- Canup, R. M. und Asphaug, E. (2001).** *Origin of the Moon in a giant impact near the end of the Earth's formation.* Nature, 412 (6848), Seiten 708–712.
- Caramana, E. J., Shashkov, M. J. und Whalen, P. P. (1998).** *Formulations of Artificial Viscosity for Multi-dimensional Shock Wave Computations.* Journal of Computational Physics, 144 (1), Seiten 70 – 97.
- Chapman, C. R. und McKinnon, W. B. (1986).** *Cratering of planetary satellites.* In: J. A. Burns und M. S. Matthews, Herausgeber, *Satellites*, Seiten 492–580. University of Arizona Press.
- Chapman, S. J. (2007).** *Fortran 95/2003 for Scientists and Engineers.* McGraw-Hill Book Co., 3. Ausgabe. 974 Seiten.
- Chen, W. (1995).** *Dynamic failure behavior of ceramics under multiaxial compression.* Dissertation, California Institute of Technology, Pasadena, California (USA). 218 Seiten.

- Chew, W. C. und Weedon, W. H. (1994).** *A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates.* Microwave and Optical Technology Letters, 7, Seiten 599–604.
- Christiansen, E. L. (2003).** *Meteoroid/Debris Shielding.* Technical Report TP–2003-210788, NASA. 114 Seiten.
- Christiansen, E. L., Cykowski, E. und Ortega, J. (1993).** *Highly oblique impacts into thick and thin targets.* International Journal of Impact Engineering, 14 (1-4), Seiten 157–168.
- Chyba, C. F., Thomas, P. J. und Zahnle, K. (1993).** *The 1908 Tunguska Explosion: Atmospheric Disruption of a Stony Meteorite.* Nature, 361, Seiten 40–44.
- Collins, G. S. (2001).** *Hydrocode simulations of complex crater collapse.* Lunar and Planetary Science Conference, XXXII (Abstract 1752).
- Collins, G. S. (2002).** *Numerical Modelling of Large Impact Crater Collapse.* Dissertation, Department of Earth Science and Engineering, Imperial College of Science, Technology and Medicine, University London. 233 Seiten.
- Collins, G. S. und Melosh, H. J. (2002).** *SALES\_2: A multi-material extension to the SALE hydrocode with improved equation of state and constitutive model.* SALES\_2 Handbuch, unveröffentlicht, 70 Seiten; [http://amcg.ese.ic.ac.uk/~gareth/publications/sales\\_2](http://amcg.ese.ic.ac.uk/~gareth/publications/sales_2).
- Collins, G. S. und Melosh, H. J. (2003).** *Acoustic fluidization and the extraordinary mobility of sturzstroms.* Journal of Geophysical Research, 108 (B10), Seiten 1–14.
- Collins, G. S. und Wünnemann, K. (2005).** *How big was the Chesapeake Bay impact? Insight from numerical modeling.* Geology, 33 (12), Seiten 925–928.
- Collins, G. S., Melosh, H. J., Morgan, J. V. und Warner, M. R. (2002).** *Hydrocode Simulations of Chicxulub Crater Collapse and Peak-ring Formation.* Icarus, 157, Seiten 24–33.
- Collins, G. S., Melosh, H. J. und Ivanov, B. A. (2004).** *Modeling damage and deformation in impact simulations.* Meteoritics & Planetary Science, 39, Seiten 217–231.
- Collins, G. S., Melosh, H. J. und Marcus, R. A. (2005).** *Earth Impact Effects Program: A Web-based computer program for calculating the regional environmental consequences of a meteoroid impact on Earth.* Meteoritics & Planetary Science, 40 (6), Seiten 817–840.
- Collins, G. S., Morgan, J. V., Barton, P., Christeson, G. L., Gulick, S. P. S., Urrutia, J., Warner, M. und Wünnemann, K. (2008a).** *Dynamic modeling suggests terrace zone asymmetry in the Chicxulub crater is caused by target heterogeneity.* Earth and Planetary Science Letters, 270 (3-4), Seiten 221–230.

- Collins, G. S., Kenkmann, T., Osinski, G. R. und Wünnemann, K. (2008b).** *Mid-sized complex crater formation in mixed crystalline-sedimentary targets: Insight from modeling and observation.* Meteoritics & Planetary Science, 43 (12), Seiten 1955–1977.
- Collins, G. S., Davison, T. M., Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2009).** *Numerical Simulations of Oblique Impacts: The Effect of Impact Angle and Target Strength on Crater Shape.* Lunar and Planetary Science Conference, XL (Abstract 1620).
- Collins, G. S., Davison, T. M., Elbeshausen, D., Robbins, S. J. und Hynek, B. M. (2011).** *Size-frequency distribution of elliptical craters.* Earth and Planetary Science Letters, 310, Seiten 1–8.
- Dahl, J. M. und Schultz, P. H. (2001).** *Measurement of stress wave asymmetries in hypervelocity projectile impact experiments.* International Journal of Impact Engineering, 26 (1-10), Seiten 145–155.
- Dauphas, N. (2003).** *The dual origin of the terrestrial atmosphere.* Icarus, 165 (2), Seiten 326–339.
- Davison, T. M. (2011).** *Numerical modelling of heat generation in porous planetesimal collisions.* Dissertation, Department of Earth Science and Engineering, Imperial College London. 261 Seiten.
- Davison, T. M., Collins, G. S., Elbeshausen, D., Wünnemann, K. und Kearsley, A. (2011).** *Numerical modeling of oblique hypervelocity impacts on high strength ductile targets.* Meteoritics & Planetary Science, 46 (10), Seiten 1510–1524.
- de Niem, D. (2006).** *Hochgeschwindigkeits-Einschläge von Asteroiden, Kometen und Meteoriten.* Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig. 255 Seiten.
- Dence, M. R. (1965).** *The extraterrestrial origin of Canadian craters.* Annals of the New York Academy of Sciences, 123 (2), Seiten 941–969.
- Dence, M. R., Grieve, R. A. F. und Robertson, P. B. (1977).** *Terrestrial impact structures - principal characteristics and energy considerations.* In: D. J. Roddy, R. O. Pepin, und R. B. Merrill, Herausgeber, *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications*, Seiten 247–275. Pergamon Press, New York.
- Destefanis, R., Lambert, M., Schäfer, F., Drolshagen, G. und Francesconi, D. (2005).** *Debris shielding development for the ATV integrated cargo carrier.* In: Proceedings of 4th European Conference on Space Debris, Seiten 453–458. Noordwijk: ESA Publications Division (ESA SP 587).
- Dienes, J. K. und Walsh, J. M. (1970).** *Theory of impact: Some general principles and the method of Eulerian codes.* In: R. Kinslow, Herausgeber, *High Velocity Impact Phenomena*, Seiten 45–104. Academic Press, New York.

- Dolbow, J., Mosso, S., Robbins, J. und Voth, T. (2008).** *Coupling volume-of-fluid based interface reconstructions with the extended finite element method.* Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 197 (5), Seiten 439–447.
- Dow, J. O., Jones, M. S. und Harwood, S. A. (1990).** *A new approach to boundary modelling for finite difference applications in solid mechanics.* International Journal for Numerical Methods in Engineering, 30 (1), Seiten 99–113.
- Drucker, D. C. und Prager, W. (1952).** *Soil mechanics and plastic analysis for limit design.* Quarterly of Applied Mathematics, 10 (2), Seiten 157–165.
- Dukowicz, J. K. (1984).** *A simplified adaptive mesh technique derived from the moving finite element method.* Journal of Computational Physics, 56 (2), Seiten 324–342.
- Duvall, G. E. und Graham, R. A. (1977).** *Phase transitions under shock-wave loading.* Reviews of Modern Physics, 49 (3), Seiten 523–579.
- Dyadechko, V. und Shashkov, M. (2008).** *Reconstruction of multi-material interfaces from moment data.* Journal of Computational Physics, 227 (11), Seiten 5361–5384.
- Einstein, A. (1916).** *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie.* Annalen der Physik, 4 (49), Seiten 770 – 822.
- Ekholm, A. G. und Melosh, H. J. (2001).** *Crater features diagnostic of oblique impacts: The size and position of the central peak.* Geophysical Research Letters, 28 (4), Seiten 623–626.
- Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2008a).** *Asymmetries in complex craters due to oblique impacts?* Large Meteorite Impact Conference, IV (Abstract 3080).
- Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2008b).** *Complex crater formation driven by oblique meteorite impacts.* Large Meteorite Impact Conference, IV (Abstract 3078).
- Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2010).** *The transition from circular to elliptic impact craters.* European Planetary Science Congress, 5 (Abstract 73).
- Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2011a).** *iSALE-3D: A three-dimensional, multi-material, multi-rheology hydrocode and its applications to large-scale geodynamic processes.* In: Proceedings of 11th Hypervelocity Impact Symposium (HVIS), Ausgabe 2 von Schriftenreihe Forschungsergebnisse aus der Kurzzeitdynamik, Seiten 287–301. Fraunhofer Verlag.
- Elbeshausen, D. und Wünnemann, K. (2011b).** *The Effect of Target Topography and Impact Angle on Crater Formation — Insight from 3D Numerical Modelling.* Lunar and Planetary Science Conference, XLII (Abstract 1778).

- Elbeshausen, D., Wünnemann, K. und Collins, G. S. (2007).** *Cratering mechanisms of oblique impacts in targets of different strength - insights from numerical modeling.* Workshop on Impact Cratering II, Abstract 8045.
- Elbeshausen, D., Wünnemann, K. und Collins, G. S. (2008).** *Crater scaling for oblique impacts in frictional targets: Insight from 3D-hydrocode modelling.* Lunar and Planetary Science Conference, XXXIX (Abstract 1795).
- Elbeshausen, D., Wünnemann, K. und Collins, G. S. (2009).** *Scaling of oblique impacts in frictional targets: Implications for crater size and formation mechanisms.* Icarus, 204 (2), Seiten 716–731.
- Elbeshausen, D., Wünnemann, K., Sierks, H., Vincent, J.-B. und Ookay, N. (2012a).** *Landslides triggered by impacts on asteroid (21) Lutetia?* European Planetary Science Congress, 7 (Abstract 673).
- Elbeshausen, D., Wünnemann, K., Sierks, H., Vincent, J.-B. und Ookay, N. (2012b).** *The Effect of Topography on the Impact Cratering Process on Lutetia.* Lunar and Planetary Science Conference, XLIII (Abstract 1778).
- Elmqvist, N. und Tsigas, P. (2007).** *View-projection animation for 3D occlusion management.* Computers & Graphics, 31 (6), Seiten 864 – 876.
- Enet, F., Grilli, S. und Asce, M. (2005).** *Tsunami landslide generation: Modelling and experiments.* In: Proceedings of 5th International Symposium on Ocean Wave Measurement and Analysis (WAVES 2005), Nummer 88, Seiten 1–10.
- Erhart, T. (2004).** *Strategien zur numerischen Modellierung transienter Impaktvorgänge bei nichtlinearem Materialverhalten.* Dissertation, Institut für Baustatik der Universität Stuttgart. 198 Seiten.
- Espindola, J. M., Mena, M., de La Fuente, M. und Campos-Enríquez, J. (1995).** *A model of the Chicxulub impact structure (Yucatán, Mexico) based on its gravity and magnetic signatures.* Physics of The Earth and Planetary Interiors, 92 (3-4), Seiten 271–278.
- Fahrenthold, E. P. und Horban, B. A. (1997).** *Thermodynamics of continuum damage and fragmentation models for hypervelocity impact.* International Journal of Impact Engineering, 20 (1-5), Seiten 241–252.
- Fahrenthold, E. P. und Yew, C. H. (1995).** *Hydrocode simulation of hypervelocity impact fragmentation.* International Journal of Impact Engineering, 17 (1-3), Seiten 303–310.
- Fisher, A. C., Masters, N. D., Dixit, P., Benson, D. J., Koniges, A. E., Anderson, R. W., Gunney, B. T., Wang, P. und Becker, R. (2008).** *Hierarchical material models for fragmentation modeling in NIF-ALE-AMR.* Journal of Physics: Conference Series, 112 (2), Seiten 1–4.
- Fisher, D. E. (1966).** *The Origin of Meteorites: Space Erosion and Cosmic Radiation Ages.* Journal of Geophysical Research, 71 (13), Seiten 3251–3259.

