

Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie

# Schussrinnenbelüfter

# LUFTTRANSPORT AUSGELÖST DURCH INTERNE ABFLUSSSTRUKTUR

MICHAEL U. PFISTER

DISS. ETH Nr. 17539

2007

DISS. ETH Nr. 17539

# Schussrinnenbelüfter – Lufttransport Ausgelöst durch interne Abflussstruktur

 $A\,{\rm B}\,{\rm H}\,{\rm A}\,{\rm N}\,{\rm D}\,{\rm L}\,{\rm U}\,{\rm N}\,{\rm G}$ 

zur Erlangung des Titels

#### DOKTOR DER WISSENSCHAFTEN

der

EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZÜRICH

vorgelegt von MICHAEL U. PFISTER Dipl.-Ing. ETH

geboren am 12. Oktober 1976 von Oberburg BE

Angenommen auf Antrag von Prof. Dr. H.-E. Minor, ETH Zürich Prof. Dr. W.H. Hager, ETH Zürich Prof. Dr. A. Schleiss, EPF Lausanne

2007



Sohlbelüfter und Luftzufuhrsystem in der Schussrinne der Hochwasserentlastungsanlage des Kárahnjúkar Damms (Island)

# Inhaltsverzeichnis

In	Inhaltsverzeichnis		1
Kurzfassung			5
AI	BSTR	ACT	7
1.	Ein	ILEITUNG	9
	1.1	Forschungsanstoss	9
	1.2	Ziele der Untersuchung	
	1.3	Übersicht	13
2.	Sta	and des Wissens	15
	2.1	Kavitation bei Entlastungsbauwerken	15
		2.1.1 Physik der Kavitation	
		2.1.2 Quantifizierung des Kavitationspotentials	17
		2.1.3 Vermeidung von Kavitationsschäden	20
	2.2	Natürliche Selbstbelüftung	26
		2.2.1 Entwicklung von Gemischabfluss	26
		2.2.2 Quantifizierung des natürlichen Lufteintrags	28
		2.2.3 Charakteristika des entwickelten Gemischabfluss	ses30
		2.2.4 Freier Wurfstrahl	
	2.3	Schussrinnenbelüfter	36
		2.3.1 Grundtypen von Sohlbelüftern	36
		2.3.2 Luftzufuhrsystem	39
		2.3.3 Positionierung der Belüfter	41

		2.3.4	Lufteintragsmechanismen	
		2.3.5	Quantifizierung des Lufteintrags	50
		2.3.6	Folgerungen	59
	2.4	Strön	nungscharakteristik unmittelbar unterstrom von Belüftern	59
		2.4.1	Sohldrücke und Entlüftung beim Auftreffpunkt	59
		2.4.2	Kontinuierlicher Luftaustrag unterstrom von Belüftern	61
	2.5	Offer	ne Fragen und Forschungsbedarf	
3.	VE	RSUCH	HSANLAGE	
	3.1	Versu	uchsrinne	65
		3.1.1	Messkanal	65
		3.1.2	Modell-Luftzufuhrsystem	68
	3.2	Mess	instrumente	69
		3.2.1	Luftkonzentrations- und Gemisch-Geschwindigkeitsmessung	69
		3.2.2	Durchflussmessung	
		3.2.3	Druckmessung	73
		3.2.4	Abflusstiefenmessung	73
		3.2.5	Wurfweitenmessung	74
	3.3	Versu	uchskonzept	74
		3.3.1	Variation der Parameter	74
		3.3.2	Versuchsprogramm	76
		3.3.3	Auswertungs-Software	79
	3.4	Mode	ellähnlichkeit	81
		3.4.1	Ähnlichkeitsgesetz und Schwellenwerte	81
		3.4.2	Massstabseffekte der eigenen Versuchsanlage	
		3.4.3	Dimensionsanalyse	85
4.	AL	LGEM	EINER LUFTTRANSPORT	<u></u> 89
	4.1	Über	sicht	
		4.1.1	Belüfter mit Deflektor	89
		4.1.2	Stufenbelüfter	
	4.2	Gene	relle Wirkungszonen eines Belüfters	95
		4.2.1	Wurfstrahl	96

5.	WURFSTRAHL	
	4.4 Wurfweite	107
	4.3 Lufteintragskoeffizient	102
	4.2.3 Fernbereich	
	4.2.2 Auftreff- und Spraybereich	

5.1 Übersicht	111
5.2 Strahltrajektorien	112
5.2.1 Einleitende Erläuterungen	112
5.2.2 Allgemeiner Verlauf der oberen Strahltrajektorie	113
5.2.3 Allgemeiner Verlauf der unteren Strahltrajektorie	117
5.2.4 Auftreffwinkel der unteren Strahltrajektorie auf der Sohle	120
5.3 Luftkonzentrations-Verteilung	121
5.3.1 Einleitende Erläuterungen	
5.3.2 Länge des Reinwasserkerns	
5.3.3 Minimale und mittlere Luftkonzentrationen	127
5.3.4 Allgemeines Luftkonzentrations-Profil	130
5.4 Folgerungen	138

# 6. AUFTREFF- UND SPRAYBEREICH 139 6.1 Übersicht 139 6.2 Luftkonzentrations-Verteilung 140 6.2.1 Mittlere Luftkonzentration 140 6.2.2 Sohl-Luftkonzentration 143 6.3 Maximale Sprayhöhe 158

6.4	Folgerungen	160

7.	Fernbereich			163
	7.1	Über	sicht	163
	7.2	Luft	konzentrations-Verteilung	164
		7.2.1	Mittlere Luftkonzentration	164
		7.2.2	Sohl-Luftkonzentration	166
		7.2.3	Vergleich mit der Arbeit von Kramer (2004)	169

7.	.3 Folgerungen	171
8. Z	USAMMENFASSUNG	<u>1</u> 73
8.	.1 Übersicht	
8.	.2 Grenzen der Untersuchung	
8.	.3 Zusammenfassung der Resultate	
8.	.4 Generelle Folgerungen	
8.	.5 Optimale Belüftergeometrie	181
8.	.6 Anwendungsbeispiel	183
9. S	CHLUSSFOLGERUNGEN	
Symi	BOLVERZEICHNIS	193
LITE	RATURVERZEICHNIS	199
ANH	ANG	207
А	.1 Globale Messwerte	207
А	.2 Lokale Messwerte	209
	A.2.1 Verlauf des oberen Wasserspiegels	209
	A.2.2 Verlauf der mittleren Luftkonzentration	214
	A.2.3 Verlauf der Sohl-Luftkonzentration	219
DANI	KSAGUNG	225
LEBE	ENSLAUF	227

## Kurzfassung

Stauseen verfügen in der Regel über Hochwasserentlastungsanlagen, auf denen ins Reservoir einfliessende Flutwellen abgeleitet werden. Dadurch wird ein Ansteigen des Seespiegels über eine kritische Kote vermieden und ein Überströmen der Talsperre verhindert. Typischerweise führen diese Hochwasserentlastungsanlagen grosse Durchflüsse über eine beträchtliche Fallhöhe ab. Zwischen 1960 und 1980 traten vermehrt Schäden in diesen Schussrinnen auf: In Bereichen mit grossen Fliessgeschwindigkeiten wurden Abplatzungen des Betons und zerstörte Fundationen beobachtet. Als Schadensmechanismus wurde Kavitation bezeichnet. Eine Belüftung des Abflusses mittels Schussrinnenbelüftern wurde als effektivste Massnahme erkannt, um betroffene Schussrinnen effizient gegen Kavitationsschäden zu schützen. Entsprechend werden alle gefährdeten Schussrinnen heute mit Belüftern versehen.

Die ingenieurmässige Bemessung dieser Belüfter erfolgte bisher hauptsächlich mittels des pauschalen Lufteintragskoeffizienten, also des Verhältnisses zwischen der eingetragenen Luft und dem Wasserdurchfluss. Allerdings gibt dieser Koeffizient keine Auskunft darüber, *wo* sich die Luft im Abfluss befindet und wie *lange* sie dort verweilt. Diese Aspekte sind jedoch relevant, da Kavitationsschäden in Sohlnähe entstehen und die Luft primär in diese Randregion eingetragen werden muss. Für einen effizienten Einsatz der Belüfter und einen angemessenen Kavitationsschutz ist die Kenntnis des Lufttransports im Nahbereich von Belüftern wesentlich. Es besteht somit Forschungsbedarf, um die folgenden Fragen zu klären: (1) Welchen Verlauf der mittleren Luftkonzentration und der Sohl-Luftkonzentration bewirkt ein Belüfter? (2) Wie entwickelt sich die Luftkonzentration allgemein in Strömungsrichtung? (3) Welche Abflussphänomene bestimmen den Eintrag und den Transport der Luft?

Das vorliegende Forschungsprojekt beabsichtigt, diese Wissenslücke zu schliessen. Es wurde entsprechend ein Literaturstudium durchgeführt mit dem Ziel, die massgebenden Phänomene und Prozesse bei Belüftern zusammenzustellen. Zudem wurden in einem hydraulischen Modell die bei Prototypen gängigen Belüfter nachgebaut und mit unterschiedlichen Zuflusszuständen betrieben. Für jede Konfiguration wurde anschliessend die Luftkonzentrationsverteilung im Abfluss mittels einer fiberoptischen Sonde vermessen. Dank einer systematischen Parametervariation konnte ein allgemeiner Datensatz zusammengestellt werden.

Der Abfluss stromab von Belüftern lässt sich in drei allgemeine Wirkungszonen einteilen. Diese Zonen sind durch typische Abflussstrukturen geprägt, welche den jeweiligen Lufttransport bestimmen. Die Wirkungszone (I) entspricht dem freien *Wurfstrahl* und ist durch Lufteintrag charakterisiert. Die Zone (II) umfasst den *Auftreff- und Spraybereich* und zeichnet sich durch lokale Abflussphänomene und eine markante Entlüftung aus. Der *Fernbereich* (III) schliesslich weist eine stetige Entlüftung auf.

Zusätzlich zu den drei Wirkungszonen sind Zusammenhänge hergeleitet worden, welche den Lufttransport stromab von Belüftern beschreiben. Es wurde insbesondere eine allgemeine Funktion zur Quantifizierung des Verlaufs der Sohl-Luftkonzentration unterstrom von Belüftern angegeben. Damit sind der gezielte Einsatz eines bestimmten Belüftertyps und ein Festlegen dessen Geometrie entsprechend den Randbedingungen möglich. Ein Belüfter kann im Hinblick auf seine Effizienz bezüglich der eingetragenen mittleren Luftkonzentration und der Sohl-Luftkonzentration optimiert werden. Zudem kann der Abstand zu einem zweiten, allenfalls notwendigen Belüfter im Unterwasser ermittelt werden, sofern ein Grenzwert für die minimal angestrebte Luftkonzentration vorgegeben wird.

Schlagwörter Belüfter, Deflektor, Entlüftung, Hochwasserentlastungsanlage, Kavitation, Lufteintrag, Luftkonzentration, Modellversuch, Schussrinne, Spray, Stufe

### Abstract

Spillways evacuating floods are typically part of every large reservoir stored by a dam. Such spillways avoid an unwanted increase of the water level in the reservoir above a maximum elevation. Thus, the dam is protected against an overtopping. Spillways are usually designed to discharge large floods with a considerable head. Between 1960 and 1980, several damages occurred on such spillways. Destroyed concentrate surfaces and foundations occurred especially in flow zones with high flow velocities. After an analysis of the phenomenon, cavitation followed as responsible mechanism. It was realized that an aeration of the critical flow reach by chute aerators is an efficient measure to protect spillways from cavitation damage. Therefore, present spillways are usually equipped with chute aerators.

Today, the design of chute aerators mainly bases on the global air entrainment coefficient. However, this is a global coefficient neither specifying the precise air distribution in the flow nor its detrainment rate. As cavitation damages occur along the chute boundaries, the associated air concentration is of prime interest. An adequate cavitation protection and an efficient performance of chute aerators are difficult to achieve without this information. Three basic question need to be answered in this context: (1) Which course of the average and the bottom air concentration is generated by an aerator? (2) How develops the air transport in streamwise direction? (3) Which flow features are influencing the air entrainment and detrainment?

The present research project intends to provide information about the air transport and related internal flow features downstream of chute aerators. First, an extensive literature review subsumes phenomena and processes at aerators. Furthermore, typical chute aerators were tested in a hydraulic model for various inflow conditions. The air concentration distribution in the flow was measured for each configuration using a fiber-optical probe. A general data set resulted based on a systematic variation of all parameter. These data were then analyzed focusing on the present problem.

It was found that three general flow zones exist downstream of chute aerators. Typical flow features, influencing the air transport, characterize these zones. The flow zone (I) consist of the *jet* causing a significant air entrainment. The flow zone (II) comprises the *impact* and *spray* region as local flow features, resulting in a considerable air detrainment. The zone *far field* (III), finally, is characterized by a steady reduction of the air concentration along the flow distance.

In addition to these three general flow zones, various equations are derived describing the air transport characteristics downstream of chute aerators. In particular, a function of the general bottom air concentration course is provided. This function facilitates the choice of an accurate specific aerator type and allows an efficient design according to the boundary conditions. In general, the main design criterion of chute aerators relates to the generated average and bottom air concentration, as a minimum air concentration is required to prevent cavitation damage. Furthermore, the location of a second aerator can be estimated with this function, when needed.

KeywordsAerator, Air Concentration, Air Detrainment, Air Entrainment, Cavitation,<br/>Chute, Deflector, Model Test, Spillway, Spray, Step

English title Chute aerators – Air transport and related internal flow features

## 1 Einleitung

#### 1.1 Forschungsanstoss

Schussrinnen als Entlastungsbauwerke und Grundablässe sind Bestandteil jeder grösseren Talsperre. Sie ermöglichen ein sicheres Abführen von Hochwasserspitzen und schützen die Anlagen vor Überflutungen, welche eine Beschädigung einzelner Komponenten nach sich ziehen können. Solche Entlastungsbauwerke sind meist intensiven hydraulischen Belastungen ausgesetzt. Um die Erstellungskosten von Schussrinnen in wirtschaftlichen Grenzen zu halten, werden diese mit spezifischen Abflüssen bis ungefähr 150 m<sup>3</sup>/sm beaufschlagt. Zudem beträgt die Fallhöhe nicht selten mehr als 100 m auf kurzer Distanz, was Fliessgeschwindigkeiten um 40 m/s erzeugt.

Bei einigen Schussrinnen sind nach dem Betrieb Schäden festgestellt worden. An Stellen mit hohen Fliessgeschwindigkeiten wurde eine raue oder gar zerstörte Betonsohle beobachtet. Selten war der Schädigungsgrad so hoch, dass das Bauwerk praktisch zerstört war und aufwändig instand gestellt werden musste. Als Ursache für die Schäden wurde Kavitation ermittelt. Pugh und Rhone (1988) beschreiben frühe Kavitationsschäden an der Hochwasserentlastungsanlage der *Hoover* Talsperre (USA) aus dem Jahr 1941. In grossem Masse traten kavitationsbedingte Schäden aber erst nach 1960 auf, wie eine ausführliche Zusammenstellung von Kramer (2004) zeigt.

Ein oft zitiertes Beispiel für Kavitationsschäden ist die im amerikanischen Bundesstaat *Arizona* gelegene *Glen Canyon* Talsperre, mit deren Bau im Jahr 1956 begonnen wurde. Obwohl der Einstau ab 1963 erfolgte, dauerte es bis zur Vollfüllung des Reservoirs bis 1980. Die Mauer hat eine Höhe von 216 m und staut den *Colorado* zum *Lake Powell* auf. Die Hochwasserentlastungsanlage besteht aus zwei seitlichen Stollen durch den Fels und hat eine Kapazität von 7'800 m<sup>3</sup>/s (Quelle: www.usbr.gov). In den Jahren 1980 bis 1983 ist die Hochwasserent-lastungsanlage wiederholt betrieben worden und zeigte schon bald Schäden am Beton (Falvey, 1990). Bereits bei einem geringen Durchfluss von 200 m<sup>3</sup>/s durch den linken Tunnel mit

#### 1. Einleitung

Geschwindigkeiten von 40 m/s sind Zonen mit zerstörten Betonoberflächen aufgetreten. Am 6. Juni 1983 führte ein Hochwasser mit einem Abfluss von 900 bis 1'000 m<sup>3</sup>/s zu extremen Schäden am Stollenboden. Die Sohle war auf einer Länge von 41 m und einer Breite von 15 m vollständig zerstört und um 11 m abgesenkt (Pugh und Rhone, 1988). Das Volumen des Sohlkraters betrug rund 1'100 m<sup>3</sup> (Abb. 1.1). Als Schadensursache ist Kavitation ermittelt worden.



Abb. 1.1 – Folgen des Kavitationsschadens im linken Entlastungstunnel der *Glen Canyon* Talsperre in *Arizona* (USA) im September 1983. Die Sohle wurde um 11 m abgesenkt (Falvey, 1990)

Ein weiterer Schadensfall ereignete sich an der Hochwasserentlastungsanlage der Talsperre *Karun* im Iran (Minor, 2000). Die Mauer ist 1977 fertig gestellt worden und hat eine Kronenhöhe von 200 m. Die Hochwasserentlastungsanlage besteht aus drei Schussrinnen mit einer Breite von jeweils 18.5 m und ist für einen Abfluss von insgesamt 16'200 m<sup>3</sup>/s ausgelegt. Im Dezember des gleichen Jahres musste ein Hochwasser mit einer Jährlichkeit von 2.5 abgeleitet werden. Die drei Schussrinnen sind dabei unterschiedlich stark beaufschlagt worden. Der grösste Abfluss belief sich auf 1'100 m<sup>3</sup>/s in der Schussrinne No. 3. Bereits nach kurzer Zeit sind im unteren Bereich der Rinne erhebliche Schäden aufgetreten. Sowohl die 1.5 m starke Sohlschicht aus Beton als auch weitere 1.3 m des darunter liegenden Fels sind komplett abgetragen worden. Der obere Rand der beschädigten Zone lag im Bereich der grössten Neigung von ca. 70 % und etwa 25 m oberhalb des Skisprungs. Die Fliessgeschwindigkeiten in diesem Bereich wurden auf ungefähr 40 m/s geschätzt. Die Untersuchung des Schadens ergab Kavitation als Ursache des Versagens (Abb. 1.2).



(a)

(b)

Abb. 1.2 – Hochwasserentlastungsanlage der *Karun* Talsperre im Iran mit Kavitationsschäden: (a) Grossräumige Ansicht, (b) lokale Aufnahme (Bilder vom März 1978 aus Minor, 2000)

Kavitationsschäden auf Schussrinnen können vermieden werden, wenn entlang eines gefährdeten Bereichs Luft in den Abfluss eingemischt wird. Diese erschwert die Entstehung von Kavitation und reduziert die resultierende Beanspruchung des Betons. Seit den frühen 80er Jahren befasst sich die Forschung daher mit Sohlbelüftern. Diese stellen eine Diskontinuität in Sohlverlauf dar, heben den Abfluss für eine kurze Distanz über den Boden und generieren so eine lufteintragende Zone unterhalb des Strahls. Seit solche Strukturen in der Praxis eingesetzt werden, sind nach Wissen des Autors keine Kavitationsschäden auf den entsprechenden Schussrinnen mehr aufgetreten.

Alle gängigen Bemessungsansätze für Belüfter beziehen sich ausschliesslich auf dessen pauschalen Lufteintrag. Das heisst, die Effizienz eines Belüfters wird mit dem Verhältnis von eingetragenem Luftabfluss durch den Belüfter relativ zum Wasserabfluss in der Schussrinne gemessen. Dieses Verhältnis beschreibt weder die exakte Luftkonzentrationsverteilung im Abfluss unterstrom des Belüfters, noch die Verweildauer der Luft im Wasser. Zudem gilt dieser pauschale Lufteintrag nur *unmittelbar* beim Belüfter und nicht für die unterstrom folgenden Bereiche. Es muss jedoch davon ausgegangen werden, dass insbesondere die Sohlluftkonzentration innerhalb einer kurzen Fliessstrecke aufgrund lokaler Phänomene stark abfällt (Kramer, 2004).

Wird in Betracht gezogen, dass Kavitation einzig nahe von Berandungen Schaden anrichtet, so ist die Kenntnis der Luftkonzentration im Abfluss entlang den Berandungen – insbesondere nahe der Sohle – zentral. Dieser Aspekt ist aber gegenwärtig kaum untersucht. Zudem ist unbekannt, welches die Auswirkungen der Belüftergeometrie und der Strömungsverhältnisse im Zufluss auf den Verlauf der Luftverteilung im nachfolgenden Abfluss sind.

#### **1.2** Ziele der Untersuchung

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, den Lufttransport im Nahbereich unterstrom von Schussrinnenbelüftern zu beschreiben und die zugrunde liegenden Abflussstrukturen aufzuzeigen. Folgende zwei Schwerpunkte werden definiert:

- Die Entwicklung der Luftkonzentrationsverteilung wird in Abhängigkeit der Fliessdistanz, der Zuflussbedingungen und der Belüftergeometrie untersucht, insbesondere der Verlauf der gemittelten und der Sohl-Luftkonzentration.
- Phänomene entlang der Fliessstrecke werden dokumentiert, welche den Lufttransport beeinflussen. Von Interesse sind insbesondere Bereiche unmittelbar unterstrom des Belüfters.

Zur Untersuchung dieser Fragestellungen wurde ein physikalisches Modell erstellt, in welches typische Belüftergeometrien eingebaut und in dem unterschiedliche Zuflussbedingungen generiert wurden. Im Zuge eines systematischen Messprogramms wurden bei 93 Versuchen die lokalen Luftkonzentrationsprofile im Abfluss unterstrom von Sohlbelüftern erfasst. Anschliessend wurden die Messdaten mittels einer detaillierten Datenauswertung analysiert und allgemein dargestellt. Das Luftzufuhrsystem des Belüfters war nicht Gegenstand der Untersuchung.

#### 1.3 Übersicht

In der vorliegenden Abhandlung wird nach der *Einleitung*, welche einen Überblick zum Thema gibt, der *Stand der Wissens* aufgezeigt. Dabei wird Kavitation und deren Vermeidung beschrieben, insbesondere durch eine Belüftung des Abflusses. Der Lufteintrag erfolgt entweder durch natürliche Selbstbelüftung oder mittels Schussrinnenbelüfter. Diese werden vorgestellt und deren Wirkung auf den Abfluss beschrieben und quantifiziert. Abschliessend werden Lücken im Wissen und der daraus folgende Forschungsbedarf aufgezeigt. Das Kapitel zur *Versuchsanlage* beschreibt die Methode, mit der die aufgeworfene Fragestellung untersucht wurde: das physikalische Modell. Nach dem Vorstellen der Messinstrumente wird die Modellähnlichkeit bzw. die Übertragbarkeit der Messwerte auf den Prototypen diskutiert.

In den weiteren Kapiteln folgt die Beschreibung und Interpretation der eigenen Untersuchungsergebnisse. Zuerst wird der *allgemeine Lufttransport* unterstrom der Modell-Belüfter beschrieben. Darin werden eine Übersicht der Luftverteilung gegeben und drei generelle Wirkungszonen definiert. Anschliessend werden der Lufteintragskoeffizient und die Wurfweite besprochen. Die folgenden Kapitel *Wurfstrahl, Auftreff- und Spraybereich* sowie *Fernbereich* entsprechen den drei generellen Wirkungszonen. Es wird gezeigt, dass lokale Phänomene in den ersten beiden Zonen den Lufttransport stark beeinflussen. Insbesondere im Auftreffbereich kann eine starke Entlüftung des Abflusses beobachtet werden. In der *Zusammenfassung* werden die Grenzen der Erkenntnisse erläutert, die wichtigsten Resultate summiert, generelle Folgerungen gezogen und die optimale Belüftergeometrie als Funktion der Randbedingungen diskutiert. Ein Rechnungsbeispiel soll die Anwendung der Ergebnisse am Prototyp erläutern. Die gewonnenen Erkenntnisse werden schliesslich unter *Schlussfolgerungen* zusammengefasst.

Im *Anhang* sind Messdaten aus den Modellversuchen zu finden. Es werden insbesondere Werte zur Luftkonzentration im Nahbereich unterstrom der Modellbelüfter gegeben.

## 2 Stand des Wissens

#### 2.1 Kavitation bei Entlastungsbauwerken

#### 2.1.1 Physik der Kavitation

Wasser wird durch Wasserstoffbrücken zusammengehalten, deren elektrische Anziehungskraft die Zugfestigkeit der reinen Flüssigkeit bestimmt. Wenn in einer Flüssigkeit der Druck genügend stark abfällt, werden einzelne Wasserstoffbrücken aufgebrochen und die Phasengrenze zum Gaszustand überschritten. Es entstehen kleine Dampf- bzw. Kavitationsblasen. Der kritische Druck, bei dem dieser Übergang stattfindet, wird als Dampfdruck bezeichnet. Bei einer Temperatur von 10° C hat Wasser einen Dampfdruck von 1.23 kPa. In verschmutztem Wasser ist die Bildung der Wasserstoffbrücken erschwert, was eine geringere Zugfestigkeit der Flüssigkeit und damit ein früheres Aufreissen der Wasserstruktur bewirkt. Dadurch wird die Entstehung von Kavitationsblasen begünstigt. Keller (1988) untersuchte Blasenbildung bei unterschiedlichen Wasserqualitäten und zeigte, dass gereinigtes Wasser eine grössere Zerreissfestigkeit aufweist als verschmutztes.

Wird ein Wasserelement mit Kavitationsblasen in eine Zone grösseren Drucks transportiert, kollabieren die Blasen. Grosse Einzelblasen zerfallen in Blasenschwärme mit kleinen Durchmessern und gehen schliesslich von der Dampfphase in die flüssige Phase über. Der Zusammenbruch wird von einem akustischen Prasseln und Knattern begleitet. Die Durchmesser der implodierenden Blasen liegen typischerweise zwischen wenigen µm und etwa 0.1 mm.

Der beschriebene Blasenzusammensturz erfolgt in einem kurzen Zeitraum von wenigen µs und unter einem hohen Implosionsdruck. Durch das Verringern des Blasenvolumens erhitzt sich der eingeschlossene Dampf. Anfänglich diffundiert ein Teil des Dampfs durch die Blasenwand ins Fluid oder kondensiert an der Blasenwand. Mit zunehmender Kompression erreicht der Dampf schliesslich einen kritischen Druck von 22 MPa bei 374° C (Akhatov et. al., 2001), was verschiedene chemische Reaktionen in der Blase auslöst. Die Dampfblase wird dabei auf 6 % ihrer ursprünglichen Masse verringert. Suslick (1989) gibt eine maximale Temperatur von 5'500° C des Blaseninhalts an. Die beim Zusammensturz erzeugten Druckwellen können zwischen 210 MPa (Isselin et al., 1998) und 760 MPa (Peterka, 1953) erreichen.

Findet der Zusammensturz zudem in der Nähe einer festen Berandung statt, wird die instabile Dampfblase abgeflacht (Abb. 2.1). Die Blase verliert die sphärische Form, sobald die Distanz zwischen dem Zentrum der Blase und der Berandung kleiner wird als der vierfache Blasenradius (Isselin et al., 1998). Als Folge beschleunigt die flache Oberseite schneller nach innen und erzeugt einen zur Sohle hin gerichteten Flüssigkeitsstrahl (Plesset und Chapman, 1971). Experimentelle Untersuchungen lassen vermuten, dass der Strahl wirbelförmig um seine Achse rotiert (Brujan et al., 2002). Die Geschwindigkeit dieses Strahls wird von Suslick (1989) auf ungefähr 111 m/s geschätzt, Tomita und Shima (1990) geben einen Maximalwert von 134 m/s an. Der Zusammenhang zwischen dem Abstand zur Wand und dem maximalen Blasenradius ist zentral für die Geschwindigkeitsentwicklung des Wasserstrahls. Erreicht das Verhältnis von Abstand zu Radius den Wert 0.75, wird die Strahlgeschwindigkeit mit 140 m/s maximal (Isselin et al., 1998). Schätzungsweise 80 bis 85 % der Blasenenergie werden in diesem Fall auf den Wasserstrahl übertragen.



Abb. 2.1 – Nichtsphärischer Kavitationsblasenkollaps unter Bildung des Flüssigkeitsstrahls (Suslick, 1989)

Nachdem der Flüssigkeitsstrahl auf die Berandung aufgetroffen ist, spritzt das beschleunigte Wasserelement seitlich weg. Um den zurückbleibenden hohlzylindrischen Blasenkörper entsteht eine energiereiche Rotationsströmung (Abb. 2.2). Massgeblich für den durch Kavitation angerichteten Schaden mitverantwortlich ist der folgende, zweite Zusammensturz des verbliebenen Dampfrings (Brujan et al., 2002).

Obwohl die aus implodierenden Kavitationsblasen schiessenden Flüssigkeitsstrahlen mikroskopisch klein sind, enthalten sie eine nicht zu vernachlässigende Energie. Diese ist so gross, dass die Strahlen ins Gefüge des angrenzenden Materials eindringen und dessen Oberfläche aufrauen und schliesslich zerstören. Mit jeder zusammenfallenden Kavitationsblase gehen zudem Schockwellen einher. Durch die dauernde Wiederholung dieses Vorgangs kommt es zu einer örtlich begrenzten aber intensiven Wechselbeanspruchung. Ist die oberste Schicht einer Berandung erst zerstört, verursacht die aufgeraute Oberfläche Kavitationsschäden in noch grösserem Umfang.



Abb. 2.2 – Querschnitt durch eine asymmetrisch zusammenstürzende Kavitationsblase an einer Berandung (Oberkante Bildausschnitt). Entwicklung des Geschwindigkeitsfelds rechts und des Druckfelds links. (a) bis (c) stehen für nichtdimensionale Zeitschritte (Brujan et al., 2002)

Bei Beton versagt aufgrund von Kavitation zuerst die Zementoberfläche. Bei übermässiger Beanspruchung platzt diese ab und gibt die Zuschlagstoffe frei. Aufgrund der abgeplatzten, rauen Oberfläche wird einerseits eine stärkere Kavitation induziert, andererseits sind die Zuschlagstoffe nun dem Strömungsdruck ausgesetzt und können erodiert werden. Sie werden in der Folge herausgelöst und weggespült. Dieser fortschreitende Prozess kann schliesslich zum Versagen der Betonstruktur führen.

#### 2.1.2 Quantifizierung des Kavitationspotentials

Aus Schäden an grossen Hockwasserentlastungsanlagen ist bekannt, dass Kavitation hauptsächlich bei Unstetigkeiten der Berandung auftritt. Besonders im Anschluss an Fugen und scharfkantige Schalungsübergänge zeigen sich Beschädigungen. Die wichtigsten Indikatoren für das Schädigungspotenzial einer Strömung sind deren Geschwindigkeit v, der hydrostatische Wasserdruck  $h_p$  auf die gefährdete Stelle und der kritische Druck  $h_d$ , bei dem sich Kavitationsblasen bilden.

In der Literatur wird zur Berechnung des Kavitationspotenzials einer Strömung der Kavitationsindex  $\sigma$  angegeben. Basierend auf den Gleichungen von *Bernoulli*, resp. *Euler* und unter Vernachlässigung der potenziellen Energie gilt

$$\sigma = \frac{h_p + h_a - h_d}{\frac{v^2}{2 \cdot g}}$$
(2.1)

Dabei ist  $h_p$  die Sohldruckhöhe,  $h_a$  die atmosphärische Druckhöhe,  $h_d$  die Dampfdruckhöhe des Wassers, bei welcher Kavitation einsetzt und v die Strömungsgeschwindigkeit.

Bei einem kleinen Wert  $\sigma$  ist die Wahrscheinlichkeit grösser, dass Kavitationsschäden auftreten. Als unterer Grenzwert gilt der kritische (Index *k*) Kavitationsindex  $\sigma_k$  (Kells und Smith, 1991). Gemäss der Beschreibung von Falvey (1990) stellen sich signifikante Schäden auf glatten Schussrinnen ab einem kritischen Kavitationsindex von  $\sigma_k=0.2$  ein. Pugh und Rhone (1988) erwähnen den gleichen Wert. Allerdings variieren die Werte von  $\sigma_k$  stark mit der Gestalt und Oberflächenbeschaffenheit einer Schussrinne und gelten daher generell nur bei fachgerecht ausgebildeten Anlagen. Tang (1988) beschreibt einen direkten Zusammenhang zwischen der äquivalenten Sandrauhigkeit einer Schussrinne und dem kritischen Kavitationsindex  $\sigma_k$ . Falvey (1983) klassiert wie folgt: Bei  $\sigma$ >1.8 ist kein Oberflächenschutz zur Vermeidung von Kavitation notwendig, bei  $\sigma$ >0.25 wird keine Kavitation beobachtet, sofern Unstetigkeiten der Berandung vermieden werden, bei  $0.25>\sigma$ >0.12 muss die Ausbildung der Schussrinne sorgfältig erfolgen, da Kavitationsschäden nur durch spezielle Massnahmen wie Belüftung und glatte Oberflächen zu verhindern sind. Bei  $\sigma$ <0.12 schliesslich sind nach Falvey (1983) Kavitationsschäden selbst bei fachgerechter Ausbildung der Berandung und einer Belüftung des Abflusses unvermeidbar.

Bei lokalen Unebenheiten wie Fugen oder anderen abrupten Unstetigkeiten treten die ersten Kavitationsschäden früh auf (Ball, 1976, Galperin et al., 1977, Falvey, 1990, Minor 2000). Wie Drewes (1988) zeigt, weisen plötzliche Vor- oder Rücksprünge von wenigen Millimetern in der Berandung einer Schussrinne hohe kritische Kavitationsindizes von bis zu  $\sigma_k \cong 1$  auf. Auch Tang (1988) beschreibt die grosse Kavitations-Anfälligkeit lokaler Unebenheiten. Solche typische Unebenheiten auf Schussrinnen sind in Abb. 2.3 zusammengestellt.



Abb. 2.3 – Typische Unebenheiten auf Schussrinnen mit grossem Kavitationspotenzial im Unterwasser (Ball, 1976)

Ein extremes Kavitationsphänomen ist die *Superkavitation*. Bei grossen, abrupten Unregelmässigkeiten kann sich eine stationäre makroskopische Blase bilden, welche mit Wasserdampf gefüllt ist. Für die Kavitationsschäden am Ende des ständigen Hohlraums sind Einflüsse der sohlennahen Übergangszone der Grenzschicht verantwortlich (Arakeri und Acosta, 1981). Im Wasserbau kann sich Superkavitation im Bereich von Prallplatten ausbilden (Minor, 1988). Auf Schussrinnen wird üblicherweise keine Superkavitation beobachtet, sofern keine ungünstig geformten Einbauten angeordnet werden.

Zusätzlich zur Oberflächenbeschaffenheit spielt auch die zeitliche Beanspruchungsdauer eine Rolle, während der eine Schussrinne betrieben wird. Bei langen Beschickungszeiten erfährt die Berandung eine entsprechend grössere Belastung durch Kavitation. Koschitzky (1987) hat eine Untersuchung von Falvey (1983) über den Zusammenhang von Betriebsdauer und Kavitationsschäden ergänzt. Es ist ersichtlich, dass lange Einsätze bei gleicher Kavitationszahl zu grösserer Schädigung führen als kurze (Abb. 2.4). Nach Rasmussen (1956) nimmt der durch Kavitation erzeugte Massenverlust eines Körpers nahezu linear mit der Zeitdauer der Beanspruchung zu.



Abb. 2.4 – Kavitationsindex als Funktion der Betriebszeit einer Schussrinne (Falvey, 1983, mit Ergänzungen durch Koschitzky, 1987)

In der Literatur sind weitere Kennzahlen aufgeführt, mit deren Hilfe die Entstehung von Kavitation abgeschätzt werden kann. Zwei Beispiele sind die Thomazahl und die hauptsächlich für Pumpen verwendete "suction specific speed" (Arndt, 1981). Für Abschätzungen auf Schussrinnen ist jedoch der Kavitationsindex  $\sigma$ zweckdienlicher.

#### 2.1.3 Vermeidung von Kavitationsschäden

Zur Vermeidung von kavitationsbedingten Schäden existieren mehrere Ansätze: (1) Die Strömung wird derart beeinflusst, dass keine oder wenige Kavitationsblasen entstehen, (2) Die Oberfläche der Schussinne wird besonders resistent ausgebildet, oder (3) die Strömung wird sohlnah belüftet. Im Weiteren werden einzelne konkrete Massnahmen beschieben.

#### Beschränkung der Strömungsgeschwindigkeit

Aus Gl. (2.1) geht hervor, dass eine grosse Fliessgeschwindigkeit v kombiniert mit einer geringen Abflusstiefe h nachteilig ist. Dieser Zusammenhang von v und h ist in Abb. 2.5 gezeigt, für Atmosphärendruck und 10° C warmes Wasser mit  $(h_a-h_d)=10$  m, einer Sohldruckhöhe von  $h_p=h\cdot\cos\varphi$  und einem kritischen Kavitationsindex von  $\sigma_k=0.2$ .

Theoretisch ist bei beiden Parametern durch den entsprechenden *Betrieb* einer Anlage eine Begrenzung denkbar, sofern Abflüsse auf einer Hochwasserentlastungsanlage geregelt werden können. Da viele andere wesentliche Faktoren die Reservoir-Bewirtschaftung bestimmen, ist eine betriebliche Einschränkung der Hochwasserentlastung oft schwierig. Mittels *konstruktiven* Massnahmen kann in gewissen Fällen eine Begrenzung der Fliessgeschwindigkeiten bewirkt werden. Im steilen Gelände bleibt zur Dissipation der überschüssigen Energie theoretisch nur der kostenintensive Bau von Zwischentosbecken. Um allfällige Kavitationsprobleme zu lösen ist ein Skisprung am vorgezogenen Ende der Schussrinne effizienter.



Abb. 2.5 – Zusammenhang von Abflusstiefe *h* und Strömungsgeschwindigkeit *v* nach Gl. (2.1) für unterschiedliche Sohlwinkel  $\varphi$  und  $\sigma_k$ =0.2, bei Atmosphärendruck und 10° C

Da die Strömungsgeschwindigkeit einen überproportionalen Einfluss auf das Kavitationspotenzial hat, liegen maximale kritische Geschwindigkeiten zur Vermeidung von Schäden vor. Volkart (1984a) zum Beispiel verweist auf praktische Erfahrungen und beobachtet, dass die Kavitationsrate auf glatten Betonschussrinnen etwa mit der 6. Potenz der Geschwindigkeit zunimmt. Strömungen mit Fliessgeschwindigkeiten von 22 bis 25 m/s können widerstandsfähige Materialien schädigen. Auch Minor (2000) schildert Kavitationsschäden an der Hochwasserentlastungsanlage der Wasserkraftanlage *Karun*, die bei Geschwindigkeiten von 37 m/s im Bereich von Fugen sowie Löchern von Befestigungsstangen in der Sohle entstanden sind. Das Spektrum der kritischen Geschwindigkeiten anderer Autoren reicht ungefähr von 10 bis 35 m/s.

#### Längsprofil

Der Sohldruck der Strömung auf einer Schussrinne kann mit dem Längsprofil beeinflusst werden. Würde die Sohle ganz weggelassen, folgt der Wasserstrahl der Wurfparabel. Bei einer Sohlenlage unterhalb des Wurfstrahls baut sich an der Schussrinnen-Oberfläche ein Unterdruck auf. Besonders nachteilig sind vertikale Knicke, da sich der Wasserstrahl dort von der Sohle lösen kann (Abb. 2.3 c und d). Weit wirksamer beim Erzeugen von Überdrücken am Schussrinnenboden sind konkave Sohlverläufe. Aufgrund des Impulssatzes erfährt die Schussrinne eine Druckkraft im Bereich der Umlenkung. Durch eine geschickte Formgebung kompensiert der zusätzliche Sohldruck Bereiche mit hoher Geschwindigkeit und erzeugt konstant günstige Kavitationsindizes (Falvey, 1990).

#### Beschränkung der Ausführungstoleranzen

Die an Prototypen aufgetretenen Schäden sind meist unmittelbar unterstrom von Unstetigkeiten in der Sohle situiert (Abb. 2.3). Bei hohen Geschwindigkeiten genügen bereits kleine Unebenheiten im Millimeterbereich, um Kavitation auszulösen (Drewes, 1988). Eine der wichtigsten Massnahmen zur Sicherung einer Schussrinne gegen Kavitationsschäden besteht somit darin, die zulässigen Oberflächentoleranzen zu beschränken. Die Oberfläche einer Rinne soll möglicht glatt, d.h. ohne Kiesnester und Stösse zwischen Schalelementen sein.

Bereits nach den Schäden an der *Hoover* Talsperre im Jahre 1941 schlug Bradley (1945) als effektivste Massnahme vor, die Oberflächen der Schussrinne so glatt wie möglich auszubilden. In einem Kavitationskanal untersuchten Russell und Sheehan (1974) Betonelemente mit unterschiedlicher Oberflächengestaltung: (1) Eine raue, während des Abbindens gebürstete Oberfläche und (2) ein glatter Abzug mit einer Kelle. Der beobachtete Kavitationsschaden war sowohl bezüglich seiner Ausdehnung als auch bezüglich des abgetragenen Volumens grösser bei der rauen als der glatten Oberfläche.

In der Praxis sind die geforderten Toleranzen meist nicht oder nur schwer umsetzbar. Bei einer sorgfältigen Arbeitsweise und einer genauen Bauüberwachung ist nach Schrader (1983) eine bestmögliche Genauigkeit von 3 mm auf 3 m überhaupt möglich. Minor (1988) erwähnt üblicherweise vorgeschriebene Toleranzen, die nicht überschritten werden sollten: Für abrupte Abweichungen senkrecht zur Fliessrichtung 0 mm, für abrupte Abweichungen parallel zur Fliessrichtung 0 bis 5 mm und für graduelle Abeichungen 3 bis 6 mm. Gemessen wurden diese Abweichungen mit einer geraden Schablone, die zwischen 1.5 und 3 m lang war. Von einem nachträglichen Abschleifen von lokalen Unebenheiten wird abgeraten, da so die Zementhaut an der Betonoberfläche entfernt und die Zuschlagsstoffe angeschnitten werden. Bei Abschleifarbeiten von mehreren Zentimetern kann zudem die notwendige Überdeckung einer allfälligen Bewehrung unterschritten werden. Zusätzlich müssen Querfugen, plötzliche Vor- oder Rücksprünge, Übergänge von Panzerungen auf Betonwände und Befestigungslöcher vermieden werden. Diese Massnahmen sind in der Regel zwar wirksam zur Einschränkung von Kavitationsschäden, erschweren aber – wenn auch in unterschiedlichem Masse – die Ausführung der betroffenen Bauwerke und verursachen zusätzliche Kosten.

#### Wahl geeigneter Baumaterialien

Die bisher vorgestellten Massnahmen haben zum Ziel, die *Entstehung* von Kavitation aktiv einzuschränken. Wenn dies nicht gelingt, so sind die *Folgen* von Kavitation passiv zu reduzieren, zum Beispiel durch den Einbau von möglichst resistenten Oberflächen. Durch eine geeignete Materialwahl wird die Schussrinne weniger empfindlich bezüglich der Beanspruchungen durch Kavitation.

Als Richtwerte für einen geeigneten Baustoffeinsatz gibt Volkart (1984a) folgende Angaben als Funktion der Fliessgeschwindigkeit: Von 15 bis 18 m/s kann Kavitation durch hohe Betonqualität begegnet werden; bis ca. 22 m/s sind Epoxidharz- oder Stahlüberzüge zweckmässig, auch faserverstärkte Betonrinnen sind denkbar; ab ca. 22 m/s versagen die gängigen Materialien. Nach Vischer (1987) gelten für unterschiedliche Ausbaustandards der Schussrinne verschiedene kritische Geschwindigkeiten. Erfahrungsgemäss liegen die erlaubten Höchstgeschwindigkeiten für gerade, gut gearbeitete und unverletzte Schussrinnen bei 30 bis 35 m/s, und für schlechter gearbeitete und beschädigte Schussrinnen bei 25 bis 30 m/s.