- Flammer, I., Blum, A., Leiser, A. und Germann, P. (2001).** *Acoustic assessment of flow patterns in unsaturated soil.* Journal of Applied Geophysics, 46 (2), Seiten 115–128.
- French, B. M. (1998).** *Traces of Catastrophe: A Handbook of Shock-Metamorphic Effects in Terrestrial Meteorite Impact Structures.* LPI Contribution No. 954. Lunar and Planetary Institute, Houston. 130 Seiten.
- French, B. M. und Koeberl, C. (2010).** *The convincing identification of terrestrial meteorite impact structures: What works, what doesn't, and why.* Earth-Science Reviews, 98 (1-2), Seiten 123–170.
- Gault, D. E. (1970).** *Saturation and Equilibrium Conditions for Impact Cratering on the Lunar Surface: Criteria and Implications.* Radio Science, 5 (2), Seiten 273–291.
- Gault, D. E. und Greeley, R. (1978).** *Exploratory experiments of impact craters formed in viscous-liquid targets: Analogs for Martian rampart craters?* Icarus, 34 (3), Seiten 486–495.
- Gault, D. E. und Sonett, C. P. (1982).** *Laboratory simulation of pelagic asteroidal impact: Atmospheric injection, benthic topography, and the surface wave radiation field.* Geological Society of America Special Paper, 190, Seiten 69–92.
- Gault, D. E. und Wedekind, J. A. (1977).** *Experimental hypervelocity impact into quartz sand-II, Effects of gravitational acceleration.* In: D. J. Roddy, R. O. Pepin, und R. B. Merrill, Herausgeber, *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications*, Seiten 1231–1244. Pergamon Press, New York.
- Gault, D. E. und Wedekind, J. A. (1978).** *Experimental studies of oblique impact.* In: Lunar and Planetary Science Conference, Ausgabe IX, Seiten 3843–3875.
- Gault, D. E., Quaide, W. L. und Oberbeck, V. R. (1968).** *Impact cratering mechanics and structures.* In: B. M. French und N. M. Short, Herausgeber, *Shock metamorphism of natural materials*, Seiten 87–99. Mono Book Corps, Baltimore.
- Gibson, R. L., Reimold, W. U. und Wallmach, T. (1997).** *Origin of pseudotachylite in the lower Witwatersrand Supergroup, Vredefort Dome (South Africa): constraints from metamorphic studies.* Tectonophysics, 283 (1-4), Seiten 241 – 262.
- Gilbert, G. K. (1893).** *The Moon's face; a study of the origin of its feature.* Philosophical Society of Washington, 12, Seiten 241–292.
- Gingold, R. A. und Monaghan, J. J. (1977).** *Smoothed particle hydrodynamics - theory and application to non-spherical stars.* Monthly Notes of the Royal Astronomical Society, 18 (1), Seiten 375–389.

- Gisler, G. R., Weaver, R. P., Mader, C. L. und Gittings, M. L. (2003).** *Two- and three-dimensional simulations of asteroid ocean impacts.* Science of Tsunami Hazards, 21 (2), Seiten 119–134.
- Gisler, G. R., Weaver, R. P., Mader, C. L. und Gittings, M. L. (2004).** *Two- and three-dimensional asteroid impact simulations.* Computing in Science & Engineering, 4, Seiten 46–55.
- Gittings, M. L. (1992).** *SAIC's Adaptive grid Eulerian hydrocode.* Defense Nuclear Agency Numerical Methods Symposium, Seite 30.
- Goeritz, M. (2010).** *Einfluss der Schiefwinkligkeit auf die Struktur lunarer Impaktkrater.* Diplomarbeit, Freie Universität Berlin. 170 Seiten.
- Goldin, T. J., Wünnemann, K., Melosh, H. J. und Collins, G. S. (2006).** *Hydrocode modeling of the Sierra Madera impact structure.* Meteoritics & Planetary Science, 41, Seiten 1947–1958.
- Gradstein, F. M., Ogg, J. G. und Smith, A. G., Herausgeber (2004).** *A geologic timescale 2004.* Cambridge Univ. Press. 589 Seiten.
- Grady, D. E. und Kipp, M. E. (1979).** *The micromechanics of impact fracture of rock.* International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 16 (5), Seiten 293–302.
- Grange, M. L., Nemchin, A. A., Pidgeon, R. T., Timms, N., Muhling, J. R. und Kennedy, A. K. (2009).** *Thermal history recorded by the Apollo 17 impact melt breccia 73217.* Geochimica et Cosmochimica Acta, 73 (10), Seiten 3093–3107.
- Greenough, J. A., Beckner, V., Pember, R. B., Crutchfield, W. Y., Bell, J. B. und Colella, P. (1995).** *An adaptive multifluid interface-capturing method for compressible flow in complex geometries.* Technical Report UCRL-JC-118609, Lawrence Livermore National Laboratory. 10 Seiten.
- Grieve, R. A. F. und Cintala, M. J. (1992).** *An analysis of differential impact melt-crater scaling and implications for the terrestrial impact record.* Meteoritics, 27 (5), Seiten 526–538.
- Grieve, R. A. F. und Dence, M. R. (1979).** *The terrestrial cratering record: II. The crater production rate.* Icarus, 38 (2), Seiten 230–242.
- Grieve, R. A. F., Robertson, P. B. und Dence, M. R. (1981).** *Constraints on the formation of ring impact structures, based on terrestrial data.* In: P. H. Schultz und R. B. Merrill, Herausgeber, *Multi-Ring Basins: Formation and Evolution*, Ausgabe 12A von Proceedings of Lunar and Planetary Science Conference, Seiten 33–57, New York. Pergamon Press.
- Gropp, W., Lusk, E. und Skjellum, A. (1999).** *Using MPI: Portable Parallel Programming with the Message-Passing Interface.* MIT Press, 2. Ausgabe. 371 Seiten.

- Gueyffier, D., Li, J., Nadim, A., Scardovelli, R. und Zaleski, S. (1999).** *Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows.* *Journal of Computational Physics*, 152 (2), Seiten 423–456.
- Gulick, S. P. S., Barton, P. J., Christeson, G. L., Morgan, J. V., McDonald, M., Mendoza-Cervantes, K., Pearson, Z. F., Surendra, A., Urrutia-Fucugauchi, J., Vermeesch, P. M. und Warner, M. R. (2008).** *Importance of pre-impact crustal structure for the asymmetry of the Chicxulub impact crater.* *Nature Geosciences*, 1 (2), Seiten 131–135.
- Gurov, E. P., Koeberl, C. und Yamnichenko, A. (2007).** *El'gygytgyn impact crater, Russia: Structure, tectonics, and morphology.* *Meteoritics & Planetary Science*, 42 (3), Seiten 307–319.
- Hadke, A. (2009).** *Design and evaluation of an optical CPU-DRAM interconnect.* Diplomarbeit, Office of Graduate Studies, University of California. 90 Seiten.
- Hansen, V. L. (2007).** *Subduction origin on early Earth: A hypothesis.* *Geology*, 35 (12), Seiten 1059–1062.
- Harlow, F. H. und Amsden, A. A. (1971).** *A numerical fluid dynamics calculation method for all flow speeds.* *Journal of Computational Physics*, 8 (2), Seiten 197–213.
- Hartmann, T. (2009).** *Zur mesomechanischen Modellierung von Beton und ihrer Anwendung zur makromechanischen Modellbildung.* Dissertation, Universität der Bundeswehr München, Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen. 304 Seiten.
- Hartmann, W. K. (1965).** *Terrestrial and Lunar flux of large meteorites in the last two billion years.* *Icarus*, 4 (2), Seiten 157 – 165.
- Hartmann, W. K. (1977).** *Relative crater production rates on planets.* *Icarus*, 31 (2), Seiten 260 – 276.
- Hartmann, W. K. (1984).** *Does crater 'saturation equilibrium' occur in the solar system?* *Icarus*, 60 (1), Seiten 56 – 74.
- Hartmann, W. K. und Neukum, G. (2001).** *Cratering Chronology and the Evolution of Mars.* *Space Science Reviews*, 96, Seiten 165–194.
- Hartmann, W. K. und Yale, F. (1968).** *Lunar crater counts. IV. Mare Oriental and its basin system.* *Communications of the Lunar and Planetary Laboratory*, 7, Seiten 131–137.
- Hayes, J. C., Norman, M. L., Fiedler, R. A., Bordner, J. O., Li, P. S., Clark, S. E., ud Doula, A. und Mac Low, M.-M. (2006).** *Simulating Radiating and Magnetized Flows in Multiple Dimensions with ZEUS-MP.* *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 165 (1), Seite 188.

- Hayhurst, C. J., Ranson, H. J., Gardner, D. J. und Birnbaum, N. K. (1995).** *Modelling of microparticle hypervelocity oblique impacts on thick targets.* International Journal of Impact Engineering, 17 (1-3), Seiten 375–386.
- Haymes, R. C., Herausgeber (1971).** *Introduction to Space Sciences.* John Wiley & Sons, New York. 556 Seiten.
- Haymes, R. C. und Page, T. (1972).** *Introduction to Space Science.* American Journal of Physics, 40 (3), Seiten 495–495.
- Head, J. W. (1974).** *Oriental multi-ringed basin interior and implications for the petrogenesis of Lunar highland samples.* Moon, 11, Seiten 327–356.
- Head, J. W., Fassett, C. I., Kadish, S. J., Smith, D. E., Zuber, M. T., Neumann, G. A. und Mazarico, E. (2010).** *Global Distribution of Large Lunar Craters: Implications for Resurfacing and Impactor Populations.* Science, 329 (5998), Seiten 1504–1507.
- Hebel, J. (2010).** *Modellierung spröder Rissbildung an Spannungskonzentrationen mit der Bruchmechanik finiter Risse.* Dissertation, Fachbereich Maschinenbau an der Technischen Universität Darmstadt. 142 Seiten.
- Heidrich, W. und Seidel, H.-P. (1998).** *View-independent Environment Maps.* Eurographics Workshop on Graphics Hardware, Seiten 39–45.
- Heidrich, W., Lensch, H., Cohen, M. F. und Seidel, H.-P. (1999).** *Light field techniques for reflections and refractions.* Proceedings of the 10th Eurographics Workshop on Rendering (EGRW-99), Seiten 1–11.
- Henkel, H. und Reimold, W. U. (2002).** *Magnetic model of the central uplift of the Vredefort impact structure, South Africa.* Journal of Applied Geophysics, 51 (1), Seiten 43 – 62.
- Herrick, R. R. und Forsberg-Taylor, N. K. (2003).** *The shape and appearance of craters formed by oblique impact on the Moon and Venus.* Meteoritics & Planetary Science, 38 (11), Seiten 1551–1578.
- Herrick, R. R. und Hessen, K. (2006).** *The planforms of low-angle impact craters in the northern hemisphere of Mars.* Meteoritics & Planetary Science, 41, Seiten 1483–1495.
- Hieber, S. E. und Koumoutsakos, P. (2005).** *A lagrangian particle level set method.* Journal of Computational Physics, 210 (1), Seiten 342–367.
- Hildebrand, A. R., Millard, J. D., Pilkington, M. und Lawton, D. C. (2003).** *Chicxulub crater structure revealed by three dimensional gravity field modeling.* In: Large Meteorite Impact Conference, Ausgabe III (Abstract 4121).
- Hirt, C. W. und Nichols, B. D. (1981).** *Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries.* Journal of Computational Physics, 39 (1), Seiten 201–225.

- Hirt, C. W., Amsden, A. A. und Cook, J. L. (1974).** *An arbitrary lagrangian-eulerian computing method for all flow speeds.* Journal of Computational Physics, 14 (3), Seiten 227 – 253.
- Hirt, C. W., Amsden, A. A. und Cook, J. L. (1997).** *An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds.* Journal of Computational Physics, 135 (2), Seiten 203–216.
- Hodges, C. A. und Wilhelms, D. E. (1978).** *Formation of lunar basin rings.* Icarus, 34 (2), Seiten 294 – 323.
- Holsapple, K. A. (1987).** *The scaling of impact phenomena.* International Journal of Impact Engineering, 5 (1-4), Seiten 343–355.
- Holsapple, K. A. (1993).** *The scaling of impact processes in planetary sciences.* Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 21 (1), Seiten 333–373.
- Holsapple, K. A. (2009).** *On the “strength” of the small bodies of the solar system: A review of strength theories and their implementation for analyses of impact disruptions.* Planetary and Space Science, 57 (2), Seiten 127–141.
- Holsapple, K. A. und Housen, K. R. (2007).** *A crater and its ejecta: An interpretation of Deep Impact.* Icarus, 191 (2, Supplement 1), Seiten 586–597.
- Holsapple, K. A. und Schmidt, R. M. (1982).** *On the Scaling of Crater Dimensions 2. Impact Processes.* Journal of Geophysical Research, 87 (B3), Seiten 1849–1870.
- Holsapple, K. A. und Schmidt, R. M. (1987).** *Point source solutions and coupling parameters in cratering mechanics.* Journal of Geophysical Research, 92 (B7), Seiten 6350–6376.
- Holsapple, K. A., Giblin, I., Housen, K. R., Nakamura, A. M. und Ryan, E. . (2002).** *Asteroids Impacts: Laboratory Experiments and Scaling Laws.* In: W. F. Bottke, P. Paolicchi, R. P. Binzel, und A. Celino, Herausgeber, *Asteroids III*, 3, Seiten 443–462. University of Arizona Press.
- Hornbach, M. J., Braudy, N., Briggs, R. W., Cormier, M.-H., Davis, M. B., Diebold, J. B., Dieudonne, N., Douilly, R., Frohlich, C., Gulick, S. P. S., Johnson III, H. E., Mann, P., McHugh, C., Ryan-Mishkin, K., Prentice, C. S., Seeber, L., Sorlien, C. C., Steckler, M. S., Symithe, S. J., Taylor, F. W. und Templeton, J. (2010).** *High tsunami frequency as a result of combined strike-slip faulting and coastal landslides.* Nature Geosciences, 3 (11), Seiten 783–788.
- Horneck, G., Stöffler, D., Ott, S., Hornemann, U., Cockell, C. S., Moeller, R., Meyer, C., deVera, J.-P., Fritz, J., Schade, S. und Artemieva, N. A. (2008).** *Microbial Rock Inhabitants Survive Hypervelocity Impacts on Mars-Like Host Planets: First Phase of Lithopanspermia Experimentally Tested.* Astrobiology, 8 (1), Seiten 17–44.
- Housen, K. R. und Holsapple, K. A. (2003).** *Impact cratering on porous asteroids.* Icarus, 163 (1), Seiten 102–119.

- Huerta, A. und Casadei, F. (1994).** *New ALE applications in non-linear fast-transient solid dynamics.* Engineering Computations, 11 (4), Seiten 317–345.
- Huffman, D. (1952).** *A method for the construction of minimum-redundancy codes.* Proceedings of the IRE, 40 (9), Seiten 1098–1101.
- Huffman, D. (2006).** *A method for the construction of minimum-redundancy codes.* Resonance, 11, Seiten 91–99.
- ISO/IEC 10918-1 (1992).** *ISO/IEC International Standard 10918-1. Information technology - Digital compression and coding of continuous-tone still images - Requirements and guidelines; International telecommunication union CCITT T.81.* 186 Seiten.
- Ivanov, B. A. (2001).** *Mars/Moon Cratering Rate Ratio Estimates.* Space Science Reviews, 96 (1), Seiten 87–104.
- Ivanov, B. A. (2003).** *Large impact crater modeling: Chicxulub.* Large Meteorite Impact Conference, III (Abstract 4067).
- Ivanov, B. A. (2005).** *Numerical Modeling of the Largest Terrestrial Meteorite Craters.* Solar System Research, 39 (5), Seiten 381–409.
- Ivanov, B. A. und Artemieva, N. A. (2002).** *Numerical modeling of the formation of large impact craters.* Geological Society of America Special Paper, 356, Seiten 619–630.
- Ivanov, B. A. und Kostuchenko, V. N. (1997).** *Block oscillation model for impact crater collapse.* Lunar and Planetary Science Conference, XXVII (Abstract 1655).
- Ivanov, B. A. und Kostuchenko, V. N. (1998).** *Impact crater formation: Dry friction and fluidization influence on the scaling and modification.* Lunar and Planetary Science Conference, XXIX (Abstract 1654).
- Ivanov, B. A. und Melosh, H. J. (2003).** *Impacts do not initiate volcanic eruptions: Eruptions close to the crater.* Geology, 31 (10), Seiten 869–872.
- Ivanov, B. A. und Turtle, E. P. (2001).** *Modeling impact crater collapse: Acoustic fluidization implemented into a hydrocode.* Lunar and Planetary Science Conference, XXXII (Abstract 1284).
- Ivanov, B. A., Bazilevskii, A. T. und Sazonova, L. V. (1982).** *Formation of the central uplift in meteorite craters.* Meteoritika, 40, Seiten 67–81.
- Ivanov, B. A., de Niem, D. und Neukum, G. (1997).** *Implementation of dynamic strength models into 2D hydrocodes: Applications for atmospheric breakup and impact cratering.* International Journal of Impact Engineering, 20 (1-5), Seiten 411–430. Hypervelocity Impact Proceedings of the 1996 Symposium.
- Ivanov, B. A., Neukum, G. und Wagner, R. (2001).** *Size-frequency distributions of planetary impact craters and asteroids.* ASSL, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. 357 Seiten.

- Janda, R. J., Scott, K. M., Nolan, K. M. und Martinson, H. A. (1981).** *Lahar movement, effects, and deposits.* In: The 1980 eruptions of Mount St. Helens, Washington, Seiten 461–478. US Geological Survey Professional Paper 1250.
- Jeppe, F. und Wangemann, H. T. (1868).** *Die Transvaalsche oder S.A. Republik nebst einem Anhang: Dr. Wangemann's Reise in Südafrika,* Ausgabe 24. Gotha, Petermann's Geographische Mitteilungen. 24 Seiten.
- Jin, H. und Hwang, K. (2000).** *Stripped mirroring RAID architecture.* Journal of Systems Architecture, 46 (6), Seiten 543–550.
- Johnson, G. R. und Cook, W. H. (1983).** *A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures.* In: Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics, Seiten 541–547.
- Johnson, G. R., Stryk, R. A. und Beissel, S. R. (1996).** *SPH for high velocity impact computations.* Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 139 (1-4), Seiten 347 – 373.
- Jones, A. P., Price, G. D., DeCarli, P. S., Price, N. J. und Clegg, R. A. (2003).** *Impact decompression melting: a possible trigger for impact induced volcanism and mantle hotspots?* In: C. Koeberl und F. Martinez-Ruiz, Herausgeber, *Impact markers in the Stratigraphic Record,* Seiten 91–120. Springer Verlag, Berlin.
- Jones, A. P., Wünnemann, K. und Price, D. G. (2005).** *Modeling impact volcanism as a possible origin for the Ontong Java Plateau.* Geological Society of America Special Paper, 388, Seiten 711–720.
- Kallinderis, Y. und Ahn, H. T. (2005).** *Incompressible Navier-Stokes method with general hybrid meshes.* Journal of Computational Physics, 210 (1), Seiten 75–108.
- Kearsley, A. T., Graham, G. A., Burchell, M. J., Cole, M. J., Dai, Z. R., Teslich, N., Bradley, J. P., Chater, R., Wozniakiewicz, P. A., Spratt, J. und Jones, G. (2007).** *Analytical scanning and transmission electron microscopy of laboratory impacts on Stardust aluminum foils: Interpreting impact crater morphology and the composition of impact residues.* Meteoritics & Planetary Science, 42 (2), Seiten 191–210.
- Kearsley, A. T., Graham, G. A., Burchell, M. J., Cole, M. J., Wozniakiewicz, P., Teslich, N., Bringa, E., Hörz, F., Blum, J. und Poppe, T. (2008).** *Microcraters in aluminum foils: Implications for dust particles from comet Wild 2 on NASA's Stardust spacecraft.* Ausgabe 35 von Hypervelocity Impact Proceedings of the 2007 Symposium - HVIS 2007, Seiten 1616 – 1624.
- Kenkmann, T. und Poelchau, M. H. (2009).** *Low-angle collision with Earth: The elliptical impact crater Matt Wilson, Northern Territory, Australia.* Geology, 37 (5), Seiten 459–462.
- Kenkmann, T., Artemieva, N. A., Wünnemann, K., Poelchau, M. H., Elbeshausen, D. und Nunez del Prado, H. (2009).** *The Carancas meteorite impact crater, Peru: Geologic surveying and modeling of crater formation and atmospheric passage.* Meteoritics & Planetary Science, 44 (7), Seiten 985–1000.

- Kenkmann, T., Wünnemann, K., Deutsch, A., Poelchau, M. H., Schäfer, F. und Thoma, K. (2011a).** *Impact cratering in sandstone: The MEMIN pilot study on the effect of pore water.* Meteoritics & Planetary Science, 46 (6), Seiten 890–902.
- Kenkmann, T., Vasconcelos, M. A. R., Crosta, A. P. und Reimold, W. U. (2011b).** *The complex impact structure Serra da Cangalha, Tocantins State, Brazil.* Meteoritics & Planetary Science, 46 (6), Seiten 875–889.
- Kilgard, M. J. (2010).** *Improving Shadows and Reflections via the Stencil Buffer.* Technical report, NVIDIA Corporation. URL [Dezember 2012]: <https://developer.nvidia.com/sites/default/files/akamai/gamedev/docs/stencil.pdf>.
- Kniss, J., Premoze, S., Hansen, C., Shirley, P. und McPherson, A. (2003).** *A model for volume lighting and modeling.* IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, 9 (2), Seiten 150–162.
- Korycansky, D. G. und Zahnle, K. J. (2003).** *High-Resolution Simulations of the Impacts of Asteroids into the Venusian Atmosphere III: Further 3D Models.* Icarus, 161 (2), Seiten 244–261.
- Korycansky, D. G., Zahnle, K. J. und Mac Low, M.-M. (2000).** *High-Resolution Calculations of Asteroid Impacts into the Venusian Atmosphere.* Icarus, 146 (2), Seiten 387 – 403.
- Korycansky, D. G., Zahnle, K. J. und Mac Low, M.-M. (2002).** *High-Resolution Simulations of the Impacts of Asteroids into the Venusian Atmosphere II: 3D Models.* Icarus, 157 (1), Seiten 1–23.
- Kring, D. A. (2007).** *Guidebook to the Geology of Barringer Meteorite Crater, Arizona (a.k.a. Meteor Crater).* Lunar and Planetary Institute. LPI Contribution No. 1355.
- Kucharik, M., Garimella, R. V., Schofield, S. P. und Shashkov, M. J. (2010).** *A comparative study of interface reconstruction methods for multi-material ALE simulations.* Journal of Computational Physics, 229 (7), Seiten 2432–2452.
- Lammer, H., Bredehöft, J., Coustenis, A., Khodachenko, M., Kaltenecker, L., Grasset, O., Prieur, D., Raulin, F., Ehrenfreund, P., Yamauchi, M., Wahlund, J. E., Grießmeier, J. M., Stangl, G., Cockell, C. S., Kulikov, Y., Grenfell, J. und Rauer, H. (2009).** *What makes a planet habitable?* Astronomy and Astrophysics Review, 17 (2), Seiten 181–249.
- Landgraf, M., Jehn, R., Flury, W. und Dikarev, V. (2004).** *Hazards by meteoroid impacts onto operational spacecraft.* Advances in Space Research, 33 (9), Seiten 1507–1510.
- Larson, D. B. und Anderson, G. D. (1980).** *Plane shock wave studies of westerly granite and nugget sandstone.* International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 17 (6), Seiten 357–363.

- Le Bars, M., Wieczorek, M. A., Karatekin, O., Cebron, D. und Laneuville, M. (2011).** *An impact-driven dynamo for the early Moon.* Nature, 479 (7372), Seiten 215–218.
- Le Feuvre, M. und Wieczorek, M. A. (2011).** *Nonuniform cratering of the Moon and a revised crater chronology of the inner Solar System.* Icarus, 214 (1), Seiten 1 – 20.
- Lewiner, T., Lopes, H., Vieira, A. W. und Tavares, G. (2003).** *Efficient implementation of marching cubes' cases with topological guarantees.* Journal of Graphics Tools, 8 (2), Seiten 1–15.
- Lichtenbelt, B., Crane, R. und Naqvi, S. (1998).** *Introduction To Volume Rendering.* Hewlett-Packard Professional Books. Prentice Hall PTR. 236 Seiten.
- Lindström, M., Shuvalov, V. und Ivanov, B. A. (2005).** *Lockne crater as a result of marine-target oblique impact.* Planetary and Space Science, 53 (8), Seiten 803–815.
- Lorensen, W. E. und Cline, H. E. (1987).** *Marching cubes: A high resolution 3D surface construction algorithm.* In: Computer Graphics, Ausgabe 21 von SIGGRAPH '87 Proceedings, Seiten 163–169.
- Lucy, L. B. (1977).** *A numerical approach to the testing of the fission hypothesis.* Astronomical Journal, 82, Seiten 1013–1024.
- Lundborg, N. (1968).** *Strength of rock-like materials.* International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 5 (5), Seiten 427 – 454.
- Lyne, J. E., Tauber, M. E. und Fought, R. M. (1996).** *An analytical model of the atmospheric entry of large meteors and its application to the Tunguska Event.* Journal of Geophysical Research, 101, Seiten 207–212.
- Mader, C. L. und Gittings, M. L. (2003).** *Dynamic of water cavity generation.* Science of Tsunami Hazards, 21 (2), Seiten 91–102.
- Maecker, H. (1953).** *Über die Bewegung gestoßener Körper.* Naturwissenschaften, 40 (20), Seiten 521–522.
- Marchi, S., Mottola, S., Cremonese, G., Massironi, M. und Martelleto, E. (2009).** *A New Chronology for the Moon and Mercury.* Astronomical Journal, 137, Seiten 4936–4948.
- Margolin, L. G. (1997).** *Introduction to 'An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds'.* Journal of Computational Physics, 135 (2), Seiten 198–202.
- Martin, J. C. und Moyce, W. J. (1952).** *Part IV. An Experimental Study of the Collapse of Liquid Columns on a Rigid Horizontal Plane.* Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 244 (882), Seiten 312–324.