Allgemein sollte der verwendete Beton von hoher Qualität sein. Massgebend für den Erosions- resp. Abrasionswiderstand eines Betons sind die Biegezugfestigkeit und die Bruchenergie (Jacobs et al., 2001). Russell und Sheehan (1974) korrelieren die Zylinder-Druckfestigkeit von Beton mit dessen Widerstandfähigkeit gegen Kavitation. Gute Resultate sind mit faserverstärktem Beton erzielt worden. Nach Schrader (1983) sind 0.5 bis 1.5 Volumenprozent Stahlfasern günstig. Diese kontrollieren die Bildung von Mikrorissen und deren Progression. Die Zugfestigkeit und das Ermüdungsverhalten sind günstiger als bei normalem Beton. Die Widertandsfähigkeit des Betons gegen Kavitation steigt durch die Zugabe von Stahlfasern ungefähr um das dreifache.

Auch mit einer Behandlung der Betonoberfläche können gute Resultate erzielt werden. Diese Verfahren vergrössern nicht nur die Kavitationsbeständigkeit der Schussrinne, sondern verringern in einigen Fällen wegen der geglätteten Oberfläche auch die Bildung von Kavitationsblasen. Dünne Schutzüberzüge aus Kunstharzen reduzieren bei sorgfältigem Einbau die Kavitationsrate. Das Aufbringen einer Schicht erfordert allerdings präzise Kenntnisse über die Interaktion des Kunstharzes mit der Unterschicht, insbesondere wegen der unterschiedlichen Temperatur-Ausdehnungskoeffizenten. Verbundprobleme sind nur schwierig zu lösen und oft für das Versagen einer solchen Massnahme verantwortlich. Ist eine Schutzschicht einmal zerstört, bleibt eine aufgeraute und deswegen besonders gefährdete Betonoberfläche zurück.

Weiter ist eine Behandlung der Oberfläche mit monomeren oder polymeren Werkstoffen möglich. Sie werden in flüssiger Form auf den Beton aufgetragen und von diesem kapillar eingesaugt. Der Widerstandfähigkeit des Betons steigt in der behandelten Randschicht ungefähr um den Faktor drei (Schrader, 1983). Sowohl bei der Applikation von Kunstharzen als auch bei Monomeren, respektive Polymeren, sind Fragen der Alterung und der Lebensdauer gründlich abzuklären.

Da Stahl gegenüber Beton eine höhere Widerstandsfähigkeit aufweist, werden gefährdete Abschnitte von Hochgeschwindigkeitsströmungen gelegentlich gepanzert. Diese Form der Kavitationssicherung findet hauptsächlich nach Tiefschützen Anwendung und ist wegen der hohen Kosten in offenen Schussrinnen selten. Der erreichte Kavitationswiderstand wird von Jacobs et al. (2001) als ausgezeichnet beschrieben. Bei einer Panzerung muss darauf geachtet werden, dass keine Schweissnähte in die Strömung ragen und keine korrodierten oder rauen Stellen existieren. Weiter ist am Ende der gepanzerten Strecke der Übergang auf die Betonberandung sorgfältig auszubilden. Zu Schadenfällen kann es kommen, wenn der Verbund der Panzerung mit dem unterliegenden Beton ungenügend ist. Bei Druckschwingungen führt die resultierende Wechselbeanspruchung unter Umständen zu Ermüdungsbrüchen. Die Beständigkeit eines Metalls gegen Kavitation hängt mit dessen Härte nach Brinell zusammen (Rasmussen, 1956).

#### Belüftung des Abflusses

Alle bisher beschriebenen Massnahmen beeinträchtigen den Betrieb einer Stauanlage oder sind konstruktiv und finanziell aufwändig. Zudem ist deren Wirksamkeit oft sehr beschränkt. Viel einfacher und bei weitem effizienter ist die Belüftung des Abflusses in einer durch Kavitation gefährdeten Schussrinne. Bereits nach den in der Einleitung beschriebenen Schäden am Entlastungsstollen der *Hoover* Talsperre von 1941 ist eine Belüftung des Abflusses an der Sohle vorgeschlagen worden (Bradley, 1945). Im Modellversuch testete Bradley unterschiedliche Belüftertypen und stellte fest, dass die eingetragene Luft nicht an der Sohle verweilt, sondern nach einer kurzen Fliessstrecke an die Wasseroberfläche aufsteigt.

Luftblasen im Abfluss erschweren ein Abfallen des Drucks unter den Dampfdruck, was das Entstehen von Kavitationsblasen dämpft. Der Unterdruck wird primär durch die Luftblasen aufgenommen und führt dort zu einer Volumenvergrösserung. Zudem vergrössert eine Luftkonzentration von nur 0.1% die Kompressibilität des Wassers um den Faktor zehn (Peterka, 1953). Eine genügende Kompressibilität eines Fluids trägt wesentlich zur Verhinderung von Kavitationsschäden bei. Gelangen Kavitationsblasen bei einer Unstetigkeit der Berandung in eine Zone grossen Drucks, so wird der Druckschlag nicht ausschliesslich auf die einzelnen Blasen abgegeben, sondern durch das Wasser-Luft-Gemisch abgefedert. Dadurch implodieren primär *weniger* Kavitationsblasen, und die sekundäre Ausbreitung der Druckwelle zur Berandung hin wird *gedämpft*. Auf diese Weise reduziert sich nicht nur die Beanspruchung des Betons aus den Druckwellen der Implosion, sondern es fällt auch der mikroskopische Wasserstrahl einer kollabierenden Blase weg. Volkart (1988) schreibt dem Wasser-Luft-Gemisch auch zu, dass es den örtlich begrenzten Vorgang der Kavitation räumlich verschmiert und dadurch dessen Intensität reduziert.

Peterka (1953) beschreibt den Zusammenhang zwischen der Luftkonzentration C einer Strömung und dem aus Kavitation resultierenden Massenverlust einer Betonprobe (Abb. 2.6). Bei einer Luftkonzentration von mehr als 7.4 % berichtet Peterka von keinem messbaren Gewichtsverlust. Ab 7 % Luftkonzentration verstummt das von den Druckwellen der implodierenden Dampfblasen erzeugte Knistern fast vollständig. Grosse Kavitationsraten weist ein Abfluss auf, der weniger als 1.5 bis 2.5 % Luft mitführt. Die Kavitationszahl der Versuche ist mit  $\sigma$ =0.109 ohne Lufteintrag und  $\sigma$ =0.288 für 7.1 % Luftkonzentration angegeben und die Strömungsgeschwindigkeit mit 16 m/s. Nach Rasmussen (1956) reichen bereits Luftkonzentrationen von 1 % aus, um Kavitation auf rotierenden Scheiben aus Metall zu unterbinden. Eine Luftkonzentration von 0.5 % reduziert den Gewichtsverlust der untersuchten Proben auf 27 % der Masse, verglichen mit 0 % Luft. Russell und Sheehan (1974) beschreiben Experimente in einem Kavitationskanal bezüglich des Effekts von Kavitation auf Betonproben bei Strömungsgeschwindigkeiten von 46 m/s. In ihrem Versuchsstand wurde die Luft konzentriert an der Berandung unmittelbar vor den Betonproben zugegeben. Die Autoren äussern sich jedoch nicht dazu, inwieweit eine Durchmischung der Luft und des Wasser stattfand. Sie beobachten, dass bei einer Luftkonzentration von 5 % keine Schäden mehr auftreten. Sofern die Strömung bei einem Druck von 7 m Wassersäule geführt wird, reichen bereits 2.8 % Luft, um Kavitationsschäden zu unterbinden. Eine ausführliche Diskussion weiterer Untersuchungen ist bei Kramer (2004) zu finden. Er schlussfolgert, dass gemäss allen Autoren eine kleine Luftkonzentration nahe der Sohle das Kavitationsrisiko deutlich reduziert.

Luft wird entweder natürlich in den Abfluss eingetragen, oder mit Sohlbelüftern eingemischt. Der natürliche Vorgang setzt einen voll entwickelten turbulenten Abfluss voraus, welcher meist erst nach langen Fliessstrecken erreicht wird. Sohlbelüfter dagegen ermöglichen es, oberstom des natürlichen Lufteintrags einen Gemischabfluss zu erzwingen. Die künstliche Belüftung eines Hochgeschwindigkeitsabflusses hat sich in der Praxis bewährt und ist heute allgemein üblich. Sie ist die *wirkungsvollste* und *kostengünstigste* Massnahme, um eine durch Kavitation gefährdetet Sohle zu sichern.



Abb. 2.6 – Beziehung zwischen der Luftkonzentration einer Strömung und dem Gewichtsverlust der Versuchskörper (Peterka, 1953)

#### 2.2 Natürliche Selbstbelüftung

#### 2.2.1 Entwicklung von Gemischabfluss

Der selbstbelüftete Gemischabfluss in Schussrinnen kann nach Falvey (1980) in verschiedene Regionen unterteilt werden (Abb. 2.7): Oberstrom des Selbstbelüftungspunkts im *unbelüfteten Bereich* entwickelt sich an der Sohle eine mit zunehmender Fliessdistanz ansteigende, turbulente Grenzschicht der Dicke  $\delta$ . Der Abfluss enthält keine Luft, und die Wasseroberfläche erscheint ruhig und glatt. Die Reinwasserabflusstiefe (Index *W*)  $h_W$  reduziert sich entsprechend der Senkungskurve kontinuierlich. Die Dicke  $\delta$  der Grenzschicht nimmt nach Annemüller (1958) linear mit der Fliessdistanz *x* zu

$$\frac{\delta}{x} = 0.01 \tag{2.2}$$

Zusammenstellungen von weiteren Beziehungen für  $\delta/x$  geben Falvey (1980), Wood (1985) sowie Schlichting und Gersten (1997).



Abb. 2.7 - Entwicklung des Gemischabflusses in einer offenen Schussrinne (Falvey, 1980)

Mit  $\varphi$  als Sohlwinkel und  $k_s$  als äquivalente Sandrauhigkeit geben Hager und Blaser (1998) die explizite Abflusslänge  $x_i$  bis zur einsetzenden (Index *i*) Oberflächenbelüftung als Funktion der kritischen (Index *c*) Abflusstiefe  $h_c = (q^2/g)^{1/3}$  an zu

$$\frac{x_i}{h_c} = 16 \cdot (\sin \varphi)^{-0.6} \cdot \left(\frac{k_s}{h_c}\right)^{-0.08}$$
(2.3)

Bei  $\delta = h$ , respektive  $x = x_i$ , erreicht die turbulente Grenzschicht die Wasseroberfläche. Der Lufteintrag beginnt, sobald die Turbulenz des Abflusses an der Wasseroberseite die widerstehenden Kräfte aus Oberflächenspannung und Viskosität überwinden kann (Kobus, 1984). Dieser Ort wird als *Selbstbelüftungspunkt* bezeichnet. In der folgenden *Entwicklungsregion* unterstrom des Selbstbelüftungspunkts nimmt die Dicke der belüfteten Zone von der Wasseroberfläche her in Fliessrichtung allmählich zu, während an der Sohle immer noch unbelüfteter Abfluss vorherrscht. Ähnlich dem Verlauf der Grenzschicht nimmt die belüftete Zone beim Wasserspiegel nur langsam zu. Die Wasseroberfläche ist sehr rau und wellig. Durch die grosse Turbulenz werden einzelne Tropfen aus dem Gemisch geschleudert, wodurch oberhalb der Wasseroberfläche eine intensive Sprühzone entsteht (Volkart, 1980). Aufgrund der eingetragenen Luft nimmt die Gemischabflusstiefe zu, entgegen der Tendenz aus der Senkungskurve. Ab einer gewissen Fliessstrecke ist der gesamte Abflussquerschnitt belüftet. Der Lufttransport nimmt in Strömungsrichtung kontinuierlich zu, bis beim *Gemisch-Normalabfluss* ein Gleichgewichtszustand erreicht wird. Aufgrund des Energiegleichgewichts zwischen rückhaltenden und antreibenden Kräften verändert sich die Strömungscharakteristik inklusive der Luftkonzentration und -verteilung dann nicht mehr mit der Fliessdistanz.

#### 2.2.2 Quantifizierung des natürlichen Lufteintrags

Die Luftkonzentration C einer Strömung wird mit dem volumetrischen Verhältnis von Luftabfluss (Index A)  $Q_A$  zum Gemischabfluss, bestehend aus Luft- und Wasserabfluss  $Q_W$ , definiert

$$C = \frac{Q_A}{Q_A + Q_W} \tag{2.4}$$

Straub und Anderson (1958) haben den Lufttransport von Gemischströmungen in einem 15.3 m langem Kanal mit verstellbarem Sohlwinkel von  $7.5^{\circ} \le \varphi \le 75^{\circ}$  untersucht. Einige typische Konzentrationsprofile für Gemischabfluss aus ihrer Arbeit sind in Abb. 2.8 (a) gegeben.



Abb. 2.8 – (a) Luftkonzentrationsprofile für verschiedene Sohlwinkel  $\varphi$  mit (**n**) 75°, (•) 60°, (**A**) 45°, (x) 37.5°, ( $\Delta$ ) 30°, ( $\Box$ ) 22.5°, ( $\circ$ ) 15° und (**+**) 8° (Straub und Anderson, 1958) und (b) Vergleich der Funktionen bezüglich der mittleren Luftkonzentration  $C_{au}$  im Normalabfluss nach Hager (1991), Chanson (1996) und Kramer (2004)

Straub und Anderson (1958) definieren die tiefengemittelte (Index *a*) Luftkonzentration  $C_a$  durch Integration über die Gemischabflusstiefe  $h_{90}$  als

$$C_a = \frac{1}{h_{90}} \int_{z=0}^{h_{90}} C(z) \cdot dz$$
(2.5)

Die Gemischabflusstiefe  $h_{90}$  ist die Distanz senkrecht zur Rinnensohle zwischen der Sohle bei z=0 und dem Wasserspiegel bei z(C=0.90) resp.  $z_0$ . Basierend auf der mittleren Luftkonzentration und der Gemischabflusstiefe kann die Reinwasser-Abflusstiefe zu  $h_W=h_{90}\cdot(1-C_a)$  berechnet werden.

Verschiedene Untersuchungen liegen vor, welche sich mit der *mittleren Luftkonzentration*  $C_a$  einer Strömung im Normalabflusszustand (Index *u*) beschäftigen. Bei einer maximalen Abweichung von 5 % gibt Hager (1991) folgenden Zusammenhang

$$C_{au} = 0.75 \cdot (\sin \varphi)^{0.75}$$
 für  $\varphi < 80^{\circ}$  (2.6)

Ein weiterer Ansatz beinhaltet Modell-Messungen und Prototypdaten (Chanson, 1996). Die mittlere Luftkonzentration ist wie in Gl. (2.6) eine Funktion des Sohlwinkels  $\varphi$ 

$$C_{au} = 0.9 \cdot \sin \varphi \qquad \text{für } \varphi < 50^{\circ} \tag{2.7}$$

Kramer (2004) gibt aufgrund seiner Modellversuche folgende Beziehung für die mittlere Luftkonzentration im Normalabfluss

$$C_{au} = 0.33 \cdot (\sin \varphi)^{0.25}$$
 für  $\varphi < 30^{\circ}$  (2.8)

In Abb. 2.8 (b) ist ein Vergleich der drei Gln. (2.6), (2.7) und (2.8) für  $C_{au}$  gezeigt.

Bezüglich Kavitation ist die Kenntnis der *Luftkonzentration an der Schussrinnensohle* (Index *b*)  $C_b$  bei  $z\approx0$  interessant, mit *z* als Koordinate senkrecht zur Sohle. Auf flachen Schussrinnen tendiert  $C_b\rightarrow0$ , wie in Abb. 2.8 (a) dargestellt. Gemäss Chanson (1996) ist theoretisch  $C_b\rightarrow0$  bei  $z\equiv0$  für alle Sohlwinkel. Die Sohlluft ist seiner Ansicht nach *verteilt* in einer Grenzschicht der Dicke  $\Delta z=15$  bis 23 mm. Im hydraulischen Modell und beim Prototyp kann aus versuchstechnischen Gründen nicht bis z=0 gemessen werden, weshalb Werte von  $C_b>0$  resultieren. Hager (1991) zeigt, dass  $C_b$  exponentiell mit  $\varphi$  ansteigt. Es gilt

$$C_{bu} = 1.25 \cdot \left(\frac{\pi}{180} \cdot \varphi\right)^3 \qquad \text{für } \varphi \le 40^\circ \tag{2.9}$$

$$C_{bu} = 0.65 \cdot \sin \varphi$$
 für 40°< $\varphi$ <80° (2.10)

Wird Gl. (2.10) durch Gl. (2.6) dividiert, so resultiert

$$\frac{C_{bu}}{C_{au}} = 0.87 \cdot (\sin \varphi)^{0.25} \quad \text{für } 40^{\circ} < \varphi < 80^{\circ}$$
(2.11)

Für steile Schussrinnen mit  $\sin \varphi \rightarrow 1$  nähert sich das Verhältnis  $C_{bu}/C_{au}$  daher dem Wert 0.87 an. Wie Abb. 2.8 (a) zeigt, sind die Luftkonzentrationsprofile von Abflüssen auf steilen Schussrinnen sehr flach und weisen hohe Sohlluftkonzentrationen auf.

#### 2.2.3 Charakteristika des entwickelten Gemischabflusses

Aufgrund von Messungen und Photographien können zwei Strömungstypen in Bezug auf den Lufttransport unterschieden werden (Chanson, 1996): (1) Hochgeschwindigkeitsströmungen mit geringen Luftkonzentrationen von C<0.40. Diese Strömungen können als homogenes Gemisch von Wasser und Luftblasen angesehen werden. In der Regel sind die einzelnen Blasen von Wasser umgeben und treten in unterschiedlicher Grösse isoliert oder als Schwarm auf; und (2) Hochgeschwindigkeitsströmungen mit hohen Luftkonzentrationen von 0.40 < C < 0.90. Dieser Typ zeichnet sich durch eine komplexe Gemischstruktur aus. Blasenschwärme im Wasser und luftdominierte Schaumstrukturen treten gleichzeitig auf. Typisch sind raue Oberflächen, aus denen einzelne Wasserpartikel geschleudert werden (Volkart, 1980). Meist kombiniert ein Gemischabfluss beide Typen: Typ (1) tritt in Schussrinnen-Strömungen in Sohlnähe auf, während Typ (2) im Wasserspiegelbereich zu beobachten ist. In Abb. 2.9 ist ein Foto eines eigenen Versuchs mit einer vollständig belüfteten Strömung nahe bei Normalabfluss zu sehen, auf dem beide Strömungs-Typen erkennbar sind.

Ähnliche Fotos wie Abb. 2.9 hat Volkart (1980) veröffentlicht. Er beschreibt Modellmessungen in einem 50 m langen Rohr mit vollständig belüftetem Freispiegelabfluss. Als Ursache für den Lufteintrag in die Strömung nennt Volkart herausgeschleuderte und zurückfal-
lende *Wassertropfen*, die beim Aufschlag auf der Wasseroberfläche Luft mitreissen. Der Durchmesser der resultierenden Blase ist grösser als jener des zurückfallenden Tropfens.



Abb. 2.9 – Foto der turbulenten Modellströmung annähernd bei Normalabfluss. Die sohlnahe Zone des Typs 1 führt einzelne Luftblasen mit, während Typ 2 an der turbulenten und rauen Oberfläche auftritt

Killen und Anderson (1969) beschreiben die Gemischoberfläche als zusammenhängende, raue Begrenzung. Sie widersprechen damit dem Eindruck des Auges, welches die Oberfläche als Sprühzone von einzelnen Wassertropfen wahrnimmt. Ihre Interpretation beruht auf Messserien mit einfachen kapazitiven Pegeln. Sie folgern, dass die Luftaufnahme durch sich überschlagende *Oberflächenwellen* erfolgt, welche ein Luftvolumen unter sich einschliessen. Die Amplitude der Oberflächenwellen weist dieselbe Grössenordnung auf wie die Abflusstiefe. Die Luft wird, eine ausreichende Turbulenz vorausgesetzt, blasenförmig in den Abfluss eingemischt. Killen und Anderson beschrieben die Abflusscharakteristik des turbulenten Gemischabflusses durch: (1) Schwarm loser Blasen zuunterst, welche sich im Gleichgewichtszustand befinden zwischen Auftrieb und rückhaltender Turbulenz; (2) dem welligen, zusammenhängenden und sehr rauen Wasserspiegel als Übergang zwischen Wasser- und Luftphase; und (3) einzelne abgelöste Tropfen oberhalb des Wasserspiegels, die allerdings nur einen infinitesimalen Teil des Abflusses ausmachen.

Wilhelms (1997) unterscheidet zwei Typen von transportierter Luft: die *eingetragene* Luft in Blasenform, und die zwischen zwei Wellenfronten *eingeschlossene* Luft. Die eingetragene Luft befindet sich *im Abfluss* und reicht bis zur Sohle, während die eingeschlossene Luft ausschliesslich an der *Oberfläche* transportiert wird. Es ist offensichtlich, dass der Anteil der eingeschlossenen Luft grösser ist als jener der eingetragenen. Zusätzlich definiert Wilhelms die *insgesamt transportierte Luft*  $C_{au}$  als Summe der eingetragenen (Index *f*)  $C_{auf}$  Luft und der eingeschlossenen (Index *e*) Luft  $C_{aue}$  zu  $C_{au}=C_{aue}+C_{auf}$ . In Abb. 2.10 ist ein typischer Schnitt durch den Gemischabfluss gezeigt. Die von Killen und Anderson (1969) beschriebenen Oberflächenwellen mit der dazwischen eingeschlossenen Luft sind dargestellt. Die Abflusstiefe bis zum tiefsten Wellental ist als  $h_t$  bezeichnet.



Abb. 2.10 – Schematische Darstellung eines entwickelten Gemischabflusses mit <sup>(1)</sup> eingetragenen Luftblasen, <sup>(2)</sup> Wassertropfen, <sup>(3)</sup> Oberflächenwellen-Front und <sup>(4)</sup> eingeschlossener Luft zwischen zwei Wellenfronten

Die mittlere Konzentration der eingeschlossenen Luft  $C_{aue}$  für Normalabfluss ist nach Wilhelms und Gulliver (2005) konstant mit  $C_{aue}$ =0.23 für eine Integration bis  $h_{98}$  bei C=0.98 an der Wasseroberfläche. Pfister (in Druck) vermutet, dass die tiefsten Wellentäler bis  $h_t$  bei  $C(h_t)$ =0.5 reichen. Die mittlere eingetragene Luftkonzentration  $C_{auf}$  für Gemisch-Normalabfluss wird von Wilhelms und Gulliver geschätzt mit

$$C_{auf} = 0.656 \cdot \left(1 - e^{-0.0356(\varphi - 10.9)}\right)$$
(2.12)

Dabei ist  $\varphi$  der Sohlwinkel in [°]. Aus eigenen Messungen leitet Pfister ab, dass für  $h_t < z < h_{98}$  $C_{au} = C_{aue} + C_{auf} \approx 0.32$ . Für Kavitation sind diese Resultate ungünstig, da ein grosser Teil der transportierten Luft nicht eingetragen, sondern an der Wasseroberseite eingeschlossen ist. Selbst bei grossen mittleren Konzentrationen der insgesamt transportierten Luft  $C_{au}$  befindet sich nur ein vergleichsweise geringer Anteil davon nahe der Sohle.

# 2.2.4 Freier Wurfstrahl

Mit zunehmender Flugbahn zersetzt sich die Oberfläche eines freien Wurfstrahls. Aufgrund der rauen Oberflächenstruktur (Kapitel 2.2.3) wird Luft *eingeschlossen*. Toombes und Chanson (2007) beschreiben den Wurfstrahl im Anschluss an eine Stufe ohne Deflektor. Sie beobachten unterschiedliche hydraulische Eigenschaften der oberen und unteren Strahlseite. Dieser Unterschied wird der turbulenten Grenzschicht zugeschrieben, welche sich vor dem Absprung an der Sohle ausbildet und die untersten Abflussschichten beeinflusst.

Da beim Wurfstrahl sowohl die obere (Index *O*) als auch die untere (Index *U*) Oberfläche ohne feste Berandung geführt sind, muss die Definition der mittleren (Index *a*) Luftkonzentration  $C_a$  angepasst werden. Die Integration von C(z) erfolgt zwischen der oberen und der unteren Oberfläche bei *C*=0.90. Daher ist  $z_O=z(C=0.9)_O$  und  $z_U=z(C=0.9)_U$  sowie die Dicke des Wurfstrahls entsprechend  $h_j=z_O-z_U$ 

$$C_a = \frac{1}{h_j} \int_{z_U}^{z_0} C(z) \cdot \mathrm{d}z \tag{2.13}$$

Im Inneren des Strahls existiert vor dessen Aufbrechen ein Reinwasserkern. Den maximalen (Index *M*) Wert des parabolischen Druckverlaufs im Kern geben Toombes und Chanson mit  $p_M/(\rho \cdot g \cdot h_o)=0.6$  bis 0.7 an. Mittels eines theoretischen Diffusions-Ansatzes beschreiben Chanson (1989) und Toombes und Chanson (2007) die Luftkonzentrationsverteilung des sich zersetzenden Wurfstrahls. Wie zuvor schon Ervine und Falvey (1987) zeigen sie, dass das Luftprofil an der Strahloberfläche mit der Fehlerfunktion  $erf=\exp(-z^2)$  nach *Gauss* angenähert werden kann. Dabei beobachten die Autoren eine um den Faktor 10 grössere Diffusion an der unteren Strahlseite als an der oberen, was auf ein asymmetrisches Zersetzen hindeutet. Der Diffusionsparameter  $D_t$ , welcher zur Berechnung des Luftkonzentrationsprofils verwendet wird, errechnet sich mit  $K=1.5\cdot10^{-3}$ , v als kinematische Viskosität, x als Längskoordinate ab dem Absprung und  $\sigma$  als der Oberflächenspannung

$$\frac{D_t}{v} = K \cdot \frac{\rho \cdot v^2 \cdot x}{\sigma}$$
(2.14)

Die Autoren begrenzen die Anwendung von Gl. (2.14) auf Wurfstrahlen mit Weberzahlen  $W_x = (\rho \cdot v^2 \cdot x)/\sigma$  von  $3 \cdot 10^3 < W_x < 8 \cdot 10^5$ . Das Luftkonzentrationsprofil an der Strahloberseite (Index *O*) und -unterseite (Index *U*) wird angegeben mit

$$C(z)_{o} = 0.5 \cdot \left( 1 + erf\left(\frac{z - h_{50}}{2 \cdot \sqrt{D_{t} \cdot x / v_{o}}}\right) \right)$$
(2.15)

$$C(z)_U = 0.5 \cdot \left( 1 + erf\left(\frac{h_{50} - z}{2 \cdot \sqrt{D_t \cdot x/v_o}}\right) \right)$$
(2.16)

Die Luftkonzentrationsverteilung im Wurfstrahl unterstrom eines Skisprungs wird von Schmocker et al. (in Druck) beschrieben. Die Dicke  $h_j$  des Wurfstrahls nimmt aufgrund der Belüftung kontinuierlich zu und wird angegeben mit  $h_j/h_o=1.26+0.051(x/[h_o\cdot(1-C_{ao})])$  für  $x/h_o<50$  und dem Index *o* für den Zuflussquerschnitt unmittelbar oberstrom des Skisprungs, analog zu Abb. 2.22 für Belüfter. Die Dicke  $h_r$  des Reinwasserkerns (Index *r*) beträgt  $h_r/h_o=1.05\cdot[1-D\cdot(x/[h_o\cdot(1-C_{ao})])]$  mit D=0.056 für  $C_{ao}=0.10$  und D=0.041 für  $C_{ao}=0.20$ . Ervine und Falvey (1987) beschrieben typische Öffnungswinkel des Wurfstrahls von 2 bis 5° nach aussen für die freie Oberfläche und von 0.5 bis 1° nach innen für den Reinwasserkern. Basierend auf dem typischen Luftkonzentrationsprofil des Wurfstrahls (Abb. 2.11) definieren Schmocker et al. (in Druck) den Ort  $z_m$  der minimalen (Index *m*) Luftkonzentration  $C_m$  im Strahlquerschnitt, sowie die obere und untere Berandung  $z_O$  und  $z_U$  bei C=0.90.



Abb. 2.11 – Allgemeines Luftkonzentrationsprofil C(z) des Wurfstrahls mit der Definition wichtiger Parameter (Schmocker et al., in Druck)

Unabhängig von den Randbedingungen ist der Ort der minimalen Luftkonzentration  $C_m$ im Strahlquerschnitt bei  $z_m=0.63 \cdot [(z-z_U)/(z_O-z_U)]$  für unbelüfteten Zufluss  $C_{ao}=0$  und bei  $z_m=0.54 \cdot [(z-z_U)/(z_O-z_U)]$  für vorbelüfteten Zufluss  $C_{ao}>0$ . Die Luft ist demnach asymmetrisch im Sprungstrahl verteilt. Basierend auf der normierten Längskoordinate  $X=x \cdot R/(F_o \cdot h_o^2)$  mit R als dem Radius des Skisprungs geben sie für die mittlere Luftkonzentration  $c_a=(C_a-C_{ao})/(1-C_{ao})$  an

$$c_a = \tanh(0.02 \cdot X) \quad \text{für } 0 < X < 60$$
 (2.17)

Die minimale Luftkonzentration  $C_m$  eines Querschnitts wird mit den zwei Konstanten P=2 für  $C_{ao}=0$  und P=1 für  $C_{ao}>0$  angegeben mit

$$C_m = \left[ \tanh\left(\frac{X}{30 \cdot P}\right) \right]^3 \quad \text{für } 0 < X < 60$$
(2.18)

Der Verlauf der oberen und unteren Strahltrajektorie basiert auf der Wurfparabel und ist nach Heller et al. (2005) mit dem Koordinaten-Ursprung an der Absprunglippe gegeben mit

$$z(x) = z_o + \tan \overline{\alpha} \cdot x - \frac{g \cdot x^2}{2 \cdot v_o^2 \cdot \cos^2 \overline{\alpha}}$$
(2.19)

Dabei ist  $z_o=h_o$  für die obere Trajektorie und  $z_o=0$  für die untere, und  $\alpha$  der effektive Absprungwinkel des Wurfstrahls. Die Trajektorien von deflektorgenerierten Wurfstrahlen wurden von Steiner et al. (in Druck) an einem Kanal mit horizontaler Sohle untersucht. Die maximale Sohldruckhöhe  $h_{pM}$  relativ zur Zuflusstiefe  $h_o$  geben sie an zu

$$\frac{h_{pM}}{h_o} = 0.3 \cdot F_o^2 \cdot (\tan \alpha)^{0.4}$$
(2.20)

Zudem leiten die Autoren eine Beziehung für den effektiven Absprungwinkel  $\overline{\alpha}$  des Wurfstrahls unterstrom von Deflektoren her und beschrieben dessen Zuschlagen im Abflussbereich oberstrom des Deflektors.

# 2.3 Schussrinnenbelüfter

## 2.3.1 Grundtypen von Sohlbelüftern

Schussrinnenbelüfter müssen drei Kriterien erfüllen: (1) Die eingetragene Luft und deren Verteilung im Abfluss muss für die massgebenden Zustände ausreichend sein und Kavitationsschäden zuverlässig verhindern, (2) Die konstruktive Erstellung der Belüfter muss einfach und wirtschaftlich sein, und (3) Es dürfen keine unerwünschten hydraulischen Phänomene erzeugt werden. Da Kavitationsschäden an der Berandung einer Schussrinne auftreten, muss sich die zum Schutz eingetragene Luft daher möglichst dort befinden. Der Wert der mittleren Luftkonzentration über die gesamte Abflusstiefe ist nur bedingt aussagekräftig, viel wichtiger ist die tatsächliche Blasenverteilung in der 10 bis 30 cm starken Fliesszone über der Sohle (Volkart, 1988). Kavitationsschäden an Seitenwänden von offenen Schussrinnen sind bisher nach Wissen des Autors keine beobachtet worden, während unbelüftete Stollenwände vereinzelt beschädigt wurden (Abb. 1.1).

In der Vergangenheit sind verschiedene Typen von Belüftern entwickelt worden. Sie stellen alle eine Diskontinuität im Sohlverlauf dar. Mit baulichen Massnahmen wird der Abfluss vorübergehend von der Sohle gelöst und unterhalb des Wurfstrahls ein Luftvolumen erzeugt. Mit drei grundlegenden konstruktiven Elementen lässt sich dieser Effekt erzeugen: (1) dem Deflektor (auch als Rampe bezeichnet), (2) der Stufe und (3) der Sohlnut (auch als Belüftungsschlitz bezeichnet). Kombinationen von einzelnen Elementen sind üblich, weshalb das Spektrum der tatsächlich verwendeten Belüftergeometrien gross ist (Abb. 2.12).

Der häufigste Belüfter ist der *Deflektor*. Deflektoren lenken den Abfluss ab und heben ihn über den Schussrinnenboden. Im Bereich, in dem sich der Strahl wieder an die Schussrinne anlegt, entstehen erhöhte Sohldrücke und Stosswellen. Üblich sind Deflektor-Höhen t von 0.1 m < t < 0.3 m und Deflektor-Winkel  $\alpha$  von ungefähr  $5^{\circ} < \alpha < 12^{\circ}$ , entsprechend Steigungen von etwa 1:10 bis 1:5 relativ zur Schussrinnensohle (Kells und Smith, 1991; Volkart, 1984b). Beide Parameter sind in Abb. 2.22 definiert. Bei kleinen und mittleren Abflüssen weist der Deflektor einen effizienten Wirkungsgrad auf. Kleine Zuflusstiefen  $h_o$  unmittelbar oberstrom des Deflektors relativ zur Deflektorhöhe t bewirken, dass der Abfluss dem Deflektor-Winkel  $\alpha$  annähernd folgt und unterstrom einen ausgeprägten Wurfstrahl bildet. Sobald jedoch die Zuflusstiefe  $h_o$  ein Mehrfaches von t beträgt, wirkt der Deflektor als grosse Einzelrauhigkeit und wird vom Wasser überfahren, ohne dieses abzulenken. Die Wirksamkeit des Deflektors bezüglich des Lufteintrags wird dann deutlich reduziert. Die Luftzufuhr erfolgt beim Deflektor meist über eine oder zwei laterale Öffnungen in den Seitenwänden oder selten durch Zuleitungen unterhalb des Deflektors. In beiden Fällen steht für das Luft-Zufuhrsystem nur wenig Platz zur Verfügung. Der Deflektor wird daher oft mit einer Stufe kombiniert, um die notwendigen Luftzufluss-Querschnitte zu gewähren.



Abb. 2.12 – Grundformen von Sohlbelüftern und deren gängigen Kombinationsmöglichkeiten (Volkart, 1984a)

Stufen weisen typische Versatzhöhen von *s*<1 m gemäss Abb. 2.22 auf (Kells und Smith, 1991; Volkart, 1984b). Im Gegensatz zu Deflektoren lenken Stufen den Abfluss nicht um, sondern bewirken einen Wurfstrahl ähnlich jenem unterstrom von Endüberfällen. Stufen erzeugen bei grossen Abflüssen nur geringe Sprunglängen und weisen entsprechend eine geringere Effizienz bezüglich des Lufteintrags auf als Deflektoren. Oft werden Stufenbelüfter nach Grundablässen unmittelbar hinter dem Regulierschütz eingesetzt. Wegen der hohen Fliessgeschwindigkeiten ist der Lufteintrag für diesen Fall erfahrungsgemäss ausreichend. Auf offenen Schussrinnen dagegen werden Stufen vorwiegend mit Deflektoren kombiniert.

Sohlnuten oder Schlitze werden mit Breiten bis zu 2.5 m und Tiefen von 1 bis 2.5 m erstellt. Günstig ist, dass für die Luftzufuhr zum Wurfstrahl immer ein genügend grosser Querschnitt zur Verfügung steht. Allerdings ist die Wurfweite des Strahls limitiert, so dass auf der kurzen Kontaktfläche zwischen Luft und Wasser nur ein begrenzter Luftstrom eingetragen wird. Beim Anspringen der Hochwasserentlastungsanlage füllen sich zudem die Nuten mit Wasser und sind dann unwirksam. Bei diesem Zustand kann die hydromechanische Beanspruchung der unterstrom gelegenen, vertikalen Wand der Nut gross sein. Um die Belüftungswirkung auch bei kleinen Abflüssen zu gewährleisten, muss deshalb jede Nut drainiert werden. Daher kommt dieser Belüfter meist nur in Kombination mit anderen Formen zum Einsatz.

In Abb. 2.13 ist die Schussrinne der *Alicura* Talsperre (Argentinien) in Betrieb gezeigt (Minor, 1987). Die Anlage ist für einen Abfluss von 3'000 m<sup>3</sup>/s ausgelegt und leitet das Wasser zwischen dem Wasserspiegel des Reservoirs und jenem im Unterwasser über eine Höhendifferenz von 118 m ab. Auf dem Bild sind vier Belüfter zu erkennen, welche als Deflektoren mit einer Höhe von t=0.175 m oder 0.250 m und ausgebildet sind. Oberstrom des ersten ist das Wasser schwarz und unbelüftet, danach erscheint es weiss und transportiert daher Luft. Beachtenswert ist der Oberflächenverlauf der Strömung bei den Belüftern. Aufgrund der Deflektoren hebt der Abfluss von der Sohle ab und bildet einen Wurfstrahl, dessen Oberflächen mit zunehmender Wurfweite zerfällt.



Abb. 2.13 – Schussrinne der *Alicura* Talsperre mit vier Belüftern bei einem Durchfluss von 350 m<sup>3</sup>/s (Bild H.-E. Minor)

In Abb. 2.14 ist ein gängiger Belüfter, bestehend aus einem Deflektor und einer Stufe, während des Betriebs im Modell abgebildet. Die Fotografie zeigt einen Querschnitt des Abflusses, wodurch die Luftaufnahme an beiden Strahloberflächen zu erkennen ist. Beim Deflektor wird der Abfluss von der Sohle abgehoben und bildet unterstrom einen freien Wurfstrahl. Durch die Stufe wird die Sprungweite des Strahls, gemessen vom Deflektor bis zum Auftreffen auf der Rinnensohle, verlängert. Oberhalb des Belüfters erscheint das Wasser schwarz, was auf fehlende Luft im Abfluss zurückzuführen ist. Entlang des Wurfstrahls zeigt sich die Ober- und Unterseite zunehmend rau und weiss, was auf Luftaufnahme und -transport schliessen lässt. Die vom Belüfter eingetragene Luft wird im Bereich unterhalb des Wurfstrahls durch einen seitlichen, im Bild verdeckten, Kamin zugegeben.



Abb. 2.14 – Abflusslängsschnitt bei einem Belüfter bestehend aus einem Deflektor und einer Stufe im hydraulischen Modell, mit  $h_o$ =80 mm,  $F_o$ =7.5, t=13.3 mm,  $\alpha$ =11.3°, s=44 mm und  $\varphi$ =12°. (O) Auftreffpunkt des Strahls auf der Rinnensohle

# 2.3.2 Luftzufuhrsystem

Das zweite Element eines Belüfters, nebst der Vorrichtung zur Erzeugung eines freien Wurfstrahls, ist das Luftzufuhrsystem. Dieses leitet die beim Belüfter angesaugte Luft typischerweise durch Kamine ausserhalb der Seitenwände einer Schussrinne zur Luftzone unter dem Wurfstrahl (Abb. 2.13). Andere Anordnungen des Luftzufuhrsystems werden von Rutschmann (1988a) beschrieben. Je nach der Breite einer Schussrinne und dem Luftbedarf einer Strömung sind Belüfterkamine bei beiden Seitenwänden oder nur einseitig notwendig. Die Charakteristik eines Belüfters bezüglich seines Lufteintrags in die Strömung hängt wesentlich von der Gestaltung des Luftzufuhrsystems ab. Ein aerodynamisch ungünstig ausgelegtes System zeichnet sich durch grosse Strömungsverluste der Luft auf ihrem Weg durch den Kamin aus. Es stellt dem Luftstrom einen *Widerstand* entgegen und verringert dadurch die Luft-Durchflusskapazität. Als Konsequenz kann ein Belüfter das theoretisch mögliche Lufteintragspotential nicht ausnutzen, da die Luft nicht frei durch den Kamin angesaugt wird. Folglich bildet sich in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls ein Unterdruck. Ähnlich wie bei der Bemessung von Pumpen kann bei Belüftern ein Betriebspunkt bestimmt werden, welcher sich durch den Reibungsverlust im Luftzufuhrsystem und dem Lufteintragspotential des Belüfters bestimmt. Viele Bemessungsformeln für Belüfter berücksichtigen daher den Einfluss des Unterdrucks in der Luftzone unterhalb des Strahls auf den Lufteintrag des Belüfters.

Die aerodynamischen Verluste im Zufuhrsystem können nach der *Bernoulli*-Gleichung und der Kontinuität berechnet werden (Koschitzky, 1987). Ausgehend vom Atmosphärendruck im Ansaugbereich und dem vom Belüfter angeregten Luftdurchfluss lassen sich die Verluste infolge Reibung, Krümmern sowie beim Ein- und Austritt des Systems abschätzen. Die entsprechenden Verlustkoeffizienten können Handbüchern der Ventilationstechnik entnommen werden. Schwieriger ist es, die Verluste der Luftströmung in der Luftzone unterhab des Wurfstrahls abzuschätzen (Rutschmann, 1988a).

Das primäre Ziel des Zuleitsystems ist es, einen ausreichenden Luftabfluss mit einem möglichst geringen Energieaufwand unter den Wurfstrahl zu führen, und gleichzeitig wirtschaftliche Dimensionen einzuhalten. Ein einfaches Kriterium zur Festlegung der erforderlichen Kamin-Querschnittsflächen betrifft die Beschränkung der Strömungsgeschwindigkeiten im Zufuhrsystem. Nach Pugh und Rhone (1988) sollen maximale Luftgeschwindigkeiten von 60 bis 90 m/s nicht überschritten werden. Volkart (1988) unterscheidet maximale Werte von 50 bis 60 m/s für kantige Luftkamine und Werte von 80 bis 100 m/s für aerodynamisch gestaltete Kamine. Die Beschränkung der Strömungsgeschwindigkeit auf eine Machzahl M=v/c=0.3 wird mit der Kompressibilität der Luft begründet (Blevins, 1984), mit *c* als der Schallgeschwindigkeit. Aus der zweidimensionalen linearisierten gasdynamischen Kontinuitätsgleichung (Oswatitsch, 1959)

$$(1 - M^2)\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = 0$$
(2.21)

mit *u* und *v* als Strömungsgeschwindigkeiten entlang den Koordinaten *x* und *y* ist ersichtlich, dass der Einfluss von M<sup>2</sup>>0.1 auf den Term (1–M<sup>2</sup>) mehr als eine Grössenordnung beträgt und daher nicht mehr vernachlässigt werden darf. Mit maximalen Werten von M<sup>2</sup> $\approx$ 0.1  $\rightarrow$ M $\approx$ 0.3  $\rightarrow$  v $\approx$ 100 m/s kann dieser Einfluss vermieden werden.

Das Luftzufuhrsystem kann versagen, wenn Wasser von der Schussrinne oder Regen eindringt und im System liegen bleibt. Die Luftzuleitung kann zuschlagen und der Lufteintrag beim Belüfter wird unterbunden. Weiter können Kamine durch Schnee zugeweht werden oder infolge Kondenswassers vereisen (Rutschmann, 1988a). In diesen Fällen ist der einwandfreie Betrieb der Belüfter nicht sichergestellt und die Schussrinne unter Umständen trotz eines Belüfters kavitationsgefährdet.

#### 2.3.3 Positionierung der Belüfter

Belüfter sind oberstrom des Bereichs natürlicher Selbstbelüftung einer Strömung vorzusehen, sofern ein Kavitationsrisiko besteht. Das Kavitationspotenzial einer Strömung kann mit dem Kavitationsindex  $\sigma$  aus Gl. (2.1) abgeschätzt werden. Entlang Zonen mit einem Wert  $\sigma$ unterhalb des kritischen Grenzwertes  $\sigma_k$  ist das Auftreten von Kavitation wahrscheinlich. Ein Belüfter ist demnach zu Beginn einer solchen Zone anzuordnen. Kleine Werte von  $\sigma$  werden typischerweise im unteren Bereich von Schussrinnen erreicht, weil dort die Fliessgeschwindigkeit gross und die Abflusstiefe entsprechend klein ist. Üblicherweise liefert der maximale Abfluss, der über eine Schussrinne abgeleitet wird, die kleinsten Werte für  $\sigma$ . Kleine Abflüsse beschleunigen weniger stark, da sie vergleichsweise mehr Energie dissipieren oder sogar den Normalabflusszustand erreichen.