- Maxwell, D. E. (1977).** *Simple Z Model of Cratering, Ejection, and the Overturned Flap.* In: D. J. Roddy, R. O. Pepin, und R. B. Merrill, Herausgeber, *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications*, Seiten 1003–1008. Pergamon Press, New York.
- McDonald, M. A., Melosh, H. J. und Gulick, S. P. S. (2008).** *Oblique impacts and peak ring position: Venus and Chicxulub.* *Geophysical Research Letters*, 35 (L07203), Seiten 1–5.
- McGill, G. E. (1977).** *Craters as "fossils": The remote dating of planetary surface materials.* *Geological Society of America Bulletin*, 88 (8), Seiten 1102–1110.
- McGlaun, J. M., Thompson, S. L. und Elrick, M. G. (1989).** *CTH: A three-dimensional shock wave physics code.* Technical report, NASA STI/Recon Technical Report N90, 14528.
- McGlaun, J. M., Thompson, S. L. und Elrick, M. G. (1990).** *CTH: A three-dimensional shock wave physics code.* *International Journal of Impact Engineering*, 10 (1–4), Seiten 351 – 360.
- McKinnon, W. B. (2007).** *The mechanics of complex crater and ringed basin formation: Constraints from 30 years of planetary observations.* Workshop on Impact Cratering II, Abstract 8072.
- Mebarki, A., Alliez, P. und Devillers, O. (2005).** *Farthest point seeding for efficient placement of streamlines.* Technical report, Rapport de recherche de l'INRIA - Sophia Antipolis, Equipe: GEOMETRICA.
- Melosh, H. J. (1979).** *Acoustic fluidization - a new geologic process.* *Journal of Geophysical Research*, 84 (B13), Seiten 7513–7520.
- Melosh, H. J. (1989).** *Impact cratering: A geologic process*, Ausgabe 11. Oxford Monographs on Geology and Geophysics, Oxford University Press. 253 Seiten.
- Melosh, H. J. und Kipp, M. E. (1988).** *Giant Impact Theory of the Moon's Origin: Implications for the Thermal State of the Early Earth.* Topical Conference Origin of the Earth. LPI Contribution No. 681.
- Melosh, H. J. und McKinnon, W. B. (1978).** *Mechanics of ringed basin formation.* *Geophysical Research Letters*, 5 (11), Seiten 985–988.
- Melosh, H. J., Ryan, E. . und Asphaug, E. (1992).** *Dynamic fragmentation in impacts - hydrocode simulation of laboratory impacts.* *Journal of Geophysical Research*, 97 (E9), Seiten 14735–14759.
- Michael, G. G. und Neukum, G. (2010).** *Planetary surface dating from crater size-frequency distribution measurements: Partial resurfacing events and statistical age uncertainty.* *Earth and Planetary Science Letters*, 294 (3-4), Seiten 223 – 229.
- Milner, D. J., Baldwin, E. C. und Burchell, M. J. (2008).** *Laboratory investigations of marine impact events: Factors influencing crater formation and projectile survivability.* *Meteoritics & Planetary Science*, 42 (12), Seiten 2015–2026.

- Milton, D. J. und Macdonald, F. A. (2005).** *Goat Paddock, Western Australia: an impact crater near the simple – complex transition.* Australian Journal of Earth Sciences, 52 (4), Seiten 689 – 697.
- Milton, D. J. und Sutter, J. F. (1987).** *Revised age for the Gosses Bluff impact structure, Northern Territory, Australia, based on Ar-40 / Ar-39 dating.* Meteoritics, 22, Seiten 281–289.
- Milton, D. J., Glikson, A. Y., Manwaring, E. A., Moss, F. J., Sedmik, E. C. E., Son, J. V., Barlow, B. C., Brett, R. und Young, G. A. (1972).** *Gosses Bluff Impact Structure, Australia.* Science, 175 (4027), Seiten 1199–1207.
- Montmerle, T., Claeys, P., Gargaud, M., Lopez-Garcia, P., Martin, H., Pascal, R., Reisse, J. und Selsis, F. (2006).** *Life On Earth... And Elsewhere?* In: Earth, Moon, and Planets, Ausgabe 98, Seiten 299–312. Springer Netherlands.
- Morbidelli, A., Chambers, J., Lunine, J. I., Petit, J. M., Robert, F., Valsecchi, G. B. und Cyr, K. E. (2000).** *Source regions and time scales for the delivery of water to Earth.* Meteoritics & Planetary Science, 35, Seiten 1309–1320.
- Morgan, J. V., Warner, M. R., Brittan, J., Buffler, R., Camargo, A., Christeson, G. L., Denton, P., Hildebrand, A., Hobbs, R., Macintyre, H., Mackenzie, G., Maguire, P., Marin, L., Nakamura, Y., Sharpton, V. L., Suarez, G. und Trejo, A. (1997).** *Size and morphology of the Chicxulub impact crater.* Nature, 390, Seiten 472–476.
- Morgan, J. V., Warner, M. R., Collins, G. S., Melosh, H. J. und Christeson, G. L. (2000).** *Peak-ring formation in large impact craters: geophysical constraints from Chicxulub.* Earth and Planetary Science Letters, 183 (3-4), Seiten 347–354.
- Neukum, G. und Ivanov, B. A. (1994).** *Crater size distributions and impact probabilities on Earth from Lunar, terrestrial planet, and asteroid cratering data.* In: T. Gehrels, Herausgeber, *Hazards due to Comets and Asteroids*, Seiten 359–416. Univ. of Arizona Press, Tucson.
- Neukum, G., Ivanov, B. A. und Hartmann, W. K. (2001).** *Cratering Records in the Inner Solar System in Relation to the Lunar Reference System.* Space Science Reviews, 96, Seiten 55–86.
- Nimmo, F., Hart, S. D., Korycansky, D. G. und Agnor, C. B. (2008).** *Implications of an impact origin for the martian hemispheric dichotomy.* Nature, 453 (26), Seiten 1220–1223.
- Noh, W. F. und Woodward, P. (1976).** *SLIC (simple line interface calculation).* In: A. I. van de Vooren und P. J. Zandbergen, Herausgeber, *Some Methods of Resolution of Free Surface Problems*, Ausgabe 59 von Lecture Notes in Physics, Seiten 330–340. Springer Verlag, Berlin.
- Nolan, M. C., Asphaug, E., Melosh, H. J. und Greenberg, R. (1996).** *Impact craters on asteroids: Does gravity or strength control their size?* Icarus, 124 (2), Seiten 359–371.

- Nowka, D., Wünnemann, K., Collins, G. S. und Elbeshausen, D. (2010).** *Scaling of impact crater formation on planetary surfaces.* European Planetary Science Congress, 5 (Abstract 87).
- Oberbeck, V. R. (1971).** *Laboratory simulation of impact cratering with high explosives.* Journal of Geophysical Research, 76 (23), Seiten 5732–5749.
- Oelze, M. L., O'Brien, Jr., W. D. und Darmody, R. G. (2002).** *Measurement of attenuation and speed of sound in soils.* Soil Science Society of America Journal, 66 (3), Seiten 788–796.
- Ohnaka, M. (1995).** *A shear failure strength law of rock in the brittle-plastic transition regime.* Geophysical Research Letters, 22 (1), Seiten 25–28.
- O'Keefe, J. D. und Ahrens, T. J. (1986).** *Oblique impact: A process for obtaining meteorite samples from other planets.* Science, 234 (4774), Seiten 346–349.
- O'Keefe, J. D. und Ahrens, T. J. (1993).** *Planetary cratering mechanics.* Journal of Geophysical Research, 98 (E9), Seiten 17011–17028.
- O'Keefe, J. D. und Ahrens, T. J. (1999a).** *Complex craters - relationship of inner rings to the impactor and transient crater evolution.* In: Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts, Ausgabe 28 von Lunar and Planetary Inst. Technical Report, Seite 1043ff.
- O'Keefe, J. D. und Ahrens, T. J. (1999b).** *Deep seated faulting in the formation of complex impact craters.* Lunar and Planetary Science Conference, XXX (Abstract 1304).
- O'Keefe, J. D., Stewart, S. T., Lainhart, M. E. und Ahrens, T. J. (2001).** *Damage and rock-volatile mixture effects on impact crater formation.* International Journal of Impact Engineering, 26 (1-10), Seiten 543–553.
- Olano, M. und Lastra, A. (1998).** *A shading language on graphics hardware: The pixelflow shading system.* Proceedings of SIGGRAPH, Seiten 1–10.
- Oliveira, M. M. und Brauwers, M. (2007).** *Real-time refraction through deformable objects.* Proceedings of the 2007 symposium on Interactive 3D graphics and games, Seite 89–96.
- Osinski, G. R., Grieve, R. A. F. und Spray, J. G. (2004).** *The nature of the groundmass of surficial suevite from the Ries impact structure, Germany, and constraints on its origin.* Meteoritics & Planetary Science, 39 (10), Seiten 1655–1683.
- Palmer, J. D. (2001).** *An interactive deformation technique with triangles and distance functions.* Diplomarbeit, Texas A & M University. 42 Seiten.
- Papadopoulos, M. (1963).** *The reflexion and refraction of point-source fields.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, 273 (1353), Seiten 198–221.

- Papike, J. J., Ryder, G. und Shearer, C. K. (1998).** *Lunar samples*. Reviews in Mineralogy and Geochemistry, 36 (1), Seiten 1–234.
- Parker, B. J. und Youngs, D. L. (1992).** *Two and three dimensional Eulerian simulation of fluid flow with material interfaces*. Technical report, UK Atomic Weapons Establishment. 18 Seiten.
- Partridge, T. C. E., Herausgeber (1999).** *Tswaing: Investigations into the origin, age and palaeoenvironments of the Pretoria Saltpan*. Council for Geoscience, Pretoria, South Africa. 198 Seiten.
- Pavlina, E. J. und Van Tyne, C. J. (2008).** *Correlation of Yield Strength and Tensile Strength with Hardness for Steels*. Journal of Materials Engineering and Performance, 17, Seiten 888–893.
- Pember, R. B., Bell, J. B., Colella, P., Crutchfield, W. Y. und Welcome, M. L. (1995).** *An adaptive cartesian grid method for unsteady compressible flow in irregular regions*. Journal of Computational Physics, 120, Seiten 278–304.
- Pham, N., Dreps, D., Mandrekar, R. und Na, N. (2010).** *Driver design for DDR4 memory subsystems*. In: 19th Conference on Electrical Performance of Electronic Packaging and Systems (EPEPS), Seiten 297–300.
- Pierazzo, E. und Collins, G. S. (2004).** *A brief introduction to hydrocode modeling of impact cratering*. In: D. Dypvik, M. J. Burchell, und P. Claeys, Herausgeber, *Cratering in marine environments and on ice*, Seiten 323–340. New York, Springer.
- Pierazzo, E. und Crawford, D. A. (1998).** *Modeling Chicxulub as an oblique impact event: Results of Hydrocode Simulations*. Lunar and Planetary Science Conference, XXIX (Abstract 1704).
- Pierazzo, E. und Melosh, H. J. (1999).** *Hydrocode modeling of Chicxulub as an oblique impact event*. Earth and Planetary Science Letters, 165 (2), Seiten 163–176.
- Pierazzo, E. und Melosh, H. J. (2000a).** *Hydrocode modeling of oblique impacts: The fate of the projectile*. MAPS, 35 (1), Seiten 117–130.
- Pierazzo, E. und Melosh, H. J. (2000b).** *Melt production in oblique impacts*. Icarus, 145 (1), Seiten 252–261.
- Pierazzo, E. und Melosh, H. J. (2000c).** *Understanding oblique impacts from experiments, observations, and modeling*. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 28 (1), Seiten 141–167.
- Pierazzo, E., Vickery, A. M. und Melosh, H. J. (1997).** *A reevaluation of impact melt production*. Icarus, 127 (2), Seiten 408–423.
- Pierazzo, E., Kring, D. A. und Melosh, H. J. (1998).** *Hydrocode simulation of the Chicxulub impact event and the production of climatically active gases*. Journal of Geophysical Research, 103 (E12), Seiten 28607–28625.

- Pierazzo, E., Artemieva, N. A., Asphaug, E., Baldwin, E. C., Cazamias, J., Coker, R., Collins, G. S., Crawford, D. A., Davison, T. M., Elbeshausen, D., Holsapple, K. A., Housen, K. R., Korycansky, D. G. und Wünnemann, K. (2008).** *Validation of numerical codes for impact and explosion cratering: Impacts on strengthless and metal targets.* *Meteoritics & Planetary Science*, 43 (12), Seiten 1917–1938.
- Pike, R. J. (1977a).** *Apparent Depth/Apparent Diameter Relation for Lunar Craters.* In: R. B. Merrill, Herausgeber, *Proceedings of Lunar and Planetary Science Conference*, Ausgabe 8, Seiten 3427–3436.
- Pike, R. J. (1977b).** *Size-Dependence in the Shape of Fresh Impact Craters on the Moon.* In: D. J. Roddy, R. O. Pepin, und R. B. Merrill, Herausgeber, *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications*, Seiten 489–509. Pergamon Press, New York.
- Pike, R. J. (1985).** *Some morphologic systematics of complex impact structures.* *Meteoritics*, 20, Seiten 49–68.
- Pilkington, M. und Grieve, R. A. F. (1992).** *The geophysical signature of terrestrial impact craters.* *Reviews of Geophysics*, 30 (2), Seiten 161–181.
- Pilkington, M., Hildebrand, A. R. und Ortiz-Aleman, C. (1994).** *Gravity and magnetic field modeling and structure of the Chicxulub Crater, Mexico.* *Journal of Geophysical Research*, 99 (E6), Seiten 13147–13162.
- Poelchau, M. H. (2010).** *The subsurface structure of oblique impact craters.* Dissertation, Freie Universität Berlin, Fachbereich Geowissenschaften. 84 Seiten.
- Poelchau, M. H. und Kenkmann, T. (2008).** *Asymmetric signatures in simple craters as an indicator for an oblique impact direction.* *Meteoritics & Planetary Science*, 43, Seiten 2059–2072.
- Pohl, J. und Will, M. (1974).** *Vergleich der Geschwindigkeitsmessungen im Bohrloch der Forschungsbohrung Nördlingen 1973 mit seismischer Tiefensondierung innerhalb und außerhalb des Ries.* *Geologica Bavaria*, 72, Seiten 75–80.
- Poirier, J. P. (1991).** *Introduction to the Physics of the Earth's Interior.* Cambridge University Press, New York, 2. Ausgabe. 312 Seiten.
- Pope, K. O., Ocampo, A. C., Kinsland, G. L. und Smith, R. (1996).** *Surface expression of the Chicxulub crater.* *Geology*, 24 (6), Seiten 527–530.
- Popinet, S. und Zaleski, S. (1999).** *A front-tracking algorithm for accurate representation of surface tension.* *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 30 (6), Seiten 775–793.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. und Flannery, B. P. (1992).** *Numerical Recipes in Fortran.* Cambridge University Press, 2. Ausgabe.

- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. und Flannery, B. P.**, Herausgeber (2007). *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 3. Ausgabe. 1256 Seiten.
- Price, G. R.** (2000). *A piecewise parabolic volume tracking method for the numerical simulation of interfacial flows*. Dissertation, Mechanical and Manufacturing Engineering, University of Calgary. 332 Seiten.
- Price, G. R., Reader, G. T., Rowe, R. D. und Bugg, J. D.** (1998). *A piecewise parabolic interface calculation for volume tracking*. In: Proc. of the Sixth Annual Conference of the CFD Society of Canada, Seiten 71–77.
- Prockter, L. M., Antman, A. M., Pappalardo, R. T., Head, J. W. und Collins, G. C.** (1999). *Europa: Stratigraphy and geological history of the anti-Jovian region from Galileo E14 solid-state imaging data*. Journal of Geophysical Research, 104 (E7), Seiten 16531–16540.
- Rabczuk, T., Belytschko, T. und Xiao, S. P.** (2004). *Stable particle methods based on lagrangian kernels*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 193 (12-14), Seiten 1035–1063.
- Reese, C. C. und Solomatov, V. S.** (2010). *Early martian dynamo generation due to giant impacts*. Icarus, 207 (1), Seiten 82–97.
- Reese, C. C., Solomatov, V. S., Baumgardner, J. R., Stegman, D. R. und Veolainen, A. V.** (2004). *Magmatic evolution of impact-induced Martian mantle plumes and the origin of Tharsis*. Journal of Geophysical Research, 109, Seiten 1–10.
- Reichenberger, V., Jakobs, H., Bastian, P. und Helmig, R.** (2006). *A mixed-dimensional finite volume method for two-phase flow in fractured porous media*. Advances in Water Resources, 29 (7), Seiten 1020–1036.
- Reimold, W. U. und Gibson, R. L.** (1996). *Geology and evolution of the Vredefort impact structure, South Africa*. Journal of African Earth Sciences, 23 (2), Seiten 125 – 162.
- Reimold, W. U., Koeberl, C., Partridge, T. C. und Kerr, S. J.** (1992). *Pretoria Saltpan crater: Impact origin confirmed*. Geology, 20 (12), Seiten 1079–1082.
- Richardson, J. E.** (2009). *Cratering saturation and equilibrium: A new model looks at an old problem*. Icarus, 204 (2), Seiten 697 – 715.
- Rinehart, J. S.** (1960). *On fractures caused by explosions and impacts*. Quarterly of the Colorado School of Mines, 55, Seiten 1–155.
- Roberts, J. H., Lillis, R. J. und Manga, M.** (2009). *Giant impacts on early Mars and the cessation of the Martian dynamo*. Journal of Geophysical Research, 114, Seiten 1–10.
- Robinson, A. C., Brunner, T. A., Carroll, S., Drake, R., Garasi, C. J., Gardiner, T., Hail, T., Hanshaw, H., Hensinger, D., Labreche, D., Lemke, R.,**

- Love, E., Luchini, C., Mosso, S., Niederhaus, J., Ober, C. C., Petney, S., Rider, W. J., Scovazzi, G., Strack, E. O., Summers, R., Trucano, T., Weirs, V. G., Wong, M. und Voth, T. (2008).** *ALEGRA: An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Multimaterial, Multiphysics Code*. In: Proceedings of the 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Nummer AIAA-2008-1235, Seiten 1–39.
- Rosenthal, D. (1946).** *The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments*. Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Seiten 849–866.
- Ruiz, J. (2011).** *Giant impacts and the initiation of plate tectonics on terrestrial planets*. Planetary and Space Science, 59 (8), Seiten 749 – 753.
- Ruppert, M. (2000).** *Zur numerischen Simulation von hochdynamisch beanspruchten Betonstrukturen*. Dissertation, Institut für Mechanik und Statik, Universität der Bundeswehr München. 278 Seiten.
- Rybakov, A. P. (2000).** *Spall in non-one-dimensional shock waves*. International Journal of Impact Engineering, 24 (10), Seiten 1041 – 1082.
- Salomon, D. (2000).** *Data Compression - The complete Reference*. Springer, Berlin, 4. Ausgabe. 1092 Seiten.
- Sarawagi, S. und Stonebraker, M. (1994).** *Efficient organization of large multidimensional arrays*. In: Proc. 10th International Conference on Data Engineering, Seiten 328–336.
- Satapathy, S. (2001).** *Dynamic spherical cavity expansion in brittle ceramics*. International Journal of Solids and Structures, 38 (32–33), Seiten 5833 – 5845.
- Scardovelli, R. und Zaleski, S. (2000).** *Analytical relations connecting linear interfaces and volume fractions in rectangular grids*. Journal of Computational Physics, 164 (1), Seiten 228–237.
- Schade, S. und Wünnemann, K. (2007).** *Numerical Modeling of Pore Space Collapse Due to Shock Wave Compression*. Lunar and Planetary Science Conference, XXXVIII (Abstract 1338).
- Schäfer, F., Thoma, K., Behner, T., Nau, S., Kenkmann, T., Wünnemann, K. und Deutsch, A. (2006).** *Impact experiments on dry and wet sandstone*. In: Proceedings of 'ESLAB-40: First International Conference on Impact Cratering in the Solar System', Ausgabe 612 von ESA Special Publication, Seiten 1–6. European Space Research and Technology Centre (ESTEC), Noordwijk, NL.
- Scheeres, D. J., Hartzell, C. M., Sánchez, P. und Swift, M. (2010).** *Scaling forces to asteroid surfaces: The role of cohesion*. Icarus, 210 (2), Seiten 968–984.
- Scherler, D., Kenkmann, T. und Jahn, A. (2006).** *Structural record of an oblique impact*. Earth and Planetary Science Letters, 248 (1-2), Seiten 43–53.
- Schlichting, H. E. und Sari, R. (2007).** *The Effect of Semicollisional Accretion on Planetary Spins*. The Astrophysical Journal, 658 (1), Seite 593.

- Schmalzl, J. (2003).** *Using standard image compression algorithms to store data from computational fluid dynamics.* Computers & Geosciences, 29, Seiten 1021–1031.
- Schmidt, R. M. (1977).** *A centrifuge cratering experiment - development of a gravity-scaled yield parameter.* In: D. J. Roddy, R. O. Pepin, und R. B. Merrill, Herausgeber, *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications*, Seiten 1261–1278. Pergamon Press, New York.
- Schmidt, R. M. und Holsapple, K. A. (1982).** *Estimates of crater size for large-body impact gravity-scaling results.* Geological Society of America Special Paper, 190, Seiten 93–102.
- Schmidt, R. M. und Housen, K. R. (1987).** *Some recent advances in the scaling of impact and explosion cratering.* International Journal of Impact Engineering, 5, Seiten 543–560.
- Schneider, E. (2003).** *Numerische Modellierung von Impaktereignissen auf dem Jupiter-Eismond Europa.* Diplomarbeit, Institut für Geophysik der Westfälischen Wilhelm-Universität Münster. 105 Seiten.
- Schroeder, W. J., Martin, K. und Lorensen, B. (2006).** *The Visualization Toolkit An Object-Oriented Approach To 3D Graphics.* Kitware, Inc., 4. Ausgabe. 528 Seiten.
- Schulte, P., Alegret, L., Arenillas, I., Arz, J. A., Barton, P. J., Bown, P. R., Bralower, T. J., Christeson, G. L., Claeys, P., Cockell, C. S., Collins, G. S., Deutsch, A., Goldin, T. J., Goto, K., Grajales-Nishimura, J. M., Grieve, R. A. F., Gulick, S. P. S., Johnson, K. R., Kiessling, W., Koeberl, C., Kring, D. A., MacLeod, K. G., Matsui, T., Melosh, H. J., Montanari, A., Morgan, J. V., Neal, C. R., Nichols, D. J., Norris, R. D., Pierazzo, E., Ravizza, G., Rebolledo-Vieyra, M., Reimold, W. U., Robin, E., Salge, T., Speijer, R. P., Sweet, A. R., Urrutia-Fucugauchi, J., Vajda, V., Whalen, M. T. und Willumsen, P. S. (2010).** *The Chicxulub Asteroid Impact and Mass Extinction at the Cretaceous-Paleogene Boundary.* Science, 327 (5970), Seiten 1214–1218.
- Schultz, P. H. (1977).** *Endogenic modification of impact craters on Mercury.* Physics of the Earth and Planetary Interiors, 15 (2-3), Seiten 202 – 219.
- Schultz, P. H. (1992).** *Effect of impact angle on central-peak / peak-ring formation and crater collapse on Venus.* LPI Contribution, 789, Seiten 103–104.
- Schultz, P. H. und Anderson, J. L. B. (1996).** *Asymmetry of the Manson impact structure: Evidence for impact angle and direction.* Geological Society of America Special Paper, 203, Seiten 397–417.
- Schultz, P. H. und Lutz-Garihan, A. B. (1982).** *Grazing Impacts on Mars: A Record of Lost Satellites.* Journal of Geophysical Research, 87 (S1), Seiten 84–96.
- Schultz, P. H. und Wrobel, K. E. (2012).** *The oblique impact Hale and its consequences on Mars.* Journal of Geophysical Research, 117 (E04001).