Um ein Zuschlagen des Belüfters zu vermeiden, schreibt Rutschmann (1988b) eine minimale (Index *m*) Zufluss-Froudezahl  $F_{om}=v_o/(g \cdot h_o)^{0.5}$  von  $F_{om}=4.5$  vor, mit  $v_o$  als Zuflussgeschwindigkeit vor dem Belüfter und  $h_o$  als Zuflusswassertiefe. Zudem ist der Lufteintrag von Belüftern bei  $F_o<4.5$  gering. Koschitzky (1987) erwähnte eine minimale Zufluss-Froudezahl von 2.8< $F_{om}<4.2$  für Deflektoren. Volkart (1978) fordert Werte von  $F_{om}=4$  für den Luftaufnahmebeginn. Belüfter, die sogar ab  $F_{om}=2.5$  Luft eintragen sollen, werden von Lijian et al. (2007) vorgestellt. Unterstrom von Belüftern wird die eingemischte Luft entlang des Abflusses kontinuierlich wieder ausgetragen, vorausgesetzt die Turbulenz hält die Luftblasen nicht in der Strömung (Kramer, 2004). Entsprechend ist ein weiterer Belüfter auf der Schussrinne vorzusehen (Kapitel 2.4.2), sofern die geforderte minimale Luftkonzentration an der Sohle unterschritten wird (Kapitel 2.1.3).



Abb. 2.15 – In Belüftungseinbauten integrierte Knickstellen im Längsprofil (Volkart, 1988)

Der Bau von Belüftern bietet die Möglichkeit, Querfugen und Neigungsänderungen auf Schussrinnen vorzusehen. Im Bereich des abgehobenen Wurfstrahls werden die Unregelmässigkeiten nicht überströmt und können damit auch keine nachteiligen Auswirkungen bezüglich Kavitation haben. Bei korrekter Ausführung bieten demnach Belüftungseinbauten nicht nur aktiven Schutz vor Kavitation durch Lufteintrag, sondern ermöglichen auch die Erstellung von Fugen und Neigungswechseln. Beispiele dazu sind in Abb. 2.15 gegeben.

#### 2.3.4 Lufteintragsmechanismen

Drei Grundmechanismen sind für den Lufteintrag bei Sohlbelüftern auf Schussrinnen verantwortlich: (1) Das Aufreissen des Strahls aufgrund der Haftbedingung; (2) der primäre Strahlzerfall und (3) der sekundäre Strahlzerfall. Der erste Mechanismus wirkt unmittelbar nach dem Absprung des Wurfstrahls, der zweite eher in der ersten Flugphase und der dritte hauptsächlich kurz vor dem Strahlaufprall auf der Schussrinne (Abb. 2.16).



Abb. 2.16 – Foto eines Belüfters in Betrieb mit dem schematischen Wirkungsbereich (*grau*) der Lufteintragsmechanismen: (1) Aufreissen , (2) primärer Strahlzerfall und (3) sekundärer Strahlzerfall. (O) Auftreffpunkt des Strahl auf der Sohle, mit  $h_o$ =66 mm,  $F_o$ =8.9, *t*=13.3 mm,  $\alpha$ =11.3°, *s*=44 mm und  $\varphi$ =12°

Vor einer genaueren Beschreibung der drei Mechanismen wird einleitend eine kurze Übersicht gegeben: Unterhalb des Wurfstrahls befindet sich eine Luftzone, welche durch das Luftzufuhrsystem mit der Aussenluft verbunden ist. Vereinfacht kann die Luft in dieser Zone zunächst als ruhend angesehen werden, das Wasser als obere Berandung der Zone dagegen nicht. An der Kontaktfläche der beiden Medien entsteht durch die zunehmend raue Strahlunterseite (primärer Strahlzerfall) und aus dem Strahl geschleuderter Wasserpakete (sekundärer Strahlzerfall) eine Scherzone, in der die oberste Luftschicht reibungsbedingt beschleunigt, respektive die Unterseite des Wurfstrahls abgebremst wird. Durch diese Interaktion wird die Flugbahn der Wasserpakete verzögert, was mit zunehmender Sprungweite ein Anwachsen der Sprühzone an der Strahlunterseite verursacht (Abb. 2.14). In dieser Sprühzone wird ein grosser Abfluss von eingeschlossener Luft mitgeführt. Beim Auftreffpunkt der Sprühzone auf der Rinnensohle wird diese untere Gemischschicht des Strahls komprimiert und in den Abfluss auf der Schussrinne eingetragen. Ein Teil der eingeschlossenen Luft an der unteren Strahlseite wird dadurch zu eingetragener Luft im Abfluss. Durch diesen Prozess wird der Luftzone unter dem Wurfstrahl Volumen entzogen, wodurch ein Unterdruck in der Luftzone entsteht. Dieser sorgt für nachfliessende Luft aus dem Luftzufuhrsystem.

#### Haftbedingung

Entlang der Deflektor-Oberfläche ist die Sohlgeschwindigkeit des Abflusses theoretisch null. Unterstrom der Absprungkante des Belüfters dagegen ist keine feste Sohle mehr vorhanden. Die unterste Schicht des Wurfstrahls wird nach dem Verlassen des Deflektors abrupt in Fliessrichtung beschleunigt. Diese Beschleunigung verursacht an der Strahlunterseite Zugspannungen, welche von der Oberflächenspannung des Wassers aufgenommen werden müssen. Das begünstigt ein Aufreissen der Flüssigkeit, wodurch ein impulsreiches Wasserelement die Oberfläche einfacher durchbrechen kann.

Aus dieser Vorstellung lässt sich ableiten, dass der Lufteintrag eines Belüfters eine Funktion des Längen-Verhältnisses von Absprunglippe zur Rinnenbreite sein muss. Wird die Länge der Absprunglippe pro Laufmeter Rinnenbreite vergrössert, nehmen auch die spezifische Fläche der gestörten unteren Strahlseite und dadurch die spezifische Kontaktfläche zwischen dem Wurfstrahl und der Luftzone zu. Low (1986) hat einen gezahnten Deflektor untersucht, welcher auf der Geometrie eines von Rutschmann (1988a) getesteten klassischen Deflektors basiert. Dabei sind die Deflektor-Höhe t=30 mm, der Deflektor-Winkel  $\alpha=5.7^{\circ}$  und die Rinnenbreite b=0.25 m bei beiden Untersuchungen identisch. Der Deflektor von Low weist zusätzlich zwei 10 mm tiefe Längsnuten auf, während jener von Rutschmann klassisch

gebaut ist. Die relative Absprunglippenlänge erhöht sich damit von 0.25 m bei Rutschmann auf 0.29 m. Bei identischen Zuflussbedingungen und einem Unterdruck in der Luftzone von  $\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)=0.2$  erreicht der modifizierte Deflektor von Low einen um den Faktor 1.65 höheren Lufteintragskoeffizient  $\beta=Q_A/Q_W$  als der Deflektor von Rutschmann. Allerdings ist dieser Effekt nicht alleine auf die Haftbedingung zurückzuführen, sondern auch auf den angeregten Strahlzerfall. Die von Low angebrachten Nuten wirken nämlich auch als Strahlaufreisser.

#### Primärer Strahlzerfall

Der Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls unterliegt unterschiedlichen Strahlaufbruchmechanismen. Die zentralen Einflussfaktoren sind die Stoffdaten des Fluids und des umgebenden Gases, deren Relativgeschwindigkeit sowie die Geometrie der erzeugenden Struktur. Anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen eines Sprühstrahls, generiert an einer Düse, unterscheidet Ohnesorge (1936) qualitativ vier Zerfallsarten:

1. Langsames *Abtropfen* ohne Strahlbildung. Bei sehr geringen Ausflussgeschwindigkeiten tropft das Wasser unter dem Einfluss des Eigengewichts ohne Strahlbildung von der Düse ab. Die Grösse der Tropfen wird durch das Gleichgewicht zwischen Tropfengewicht und Umfang der Einschnürung bestimmt. Mit *d* als Düsendurchmesser,  $\sigma$  als Oberflächenspannung,  $\rho$  als Fluiddichte und *g* als Erdbeschleunigung stellt sich gemäss Lefebvre (1989) ein typischer Tropfendurchmesser *D* ein von

$$D = \left(\frac{6d\sigma}{\rho g}\right)^{\frac{1}{3}}$$
(2.22)

- Auflösen des zylindrischen Strahls in einzelne Tropfen: *"Zertropfen"* genannt. Bei einer gesteigerten Ausflussgeschwindigkeit nimmt die Länge der Flüssigkeitssäule zwischen der Düse und dem Ort der ersten Tropfenbildung zu. Dafür verantwortlich sind Schwingungen, ausgelöst durch Kapillarkräfte der Oberflächenspannung, welche die Wassersäule entsprechend einer *Cosinus*-Linie einschnüren (Weber, 1931).
- 3. Auflösen des Strahls durch schraubensymmetrische Schwingungen: *"Zerwellen"* genannt. Die Geschwindigkeit des Fluids erreicht einen Bereich, in dem die Interaktion mit der umgebenden Luft massgebend wird (Weber, 1931). Der austretende Strahl ist turbulent und erzeugt einen Strahlaufbruch durch kurzwellige, unregelmässige Oberflächenstrukturen. Die Länge der zusammenhängenden Flüssigkeitssäule beträgt mehrere

Düsendurchmesser d, nimmt aber mit zunehmender Austrittsgeschwindigkeit v ab. Tropfen mit variablen Durchmessern, meist mit D < d, spalten sich von Strahl ab, bevor dieser zerfällt.

4. Vollständiges Zersprühen des Strahls: ,Zerstäuben' genannt (Abb. 2.17). Der Flüssigkeitsstrahl zerfällt und bildet an der rauen Oberfläche einen ausgeprägten Spray. Die Tropfen sind erheblich kleiner als der Düsendurchmesser. Durch die hohe Relativgeschwindigkeit erfahren die Tropfen aerodynamische Kräfte, was ein weiteres, sekundäres Zerfallen der Flüssigkeitspartikel anregt.



Abb. 2.17 – Fotografie eines auf ruhende Luft treffenden, zerstäubenden Wasserstrahls. Die herausgeschleuderten Wassertropfen werden durch die umgebende Luft abgebremst. Fliessrichtung von links nach rechts (Hoyt und Taylor, 1977)

Mit der Definition zweier dimensionsloser Kennzahlen – der Ohnesorgezahl O und der Reynoldszahl R – lassen sich die Zerfallsarten klassifizieren. Es gilt

$$O = \frac{\eta}{\sqrt{\sigma \cdot \rho \cdot d}}$$
(2.23)

$$R = \frac{v \cdot d}{v}$$
(2.24)

Dabei ist  $\eta$  die dynamische und v die kinematische Viskosität,  $\rho$  die Dichte und  $\sigma$  die Oberflächenspannung von Wasser. Diese Parameter sind für eine bestimmte Temperatur bei Wasser gegeben und unveränderbar. Wird eine gewisse Zerfallsart gewünscht, muss die Strömungsgeschwindigkeit v oder der Düsendurchmesser d beeinflusst werden (Abb. 2.18).



Abb. 2.18 – Klassifizierung der Strahlzerfallsarten (Ohnesorge, 1936)

Man kann O auch mit der Weberzahl W= $v/(\sigma/(\rho \cdot d))^{0.5}$  und der Reynoldszahl ausdrücken als O=W/R. Schley (1994) erwähnt als Ursache der Oberflächendeformation innere Ereignisse des Strahls, welche innerhalb des Injektors ihren Ursprung haben. Dies ist insbesondere die Turbulenz, welche einerseits im Injektor erzeugt wird und anderseits beim Austritt des Strahls aufgrund der Druckgradienten. Baumgarten (2003) zählt mehrere auslösende Mechanismen des Strahlzerfalls auf. Drei massgebende Strahlszerfalls-Mechanismen sind (Abb. 2.19):

- Strahlturbulenz: Durch die raue Berandung, die Druckgradienten und einen allfälligen Deflektor induzierte Turbulenz führt zur Instabilität der Strahloberfläche. Einzelne Turbulenzpakte können sich vom Strahl lösen und Tropfen bilden.
- 2. Aerodynamische Wechselwirkung zwischen Fluid und umgebendem Gas: Bei grossen Relativgeschwindigkeiten verursachen die Reibungskräfte zwischen Wasser und der Luft Schubspannungen an der Fluidoberfläche. Infinitesimale Störungen werden angeregt und bilden wachsende Oberflächenwellen mit der Tendenz, instabil zu werden und sich von Strahl zu lösen. Da aerodynamische Effekte eine minimale Injizierungslänge benötigen, treten sie nicht unmittelbar beim Austritt des Strahls aus der Düse auf.
- 3. Relaxation des Geschwindigkeitsprofils: Nach dem Verlassen der festen Berandung hat der Strahl die Tendenz, das Geschwindigkeitsprofil der turbulenten Rohrströmung in der Düse zu homogenisieren. Da die feste Berandung wegfällt, beschleunigen die Randschichten wegen des Fehlens der Oberflächenhaftung. Dieser Effekt führt zu Instabilitäten im Randbereich und fördert den Zerfall.



Abb. 2.19 – Mechanismen des Primärzerfalls: (a) Strahlturbulenz, (b) aerodynamische Kräfte und (c) Relaxation (Baumgarten, 2003)

Eine Betrachtung der Turbulenz im Strahlquerschnitt von Schley (1994) und Ervine et al. (1995) zeigt folgendes: (1) Mit zunehmender Flugzeit eines Wasserelements nimmt die Turbulenz ab; (2) Die räumliche Verteilung der Turbulenz ändert sich mit zunehmender Flugzeit. Befinden sich die punktförmigen Maxima anfänglich nahe an den Wänden, so beanspruchen sie mit zunehmender Zeit einen breiteren Bereich des Strahls; (3) Die räumliche Ausdehnung der einzelnen Strukturen ändert sich mit der Flugzeit. Anfänglich befinden sich die punktförmigen Maxima in Wandnähe, später haben sie sich in Ihrer Ausdehnung vergrössert und nehmen einen grossen Teil des Abflussquerschnitts ein. Mit zunehmender Wurfweite des Strahls werden die Gebiete konzentrierter Energie verschmiert. Bei einer Entfernung von 400·*d* unterstrom des Austrittsquerschnitts stellt sich ein ausgeglichener Zustand ein (Schley, 1994). Daraus lässt sich schliessen, dass der Strahlzerfall primär im ersten Bereich des Wurfstrahls tattfindet. Ervine et al. (1995) schätzen, dass der Bereich  $x/h_o$ <20 wesentlich zur Luftaufnahme bei *Deflektoren* beiträgt, mit *x* als Laufkoordinate ab der Absprungkante (Abb. 2.22).

Bei Deflektoren wird der Abfluss abrupt nach oben umgelenkt, was an der Schussrinnensohle einen Überdruck erzeugt. Dieser kann, je nach Ausbildung des Deflektors, ein Mehrfaches des hydrostatischen Drucks betragen (Steiner, 2007). Unmittelbar unterstrom des Deflektors herrscht an der Strahlunterseite jedoch maximal Atmosphärendruck. Zusammen mit der durch den Deflektor erzeugten zusätzlichen Turbulenz bewirkt diese Druckdifferenz, dass einzelne Wasserpakete über genügend Energie verfügen um aus dem Wurfstrahl herausgeschleudert zu werden. Dieser abwärts gerichtete Impuls führt dazu, dass die Wasserpakete unter die freie Wurfbahn gelangen, was das Auffächern der Strahlunterseite fördert. In geringerem Masse ist auch die Strahloberseite von diesem Zerfallsmechanismus betroffen (Abb. 2.14). Der Zerfall des Wurfstrahls ist nach Skripalle (1994) massgeblich für den Lufteintrag eines Sohlbelüfters verantwortlich. Sowohl bei Prototypen (Minor, 1987) als auch am Modell kann beobachtet werden, dass bei Deflektoren abrupt die Oberflächenbelüftung einsetzt. Dieses Phänomen ist mit der plötzlichen Änderung des Druckgradienten an der Sohle und der daraus resultierenden Turbulenz im Abfluss zu erklären. Nach Ervine et al. (1995) entspricht ein Schussrinnenbelüfter einem *Turbulenzgenerator*. Dabei erzeugen steile Deflektoren mit  $\alpha \ge 5^{\circ}$  eine deutlich grössere Turbulenz als flache. Zudem wird mittels Deflektoren hauptsächlich die *oberflächennahe* Turbulenz angeregt.

Vorausgesetzt, dass bei Belüftern der Lufteintrag und der Strahlzerfall zusammenhängen, ergeben sich als *Folgerungen*: (1) Der Belüfter stellt ein Turbulenzgenerator dar, welcher den primären Strahlzerfall anregt; (2) Es ist anzunehmen, dass ein Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit, mit welcher ein Belüfter überfahren wird, und dem Zerfall des Strahls besteht; (3) Im zersetzten Wurfstrahl eingeschlossene Luft kann teilweise im Auftreffpunkt und von der Strahloberseite her in den Abfluss eingetragen werden; und (4) Der primäre Strahlzerfall findet hauptsächlich in der ersten Flugphase statt.

# Sekundärer Strahlzerfall

Der weitere Zerfall aus dem Wurfstrahl geschleuderter Tropfen in der umgebenden Luft wird als Sekundärzerfall bezeichnet. Ist bei einem Flüssigkeitstropfen der zerreissende aerodynamische Strömungswiderstand gleich der zusammenhaltenden Kraft, wird der für das Aufbrechen kritische Zustand erreicht. Zwei dimensionslose Kennzahlen beschreiben die Stabilität eines Tropfens als Funktion des umgebenden Luftstrahls: die Gas-Weberzahl W<sub>G</sub> (Index G) beschreibt den Einfluss der formhaltenden Oberflächenspannung  $\sigma$  und die Laplacezahl La trägt der Viskosität Rechnung, die jeder Formveränderung widersteht

$$W_G = \frac{v^2 \cdot \rho_G \cdot D}{\sigma}$$
(2.25)

$$La = \frac{\rho \cdot \sigma \cdot D}{\eta^2}$$
(2.26)

Dabei bedeutet *D* den Tropfendurchmesser, *v* die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas und  $\rho_G$  die Gasdichte. Die Parameter ohne Index beziehen sich auf Grössen des Wassers.



Abb. 2.20 – Klassifikationsskizze für den windinduzierten Tropfenzerfall. ① *Bag* Mechanismus, ② *Bag-Jet* Mechanismus, ③ *Transition* Mechanismus und ④ *Shear* Mechanismus (Krzeczkowski, 1980)

Krzeczkowski (1980) untersuchte das Verhalten von Tropfen vor und während des Zerfalls in einem Windkanal. Augrund von Fotos klassiert er in Abhängigkeit von W<sub>G</sub> und La vier Zerfallstypen (Abb. 2.20): (1) *Bag* Mechanismus ab W<sub>G</sub> $\approx$ 12 (Hwang et al., 1996), (2) *Bag-Jet* Mechanismus, (3) *Transition* Mechanismus und (4) *Shear* Mechanismus ab W<sub>G</sub> $\approx$ 80 (Hwang et al., 1996) unter sehr feiner Zerstäubung. Mit zunehmendem Wert von W<sub>G</sub> wird der Aufbruch chaotischer. Vor dem Zerfallen in einen der vier Typen flachen die Tropfen ab, unabhängig von den Randbedingungen. Die Scheibenform ergibt sich nach der Gleichung von *Bernoulli*, da die Strömungsgeschwindigkeit entlang des Äquators maximal ist und beim Stagnationspunkt an den Polen gegen Null tendiert (Hwang et al., 1996). Die Zuordnung von Zerfallstyp und Kennzahlen ist in Abb. 2.21 gegeben.



Abb. 2.21 – Zerfallsdiagramm für windumströmte Tropfen in Abhängigkeit von W<sub>G</sub> und La, <sup>①</sup> Bag Mechanismus, <sup>②</sup> Bag-Jet Mechanismus, <sup>③</sup> Transition Mechanismus und <sup>④</sup> Shear Mechanismus (Krzeczkowski, 1980)

# Aufbruchlänge des Wurfstrahls

Eine charakteristische Grösse eines Wurfstrahls ist dessen Aufbruchlänge  $L_s$ . Diese ist definiert als Distanz zwischen dem Generierungsquerschnitt und dem Ort mit beginnender Tropfenablösung an der Oberfläche (Lefebvre, 1989). Über die Länge des Reinwasserkerns im Inneren des Wurfstrahls sagt die Aufbruchlänge nichts aus. Für das Aufbrechen eines Wurfstrahls ist primär die innere Turbulenz massgebend, und nicht die Interaktion mit der Luft (Falvey, 1980). Turbulente Wurfstrahlen zeichnen sich durch raue Oberflächen aus. Der massgebende Parameter zur Bestimmung der Aufbruchlänge ist die Zufluss-Geschwindigkeit  $v_o$ . Lefebvre (1989) hat die diesbezüglichen Ergebnisse mehrerer Forscher zusammengetragen und gibt zwei Ansätze. Mit *D* ist der Durchmesser der strahlerzeugenden Düse definiert

$$\frac{L_s}{D} = 8.51 \cdot W_o^{0.32} \tag{2.27}$$

$$\frac{L_s}{D} = 538 \cdot W_o^{0.5} \cdot R_o^{-0.625}$$
(2.28)

Werden Wurfstrahlen nicht mit runden, sondern elliptischen oder andersartigen Düsenquerschnitten erzeugt, so verkürzt sich deren Aufbruchlänge (Vischer und Hager, 1995).

Die Länge des Reinwasserkerns  $L_r$  im Innern des Wurfstrahls schätzen Ervine und Falvey (1987) mit  $L_r/h_o=50$  bis 100, sofern beim Absprungquerschnitt kein Deflektor angebracht ist. Für  $L>L_r$  ist  $C_m>0$  im gesamten Strahlquerschnitt. Vischer und Hager (1995) schätzen  $40 < L_r/h_o < 60$ . Bei grossen Druckgradienten in der Strömung, wie sie bei Deflektoren auftreten, wird  $L_r/h_o < 50$  (Ervine et al., 1995).

Basierend auf einem Literaturstudium bezüglich des Strahlzerfalls und der Aufbruchlänge empfehlen Vischer und Hager (1995) *zusammenfassend* für einen möglichst grossen Lufteintrag bei Belüftern: (1) Der Absprungquerschnitt soll rechteckig sein; (2) Der Wurfstrahl soll über eine grosse Turbulenz verfügen, z.B. durch einen Deflektor generiert; und (3) Der Übergang von der Schussrinne zum Wurfstrahl soll abrupt sein.

#### 2.3.5 Quantifizierung des Lufteintrags

Schussrinnen-Belüfter wurden u.a. von Koschitzky (1987), Rutschmann (1988a), Chanson (1988), Balaguer (1992), Skripalle (1994), Kökpinar und Göğüş (2002) sowie Gaskin et al. (2003) untersucht. Die Effizienz eines Belüfters wird zumeist mit dem Lufteintragskoeffizienten  $\beta = Q_A/Q_W$  ausgedrückt. Die folgenden expliziten Parameter beeinflussen den Lufteintrag: Die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub>, die Zuflusstiefe h<sub>o</sub>, die Gestalt des Deflektors mit  $\alpha$  als Deflektor-Winkel und *t* als Deflektor-Höhe, die Stufenhöhe *s* und der Sohlwinkel  $\varphi$  (Abb. 2.22).

Weiter sind zwei voneinander abhängige, implizite Parameter von Bedeutung: der Unterdruck  $\Delta p = p_{atm} - p_A$  resp.  $\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)$  in der Luftzone  $p_A$  unterhalb des Wurfstrahls relativ zum Umgebungsdruck  $p_{atm}$  und die Wurfweite *L* der unteren Strahltrajektorie. Fällt der Druck in der Luftzone unterhalb des Strahls ab, drückt der Atmosphärendruck den Wurfstrahl zur Sohle und verkürzt somit die Länge der unteren Strahltrajektorie *L*. Entsprechend reduziert sich bei grossen Druckdifferenzen  $\Delta p = p_{atm} - p_A$  die Kontaktfläche zwischen Wasser und Luft, wodurch der Lufteintragskoeffizient  $\beta$  abnimmt (Low, 1986; Rutschmann, 1988a; Rutschmann und Hager, 1990). Der Einflusses des Unterdrucks auf den Lufteintragskoeffizienten wird üblicherweise mit der Eulerzahl  $\Delta E = (v^2 \cdot \rho)/\Delta p$  beschrieben.



Abb. 2.22 – Prinzipskizze des Abflusses über einen Belüfter, mit Koordinatensystem und Nomenklatur

An der VAW (1981) wurden unterschiedliche Belüftertypen für die Schussrinne der *San Roque* Talsperre (Manila) im Modell getestet. Dabei sind mittels einer Konduktivitäts-Sonde Luftkonzentrationen  $C_b$  an der Sohle (Index *b*) unterstrom der Belüfter ermittelt worden. Im Schlussbericht wurde festgehalten, dass  $C_b$  im Auftreffbereich des Wurfstrahls klein war, teilweise sogar  $C_b < 0.10$ . Unterstrom des Belüfters nahmen die Werte von  $C_b$  weiter rapide ab und beliefen sich nach 35 m im Prototyp auf  $C_b < 0.05$ . Koschitzky (1987) zeigte, dass primär die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> und sekundär der Unterduck in der Luftzone  $\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)$  einen Einfluss auf den Lufteintragskoeffizienten eines Belüfters haben. Zur Bestimmung von  $\beta$  gab er folgenden Zusammenhang

$$\beta = K_1 \cdot \left(\mathbf{F}_o - \mathbf{F}_k\right)^{1.5} \cdot \left(1 - K_2 \cdot \frac{\Delta p}{\rho \cdot g \cdot h_o}\right)$$
(2.29)

Die Faktoren  $K_1$  und  $K_2$  stehen für die geometrische Ausbildung der Belüfter und haben Werte von  $0.017 < K_1 < 0.065$  und  $0.48 < K_2 < 4$ . Die minimale Froudezahl für den Lufteintragsbeginn war  $2.8 < F_{om} < 4.2$ . An seinem Modell untersuchte Koschitzky Deflektoren mit unterschiedlichen Deflektor-Winkeln  $5.2^{\circ} \le \alpha \le 8.2^{\circ}$  und Deflektor-Höhen von 23 mm $\le t \le 50$  mm, sowie zwei Sohlwinkel  $\varphi = 2^{\circ}$  und  $20^{\circ}$ . Da sein Vollmodell über keine Jet-Box (Kapitel 3.1.1) verfügte, konnte er die Parameter  $F_o$  und  $h_o$  nicht unabhängig voneinander untersuchen.

Ein Jahr später publizierte Rutschmann (1988a) seine Resultate. Unter der Voraussetzung, dass in der Luftzone  $\Delta p=0$  ist, gab er den Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  als lineare Funktion der relativen Wurfweite *L* an zu

$$\beta = 0.0372 \cdot \left(\frac{L}{h_o}\right) - 0.2660 \quad \text{für } 0^\circ \le \varphi \le 70^\circ$$
(2.30)

Die Gl. (2.30) setzt voraus, dass die Wurfweite L bekannt ist. Wurden die expliziten Werte für t und s berücksichtigt, folgte

$$\beta = 0.049 \cdot \left(\frac{L}{h_o}\right) - 8.276 \cdot \left(\frac{t}{h_o}\right)^2 - 0.333 \cdot \left(\frac{s}{h_o}\right) - 0.221$$
  
für  $\varphi \approx 35^\circ$ ,  $4^\circ \le \alpha \le 7.4^\circ$  und  $s \le 4 \cdot t$  (2.31)

In einer weiteren Beziehung wurde der Einfluss des Unterdrucks in der Luftzone  $\Delta p>0$  implizit mit der durch F<sub>o</sub> beeinflussten Wurfweite *L* mitberücksichtigt

$$\beta = 0.049 \cdot \left(\frac{L}{h_o}\right) - 0.006 \cdot F_o^2 - 0.086 \quad \text{für } 15^\circ \le \varphi \le 50^\circ$$
(2.32)

Sollte zwischen den Gln. (2.30) und (2.32) eine grosse Diskrepanz auftreten, so ist nach Rutschmann im Zweifelsfalle Gl. (2.32) vorzuziehen. Als optimale Gestalt eines Belüfters bezüglich seiner Effizienz bezeichnete Rutschmann den *steilen Deflektor*, allenfalls kombiniert mit einer Stufe. Voraussetzung zur Berechnung des Lufteintrags ist die Kenntnis der Wurfweite *L*. Rutschmann gab ein Berechungsverfahren zur Ermittlung von *L* an, basierend auf der theoretischen Wurfbahn eines Überfallstrahls mit Unterdruck in der Luftzone. Bei grossen Zuflusstiefen  $h_o$  wich der Absprungwinkel des Strahls vom Deflektor-Winkel  $\alpha$  ab (Steiner et al., in Druck), was zu unpräzisen Werten von *L* führte. Zudem verwendete Rutschmann drei Definitionen für die Wurfweite *L*: (1) Im Modell bis zum Druckmaximum beim Auftreffpunkt des Strahls oder (2) optisch mit Farbzugabe; und (3) beim Prototyp ungefähr bis zum Strahlauftreffpunkt. An seinem Modell untersuchte Rutschmann Deflektor-Winkel zwischen  $4^{\circ} \le \alpha \le 7.4^{\circ}$ , Deflektor-Höhen von 9.5 mm $\le t \le 39$  mm, Stufenhöhen zwischen 0 mm $\le s \le 54$  mm und zwei Sohlwinkel  $\varphi = 34^{\circ}$  und  $51^{\circ}$ .

Chanson (1988) beschrieb verschiedene Luft-Eintragsmechanismen bei Belüftern als Funktion von  $F_o$ . Für den massgebenden Bereich unter Berücksichtigung des Unterdrucks galt mit  $K_3$ =0.2 für Deflektoren resp.  $K_3$ =0.04 für Stufen

$$\beta = K_3 \cdot \left[ F_o - K_4 - K_5 \cdot \left( \frac{\Delta p}{\rho \cdot g \cdot h_o} \right)^{0.5} \right]$$
mit  $K_4 = -8.17 + 5.77 \cdot \frac{h_o}{s} - 0.605 \cdot \left( \frac{h_o}{s} \right)^2$ 
und  $K_5 = 23.51 \cdot \left( \frac{h_o}{s} \right)^{-1.5}$ 
(2.33)

Beide Rinnen, in denen Chanson seine Versuche durchführte, hatten denselben Sohlwinkel von  $\varphi \approx 52^{\circ}$  und waren Modelle der Hochwasserentlastungsanlage der *Clyde* Talsperre. Die Zufluss-Froudezahl konnte zwischen  $3 < F_o < 25$  eingestellt werden, die Zuflusstiefe zwischen  $20 \text{ mm} \le h_o \le 120 \text{ mm}$ . Zwei Belüftertypen wurden getestet: (1) Ein Deflektor (*t*=30 mm und  $\alpha = 5.7^{\circ}$ ) kombiniert mit einer Stufe (*s*=30 mm), und (2) eine Stufe mit *s*=30 mm. Auch Chanson schlussfolgerte, dass *Deflektoren mehr Luft eintragen als Stufen*. Zudem beobachtete er, dass der Lufteintrag, beziehungsweise die Strahlzersetzung, bei grossen F<sub>o</sub> an der Strahl-Oberseite *und* der -Unterseite früher einsetzte (Abb. 2.14). Entsprechend reduzierte sich die Dicke des Reinwasserkerns im Inneren des Strahls.

Rutschmann und Hager (1990) untersuchten den Einfluss verschiedener Parameter auf  $\beta$ , basierend auf den Modellversuchen von Rutschmann (1988a). Zur Charakterisierung des Unterdrucks in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls verwendeten sie die Eulerzahl  $\Delta E = (v_o^2 \cdot \rho) / \Delta p$ . Trägt ein Belüfter bei  $\Delta p \rightarrow 0$ , d.h. bei Atmosphärendruck, den maximalen Luftabfluss  $\beta_M$  ins Wasser ein, dann ist der Einfluss von  $\Delta p$  respektive  $\Delta E$  auf

$$\frac{\beta}{\beta_M} = \left(\frac{2}{\pi} \cdot \arctan\left(3 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta E\right)\right)^{0.7}$$
(2.34)

Der Einfluss von F<sub>o</sub> wurde mit  $\beta_M$ =0.45· $K_6$ ·(F<sub>o</sub>-5.4)<sup>0.35</sup> angegeben. Der untere Schwellenwert von 5.4 repräsentierte nicht den Beginn der Luftaufnahme, sondern den Start des Eintrags entsprechend der gewählten Funktion. Der Faktor  $K_6$  beschrieb die Geometrie des Belüfters und den Sohlwinkel  $\varphi$ . Der Einfluss des Defelktor-Winkels  $\alpha$  auf den Lufteintragskoeffizienten  $\beta$ wurde angegeben mit  $\beta_M = K_7$ ·(tan $\alpha$ )<sup>1.15</sup>. Der Faktor  $K_7$  war abhängig vom Sohlwinkel  $\varphi$ , dessen Einfluss auf  $\beta$  angegeben wurde als  $\beta_M$ =exp[(1.15·tan $\varphi$ )<sup>2</sup>]. Zusammenfassend gaben Rutschmann und Hager (1990) folgende Beziehung zur Berechnung des Lufteintragskoeffizienten

$$\beta_{M} = (\tan \alpha)^{1.15} \cdot \exp[(1.15 \cdot \tan \varphi)^{2}] \cdot (F_{\rho} - 5.4)^{0.35}$$
(2.35)

Allerdings wiesen die Autoren auf den beschränkten Datensatz hin, welcher diesem Ansatz zugrunde liegt. In einem zweiten Teil der Veröffentlichung untersuchten die Autoren den klassischen, indirekten Ansatz basierend auf der relativen Sprungweite. Für  $\Delta p=0$  wurden zwei Gleichungen zur Berechnung der Sprungweite hergeleitet, einerseits Gl. (2.36) für Belüfter bestehend aus Deflektoren *und* Stufen, und Gl. (2.37) andererseits nur für Stufen. Dabei war  $T=(s+t)/h_o$  und  $L_j$  bezog sich auf die Länge zwischen dem Absprungpunkt und dem Ort des maximalen Druckes im Auftreffbereich

$$\frac{L_j}{h_o} = F_o^2 \cdot \overline{\alpha} \cdot (1 + \overline{\alpha} \cdot \tan \varphi) \cdot \frac{1}{\cos \varphi} \cdot \left[ \left( 1 + 2 \cdot T \cdot \frac{\cos \varphi}{(\overline{\alpha} \cdot F_o)^2} \right)^{0.5} + 1 \right] + T \cdot \tan \varphi$$
(2.36)

$$\frac{L_j}{h_o} = 2 \cdot F_o \cdot T \cdot \frac{1}{\cos \varphi} + T \cdot \tan \varphi$$
(2.37)

Da Gl. (2.36) auf der Wurfparabel basierte, war anstelle des Belüfter-Winkels  $\alpha$  der effektive Absprungwinkel der unteren Strahltrajektorie  $\overline{\alpha}$  einzusetzen (Steiner, 2007). Bei einem relativ zur Abflusstiefe  $h_o$  langen Deflektor mit kleinem Wert von  $\alpha$  entsprach bei F<sub>o</sub>>6 der Absprungwinkel des Strahls  $\overline{\alpha}$  dem Winkel des Belüfters  $\alpha$ . Andernfalls war der Absprungwinkel des Strahls

$$\overline{\alpha} = \alpha \cdot \left[ \tanh\left(\frac{t}{h_o \cdot \alpha}\right) \right]^{0.5} \quad \text{für } \alpha < 15^\circ \text{ und } t/h_o < 0.3$$
(2.38)

Für einen vollständig turbulenten Abfluss fanden die Autoren zur Berechnung des maximalen Lufteintragskoeffizienten

$$\beta_M = 0.03 \cdot \left(\frac{L_j}{h_o} - 5\right) \quad \text{für } L_j/h_o > 7 \tag{2.39}$$

Balaguer (1992) untersuchte Belüfter in zwei hydraulischen Modellen. Beide waren mit  $\varphi$ =14.5° geneigt. Die Zufluss-Tiefen variierten zwischen 25 mm< $h_o$ <160 mm und die Zufluss-Froudezahlen mit 4<F<sub>o</sub><15. Die Wurfweite  $L_j$  war bis zum Druckmaximum an der Rinnensohle definiert. Balaguer zeigte, dass bei der Überströmung des Deflektors ein längsgerichtetes Wirbelsystem in der Grenzschicht entsteht, dessen Existenz von Ervine et al. (1995) bestätigt wurde. Dieses trug beim freien Strahl in der Scherzone wesentlich zum Lufteintrag bei. Besonders stark konnte der Lufteintrag mit der Erhöhung der Turbulenz in Sohlnähe beeinflusst werden, was aus Versuchen mit unterschiedlicher Sohlrauhigkeit hervorging. Zur Berechnung des Lufteintragkoeffizienten gab Balaguer folgenden Zusammenhang mit  $K_8$  und  $K_9$  zur Beschreibung des Einflusses der Anströmbedingungen und der Sohlrauhigkeit

$$\beta = K_8 \cdot \left(\frac{L_j}{v_o^2 / g}\right)^{K_9}$$
(2.40)

Die Wurfweite des Wasserstrahls wurde als Funktion des Verhältnisses zwischen der Geschwindigkeit an der unteren Strahloberfläche und der mittleren Geschwindigkeit mit  $K_{10}$ =0.90 und einer Funktion  $K_{11}$  des Druckgradienten in der Luftzone unterhalb des Strahls angegeben

$$\frac{L_j}{v_o^2/g} = K_{10} \cdot K_{11} \cdot \cos \alpha + 0.5 \cdot {K_{11}}^2 \cdot \sin \varphi$$
(2.41)

Bemerkenswert an der Arbeit ist die Angabe von Luftkonzentrationsprofilen C(z,x) für den Abfluss über dem Belüfter und unterstrom davon in der Schussrinne (Abb. 2.23).



Abb. 2.23 - Im Belüfterbereich ermittelte Luftkonzentrationsverteilung (Balaguer, 1993)

Balaguer beschrieb unter anderem folgende Beobachtungen: (1) Die Dicke des Wurfstrahls nahm in Fliessrichtung kontinuierlich zu; (2) Im Wurfstrahl wurde anfänglich ein luftloser Kern beobachtet; (3) Die Luftaufnahme fand an beiden Strahlseiten statt. Die mittlere Luftkonzentration des Strahls  $C_a$  berücksichtigte auch Oberflächenbelüftung und konnte ein Mehrfaches von  $\beta$  betragen; (4) Beim Druckmaximum im Auftreffbereich des Strahls wurde die Luft von der Sohle in obere Abflussschichten transportiert. Der Auftreffbereich ist als Entlüftungszone bezeichnet worden. Am Ende dieser Zone lagen bloss noch Sohlluftkonzentrationen zwischen  $0.05 \le C_b \le 0.10$  vor.

Aufgrund einer umfangreichen photographischen Dokumentation der Strahlunterseite stellte Skripalle (1994) einen Zusammenhang zwischen der Luftaufnahme eines Belüfters und dem Strahlzerfall her. Für Prototypen gab er als massgebenden Zerfallsmechanismus das Zerstäuben an. Angeregt wurde der Strahlzerfall durch die innere Turbulenz. In seiner Arbeit untersuchte Skripalle daher insbesondere die Abhängigkeit der turbulenten zweidimensionalen Grenzschichtströmung auf die Luftaufnahme eines Belüfters. Das zugrunde liegende hydraulische Modell bestand aus einer horizontalen Rinne mit einer Stufe der Höhe *s*=45, 75 und 105 mm als Belüfter. Die Zufluss-Froudezahl konnte zwischen  $5.6 \le F_o \le 21.8$  eingestellt werden. Oberstrom der Stufe konnten unterschiedliche Sohlrauhigkeiten von  $k_s \approx 0$  und  $k_s=2.5$  und 12.8 mm eingebaut werden, um die Dicke der turbulenten Grenzschicht zu beeinflussen. Die Wurfweite des Wasserstrahls wurde bis zum Auftreffpunkt der unteren Trajektorie definiert. Für einen *Stufenbelüfter* mit atmosphärischem Druck  $\Delta p=0$  an der unteren Strahltrajektorie gab Skripalle (1994) folgenden Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  an

$$\beta \approx 0.9 \cdot \frac{L}{h_o} \cdot \frac{\delta}{h_o} \cdot \frac{v^*}{V_{\infty}}$$
(2.42)

Der Gültigkeitsbereich von Gl. (2.42) wurde eingeschränkt durch: (1) W= $v_o/(\sigma/\rho \cdot h_o)^{0.5}$ >170, und (2) musste ein Reinwasserkern zwischen der oberen und unteren belüfteten Strahloberfläche vorhanden sein. Der Term  $\delta/h_o$  gab den Einfluss der relativen Grenzschichtdicke an. Bei  $\delta/h_o \rightarrow 1$  förderten die mitgeführten Wirbel den Zerfall des Wurfstrahls und damit auch die Luftaufnahme. Der Term  $v^*/V_{\infty}$  war der Quotient aus der Schubspannungsgeschwindigkeit  $v^*$ an der Sohle und der Strömungsgeschwindigkeit  $V_{\infty}$  ausserhalb der Grenzschicht und beschrieb den Einfluss der transversalen Turbulenzintensität. Dabei war  $v^*=(g \cdot h \cdot I)^{0.5}$  mit *I* als Neigung der Energielinie.

Wurde der Unterdruck in der Luftzone unter dem Wurfstrahl berücksichtigt ( $\Delta p$ >0), galt gemäss Skripalle folgender Ansatz

$$\beta \approx 0.9 \cdot \frac{1}{h_o^2} \cdot \frac{v^*}{V_\infty} \cdot \left[ \delta \cdot L - s \cdot \left( L_{\Delta p=0} - L \right) \right]$$
für W>170 und  $L/h_o < 540 \cdot W/R^{0.625}$ 

$$(2.43)$$

Kökpinar und Göğüş (2002) führten eigene Modellversuche durch und ergänzten ihre Daten mit den Werten anderer türkischer Forscher und denen von Tan (1984). In einer 0.10 m breiten Rinne mit variablem Winkel zwischen  $0 \le \varphi \le 30$  untersuchten die Autoren vier Belüfter: eine Stufe mit *s*=50 mm ohne Deflektor und drei Deflektoren mit 0 mm $\le t \le 20$  mm bei konstanten Werten  $\alpha = 5.7^{\circ}$  und *s*=50 mm. Mit einer konstanten Zuflusstiefe  $h_o$  wurde die ZuflussFroudezahl variiert zwischen 3.4<F<sub>o</sub><12.4. Mit  $T=(s+t)/h_o$  und basierend auf 231 Versuchen gaben sie für die Wurfweite  $L_i$  bis zur Druckspitze im Auftreffpunkt folgende Gleichung an

$$\frac{L_j}{h_o} = 0.28 \cdot F_o^{1.75} \cdot (1+\alpha)^{0.22} \cdot T^{0.44} \cdot \left[ (1+\tan\varphi) \cdot \frac{A_A}{A_{Wo}} \right]^{-0.087}$$
(2.44)

Mit *A* wurde der durchflossene Querschnitt des Wassers im Zuflussquerschnitt und der Luft im Belüfterkamin bezeichnet. Ein Vergleich der Daten mit jenen von Tan (1984) zeigte, dass die meisten nach Gl. (2.44) gerechteten Werte für  $L_j$  weniger als ±20 % von den Modellmessungen abwichen. Den Unterdruck in der Luftzone unterhalb des Strahls gaben die Autoren als Funktion der relativen Wurfweite an

$$\left(\frac{\Delta p}{\rho \cdot g \cdot h_o}\right)^{0.25} = 0.0733 \cdot \ln\left[\left(\frac{L_j}{h_o}\right)^2 \cdot \left(1 + \tan\varphi\right)^{3.5} \cdot \left(\frac{A_A}{A_{Wo}}\right)^{-0.9}\right] - 0.1033$$
(2.45)

Die Übereinstimmung mit Prototypdaten war teilweise nicht gegeben. Dank einer speziellen Modellkonfiguration konnten Kökpinar und Göğüş sowohl den Lufteintrag durch die Luftzone an der unteren (Index U) Strahloberfläche als auch jenen an der Oberseite (Index O) des Wurfstrahls messen. Mit einem relativen Fehler von  $\pm 18$  % erhielten sie für den Lufteintrag in der Luftzone unten

$$\beta_U = 0.0189 \cdot \left(\frac{L_j}{h_o}\right)^{0.83} \cdot \left[\left(1 + \tan\varphi\right) \cdot \frac{A_A}{A_{Wo}}\right]^{0.24}$$
(2.46)

Der Lufteintrag an der oberen Strahlseite bei Deflektoren wurde quantifiziert als

$$\beta_o = 0.0278 \cdot F_o^{0.6} \cdot \left(1 + \frac{t}{h_o}\right)^{2.13} \cdot \left(1 + \tan\alpha\right)^{0.48}$$
(2.47)

Gaskin et al. (2003) schliesslich untersuchten den Lufteintrag  $\beta$  und die *mittlere* Luftkonzentrationen  $C_a$  in einem Querschnitt 4 m unterstrom von Belüftern. Dazu bauten sie die *Las Palmas* Schussrinne (Venezuela) mit dem Massstabsfaktor  $\lambda$ =15 nach. Die Breite des Modell-Kanals betrug 0.135 m und die Deflektor-Winkel wurden bei t=20 mm und s=0 mm zwischen 7.1°≤ $\alpha$ ≤16.6° variiert. Drei Sohlwinkel der Rinne wurden untersucht:  $\varphi$ =10°, 15° und 21°. Die Zufluss-Froudezahl war zwischen 4<F<sub>o</sub><12. Das Luftzufuhrsystem wurde mit einer Querschnittsfläche von  $A_A$ =25.5 cm<sup>2</sup> eher klein ausgelegt, was sich in einem beschränktem Lufteintragskoeffizienten von  $\beta$ ≤0.3 ausdrückte. Die Funktionen für  $\beta$  und  $C_a$  wurden in der Veröffentlichung nicht angegeben.