- Schwandt, H. (2003).** *Parallele Numerik: Eine Einführung*. Vieweg+Teubner Verlag, 1. Ausgabe. 468 Seiten.
- Sedov, L. I. (1946).** *Propagation of strong shock waves*. Journal of Applied Mathematics and Mechanics, 10, Seiten 241–250.
- Senft, L. E. und Stewart, S. T. (2007).** *Modeling impact cratering in layered surfaces*. Journal of Geophysical Research, 112 (E11002), Seiten 1–18.
- Sethian, J. A. (1996).** *Evolving Interfaces in Geometry, Fluid Mechanics, Computer Vision, and Materials Science*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2. Ausgabe. 404 Seiten.
- Sharp, R. (2004).** *Users manual for ALE3D*. Technical Report UCRL-MA-152204, Rev. 1, University of California Radiation Laboratory, Berkeley, CA (USA).
- Shoemaker, E. M. (1962).** *Interpretation of Lunar Craters*. In: Z. Kopal, Herausgeber, *Physics and Astronomy of the Moon*, Seiten 283–359. Academic Press, New York.
- Shoemaker, E. M. (1977).** *Penetration Mechanics of High Velocity Meteorites, Illustrated by Meteor Crater, Arizona*. In: McCall, G. J. H., Herausgeber, *Meteorite Craters, Benchmark Papers in Geology*, Ausgabe 36, Seiten 418–434. Dowden, Hutchinson and Ross, Inc.
- Shoemaker, E. M., Hackman, R. J. und Eggleton, R. E. (1963).** *Interplanetary correlation of geologic time*. Advances in the Astronautical Sciences, 8, Seiten 70–89.
- Shreiner, D. (2009).** *OpenGL Programming Guide: The Official Guide to Learning OpenGL, Versions 3.0 and 3.1*. Addison Wesley, 7. Ausgabe.
- Shuvalov, V. (1999).** *Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows: Application to the thermal layer effect*. Shock Waves, 9, Seiten 381–390.
- Shuvalov, V. (2003).** *Cratering process after oblique impacts*. In: B. O. Dressler, T. Kenkmann, M. Schieber, und G. Poesges, Herausgeber, *Large Meteorite Impact Conference*, Ausgabe III.
- Shuvalov, V. (2009).** *Atmospheric erosion induced by oblique impacts*. Meteoritics & Planetary Science, 44 (8), Seiten 1095–1105.
- Shuvalov, V. und Artemieva, N. A. (2002).** *Numerical modeling of Tunguska-like impacts*. Planetary and Space Science, 50 (2), Seiten 181 – 192.
- Shuvalov, V. und Trubetskaya, I. A. (2007).** *Numerical modeling of the formation of the Eltanin submarine impact structure*. Solar System Research, 41 (1), Seiten 56–64.
- Shuvalov, V. und Trubetskaya, I. A. (2008).** *Numerical simulation of the LCROSS impact experiment*. Solar System Research, 42 (1), Seiten 1–7.

- Simonds, C. H. und Kieffer, S. W. (1993).** *Impact and volcanism: A momentum scaling law for erosion.* Journal of Geophysical Research, 98 (B8), Seiten 14321–14337.
- Slattery, W. L., Benz, W. und Cameron, A. G. W. (1992).** *Giant impacts on a primitive Uranus.* Icarus, 99 (1), Seiten 167 – 174.
- Smit, J. (1999).** *The global stratigraphy of the cretaceous-tertiary boundary impact ejecta.* Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 27 (1), Seiten 75–113.
- Smithwick, M. (2011).** *Turning on the lights.* In: Pro OpenGL ES for iOS, Seiten 91–131. Apress Media LLC.
- Soderblom, L. A., Condit, C. D., West, R. A., Herman, B. M. und Kreidler, T. J. (1974).** *Martian planetwide crater distributions: Implications for geologic history and surface processes.* Icarus, 22 (3), Seiten 239 – 263.
- Srivastava, R. S. (1962).** *Diffraction of oblique shock wave.* Technical Report Article CP No. 612, Ministry of Aviation, Aeronautical Research Council, Her Majesty's Stationery Office, London.
- Stacey, F. D. (1977).** *Physics of the Earth.* Wiley and Sons, London, 2. Ausgabe. 414 Seiten.
- Stepanov, G. V. (1976).** *Spalling produced by elastoplastic waves in metals.* Strength of Materials, 8 (8), Seiten 942–947.
- Stilp, A. J. (1987).** *Review of modern hypervelocity impact facilities.* International Journal of Impact Engineering, 5 (1-4), Seiten 613 – 621.
- Stöffler, D. (1981).** *Cratering mechanics: data from terrestrial and experimental craters and implications for the Apollo 16 site.* Technical Report LPI Technical Report 81-01, Lunar and Planetary Institute, 3303 NASA Road 1, Houston, TX 7.
- Stöffler, D., Bischoff, A., Borchardt, R., Burghelle, A., Deutsch, A., Jessberger, E. K., Ostertag, R., Palme, H., Spettel, B., Reimold, W. U., Wacker, K. und Wanke, H. (1985).** *Composition and evolution of the Lunar crust in the Descartes highlands, Apollo 16.* Lunar and Planetary Science Conference Proceedings, 15, Seite 449.
- Stöffler, D., Horneck, G., Ott, S., Hornemann, U., Cockell, C. S., Moeller, R., Meyer, C., deVera, J.-P., Fritz, J. und Artemieva, N. A. (2007).** *Experimental evidence for the potential impact ejection of viable microorganisms from Mars and Mars-like planets.* Icarus, 186 (2), Seiten 585–588.
- Storer, J. A. und Szymanski, T. G. (1982).** *Data compression via textual substitution.* Journal of the ACM, 29 (4), Seiten 928–951.
- Susila, E. und Hryciw, R. D. (2003).** *Large displacement fem modelling of the cone penetration test (cpt) in normally consolidated sand.* International Journal for numerical and analytical methods in Geomechanics, 27, Seiten 585–602.

- Swartz, B. K. (1989).** *The second-order sharpening of blurred smooth borders.* Mathematics of Computation, 52, Seiten 675–714.
- Swift, H. (2005).** *Light-Gas Gun Technology: A Historical Perspective.* In: L. Davison, Y. Hori, und L. Chhabildas, Herausgeber, *High-Pressure Shock Compression of Solids VIII*, Shock Wave and High Pressure Phenomena, Seiten 1–35. Springer Berlin Heidelberg.
- Tao, H. und Moorhead, R. J. (1994).** *Lossless progressive transmission of scientific data using biorthogonal wavelet bases.* In: Proc. IEEE International Conference on Image Processing, Seiten 373–377.
- Taylor, G. I. (1950a).** *The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. I. Theoretical Discussion.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 201 (1065), Seiten 159–174.
- Taylor, G. I. (1950b).** *The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. II. The Atomic Explosion of 1945.* Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 201 (1065), Seiten 175–186.
- Theisel, H. (2002).** *Exact isosurfaces for marching cubes.* Computer Graphics Forum, 21 (1), Seiten 19–32.
- Thoma, K., Schäfer, F., Hiermaier, S. und Schneider, E. (2004).** *An approach to achieve progress in spacecraft shielding.* Advances in Space Research, 34 (5), Seiten 1063 – 1075.
- Thomé, V. (2001).** *From finite differences to finite elements: A short history of numerical analysis of partial differential equations.* Journal of Computational and Applied Mathematics, 128 (1-2), Seiten 1–54.
- Thompson, S. L. (1990).** *ANEOS Analytical Equation of State for Shock Physics Codes Input Manual.* Technical Report SAND89-2951 UC-404, Sandia National Laboratories. 76 Seiten.
- Thompson, S. L. und Lauson, H. S. (1972).** *Improvements in the Chart D radiation-hydrodynamic CODE III: Revised analytic equations of state.* Technical Report SC-RR-71 0714, Sandia National Laboratory, Albuquerque, New Mexico. 118 Seiten.
- Tillotson, J. H. (1962).** *Metallic equations of state for hypervelocity impact.* Technical Report GA-3216, General Atomic, San Diego, CA. 73 Seiten.
- Tonelli, M. und Petti, M. (2009).** *Hybrid finite volume - finite difference scheme for 2DH improved Boussinesq equations.* Coastal Engineering, 56 (5-6), Seiten 609–620.
- Treece, G. M., Prager, R. W. und Gee, A. H. (1998).** *Regularised marching tetrahedra: improved iso-surface extraction.* Technical Report CUED/F-INFENG/TR 333, Cambridge University Engineering Department, Trumpington Street, Cambridge CB2 1PZ, England. 27 Seiten.

- Trulio, J. G. (1977).** *Ejecta formation - calculated motion from a shallow-buried nuclear burst, and its significance for high velocity impact cratering.* In: D. J. Roddy, R. O. Pepin, und R. B. Merrill, Herausgeber, *Impact and Explosion Cratering: Planetary and Terrestrial Implications*, Seiten 919–957. Pergamon Press, New York.
- Vassiliou, A. A. und Wickerhauser, M. V. (1997).** *Comparison of wavelet image coding schemes for seismic data compression.* In: Proceedings of the Society of Photographic Instrumentation Engineers (SPIE), Ausgabe 3169.
- Vickery, A. M. und Melosh, H. J. (1990).** *Atmospheric erosion and impactor retention in large impacts, with applications to mass extinction.* Geological Society of America Special Paper, 247, Seiten 289–300.
- Villasenor, J. D., Ergas, R. A. und Donoho, P. L. (1996).** *Seismic data compression using high-dimensional wavelet transforms.* Data Compression Conference (DCC '96), Seite 396.
- Von Neumann, J. und Richtmyer, R. D. (1950).** *A method for the numerical calculation of hydrodynamic shocks.* Journal of Applied Physics, 21 (3), Seiten 232–237.
- Wagner, P. A. (1922).** *The Pretoria Saltpan.* Geological Survey of South Africa Memoir, 20.
- Waite, R. B., Pierson, T. C., MacLeod, N. S., Janda, R. J., Voight, B. und Holcomb, R. T. (1983).** *Eruption-Triggered Avalanche, Flood, and Lahar at Mount St. Helens—Effects of Winter Snowpack.* Science, 221 (4618), Seiten 1394–1397.
- Walker, C. G. und O'Sullivan, M. J. (2010).** *Core-Edge design of storage area networks—A Single-edge formulation with problem-specific cuts.* Computers & Operations Research, 37 (5), Seiten 916–926.
- Wallis, D., Burchell, M. J., Cook, A. C., Solomon, C. J. und McBride, N. (2005).** *Azimuthal impact directions from oblique impact crater morphology.* Monthly Notes of the Royal Astronomical Society, 359, Seiten 1137–1149.
- Wang, D. T. (2005).** *Modern DRAM memory systems: performance analysis and scheduling algorithm.* Dissertation, Faculty of the Graduate School of the University of Maryland, College Park. 248 Seiten.
- Wasserburg, G. J., Papanastassiou, D. A., Tera, F. und Huneke, J. C. (1977).** *Outline of a Lunar chronology.* Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, 285, Seiten 7–22.
- Watters, W. A., Zuber, M. T. und Hager, B. H. (2009).** *Thermal perturbations caused by large impacts and consequences for mantle convection.* Journal of Geophysical Research: Planets, 114 (E02001), Seiten 1–23.
- Watts, P. (2000).** *Tsunami Features of Solid Block Underwater Landslides.* Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 126 (3), Seiten 144–152.

- Weiler, M., Westermann, R., Hansen, C., Zimmermann, K. und Ertl, T. (2000).** *Level-of-Detail Volume Rendering via 3D Textures*. Proceedings of the 2000 IEEE Symposium on Volume Visualization and Graphics, Seiten 7–13.
- Weiler, M., Kraus, M., Merz, M. und Ertl, T. (2003).** *Hardware-based view-independent cell projection*. IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, 9, Seiten 163–175.
- Wieczorek, M. A. und Feuvre, M. L. (2009).** *Did a large impact reorient the Moon?* Icarus, 200 (2), Seiten 358 – 366.
- Williams, J.-P. und Nimmo, F. (2004).** *Thermal evolution of the Martian core: Implications for an early dynamo*. Geology, 32 (2), Seiten 97–100.
- Woronow, A. (1978).** *A General Cratering-History Model and its Implications for the Lunar Highlands*. Icarus, 34 (1), Seiten 76 – 88.
- Wright, Jr., R. S., Lipchak, B. und Haemel, N. (2007).** *OpenGL Superbible - Comprehensive Tutorial and Reference*. Addison-Wesley, 4. Ausgabe. 1205 Seiten.
- Wu, Z. und Sullivan, Jr., J. M. (2003).** *Multiple material marching cubes algorithm*. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 58 (2), Seiten 189–207.
- Wünnemann, K. (2001).** *Die numerische Behandlung von Impaktprozessen - Kraterbildung, stoßwelleninduzierte Krustenmodifikationen und ozeanische Einschlagereignisse*. Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster. 189 Seiten.
- Wünnemann, K. und Ivanov, B. A. (2003).** *Numerical modelling of the impact crater depth-diameter dependence in an acoustically fluidized target*. Planetary and Space Science, 51, Seiten 831–845.
- Wünnemann, K. und Lange, M. A. (2002).** *Numerical modeling of impact-induced modifications of the deep-sea floor*. Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography, 49 (6), Seiten 969–981.
- Wünnemann, K., Ivanov, B. A. und Lange, M. A. (2002).** *Numerical modeling of the scale dependence of impact crater morphology in an acoustic fluidized target*. Lunar and Planetary Science Conference, XXXIII (Abstract 1277).
- Wünnemann, K., Morgan, J. V. und Jödicke, H. (2005).** *Is Ries crater typical for its size? An analysis based upon old and new geophysical data and numerical modeling*. GSA Special Paper: Large Meteorite Impacts III, 384, Seiten 67–83.
- Wünnemann, K., Collins, G. S. und Melosh, H. J. (2006).** *A strain-based porosity model for use in hydrocode simulations of impacts and implications for transient crater growth in porous targets*. Icarus, 180, Seiten 514–527.