# 2.3.6 Folgerungen

Mehrere Untersuchungen zeigen, dass Belüfter mit Deflektoren in punkto Lufteintragskoeffizient  $\beta$  effizienter funktionieren als Stufenbelüfter. Zudem wurde festgestellt, dass die Sohl-Luftkonzentration bereits im Auftreffpunkt des Wurfstrahls, also nach einer kurzen Fliessstrecke unterstrom des Belüfters, sehr gering ist und nur wenige Prozent beträgt. Zur Berechnung des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  existiert eine Vielzahl von Beziehungen, die sich alle auf die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> oder die Wurfweite *L* abstützen. Die meisten Untersuchungen decken nur ein eingeschränktes Spektrum der Einflussparameter ab. Der Unterdruck in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls ist entweder explizit berücksichtigt, oder implizit über *L*. Viele Gleichungen benötigen zur Berechnung von  $\beta$  eine Mehrzahl physikalisch nicht erklärbarer Faktoren und beinhalten meist mehrere Terme. Keine der Studien macht präzise Aussagen bezüglich der Luftverteilung nach Deflektoren im Allgemeinen. Die Wurfweiten folgen in der Regel aus einer aufwändigen Trajektorienberechnung, welche eine Schätzung des effektiven Absprungwinkels voraussetzt. Zudem sind die Wurfweiten oft bis zum Druckmaximum an der Sohle definiert. Dieser Wert muss im Modell zwischen zwei Sensoren interpoliert werden und ist zudem im Prototyp kaum überprüfbar.

# 2.4 Strömungscharakteristik unmittelbar unterstrom von Belüftern

#### 2.4.1 Sohldrücke und Entlüftung beim Auftreffpunkt

Am Ende der Luftzone trifft der Abfluss auf die Schussrinne auf. Der Druck entlang des Sohle nimmt dabei schlagartig zu: Von einem Unterdruck in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls zu einem Überdruck in dessen Auftreffbereich, welcher ein Vielfaches des hydrostatischen Druckes betragen kann (Abb. 2.24).



Abb. 2.24 – Verlauf des Sohldrucks beim Deflektor (Steiner, 2007) und unterstrom (Volkart, 1984b)

Im Auftreffbereich wurde von Wood (1988) eine starke Entlüftung des Abflusses beobachtet. Ervine et al. (1995) gaben an, dass bei Auftreffwinkeln des Strahls auf der Sohle von über 10° eine Reduktion der theoretisch möglichen Luftaufnahme stattfand. Zwar war der Lufteintrag entlang des Wurfstrahls bei hohen Stufen und steilen Deflektoren grösser, da die Wurfweite *L* zunimmt, allerdings erfolgte das Wiederanlegen des Strahls an die Sohle unter einem steileren Winkel  $\gamma$ . Dies hatte entsprechend grössere Sohldrücke zur Folge, was wiederum den Luftaustrag förderte. Chanson (1988) vermutete, dass der gesamte Lufteintrag bei grossen *s* und steilen  $\alpha$  deshalb nicht grösser als bei kleinen Werten von *s* und  $\alpha$  ist. Attari und Zarrati (1997) bestätigten dies anhand von Modellversuchen an der Schussrinne der *Karun* Talsperre (Iran), in welchen sie den Winkel des Schussrinnenbodens im Auftreffbereich variiert haben. Auch Lijian et al. (2007) schlagen vor, die Sohle im Auftreffbereich steiler auszubilden, damit der Auftreffwinkel des Wurfstrahls reduziert wird.

Chanson (1988) zeigte, dass die Blasensteiggeschwindigkeit  $v_{Bt}$  im Auftreffbereich mit dem Druckgradienten dp/dz anstieg, was die Entlüftung des Abflusses beschleunigte. Verglichen mit der Blasensteiggeschwindigkeit  $v_B$  im ruhenden Wasser gab er folgenden Zusammenhang an

$$v_{Bt}^{2} = v_{B}^{2} \cdot \frac{1}{\rho \cdot g} \cdot \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z}$$
(2.48)

Nie (2001) untersuchte dynamische Drücke unterstrom von Belüftern am hydraulischen Modell, sowohl beim Auftreffpunkt als auch weiter stromab. Er fand, dass die Druckfluktuationen normalverteilt sind. Die *maximalen* Druckfluktuationen waren beim Auftreffpunkt zu finden und wiesen die zwei- bis dreifachen Amplitude des ungestörten Abflusses auf. Unterstrom des Auftreffpunktes glichen sich die Werte nach ungefähr  $x\approx 10$  bis 15·t wieder den Werten des ungestörten Abflusses an. Beim Aufreffpunkt wurde eine dominante Frequenz gefunden, welche im weiteren Verlauf der Strömung zunehmend nachliess. Diese dominante Frequenz führte Nie (2001) auf die Sohlwalze kurz vor dem Auftreffpunkt und auf die eingetragene Luft zurück.

## 2.4.2 Kontinuierlicher Luftaustrag unterstrom von Belüftern

Um eine Schussrinne zuverlässig gegen Kavitation zu schützen, ist nicht nur die Kenntnis des durch den Belüfter eingetragenen Luftabflusses, repräsentiert durch  $\beta$ , sondern auch die Verweildauer der Luft im Wasser und der Ort der Luft im Abfluss massgebend.

Aufgrund der geringeren relativen Dichte hat Luft die Tendenz, im Wasser aufzusteigen und den Abfluss zu entlüften. Kramer und Hager (2005) zeigten aufgrund eines Literaturstudiums, dass die Steiggeschwindigkeit einer Blase abhängig von ihrem Durchmesser und der Turbulenz des Wassers ist. Volkart (1985) schätzte, dass die Steiggeschwindigkeit einer Blase in turbulentem Abfluss um den Faktor 10 kleiner ist als in stehendem Wasser. Blasenwolken im turbulenten Abfluss steigen zudem langsamer auf, da die gegenseitige Interaktion dem Steigprozess Energie entzieht. Daher ist die *Wirkungslänge* eines Sohlbelüfters beschränkt.

Kramer und Hager (2005) beschrieben die Verteilung der Luftblasendurchmesser  $D_B$  im Abfluss nach einem Belüfter. Sie normierten die Abflusstiefe mit der Normalabflussgemischtiefe (Index *u*) als  $Z_{90u}=z/h_{90u}$  und gaben folgende Blasenverteilung: Nahe der Sohle bei  $0 \le Z_{90u} \le 0.2$  war der Durchmesser klein mit  $D_B < 1$  mm aufgrund der Turbulenz; zwischen  $0.2 \le Z_{90u} \le 0.7$  war 1 mm $< D_B < 5$  mm; oberhalb  $Z_{90u} \ge 0.7$  nahmen die Durchmesser infolge der Wellenstruktur der rauen Abflussoberfläche rapide zu (Kapitel 2.2.3). Die Blasensteiggeschwindigkeit von  $v_{Bt}=0$  wurde bei einer Strömungs-Froudezahl von  $F_{oP}=11.8$  erreicht. Dabei war  $F_{oP}$  definiert als arithmetisches Mittel von  $F_o$  und F(x) bei der "Knickstelle" in den Iso-Konzentrationslinien. Demzufolge fand keine Entlüftung des Abflusses mehr statt sobald  $F_{oP} \ge 11.8$ .

Pragmatische Ansätze gehen davon aus, dass die Sohl-Luftkonzentration unterstrom von Belüftern um knapp 0.4 % pro Laufmeter abnimmt (Minor, 1987). Galperin et al. (1977) gaben Werte zwischen 0.4 bis 0.5 % an, bezogen auf die mittlere Luftkonzentration. Mit 0.2 bis 0.7 % erwähnte Koschitzky (1987) ein leicht grösseres Spektrum. Aufgrund einer Zusammenstellung verschiedener Quellen gaben Kells und Smith (1991) ein Spektrum von 0.2 bis 1 % pro Laufmeter an, ebenfalls bezüglich der mittleren Luftkonzentration. Basierend auf Naturmessungen schätzte Minor (2000) schliesslich Austragungsraten von 0.15 bis 0.2 % pro Laufmeter.

Aufgrund von Modellversuchen beschrieb Kramer (2004) die Entlüftung von Hochgeschwindigkeitsströmungen. Demnach hängt die Sohlluftkonzentration  $C_b$  von  $F_o$ , dem Sohlwinkel  $\varphi$  der Schussrinne, einer anfänglichen Luftkonzentration  $C_{bo}$  und der relativen Fliessdistanz  $X_{90u}=x/h_{90u}$  ab, mit x als Laufkoordinate und  $h_{90u}$  als Gemischabflusstiefe des Normalabflusses

$$C_{b} = C_{bo} \cdot \exp\left(-30 \cdot 0.006^{\tan \varphi} \cdot F_{o}^{-2.5} \cdot X_{90u}\right)$$
(2.49)

Die Gl. (2.49) erlaubt die Berechnung des Abstandes zwischen zwei Belüftern, sofern für  $C_b$ ein Mindestwert vorgegeben wird. Allerdings gibt Kramer keinen Startwert für  $C_{bo}$  bei Belüftern an. Der kleinste Wert der Sohlluftkonzentration  $C_b$  wurde unmittelbar oberstrom des Orts gemessen, an dem die natürlich eingetragenen Luftblasen die Sohle erreichten (Kramer et al., 2006). Für eine mittlere Froudezahl F=0.5·(F<sub>o</sub>+F<sub>Cbm</sub>) über F≥14.6 fiel die Sohlluftkonzentration nie unter 1 %, mit F<sub>Cbm</sub> am Ort *x* der minimal gemessenen Sohlluftkonzentration. Gaskin et al. (2003) beobachten, dass eine Strömung bei F=12 ihre volle Luft-Transportkapazität erreicht.

Den Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  unterstrom von Belüftern gibt Kramer (2004) an als

$$C_a = 0.0085 \cdot (\sin \varphi - 1) \cdot X_{90u} + C_{ao}$$
(2.50)

Entsprechend nimmt die mittlere Luftkonzentration bei grossen Sohlwinkeln  $\varphi$  weniger stark ab als auf flachen Rinnen. Dabei ist anzufügen, dass Kramer (2004) mit Winkeln zwischen  $0^{\circ} \leq \varphi \leq 27^{\circ}$  einzig *flache* Schussrinnen untersucht hat und daher keine Aussage für Werte  $\varphi > 27^{\circ}$  liefert. Zudem fehlt bei Kramer der Startwert  $C_{ao}$ , ähnlich wie schon bei Gl. (2.49).

# 2.5 Offene Fragen und Forschungsbedarf

Das Studium der Literatur zeigt, dass eine Vielzahl unterschiedlicher Bemessungsansätze für Belüfter existiert (Kapitel 2.3.5). Kaum eine der Untersuchungen deckt das ganze Spektrum der massgebenden Parameter ab, zudem sind die Zuflussgrössen oft nicht voneinander unabhängig. Als Referenzgrösse zur Berechnung des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  wird meist die Sprunglänge  $L_j$  des Wurfstrahls bis zum Druckmaximum in Auftreffpunkt herangezogen.

Bisher wurde der durch einen Belüfter verursache Lufteintrag in einen Abfluss ausschliesslich mit dem Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  angegeben, welcher einen *Mittelwert* darstellt und nichts über die effektive Verteilung der Luft im Wasser aussagt. Dieser Wert beschreibt einzig, wie gross der absolut eingemischte Luftabfluss in der Strömung ist, nicht aber *wo* sich die Luft befindet. Zur Vermeidung von Kavitationsschäden ist, wie in Kapitel 2.1.3 gezeigt, vermutlich insbesondere die sohlennahe Luftkonzentration  $C_b$  wirksam. Daher ist nicht primär  $\beta$  von Interesse, sondern die durch den Belüfter generierten Luftkonzentrationsprofile und insbesondere die Sohlluftkonzentration  $C_b$ . Zusätzlich zu  $C_b$  ist auch der Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  nahe von Belüftern bis heute nicht bekannt.

Bezüglich des Verlaufs von  $C_b$  und  $C_a$  im Nahbereich von Belüftern sind in der Literatur keine generellen Ansätze gegeben. Systematische Messungen sind bisher nicht durchgeführt worden. Um den Luftaustrag unterstrom von Belüftern zu quantifizieren, erfordern die Gln. (2.49) und (2.50) von Kramer (2004) eine Schätzung der Startwerte  $C_{bo}$  resp.  $C_{ao}$  beim Belüfter.

Basierend auf dem Literaturstudium ergeben sich folgende Fragen bezüglich des Lufttransports bei Sohlbelüftern:

- Welche Mechanismen sind für den *Lufteintrag* bei Belüftern verantwortlich?
- Wie kann die Gestalt eines Belüfters optimiert werden, um die starke *Entlüftung* des Abflusses in Sohlnähe zu reduzieren? Welche strömungstechnischen Phänomene im Auftreffpunkt des Wurfstrahls beeinflussen die Luftverteilung?
- Wo befindet sich die eingetragene Luft im belüfteten Schussrinnen-Abflussquerschnitt im Nahbereich unterstrom eines Belüfters? Erhöht ein Belüfter hauptsächlich den mittleren Lufttransport *C<sub>a</sub>* oder die Sohlkonzentration *C<sub>b</sub>*?
- Wie verhalten sich die Luftkonzentrationen C<sub>b</sub> an der Sohle f
  ür verschiedene Bel
  üftergeometrien (α, t und s), Zuflusscharakteristiken (h<sub>o</sub> und F<sub>o</sub>) und Sohlwinkel (φ)? Welcher Bel
  üftertyp funktioniert effizient?
- Besteht ein Zusammenhang zwischen dem "pauschalen" Lufteintragskoeffizienten β und der Sohlluftkonzentration C<sub>b</sub>? Kann insbesondere davon ausgegangen werden, dass ein grosser Wert von β automatisch auch eine grosse Luftkonzentration C<sub>b</sub> bewirkt?

• Welche Startwerte für *C*<sub>bo</sub> resp. *C*<sub>ao</sub> dürfen angenommen werden, um die weitere Luftkonzentrationsentwicklung in Fernbereich nach Kramer (2004) zu rechnen?

In der vorliegenden Arbeit werden daher am hydraulischen Modell systematisch Luftkonzentrationsprofile im Nahbereich von Belüftern erfasst, nebst dem generellen Lufteintragskoeffizienten  $\beta$ . Die gemessenen Daten werden analysiert und als Funktion der massgebenden Parameter dargestellt.

# **3** Versuchsanlage

# 3.1 Versuchsrinne

## 3.1.1 Messkanal

Die Resultate der vorliegenden Arbeit wurden aus Messungen in einer Rinne der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie (VAW) der ETH Zürich gewonnen (Abb. 3.1). Die Experimente sind im selben Kanal durchgeführt worden, welcher auch für die Dissertationen von Boes (2000) und Reinauer (1995) eingesetzt wurde. Da beide Autoren ihre Modelle ausführlich dokumentiert haben, wird an dieser Stelle nur eine generelle Beschreibung der Rinne gegeben und primär auf die Modifikationen am Kanal eingegangen.



Abb. 3.1 – Versuchsstand mit Deflektor und Stufe in Betrieb bei  $\alpha$ =5.7°, t=26.7 mm, s=44 mm,  $\varphi$ =12°,  $h_o$ =6.5 mm und F<sub>o</sub>=7.5

Der 6 m lange Rechteck-Kanal wurde entsprechend der Fragestellung umgebaut. Dabei stand eine Verschmälerung der 0.500 m breiten Rinne auf wirksame b=0.300 m im Vordergrund, um die spezifische Durchfluss-Belastung zu steigern. Mit dieser Massnahme kann mit einem maximalen Zufluss von knapp Q=180 l/s ein spezifischer Abfluss von q=0.600 m<sup>2</sup>/s erzeugt werden. Die entsprechende Trennwand auf dem Rinnenboden ist 0.350 m hoch, während die Seitenwände des Kanals 0.700 m hoch sind. Die rechte Seitenwand ist aus Glas, damit die Strömung seitlich beobachtet werden kann. Am Anfang der Rinne ist eine 0.300 m breite Jet-Box mit einer maximalen Öffnung von 0.120 m montiert, mit deren Hilfe sich die Abflussbedingungen beim Rinnenbeginn stufenlos variieren lassen (Schwalt und Hager, 1992). In der Jet-Box wird der Abflussquerschnitt vom Kreisprofil der Zuleitung zum Rechteckprofil der Rinne umgewandelt. Mittels der Jet-Box lassen sich für die Haupt-Messserie oberstrom des Belüfters Zuflusstiefen von  $h_o \le 94$  mm und Zuflussgeschwindigkeiten von  $v_o \le 7.5$  m/s erzeugen. Zwischen der Jet-Box und dem Belüfter liegt eine knapp 2 m lange Fliessstrecke, damit sich im Modell eine voll entwickelte, turbulente Strömung mit einer ähnlichen Charakteristika wie beim Prototyp ausbilden kann (Rutschmann und Hager, 1990). Die geringe Oberflächenrauheit verhindert ein Überschätzen der kontinuierlichen Energieverluste am Modell. Kramer (2004) verwendete eine gleich aufgebaute Rinne für seine Untersuchung und errechnete eine äquivalente Sandrauhigkeit von  $k_s=0.0002$  mm.

Die Rinne liegt auf zwei höhenverstellbaren Lagern auf, wodurch unterschiedliche Sohl-Winkel zwischen  $0^{\circ} < \varphi < 50^{\circ}$  eingestellt werden können. Um die notwendige Höhe bei steilen Neigungen zu erzielen, erstreckt sich die Anlage über insgesamt drei Stockwerke. Damit eine ebene Sohle sichergestellt ist, wurde die Durchbiegung der Hauptträger auf höchstens 1 mm begrenzt (Reinauer und Lauber, 1996). Auf der Rinne ist ein automatisches Positionierungssystem installiert, auf dessen Wagen Messinstrumente befestigt und anschliessend exakt in der Strömung positioniert werden können. Zwei Achsen sind automatisiert: die Längsachse x und jene senkrecht zum Rinnenboden z (Abb. 2.22). Zur Kompensation des Messwagen-Gewichts sind wegen der grossen Rinnenneigung auf beiden Schienen Antriebsriemen eingebaut. In Abb. 3.2 ist ein Schema der gesamten Rinne gezeigt, und Abb. 3.3 ist eine Fotographie des oberen Abschnitts.

Im oberen Bereich der Rinne ist ein begehbares Podest montiert, welches zur Strömungsbeobachtung, als Zugang für Handmessungen und als Installationsplattform für die Messelektronik dient.


Abb. 3.2 – Aufbau der Versuchsrinne bei φ=12° und mit (1) MID im Zuleitsystem, (2) Regelschieber, (3) Jet-Box, (4) Zulaufstrecke, (5) Sohlbelüfter, (6) Luftzufuhr-Kamin, (7) Druckluftzugabe, (8) Messbereich, (9) Prallbecken beim Rücklauf, (10) Automatisches Positionierungssystem, (11) Messsonde, (12) Druckmessstation für Luftzone, und (13) Beobachtungspodest



Abb. 3.3 – Detailansicht der Rinne, Sicht entgegen der Fliessrichtung. (1) Automatisches Positionierungssystem, (2) Jet-Box, (3) Messsonde, (4) Zulaufstrecke zwischen Jet-Box und Belüfter, (5) Deflektor, (6) Stufe und (7) Luftzufuhrsystem

#### 3.1.2 Modell-Luftzufuhrsystem

Die vom Belüfter angesaugte Luft wird in eine quer zur Fliessrichtung gelegene Nut unterhalb des Wurfstrahls eingeleitet. Diese wird durch eine Aussparung in der linken Trennwand gespeist. Um Strömungsverluste im Luftsystem zu verhindern und den Lufteintrag des Belüfters nicht zu beeinflussen, ist die Querschnittsfläche dieser Aussparung 190 cm<sup>2</sup> gross. Die Öffnung ist dicht mit einer Verteilerkiste verbunden, in welche zwei Zufuhrsysteme führen. Zum einen wird die Luft frei über einen Kamin angesaugt, zum anderen kann dieser verschlossen und Druckluft zugegeben werden. Allerdings konnte dank des ausreichend gross dimensionierten Zuleitsystems auf die Zugabe von Druckluft verzichtet werden.

Der Belüfter-Kamin besteht aus einem 1.6 m langen Rohr aus PVC mit einem Innen-Durchmesser von D=0.153 m resp. einer offenen Kreisfläche von 183.7 cm<sup>2</sup>, was praktisch der Aussparung in der Trennwand entspricht. Im Kamin wird die Luftgeschwindigkeit (Index A) mittels eines thermoelektrischen Sensors gemessen, woraus sich auf den Luftdurchfluss schliessen lässt. Da die Werte im Zentrum des Kamins erfasst werden und daher der maximalen (Index M) Strömungsgeschwindigkeit  $v_{AM}$  entsprechen, werden sie anschliessend auf die für die Kontinuität massgebende mittlere (Index a) Geschwindigkeit  $v_{Aa}$  umgerechnet, basierend auf einer Iteration der Gleichung von *Prandtl-Colebrook* für Luft

$$R = \frac{v_{Aa} \cdot D}{v_A}$$
(3.1)

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \log\left(\frac{k_s / D}{3.71} + \frac{2.51}{R \cdot \sqrt{\lambda}}\right)$$
(3.2)

mit  $v_A$ =14.5·10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup>/s als der kinematischen Viskosität der Luft. Für R>2300 ist die Luftströmung im Kamin turbulent. Im vorliegenden Belüfterkamin ist dies ab Geschwindigkeiten von  $v_{AM}$ =0.22 m/s in Rohrmitte der Fall. Nach *Prandtl* gilt für diesen Fall das Gesetz für die logarithmische Geschwindigkeitsverteilung

$$\frac{v(y)}{v_{AM}} = 1 + \frac{0.884 \cdot \sqrt{\lambda}}{1 + 1.326 \cdot \sqrt{\lambda}} \cdot \ln\left(1 - \frac{y}{R}\right)$$
(3.3)

Die mittlere Geschwindigkeit findet sich an der Stelle  $y=0.777 \cdot R$ , mit *R* als dem Innenradius des Belüfter-Kamins. Da für die Berechnung der Reynoldszahl R die mittlere Geschwindigkeit  $v_{Aa}$  notwendig ist, muss deren effektiver Wert iterativ bestimmt werden.

Typische Koeffizienten von  $v_{Aa}/v_{AM}$  liegen zwischen 0.73 und 0.83. Die maximal im Kamin gemessene Luftgeschwindigkeit beträgt 4.31 m/s. Da die fiber-optische Sonde (Kapitel 3.2.1) während einer Luftkonzentrationsmessung den Strahl aufreisst und dadurch die Belüfter-Charakteristik verändert, sind nur Luftgeschwindigkeits-Messwerte ausgewertet worden, welche nicht von der Sonde beeinträchtigt sind.

## **3.2** Messinstrumente

Die meisten Messsysteme erfassen die geforderten Werte elektronisch und sind, zur einfacheren Datenaufzeichnung, mittels entsprechender Schnittstellen mit zwei Messcomputern verbunden. Die Messsoftware *LabView* auf dem Hauptrechner steuert den Versuch, insbesondere das automatische Positionierungssystem, und erfasst die Daten der Drücke, des Wasserdurchflusses Q und des Lufteintrags  $Q_A$ . Der Zweitrechner führt, nach Anweisung des Hauptrechners, die Messungen mit der fiberoptischen Messsonde durch.

#### 3.2.1 Luftkonzentrations- und Gemisch-Geschwindigkeitsmessung

Die eben erwähnte fiberoptische Sonde der Firma *RBI* (Frankreich) ist das zentrale Messsystem der vorliegenden Arbeit. Bereits bei den Dissertationen von Boes (2000) und Kramer (2004) ist dieses validiert und verwendet worden. Allerdings wird eine Sonde mit einer überarbeiteten Elektronik und Software eingesetzt. Mit dem System können primär lokale Luftkonzentrationen C(x,z) und Gemischgeschwindigkeiten v(x,z) erfasst werden, nebst einigen weiteren Parametern wie Blasengrösse und Blasen-Frequenz in der Zweiphasenströmung.

Das physikalische Prinzip des Messinstruments beruht auf den unterschiedlichen Brechungsindizes zwischen der Saphir-Spitze der Doppel-Sonde und der Luft- beziehungsweise Wasserphase. Durch ein Glasfaserkabel werden der Spitze kontinuierlich Lichtimpulse zugeführt. Aufgrund deren kegelförmigen Geometrie wird das eingespeiste Licht, sofern sich die Kristalle in der Luftphase befinden, an der Spitze reflektiert und gelangt dadurch zurück zur photosensiblen Diode, während es beim Wasser abgelenkt wird und die Spitze verlässt (Abb. 3.4). Für diesen Fall wird bei der Diode kein Signal erzeugt. Damit bereits kleinste Luftblasen von der Sonde aufgespiesst werden, beträgt der Durchmesser der Saphirspitzen nur 0.1 mm. Der Durchmesser der kleinsten Blase, die noch erfasst werden kann, wird vom Hersteller mit 0.08 mm angegeben. Um die Anströmungsverhältnisse zur Sonde nicht zu beeinflussen, sind zudem die beiden Spitzen zur Strömungsrichtung hin abgewinkelt. Weiter ist der gesamte Kopf der Sonde im Bereich der Spitze strömungsgünstig gestaltet, um ein Ablösen der Strömung bis zu möglichst grossen Fliessgeschwindigkeiten zu verhindern.



Abb. 3.4 – Spitze der fiberoptischen Sonde: (a) Schematischer Weg eines Lichtstrahls bei eingetauchter Spitze (oben) und in einer Luftblase (unten); (b) Nahaufnahme der zwei Saphirkristalle

Da die Sonde über zwei Spitzen verfügt, hinterlässt jede Luftblase ihr charakteristisches Signal bei beiden Kanälen, allerdings entsprechend ihrer Geschwindigkeit zeitverzögert. Die Auswertung des Zeitintervalls unter Berücksichtigung des Abstandes zwischen den beiden Spitzen ergibt die Geschwindigkeit, mit der die Blase an der Sondenspitze vorbei strömt. Es wurden insgesamt zwei Sonden verwendet, deren Spitzen-Abstände 2.02 und 1.95 mm betragen haben. Die Luftkonzentration zur weiteren Auswertung wird generell an der *ersten* Sondenspitze erfasst, da sich die Wasserströmung ab Gemisch-Geschwindigkeiten von  $v\approx 5$  m/s an dieser ablöst. Im Schatten der ersten Spitze wird Luft von der Oberfläche her eingetragen, oder es bildet sich ein Unterdruckbereich mit einer Dampfkammer im Bereich der zweiten Spitze, was die Werte der Luftkonzentrationsmessung dort verfälschen kann.

In einem *opto-elektrischen Modul* (Baujahr 2005) wird das optische Signal, welches die Glasfasern von den Sondenspitzen her zurückleiten, mittels einer photosensiblen Diode erfasst und in ein elektrisches Signal umgewandelt. Dieses entspricht, nach dessen Verstärkung, für die Wasserphase einer Spannung von 0 V und von 5 V für die Luftphase. Da während einer Messung das Signal driften kann, verfügt das Modul über einen automatischen *threshold le-vel*, mit dessen Hilfe die Spannungen im optimalen Bereich gehalten werden. Zusätzlich wer-

den die Spannungen mittels eines Kathodenstrahloszillographen sichtbar gemacht und allenfalls manuell korrigiert. Nach der Umwandlung in ein binäres Format wird das Signal schliesslich der Messkarte des Computers zugeführt. Am Gerät selbst kann die mittlere Luftkonzentration der Strömung während einer wählbaren Zeitspanne auch direkt abgelesen werden.

Die aufgezeichneten Daten wurden auf dem Zweitrechner mit der *Software* VIN 2.0 und ISO 1.08 von *RBI* ausgewertet. Die wichtigsten Parameter, die von der Software ermittelt werden, sind die Luftkonzentration C(x,z), die Gemischgeschwindigkeit v(x,z), die mittlere Dauer einer Gas- resp. Wasserphase und die durchschnittliche Anzahl detektierter Blasen pro Sekunde. Die Messfrequenz des gesamten Systems ist 1 MHz (RBI, 2006, *mündliche Mitteilung*). Im Gegensatz zu den Untersuchungen von Boes (2000) konnten pro Punkt 200'000 Blasen (VIN 2.0) oder mehr (ISO 1.08) erfasst werden, wodurch die Genauigkeit der Messungen gesteigert wurde.

Die *Messdauer* für einen Punkt C(x,z) und v(x,z) beträgt typischerweise 20 s, damit die Parameter nicht durch spontane Ereignisse beeinflusst sind. Kramer (2004) hat den Einfluss der Messzeiten untersucht und empfiehlt 20 s, was auch eigenen Erfahrungen entspricht. In Ausnahmefällen wurde die Messdauer pro Punkt auf 15 s reduziert, um die Beanspruchung der fragilen Sonde durch teilweise erhebliche Strömungskräfte einzuschränken. Die Sonde wird in der Strömung automatisch durch das Positionierungssystem zwischen den programmierten Punkten verschoben, deren exakte Koordinaten vom Hauptrechner gespeichert werden. In Längsrichtung x wurden alle 20 cm Profile vermessen, während entlang der z-Koordinate je nach maximaler Höhe des Wurfstrahls pro Profil zwischen 20 und 40 Punkten erfasst wurden, was zu vertikalen Abständen zwischen den einzelnen Punkten von 1.6 mm bis 5.1 mm führte.

Die *Messgenauigkeit* der *Luftkonzentration* C(x,z) hängt von den Zuflussbedingungen zur Sondenspitze ab. Im vorliegenden Fall sind diese optimal, da die Zuströmgeschwindigkeit immer über v>0.3 m/s liegt, wodurch Blasen nicht ausweichen können (Boes, 2000). Weiter sind die Kristalle an der Sondenspitze äusserst filigran und die Abtastfrequenz des Systems hoch. Boes (2000) erwähnt für seine Einrichtung einen Fehler zwischen 0 und –5 %, allerdings konnte seine Software nur 4'000 Blasen pro Messung erfassen. Pfister (2002) errechnet den Fehler, unter Verwendung der neuren Software, zwischen +1 und +3 %. Dieser Wert basiert auf einem impliziten Vergleich der Luftmengenmessung mittels thermoelektrischem Strömungssensor und einer Integration der Konzentrationen aus einer *RBI*-Messung. Kramer (2004) seinerseits gibt einen Messfehler unter  $\pm 4$  % für das Gesamtsystem an und erwähnt einen Messbereich von  $0.0001 \le C \le 0.98$ . Der Hersteller *RBI* beziffert den relativen Fehler des Systems auf Anfrage mit 2 bis 5 %, abhängig vom Strömungstyp. Unter Einbezug der erwähnten Quellen und der eigenen Erfahrung wird geschätzt, dass der Messfehler bei der Luftkonzentrationserfassung für den vorliegenden Fall unter ca.  $\pm 3$  % liegt. Die Messungenauigkeit der *Gemisch-Geschwindigkeiten* v(x,z) ist grösser. Boes (2000) schätzt eine Abweichung von  $\pm 5$  % ab. Allerdings konnten in der vorliegenden Untersuchung für eine gewisse Anzahl der Messungen gar keine Werte durch die Software ermittelt werden, da die Messwerte der hinteren Sondenspitze teilweise durch Strömungsablösung verfälscht waren.

Das fiberoptische Messsystem wurde von Boes (2000) einem ausführlichen *Plausibilitätstest* unterzogen. Er weist die Anwendbarkeit des Systems bei der vorliegenden Fragestellung nach und findet eine "exzellente" Reproduzierbarkeit der Messungen. Weiter vergleicht er unterschiedliche Sondenspitzengeometrien und attestiert der vorliegenden Doppelsonde die beste Genauigkeit. Boes (2000) folgert, dass das Messsystem schlüssige Daten in Analogie zu konventionell ermittelten Ergebnissen liefert. Kramer (2004) untersucht zusätzlich die Qualität der Messdaten punkto *threshold level*, Messdauer und Einfluss der Kanalbreite. Seine Resultate wurden beim eigenen Messkanal und Versuchskonzept berücksichtigt.

#### 3.2.2 Durchflussmessung

Der Wasserzufluss  $Q_W$  wurde mit einem magnetisch-induktiven Durchflussmessgerät (MID) des Typs "MAG-XM" der *Firma Bailey, Fischer & Porter* (USA) gemessen, welches in der Zuleitung mit einem Durchmesser von DN 250 mm montiert war. Der Hersteller gibt den Messfehler bei Durchflüssen über 24.5 l/s (Grenzgeschwindigkeit in MID v>0.5 m/s) mit  $\pm 0.4$  % vom Endwert und  $\pm 0.1$  % vom Messwert an, geringere Abflüsse sind mit einem etwas grösseren Fehler behaftet. Allerdings wurde der MID vor Inbetriebnahme auf einen der Untersuchung angepassten Messbereichsendwert von 200 l/s eingestellt und neu kalibriert. Danach wurde ein effektiver relativer Fehler zwischen 0 und 0.2 % gemessen, selbst bei Durchflüssen grössten gemessenen Durchfluss demnach ca. 0.35 l/s.

Der Durchfluss der Luft  $Q_A$  wurde im Belüfterkamin gemessen, wo ein thermoelektrischer Strömungssensor "ThermoAir64" der Firma *Schiltknecht* (Schweiz) zur Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit installiert war. Dessen Messbereich umfasste  $0.15 < v_A < 5$  m/s bei einer Messgenauigkeit ±0.5 % vom Endwert zuzüglich ±1.5 % vom Messwert. Die Werte der Luft-Strömungsgeschwindigkeit sind vom Computer aufgezeichnet worden. Das System zur Druckluftzugabe ist nicht eingesetzt worden und wird daher auch nicht näher beschrieben.

#### 3.2.3 Druckmessung

In der Luftkammer unterhalb des Wurfstrahls ist an der Sohle ein U-förmiger Piezometer eingebaut, welcher den Unterdruck der Luft misst. Der Wert wird optisch abgelesen und weist eine Genauigkeit von ca. ±1 mm Wassersäule auf. Der Unterdruck in der Luftkammer wurde im Modell *nicht* variiert, sondern möglichst klein gehalten, um einen Einfluss des Modell-Luftzufuhrsystems auf die Belüftercharakteristik auszuschliessen. Entsprechend betrug der Unterdruck maximal  $\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)=0.08$ . Ein Wert von  $\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)=0$  ist nicht möglich, da der bewegte Luftstrom immer geringe Unterdrücke im gesamten Luftzufuhrsystem erzeugt.

## 3.2.4 Abflusstiefenmessung

Zur Erfassung der Abflusstiefen senkrecht zur Rinnensohle sind ein Stechpegel und die fiberoptische Sonde verwendet worden, je nach Charakteristik der Wasseroberfläche. Im unbelüfteten Bereich oberstrom der Belüfter ist der Wasserspiegel nur leicht rau und kann mit dem Stechpegel genügend präzise erfasst werden. Der so gemessene Wert entspricht der Reinwasserabflusstiefe  $h_W$ . Trotz eines Nonius mit einer Ablesegenauigkeit von 0.1 mm liegt die Messgenauigkeit aufgrund der Oberflächenbeschaffenheit der Strömung schätzungsweise bei etwa ±1 mm. Im Bereich unterstrom der Belüfter ist der Abfluss hochturbulent, weshalb hier die Abflusstiefen mittels der fiberoptischen Sonde bestimmt werden. Dabei wird die Abflusstiefe  $h_{90}$  zwischen der Sohle und jenem Ort definiert, bei dem die Luftkonzentration im Bereich des Wasserspiegels C=0.90 ist. Im Bereich des Wurfstrahls unmittelbar unterstrom des Belüfter bildet sich zudem eine untere Strahlberandung mit einer freien Oberfläche. Hier wird die Abflusstiefe  $h_i$  zwischen dem Ort mit einer Luftkonzentration C=0.90 an der oberen Berandung und jenem Ort mit C=0.90 bei der unteren Berandung definiert. Beide Abflusstiefen  $h_{90}$  und  $h_i$  beschreiben Gemischabfluss. Zudem kann, unter Einbezug der mittleren Luftkonzentration  $C_a$ , auch die Reinwasserabflusstiefe  $h_W$  rechnerisch ermittelt werden. Um die exakten Höhen mit den Luftkonzentrationen von C=0.90 zu bestimmen, wird zwischen den Punkten mit leicht grösseren, respektive leicht geringeren Konzentrationen direkt oberhalb, bzw. unterhalb des Wertes linear interpoliert. Da die Abstände zwischen zwei Messpunkten

entlang z höchstens 5.1 mm auseinander liegen, ist die Genauigkeit für  $h_{90}$  und  $h_j$  ungefähr  $\pm 1$  mm.

#### 3.2.5 Wurfweitenmessung

Die Wurfweite *L* des Sprungstrahls unterstrom der Belüfter ist schwierig zu bestimmen, da sich der Strahl in der Flugphase zersetzt und keine klare untere Trajektorie mehr erkennbar ist. Deshalb verwendete Rutschmann (1988a) den Ort des höchsten Drucks in der Aufprallzone als Referenzpunkt zur Strahllängenbestimmung, und Skripalle (1994) mass den Ort der Aufprallzone mit dem Kristallviolettverfahren. Beide Verfahren sind aufwändig und weisen eine Messgenauigkeit von 1 bis 2.5 cm auf. Für die vorliegende Arbeit wurde daher auf eine optische Bestimmung der Sprungweite mittels Messband zurückgegriffen, deren Genauigkeit ebenfalls im Bereich von wenigen Zentimetern liegen dürfte.

## 3.3 Versuchskonzept

#### 3.3.1 Variation der Parameter

Die getesteten Belüfter setzten sich aus einem Deflektor, einer Stufe oder der Kombination dieser Elemente zusammen. Die drei charakteristischen *geometrischen* Grössen sind die Deflektor-Höhe *t*, der Deflektor-Winkel  $\alpha$  und die Stufenhöhe *s* (Abb. 2.22). Im Modell konnten die Deflektoren samt einer Grundplatte zwecks Variation einfach ausgebaut werden. Insgesamt wurden sechs Typen angefertigt und gestestet. Die Typen (1) bis (5) entsprechen Deflektoren, während der letzte Typ (6) eine Stufe ohne Deflektor ist:

- (1)  $\alpha$ =5.7° und *t*=26.7 mm,
- (2)  $\alpha$ =5.7° und *t*=13.3 mm,
- (3)  $\alpha$ =5.7° und *t*=6.7 mm,
- (4)  $\alpha$ =8.1° und *t*=13.3 mm,
- (5)  $\alpha$ =11.3° und *t*=13.3 mm und
- (6)  $\alpha$ =0° und *t*=0 mm.

Die Variation der Stufenhöhe erfolgte mit unterschiedlich hohen Einbauböden unterstrom der Belüfter. Zusätzlich wurde der Einfluss des Sohlwinkels  $\varphi$  untersucht. Dazu musste die gesamte Rinne in ihrer Neigung verstellt werden. Daneben wurden mittels der JetBox *hydraulische* Parameter variiert: die Zuflusstiefe  $h_o$  und die Zufluss-Froudezahl  $F_o = v_o/(g \cdot h_o)^{0.5}$  mit  $v_o$  als Zuflussgeschwindigkeit. Die Variation aller Parameter wurde innerhalb der Grenzen aus Tabelle 3.1 vorgenommen. Die eigenen Messungen wurden mit den Daten von Steiner (2007) ergänzt, welcher Deflektoren als alternative Skisprung-Geometrie untersuchte. Für die Analyse des Wurfstrahls steht demnach ein Datensatz mit einer grösseren Variation der Parameter zur Verfügung. Die Untersuchungen zum Lufttransport basieren dagegen einzig auf den eigenen Versuchen.

Deflektor-Höhe	t	[mm]	0, 6.7, 13.3 und 26.7
			13.3, 25, 50 und 75
Deflektor-Winkel	α	[°]	0, 5.7, 8.1 und 11.3
			8.1, 11.3, 18.4, 26.6 und 33.3
Stufenhöhe	S	[mm]	0, 25, 45 und 100
			250
Sohlwinkel	$\varphi$	[°]	12, 30 und 50
			0
Zuflusstiefe	$h_o$	[mm]	zwischen 40 und 94
			zwischen 30 und 70
Zufluss-Froudezahl	$F_o$	[-]	zwischen 5.8 und 10.4
			zwischen 3 und 8

Tabelle 3.1 – Variation der geometrischen und hydraulischen Einflussparameter. Kursiv: Steiner (2007)

Die Rinnenbreite war bei allen Versuchen mit b=0.3 m konstant. Zentral bei der Diskussion des Einflusses der Rinnenbreite auf Belüfter ist, dass der Querschnitt in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls genügend und die Kapazität des Luftzufuhrsystems ausreichend bemessen ist. An der VAW (1981) wurden die Belüfter der *San Roque* Schussrinne (Manila) untersucht. Um sicherzustellen, dass die Ähnlichkeit zwischen dem Teilmodell und dem Prototyp gegeben ist, wurden drei Modelle der Breiten b=0.120 m, 0.090 m und 0.075 m erstellt. In der Schlussfolgerung wird angegeben, dass das Geschwindigkeitsprofil für b<0.090 m beeinflusst ist, breitere Modell dagegen keinen Effekt zeigen. Bezüglich des Lufteintrags wurde für jede getestete Breite ein Einfluss festgestellt, was aber dem unverändert kleinen Luftzufuhrsystem zugeschrieben wird. Koschitzky (1987) untersuchte die Dreidimensionalität der Luftströmung in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls und die Rückkoppelung zwischen Wasser- und Luftströmung als Funktion der Rinnenbreite für b=0.067 m, 0.200 m, 0.300 m, 0.400 m, 0.600 m, und 0.800 m. Er findet, dass der Lufteintrag im Vollmodell denselben Gesetzmässigkeiten unterliegt wie im Ausschnittsmodell. Zudem beeinflusst die Rinnebreite den relativen Verlauf der Druckquerverteilung in der Luftzone nicht, und es entstehen keine nennenswerten Verluste in der Strömung. Dass selbst bei b=0.067 m kein Einfluss beobachtet wird, führt Koschitzky auf unterschiedliche Anströmbedingungen bei seinem Modelleinlauf zurück. Die meisten vorhergehenden Untersuchungen wurden an Rinnen mit kleinerer Breite durchgeführt. Bei der vorliegenden Untersuchung mit b=0.300 m können daher Wandeffekte weitgehend ausgeschlossen werden.

#### 3.3.2 Versuchsprogramm

Vorgängig zu der Hauptuntersuchung wurden mehrere Testserien durchgeführt, um die Funktionalität des Modells zu verifizieren. Bei den Versuchen 1 bis 18 stand die Überprüfung der Strömungscharakteristik, der Messelektronik und der Auswertungs-Software im Vordergrund, während bei den Versuchen 19 bis 33 das Luftzufuhrsystem derart optimiert wurde, dass  $\Delta p \approx 0$  gilt. Für die weiterführende Datenauswertung wurden diese vorgängigen Tests nicht berücksichtigt.

Drei Haupt-Messserien wurden mit  $\Delta p \approx 0$  durchgeführt. In der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls herrschte demnach ein unwesentlicher Unterdruck  $\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)$ . In Tabelle 3.2 ist eine Übersicht der Serie für  $\varphi$ =50° gegeben, während Tabelle 3.3 die Serie für  $\varphi$ =30° und Tabelle 3.4 die Serie für  $\varphi$ =12° zeigt. Insgesamt wurden 93 Versuche ausgewertet, davon 33 mit  $\varphi$ =50°, 38 mit  $\varphi$ =30° und 22 mit  $\varphi$ =12°. Bei den 93 Versuchen der Haupt-Messserien wurden 1'850 Luftkonzentrationsprofile mit der *RBI*-Sonde vermessen, mit insgesamt knapp 58'650 Messpunkten.

Bei jeder Haupt-Messserie wurde für eine bestimmte Stufenhöhe eine Variation der Belüftergeometrie (Kap. 3.3.1) und der Zuflussbedingungen durchgeführt. Im Anschluss wurde die Variation bei einer veränderten Stufenhöhe wiederholt. Um eine überproportionale Gewichtung einzelner Parameter zu vermeiden, wurden diese für die Variation der anderen Werte ausgetauscht. So wurde beispielsweise die Variation der Zuflussbedingungen bei unterschiedlichen Deflektor-Winkeln durchgeführt, d.h. mit  $\alpha$ =5.7° bei  $\varphi$ =50°, mit  $\alpha$ =8.1° bei  $\varphi$ =30° und mit  $\alpha$ =11.3° bei  $\varphi$ =12°, oder bei *t*=0 und  $\alpha$ =0. Zudem wurden einzelne Versuche ausserhalb des gängigen Rasters durchgeführt, um extreme Kombinationen der Parameter zu erzeugen.

Versuch	S	t	α	$h_o$	F <sub>o</sub>	$\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)$
No.	[mm]	[mm]	[°]	[mm]	[-]	[-]
34	0	13.3	5.7	80	7.4	0.03
35	0	13.3	5.7	48	7.5	0.06
36	0	13.3	5.7	64	7.4	0.02
37	0	13.3	5.7	48	10.4	0.08
38	0	13.3	5.7	48	8.8	0.06
39	0	26.7	5.7	64	7.4	0.02
40	0	6.7	5.7	64	7.5	0.06
41	0	13.3	11.3	64	7.5	0.02
42	0	13.3	8.1	64	7.4	0.02
43	45	13.3	8.1	64	7.4	0.02
44	45	13.3	11.3	64	7.5	0.03
45	45	26.7	5.7	64	7.4	0.03
46	45	6.7	5.7	64	7.4	0.03
47	45	13.3	5.7	64	7.4	0.03
48	45	0	0	47	7.7	0.02
49	45	0	0	47	9.2	0.02
50	45	0	0	48	10.3	0.02
51	45	0	0	65	7.5	0.02
52	45	0	0	80	7.5	0.01
53	25	0	0	46	8.2	0.02
54	25	0	0	47	9.2	0.02
55	25	0	0	47	10.4	0.02
56	25	0	0	64	7.7	0.02
57	25	0	0	80	7.7	0.01
58	25	13.3	5.7	46	8.0	0.02
59	25	13.3	5.7	47	9.2	0.02
60	25	13.3	5.7	48	10.0	0.04
61	25	13.3	5.7	64	7.7	0.02
62	25	13.3	5.7	80	7.7	0.01
63	25	13.3	11.3	64	7.4	0.02
64	25	13.3	8.1	65	7.3	0.03
65	25	6.7	5.7	64	7.4	0.03
66	25	26.7	5.7	64	7.4	0.02

Tabelle 3.2 – Versuchsprogramm für  $\varphi$ =50°

Tabelle 3.3 – Versuchsprogramm für  $\varphi$ =30°

Versuch	S	t	α	$h_o$	$F_o$	$\Delta p/( ho \cdot g \cdot h_o)$
No.	[mm]	[mm]	[°]	[mm]	[-]	[-]
67	25	26.7	5.7	66	6.9	0.02
68	25	6.7	5.7	66	6.9	0.02
69	25	13.3	5.7	67	6.8	0.03
70	25	13.3	11.3	66	6.8	0.02
71	25	13.3	8.1	66	6.9	0.05
72	25	13.3	8.1	66	9.1	0.02
73	25	13.3	8.1	65	6.1	0.02
74	25	13.3	8.1	86	6.6	0.01
75	25	13.3	8.1	47	6.7	0.02
76	25	0	0	61	7.5	0.02
77	25	0	0	61	9.2	0.02
78	25	0	0	59	6.5	0.02
79	25	0	0	41	7.5	0.02
80	25	0	0	41	9.5	0.02
81	44	0	0	61	9.6	0.02
82	44	0	0	60	7.7	0.03
83	44	0	0	40	9.6	0.03
84	44	13.3	8.1	66	7.5	0.06
85	44	13.3	8.1	66	9.3	0.02
86	44	13.3	8.1	65	6.2	0.03
87	44	13.3	8.1	84	7.6	0.01
88	44	13.3	8.1	40	7.4	0.05
89	44	13.3	11.3	66	7.5	0.02
90	44	13.3	5.7	66	7.5	0.02
91	44	6.7	5.7	66	7.5	0.02
92	44	26.7	5.7	66	7.5	0.02
93	100	0	0	66	7.5	0.02
94	100	13.3	8.1	67	7.5	0.02
95	100	13.3	8.1	67	9.0	0.03
96	0	13.3	8.1	66	7.5	0.02
97	0	13.3	8.1	66	9.2	0.05
98	0	13.3	8.1	65	6.4	0.02
99	0	13.3	8.1	41	7.5	0.02
100	0	13.3	8.1	84	7.5	0.01
101	0	13.3	11.3	66	7.5	0.02
102	0	13.3	5.7	66	7.5	0.02
103	0	6.7	5.7	66	7.5	0.02
104	0	26.7	5.7	66	7.6	0.02

Versuch	S	t	α	$h_o$	$F_o$	$\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o)$
No.	[mm]	[mm]	[°]	[mm]	[-]	[-]
105	0	26.7	5.7	65	7.6	0.02
106	0	6.7	5.7	65	7.5	0.02
107	0	13.3	5.7	65	7.5	0.02
108	0	13.3	8.1	65	7.5	0.05
109	0	13.3	11.3	65	7.5	0.05
110	0	13.3	11.3	94	5.8	0.03
111	0	13.3	11.3	53	9.0	0.04
112	100	13.3	11.3	65	7.6	0.04
113	100	13.3	11.3	53	9.0	0.05
114	100	0	0	64	7.7	0.02
115	44	0	0	65	7.6	0.03
116	44	0	0	65	9.1	0.03
117	44	0	0	65	6.0	0.02
118	44	0	0	86	7.3	0.02
119	44	0	0	48	9.0	0.02
120	44	13.3	5.7	65	7.5	0.02
121	44	13.3	11.3	65	7.5	0.03
122	44	13.3	11.3	66	8.9	0.06
123	23	13.3	11.3	65	7.6	0.03
124	23	13.3	11.3	66	8.8	0.05
125	23	13.3	11.3	86	7.3	0.03
126	23	26.7	5.7	66	8.9	0.02

Tabelle 3.4 – Versuchsprogramm für  $\varphi=12^{\circ}$ 

#### 3.3.3 Auswertungs-Software

Pro Versuch sind von den Messcomputern bis zu 800 Files erstellt worden, der grösste Teil davon durch die *RBI*-Software. Um die Datenmenge von insgesamt 8.4 GB zu bewältigen, wurde in *MathLab* ein Code geschrieben, mit dessen Hilfe die Messdaten ausgelesen, geordnet, überprüft und auf wichtige Kenngrössen reduziert wurden. Die folgenden zentralen Schritte wurden durch diese Software erledigt:

- Das LabView Datenfile wird eingelesen und daraus eine Matrix mit den Grössen Sondenposition x, Sondenposition z, Wasserdurchfluss und Luftgeschwindigkeit in Belüfterkamin erstellt.
- Sämtliche *RBI* Datenfiles werden eingelesen. Da diese nicht strukturiert sind, muss eine Stichwortsuche durchgeführt werden. Es werden die Parameter Luftkonzentration an der ersten Sondenspitze und Gemischgeschwindigkeit erfasst und in eine Matrix geschrieben. Nicht gemessene Werte und solche ausserhalb definierter Grenzen werden als *NaN* eingetragen.
- 3. Die Matrizen mit den *LabView* und den *RBI* Daten werden zusammengehängt.

#### 3. Versuchsanlage

- Da mit der Sonde nicht bis zum Ursprung (x=z=0) gemessen werden kann, wird die vom automatischen Positionierungssystem erfasste Koordinate der ersten Sondenspitze mittels Offsets korrigiert.
- 5. Allgemeine Grössen, wie etwa die Belüftergeometrie und die Rinnenneigung, werden manuell abgefragt. Zusammen mit den Werten aus der zusammengefassten Datenmatrix werden *globale* Kenngrössen errechnet. Die wichtigsten davon sind der spezifische Wasserdurchfluss, der spezifisch eingetragene Luftdurchfluss und die charakteristischen hydraulischen Grössen unmittelbar oberstrom des Belüfters. Die Standardabweichung jedes Parameters wird errechnet und geprüft, um unzulässige Schwankungen der Werte zu erfassen. Alle errechneten Parameter werden in ein Text-File geschrieben.
- 6. Durch eine Analyse der x-Koordinate wird die Matrix mit den LabView und den RBI Daten in die einzelnen vermessenen Querschnitte (section) aufgeteilt. Für jeden Querschnitt wird eine eigene Matrix erstellt und als Text-File gespeichert. Dabei wird die Laufkoordinate auf Fehler überprüft.
- Das Programm wird unterbrochen, damit die einzelnen Querschnitte gesichtet und validiert werden können.
- 8. Die Software liest die einzelnen Querschnitte ein. In einem aufwändigen Verfahren werden für den jeweiligen Querschnitt folgende Werte bestimmt oder ausgelesen: die Sohlluftkonzentration  $C_b$ , die minimale Luftkonzentration im Querschnitt  $C_m$ ,  $z_0$  beim Wasserspiegel und allenfalls  $z_U$  unterhalb des Wurfstrahls, dazwischen wird die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  integriert, die Reinwasserabflusstiefe  $h_W$ , die Abflussgeschwindigkeiten und hydraulische Parameter wie Froude- und Weberzahl. Die Wasserspiegel im Bereich von C=0.90 werden zwischen benachbarten Werten linear interpoliert. Nicht ermittelte Werte werden als NaN gesetzt.
- 9. Die Werte aus den Querschnitten werden zusammengefasst und in ein Text-File geschrieben.
- 10. Ausgesuchte Parameter werden in Diagrammen dargestellt.

Der Output für jeden Versuch beläuft sich demnach auf ein Datenblatt mit sämtlichen *globalen* Daten und eines mit den hydraulischen Werten für die einzelnen Querschnitte (*section*). Basierend auf dieser Zusammenstellung können die Daten weiter analysiert werden.

#### 3.4 Modellähnlichkeit

#### 3.4.1 Ähnlichkeitsgesetz und Schwellenwerte

Kann davon ausgegangen werden, dass in einer Strömung die Schwer- und Trägheitskräfte gegenüber anderen Kräften dominieren, so sind Experimente nach dem Modellgesetz von Froude für Strömungen mit freier Oberfläche durchzuführen. In der vorliegenden Untersuchung ist dies der Fall, weshalb mit dieser Modell-Ähnlichkeit gearbeitet wird. Diese stellt sicher, dass das Verhältnis zwischen Trägheit und Schwere im Modell und Prototyp gleich ist. Die entsprechenden Froudezahlen F müssen daher beiderorts identisch sein, und die geometrische Ähnlichkeit muss eingehalten werden.

$$\frac{Trägkeitskraft}{Schwerkraft} = \frac{m \cdot a}{m \cdot g} = \frac{\left(\rho \cdot L^3\right) \cdot \left(L \cdot t^{-2}\right)}{\left(\rho \cdot L^3\right) \cdot g} = \frac{\rho \cdot L^4 \cdot t^{-2}}{\rho \cdot L^3 \cdot g} = \frac{L^2}{t^2 \cdot g \cdot L} = \frac{v^2}{g \cdot L} = F^2$$
(3.4)

Der Modellierung nach Froude sind jedoch Grenzen gesetzt, sobald andere Kräfte zusätzlich zur Schwere und zur Trägheit eine Strömung massgeblich beeinflussen. Insbesondere beim Gemischabfluss spielt die Oberflächenspannung und die Viskosität des Wassers eine entscheidende Rolle. Die Oberflächenspannung wird im Modell überrepräsentiert, was den Austritt von turbulenzgenerierten Wasserteilchen erschwert. Gleichzeitig verzögert die Viskosität im Modell die Entstehung einer turbulenten Strömung. Demzufolge findet der Luftaustausch über die Oberfläche im Modell nur in beschränktem Masse statt, sofern nicht Schwellenwerte für diese beiden Einflüsse berücksichtigt werden. In der Literatur sind daher solche Schwellenwerte gegeben, die sich einerseits mit der Weberzahl W auf das Verhältnis von Trägheits- zu Oberflächenspannungskräften und andererseits mit der Reynoldszahl R auf das Verhältnis von Trägheits- zu Viskositätskräften beziehen. Werden in einem Gemischabfluss-Modell diese Werte nicht unterschritten, so ist sichergestellt, dass die Oberflächenspannung und die Viskosität eine Strömung nicht übermässig beeinflussen. Eine exakte Abbildung verglichen mit dem Prototyp kann aber dennoch nicht erreicht werden. Weiter kann mittels Modellfamilien ein kritischer Modellmassstab  $\lambda$  ermittelt werden, bis zu welchem Abweichungen vom Referenzmodell auftreten. Im Idealfall entspricht das Referenzmodell dem Prototyp (Heller, 2007). Als Modellmassstab wird das Längenverhältnis zwischen Prototyplängen und Modelllängen mit  $\lambda = l_P / l_M$  definiert.

Im VAW (1981) Modell der Schussrinne der *San Roque* Talsperre (Manila) wurden Belüfter mit unterschiedlichen Massstäben zwischen 18.75≤λ≤30 untersucht. Aus der angeführ-

ten Zusammenstellung der VAW-Erfahrungen und anderen dort zitierten Quellen kann gefolgert werden, dass in Belüftermodellen ab einem Massstab von ungefähr  $\lambda \leq 15$  nur eine geringe Beeinflussung des Lufteintrags auftritt. Pinto (1984) untersuchte systematisch die Belüfter der Foz do Areia (Brasilien) Schussrinne in hydraulischen Modellen der Massstäbe  $\lambda$ =50, 30, 15 und 8. Modelle mit  $\lambda$ =15 und 8 zeigten keine messbaren Massstabseffekte, sofern gleichzeitig W= $v_o/(\sigma/\rho \cdot L_{ref})^{0.5}$ >500 eingehalten wurde. Als Referenzlänge wird die Wurfweite des Strahls  $L_{ref}$ =L eingesetzt. Zudem bezeichnet Pinto die Massstabseffekte allgemein als kleiner in Teilmodellen als in Vollmodellen. Volkart und Rutschmann (1984) verglichen Prototyp-Messungen bei der Grande Dixence (Schweiz) Schussrinne mit Modelltests im Massstab zwischen  $6 \le \lambda \le 18.75$  für Deflektoren. Im Hinblick auf eine korrekte Wiedergabe der Wurfweite L empfehlen sie  $\lambda \leq 10$ . Pan und Shao (1984) untersuchten die Belüfter des *Fengjiashan* Projekts (China) in Modellen der Massstäbe  $\lambda$ =40, 30, 20, 15 und 12, und verglichen die Resultate mit den Werten des Prototyps. Für einen Massstab von  $\lambda$ =40 und 30 stellen sie grosse Abweichungen bezüglich des Lufteintrags fest, während Massstabseffekte bei  $\lambda \leq 20$  praktisch vernachlässigbar waren. Bei  $R = v_o L_{ref} / v > 3.5 \cdot 10^6$  sind, Froude-Ähnlichkeit vorausgesetzt, keine Massstabseffekte zu erwarten, mit Lref=L. Kobus (1984) erwähnt, dass eine Beeinflussung der Luftaufnahme bei Belüftern ab R>1·10<sup>5</sup> vernachlässigbar ist, mit  $L_{ref}=h_o$ . Dieser Wert wird von Koschitzky (1987) bestätigt. Basierend auf eigenen Modellversuchen und einem Vergleich mit Prototypdaten gibt Rutschmann (1988a) einen Schwellenwert von W≥110 für Belüftermodelle, allerdings mit  $L_{ref}=h_o$ . Skripalle (1994) korrigiert den von Rutschmann angegebenen Schwellenwert aufgrund eigener Versuche auf W≥170 für Belüftermodelle, auch mit  $L_{ref} = h_o$ . Boes (2000) untersuchte Modelleffekte des Gemischabflusses auf Treppenschussrinnen. Er empfiehlt einen minimalen Massstab von ungefähr  $10 \le \lambda \le 15$  bei R>1·10<sup>5</sup> mit  $L_{ref} = h_0$ . Zusätzlich gibt er einen Schwellenwert für W an, allerdings ist seine Referenzlänge bei Belüftern nicht anwendbar.

## 3.4.2 Massstabseffekte der eigenen Versuchsanlage

Im vorliegenden Modell kann davon ausgegangen werden, dass der Zufluss wegen der vorgelagerten Jet-Box vollständig turbulent ist. Zudem liegen die Reynoldszahlen R für  $L_{ref}=h_o$  zwischen  $1.7\cdot10^5 \le R \le 5.2\cdot10^5$  und für  $L_{ref}=L$  zwischen  $1.3\cdot10^6 \le R \le 1.2\cdot10^7$ . Der Abb. 3.5 kann die Verteilung der Reynoldszahlen für alle Versuche entnommen werden. Praktisch alle Tests weisen eine Reynoldszahl oberhalb der in Kapitel 3.4.1 erwähnten Schwellenwerte auf,

weshalb ein Einfluss der Viskosität respektive der Turbulenz am Modell ausgeschlossen werden kann.



Abb. 3.5 – Verteilung der Reynoldszahlen R der eigenen Versuche (Haupt-Messserien) mit (a)  $L_{ref}=h_o$  und (b)  $L_{ref}=L$ . Grau: Versuche mit R unterhalb des Schwellenwerts aus der Literatur



Abb. 3.6 – Verteilung der Weberzahlen W der eigenen Versuche (Haupt-Messserien) mit (a)  $L_{ref}=h_o$  und *hellgrau*: Unterschreitung des Schwellenwertes nach Skripalle (1994), *dunkelgrau*: Unterschreitung des Schwellenwertes nach Rutschmann (1988a); und (b)  $L_{ref}=L$  mit *grau*: Schwellenwert nach Pinto (1984)

Die Weberzahlen W liegen im Modell für  $L_{ref}=h_o$  zwischen 109 $\leq$ W $\leq$ 234 und für  $L_{ref}=L$  zwischen 300 $\leq$ W $\leq$ 1157. Wie aus Abb. 3.6 ersichtlich, liegen fast alle Versuche oberhalb der von Pinto (1984) und Rutschmann (1988a) definierten Schwellenwerte. Bei der Anwendung des strengeren Kriteriums nach Skripalle (1994) liegt die Mehrzahl der Versuche im unbeein-

flussten Bereich. Es wird daher geschlussfolgert, dass der Einfluss der Oberflächenspannung in *einzelnen* Versuchen *geringfügig* bemerkbar ist. Sowohl W als auch R nehmen mit der Fliessdistanz zu, wodurch sich die Luftaufnahme des Modells jener des Prototyps angleicht.

Ein drittes Kriterium ist nach Kapitel 3.4.1 ein minimaler Massstabsfaktor  $\lambda$ . Aufgrund charakteristischer Belüftergeometrien beim Prototyp wird daher versucht, einen Massstab für das eigene Modell abzuschätzen. Wie in Kapitel 2.3.1 gezeigt, besteht die Mehrheit der Belüfter aus einem Deflektor kombiniert mit einer Stufe. Typische Deflektor-Höhen *t* beim Prototyp belaufen sich dabei auf ungefähr 0.15 m<*t*<0.30 m, während typische Stufenhöhen *s*<1.00 m betragen (Abb. 2.22). Für die Abschätzung des Modellmassstabs wird daher ein charakteristischer Prototyp-Belüfter mit *t*=0.20 m und *s*=0.75 m gewählt. Im Modell sind drei Deflektor-Höhen (*t*=6.7 mm, 13.3 mm and 26.7 mm) und vier Stufenhöhen (*s*=0 mm, 25 mm, 45 mm and 100 mm) getestet worden. Der typische Modell-Belüfter mit mittleren Ausmassen hat daher *t*=13.3 mm und *s*=50 mm. Ein Vergleich des charakteristischen Prototyp-Belüfters mit dem typischen Modell-Belüfter (*t*=26.7 mm und *s*=100 mm), so ergibt sich (2)  $\lambda$ =7.5 (Tabelle 3.5). Daher ist der geschätzte Massstab des verwendeten Modells im Rahmen der Empfehlungen aus der Literatur und demnach eine massgebende Verfälschung des Belüftungsprozesses unwahrscheinlich.

Vergleich	Prototyp	Modell	λ
(1)	<i>t</i> =0.20 m	<i>t</i> =13.3 mm	15
	<i>s</i> =0.75 m	<i>s</i> =50 mm	
(2)	<i>t</i> =0.20 m	<i>t</i> =26.7 mm	7.5
	<i>s</i> =0.75 m	<i>s</i> =100 mm	

Tabelle 3.5 – Abschätzung des Massstabs  $\lambda$  der eigenen Untersuchung

Der vermutlich wichtigste Lufteintrags-Mechanismus eines Belüfters ist der primäre Strahlzerfall (Kapitel 2.3.4). Charakterisiert wird dieser durch die Zerfallsart, basierend auf  $O_o$ und  $R_o$  mit  $v=v_o$  und  $d=h_o$ . Es ist daher sicherzustellen, dass sowohl im Modell als auch im Prototyp dieselbe Zerfallsart auftritt. Gemäss Skripalle (1994) tritt beim Prototyp vorwiegend der Mechanismus des *Zerstäubens* auf. Damit der Lufteintrag im Modell demjenigen der Natur ähnlich ist, muss demzufolge im Modell ebenfalls das Zerstäuben vorherrschen. Die eigenen Versuche sind im Ohnesorge-Diagramm in Abb. 3.7 dargestellt. Wie zu erkennen ist, befinden sich alle Punkte knapp im Bereich "zerstäuben". Diese Ähnlichkeit ist demzufolge auch sichergestellt.



Abb. 3.7 – Ohnesorge-Diagramm mit der Punktwolke der eigenen Versuche bei R>10<sup>5</sup> und O<10<sup>-3</sup>

Anders verhält es sich mit dem Sekundärzerfall. Hier ist der maximale Tropfendurchmesser ungefähr D=6 mm (Volkart, 1980), grössere Tropfen zerfallen. Wenn dieser gerade noch stabile Modelltropfen auf Prototyp-Dimensionen skaliert wird, dann beträgt sein Durchmesser  $\lambda \cdot D$ . Mit  $\lambda=15$  und  $v_o$  als Relativgeschwindigkeit resultieren Werte von  $1/\text{La}\leq 2.8 \cdot 10^{-6}$ für das Modell und den Prototyp, während  $W_G < 10$  im Modell und  $W_G > 100$  beim Prototypen sind. Der Modelltropfen bricht wie erwartet *nicht* auf, während er im Prototyp mit dem *Shear* Mechanismus zerfällt (Abb. 2.21). Daraus lässt sich schliessen, dass Modelltropfen relativ gesehen zu stabil sind und der Sekundärzerfall unterschätzt wird. Am Prototyp entwickelt sich typischerweise eine starke Gischt, wie sie am Modell nicht beobachtet wird. Der Einfluss des unterschätzten Sekundärzerfalls auf die Luftaufnahme bei Belüftern wird jedoch als vernachlässigbar klein angenommen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Resultate der vorliegenden Untersuchung nicht oder allenfalls marginal durch Massstabseffekte verfälscht sind, da die in der Literatur angegebenen Schwellenwerte und der Mindest-Massstab bis auf wenige Tests eingehalten sind. Zudem herrscht sowohl beim Prototyp als auch im Modell dieselbe primäre Strahlzerfallsart des Zerstäubens vor.

#### 3.4.3 Dimensionsanalyse

Die Dimensionsanalyse ist ein Hilfsmittel zur Bestimmung der relevanten dimensionslosen Parameter, die einen physikalischen Vorgang beeinflussen, und basiert auf dem Buckingham  $\Pi$ -Theorem (Buckingham, 1914). Man geht vom Prinzip aus, dass sich alle physikalischen Gesetze in einer Form darstellen lassen, die nicht vom gewählten Modellmassstab abhängig ist. Hydraulische Strömungsprozesse ohne thermische, chemische und elektromagnetische Einflüsse lassen sich ausschliesslich mit Grössen aus der Mechanik darstellen (Schlichting und Gersten, 1997). Jede dieser mechanischen Grössen kann als Potenzfunktion der Referenzdimensionen Läge [L], Masse [M] und Zeit [T] dargestellt werden. Die im vorliegenden Fall massgebenden, *unabhängigen* Einflussparameter (EFP) sind in Tabelle 3.6 zusammengestellt. Nicht berücksichtigt wurden  $\beta$ , C und L, da sich diese Parameter aus den unabhängigen Einflussparametern ergeben. Weiter wurde die Rinnebreite b und Grenzschichtdicke  $\delta$  vernachlässigt

EFP	Einheit	Dim.	Bezeichnung
ν	m/s	$LT^{-1}$	Abflussgeschwindigkeit
h	m	L	Abflusstiefe
S	m	L	Stufenhöhe
t	m	L	Deflektor-Höhe
α	-	-	Deflektor-Winkel
$\varphi$	-	-	Schussrinnen-Winkel
$\Delta p$	kg/m·s²	$ML^{-1}T^{-2}$	Unterdruck in Luftzone
g	$m/s^2$	$LT^{-2}$	Erdbeschleunigung
ρ	kg/m <sup>3</sup>	$ML^{-3}$	Dichte des Wassers
υ	$m^2/s$	$L^{2}T^{-1}$	Viskosität des Wassers
σ	kg/s <sup>2</sup>	MT <sup>-2</sup>	Oberflächenspannung des Wassers

Tabelle 3.6 – Unabhängige Einflussparameter EFP der Dimensionsanalyse

Die insgesamt 11 unabhängigen Einflussparameter weisen 3 Referenzdimensionen auf, weshalb 11–3=8 dimensionslose Parameter  $\Pi$  resultieren. Es wurden die Grössen h,  $\rho$  und g zur Herleitung der dimensionslosen Parameter  $\Pi$  ausgewählt.

$$h, \rho, g = f(v, s, t, \alpha, \varphi, p, v, \sigma)$$
(3.5)

Mit dem obigen Ansatz lassen sich die acht dimensionslosen Parameter  $\Pi$  herleiten:

(1) 
$$\Pi_1 = \frac{v}{\sqrt{g \cdot h}} = F$$
 als Froudezahl

(2) 
$$\Pi_2 = \frac{s}{h}$$
 als relative Stufenhöhe

(3)	$\Pi_3 = \frac{t}{h}$	als relative Deflektor-Höl
(3)	$II_3 = \frac{1}{h}$	als relative Deflektor-Hö

- (4)  $\Pi_4 = \alpha$  als Deflektor-Winkel
- (5)  $\Pi_5 = \varphi$  als Schussrinnen-Winkel
- (6)  $\Pi_6 = \frac{\Delta p}{\rho \cdot g \cdot h}$  als relativer Unterdruck in der Luftzone
- (7)  $\Pi_7 = \frac{\nu}{\sqrt{g \cdot h^3}}$  als dimensionslose Viskosität
- (8)  $\Pi_8 = \frac{\sigma}{\rho \cdot g \cdot h^2}$  als dimensionslose Oberflächenspannung

Mit einer anderen Konstellation der drei Herleitungsparameter resultieren die bekannten Ausdrücke für R und W. Zudem können am Modell nicht alle hydraulischen Ähnlichkeiten korrekt nachgebildet werden, sondern jeweils nur eine. Im vorliegenden Modell ist dies die Ähnlichkeit nach Froude. Um den Einfluss der Viskosität und der Oberflächenspannung trotzdem zu berücksichtigen, werden Schwellenwerte für R und W eingehalten (Kapitel 3.4.1). Die Parameter  $\Pi_7$  und  $\Pi_8$  werden dadurch berücksichtigt. Zudem ist es möglich, die totale Absturzhöhe als *s*+*t* zusammenzufassen, wodurch  $\Pi_2$  und  $\Pi_3$  zu *T*=(*s*+*t*)/*h*<sub>o</sub> werden.

Ausführliche Dimensionsanalysen zum Thema mit anderem Schwerpunkt wurden bereits von Koschitzky (1987) und Rutschmann (1988a) erstellt. Zudem basiert die Datenauswertung der vorlegenden Untersuchung nicht nur auf den Erkenntnissen aus der Dimensionsanalyse, sondern primär auf den Resultaten vorhergehender Untersuchungen.

# **4** Allgemeiner Lufttransport

# 4.1 Übersicht

Bevor detailliert auf die Auswertung der Messresultate und Beobachtungen eingegangen wird, folgt einleitend eine Übersicht des allgemeinen Lufttransports im Nahbereich von Schussrinnenbelüftern. Diese wird exemplarisch anhand der beiden Versuche No. 72 (Tabelle 3.3) und 116 (Tabelle 3.4) gegeben, welche die beiden häufigsten Belüftertypen repräsentieren: Die Kombination von Deflektor und Stufe, sowie den Stufenbelüfter.

#### 4.1.1 Belüfter mit Deflektor

Den Abfluss über einen Belüfter bestehend aus einem Deflektor und einer Stufe zeigt Abb. 4.1. Im Zuflussbereich, links in Abb. 4.1 (a), erscheint das Wasser grösstenteils schwarz und transportiert daher kaum Luft. Einzig die raue Oberfläche ist leicht weiss, was auf eine geringe Luftkonzentration an dieser Stelle hindeutet. Am Ende des Zuflussbereichs folgt der Belüfter. Der Deflektor lenkt den Abfluss um und generiert einen Wurfstrahl. Dieser ist geprägt durch den turbulenzinduzierten Strahlzerfallsprozess, welcher die Oberflächen zersetzt und zur Luftaufnahme führt. Entsprechend nimmt die Rauheit der Strahloberflächen zu und die Dicke des Reinwasserkerns ab, bis der ganze Strahl belüftet ist und im Bild weiss erscheint. Im Auftreffpunkt, welcher in Abb. 4.1 (b) links zu sehen ist, schlägt die untere Trajektorie auf der Rinnensohle auf, während der Verlauf des oberen Wasserspiegels noch der Strahlparabel folgt. Das aufprallende Wasser wird partiell reflektiert und erzeugt unterstrom des Auftreffpunkts Gischt (künftig Spray genannt) an der Wasseroberfläche, welche unmittelbar unterstrom des schwarzen Balkens ersichtlich ist. Im weiteren Verlauf bis zum Modellende entwickelt sich ein typischer Gemischabfluss. Die Wirkung des Belüfters ist aus dem Vergleich des Zuflusses mit dem Abfluss beim Rinnen-Ende ersichtlich: (1) das Wasser wird weiss und transportiert entsprechend Luft, (2) die Oberfläche wird rau, was auf erhöhte Turbulenz hindeutet, und (3) die Abflusstiefe nimmt zu.



Abb. 4.1 – Foto eines überströmten Belüfters (Versuch No. 122) bestehend aus Deflektor und Stufe, Abfluss in (a) der oberen und (b) der unteren Modellhälfte

Bei jedem Versuch wurden die lokalen Luftkonzentrationen C(x,z) im Abfluss unterstrom des Belüfters systematisch erfasst. Abb. 4.2 zeigt einen typischen Plot der Luftkonzentrations-Isolinien. Dessen Linien folgen den Konzentrations-Isolinien, z.B. C=0.70 oder 0.80, und die Grauwerte zwischen den Linien entsprechen einem eingeschlossenen Spektrum, beispielsweise 0.70 < C < 0.80. Weisse und hellgraue Flächen stellen Konzentrationen mit einem grossen Luftanteil dar, während dunkle und schwarze Flächen Zonen mit sehr geringen Luftkonzentrationen oder sogar Reinwasser mit C=0 zeigen. In der Regel ist die Abstufung der Isolinien  $\Delta C=0.10$ , einzig kleine Luftkonzentrationen zwischen 0 < C < 0.10 sind feiner aufgelöst. Die Abszisse gibt die relative Fliessdistanz x/L, mit x als Laufkoordinate und L als Wurfweite nach Abb. 2.22.



Abb. 4.2 – Luftkonzentrations-Isolinien des Versuchs No. 72, mit *schwarz* als Reinwasser und *weiss* als C>0.90

Aus Abb. 4.2 kann der Verlauf des oberen  $z_O(x/L)$  und im Bereich des Wurfstrahls auch des unteren Wasserspiegels  $z_U(x/L)$  entlang der Isolinie C=0.90 bestimmt werden. Die Differenz längs 0 < x/L < 1 entspricht der Wurfstrahldicke  $h_j=z_O-z_U$  (Abb. 4.3 a). Der Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  nach den Gln. (2.5) und (2.13), der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  sowie der minimalen Konzentration  $C_m(x/L)$  jedes betrachteten Querschnitts (Abb. 2.11) sind in Abb. 4.3 (b) gezeigt. Es ist ersichtlich, dass:

- C<sub>a</sub>(x/L) entlang des Wurfstrahls 0<x/L<1 ansteigt, sich unterstrom davon jedoch auf einen Wert deutlich unter dem Maximum einpendelt,</li>
- $C_b(x/L)=1$  ist entlang des Wurfstrahls und danach im Bereich  $1 \le x/L \le 2$  markant abnimmt auf Werte von  $C_b \le 0.10$ , und
- $C_m(x/L)$  entlang des Wurfstrahls anfänglich  $C_m=0$  ist, danach leicht ansteigt und schliesslich ab ungefähr x/L=1.25 gleich der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  ist.



Abb. 4.3 – Verlauf (a) des Wasserspiegels  $z_O(x/L)$  und  $z_U(x/L)$  sowie der Wurfstrahldicke  $h_j(x/L)$ , und (b) der mittleren  $C_a(x/L)$ , sohlnahen  $C_b(x/L)$  und minimalen  $C_m(x/L)$  Luftkonzentration. Grau: Bereich des Wurfstrahls, Versuch No. 72

Die Luftkonzentrations-Profile C[x,f(z)] für einzelne Querschnitte sind in Abb. 4.4 gezeigt. Sie entsprechen vertikalen Ausschnitten aus Abb. 4.2 für gegebene Werte von x/L. Im Bereich des Wurfstrahls (Abb. 4.4 a) ist die Ordinate nach Gl. (5.13) zwischen der oberen  $(Z_j=1)$  und unteren  $(Z_j=0)$  Wasseroberfläche definiert, gegeben durch die Konzentrations-Isolinie bei C=0.90. Das erste Profil direkt unterstrom der Belüfterlippe bei x/L=0.01 weist an den Wasseroberflächen einen gewissen Lufttransport auf, während der Strahlkern keine Luft enthält. Das letzte Profil unmittelbar vor dem Auftreffpunkt der unteren Strahltrajektorie auf der Sohle bei x/L=0.94 dagegen zeigt vollständig belüfteten Abfluss, mit einer minimalen Konzentration von  $C_m=0.10$ . Unterstrom des Wurfstrahls (Abb. 4.4 b) gibt die Ordinate die Fliesstiefe zwischen der Sohle bei  $z/z_0=0$  und dem Wasserspiegel bei  $z/z_0=1$ . Das erste Profil nach dem Auftreffpunkt bei x/L=1.07 zeigt immer noch den charakteristischen Verlauf eines Wurfstrahl-Profils, mit Ausnahme des untersten Abschnitts bei  $z/z_0<0.2$ . Das zweite Profil bei x/L=1.21 dagegen weicht bereits deutlich davon ab. Die unterhalb des Minimums  $C_m$  eingeschlossene Luft wird in obere Abflussschichten umgelagert. Bereits das vierte Profil bei x/L=1.47 zeigt im Wesentlichen den typischen Verlauf von Gemischströmungen. Entsprechend ist die anfänglich in Sohlennähe eingeschlossene Luft zur Oberfläche hin aufgestiegen. Die potentiell in der unteren Abflussschicht bereitstehende Luft, welche durch den Wurfstrahl eingebracht wird, verweilt im Auftreffpunkt nicht an der Sohle, sondern steigt entlang der kurzen Fliessdistanz von  $0.5 \cdot L$  auf.



Abb. 4.4 – Luftkonzentrations-Profile des Versuchs No. 72 für (a) den Wurfstrahl entlang x < L mit  $Z_j$  nach Gl. (5.13) und (b) unterstrom davon für x > L

## 4.1.2 Stufenbelüfter

Der zweite charakteristische Belüftertyp findet häufig bei Grundablässen Verwendung und besteht aus einer Stufe ohne Deflektor. Abb. 4.5 zeigt einen entsprechenden Belüfter in Betrieb. Die hydraulischen Zuflussbedingungen, die Stufenhöhe *s* und der Sohlwinkel  $\varphi$  sind identisch mit Abb. 4.1. Der Abfluss springt ab der flachen Belüfterlippe, ohne durch einen Deflektor umgelenkt zu werden. Entsprechend kurz fällt der Wurfstrahl aus. Zudem ist dessen Zerfallsgrad gering, wodurch die Oberflächenrauheit und der Lufttransport vergleichsweise klein sind. Der Strahl trifft nahe und unter einem flachen Winkel auf der Rinnensohle auf. Die Umlenkung der unteren Strahltrajektorie ist unbedeutend, weshalb unterstrom des Auftreffpunktes kaum Spray sichtbar ist. Im weiteren Verlauf unterstrom des Auftreffpunkts erscheint das Wasser weiniger turbulent als in Abb. 4.1. Trotzdem ist der Abfluss beim Modellende vollständig belüftet, was auf typischen Gemischabfluss schliessen lässt.



(b)

Abb. 4.5 – Stufenbelüfter (Versuch No. 116), Abfluss in (a) der oberen und (b) der unteren Modellhälfte



Abb. 4.6 – Luftkonzentrations-Isolinien des Versuchs No. 116, mit *schwarz* als Reinwasser und *weiss* als C>0.90

Die Isolinien der Luftkonzentrationsverteilung sind in Abb. 4.6 dargestellt. Entlang des Wurfstrahls herrschen dunkle Grauwerte und schwarz vor, was auf einen geringen Lufttransport schliessen lässt. Sowohl beim Verlauf von  $z_O(x/L)$  als auch von  $z_U(x/L)$  tritt kein Sprunghöhen-Maximum auf, da kein Deflektor den Abfluss umlenkt (Abb. 4.7 a). Zudem verfügt der Wurfstrahl beim Auftreffpunkt über einen ausgeprägten Reinwasserkern. Der Abfluss transportiert relativ wenig Luft, wie ein Vergleich mit Abb. 4.2 zeigt. Der Spray entfällt, wie der Verlauf des Wasserspiegels  $z_O(x/L)$  in Abb. 4.7 (a) zeigt, da der flache Auftreffwinkel des

Strahls auf der Rinne den Abfluss kaum ablenkt. Der Verlauf der charakteristischen Luftkonzentrationen in Abb. 4.7 (b) zeigt, dass die mittlere Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  entlang des Wurfstrahls nur von  $C_a \approx 0.1$  auf  $C_a \approx 0.3$  ansteigt. Zudem ist die minimale Konzentration  $C_m(x/L)$  entlang des Strahls immer  $C_m=0$ . Am Ende der Messstrecke bei x/L=6 ist der Wert von Ca ungefähr doppelt so gross wie in der Zulaufstrecke, während die Sohl-Luftkonzentration  $C_b < 0.01$  ist. Ab ungefähr  $x/L \approx 2$  ist  $C_b$  identisch mit  $C_m$ . Abb. 4.7 (c) vergleicht den semi-logarithmischen, unnormierten Verlauf von  $C_b(x)$  des Versuchs No. 122 (Kapitel 4.1.1, Deflektor) mit jenem des Versuchs No. 116 (Stufenbelüfter). Es ist zu sehen, dass der Belüfter mit Deflektor bei sonst gleichen Randbedingungen verglichen mit dem Stufenbelüfter an jedem Ort x [m] eine deutlich höhere Sohl-Luftkonzentration erzeugt.



(c)

2

3 x [m] 4

1

0.01

0

dicke  $h_i(x/L)$  aus Versuch No. 116, Grau: Bereich des Wurfstrahls, (b) Verlauf der mittleren  $C_a(x/L)$ , sohlnahen  $C_b(x/L)$  und minimalen  $C_m(x/L)$  Luftkonzentration aus Versuch No. 116, Grau: Bereich des Wurfstrahls und (c) Vergleich der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x)$  der Versuche No. 122 und No. 116

6

In Abb. 4.8 sind die Luftkonzentrations-Profile für (a) den Wurfstrahl entlang  $0 \le x/L \le 1$ und (b) den Abflussbereich unterstrom davon für x/L>1 gezeigt. Entlang des gesamten Wurfstrahls ist C>0 ausschliesslich nahe den Strahlberandungen, während im Innern Reinwasser fliesst. Wird der Wurfstrahl des Stufenbelüfters mit dem Deflektor-Belüfter aus Abb. 4.4 (a) bei  $x/L\approx0.7$  verglichen, so fällt an dieser Stelle der kompakte, weitgehend unbelüftete Strahl auf, während der Deflektor-Belüfter bereits einen vollständig zerfallenen und belüfteten Strahl aufweist. Unterstrom des Auftreffpunkts folgt das erste Luftkonzentrations-Profil bei x/L=1.05 noch weitgehend dem Strahlverlauf, einzig an der Sohle sind reduzierte Konzentrationen ersichtlich. Auch bei diesem Belüftertyp steigt die Luft innerhalb einer kurzen Fliess-distanz von ungefähr 1·*L* gegen die Oberfläche auf. Unterstrom von  $x/L\approx2$  stellt sich die charakteristische Luft-Verteilung eines unvollständig entwickelten Gemischabflusses mit geringen Sohl-Luftkonzentrationen und grosser Oberflächenbelüftung ein.



Abb. 4.8 – Luftkonzentrations-Profile des Versuchs No. 116 für (a) den Wurfstrahl entlang x < L und (b) unterstrom davon für x > L

## 4.2 Generelle Wirkungszonen eines Belüfters

Der allgemeine Lufttransport unterstrom von Belüftern kann mit drei charakteristischen Wirkungszonen beschrieben werden, nämlich dem:

- Wurfstrahl,
- Auftreff- und Spraybereich, und
- Fernbereich.

Diese drei Wirkungszonen werden in den Kapiteln 5 bis 7 detailliert beschrieben. Die übergeordnete Zoneneinteilung erfolgt anhand der Darstellungen (1) des Verlaufs der relativen oberen Wasserspiegel  $z_0/h_o(x/L)$ , (2) der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  und (3) der

Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$ . In Abb. 4.9 bis Abb. 4.11 sind die Verläufe von (1) bis (3) für jeweils 12 Versuche pro untersuchten Sohlwinkel dargestellt. Es weisen grundsätzlich alle Versuche die nachfolgend beschriebenen Wirkungszonen auf, der Übersichtlichkeit wegen wird jedoch nur eine Auswahl gezeigt. Im Anhang sind sämtliche Messwerte von (1) bis (3) jedes einzelnen Versuchs aufgelistet. Die Wirkungszonen werden als Funktion der relativen Wurfseite x/L definiert und beschreiben Bereiche mit ähnlichen Phänomenen und hydraulischen Eigenschaften.