- Wünnemann, K., Collins, G. S. und Osinski, G. R. (2008).** *Numerical modelling of impact melt production in porous rocks.* Earth and Planetary Science Letters, 269 (3-4), Seiten 530–539.
- Wünnemann, K., Elbeshausen, D. und Collins, G. S. (2009).** *Structural evidence for the direction of impact at complex craters: Insights from 3D numerical modeling.* Lunar and Planetary Science Conference, XL (Abstract 1593).
- Wünnemann, K., Nowka, D., Collins, G. S., Elbeshausen, D. und Bierhaus, M. (2011).** *Scaling of impact crater formation on planetary surfaces – insights from numerical modeling.* In: Proceedings of 11th Hypervelocity Impact Symposium (HVIS), Seiten 1–16.
- Yang, X., James, A. J., Lowengrub, J., Zheng, X. und Cristini, V. (2006).** *An adaptive coupled level-set/volume-of-fluid interface capturing method for unstructured triangular grids.* Journal of Computational Physics, 217 (2), Seiten 364–394.
- Yang, Y. Y., Chen, J. X. J. und Beheshti, M. M. (2005).** *Nonlinear perspective projections and magic lenses: 3D view deformation.* IEEE Computer Graphics and Applications, 25 (1), Seiten 76–84.
- Youngs, D. L. (1982).** *Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion.* In: K. W. Morton und J. J. Baines, Herausgeber, *Numerical Methods for Fluid Dynamics*, Seiten 273–285. Academic Press, New York.
- Zel'dovich, Y. B. und Raizer, Y. P. (2002).** *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena.* Courier Dover Publications. 916 Seiten.
- Zhao, H.-K., Osher, S. und Fedkiw, R. (2001).** *Fast surface reconstruction using the level set method.* In: Proceedings of IEEE Workshop on Variational and Level Set Methods in Computer Vision. 8 Seiten.
- Zóltak, J. und Drikakis, D. (1998).** *Hybrid upwind methods for the simulation of unsteady shock-wave diffraction over a cylinder.* Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 162 (1-4), Seiten 165 – 185.

**Tabelle A.1.** – Materialparameter für Aluminium, verwendet in der Validierungsstudie (Kap. 7.4 auf S. 112ff).

<b>Parameter</b>	<b>Wert</b>
Poissonzahl	0,35
Scherfestigkeit <sup>a</sup>	200 MPa, 20 MPa, 2 MPa
Schmelztemperatur	660 K
Spez. Wärmekapazität	900 J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Dichte	2700 kg/m <sup>3</sup>
<b>Tillotson Parameter</b>	
a	0,5
b	1,63
A	75,2 GPa
B	65 GPa
$E_0$	5,0 MJ/kg
$E_{iv}$	3,0 MJ/kg
$E_{cv}$	13,9 MJ/kg

<sup>a</sup>Es wurden drei verschiedene Werte für die Scherfestigkeit verwendet, um die Auswirkungen der Festigkeit auf die Morphologie des Kraters zu untersuchen

**Tabelle A.2.** – Resultate der 3D-Simulationen zur Untersuchung von Auflösungseffekten (siehe Kapitel 7.6). Zur Definition von  $\pi_V$ ,  $\pi_D$  und  $\pi_H$  siehe Kap. 10.1.2. Die Kratergröße wurde bestimmt zum Zeitpunkt des ersten lokalen Maximums des Kratervolumens sowie zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen Kratertiefe. Zeitangaben sind skaliert ( $T = tU/L$ ).

$\pi_2$	$L$	$CPPR$	$\alpha$	$f$	Zeitpunkt des max. Volumens				Zeitpunkt der max. Tiefe			
					$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	$T$	$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	$T$
6,01E-4	1607,84	8	90	0,0	155,800	8,688	3,803	86,408	7,592	4,342	133,670	55,221
6,01E-4	1607,84	12	90	0,0	167,600	8,854	4,014	82,805	7,822	4,404	144,350	55,216
6,01E-4	1607,84	16	90	0,0	168,990	8,892	4,034	84,007	7,897	4,413	147,650	57,001
6,01E-4	1607,84	24	90	0,0	173,230	9,068	3,991	85,802	7,982	4,412	150,090	56,402
6,01E-4	1607,84	32	90	0,0	177,460	9,119	4,066	85,206	8,097	4,443	155,050	57,605
1,20E-4	320,53	8	90	0,0	463,570	12,817	5,324	226,020	11,207	5,971	399,780	144,010
1,20E-4	320,53	12	90	0,0	494,120	13,097	5,500	224,000	11,570	6,071	432,190	148,010
1,20E-4	320,53	16	90	0,0	495,540	13,289	5,301	240,000	11,621	6,092	438,040	152,000
1,20E-4	320,53	24	90	0,0	500,640	13,368	5,363	238,000	11,717	6,074	442,160	152,000
1,20E-4	320,53	32	90	0,0	513,700	13,493	5,414	240,000	11,797	6,125	451,150	152,000

**Tabelle A.3.** – Einfluss des Einschlagwinkels auf die Kratergröße. Resultate der 3D-Simulationen zur Skalierung der Kratergröße (Kap. 10.3. Zur Definition von  $\pi_V$ ,  $\pi_D$  und  $\pi_H$  siehe Kap. 10.1.2. Die Kratergröße wurde bestimmt zum Zeitpunkt des ersten lokalen Maximums des Kratervolumens sowie zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen Kratertiefe. Die Simulationen wurden mit 8 CPPR durchgeführt und einer Einschlagsgeschwindigkeit von 6,5 km/s. Zeitangaben sind skaliert ( $T = tU/L$ ).

$\pi_2$	L	$\alpha$	f	Zeitpunkt des max. Volumens				Zeitpunkt der max. Tiefe			
				$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T	$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T
1,12e-3	3006,05	30	0,0	53,364	6,580	2,555	56,513	6,288	2,748	51,934	48,011
1,12e-3	3006,05	45	0,0	79,605	7,377	3,025	59,511	6,950	3,284	76,518	48,014
1,12e-3	3006,05	60	0,0	94,581	7,584	3,331	59,501	7,094	3,586	89,805	47,004
1,12e-3	3006,05	75	0,0	102,030	7,561	3,481	59,511	7,067	3,785	96,922	47,003
1,12e-3	3006,05	90	0,0	104,240	7,504	3,546	59,506	7,027	3,857	99,489	47,511
1,12e-3	3006,05	30	0,2	21,595	5,816	1,445	53,909	4,826	1,638	18,240	21,459
1,12e-3	3006,05	45	0,2	32,770	6,454	1,800	52,258	5,103	1,977	27,227	22,004
1,12e-3	3006,05	60	0,2	40,110	6,574	2,076	48,405	5,238	2,224	32,593	22,008
1,12e-3	3006,05	75	0,2	44,118	6,560	2,235	47,865	5,166	2,401	34,760	21,456
1,12e-3	3006,05	90	0,2	45,283	6,523	2,299	47,859	5,081	2,469	34,802	20,905
1,12e-3	3006,05	30	0,4	12,416	5,322	1,060	56,104	4,296	1,187	7,935	13,206
1,12e-3	3006,05	45	0,4	19,012	5,934	1,362	56,112	4,001	1,518	11,361	12,657
1,12e-3	3006,05	60	0,4	23,440	6,217	1,575	56,660	4,077	1,784	13,420	12,657
1,12e-3	3006,05	75	0,4	25,752	6,252	1,672	56,653	3,965	1,974	13,811	12,102
1,12e-3	3006,05	90	0,4	26,386	6,310	1,731	56,653	4,011	2,044	14,643	12,658
1,12e-3	3006,05	30	0,7	6,947	5,262	0,741	56,660	3,580	0,828	3,062	9,355
1,12e-3	3006,05	45	0,7	11,411	5,953	1,018	57,207	3,489	1,196	4,783	9,355
1,12e-3	3006,05	60	0,7	14,112	6,216	1,135	56,113	3,194	1,448	5,500	9,361
1,12e-3	3006,05	75	0,7	15,556	6,230	1,209	56,661	3,359	1,533	6,756	10,460

Fortsetzung von Tabelle A.3 auf nächster Seite...

Tabelle A.3. – ...Fortsetzung von letzter Seite.

$\pi_2$	L	$\alpha$	f	Zeitpunkt des max. Volumens				Zeitpunkt der max. Tiefe			
				$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T	$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T
1,12e-3	3006,05	90	0,7	15,945	6,305	1,211	56,654	3,402	1,497	7,247	11,018
8,60e-4	2300,00	30	0,0	62,953							
8,60e-4	2300,00	45	0,0	93,797							
8,60e-4	2300,00	60	0,0	111,800							
8,60e-4	2300,00	75	0,0	120,750							
8,60e-4	2300,00	90	0,0	123,560							
8,60e-4	2300,00	30	0,7	8,327							
8,60e-4	2300,00	45	0,7	13,398							
8,60e-4	2300,00	60	0,7	16,750							
8,60e-4	2300,00	75	0,7	18,525							
8,60e-4	2300,00	90	0,7	19,053							
6,47e-4	1730,95	30	0,0	75,484	7,347	2,913	76,459	7,042	3,130	73,532	65,452
6,47e-4	1730,95	45	0,0	112,940	8,167	3,475	77,010	7,861	3,731	109,930	67,103
6,47e-4	1730,95	60	0,0	134,590	8,428	3,796	77,012	8,009	4,041	128,810	64,363
6,47e-4	1730,95	75	0,0	145,650	8,422	4,013	76,456	8,111	4,302	141,740	67,102
6,47e-4	1730,95	90	0,0	149,160	8,405	4,058	77,007	8,033	4,376	144,270	66,012
6,47e-4	1730,95	30	0,7	9,834	5,790	0,892	78,109	3,642	0,931	3,756	11,003
6,47e-4	1730,95	45	0,7	15,697	6,687	1,149	80,852	3,622	1,335	6,074	11,551
6,47e-4	1730,95	60	0,7	19,657	6,994	1,313	81,405	3,519	1,619	7,156	11,554
6,47e-4	1730,95	75	0,7	21,710	7,119	1,438	81,951	3,562	1,719	8,081	12,109
6,47e-4	1730,95	90	0,7	22,324	7,148	1,453	81,954	3,652	1,683	9,021	13,217
5,01e-4	1340,00	30	0,0	88,176							

Fortsetzung von Tabelle A.3 auf nächster Seite...

**Tabelle A.3.** – ...Fortsetzung von letzter Seite.

$\pi_2$	L	$\alpha$	f	Zeitpunkt des max. Volumens				Zeitpunkt der max. Tiefe			
				$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T	$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T
5,01e-4	1340,00	45	0,0	132,430							
5,01e-4	1340,00	60	0,0	158,760							
5,01e-4	1340,00	75	0,0	172,120							
5,01e-4	1340,00	90	0,0	176,250							
5,01e-4	1340,00	30	0,7	11,383							
5,01e-4	1340,00	45	0,7	18,210							
5,01e-4	1340,00	60	0,7	22,822							
5,01e-4	1340,00	75	0,7	25,264							
5,01e-4	1340,00	90	0,7	25,979							
4,04e-4	1081,84	30	0,0	100,390	8,141	3,204	102,610	7,794	3,473	98,198	87,605
4,04e-4	1081,84	45	0,0	150,930	9,150	3,798	106,800	8,725	4,244	146,780	90,009
4,04e-4	1081,84	60	0,0	180,630	9,501	4,122	108,000	9,140	4,547	177,090	94,215
4,04e-4	1081,84	75	0,0	196,210	9,570	4,230	108,610	8,945	4,706	186,750	85,805
4,04e-4	1081,84	90	0,0	201,110	9,586	4,256	109,810	8,903	4,702	190,860	85,212
4,04e-4	1081,84	30	0,2	43,104	7,120	2,001	90,014	5,617	2,110	34,416	37,505
4,04e-4	1081,84	45	0,2	64,792	8,193	2,340	105,010	6,369	2,527	53,027	40,507
4,04e-4	1081,84	60	0,2	79,295	8,544	2,573	108,010	6,640	2,761	65,422	42,012
4,04e-4	1081,84	75	0,2	87,419	8,638	2,719	109,510	6,636	2,909	71,764	42,008
4,04e-4	1081,84	90	0,2	90,242	8,589	2,771	109,500	6,593	2,966	73,909	42,008
4,04e-4	1081,84	30	0,4	23,067	6,377	1,413	100,810	4,771	1,452	13,193	20,403
4,04e-4	1081,84	45	0,4	35,561	7,292	1,741	102,600	4,854	1,803	19,898	21,010
4,04e-4	1081,84	60	0,4	44,206	7,684	1,974	122,420	4,835	2,067	22,624	19,814

Fortsetzung von Tabelle A.3 auf nächster Seite...

Tabelle A.3. – ...Fortsetzung von letzter Seite.