#### 4.2.1 Wurfstrahl

Der Wurfstrahl repräsentiert die erste Wirkungszone (I) eines Belüfters. Da dieser eine Diskontinuität im Sohlverlauf darstellt, wird der Abfluss lokal von der Rinnensohle getrennt und fliegt als freier Wurfstrahl bis zum Auftreffpunkt der unteren Strahltrajektorie. Die erste Zone beginnt daher bei der Belüfterlippe x/L=0 und endet am Auftreffpunkt der Strahlunterseite auf die Schussrinne bei x/L=1. Bei annähernd atmosphärischem Druck unterhalb des Strahls ist die hydraulische Struktur des Wurfstrahls nur durch die Fliesscharakteristik beim Absprung und der Belüftergeometrie bestimmt. Der dominante Prozess in dieser Zone ist der Strahlzerfall.

Der Verlauf des relativen oberen Wasserspiegels  $z_0/h_0(x/L)$  aus Abb. 4.9 folgt der Wurfparabel. Die maximale Sprunghöhe ist eine Funktion der Zulaufcharakteristik und der Belüftergeometrie. Da die Wurfstrahlzone bis zum Auftreffen der unteren Trajektorie definiert ist, bleibt der Verlauf der oberen bei x/L=1 zunächst unbeeinflusst. Die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  ist nach Abb. 4.10 bei x/L=0 für alle Versuche  $0.05 < C_a < 0.15$ . Unmittelbar nach dem Absprungpunkt weist der Strahl demnach bereits eine kleine Vorbelüftung auf. Die Luft wird (1) entlang der Zuflussstrecke an der rauen Oberfläche und (2), sofern der Belüfter über einen Deflektor verfügt, auch abrupt an der Wasseroberfläche entlang des Deflektors eingetragen. Ausgehend von dieser kleinen Zufluss-Luftkonzentration bei x/L=0 steigt  $C_a(x/L)$ entlang des Wurfstrahls bis zu x/L=1 in der Regel auf das zwei- bis siebenfache an. Diese Zunahme ist mit dem primären Strahlzerfall verbunden (Kapitel 2.3.4). Am Ende des Wurfstrahls bei x/L=1 beträgt die mittlere Luftkonzentration in der Regel  $C_a \ge 0.20$ . Dieser Wert repräsentiert theoretisch die maximale Konzentration, welche potentiell in den weiteren Abfluss unterstrom des Auftreffpunkts eingemischt werden kann. Allerdings wird im Auftreffbereich eine ausgeprägte Entlüftung festgestellt, wie unten beschrieben wird. Die Sohl-Luftkonzentration nach Abb. 4.11 schliesslich weist beinahe entlang der ganzen Wurfweite einen Wert von  $C_b=1$  auf, da das Wasser von der Sohle abgelöst ist. Erst direkt oberstrom des Auftreffpunkts bei ungefähr 0.90 < x/L < 1 nimmt die Sohl-Luftkonzentration infolge der Sohlwalze markant ab.

#### 4.2.2 Auftreff- und Spraybereich

Der Auftreff- und Spraybereich repräsentiert die zweite Wirkungszone (II) des Belüfters. Diese Zone ist durch zwei *lokale Phänomene* geprägt, welche entlang der Fliessstrecke  $1 \le x/L \le 3$  beobachtet werden:

- 1. Abflusskompression im Auftreffbereich entlang  $1 \le x/L \le 1.25$ . Definitionsgemäss trifft die untere Strahltrajektorie bei x/L=1 auf die Rinnensohle, während der obere Wasserspiegel gemäss Abb. 4.9 weiterhin dem Verlauf der Wurfparabel folgt. Entsprechend nimmt die Abflusstiefe im Auftreffbereich kontinuierlich ab. Entlang dieser kurzen Kompressionszone reduziert sich auch die mittlere Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  (Abb. 4.10). Verglichen mit der Konzentration beim Wurfstrahlende  $C_a(x/L=1)$  verbleibt bei x/L=1.25effektiv noch 40 bis 80 % von  $C_a(x/L=1)$  im Abfluss. Das Auftreffen der unteren Strahltrajektorie erzeugt im Auftreffbereich Überdrücke. Diese sind mitverantwortlich für die ausgeprägte Entlüftung an der Sohle. Wie Abb. 4.11 zeigt, sinkt die Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  bis zum Ende des diskutierten Bereichs auf ungefähr  $C_b=0.10$ ab. Der Verlauf von  $C_b(x/L)$  ist stetig; entsprechend wird in der Kompressionszone der Blasendurchmesser nicht massgeblich reduziert. Dies würde - volumetrische Messungen vorausgesetzt - zu einer Unterschätzung der Konzentration oder einer Schein-Entlüftung führen. Die minimale Luftkonzentration  $C_m(x/L)$  in jedem Abflussquerschnitt geht bei Belüftern mit Deflektoren im Auftreffbereich vom Minimum im Wurfstrahl zum Sohlwert  $C_b(x/L)$  über. Entsprechend gibt in jedem Querschnitt oberstrom des Auftreffbereichs die minimale Konzentration den Zerfallsprozess des Wurfstrahls wieder, während sich unterstrom die minimale Luftkonzentration an der Rinnensohle einstellt.
- 2. Oberflächenturbulenz im Spraybereich entlang 1.25≤x/L≤3. Trifft die untere Strahlseite auf die Rinnensohle, so entsteht eine Strahlreflektion mit einem zur Oberfläche hin gerichtetem Impuls. Entsprechend werden Wasserpartikel an der Wasseroberfläche aus dem Abfluss geschleudert. Als Folge entsteht an der Oberfläche ein Spray, welcher zu einem lokal erhöhten Wasserspiegel führt (Abb. 4.9). Dieser Spray beeinflusst den Verlauf der Luftkonzentrations-Isolinien im Oberflächenbereich (Abb. 4.2). Dadurch steigt

die mittlere Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  im Spraybereich *lokal* an. Weiter unterstrom fallen die herausgeschleuderten Wasserpartikel auf den Abfluss zurück. Im Spraybereich ist daher primär *eingeschlossene* Luft für die lokale Veränderung von  $C_a(x/L)$  verantwortlich. Die Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  bleibt vom Spray unbeeinflusst (Abb. 4.11). Die ausgeprägte Reduktion der Konzentration tritt nur bis ungefähr zu x/L=3 auf, während der weitere Verlauf der Kurve logarithmisch ist. Die minimale Luftkonzentration  $C_m(x/L)$  tritt bei *Stufenbelüfter*n ohne Deflektor ab dem Spraybereich an der Sohle auf, d.h.  $C_m=C_b$  für 1.25 $\leq x/L\leq 3$ .

Der Auftreff- und Spraybereich wird entsprechend zwischen dem Auftreffpunkt der unteren Trajektorie des Wurfstrahls bei x/L=1 und dem Ende des Einflussbereichs der Spraybildung an der Wasseroberfläche ungefähr bei x/L=3 definiert und zeichnet sich durch einen unregelmässigen Verlauf der Wasseroberfläche und der Luftkonzentrationsverteilung aus.

#### 4.2.3 Fernbereich

Der Fernbereich ist die dritte Wirkungszone (III) des Belüfters und umfasst den Bereich unterstrom von x/L=3. Sie ist nicht mehr durch lokale Phänomene beeinflusst, sondern zeigt einen *stetigen Verlauf* der massgebenden Parameter. Im Modell konnten die charakteristischen Abflusseigenschaften der dritten Wirkungszone bis ungefähr x/L=10 gemessen werden. Das Abflussverhalten unterstrom wird daher aufgrund der beschränkten Rinnenlänge nicht beschrieben. Angaben bezüglich des Fernbereichs gelten konservativ zwischen  $3 \le x/L \le 9$ , sofern nicht vorher natürliche Selbstbelüftung einsetzt (Kramer, 2004).

Der nachhaltige Effekt eines Belüfters auf die Abfluss-Charakteristik im Allgemeinen und auf den Lufttransport im Besonderen ist erst im Fernbereich wirksam, da oberstrom lokale Phänomene den Abfluss dominieren. Der Wasserspiegel  $z_O/h_o(x/L)$  nach Abb. 4.9 folgt einer Senkungskurve oder bleibt für Strömungen nahe dem Normalabfluss beinahe konstant. Auch die mittlere Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  in Abb. 4.10 zeigt einen gleichförmigen Verlauf mit einer geringen Tendenz zum Luftaustrag. Die Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  nimmt mit zunehmender Fliessdistanz weiterhin ab (Abb. 4.11). Allerdings ist die Austragungsrate an der Sohle verglichen mit jener der Wirkungszone (II) gering. Der Belüfter generiert im Fernbereich entsprechend einen unvollständig entwickelten Gemischabfluss.



Abb. 4.9 – Verlauf des normierten Wasserspiegels ausgewählter Versuche mit  $z_0/h_o(x/L)$  für (a)  $\varphi=50^\circ$ , (b)  $\varphi=30^\circ$  und (c)  $\varphi=12^\circ$ . (I) Wurfstrahlbereich, (II) Auftreff- und Spraybereich *grau*, und (III) Fernbereich. Legende: Versuchnummern gemäss den Tabellen 3.2, 3.3 und 3.4









Abb. 4.10 – Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  ausgewählter Versuche für (a)  $\varphi=50^\circ$ , (b)  $\varphi=30^\circ$  und (c)  $\varphi=12^\circ$ . Details siehe Abb. 4.9



Abb. 4.11 – Verlauf der semi-logarithmisch aufgetragenen Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  ausgewählter Versuche für (a)  $\varphi=50^\circ$ , (b)  $\varphi=30^\circ$  und (c)  $\varphi=12^\circ$ . Details siehe Abb. 4.9

# 4.3 Lufteintragskoeffizient

Der Lufteintragskoeffizient  $\beta = Q_A/Q_W$  stellt in der Literatur die zentrale Grösse zur Beschreibung des pauschalen Lufteintrags eines Belüfters dar (Kapitel 2.3.5). Er beschreibt den relativen Luftdurchfluss, welcher unter dem Wurfstrahl eingetragen wird, gibt aber keine Information zur Luftverteilung und deren Aufenthaltsdauer im Abfluss. In der Regel wird der Lufteintrag an der Strahloberseite nicht in  $\beta$  berücksichtigt. Auch in der vorliegenden Untersuchung repräsentiert  $\beta$  einzig den durch das Luftzufuhrsystem eingetragenen Luftzufluss. Üblicherweise wird  $\beta$  in der Literatur als Funktion der Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> und der relativen Wurfweite  $L/h_o$  angegeben. Im hydraulischen Modell wurde  $\beta$  für variable geometrische und hydraulische Einflussparameter erfasst mit  $5.8 \le F_o \le 10.4, 0.1 \le (s+t)/h_o \le 2.1, 0 \le \alpha \le 11.3^{\circ}$  und  $12^{\circ} \le \varphi \le 50^{\circ}$ . Die getesteten Belüftertypen entsprachen den gängigen Prototyp-Belüftern und bestanden aus Stufen, Kombinationen von Stufen und Deflektoren, sowie Deflektoren ohne Stufen. Bei allen Versuchen herrschte in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls ungefähr  $\Delta p \approx 0$ .

Jeder Einflussparameter ist zunächst einzeln bei sonst identischen Randbedingungen variiert worden. Werden mehrere solcher Serien gemessen, lässt sich der isolierte Einfluss eines einzelnen Parameters auf den Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  bestimmen. In Abb. 4.12 sind für jeden Einflussparameter mehrere solcher Messserien gegeben. Die mit einer Linie verbundenen Punkte stammen aus Messungen mit identischen Randbedingungen, mit Ausnahme des variierten Einflussparameters. Da mehrere Randbedingungen möglich sind, werden in jedem Diagramm entsprechend viele Linien gegeben.

Folgende Aspekte bezüglich der Einflussparameter sind ersichtlich:

Der isolierte Einfluss der Zufluss-Froudezahl F₀ auf den Lufteintragskoeffizienten β ist in Abb. 4.12 (a) dargestellt. Drei Aussagen lassen sich ableiten: (1) Die Werte von β nehmen mit ansteigendem F₀ deutlich zu; (2) Für alle Serien schneidet der extrapolierte Verlauf von β→0 die Abszisse bei F₀≥4. Nach Kapitel 2.3.3 existiert eine minimale Zufluss-Froudezahl bezüglich des Luftaufnahmebeginns; und (3) Die unteren Kurvenscharen haben einen flachen und jene oben einen steilen Verlauf. Die untere Schar bezieht sich auf Stufenbelüfter, während die obere sowohl Deflektoren mit Stufen als auch nur Deflektoren enthält. In der oberen Schar liegen zudem Versuche mit grossen Deflektor-Winkeln α höher als mit flachen Deflektoren. Aus Abb. 4.12 (a) lässt sich ein dominan-
ter Effekt von  $F_o$  auf  $\beta$  ableiten. Belüfter mit einem Deflektor tragen viel Luft ein, während Stufen weniger effizient betreffend des Lufteintrags funktionieren.

- Der Einfluss der Zuflusstiefe h₀ auf β ist nach Abb. 4.12 (b) uneinheitlich. In der Regel nimmt β mit ansteigender Zuflusstiefe leicht zu, speziell für h₀<0.05 m. Nach Heller et al. (2005) treten für h₀≥0.04 m keine Massstabseffekte auf. Ansonsten weist der Zufluss kleine Reynolds- und Weberzahlen auf, was den Strahlzerfall beeinflusst und den Lufteintrag verringert (Kapitel 3.4.1). Werden die grau markierten Daten mit h₀≤0.04 m in Abb. 4.12 (b) vernachlässigt, folgt kein wesentlicher Einfluss der Zuflusstiefe h₀ auf den Lufteintragskoeffizienten β.</li>
- In Abb. 4.12 (c) ist der Einfluss des Deflektor-Winkels α auf den Lufteintragskoeffizienten β aufgezeigt. Für 0°≤α≤11.3° nimmt β praktisch linear mit α zu. Versuche mit ähnlichem F₀ sind fast deckungsgleich, während vergleichsweise kleine F₀ (Symbol △) kleinere Werte von β erzeugen. Die Einflussparameter-Variation der übrigen Randbedingungen zeigt kaum einen Einfluss auf β. Es scheint, wie schon bei der Diskussion von Abb. 4.12 (a), dass F₀ und α die dominierenden Parameter bezüglich des Lufteintragskoeffizienten β sind. Belüfter mit einem verhältnismässig steilen Deflektor tragen daher mehr Luft in den Abfluss ein als die in der Abbildung grau markierten Stufenbelüfter.
- Der isolierte Einfluss der *Deflektor-Höhe t* auf den Lufteintragskoeffizienten β ist in Abb. 4.12 (d) gezeigt. Die Werte von β entlang t>0 steigen mit zunehmender Deflektor-Höhe leicht an. Im Bereich von t=0 ist β deutlich reduziert, wie die *grau* markierten Werte zeigen. Für Stufenbelüfter ohne Deflektoren resultiert eine überproportionale Reduktion von β. Erneut verläuft die Linie mit dem geringsten F<sub>o</sub> zuunterst im Diagramm (Symbol △).
- Abschliessend ist der isolierte Einfluss der *Stufenhöhe s* und des *Sohlwinkels φ* auf den Lufteintragskoeffizienten β in den Abb. 4.12 (e) und (f) gegeben. Beide Einflussparameter haben keine Wirkung auf β. Zwar generieren grosse Werte von s und φ vergleichsweise lange Wurfstrahlen mit hohem Zerfallsgrad, jedoch vergrössert die zusätzlich im Strahl eingeschlossene Luft β nicht. Bei grossen Werten von s nimmt der Aufprallwinkel des Strahls auf der Schussrinne zu, was die Entlüftung fördert (Kapitel 2.4.1). Für steile Sohlwinkel φ wird die relative Reinwasserkern-Länge des Wurfstrahls vergleichsweise gestreckt, was der Luftaufnahme entgegenwirkt (Kapitel 5.3.2).



Abb. 4.12 – Zusammenhang zwischen den nicht-normierten Einflussparametern und dem Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  für ansonsten konstante Randbedingungen für (a)  $\beta(F_o)$ , (b)  $\beta(h_o)$ , (c)  $\beta(\alpha)$ , (d)  $\beta(t)$ , (e)  $\beta(s)$ , und (f)  $\beta(\phi)$ . Legende: Versuchsnummern gemäss den Tabellen 3.2, 3.3 und 3.4; graue Werte: in (a) Massstabseffekte, sowie in (c) und (d) Versuche mit Stufenbelüftern

Die Analyse der Einflussparameter ergibt somit F<sub>o</sub> und  $\alpha$  als die wesentlichen Parameter zur Bestimmung des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$ , während  $h_o$ , s, t und  $\varphi$  eine untergeordnete

oder gar keine Rolle spielen. Basierend auf den Beobachtungen zu Abb. 4.12 lässt sich eine Funktion für den Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  herleiten. Die Messwerte von  $\beta$  sind in Abb. 4.13 (a) als Funktion von  $\Phi_{\beta}=F_{o}^{2}\cdot[1+F_{o}\cdot\tan\alpha]$  dargestellt. Es folgt mit  $R^{2}=0.93$  für  $\Delta p\approx 0$ 

$$\beta = 0.0028 \cdot F_o^2 \cdot [1 + F_o \cdot \tan \alpha] - 0.1 \quad \text{für } 0 < \beta < 0.80$$
(4.1)

Gleichung (4.1) gilt für Stufen, Kombinationen von Stufen und Deflektoren, sowie für Deflektoren. Als zentrale Einflussparameter sind  $F_o$  und  $\alpha$  enthalten, die beide indirekt den Turbulenzgrad im Wurfstrahl repräsentieren. Die Einflüsse von  $h_o$  und t wurden nicht berücksichtigt, da sie die Genauigkeit von Gl. (4.1) nicht verbessern.

#### Vergleich mit anderen Modellmessungen

In Abb. 4.13 (a) sind auch die Messwerte von Koschitzky (1987) enthalten. Da Koschitzky teilweise mit Unterdruck  $\Delta p > 0$  arbeitete, wurde dessen Einfluss auf  $\beta$  berücksichtigt. Die entsprechende Korrektur wurde für Versuche mit  $0.6 < \beta/\beta_M < 1$  mittels der Gl. (2.34) nach Rutschmann und Hager (1990) vorgenommen. Zudem sind einzig Versuche mit *nicht*gedrosseltem Betrieb der Belüfter ausgewertet worden. Die Korrelation der Daten von Koschitzky mit Gl. (4.1) ist  $R^2$ =0.91, der allgemeine Trend seiner Daten aber eher etwas flacher. Die geringe Abweichung hängt vermutlich mit der Korrektur durch Gl. (2.34) zusammen. Trotzdem stimmen die Werte von Koschitzky zufriedenstellend mit Gl. (4.1) überein. Werden seine Daten berücksichtigt, so erweitert sich der Gültigkeitsbereich von Gl. (4.1) auf  $5.8 \le F_o \le 13.3$ ,  $0.06 \le (s+t)/h_o \le 2.1$ ,  $0^{\circ} \le \alpha \le 11.3^{\circ}$  und  $2^{\circ} \le \varphi \le 50^{\circ}$ .

Der umfangreiche Datensatz von Rutschmann (1988a) wurde eingeschränkt auf Versuche mit (1)  $0 < \Delta p / (\rho \cdot g \cdot h_o) < 0.1$ , (2)  $0 < \beta < 0.8$  und (3)  $F_o > 4.2$  seiner Messserie 1. Entsprechend ist in Abb. 4.13 (a) nur ein Bruchteil seiner Messwerte von  $\beta$  eingetragen. Die eigene Funktion korreliert zu  $R^2 = 0.94$  mit den Werten von Rutschmann.

Weiter zeigt Abb. 4.13 (a) Messwerte von Skripalle (1994). Seine Daten stammen aus einem horizontalen Versuchstand und gelten für Stufenbelüfter ohne Deflektoren. Es wurde nur die Messserie mit  $\Delta p \approx 0$  und einer glatten Sohle berücksichtigt. Die Korrelation seiner Daten mit Gl. (4.1) beträgt  $R^2$ =0.89. Basierend auf der zufriedenstellenden Korrelation wird der Gültigkeitsbereich von Gl. (4.1) schliesslich auf 5.8≤F<sub>o</sub>≤16.1, 0.06≤(*s*+*t*)/*h*<sub>o</sub>≤2.1, 0°≤α≤11.3° und 0°≤φ≤50° erweitert.

Zusätzlich wurde  $\beta$  als Funktion der relativen Wurfweite  $L/h_o$  dargestellt. Dieser Parameter wird – nebst  $F_o$  – in der Literatur oft zur Bestimmung von  $\beta$  herangezogen. Abb. 4.13 (b) zeigt den Zusammenhang der beiden Werte, nebst der Gl. (2.30) von Rutschmann (1988a). Die eigenen Daten korrelieren unzureichend mit Gl. (2.30). Eine Erklärung könnte sein, dass die eigene Definition der Wurfweite L nicht mit jener von Rutschmann übereinstimmt. Eine zweite Erklärung liefert Rutschmann selbst, als er nach der Anwendung seiner Gl. (2.30) auf die *Foz do Areia* Schussrinne feststellt, dass diese eher zu hohe Werte liefert.



Abb. 4.13 – (a) Lufteintragskoeffizient  $\beta$  als Funktion von  $\Phi_{\beta}$  und (b) Eigene Werte für  $\beta(L/h_o)$  und Gl. (2.30) von Rutschmann (1988a)

#### Verifikation mit Prototyp-Messdaten

Wood (1991) zitiert Naturmessungen des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  von fünf Schussrinnen. Für die Verifikation der Gl. (4.1) sind folgende Prototyp-Daten herangezogen worden:

- 1. Foz do Areia Schussrinne, Brasilien. Drei Belüfter, symmetrisches Luftzufuhrsystem
- 2. Emborcação Schussrinne, Brasilien. Zwei Belüfter
- 3. Amaluza Schussrinne, Ecuador. Ein Belüfter
- 4. Colbun Schussrinne, Chile. Zwei Belüfter
- 5. Tarbela Grundablass, Pakistan. Ein Belüfter

Es wurden in der Regel Messungen mit Unterdruck-Koeffizienten kleiner als 0.4 (Definition nach Wood, 1991) berücksichtigt. Teils sind die Messdaten in sich nicht kohärent, d.h. die  $\beta$ -Werte weisen bei zunehmendem F<sub>o</sub> einen uneinheitlichen Trend auf. In Abb. 4.14 sind Naturmessungen mit den Werten nach Gl. (4.1) verglichen. Die Korrelation der beiden Datensätze beträgt  $R^2$ =0.88. Gleichung (4.1) gibt deshalb den Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  auch für Prototypen mit ausreichender Genauigkeit wieder.



Abb. 4.14 – Vergleich des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  aus Prototypmessungen (Wood, 1991) mit den Werten aus Gl. (4.1), *grau* entspricht dem Gültigkeitsbereich von Gl. (4.1)

#### Schlussfolgerungen

Allgemein können bezüglich des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  eines Belüfters folgende Aussagen gemacht werden:

- Der "effiziente" Lufteintrag in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls setzt minimale Werte der Zufluss-Froudezahl F<sub>om</sub> voraus. Diese folgen, wenn Gl. (4.1) Null gesetzt wird. Für Stufen folgt ungefähr F<sub>om</sub>=6, für flache Deflektoren mit α=5.7° etwa F<sub>om</sub>=5 und für steile Deflektoren mit α=11.3° ungefähr F<sub>om</sub>=4,
- Mit steigendem Wert von F<sub>o</sub> nimmt der Lufteintragskoeffizient überproportional zu,
- Stufenbelüfter sind weniger effizient als Kombinationen aus Stufen und Deflektoren oder nur Deflektoren, und
- Steile Deflektoren mit grossen Werten von α sind effizienter als flache. Je nach angestrebtem Lufteintrag werden f
  ür Schussrinnen-Bel
  üfter Werte von 5°≤α≤12° empfohlen.

## 4.4 Wurfweite

Die Wurfweite *L* stellt in der Literatur eine zentrale Grösse zur Beschreibung des Lufttransports unterstrom von Belüftern dar (Kapitel 2.3.5). Sie wird entlang der *x*-Achse als Länge von der Absprunglippe bis zum Auftreffpunkt der unteren Strahltrajektorie auf der Schussrinnen-Sohle definiert (Abb. 2.22). Mit den eigenen Daten wird eine explizite Funktion abgeleitet, da die Literatur meist auf aufwändige Trajektorien-Berechnungen verweist (Rutschmann und Hager, 1990; Wu und Ruan, 2007). Die Parametervariation umfasst  $5.8 \le F_o \le 10.4$ ,  $0.1 \le (s+t)/h_o \le 2.1$ ,  $0^\circ \le \alpha \le 11.3^\circ$  und  $12^\circ \le \varphi \le 50^\circ$ . Üblicherweise wird *L* mit der Zuflusstiefe  $h_o$ normiert zu  $L/h_o$ . Die gemessenen Werte von  $L/h_o$  sind in Abb. 4.15 (a) als Funktion von  $\Phi_L = F_o \cdot (1+\sin\varphi)^{1.5} \cdot [((s+t)/h_o)^{0.5} + F_o \cdot \tan\alpha]$  dargestellt. Es folgt mit  $R^2 = 0.94$  für  $\Delta p \approx 0$  und Stufenbelüfter, Deflektoren und Kombinationen von beiden

$$\frac{L}{h_o} = 0.77 \cdot F_o \cdot (1 + \sin \varphi)^{1.5} \cdot \left[ \sqrt{\frac{s+t}{h_o}} + F_o \cdot \tan \alpha \right] \quad \text{für } 0 < L/h_o < 50$$
(4.2)

## Vergleich mit anderen Modellmessungen und Prototypdaten

Zusätzlich zu den eigenen Daten sind auch die Messwerte von Rutschmann (1988a) in Abb. 4.15 (a) aufgetragen. Da Rutschmann teils mit grossen Unterdrücken in der Luftzone arbeitete, wurden nur Werte  $0 < \Delta p / (\rho \cdot g \cdot h_o) < 0.1$  berücksichtigt. Versuche mit einem ausgeprägten Unterdruck oder gar einem Überdruck in der Luftzone beeinflussen den Wurfstrahl stark, weshalb diese Punkte weggelassen wurden. Die Wurfweite nach Rutschmann ist unterschiedlich definiert: Das Symbol (△) in Abb. 4.15 (a) steht für Längen bis zum Druckmaximum im Auftreffbereich des Strahls, und  $(\nabla)$  steht für Werte bis zum Auftreffpunkt der unteren Strahltrajektorie. Wie zu erwarten, liegen die Werte bis zur Druckspitze leicht über Gl. (4.2), während jene bis zum Auftreffpunkt der unteren Strahltrajektorie mit den eigenen Messwerten zusammenfallen. Die Übereinstimmung von Gl. (4.2) mit den Daten von Rutschmann (1988a) ist daher gegeben. Der dritte Datensatz in Abb. 4.15 (a) stammt von Chanson (1988). Da auch er die Drücke in der Luftzone variierte, wurde nur auf eine beschränkte Anzahl Versuche zurückgegriffen. Die aufgeführten Punkte stammen aus einer Messserie zur Bestimmung der Luft- und Geschwindigkeitsverteilung bei Stufenbelüftern ohne Deflektor. Koschitzky (1987) und Skripalle (1994) geben keine gemessenen Werte für die Wurfwerte L an.

Wurfweitenmessungen unterstrom von Prototyp-Belüftern sind in der Literatur rar. Drei Quellen standen für die Verifikation von Gl. (4.2) zur Verfügung:

- 1. Foz do Areia Schussrinne, Brasilien, nach Pinto et al. (1982) und Wood (1991),
- Guri Schussrinne, Venezuela, nach Marcano und Castillejo (1984). Es wurden Messungen mit F<sub>o</sub>>4 berücksichtigt, und

3. *Zmutt* (Grande Dixence) Schussrinne, Schweiz, nach Rutschmann (1988a). Es wurden stationäre Messungen mit  $\Delta p/(\rho \cdot g \cdot h_o) < 0.4$  berücksichtigt.

In Abb. 4.15 (b) werden Werte aus der Naturmessung mit Gl. (4.2) verglichen, mit einer resultierenden Korrelation von  $R^2$ =0.82. Da Gl. (4.2) einfach und explizit ist und zudem die Abschätzung des effektiven Absprungwinkels (Kapitel 2.3.5) entfällt, ist deren Genauigkeit ausreichend.



Abb. 4.15 – (a) Relative Wurfweite des Strahls  $L/h_o(\Phi_L)$ , und (b) Vergleich der absoluten Wurfweite L aus Prototypmessungen mit Gl. (4.2)

# 5 Wurfstrahl

## 5.1 Übersicht

Unterstrom eines Deflektors oder einer Stufe bildet der Schussrinnen-Abfluss einen freien Wurfstrahl. Dieser repräsentiert gemäss Kapitel 4.2 die erste Wirkungszone des Belüfters. Zunächst wird die Charakteristika des Wurfstrahls vom Absprung- bis zum Auftreffpunkt in Bezug auf die allgemeine Strahltrajektorie der oberen und unteren Flugbahn und, in einem zweiten Schritt, in Bezug auf die allgemeine Luftkonzentrations-Entwicklung untersucht. Zum besseren Verständnis der folgenden Auswertung wird jeweils einleitend anhand des Versuchs No. 95 eine dimensionsbehaftete Beschreibung des untersuchten Parameters gegeben. Dieser Versuch wurde deshalb ausgewählt, da er über einen langen Wurfstrahl mit einer ausgeprägten Luftaufnahme verfügt. Die allgemeine Auswertung ist der Fragestellung entsprechend primär im Hinblick auf den Lufttransport bei Belüftern interessant, gilt aber dank dem grossen Parameterspektrum auch allgemein für deflektor- oder stufengenerierte Wurfstrahlen bei Hochwasserentlastungsanlagen (Steiner et al., in Druck).

In Abb. 5.1 ist eine Übersicht der massgebenden Parameter gezeigt. Im vorliegenden Kapitel ist insbesondere der Verlauf der oberen und unteren Strahltrajektorie  $z_O(x)$  und  $z_U(x)$ , die Wurfstrahldicke  $h_i(x)=z_O(x)-z_U(x)$  und die Länge des Reinwasserkerns  $L_r$  von Interesse. Zusätzlich werden die Luftkonzentrationen entlang des Strahls untersucht und mit der mittleren Konzentration  $C_a$ , der minimalen Konzentration  $C_m$  und der lokalen Konzentration C(x,z) charakterisiert. Abschliessend wird ein allgemeines Luftkonzentrations-Profil für deflektorgenerierte Wurfstrahlen gegeben. Der Lufttransport im Wurfstrahl ist stellvertretend in Abb. 5.2 gezeigt, mit Reinwasser (*dunkelgrau*) in Zufluss und vorwiegend Gemischabfluss (*hellgrau*) entlang des Wurfstrahls. Der fortschreitende Strahlzerfall ist deutlich sichtbar. Alle Versuche wurden mit Atmosphärendruck  $\Delta p \approx 0$  in der Luftkammer unterhalb des Wurfstrahls durchgeführt.

## 5. Wurfstrahl



Abb. 5.2 – Wurfstrahl aus Versuch No. 122 (Tabelle 3.4) mit dem Verlauf der Strahltrajektorien und des Lufttransports in Grauwerten

## 5.2 Strahltrajektorien

#### 5.2.1 Einleitende Erläuterungen

Sowohl die obere Strahltrajektorie  $z_0$  als auch die untere Strahltrajektorie  $z_U$  sind entlang der Luftkonzentrations-Isolinie von C=0.90 definiert. Die in diesem Absatz beschriebenen Wurfstrahlen sind ausschliesslich durch einen *Deflektor* generiert, rein stufenindizierte Wurfstrahlen wurden nicht betrachtet. Die Strahltrajektorien stromab von Stufen resp. Endüberfällen wurden von Hager (1993) untersucht. Nebst der Variation der *hydraulischen* Parameter F<sub>o</sub> und  $h_o$  ist auch der Einfluss der *geometrischen* Parameter  $\alpha$ , t und  $\varphi$  untersucht worden. Dabei gilt für die Parametervariationen folgendes Spektrum:  $3.0 \le F_o \le 10.4$ ,  $0.6 \le h_o/t \le 9.9$ ,  $5.7^{\circ} \le \alpha \le 33.3^{\circ}$  und  $0^{\circ} \le \varphi \le 50^{\circ}$ . Die Stufenhöhe *s* hat keinen Einfluss auf den Verlauf der Strahltrajektorie, beeinflusst jedoch die Wurfstrahllänge *L*. Zusätzlich zum eigenen Datensatz wurden in der folgenden Auswertung auch die Werte von Steiner (2007) berücksichtigt. Nebst dem Verlauf der Strahltrajektorie sind die Punkte der maximalen Sprunghöhe der oberen ( $x_{OM}, z_{OM}$ ) und der unteren ( $x_{UM}, z_{UM}$ ) Flugbahn von Interesse, mit  $z_{OM}$  und  $z_{UM}$  senkrecht zum Schussrinnenboden gemessen. In Abb. 5.3 sind diese exemplarisch für den Versuch No. 95 gegeben, zusammen mit dem Verlauf des Wurfstrahls  $z_O(x)$  und  $z_U(x)$ . Wie erwartet, folgen beide Trajektorien einer Parabel. Der Startpunkt der oberen Trajektorie liegt ungefähr bei  $z\approx s+t+h_o=0.180$  m, und die untere beginnt bei z=s+t=0.113 m. Die Wurfweite des Strahls ist L=1.850 m, da die untere Strahltrajektorie dort die Sohle erreicht. Der Koordinaten-Ursprung x=z=0 liegt bei der Absprungkante auf der Rinnensohle (Abb. 5.1). Weiter ist in Abb. 5.3 die Dicke  $h_j(x)$  des Wurfstrahls, senkrecht zur Schussrinnen-Sohle gemessen, dargestellt. Es ist ersichtlich, dass diese mit der Wurfweite x zunimmt von  $h_j\approx h_o=0.067$  m bei x=0bis zu  $h_j=0.136$  m bei x=L. Die Wurfstrahldicke  $h_j(x)=z_O(x)-z_U(x)$  ergibt sich durch die Subtraktion der unteren von der oberen Strahltrajektorie.



Abb. 5.3 – Typischer Verlauf der oberen  $z_O(x)$  und der unteren  $z_U(x)$  Strahltrajektorie sowie der Wurfstrahldicke  $h_j(x)$ ; Orte der maximalen Sprunghöhen  $(x_{OM}, z_{OM})$  und  $(x_{UM}, z_{UM})$ , Versuch No. 95 (Tabelle 3.3)

#### 5.2.2 Allgemeiner Verlauf der oberen Strahltrajektorie

Der Startpunkt der oberen Wurfstrahl-Trajektorie bei x=0 ist bei einer fiktiven Wasserspiegellage  $z_0=h_0+t+s$  definiert. Anschliessend wird der weitere Verlauf der Trajektorie mit der maximalen relativen Sprunghöhe  $z_{OM}$  normiert zu

$$Z_{O} = \frac{z_{O} - h_{o} - t - s}{z_{OM} - h_{o} - t - s}$$
(5.1)

Beim Absprungpunkt (*x*=0) befindet sich demnach die obere Strahltrajektorie bei  $Z_O=0$ , und die maximale relative Sprunghöhe  $z_{OM}$  entspricht  $Z_O=1$ . Der im Modell effektiv gemessene Wasserspiegel bei *x*=0 liegt nicht exakt auf der angenommenen Kote, sondern leicht darüber. Die Abflusstiefe  $h_{(x=0)}$  bei der Absprungkante ist demnach  $h_{(x=0)} \ge h_o$ . Ursachen dafür sind einerseits die gekrümmten Stromlinien bei der Umlenkung des Abflusses durch den Deflektor-Winkel  $\alpha$ , und andererseits das Anheben des Abflusses um die Deflektor-Höhe *t*. Dieses Anheben verringert die Fliessgeschwindigkeiten nach *Bernoulli* um  $\Delta v = (2 \cdot g \cdot t \cos \varphi)^{0.5}$  relativ zur Rinnensohle, was entsprechend der Kontinuitäts-Gleichung einer Zunahme der Fliesstiefe entspricht. Die minimale Abflusstiefe  $h_m$  bei *x*=0 wird nach Hager (1993) beim Endüberfall ohne Deflektor erreicht mit  $h_m/h_o = F_o^2/(0.4 + F_o^2) < 1$ . Diese kann von der im Modell gemessenen relativen Abflusstiefe subtrahiert werden zu  $H_d = (h_{(x=0)} - h_m)/h_o$ . Die entsprechenden Daten von Steiner (2007) für  $\varphi=0$  sind in Abb. 5.4 als Funktion von  $\Phi_{Hd} = \tan\alpha \cdot (t/h_o)^{0.5}$  dargestellt. Es folgt mit  $R^2=0.88$  die Funktion

$$H_d = 0.31 \cdot \tan \alpha \cdot \sqrt{\frac{t}{h_o}} \quad \text{für } 0 < H_d < 0.25$$
(5.2)



Abb. 5.4 – Normierter Verlauf der relativen Abflusstiefe in Absprungquerschnitt  $H_d(\Phi_H)$ , Daten von Steiner (2007)

Die eher schwache Korrelation der Funktion wird damit begründet, dass die Wasserspiegel bei x=0 stark ansteigen und ein geringer Messfehler  $\Delta x$  sich stark auf  $h_{(x=0)}$  auswirkt. Für die vorliegende Fragestellung ist jedoch der Verlauf der Trajektorie entlang x>0 von Interesse, weshalb diese minimale Abweichung der effektiven Abflusstiefe  $h_{(x=0)}$  bei der Absprungkante von  $h_o$  in Kauf genommen wird. Die Längskoordinate *x* des Wurfstrahls kann mit dem Ort der maximalen Sprunghöhe  $x_{OM}$  normiert werden, das heisst mit  $x_{OM}=x(z_{OM})$  (Abb. 5.3). Es folgt der allgemeine Verlauf der oberen Strahltrajektorie zu

$$Z_{O} = 2 \cdot \left(\frac{x}{x_{OM}}\right) - \left(\frac{x}{x_{OM}}\right)^{2} \quad \text{für } 0 < x/x_{OM} < 12$$
(5.3)

Die knapp 1'000 Messpunkte und Gl. (5.3) korrelieren mit  $R^2$ =0.99. Abb. 5.5 (a) zeigt alle ausgewerteten Punkte, d.h. die eigenen und jene von Steiner (2007) mit  $0 < x/x_{OM} < 12$ , während Abb. 5.5 (b) nur die eigenen Messwerte mit einer kleineren maximalen Wurfweite vom  $0 < x/x_{OM} < 3.5$  enthält. Abb. 5.5 (b) entspricht dem *grau* markierten Bereich von Abb. 5.5 (a).



Abb. 5.5 – Normierter Verlauf der oberen Strahltrajektorie  $Z_o(x/x_{OM})$  für (a) eigene Daten und jene von Steiner (2007) mit *grau* als Bereich  $0 \le x/x_{OM} \le 4$  aus (b), und (b) nur für die eigenen Messungen

Zur Berechnung der oberen Trajektorie des Wurfstrahls nach Gl. (5.3) wird die Bestimmung des Ortes der maximalen Sprunghöhe ( $x_{OM}, z_{OM}$ ) vorausgesetzt. Die maximale Sprunghöhe  $z_{OM}$  des Wurfstrahls wird ab dem Wasserspiegel im Zulaufbereich  $z=h_o+s$  gemessen und mit der Zuflusstiefe  $h_o$  normiert. Die relative maximale Sprunghöhe ist definiert als

$$Z_{OM} = \frac{z_{OM} - h_o - s}{h_o}$$
(5.4)

Der Wert von  $Z_{OM}$  wird als Vielfaches der Zuflusstiefe  $h_o$  angegeben, gemessen ab dem Zufluss-Wasserspiegel. Ist etwa  $Z_{OM}=1$ , so springt der Wurfstrahl um  $h_o$  über den Wasserspiegel im Zuflussbereich. Die relative Sprunghöhe  $Z_{OM}$  ist eine Funktion der Zuflusscharakteristika und der Deflektor-Geometrie. Die gemessenen Werte von  $Z_{OM}$  sind in Abb. 5.6 (a) als Funktion von  $\Phi_{ZOM}=F_o^{1.5}\cdot\tan\alpha\cdot(t/h_o)^{0.7}\cdot(1+\sin\varphi)^{0.3}$  dargestellt. Es folgt mit  $R^2=0.98$  für die eigenen Daten und jene von Steiner (2007)

$$Z_{OM} = 0.60 \cdot F_o^{1.5} \cdot \tan \alpha \cdot \left(\frac{t}{h_o}\right)^{0.7} \cdot (1 + \sin \varphi)^{0.3} \quad \text{für } 0 < Z_{OM} < 10$$
(5.5)

In Analogie zur allgemeinen Wurfparabel sind nach Gl. (5.5) zwei Parameter bezüglich der Sprunghöhe dominant: (1) die Absprunggeschwindigkeit  $v_o$ , indirekt in  $F_o = v_o/(g \cdot h_o)^{0.5}$  enthalten und (2) der Deflektor-Winkel  $\alpha$ . Die Deflektor-Höhe *t* und der Sohlwinkel  $\varphi$  dagegen spielen eine untergeordnete Rolle. Heller et al. (2005) geben die maximale relative Sprunghöhe als Funktion von  $F_o^2$  und  $\sin^2(2\overline{\alpha})$ , mit  $\overline{\alpha}$  als effektiven Absprungwinkel des Wurfstrahls. Ein Einfluss des Sohlwinkels  $\varphi$  fehlt, da deren Resultate sich ausschliesslich auf eine horizontale Rinne beziehen. Abgesehen von der Bestimmung der Wurfparabel dient Gl. (5.5) auch zur Festlegung der Seitenwand-Höhe im Bereich eines Belüfters.

Die maximale Sprunghöhe  $z_{OM}$  wird am Ort  $x_{OM}$  gemessen. Diese Distanz wird mit der Zuflusstiefe  $h_o$  normiert. Die im Modell gemessenen Werte von  $X_{OM}=x_{OM}/h_o$  sind in Abb. 5.6 (b) als Funktion von  $\Phi_{XOM}=F_o^2 \cdot \tan \alpha \cdot (1+\sin \varphi)$  dargestellt. Es folgt mit  $R^2=0.93$  für die eigenen Daten und jene von Steiner (2007)

$$X_{OM} = \frac{x_{OM}}{h_o} = 0.82 \cdot F_o^2 \cdot \tan \alpha \cdot (1 + \sin \varphi) \quad \text{für } 0 < x_{OM}/h_o < 30$$
(5.6)

Auch für den Ort  $x_{OM}$  ist die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> der dominierende Parameter. Daneben haben der Deflektor-Winkel  $\alpha$  und der Sohlwinkel  $\varphi$  einen kleinen Effekt auf die Distanz bis zum Sprunghöhen-Maximum. Die Deflektor-Höhe dagegen hat keinen Einfluss auf die relative Wurfweite der oberen Trajektorie. Auch Heller et al. (2005) normieren ihre *x*-Achse mit  $h_o$  und F<sub>o</sub><sup>2</sup>, zuzüglich einer Funktion für den effektiven Absprungwinkel  $\overline{\alpha}$  des Wurfstrahls.



Abb. 5.6 – Obere Strahltrajektorie: (a) Maximale relative Sprunghöhe  $Z_{OM}(\Phi_{ZOM})$  und (b) Ort des Maximums  $x_{OM}/h_o(\Phi_{XOM})$ 

Mit Hilfe der Gln. (5.5) und (5.6) kann die obere Strahltrajektorie nach Gl. (5.3) gerechnet werden. Im Gegensatz zum klassischen Vorgehen (Rutschmann und Hager, 1990; Heller et al., 2005; Steiner, 2007) zur Berechung der Wurfstrahl-Trajektorie hat der vorliegende Ansatz den Vorteil, dass kein effektiver Absprungwinkel  $\overline{\alpha}$  abgeschätzt werden muss. Zudem werden die Koordinaten der Maxima explizit durch die Gln. (5.5) und (5.6) präsentiert.

#### 5.2.3 Allgemeiner Verlauf der unteren Strahltrajektorie

Der Verlauf der unteren Strahltrajektorie ist analog zur oberen ausgewertet worden. Der Startpunkt der unteren Trajektorie liegt bei der Absprungkante des Deflektors auf der Kote  $z_U=t+s$  (Abb. 5.3). Der weitere Verlauf der Wurfbahn ist für die z-Achse mit der maximalen Sprunghöhe  $z_{UM}$  normiert zu

$$Z_{U} = \frac{z_{U} - t - s}{z_{UM} - t - s}$$
(5.7)

Der Absprungpunkt  $x/x_{UM}=0$  liegt bei  $Z_U=0$ , während der Ort der maximalen Sprunghöhe  $x/x_{UM}=1$  bei  $Z_U=1$  ist. Die Daten für die allgemeine untere Trajektorie sind in Abb. 5.7 dargestellt und folgen der gleichen Funktion wie Gl. (5.3). Es gilt mit  $R^2=0.99$  für die eigenen Werte und die Daten von Steiner (2007)

$$Z_{U} = 2 \cdot \left(\frac{x}{x_{UM}}\right) - \left(\frac{x}{x_{UM}}\right)^{2} \quad \text{für } 0 < x/x_{OM} < 8$$

$$(5.8)$$

$$u_{U} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x}{x_{UM}}\right) - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x}{x_{UM}}\right)^{2} + \frac{1$$

Abb. 5.7 – Normierter Verlauf der unteren Strahltrajektorie  $Z_U(x/x_{UM})$ , eigene Daten und jene von Steiner (2007)

Die Bestimmung der maximalen Sprunghöhe der unteren Strahltrajektorie und deren Lage ( $x_{UM}, z_{UM}$ ) erfolgt analog zur oberen Strahltrajektorie. Allerdings wird bei der unteren als Referenzkote anstelle des Wasserspiegels die Schussrinnen-Sohle z=s im Zulauf verwendet. Im Anschluss wird die absolute, maximale Sprunghöhe  $z_{UM}$  mit der Zuflusstiefe  $h_o$  zur relativen maximalen Sprunghöhe normiert

$$Z_{UM} = \frac{z_{UM} - s}{h_o}$$
(5.9)

Die relative maximale Sprunghöhe wird als Vielfaches von  $h_o$  angegeben, mit  $Z_{UM}=0$  beim Absprungpunkt und  $Z_{UM}=1$  im Maximum. Die gemessenen Werte von  $Z_{UM}$  sind in Abb. 5.8 (a) als Funktion von  $\Phi_{ZUM}=F_o\cdot\tan\alpha\cdot(t/h_o)^{0.7}\cdot(1+\sin\varphi)^{0.3}$  dargestellt. Es folgt mit  $R^2=0.98$  für die eigenen Daten und jene von Steiner (2007)

$$Z_{UM} = 1.20 \cdot F_o \cdot \tan \alpha \cdot \left(\frac{t}{h_o}\right)^{0.7} \cdot \left(1 + \sin \varphi\right)^{0.3} \quad \text{für } 0 < Z_{OM} < 7$$
(5.10)

Nach den Gln. (5.5) und (5.10) folgt für das Verhältnis  $Z_{OM}/Z_{UM}=0.5$ · $F_o^{0.5}$ . Für  $F_o>4$  liegt demnach das relative Maximum der oberen Trajektorie immer oberhalb jenes der unteren Trajektorie, was einer Auffächerung des Strahls entspricht. Dabei sind die geometrischen Parameter  $\alpha$ , t und  $\varphi$  für die *relative* Auffächerung des Strahls irrelevant. Für Belüfter ist eine Auffächerung des Strahls wichtig, da diese mit der Zersetzung des Wurfstrahls und dadurch mit dem Lufteintrag zusammenhängt (Abb. 5.2). Ab ungefähr  $F_o\geq4$  wird diese Auffächerung, senkrecht zur Schussrinnen-Sohle gemessen, beobachtet. Dieser Wert wird als unterer Betriebspunkt eines Belüfters angesehen und stimmt mit den in Kapitel 2.3.3 beschriebenen Grössen aus der Literatur überein.

Die Messwerte betreffend der relativen Wurfweite  $x_{UM}/h_o$  sind in Abb. 5.8 (b) als Funktion von  $\Phi_{XUM} = F_o^2 \cdot \tan \alpha \cdot (1 + \sin \varphi)^{0.5}$  dargestellt. Es folgt mit  $R^2 = 0.93$  für die eigenen Daten und jene von Steiner (2007)

$$X_{UM} = \frac{x_{UM}}{h_o} = 0.66 \cdot F_o^2 \cdot \tan \alpha \cdot (1 + \sin \varphi)^{0.5} \quad \text{für } 0 < x_{OM}/h_o < 18$$
(5.11)



Abb. 5.8 – Untere Strahltrajektorie: (a) Maximale relative Sprunghöhe  $Z_{UM}(\Phi_{ZUM})$  und (b) Ort des Maximums  $x_{UM}/h_o(\Phi_{XUM})$ 

Werden die beiden entsprechenden Gln. (5.11) und (5.6) dividiert, findet man für  $x_{OM}/x_{UM}=(5/4)\cdot(1+\sin\varphi)^{0.5}$ . Ist  $\varphi\approx0^{\circ}$  wird  $x_{OM}/x_{UM}=1.25$ , somit ist der Ort des Sprunghöhen-Maximums der oberen Strahltrajektorie unterstrom des maximalen Wertes der unteren Trajektorie bei  $x_{OM}=1.25\cdot x_{UM}$ . Mit zunehmendem Sohlwinkel wird  $x_{OM}/x_{UM}>1.25$ . Für  $\varphi=0^{\circ}$  und  $\varphi=50^{\circ}$  steigt das Verhältnis von  $x_{OM}/x_{UM}$  von 1.25 auf 1.66 an. Die beiden Orte der maximalen

Sprunghöhen liegen dann bei  $\varphi$ =50° um den Faktor 1.66/1.25=1.33 weiter auseinander als bei  $\varphi$ =0°. Steile Sohlwinkel  $\varphi$  begünstigen also ein Auffächern des Wurfstrahls.

Die Korrelation der eigenen Daten mit den Gln. (5.10) und (5.11) ist geringer als unter Berücksichtigung der Daten von Steiner, insbesondere für  $Z_{UM}$ . Der Grund für die Abweichung ist die Messapparatur. Die fiberoptische Sonde durchdringt den Wurfstrahl bei Messungen an der Strahlunterseite, was zu einem geringen Wasserfluss entlang der Sondenrückseite führt. Dieses Wasser kann den Messwert beeinflussen und eine zu tiefe untere Strahltrajektorie vortäuschen. Die Wurfweite *L* des Strahls (Kapitel 4.4) sollte daher mit Gl. (4.2) ermittelt werden.

## 5.2.4 Auftreffwinkel der unteren Strahltrajektorie auf der Sohle

Der Auftreffwinkel  $\gamma$  der unteren Strahltrajektorie auf der Schussrinnensohle kann mit den Gleichungen aus Kapitel 5.2.3 berechnet werden. Der Verlauf der unteren Strahlbegrenzung folgt der Wurfparabel  $Z_U=2\cdot(x/x_{UM})-(x/x_{UM})^2$ . Die Steigung der Funktion am Ort  $x/x_{UM}$ ergibt sich aus der ersten Ableitung und beträgt  $2-2(x/x_{UM})$ . Beim Auftreffpunkt entspricht die Laufkoordinate x dem Wert x=L, mit L aus Gl. (4.2). Die Auftreffneigung des Strahls auf der Sohle, in den normierten Koordinaten  $x/x_{UM}$  und  $Z_U$  ausgedrückt, beträgt somit  $2-2(L/x_{UM})$ . In die effektiven Koordinaten in [m] umgerechnet folgt ein Auftreffwinkel  $\gamma$  von tan $\gamma=[2-2\cdot(L/x_{UM})]\cdot[(z_{UM}-s-t)/x_{UM}]$ . In Abb. 5.9 (a) sind die mit der Strahltrajektorie hergeleiteten Werte des Auftreffwinkels mit den beobachteten Modellwerten verglichen. Im Bild sind nur Daten für Belüfter mit Deflektoren enthalten. Wie zu sehen ist, stimmen die gemessenen und gerechneten Werte von  $\gamma$  ungefähr überein. Einzig kleine gemessene Werte von  $\gamma<7^{\circ}$  liegen leicht unterhalb der gerechneten. Meist befindet sich der stromabwärts gelegene Messquerschnitte nicht exakt im Auftreffquerschnitt, sondern geringfügig unterstrom davon, was zu einer geringfügigen Unterschätzung von  $\gamma$  führt. Dieser Messfehler wirkt sich bei spitzen Auftreffwinkeln stärker aus als bei flachen.

Zusätzlich zur obigen, theoretischen Herleitung sind die Auftreffwinkel des Wurfstrahls auf der Sohle direkt als Funktion der Einflussparameter formuliert worden, unter Berücksichtigung aller Versuche der Hauptmessserie. Die folgende Beziehung für  $\gamma$  gilt daher für sämtliche Belüfterkonfigurationen: Stufen, Deflektoren und Kombinationen von beiden Elementen. Es folgt mit  $R^2$ =0.90

$$\gamma[^{\circ}] = 7.8 \cdot \sqrt{\frac{s+t}{h_o}} \cdot (1 + \tan \alpha)^3 \cdot (1 + \sin \varphi)^{-1} \quad \text{für } 0^{\circ} < \gamma < 20^{\circ}$$
(5.12)

Die geometrischen Parameter beeinflussen den Auftreffwinkel. Der Deflektor-Winkel  $\alpha$  stellt die zentrale Grösse dar und geht mit der dritten Potenz in die Funktion ein. Ein steiler Absprungwinkel des Wurfstrahls resultiert entsprechend der Symmetrieeigenschaft der Parabel in einem steilen Auftreffwinkel auf der Schussrinne. Zudem erzeugt eine grosse relative Absturz-Höhe  $(s+t)/h_o$  einen längeren Strahl, wodurch der Auftreffwinkel ebenfalls zunimmt. Der Auftreffwinkel  $\gamma$  verläuft zudem umgekehrt proportional zum Sohlwinkel  $\varphi$ . Steile Rinnen weisen kleinere Auftreffwinkel auf als flache, da die Gravitationskraft in einem spitzen Winkel zur Sohle steht. Die Messwerte von  $\gamma$  aus allen Versuchen sind in Abb. 5.9 (b) als Funktion von  $\Phi_{\gamma} = [(s+t)/h_o]^{0.5} \cdot (1+\tan \alpha)^3 \cdot (1+\sin \varphi)^{-1}$  dargestellt und mit Gl. (5.12) verglichen.



Abb. 5.9 – Auftreffwinkel  $\gamma$ : (a) Vergleich der theoretisch hergeleiteten Werte mit den Messdaten für Auftreffwinkel unterstrom von *Deflektoren*, und (b) als Funktion von  $\Phi\gamma$  aller Versuche

## 5.3 Luftkonzentrations-Verteilung

#### 5.3.1 Einleitende Erläuterungen

In Abb. 5.10 sind die Luftkonzentrations-Isolinien des Versuchs No. 95 gezeigt (Tabelle 3.3), generiert mit den Rohmessdaten. Die Luftkonzentrationsverteilung im Wurfstrahl ist mit Grauwerten dargestellt: *schwarz* entspricht Reinwasser mit C=0, *grau* zeigt Gemischabfluss mit Luftkonzentration zwischen 0 < C < 0.90, und *weiss* entspricht Konzentrationen mit einem

grossen Luftanteil von *C*>0.90. Die Linien in Abb. 5.10 geben den Verlauf der exakten Konzentrationen entsprechend der Bildlegende wieder (z.B. *C*=0.70 oder *C*=0.80), während die Grauwerte dazwischen das jeweils eingeschlossene Spektrum zeigen (z.B. 0.70 < C < 0.80). Da insbesondere geringe Konzentrationen unter *C*<0.05 interessant sind, ist dieser Bereich mit einer feineren Auflösung dargestellt als Zonen mit grösseren Konzentrationen. Der unregelmässige, getreppte Verlauf der Konzentrations-Isolinen im Bereich von ungefähr  $0 < x/L_r < 0.4$ entspricht nicht der Wirklichkeit und ist auch nicht die Folge eines Messfehlers, sondern resultiert aus einer ungünstigen Interpolation der bildgenerierenden Software.



Abb. 5.10 - Luftkonzentrations-Isolinien des Versuchs No. 95 mit Nomenklatur

Beim Absprungpunkt des Wurfstrahls ist der Abfluss schwarz eingefärbt und führt entsprechend keine Luft, d.h. C=0. Entlang des Wurfstrahls jedoch verkleinert sich die unbelüftete Zone im Strahlinnern fortlaufend. Kurz vor dem Auftreffpunkt des Wurfstrahls auf der Rinnensohle herrschen graue Bereiche mit Luftkonzentrationen von C>0.20 vor. Entsprechend nimmt der Strahl entlang der Flugphase kontinuierlich Luft auf. Diese Luftaufnahme findet hauptsächlich entlang den Oberflächen des Wurfstrahls statt. Besonders ausgeprägt ist die Luftaufnahme, resp. der Zerfall der Oberfläche, entlang der *unteren* Strahltrajektorie. Die untere Strahl-Berandung wird zunehmend weiss, während im Strahlinnern lange ein kaum belüfteter Kern vorhanden ist. Der dunkle Bereich mit der minimal gemessenen Luftkonzentration  $C_m$  in jedem Querschnitt ist oberhalb der mittigen Achse lokalisiert (Abb. 5.11).

Dank der detaillierten Auflösung lässt sich die Länge  $L_r$  des Reinwasserkerns bestimmen. Der Reinwasserkern erstreckt sich vom Absprungquerschnitt bei x=0 bis zum Punkt, an welchem die im Strahl minimal gemessene Luftkonzentration  $C_m=0.01$  erreicht. Weiter sind die obere und untere Strahltrajektorie  $z_0$  und  $z_U$  gekennzeichnet. Beide Trajektorien lassen sich nach Kapitel 5.2 berechnen.

Üblicherweise wird die Luftverteilung im Abfluss als Konzentrations-Profil der einzelnen Querschnitte mit C(x,f(z)) dargestellt. In Abb. 5.11 (a) sind die Konzentrations-Profile des Wurfstrahls für den Versuch No. 95 gegeben. Die Lage der Profile ist mit der Länge des Reinwasserkerns normiert zu  $x/L_r$ . Entsprechend liegen Profile mit  $x/L_r \le 1$  entlang des Reinwasserkerns, während sich ein Profil mit  $x/L_r > 1$  unterstrom davon befindet. Die *z*-Achse der Konzentrations-Profile ist mit der oberen und unteren Strahltrajektorie normiert zu

$$Z_{j} = \frac{z - z_{U}}{z_{O} - z_{U}} = \frac{z - z_{U}}{h_{j}}$$
(5.13)

Die untere Berandung des Wurfstrahls  $z_U$  liegt entsprechend bei  $Z_j=0$ , während die obere Berandung  $z_0$  bei  $Z_j=1$  ist. Der Wert  $1 \cdot Z_j$  ist gleich der normierten Dicke des Wurfstrahls  $h_j$ . Die Abszisse von Abb. 5.11 (a) gibt die effektiv gemessenen Luftkonzentrationen C an. Die Strahloberfläche ist bei C=0.90 definiert, weshalb keine grösseren Werte im Diagramm dargestellt sind. Es ist ersichtlich, dass die ersten vier Profile entlang  $x/L_r<1$  minimale Konzentrationen von  $C_m=0$  aufweisen, während bei den folgenden Profilen bei  $x/L_r>1$  das Minimum  $C_m>0$  ist. Die Dicke des Reinwasserkerns nimmt ab von  $0.88 \cdot Z_j$  bei  $x/L_r=0.015$  bis zu  $0.09 \cdot Z_j$ bei  $x/L_r=0.820$ . Unterstrom des Kerns steigen die Werte der minimalen Konzentrationen rapide an und erreichen einen Wert von  $C_m>0.20$ . Wie zu sehen ist, liegt der Ort  $Z_m$  der Minima auf der Ordinate nicht im Zentrum des Wurfstrahls, sondern bei ungefähr  $0.70 \cdot Z_j$ .

Wird im Konzentrations-Profil die Abszisse mit der minimalen Luftkonzentration  $C_m$ und dem Wert C=0.90 der Wasseroberfläche normiert, folgt für die relative Konzentration

$$C_{j} = \frac{C(z) - C_{m}}{0.90 - C_{m}}$$
(5.14)

Die Luftkonzentrations-Profile werden entsprechend zwischen der minimalen Luftkonzentration und dem Wasserspiegel gestreckt. Ein Punkt mit  $C_j=0$  liegt entweder im Reinwasserkern oder entspricht  $C_m$ , während  $C_j=1$  an der Strahloberfläche bei C=0.90 auftritt. Aus Abb. 5.11 (b) ist ersichtlich, dass nun alle Profile im vollständig belüfteten Bereich längs  $x/L_r>1$  auf eine *einzige* allgemeine Kurve fallen, zumindest unterhalb von  $Z_m$ .



Abb. 5.11 – Luftkonzentrations-Profile des Versuchs No. 95, (a) effektiv als Funktion  $C(Z_j)$ , und (b) normiert zu  $C_j(Z_j)$ 

Aus den Messserien kann für jedes Profil die minimale Luftkonzentration  $C_m$  herausgelesen und als Funktion der relativen Reinwasserkern-Länge dargestellt werden (Abb. 5.12). Entsprechend der verwendeten Definition ist  $L_r=x(C_m=0.01)$ . Im Bereich von  $x/L_r>1$  steigen die Werte von  $C_m$  rapide an, was auf eine vollständige Zersetzung des Wurfstrahls hindeutet. Es existiert demnach keine zusammenhängende Wassersäule mehr, sondern der Strahl setzt sich aus einzelnen, losen Wasserpaketen zusammen. Zwischen diesen Paketen wird Luft transportiert. Mit zunehmender Flugzeit werden diese Pakete weiter zersetzt, wodurch die Luftzone dazwischen anwächst. Zusätzlich lassen sich mit Gl. (2.13) die mittleren Luftkonzentrationen  $C_a$  integrieren. Die Werte von  $C_a$  nehmen nahe dem Absprung stark zu, während sich die Kurve unterstrom von  $x/L_r>1$  deutlich abflacht. Die massgebende Luftaufnahme des Wurfstrahls findet daher im Bereich des sich zersetzenden Reinwasserkerns statt. Sobald der Strahl jedoch vollständig belüftet ist, d.h. wenn kein Reinwasserkern mehr existiert, ist die Aufnahme von zusätzlicher Luft eingeschränkt. Es sind dann keine unbelüfteten Zonen mehr vorhanden, sondern es wird Luft in bereits zersetzte Bereiche eingetragen.

Wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, mittelt die eingesetzte *RBI*-Messsonde lokale Konzentrationen während 20 s und unterscheidet *nicht* explizit zwischen eingeschlossener und eingetragener Luft. Die angegebenen Konzentrationen entsprechen somit der *insgesamt* transportierten Luft. Es wird jedoch angenommen, dass im Wurfstrahl fast ausschliesslich eingeschlossene Luft bewegt wird (Kapitel 2.2.4).



Abb. 5.12 – Verlauf der mittleren  $C_a(x/L_r)$  und minimalen  $C_m(x/L_r)$  Luftkonzentration (Versuch No. 95)

Der folgenden Analyse der Luftverteilung im Wurfstrahl liegen nur die eigenen Messungen zu Grunde. Die Werte von Steiner (2007) werden nicht berücksichtigt, da dort keine Konzentrationen gemessen wurden. Entsprechend ist das Parameter-Spektrum kleiner als jenes im Kapitel 5.2 und beträgt  $5.7 \le F_o \le 10.4$ ,  $2.4 \le h_o/t \le 9.9$ ,  $0.0^\circ \le \alpha \le 11.3^\circ$  und  $12^\circ \le \varphi \le 50^\circ$ . Im Gegensatz zu den Strahltrajektorien gilt die folgende Auswertung auch für rein stufeninduzierte Wurfstrahlen mit  $\alpha=0$  und t=0, mit Ausnahme des allgemeinen Luftkonzentrations-Profils.

#### 5.3.2 Länge des Reinwasserkerns

Als Reinwasserkern wird der Bereich im Wurfstrahl definiert, in welchem die minimal gemessenen Luftkonzentrationen  $C_m \le 0.01$  sind. Die Länge  $L_r$  des Reinwasserkerns ist entsprechend die Distanz zwischen x=0 und  $x(C_m=0.01)$  (Abb. 5.10). Zur Beschreibung der Luftaufnahme im Wurfstrahl hat sich die Länge des Reinwasserkerns  $L_r$  als zentrale Grösse herausgestellt. In der Literatur (Kapitel 2.3.4) wird diese Länge üblicherweise mit der Zufluss-Tiefe  $h_o$  normiert zu  $L_r/h_o$ . Die beiden zentralen Kennzahlen, welche den Zerfallsprozess eines Wurfstrahls beeinflussen, sind dessen Reynolds- und Weberzahl. Allerdings sind diese Kennzahlen bei der Ähnlichkeit nach Froude nicht übertragbar. Daher muss nach einer alternativen Abhängigkeit gesucht werden. Mit  $R^2=0.77$  gilt

$$\frac{L_r}{h_o} = 74 \cdot F_o^{-1} \cdot (1 + \tan \alpha)^{-0.5} \cdot (1 + \sin \varphi) \quad \text{für } 8 < L_r/h_o < 20$$
(5.15)

Die Länge des Reinwasserkerns nimmt mit der Zuflusstiefe  $h_o$  zu. Dies folgt aus der Vorstellung, dass der Reinwasserkern entlang eines inneren Öffnungswinkels reduziert wird (Kapitel 2.2.4, Abb. 5.2). Weiter nimmt  $L_r$  mit zunehmender Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> entsprechend der ansteigenden Strahlturbulenz ab, da F<sub>o</sub> auch von der Zufluss-Geschwindigkeit  $v_o$  abhängt. Diese ist nach Kapitel 2.3.4 massgeblich für den Zerfallsgrad des Wurfstrahls verantwortlich. Weiter bewirken steile Detektor-Winkel  $\alpha$  einen kürzeren Reinwasserkern. Dies entspricht der Beobachtung von Ervine et al. (1995), wonach steile Deflektoren eine grössere Turbulenz im nachfolgenden Wurfstrahl erzeugen, welche wiederum den Zerfall fördert. Wie in Abb. 5.11 ersichtlich ist, tritt entlang der unteren Strahltrajektorie ein intensiverer Zerfall auf als an der Oberseite. Der Einfluss der plötzlichen Änderung der Druckgradienten und der sohlnahen turbulenten Grenzschicht übertrifft offenbar die deflektor-generierte Turbulenz an der Strahloberfläche. Als letztes schliesslich ist der Einfluss des Sohlwinkels  $\varphi$  aufgezeigt. Steile Schussrinnen weisen längere Reinwasserkerne auf als flache.

Die relativ schwache Korrelation der Gl. (5.15) resultiert teilweise aus der Herleitung der Reinwasserkern-Länge. Dabei wird  $L_r$  linear zwischen zwei benachbarten Profilen mit  $C_m < 0.01$  und  $C_m > 0.01$  interpoliert. Bei einem Abstand von  $\Delta x=0.200$  m zwischen den nebeneinander liegenden Profilen resultiert eine geschätzte Ungenauigkeit für  $L_r$  in der Grössenordnung einigen [cm] resp. von  $\pm 0.5 \cdot h_o$ . In Abb. 5.13 (a) sind die Messwerte von  $L_r/h_o$  als Funktion von  $\Phi_{Lr} = F_o^{-1} \cdot (1 + \tan \alpha)^{-0.5} \cdot (1 + \sin \varphi)$  dargestellt. Zusätzlich werden, wegen der geringen Korrelation, auch die Grenzen von  $\pm 15$ % gegeben. Mit wenigen Ausnahmen liegen alle Punkte innerhalb dieser Grenzen.

In der weiteren Auswertung werden die charakteristischen Grössen des Lufttransports längs des Wurfstrahls als Funktion der relativen Reinwasserkern-Länge angegeben

$$X_r = \frac{x}{L_r} \tag{5.16}$$

Die relative Dicke des Wurfstrahls  $h_j/h_o=(z_O-z_U)/h_o$  kann nicht nur exakt aus dem Verlauf der Strahltrajektorie bestimmt, sondern ungefähr als Funktion von  $X_r$  abgeschätzt werden. Die relative Wurfstrahldicke  $h_j/h_o$  nimmt mit  $X_r$  kontinuierlich zu. Wie auch Schmocker et al. (in Druck) festgestellt haben, ist der Startwert der relativen Strahldicke  $h_j/h_o>1$  bei  $X_r=0$ , und nicht genau  $h_j/h_o=1$ . Wird eine lineare Funktion in die Daten gelegt, so folgt mit  $R^2=0.88$  die Beziehung

$$\frac{h_j}{h_o} = 1.05 + 0.40 \cdot X_r \qquad \text{für } 0 \le X_r \le 4$$
(5.17)

In Abb. 5.13 (b) ist der Verlauf von Gl. (5.17) mit den Messwerten verglichen.



Abb. 5.13 – (a) Relative Länge des Reinwasserkerns  $L_r/h_o(\Phi_{Lr})$ , und (b) Zusammenhang zwischen der relativen Wurfstrahldicke und der relativen Reinwasserkern-Länge als  $h_i/h_o(X_r)$ 

#### 5.3.3 Minimale und mittlere Luftkonzentrationen

Als minimale Luftkonzentration  $C_m$  wird die in jedem Profil gemessene kleinste Konzentration bezeichnet. Der entsprechende minimale Wert wird an der Stelle  $Z_m$  gemessen. Entlang des Reinwasserkerns ist  $C_m < 0.01$ , unterstrom davon steigen die Werte stark an. Wird  $C_m$ über die relative Reinwasserkern-Länge aufgetragen, so folgt mit  $R^2=0.95$ 

$$C_m = 0.11 \cdot (X_r - 1)^{1.5} + 0.01 \quad \text{für } 1 \le X_r \le 4$$
(5.18)

Die Gl. (5.18) gilt nur entlang  $x \ge L_r$  respektive  $X_r \ge 1$ . Im Reinwasserkern ist  $C_m < 0.01$ . Bei  $X_r = 1$  ist  $C_m = 0.01$ , entsprechend der Definition der Länge des Reinwasserkerns. In Abb. 5.14 (a) sind knapp 700 Werte von  $C_m$  als Funktion von  $X_r$  gezeigt, einige davon liegen im Bereich des Reinwasserkerns  $X_r < 1$ . Da die *RBI*-Sonde Konzentrationen von C < 0.01 misst, sind bereits diese kleinsten Werte erfasst worden.

Die normierte Lage  $Z_m$  der minimalen Luftkonzentrationen ist in Abb. 5.14 (b) dargestellt. Es folgt eine ungefähr konstante Lage der Minima unabhängig von  $X_r$  zu

$$Z_m \cong 0.70 \cdot Z_i$$
 für  $1 \le X_r \le 4$ 

Das Spektrum der gemessenen Werte liegt zwischen  $0.60 \cdot Z_j < Z_m < 0.80 \cdot Z_j$ , mit einem Mittelwert von  $Z_m=0.70 \cdot Z_j$ . Es liegt kein Trend zu abnehmenden  $Z_m$  bei ansteigenden  $X_r$  vor, wie das aufgrund von Abb. 5.14 (b) vermutet werden könnte. Die aufeinanderfolgenden Werte von  $Z_m$ eines einzelnen Wurfstrahls haben in der Regel einen horizontalen Verlauf. Wie schon Schmocker et al. (in Druck) feststellten, liegt der Ort der minimalen Luftkonzentration  $Z_m$ nicht mittig im Wurfstrahl bei  $0.50 \cdot Z_j$ , sondern eindeutig darüber. Typische Werte von Schmocker liegen bei ungefähr  $0.63 \cdot Z_j$  und damit tendenziell leicht unterhalb der eigenen. Die Ursache des stärkeren Zerfalls an der Strahl-Unterseite ist die sohlnahe Turbulenz aus dem Zuflussbereich, generiert aufgrund der Druckgradienten sowie in der turbulenten Grenzschicht und verstärkt durch den Deflektor oder Skisprung. Zudem zieht die Gravitation herausgeschleuderte Wasser-Partikel weg vom Strahl, was den unteren Spray zusätzlich vergrössert und dadurch die untere Strahltrajektorie absenkt, respektive den Ort  $Z_m$  relativ anhebt.

(5.19)



Abb. 5.14 – Minimale Luftkonzentration (a) Verlauf  $C_m(X_r)$  im Wurfstrahl, bei  $X_r=1$  ist  $C_m=0.01$ , und (b) Ort  $Z_m(X_r)$ , grau: Bereich von  $0.6 \cdot Z_j < Z_m < 0.8 \cdot Z_j$ 

Der vermutlich wichtigste Parameter betreffend des Lufttransports im Wurfstrahl stellt die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  dar, welche in Gl. (2.13) definiert ist. Da die Sonde nur unvollständige Gemischgeschwindigkeits-Profile liefert, ist die Geschwindigkeit in einem Querschnitt als konstant angenommen. Wird  $C_a$  als Funktion der relativen Reinwasserkern-Länge aufgetragen, ergibt sich mit  $R^2$ =0.94 folgender Zusammenhang (Abb. 5.15 a)

$$C_a = \tanh\left(0.4 \cdot X_r^{0.6}\right) \quad \text{für } 0 \le X_r \le 4$$
 (5.20)

Bei  $X_r \approx 0$  liegen die Daten teilweise über Gl. (5.20), da der Zufluss beim Deflektor abrupt umgelenkt wird und daher keine vollkommen glatte Oberfläche mehr aufweist. Die Luftkonzentration im Absprungquerschnitt beträgt ungefähr  $C_a \approx 0.10$ . Trotzdem ist der Zufluss *nicht* vorbelüftet. Auf den weiteren Verlauf von  $C_a$  hat diese kleine, anfängliche Luftkonzentration jedoch keinen Einfluss. Allgemein kann beobachtet werden, dass die Werte von  $C_a$  entlang  $X_r \leq 1$  deutlich ansteigen. In dieser Zone wird der Reinwasserkern kontinuierlich verkleinert und die Täler der rauen Oberflächenwellen erreichen allmählich  $Z_m$  (Kapitel 2.2.3). Diese Zunahme der Oberflächenwellen-Amplituden scheint ein effektiver Mechanismus bezüglich der Luftaufnahme zu sein (Abb. 5.15 b).



Abb. 5.15 – (a) Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  als Funktion der relativen Reinwasserkern-Länge  $X_r$ , grau: Beim Überströmen des Deflektors beeinflusste Werte; und (b) Oberflächenstruktur des Abflusses: glatte Wasseroberfläche oberstrom des Deflektors (schwarz) und raue, weisse Struktur unterstrom davon



Ab ungefähr  $X_r>1$  flacht der Verlauf von  $C_a$  allmählich ab. Die Oberflächenwellen können nicht weiter in den Reinwasserkern eindringen, sondern treffen im Strahl aufeinander. Schliessen sich zwei Täler zusammen, wird ein Wasserelement des Strahls von der zusammenhängenden Wässersäule des Oberwassers getrennt. Vermutlich ist daher der Strahl entlang  $X_r>1$  kein Kontinuum mehr, sondern in einzelne, lose Wasserpakete gegliedert. Diese Vorstellung bedingt, dass im Auftreffpunkt dominante Frequenzen, generiert durch das regelmässige Einschlagen der losen Wasserpakete, gemessen werden können. Dies ist der Fall, wie in Kapitel 2.4.1 gezeigt wurde. Weiter kann mit diesem Ansatz die ausgeprägte Entlüftung im Auftreffpunkt erklärt werden. Dort prallen die Wasserpakete aufeinander und die Lücken dazwischen schliessen sich wieder. Der Verlauf der minimalen Luftkonzentration  $C_m$  im Wurfstrahl ist eine Funktion des Abstands und des Zerfallsgrads dieser einzelnen Wasserpakete. In Bezug auf die Luftaufnahme ist der Mechanismus entlang  $X_r>1$  offenbar weniger effektiv als der Strahlzerfall bei  $X_r \le 1$ , die bereits eingeschlossene Luft wird jedoch weitertransportiert. Im Bereich von  $X_r>>1$  tendiert  $C_a \rightarrow 1$ .

#### 5.3.4 Allgemeines Luftkonzentrations-Profil

Die Untersuchung der Entwicklung des allgemeinen Luftkonzentrations-Profils entlang des Wurfstrahls basiert auf 27 repräsentativen Versuchen mit ausgeprägten Wurfstrahlen und  $L_r < L$ : No. 37, 41, 43, 44, 45, 47, 59, 61, 63, 64, 66, 67, 72, 85, 87, 89, 92, 94, 95, 97, 101, 104, 109, 111, 112, 113 und 122 (Tabellen 3.2 bis 3.4). Sämtliche Konfigurationen verfügen über einen Deflektor, d.h. t>0, da rein stufengenerierte Strahlen meist unvollständig zerfallen und nur kurze Wurfweiten aufweisen. Insgesamt umfassen die Versuche 213 einzelne Konzentrationsprofile und decken folgendes Spektrum der Einflussparameter ab:  $6.9 \le F_o \le 10.4$ ,  $2.4 \le h_o/t \le 6.3$ ,  $5.7^\circ \le \alpha \le 11.3^\circ$  und  $12^\circ \le \varphi \le 50^\circ$ . Die abgeleiteten Erkenntnisse gelten für alle Versuche.

In Abb. 5.16 sind die Luftkonzentrations-Profile  $C_j(Z_j)$  für verschiedene Lagen von  $X_r$ zusammengetragen. Die Ordinate  $Z_j$  ist nach Gl. (5.13) definiert und gibt die Lage eines Messpunktes relativ zur Wurfstrahldicke. Dabei zeigt Abb. 5.16 (a) die Konzentrationsverteilung bei  $X_r\approx 0.5$  ( $0.44 \le X_r \le 0.59$ ) und umfasst 17 Profile, Abb. 5.16 (b) die Konzentrationsverteilung bei  $X_r\approx 1.0$  ( $0.91 \le X_r \le 1.12$ ) und umfasst 27 Profile, Abb. 5.16 (c) die Konzentrationsverteilung bei  $X_r\approx 1.5$  ( $1.48 \le X_r \le 1.60$ ) und umfasst 11 Profile, und Abb. 5.16 (d) schliesslich gibt die Konzentrationsverteilung bei  $X_r\approx 2.2$  ( $2.05 \le X_r \le 2.38$ ) und umfasst 6 Profile. Wie zu sehen ist, haben alle Profile für gleiche Werte von  $X_r$  einen einheitlichen Verlauf, trotz der unterschiedlichen hydraulischen und geometrischen Einflussparameter. Für unterschiedliche Werte von  $X_r$  unterscheiden sich die Profile einzig im Startpunkt des oberen und unteren Asts bei  $C_f=0$ .



Abb. 5.16 – Normierte Luftkonzentrations-Profile im Bereich von (a)  $X_r \approx 0.5$ , (b)  $X_r \approx 1.0$ , (c)  $X_r \approx 1.5$ , und (d)  $X_r \approx 2.2$ ; Abszisse nach Gl. (5.14) und Ordinate nach Gl. (5.13)

Aufgrund des einheitlichen Verlaufs der Konzentrationsprofile nach Abb. 5.16 liegt es nahe, ein allgemeines Profil als Funktion von  $X_r$  herzuleiten. Dazu wird der Verlauf der oberen Konzentrationskurve von jenem der unteren am Ort der minimal gemessenen Luftkonzentration  $C_m$  bei  $Z_m$  getrennt. Unterstrom des Reinwasserkerns ist dieser Ort eindeutig definiert bei  $Z_m=0.70 \cdot Z_j$ , während in Bereich  $X_r < 1$  zwei Übergänge von Reinwasser zum belüfteten Abfluss existieren: ein oberer bei  $Z_{mO}$  und ein unterer bei  $Z_{mU}$ . Diese Trennung für  $X_r < 1$  ist in Abb. 5.17 schematisch aufgezeigt für die Daten aus Abb. 5.16 (a). Im allgemeinen Luftkonzentrations-Profil wird die Ordinate zwischen dem Startpunkt  $Z_m$  oder  $Z_{mO}$  und  $Z_j = 1$  für den oberen Verlauf, und zwischen  $Z_m$  oder  $Z_{mU}$  und  $Z_j=0$  für den unteren Verlauf normiert.



Abb. 5.17 – Schematische Aufteilung des Luftkonzentrations-Profils in einen Verlauf oberhalb und unterhalb des Reinwasserkerns, bzw. des Ortes der minimal gemessenen Luftkonzentration

Es folgt als Ordinate des allgemeinen oberen Luftkonzentrations-Profils entlang des Reinwasserkerns

$$Z_{j0} = \frac{Z_j - Z_{m0}}{1 - Z_{m0}} \quad \text{für } X_r < 1$$
(5.21)

Entsprechend ist  $Z_{j0}=0$  bei  $Z_{m0}$  und  $Z_{j0}=1$  bei der oberen Strahloberfläche  $Z_j=1$ . Für das allgemeine *untere* Luftkonzentrations-Profil folgt die Ordinate

$$Z_{jU} = \frac{Z_{mO} - Z_j}{Z_{mU}} \quad \text{für } X_r < 1$$
(5.22)

Es wird  $Z_{jU}=0$  bei  $Z_{mU}$  und  $Z_{jU}=1$  bei der unteren Strahlberandung  $Z_{j}=0$ . Unterstrom des Reinwasserkerns bei  $X_{r}\geq 1$  ist  $Z_{mO}=Z_{mU}=Z_{m}=0.7 \cdot Z_{j}$ . Daher vereinfacht sich dort die Normierung der Ordinate des allgemeinen *oberen* Luftkonzentrations-Profils zu

$$Z_{j0} = \frac{Z_j - 0.7}{0.3} \quad \text{für } X_j \ge 1$$
(5.23)

Analog wird die Ordinate des allgemeinen unteren Luftkonzentrations-Profils

$$Z_{jU} = \frac{0.7 - Z_j}{0.7} \quad \text{für } X_i \ge 1$$
(5.24)

Bevor weiter auf die allgemeine Darstellung der Luftkonzentrations-Profile eingegangen wird, muss der Startpunkt derselben im Innern des Wurfstrahls bestimmt werden. Dazu werden im Bereich des Reinwasserkerns die beiden bereits eingeführten Grössen  $Z_{mO}$  und  $Z_{mU}$ verwendet. Diese lokalisieren den Übergang vom Reinwasserkern zum Gemischabfluss, welcher sich oberhalb, respektive unterhalb des Kerns einstellt. Als Kriterium zur Festlegung der Lagen von  $Z_{mO}$  und  $Z_{mU}$  wird, in Analogie zur Reinwasserkern-Länge, eine Grenz-Luftkonzentration von C=0.01 festgelegt. Somit entsprechen die Werte von  $Z_{mO}$  und  $Z_{mU}$  dem Verlauf der Isolinie von C=0.01, welche den Reinwasserkern umgibt.

In Abb. 5.18 (a) ist der Verlauf von  $Z_{mO}$  und  $Z_{mU}$  entlang  $X_r \le 1$  dargestellt. Die obere Begrenzung des Reinwasserkerns  $Z_{mO}$  startet bei  $X_r=0$  an der Wasseroberfläche  $Z_j=1$  und nähert sich  $Z_m=0.7 \cdot Z_j$  bei  $X_r=1$  an. Die untere Begrenzung des Kerns  $Z_{mU}$  verläuft von der Absprunglippe des Deflektors bei  $Z_j=0$  am Ort  $X_r=0$  und gleicht sich ebenfalls  $Z_m=0.7 \cdot Z_j$  bei  $X_r=1$ an. Zwischen den beiden Begrenzungen befindet sich der Reinwasserkern, definiert als Bereich mit C<0.01. Dieser ist in Abb. 5.18 (a) grau hinterlegt. Der Verlauf sowohl der oberen als auch der unteren Begrenzung ist konkav und kann abgeschätzt werden mit

$$Z_{mO} = (1 - 0.3 \cdot X_r^{0.5}) \cdot Z_j \quad \text{für } 0 \le X_r \le 1$$
(5.25)

$$Z_{mU} = (0.7 \cdot X_r^{0.5}) \cdot Z_j \quad \text{für } 0 \le X_r \le 1$$
(5.26)

Für  $Z_{mU}$  folgt eine Korrelation der Messdaten mit Gl. (5.26) von  $R^2$ =0.98. Die Werte vom  $Z_{mO}$  folgen Gl. (5.25) mit  $R^2$ =0.88. Diese reduzierte Korrelation liegt primär in der Abweichung

zwischen Messdaten und Rechnung bei  $X_r \approx 0$  begründet. Wie schon im Zusammenhang mit Abb. 5.15 beschrieben, ist der leicht raue Wasserspiegelverlauf im Bereich des Deflektors für geringen Lufttransport an der Oberfläche verantwortlich. Dadurch wird  $Z_{mO}$  leicht in den Abfluss hinein verschoben. Die relative Dicke des Reinwasserkerns ist in Abb. 5.18 (b) gezeigt und folgt als Differenz der beiden Gln. (5.25) und (5.26) mit  $R^2$ =0.98 zu

$$Z_{mO} - Z_{mU} = \left(1 - X_r^{0.5}\right) \cdot Z_j \quad \text{für } 0 \le X_r \le 1$$
(5.27)

Die absolute Dicke des Reinwasserkerns kann mittels den Gln. (5.17) und (5.27) abgeschätzt werden zu



Abb. 5.18 – Reinwasserkern  $Z_j(X_r)$ : (a) Ausdehnung entlang  $X_r < 1$  mit der oberen  $Z_{mO}(X_r)$  und der unteren  $Z_{mU}(X_r)$  Berandung entlang C=0.01. Für  $X_r > 1$  wird  $Z_m=0.70 \cdot Z_j$ ; sowie (b) Relative Reinwasserkern-Dicke  $Z_{mO}-Z_{mU}(X_r)$ 

Somit liegen alle Basis-Parameter vor, um weiter auf die Darstellung des allgemeinen Luftkonzentrationsprofils einzugehen. Die Luftkonzentrations-Verteilung an der *oberen* Strahlberandung  $C_j(Z_{jO})$  ist in Abb. 5.19 (a) gegeben. Diese Abbildung umfasst alle oberen Profile der einleitend beschriebenen 27 repräsentativen Versuche. Wie zu sehen ist, zeigen alle Werte den gleichen Verlauf. Im inneren Bereich des Strahls bei  $Z_{jO}\approx 0$  nehmen die Konzentrationen zunächst nur langsam zu, während die Steigung des Profils bei ca.  $Z_{jO}\approx 0.5$  maximal ist. In der Nähe der Strahloberfläche flacht das Luftkonzentrations-Profil erneut ab, da sich die Luftkonzentrationen bei  $Z_{jO}>1$  dem Wert C=1 angleichen. In gleicher Weise wie die Auswertung des allgemeinen oberen Luftkonzentrations-Profils kann auch der *untere* Verlauf der allgemeinen Luftkonzentration  $C_j(Z_{jU})$  dargestellt werden. Die Messwerte des unteren Astes aller ausgewerteten Luftkonzentrations-Profile sind in Abb. 5.19 (b) gezeigt.