$\pi_2$	L	$\alpha$	f	Zeitpunkt des max. Volumens				Zeitpunkt der max. Tiefe			
				$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T	$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T
4,04e-4	1081,84	75	0,4	49,095	7,805	2,143	123,610	4,809	2,260	24,281	19,807
4,04e-4	1081,84	90	0,4	50,559	7,853	2,195	124,210	4,770	2,335	24,774	19,806
4,04e-4	1081,84	30	0,5	16,441	6,232	1,133	102,000	4,387	1,157	7,937	16,003
4,04e-4	1081,84	45	0,5	25,225	7,126	1,412	104,010	4,208	1,514	11,464	16,007
4,04e-4	1081,84	60	0,5	31,203	7,573	1,590	125,010	4,251	1,781	13,544	16,000
4,04e-4	1081,84	75	0,5	34,288	7,575	1,678	125,010	4,076	1,951	14,594	16,004
4,04e-4	1081,84	90	0,5	35,267	7,704	1,723	125,000	4,177	1,987	15,034	16,022
4,04e-4	1081,84	30	0,7	13,081	6,514	0,981	126,010	3,870	1,030	4,851	13,805
4,04e-4	1081,84	45	0,7	20,723	7,300	1,280	124,210	3,693	1,443	7,142	13,205
4,04e-4	1081,84	60	0,7	26,148	7,769	1,448	126,000	3,802	1,750	8,773	13,808
4,04e-4	1081,84	75	0,7	29,090	7,885	1,587	127,810	3,750	1,880	9,464	13,809
4,04e-4	1081,84	90	0,7	29,931	7,977	1,590	126,000	3,829	1,832	10,502	15,005
3,29e-4	880,00	30	0,0	114,620							
3,29e-4	880,00	45	0,0	173,200							
3,29e-4	880,00	60	0,0	208,570							
3,29e-4	880,00	75	0,0	226,800							
3,29e-4	880,00	90	0,0	232,390							
3,29e-4	880,00	30	0,7	14,519							
3,29e-4	880,00	45	0,7	23,123							
3,29e-4	880,00	60	0,7	29,035							
3,29e-4	880,00	75	0,7	32,165							
3,29e-4	880,00	90	0,7	33,069							

Fortsetzung von Tabelle A.3 auf nächster Seite...

**Tabelle A.3.** – ...Fortsetzung von letzter Seite.

$\pi_2$	L	$\alpha$	f	Zeitpunkt des max. Volumens				Zeitpunkt der max. Tiefe			
				$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T	$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T
2,62e-4	700,00	30	0,0	132,200							
2,62e-4	700,00	45	0,0	200,450							
2,62e-4	700,00	60	0,0	241,960							
2,62e-4	700,00	75	0,0	263,550							
2,62e-4	700,00	90	0,0	270,120							
2,62e-4	700,00	30	0,7	16,574							
2,62e-4	700,00	45	0,7	26,333							
2,62e-4	700,00	60	0,7	33,100							
2,62e-4	700,00	75	0,7	36,682							
2,62e-4	700,00	90	0,7	37,710							
2,09e-4	560,00	30	0,0	151,940							
2,09e-4	560,00	45	0,0	231,140							
2,09e-4	560,00	60	0,0	279,670							
2,09e-4	560,00	75	0,0	305,100							
2,09e-4	560,00	90	0,0	312,810							
2,09e-4	560,00	30	0,7	18,858							
2,09e-4	560,00	45	0,7	29,891							
2,09e-4	560,00	60	0,7	37,611							
2,09e-4	560,00	75	0,7	41,698							
2,09e-4	560,00	90	0,7	42,862							
1,62e-4	432,74	30	0,0	178,630	9,891	3,933	179,200	9,394	4,416	173,900	147,710
1,62e-4	432,74	45	0,0	272,920	11,265	4,478	193,210	10,428	5,077	257,540	145,610

Fortsetzung von Tabelle A.3 auf nächster Seite...

Tabelle A.3. – ...Fortsetzung von letzter Seite.

$\pi_2$	L	$\alpha$	f	Zeitpunkt des max. Volumens				Zeitpunkt der max. Tiefe			
				$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T	$\pi_V$	$\pi_D$	$\pi_H$	T
1,62e-4	432,74	60	0,0	330,210	11,805	4,864	197,400	10,875	5,353	308,830	147,010
1,62e-4	432,74	75	0,0	361,010	11,999	4,878	200,220	10,995	5,554	336,010	147,010
1,62e-4	432,74	90	0,0	370,290	12,034	4,940	200,220	11,016	5,659	344,510	147,020
1,62e-4	432,74	30	0,2	39,632	7,582	1,741	148,860	7,424	1,746	39,070	126,760
1,62e-4	432,74	45	0,2	61,068	8,695	2,119	187,210	8,340	2,119	59,716	125,470
1,62e-4	432,74	60	0,2	76,105	9,236	2,348	188,510	8,939	2,372	75,632	141,050
1,62e-4	432,74	75	0,2	84,672	9,390	2,508	189,800	5,812	2,545	40,895	32,505
1,62e-4	432,74	90	0,2	86,782	9,397	2,560	187,860	5,805	2,570	42,184	33,152
1,62e-4	432,74	30	0,7	21,830	7,874	1,208	183,950	4,454	1,216	7,201	19,503
1,62e-4	432,74	45	0,7	34,548	8,792	1,516	188,510	4,323	1,651	11,385	20,157
1,62e-4	432,74	60	0,7	43,477	9,241	1,800	189,800	4,318	1,982	13,058	19,510
1,62e-4	432,74	75	0,7	48,221	9,419	1,903	190,450	4,207	2,162	13,661	18,855
1,62e-4	432,74	90	0,7	49,419	9,557	1,934	192,400	4,313	2,074	15,176	20,809

Fortsetzung von Tabelle A.3.

**Tabelle A.4.** – Einfluss des Reibungskoeffizienten  $f$  auf die Kratergröße. Resultate der 3D-Simulationen zur Skalierung der Kratergröße (Kap. 10.3. Zur Definition von  $\pi_V$ ,  $\pi_D$  und  $\pi_H$  siehe Kap. 10.1.2. Die Kratergröße wurde bestimmt zum Zeitpunkt des ersten lokalen Maximums des Kratervolumens sowie zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen Kratertiefe. Die Simulationen wurden mit 8 CPPR durchgeführt und einer Einschlagsgeschwindigkeit von 6,5 km/s. Zeitangaben sind skaliert ( $T = tU/L$ ).

$\pi_2$	L	f	$\pi_V$
9,13e-4	2442,99	0,0	125,040
9,13e-4	2442,99	0,1	78,334
9,13e-4	2442,99	0,2	54,478
9,13e-4	2442,99	0,3	40,194
9,13e-4	2442,99	0,4	30,805
9,13e-4	2442,99	0,5	24,245
9,13e-4	2442,99	0,6	19,460
9,13e-4	2442,99	0,7	15,857
6,09e-4	1628,65	0,0	163,740
6,09e-4	1628,65	0,1	102,050
6,09e-4	1628,65	0,2	70,604
6,09e-4	1628,65	0,3	51,822
6,09e-4	1628,65	0,4	39,512
6,09e-4	1628,65	0,5	30,937
6,09e-4	1628,65	0,6	24,703
6,09e-4	1628,65	0,7	20,025
4,87e-4	1302,91	0,0	189,930
4,87e-4	1302,91	0,1	118,040
4,87e-4	1302,91	0,2	81,433
4,87e-4	1302,91	0,3	59,600
4,87e-4	1302,91	0,4	45,313
4,87e-4	1302,91	0,5	35,378
4,87e-4	1302,91	0,6	28,169
4,87e-4	1302,91	0,7	22,770
3,04e-4	814,34	0,0	259,620
3,04e-4	814,34	0,1	160,380
3,04e-4	814,34	0,2	109,980
3,04e-4	814,34	0,3	80,013
3,04e-4	814,34	0,4	60,468
3,04e-4	814,34	0,5	46,929
3,04e-4	814,34	0,6	37,142
3,04e-4	814,34	0,7	29,843
2,44e-4	651,45	0,0	301,150
2,44e-4	651,45	0,1	185,500

Fortsetzung von Tabelle A.4 auf nächster Seite...

$\pi_2$	L	f	$\pi_V$
2,44e-4	651,45	0,2	126,850
2,44e-4	651,45	0,3	92,024
2,44e-4	651,45	0,4	69,347
2,44e-4	651,45	0,5	53,666
2,44e-4	651,45	0,6	42,354
2,44e-4	651,45	0,7	33,934
1,22e-4	325,74	0,0	477,480
1,22e-4	325,74	0,1	291,530
1,22e-4	325,74	0,2	197,600
1,22e-4	325,74	0,3	142,080
1,22e-4	325,74	0,4	106,130
1,22e-4	325,74	0,5	81,406
1,22e-4	325,74	0,6	63,680
1,22e-4	325,74	0,7	50,570

Fortsetzung von Tabelle A.4.

## Lebenslauf Dirk Elbeshausen

*Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht  
enthalten.*

*Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht  
enthalten.*

*Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht  
enthalten.*



## Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Dissertation mit dem Thema

*Dreidimensionale numerische Modellierung schräger Meteoriteneinschläge  
– Strategien und Anwendungen –*

selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt habe. Es wurden von mir ausschließlich die angegebenen Quellen und Hilfen in Anspruch genommen. Wörtlich oder inhaltlich entnommene Stellen aus den benutzten Werken habe ich als solche kenntlich gemacht.

Des Weiteren erkläre ich hiermit, dass ich an keiner anderen Stelle ein Prüfungsverfahren beantragt bzw. die Dissertation in dieser oder anderer Form bereits einer anderen Fakultät als Dissertation vorgelegt habe.

Berlin, den 18. Juni 2012

Dirk Elbeshausen



## Danksagungen

Mein Dank gilt Dr. Kai Wünnemann, dessen Doktor- und Diplomarbeit mein Interesse für dieses Thema geweckt hat. Dafür, dass er mir die Gelegenheit gegeben hat, diese Arbeit am Museum für Naturkunde anzufertigen. Ich danke ihm für die Unterstützung, die fachlichen Diskussionen (gerade zu Beginn meiner Arbeit) und den Freiraum, den er mir für das Verfolgen und die Verwirklichung meiner Ideen stets gegeben hat. Ich danke ihm für meine Weiterbeschäftigung und dafür, dass ich viele interessante Konferenzen besuchen durfte.

Ich danke Prof. Dr. Georg Kaufmann und Prof. Dr. Wolf Uwe Reimold für die Anfertigung der Gutachten sowie Prof. Dr. Stephan van Gasselt für die Leitung der Promotionskommission.

Gareth Stephen Collins vom Imperial College in London möchte ich für viele interessante Diskussionen danken; vor allem aber für seine visionäre Einstellung zu iSALE und seine Vorliebe für technische Details. Von ihm habe ich den Enthusiasmus für das „Projekt iSALE“ und die Experimentierfreude übernehmen können, ohne die eine Verwirklichung dieses Projekts nicht möglich gewesen wäre.

Danken möchte ich auch Dr. Jörg Schmalzl vom Institut für Geophysik der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster, der mich schon während meiner Diplomarbeitszeit in die Welt der Visualisierung und Animation eingeführt hat. Ohne diese Kenntnisse wären meine Studien nicht in diesem Umfang möglich gewesen.

Meinen Bürokollegen Nicole Güldemeister und Friedrich Krien möchte ich für die schöne Atmosphäre danken und die vielen Diskussionen, die wir zusammen geführt haben; dafür, dass sie jahrelang meinen harten Tastaturanschlag und meine (zumeist euphorischen) Gefühlsausbrüche tapfer ertragen haben, die die sonst sehr angenehme Ruhe im Büro das ein oder andere Mal unterbrochen haben.

Ein Dankeschön gilt meinen Kollegen vom MfN, vor allem Michael Bierhaus, Nicole Güldemeister, Friedrich Krien, Erik Streb, Sebastian Block, Astrid Kowitz, Matthias Ebert, Sara Schade, Tanja Mohr-Westheide, Nina Holzner, Sandra Schmitz-Meisel, Jörg Fritz, Daniela Nowka, Ulli Raschke, Patrice Zaag und Iona Summerson für viele fachliche, aber auch fachfremde (und somit meist lustige und unterhaltsame) Gespräche, vor allem während unseres alltäglichen Mensa-Besuchs.

Für das fleißige Korrekturlesen dieser Arbeit möchte ich mich bei Nicole Güldemeister, Michael Bierhaus, Friedrich Krien, Daniela Nowka und vor allem Katrin Kulms bedanken.

Meinen Eltern möchte ich für die finanzielle Unterstützung während meines Studiums danken. Leider durfte mein Vater die Fertigstellung dieser Arbeit nicht mehr erleben.

Meiner Katrin danke ich für die große Motivation und Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit. Insbesondere aber dafür, dass sie mein ständiges Gerede über Impakte, iSALE und diverse Programmierthemen erduldet hat. Dafür, dass sie meinen Humor ertragen hat und mich immer wieder daran erinnert hat, dass es auch ein Leben neben der Doktorarbeit gibt. DANKE!