Abb. 5.19 – Allgemeines Luftkonzentrations-Profil mit Messwerten für (a) oberes Profil  $C_j(Z_{j0})$ , und (b) unteres Profil  $C_j(Z_{jU})$ 

Toombes und Chanson (2007) geben aufgrund theoretischer Betrachtungen der Diffusionstheorie an, dass das allgemeine Luftkonzentrations-Profil der Fehlerfunktion  $erf=\exp(-z^2)$ von *Gauss* folgt. Grundsätzlich stimmt diese Funktion auch mit den eigenen Daten überein. Der Verlauf der oberen  $C_{jO}$  und unteren  $C_{jU}$  Luftkonzentrationsverteilung als Funktion von  $Z_{jO}$  oder  $Z_{jU}$  kann mit folgender Beziehung beschrieben werden

$$C_{jO,U} = 1.16 \cdot \left( 1 - \exp\left(-2 \cdot Z_{jO,U}^{2}\right) \right)$$
(5.29)

Gl. (5.29) gilt entlang  $0 \le X_r \le 4$ . Der Verlauf des *oberen* Luftkonzentrations-Profils korreliert mit  $R^2=0.97$  mit Gl. (5.29) und ist begrenzt durch  $Z_{m0} \le Z_{j0} \le 1$ , respektive  $Z_m \le Z_{j0} \le 1$ . Für  $X_r < 1$ wird zur Bestimmung von  $Z_{j0}$  die Gl. (5.21) verwendet, während der Bereich von  $1 \le X_r \le 4$ durch Gl. (5.23) abgebildet wird. Der Verlauf des *unteren* Luftkonzentrations-Profils korreliert mit  $R^2=0.96$  mit Gl. (5.29). Die Limitationen sind  $0 \le Z_{jU} \le Z_{mU}$ , respektive  $0 \le Z_{jU} \le Z_m$ . Für  $X_r < 1$  wird zur Bestimmung von  $Z_{jU}$  die Gl. (5.22) verwendet, während der Bereich von  $1 \le X_r \le 4$  durch Gl. (5.24) abgebildet wird. Der Verlauf von Gl. (5.29) ist in Abb. 5.19 (a) und (b) für das obere und untere Konzentrations-Profil  $C_{jO,U}(Z_{jO,U})$  gezeigt. Beide Diagramme sind identisch normiert, es wurde einzig die Orientierung der Ordinate vertauscht (Abb. 5.17).

Da der allgemeine Verlauf der Luftkonzentration in der oberen und unteren Zerfallszone nun bekannt ist und an beiden Strahl-Berandungen Gl. (5.29) folgt, kann der Lufttransport im Wurfstrahl einfach aufgeteilt werden in einen Anteil von  $C_a$ , welcher oberhalb von  $Z_{mO}$  oder  $Z_m$  transportiert wird, und einen Anteil, welcher unterhalb von  $Z_{mU}$  oder  $Z_m$  transportiert wird. Generell gilt für den ganzen Wurfstrahl entlang  $0 < X_r < 4$ , dass sich 30 % von  $C_a$  oberhalb des Reinwasserkerns oder des Ortes der minimalen Luftkonzentration befinden, und 70 % von  $C_a$ unterhalb davon. Ist beispielsweise bei  $X_r=1$  nach Gl. (5.20)  $C_a=0.38$ , so wird im Wurfstrahl  $0.3 \cdot C_a=0.11$  oberhalb des Ortes der minimalen Luftkonzentration transportiert, und  $0.7 \cdot C_a=0.27$  darunter. Für Belüfter ist dieses Resultat günstig, da sich der Grossteil der insgesamt transportierten Luft entlang der unteren Strahl-Berandung befindet und somit *potentiell* zur Einmischung in den weiteren Abfluss nach dem Auftreffpunkt nahe der Schussrinnen-Sohle zur Verfügung steht.

Basierend auf dem vorliegenden Ansatz für die allgemeine Luftkonzentrationsverteilung nach Gl. (5.29) kann die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  als Funktion von  $X_r$  berechnet werden. Die so gewonnenen Werte können dann mit Gl. (5.20) und den Daten aus Abb. 5.15 (a) verglichen werden. Dazu wird zuerst die normierte, belüftete Fläche unterhalb der Funktion aus Gl. (5.29) integriert in den Grenzen ( $Z_{jO,U}; C_{jO,U}$ ) zu

$$A_{jO,U} = \int_{0}^{1} (C_{jO,U}) \cdot dZ_{jO,U} \cong 0.46$$
(5.30)

Anschliessend wird die normierte, belüftete Fläche  $A_{jO,U}$  mit der Dicke der belüfteten Zone multipliziert, welche aus Gl. (5.27) folgt zu 1– $(Z_{mO}-Z_{mU})=X_r^{0.5}\leq 1$ . Damit ist der relative Anteil der Luftkonzentration für jeden Querschnitt innerhalb der Grenzen ( $Z_{jO,U};C_{jO,U}$ ) bekannt. In einem zweiten Schritt wird die Luftkonzentration von  $C_j(0..1)$  nach  $C(C_m..0.9)$  umgerechnet. Dies geschieht durch eine Multiplikation mit dem Faktor  $0.9-C_m$ . Eine Anpassung der Koordinate  $Z_j$  nach z ist nicht notwendig, da  $C_a$  seinerseits auch als Funktion von  $1/h_j$  definiert ist. In einem dritten Schritt schliesslich wird die Luftkonzentration  $C_m>0$  addiert. Über die ganze Strahldicke gerechnet beträgt die minimale Luftkonzentration  $(Z_j=1)\cdot C_m$ . Zusammengefasst ergibt sich die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  als Funktion von  $X_r$ , basierend auf dem allgemeinen Konzentrations-Profil und der Funktion für  $C_m$  zu

$$C_a = A_{jO,U} \cdot \left(X_r^{0.5} \le 1\right) \cdot \left(0.9 - C_m\right) + C_m \quad \text{für } 0 \le X_r \le 4$$
(5.31)

Einen Vergleich der berechneten Werte von  $C_a$  aus Gl. (5.20) und Gl. (5.31), sowie den Messdaten zeigt Abb. 5.20. Entlang  $X_r \le 1$  sind die Werte praktisch identisch, während für  $1 \le X_r \le 4$  die Werte der Gl. (5.31) teilweise um knapp  $\Delta C_a = 0.08$  zu tief liegen.



Abb. 5.20 – Vergleich der gemessenen mittleren Luftkonzentration  $C_a(X_r)$  mit Gl. (5.20) und Gl. (5.31)

Bezüglich der Güte des hergeleiteten, allgemeinen Luftkonzentrations-Profils des Wurfstrahls können folgende zwei Folgerungen abgeleitet werden: (1) Der Strahlzerfallsprozess entlang des Reinwasserkerns  $X_r \le 1$  wird korrekt wiedergegeben. Hier wird die Luft einzig an den Strahloberflächen eingetragen, während im Zentrum zusammenhängender Reinwasser-Abfluss vorhanden ist. Es steht somit der kontinuierliche primäre Strahlzerfall, insbesondere des Kerns, im Vordergrund; (2) Im Bereich unterstrom des Reinwasser-Kerns bei  $1 < X_r \le 4$  unterschätzt der hergeleitete, allgemeine Ansatz die mittleren Luftkonzentrationen  $C_a$  geringfügig. In dieser Zone beruht die Luftaufnahme auf dem primären *und* sekundären Zerfall. Die abgelösten Wasserpakete zersetzen sich weiter, was hauptsächlich durch die Zunahme von  $C_m$ wiedergegeben wird. Dieser Lufteintrags-Mechanismus ist offenbar weniger effizient, weshalb der Verlauf von  $C_a$  bei  $X_r > 1$  abflacht.

Der Wechsel des Lufteintrags-Mechanismus bei  $X_r=1$  ist in der allgemeinen Formulierung ausgeprägter als bei den Messdaten, was sich im Knick der Gl. (5.31) in Abb. 5.20 widerspiegelt. Mit zunehmender Wurfweite gleichen sich beide Funktionen jedoch wieder an.

## 5. Wurfstrahl

# 5.4 Folgerungen

Unter der Annahme, dass sich ein stark zerfallener Wurfstrahl günstig auf den Lufteintrag beim Belüfter auswirkt, lassen sich aus den in diesem Kapitel gewonnen Erkenntnissen folgende Schlüsse ableiten:

- Grosse Zufluss-Froudezahlen F<sub>o</sub> und steile Deflektor-Winkel α erzeugen einen ausgeprägten Wurfstrahl.
- Zufluss-Froudezahlen von ungefähr F₀≥4 bewirken ein Auffächern des Wurfstrahls, d.h. eine Zunahme der Strahldicke mit der Flugdistanz.
- Der Ort des Sprunghöhen-Maximums der unteren Strahltrajektorie liegt oberstrom des Maximums der oberen Trajektorie, was einer Auffächerung des Strahls entlang der x-Koordinate gleichkommt.
- Die Zone der intensivsten Luftaufnahme bezüglich  $C_a$  liegt entlang des Reinwasserkerns. Bei Belüftern sollte daher darauf geachtet werden, dass die Wurflänge L grösser ist als die Länge des Reinwasserkerns  $L_r$ . Insbesondere bei Stufenbelüftern ohne Deflektor ist dies unter Umständen nur schwer sicher zu stellen.
- Die minimal gemessenen Luftkonzentrationen finden sich in jedem Wurfstrahl-Querschnitt bei  $0.7 \cdot h_j$  ( $\pm 0.1 \cdot h_j$ ). Die minimal gemessenen Luftkonzentrationen  $C_m$  nehmen nach dem Ende des Reinwasserkerns stark zu.
- Der allgemeine Verlauf des oberen und unteren Luftkonzentrations-Profils kann mit derselben Funktion wiedergegeben werden, jedoch mit unterschiedlichen Startwerten. Daraus folgt, dass entlang des gesamten Wurfstrahls ein Anteil von 0.7·C<sub>a</sub> im Bereich der unteren Trajektorie transportiert wird.
# 6 Auftreff- und Spraybereich

## 6.1 Übersicht

Der Auftreffbereich ist charakterisiert durch lokale, unregelmässige Abflussstrukturen und bildet nach Kapitel 4.2 die zweite Wirkungszone (II) eines Belüfters. Diese Zone setzt sich aus zwei Teilbereichen zusammen (Abb. 6.1 a):

*Auftreffbereich* entlang 1 < x/L < 1.25: In diesem Abschnitt prallt der Wurfstrahl auf der Rinnensohle auf. Der untere Strahlbereich wird an der Sohle komprimiert, während die obere Trajektorie unbeeinflusst bleibt (Abb. 4.9). Entsprechend ist der Auftreffbereich durch eine intensive Entlüftung des Abflusses geprägt (Abb. 4.10). Insbesondere der anfänglich hohe Wert der mittleren Luftkonzentration am Ende des Wurfstrahls wird hier bis auf die Hälfte reduziert, da entlang der unteren Trajektorie nur ein Teil der im Strahl eingeschlossenen Luft effektiv in den Abfluss eingetragen wird.

Spraybereich entlang 1.25 < x/L < 3: Dieser Abschnitt wird charakterisiert durch die Reflektion des auftreffenden Strahls an der Rinnensohle. Insbesondere bei Belüftern mit hohen und steilen Deflektoren prallt der Strahl unter einem grossen Auftreffwinkel auf, was eine entsprechend starke Ablenkung zur Wasseroberfläche hin erzeugt. Diese erzeugt ein zweites Maximum des Wasserspiegels unterstrom des Wurfstrahls. Der Wasserkörper an der Oberfläche ist jedoch nicht zusammenhängend, sondern besteht überwiegend aus Tropfen. Bei flachen Auftreffwinkeln wird kaum Spray beobachtet. Entlang der Sprayzone wird die mittlere Luftkonzentration lokal erhöht (Abb. 4.10), sie nimmt am Ende des Spraybereichs jedoch wieder ab.

Der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration dagegen ist weitgehend unbeeinflusst durch die beiden Teilbereiche (Abb. 4.11). Aufgrund des Versuchsprogramms gilt die Auswertung zur Wirkungszone (II) für  $\Delta p \approx 0$  in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls.

# 6.2 Luftkonzentrations-Verteilung

#### 6.2.1 Mittlere Luftkonzentration

Die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  wird im Auftreffbereich markant reduziert. Zwischen dem Auftreffpunkt des Wurfstrahls bei x/L=1 und dem Ort x/L=1.25 wird meist ein grosser Anteil der mitgeführten Luft ausgetragen. Zur Quantifizierung des Entlüftungsprozesses wurden im Modell die mittleren Luftkonzentrationen  $C_a$  in diesen zwei Querschnitten ermittelt, nämlich der Maximal-Wert  $C_{aM}$  im Auftreffpunkt x/L=1 und der Minimal-Wert  $C_{am}$  bei ungefähr x/L=1.25 (Abb. 6.1 a). Das Verhältnis dieser beiden Werte  $\chi=C_{am}/C_{aM}$  ergibt die Entlüftungsrate. Im Modell betrug die grösste Entlüftungsrate  $\chi=0.42$ . Demnach waren am Ende des Auftreffbereichs noch 42 % der mittleren Luftkonzentration  $C_a$ , welche am Ende des Wurfstrahls gemessen wurden, im Abfluss. Grosse Entlüftungsraten  $\chi$  treten bei Belüftern mit grossen relativen Absturzhöhen  $(s+t)/h_o$  und steilen Deflektor-Winkeln  $\alpha$  auf. Dies bestätigt die Vermutung von Chanson (1988) nach Kapitel 2.4.1, wonach der effektive Lufteintrag bei Belüftern mit grossen Werten von (s+t) und  $\alpha$  kaum grösser ist als bei entsprechend kleinen Werten. Die kleinste gemessene relative Entlüftungsrate betrug  $\chi=0.89$ . Solch grosse Werte von  $\chi$  werden typischerweise bei Stufenbelüftern mit grossen Werten von  $F_o$  erreicht.



Abb. 6.1 – (a) Verlauf der Wasserspiegel  $z_0(x/L)$  und  $z_U(x/L)$  sowie der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  für Versuch No. 72. *Grau*: Auftreff- und Spraybereich; und (b) Entlüftungsrate  $\chi(\Phi_{\chi})$  entlang des Auftreffbereichs

Mit einer Korrelation von  $R^2=0.59$  zwischen den Messdaten und den berechneten Werten folgt als Abschätzung für  $\chi$  (Abb. 6.1 b)

$$\frac{C_{am}}{C_{aM}} = \chi \cong 0.3 + 0.034 \cdot F_o \cdot \sqrt{1 + \sin \varphi} \cdot \left(\frac{s+t}{h_o}\right)^{-0.3} \cdot (1 + \tan \alpha)^{-2}$$
(6.1)

Gemäss Gl. (6.1) ist die Entlüftungsrate  $\chi$  gross bei steilen, hohen Belüftern auf flachen Schussrinnen, und klein bei Stufenbelüftern auf steilen Schussrinnen mit hohen Zufluss-Froudezahlen. Die geringe Korrelation der Daten ist hauptsächlich messtechnisch bedingt. Sowohl das Maximum  $C_{aM}$  als auch das Minimum  $C_{am}$  sind lokale Extrema in schmalen Bereichen, welche im Modell mit der Messsonde nur selten exakt getroffen wurden. Daher streuen die Daten verhältnismässig stark.

Soll ein Belüfter bezüglich seines Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  nach Gl. (4.1) optimiert werden, so ist er mit einer grossen Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> zu überströmen und mit einem steilen Deflektor-Winkel  $\alpha$  zu versehen. Gleichzeitig fördern grosse Werte von  $\alpha$  und die damit verbundene Deflektor-Höhe *t* jedoch die Entlüftung in Auftreffbereich. Trotzdem trägt ein Belüfter mit ausgeprägtem Wurfstrahl kombiniert mit einem ungünstigen Wert  $\chi$  im Auftreffbereich in der Regel *absolut* mehr Luft ein als ein Belüfter mit einem kleinen Wurfstrahl und einem grossen  $\chi$ .

Im Spraybereich zwischen 1.25 < x/L < 3 wird erneut ein lokales Maximum der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  beobachtet (Abb. 6.1 a). Für alle getesteten Belüfter stellt sich dieses ungefähr bei  $1.5 \le x/L \le 2$  ein. Für einige Belüfter sind die Werte dieses lokalen Maximums nur knapp kleiner als  $C_{aM}$ . Die Ursache dieses Maximums von  $C_a$  liegt in der Ablenkung des Wurfstrahls im Auftreffbereich begründet. Diese schleudert längs des Wasserspiegels Tropfen aus dem Wasser, welche stromab auf die Oberfläche zurückfallen. Diese Tropfen, welche nur einen kleinen Anteil vom Abfluss ausmachen, heben lokal die Konzentrations-Isolinie von C=0.90 an, was  $C_a$  beeinflusst. Allerdings ist dieses Phänomen nur oberflächlich und beeinflusst den weiteren Verlauf von  $C_a$  unterstrom der Sprayzone nicht. Nach Abb. (4.2) sind nur Isolinien entlang von Konzentrationen C>0.40 nahe der Wasseroberfläche vom Spray betroffen, während jene darunter einen unbeeinflussten Verlauf aufweisen. Die Isolinie von C=0.40liegt über der halben Abflusstiefe.

Am Ende des Spraybereichs bei x/L=3 lässt sich die mittlere Luftkonzentration  $C_{a(3L)}$  als lineare Funktion der relativen Wurfweite  $L/h_o$  angeben. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 6.2 (a) gezeigt. Da am Modell aufgrund des fixen Messrasters in der Regel nicht exakt bei x/L=3gemessen wurde, sind benachbarte Werte interpoliert worden. Dies ist zulässig, da der Verlauf von  $C_a(x/L)$  bei x/L=3 stetig ist (Abb. 4.10). Weiter sind einzig Punkte aus jenen Versuchen berücksichtigt, bei denen der Ort x/L=3 im Versuchsstand erreicht wurde. Es folgt mit  $R^2=0.88$ 

$$C_{a(3L)} = 0.008 \cdot \frac{L}{h_o} + C_{ao} \qquad \text{für } 5 \le L/h_o \le 40$$
(6.2)

Der Trend der Daten lässt auf eine Anfangs-Konzentration  $C_{ao}$  schliessen. Diese setzt sich aus dem Lufttransport an der rauen Wasseroberfläche (1) vom Zuflussbereich und (2) angeregt durch die Umlenkung beim Deflektor (Kapitel 5.3.3) zusammen. Der Wert  $C_{ao}$  repräsentiert somit Luft, welche an der *Wasseroberfläche* transportiert wird, während der Abfluss insbesondere in Sohlnähe unbelüftet ist. Obwohl der Abfluss im Modell nicht vorbelüftet ist, betragen unabhängig von den Randbedingungen die Messwerte  $C_{ao}\approx 0.10$  bei x=0.



Abb. 6.2 – (a) Mittlere Luftkonzentration  $C_{a(3L)}$  an der Stelle x/L=3 als Funktion von  $L/h_o$  und (b) Vergleich zwischen  $C_\beta$  und  $C_{a(3L)}$ 

Interessant ist insbesondere ein Vergleich zwischen der beim Belüfter durch den Kamin eingetragenen Luftkonzentration  $C_{\beta}$  und dem Wert  $C_{a(3L)}$  bei x/L=3 (Abb. 6.2 b). Ähnlich dem Lufteintragskoeffizienten  $\beta=Q_A/Q_W$  ist  $C_{\beta}$  definiert als  $C_{\beta}=Q_A/(Q_A+Q_W)$ . Für nahezu alle untersuchten Belüfter liegt die mittlere Luftkonzentration  $C_{a(3L)}$  bei x/L=3 über dem durch den Belüfter in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls eingetragenen Wert von  $C_{\beta}$ . Das heisst, in der Regel ist die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  bei x/L=3 höher als  $C_{\beta}$  unmittelbar beim Belüfter. Belüfter tragen deshalb nicht nur den gemessenen Lufteintrag unterhalb des Wurfstrahls ein, sondern sie regen auch eine zusätzliche Luftaufnahme an der Strahloberseite an. Während effiziente Belüfter mit verhältnismässig grossem Lufteintrag  $C_{\beta}$  typischerweise einen Faktor von  $1 < C_{a(3L)}/C_{\beta} < 2$  aufweisen, ergeben Stufenbelüfter und solche mit kleinem  $F_o \le 7$  meist Werte von  $C_{a(3L)}/C_{\beta} > 2$ . Folglich ist der Lufteintrag durch den Belüfterkamin zwar gering, entlang des Auftreff- und Spraybereichs wird jedoch zusätzliche Luft eingetragen. Daraus ist ersichtlich, dass die beim Strahlaufprall erzeugte Turbulenz bei gewissen Randbedingungen für eine zusätzliche *mittlere* Luftaufnahme sorgen kann. Tabelle 6.1 vergleicht für den Stufenbelüfter aus Versuch No. 93 die berechneten und gemessenen Werte von  $C_{a(3L)}/C_{\beta}$ . Dieser Versuch wurde ausgewählt, da er über einen geringen Wert  $\beta$  verfügt und gleichzeitig die diskutierte Luftaufnahme besonders ausgeprägt ist. In der Rechnung wurde die Wurfweite *L* mit Gl. (4.2) abgeschätzt,  $C_{\beta}$  indirekt mit Gl. (4.1) und  $C_{a(3L)}$  mit Gl. (6.2). Die mittlere Luft-Konzentration  $C_a$  bei x/L=3 beträgt für diesen Fall ungefähr den drei- bis vierfachen Wert von  $C_{\beta}$ .

Tabelle 6.1 – Vergleich der mittleren Luft-Konzentration  $C_{a(3L)}$  mit dem Wert  $C_{\beta}$  gemäss der Modellmessung sowie nach Berechnung

Versuch No. 93	$L/h_o$	β	$C_{eta}$	$C_{a(3L)}$	$C_{a(3L)}/C_{\beta}$
gemessen	12.8	0.08	0.07	0.22	3.2
berechnet	13.1	0.06	0.06	0.20	3.7
	Gl.(4.2)	Gl. (4.1)	$C_{\beta} = Q_A / (Q_A + Q_W)$	Gl. (6.2)	

#### 6.2.2 Sohl-Luftkonzentration

Die Sohlluftkonzentration  $C_b$  wird im Modell in einem Abstand von z=2 bis 3 mm zur Sohle gemessen. Es ist nicht möglich, die Sondenspitze bei  $z\approx0$  zu positionieren, da diese beschädigt würde. Je nach gewähltem Massstab entspricht  $C_b$  daher der Luftkonzentration im untersten Bereich [cm] des Prototyp-Abflusses. Wie exemplarisch aus Abb. 4.4 (b) und 4.8 (b) folgt, ist der Verlauf des Luft-Konzentrationsprofils in Sohlennähe steil und praktisch linear. Die Luft-Konzentration nahe der Sohle ist daher jener im [cm] Bereich ähnlich.

Wie Abb. (4.11) zeigt, wird  $C_b$  entlang des Auftreffbereichs bei  $1 \le x/L \le 1.25$  stärker reduziert als im unterstrom gelegenen Spraybereich entlang  $1.25 \le x/L \le 3$ . Dennoch ist der Verlauf von  $C_b$  entlang der zweiten Wirkungszone (II) stetig. Es wird daher zur Beschreibung der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  nicht zwischen Auftreff- und Spraybereich unterschieden. Aus einer Parameteranalyse zur Sohlluftkonzentration im Auftreff- und Spraybereich folgt, dass der Deflektor einen ausgeprägten Einfluss auf den Verlauf von  $C_b(x/L)$  hat. Entsprechend wird nachfolgend zwischen dem Verlauf von  $C_b(x/L)$  bei Stufenbelüftern mit  $\alpha=0$  und s>0 sowie bei Belüftern mit Deflektor mit  $\alpha>0$  und  $s\geq0$  unterschieden.

#### Stufenbelüfter

Stufenbelüfter bestehen aus einer Stufe mit s>0 m und *keinem* Deflektor, d.h.  $\alpha=0$  und t=0. Die im Modell untersuchten, massgebenden Einflussparameter reduzieren sich daher auf die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub>, die Zuflusstiefe  $h_o$ , die Stufenhöhe s und den Sohlwinkel  $\varphi$ . Für die folgende Auswertung liegen mehrere Serien zu jeweils drei Versuchen vor, bei denen der untersuchte Einflussparameter bei sonst konstanten Randbedingungen systematisch variiert wurde. Durch dieses Vorgehen ist es möglich, den isolierten Einfluss eines einzelnen Parameters auf den Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  zu ermitteln. Der Analyse liegt eine Normierung der Längskoordinate von [(x/L)-1] zugrunde. Der Ursprung des Verlaufs von  $C_b(x/L)$  kommt dadurch bei x/L=1 zu liegen, d.h. die Funktion startet beim Auftreffpunkt.

Der Einfluss der Zufluss-Froudezahl  $F_o$  beträgt bei allen vergleichbaren Serien  $F_o^{-2}$ , unabhängig von den anderen Einflussparametern. Nach dieser Normierung verläuft  $C_b(x/L)$  bei entsprechenden Serien praktisch deckungsgleich. Abb. 6.3 (a) zeigt für eine Serie exemplarisch den Verlauf von  $C_b$  als Funktion von  $[(x/L)-1]\cdot F_o^{-2}$ : Die Kurven für alle  $F_o$  verlaufen gleich. Die beiden Parameter  $h_o$  und *s* können miteinander kombiniert werden zu  $h_o/(s+h_o)$ . Dieser Term beschreibt das relative Verhältnis der Zuflusstiefe zur Stufenhöhe. Der Einfluss der relativen Zuflusstiefe auf  $C_b$  wurde zu  $h_o/(s+h_o)^{-1.3}$  gefunden. In Abb. 6.3 (b) ist die Serie bezüglich  $F_o$  aus Abb. 6.3 (a) mit einer Serie bezüglich  $h_o/(s+h_o)$  kombiniert. Bei einer Normierung von  $[(x/L)-1]\cdot F_o^{-2}\cdot [h_o/(s+h_o)]^{-1.3}$  fallen alle Kurven zusammen. Diese Beobachtung gilt für alle vergleichbaren Messserien.

Als letzter Einflussparameter schliesslich wird der Sohl-Winkel  $\varphi$  untersucht. Die Datenanalyse ergibt dessen Effekt zu  $(\sin \varphi)^{0.4}$ . Werden die Terme der einzelnen Einflussparameter zusammengefasst, folgt die Funktion

$$f_{S} = \left(\frac{x}{L} - 1\right) \cdot F_{o}^{-2} \cdot \left(\frac{h_{o}}{s + h_{o}}\right)^{-1.3} \cdot \left(\sin\varphi\right)^{0.4} \quad \text{für } 0 \leq f_{S} \leq 0.2$$
(6.3)

Die Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  ist demzufolge eine Funktion von  $f_S$ . Die Abb. 6.4 zeigt die im Modell gemessenen Werte von  $C_b(f_S)$ , ohne Versuche mit  $W_o < 140$ . Diese Versuche weisen Massstabseffekte auf, wie unten gezeigt wird. Alle anderen Punkte weisen einen einheitlichen Trend auf. Der Verlauf der Punkte aus Abb. 6.4 kann mathematisch mit einer Tangens-Hyperbolicus Funktion angenähert werden zu

$$C_b = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot f_s^{0.2}\right) \quad \text{für } 0 \le f_s \le 0.2$$
 (6.4)

Der Auftreffpunkt befindet sich dort wo  $f_S=0$  ist – also am Ende der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls bei x/L=1 – mit einer Sohl-Luftkonzentration von  $C_b=1$ . Im Bereich 1 < x/L < 3folgt dann zunächst eine markante Reduktion von  $C_b$  mit zunehmender Fliessdistanz, gefolgt von einer weniger steilen Abnahme. Bei grossen Werten von  $f_S$  unterstrom von x/L=3schliesslich nähern sich die Konzentrationen dem Wert  $C_b=0$  an. Die Luft entweicht vollständig, sofern nicht vorher natürliche Selbstbelüftung einsetzt (Kramer, 2004).



Abb. 6.3 – Semi-logarithmischer Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  als Funktion der relativen Wurfweite [(x/L)-1] und (a) von  $F_o^{-2}$  sowie (b)  $F_o^{-2} \cdot [h_o/(s+h_o)]^{-1.3}$ . Legende: Versuchsnummern (Tabelle 3.4)



Abb. 6.4 – Semi-logarithmischer Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  von Stufenbelüftern als Funktion von  $f_s$  nach Gl. (6.3) mit den Messwerten ( $\circ$ ) und berechnet nach Gl. (6.5)

Wird Gl. (6.3) in Gl. (6.4) eingesetzt, folgt als allgemeine Funktion für den Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  bei Stufenbelüftern im Auftreff- und Spraybereich

$$C_{b} = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot \left(\frac{x}{L} - 1\right)^{0.2} \cdot F_{o}^{-0.4} \cdot \left(\frac{h_{o}}{s + h_{o}}\right)^{-0.26} \cdot (\sin \varphi)^{0.08}\right) \quad \text{für } 1 \le x/L \le 3$$
(6.5)

Der Verlauf von Gl. (6.5) ist in Abb. 6.4 den Messpunkten gegenübergestellt. Die Korrelation der Messdaten mit den nach Gl. (6.5) berechneten Werten beträgt  $R^2$ =0.74 für den Verlauf der Sohl-Luftkonzentration. Zur Berechnung der Sohl-Luftkonzentration  $C_{b(3L)}$  am Ende der Wirkungszone (II) wird x/L=3 in Gl. (6.5) eingesetzt. Der Term für die Längskoordinate wird dann 4.8·2<sup>0.2</sup>=5.5. Die Gl. (6.5) reduziert sich daher für  $C_{b(3L)}$  zu

$$C_{b(3L)} = 1 - \tanh\left(5.5 \cdot F_o^{-0.4} \cdot \left(\frac{h_o}{s+h_o}\right)^{-0.26} \cdot (\sin \phi)^{0.08}\right) \quad \text{für } x/L=3$$
(6.6)

In Abb. 6.5 sind nach Gl. (6.6) ermittelte Werte von  $C_{b(3L)}$  mit den im Modell gemessenen verglichen. Die Korrelation beider Datensätze beträgt  $R^2$ =0.87 bezüglich des Wertes  $C_{b(3L)}$ . Die Messdaten sind linear interpoliert, sofern kein Messpunkt bei x/L=3 liegt.



Abb. 6.5 – Vergleich der im Modell gemessenen und nach Gl. (6.6) berechneten Sohl-Luftkonzentrationen  $C_{b(3L)}$  bei x/L=3 für Stufenbelüfter

Zur Berechung der effektiven Konzentration  $C_b(x)$  an der Stelle x [m] – dieses Vorgehen ist im Prototyp der massgebende Fall – muss die Wurfweite L nach Gl. (4.2) in Gl. (6.5) eingesetzt werden. Der Effekt der Einflussparameter folgt daher aus einer Kombination von Gl. (6.5) mit Gl. (4.2). Eine Analyse (Tabelle 6.2) zeigt, dass eine Zunahme von F<sub>o</sub> markant höhere Konzentrationen von  $C_b$  an der Stelle x [m] bewirkt. Der Einfluss nach Gl. (6.5) wird

mit jenem nach Gl. (4.2) kombiniert zu  $F_o^{-1.4}$ . Ein ähnliches Verhalten zeigt  $h_o$ . Die Einflüsse von *s* und  $\varphi$  dagegen sind gering und tendenziell positiv. Die Potenz dieser Parameter in Gl. (4.2) ist negativ, entsprechend bewirken ansteigende Werte von *s* und  $\varphi$  nur eine marginale Zunahme von  $C_b(x)$ .

Tabelle 6.2 – Qualitativer Einfluss der Parameter  $F_o$ ,  $h_o$ , s und  $\varphi$  auf  $C_b(x)$ , mit (+) leichte und (+ +) deutliche Zunahme

Einflussfaktor		Wert von $C_b(x)$		
Fo	+	++		
$h_o$	+	++		
S	+	+		
sinø	+	+		

Stufenbelüfter bewirken generell kleine Sohl-Luftkonzentrationen  $C_b(x)$ . Zum einen fehlt der turbulenz-generierende Deflektor, andererseits sind die Wurfweiten vergleichsweise kurz. Trotzdem sollen sie eine ausreichende Belüftung sicherstellen, um Kavitationsschäden zuverlässig zu verhindern. Die Optimierung eines solchen Belüfters geschieht daher auch im Hinblick auf die Werte von  $C_b(x)$ . Die Parameter mit einem grossen Einfluss auf  $C_b(x)$  sind  $F_o$ und  $h_o$ . Allerdings können die Zufluss-Bedingungen normalerweise nicht beeinflusst werden. Zudem ist meist der Schussrinnen-Winkel  $\varphi$  durch konstruktive und wirtschaftliche Aspekte bestimmt. Die Optimierung eines Stufenbelüfters kann daher kaum mit diesen drei Parametern geschehen. Es verbleibt dazu einzig die Grösse *s*. Diese hat allerdings nach Tabelle 6.2 nur einen kleinen Einfluss auf  $C_b(x)$ .

Stufenbelüfter sind folglich nur bei grosser Zufluss-Froudezahl  $F_o$  effizient. In der Praxis werden Stufenbelüfter deshalb meist in Grundablässen verwendet, wo  $F_o$  wegen der erheblichen Energiehöhe im Zufluss-Stollen gross ist. Zudem erzeugen Stufenbelüfter in Grundablässen geringere Stosswellen und kleinere Sprayhöhen als Deflektoren (Kapitel 6.3). Der Unterwasserstollen neigt dadurch weniger zum Zuschlagen.

#### Belüfter mit Deflektoren

Bei Belüftern mit Deflektoren ist der Deflektor-Winkel  $\alpha > 0$  und die Stufenhöhe  $s \ge 0$ . Der Verlauf von  $C_b$  wird mit der relativen Wurfweite [(x/L)-1] normiert, mit x als Längskoordinate gemessen von der Absprungkante und L als Wurfweite des Strahls.

Der Effekt der Einflussparameter Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub>, Zuflusstiefe  $h_o$ , Deflektor-Winkel  $\alpha$ , Deflektor-Höhe t, Stufenhöhe s und Sohlwinkel  $\varphi$  wird systematisch untersucht. Jeder Einflussparameter wurde einzeln bei sonst identischen Randbedingungen variiert. Werden mehrere solcher Serien analysiert, lässt sich der isolierte Einfluss eines einzelnen Parameters auf  $C_b$  bestimmen. Die Datenanalyse ergibt einen Einfluss des Sohlwinkels  $\varphi$  auf  $F_o$  und tan $\alpha$  bezüglich des Verlaufs von  $C_b$ , wie nachfolgend gezeigt wird. Dementsprechend wird ein ähnlicher Verlauf von  $C_b$  für alle  $F_o$  oder tan $\alpha$  erreicht, falls sich die Potenz der beiden Einflussparameter mit  $\varphi$  ändert.









Zur Veranschaulichung dieser Abhängigkeit sind in Abb. 6.6 drei Messserien mit unterschiedlichem F<sub>o</sub> bei sonst identischen Randbedingungen gezeigt. In Abb. 6.6 (a) mit  $\varphi$ =50° folgen die Werte von C<sub>b</sub> einem ähnlichen Verlauf, sofern [(x/L)–1] mit F<sub>o</sub><sup>-2.5</sup> normiert wird. In Abb. 6.6 (b) mit  $\varphi$ =30° ist dies jedoch der Fall, sofern die relative Längskoordinate [(x/L)–1] mit F<sub>o</sub><sup>-1.5</sup> normiert wird. Und in Abb. 6.6 (c) mit  $\varphi$ =12° schliesslich folgen die Kurven einem ähnlichen Verlauf, sofern [(x/L)–1] mit F<sub>o</sub><sup>-1</sup> normiert wird. Es ist ersichtlich, dass der Einfluss



von F<sub>o</sub> auf  $C_b(x/L)$  mit einer von  $\varphi$  abhängigen Potenz beschrieben wird. Die Potenz der Zufluss-Froudezahl wird nachfolgend mit *n* bezeichnet, d.h.  $F_o^n$  und  $n=f(\varphi)$ .

(c)

Abb. 6.7 - Semi-logarithmischer Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  als Funktion der relativen Wurfweite [(x/L)-1]und der mit  $\varphi$  variierenden Potenz von  $\tan \alpha$  für (a)  $\varphi$ =50°, (b)  $\varphi$ =30° und (c)  $\varphi=12^{\circ}$ . Legende: Versuchsnummern ge-

Auch der Einfluss des Deflektor-Winkels  $\alpha$  auf den Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  ist vom Sohlwinkel  $\varphi$  abhängig. In Abb. 6.7 sind stellvertretend drei Messserien mit variablen Werten von tan $\alpha$  bei sonst identischen Randbedingungen gezeigt. In Abb. 6.7 (a) mit  $\varphi=50^{\circ}$  folgen die Werte von  $C_b$  einem ähnlichen Verlauf, sofern [(x/L)-1] als relative Längskoordinate mit  $(\tan \alpha)^{-1}$  normiert wird. In Abb. 6.7 (b) mit  $\varphi = 30^{\circ}$  ist dies der Fall, sofern die relative Längskoordinate [(x/L)-1] mit  $(\tan \alpha)^0$ , also mit 1, normiert wird. Entsprechend bleibt der Verlauf von  $C_b$  unbeeinflusst von tan $\alpha$ . Und in Abb. 6.7 (c) mit  $\varphi=12^\circ$  schliesslich folgen die Kurven einem ähnlichen Verlauf, sofern [(x/L)-1] mit  $(\tan \alpha)^{0.5}$  normiert wird. Daher kann auch der Einfluss von tan $\alpha$  auf  $C_b(x/L)$  mit einer von  $\varphi$  abhängigen Potenz beschrieben werden. Im Weiteren wird die Potenz von  $\tan \alpha$  mit *m* bezeichnet. Der Term wird entsprechend  $(\tan \alpha)^m \min m = f(\varphi).$ 

Parameter	Sohlwinkel	Serie 1	Serie 2	Serie 3	Mittelw.
Fo	~~50°	-2.5	-3	k.W.	<i>n</i> =–2.5
tanα	φ-30	-1	-1	-1	<i>m</i> =–1
Fo	<i>a</i> −20°	-1.5	-1.5	-1.5	<i>n</i> =-1.5
tanα	$\varphi$ -30	0	0	0	m=0
Fo	<i>a</i> -1 <b>2</b> °	-1	-1	k.W.	<i>n</i> =–1
tanα	$\psi$ -12	0.5	0.5	0.5	<i>m</i> =+0.5

Tabelle 6.3 – Zusammenstellung der Potenzen *n* und *m* mit den besten Übereinstimmungen für  $F_o^n$  und  $(\tan \alpha)^m$  bei unterschiedlichen Sohlwinkeln  $\varphi$  und mehreren Mess-Serien; k.W.: kein Wert

In Abb. 6.6 und Abb. 6.7 sind exemplarisch jeweils drei Serien von  $C_b[(x/L) \cdot F_o^n]$  resp.  $C_b[(x/L) \cdot (\tan \alpha)^m]$  gezeigt, um den Einfluss des Sohlwinkels darzustellen. Der Datensatz aus den Modellmessungen umfasst weitere solcher Serien. Bei jeder Serie wurden die Potenzen n für  $F_o$  und m für tan $\alpha$  soweit angepasst, bis die Konzentrationskurven jeweils einen möglichst ähnlichen Verlauf aufwiesen. Wie in Tabelle 6.3 ersichtlich, folgen aus allen Serien jeweils ähnliche Potenzen für einen bestimmten Sohlwinkel. Aus den Modelldaten können somit für jeden der drei untersuchten Sohlwinkel  $\varphi$  die Potenzen n und m für die Einflussparameter  $F_o$  und tan $\alpha$  bestimmt werden. Es liegt nahe, die Potenzen n für den Einfluss von  $F_o$  und m für jenen von tan $\alpha$  allgemein als Funktion von  $\varphi$  anzugeben. Basierend auf den Werten aus Tabelle 6.3 folgt

$$n = -1 - \left(1.5 \cdot \sin\varphi\right)^3 \tag{6.7}$$

$$m = 0.5 - (1.5 \cdot \sin \varphi)^3 \tag{6.8}$$

Der Verlauf von Gl. (6.7) für *n* ist in Abb. 6.8 (a) gezeigt, zusammen mit den Werten (•) aus Tabelle 6.3. Es ist ersichtlich, dass  $n \le -1$  ist und mit ansteigendem  $\varphi$  weiter abnimmt, insbesondere bei  $\sin \varphi > 0.5$ . Auf einer Schussrinne mit  $\varphi \ge 30^{\circ}$  bewirkt eine bestimmte Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> demzufolge grössere Werte von C<sub>b</sub> als bei  $\varphi < 30^{\circ}$ . Abb. 6.8 (b) zeigt den Verlauf von Gl. (6.8) für *m* und die entsprechenden Werte (•) aus Tabelle 6.3. Der Wert von *m* kann je nach Sohlwinkel sowohl positiv als auch negativ sein. Bei  $\sin \varphi = 0.53$ , entsprechend  $\varphi = 32^{\circ}$ , wird *m*=0. Die Potenz *m* des Einflussfaktors tan $\alpha$  ist somit für  $\varphi < 32^{\circ}$  positiv und für  $\varphi \ge 32^{\circ}$  negativ. Auf Schussrinnen mit  $\varphi < 32^{\circ}$  nimmt daher die Luftkonzentration mit ansteigendem tan $\alpha$  ab, während sie für  $\varphi > 32^{\circ}$  mit ansteigendem tan $\alpha$  zunimmt, sofern die Längskoordinate als x/L normiert wird.



Abb. 6.8 – Verlauf der Potenzen (a) *n* und (b) *m* als Funktion des Sohlwinkels sinφ. (●) Mittelwerte aus Tabelle 6.3

Der Einfluss der Zuflusstiefe  $h_o$  und der Stufenhöhe *s* auf  $C_b(x/L)$  ist ähnlich wie bei Stufenbelüftern und kann mit  $[h_o/(h_o+s)]^{-0.2}$  beschrieben werden. Zudem wird kein signifikanter Einfluss von *t* auf  $C_b(x/L)$  festgestellt. Der Sohlwinkel  $\varphi$  schliesslich ist implizit in *n* und *m* enthalten. Unter Berücksichtigung aller massgebenden Einflussparameter ergibt sich folglich für die Funktion  $f_D$ 

$$f_D = \left(\frac{x}{L} - 1\right) \cdot F_o^n \cdot \left(\tan\alpha\right)^m \cdot \left(\frac{h_o}{s + h_o}\right)^{-0.2} \quad \text{für } 0 \le f_D \le 0.3$$
(6.9)

In Abb. 6.9 sind alle Messwerte von  $C_b(f_D)$  semi-logarithmisch enthalten. Im Bereich von  $C_b < 0.02$  nimmt die Streuung der Messwerte scheinbar leicht zu, was jedoch primär an der semi-logarithmischen Darstellung liegt. Der Verlauf der Messwerte kann mit einer Tangens-Hyperbolicus Funktion wiedergegeben werden. Diese startet am Ort  $f_D=0$  mit dem Wert 1, nimmt dann stark ab und nähert sich schliesslich bei  $f_D >> 0.3$  dem Wert 0. Auch die Sohl-Luftkonzentration ist beim Auftreffpunkt  $C_b=1$  und würde, sofern nicht natürliche Selbstbelüftung einsetzt, mit zunehmender Fliessdistanz allmählich nach  $C_b=0$  streben. Es folgt

$$C_b = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot f_D^{0.25}\right) \quad \text{für } 0 \le f_D \le 0.3$$
 (6.10)

Der allgemeine Verlauf der Sohl-Luftkonzentration im Auftreff- und Spraybereich  $1 \le x/L \le 3$ für Belüfter mit Deflektoren resultiert, falls Gl. (6.9) in Gl. (6.10) eingesetzt wird

$$C_{b} = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot \left(\frac{x}{L} - 1\right)^{0.25} \cdot F_{o}^{0.25 \cdot n} \cdot \left(\tan\alpha\right)^{0.25 \cdot m} \cdot \left(\frac{h_{o}}{s + h_{o}}\right)^{-0.05}\right) \quad \text{für } 1 \le x/L \le 3$$
(6.11)

Die Werte für *n* und *m* sind den Gln. (6.7) und (6.8) zu entnehmen. Die Gl. (6.11) gilt ab dem Auftreffpunkt bei x/L=1 bis zum Ende der Wirkungszone (II) bei x/L=3. Die Struktur von Gl. (6.11) für Belüfter mit Deflektoren unterscheidet sich geringfügig von jener der Gl. (6.5) für Stufenbelüfter. Eine eingehende Analyse hat ergeben, dass die Daten leicht unterschiedlichen Funktionen folgen und nicht mit einer einzigen Beziehung angegeben werden können.

In Abb. 6.9 sind die 1'200 Messpunkte von  $C_b$  mit den berechneten Werten nach Gl. (6.11) verglichen. Die Korrelation beträgt  $R^2$ =0.79. In der Herleitung von Gl. (6.11) und in Abb. 6.9 bleiben Versuche mit W<sub>o</sub><140 infolge von Massstabseffekten unberücksichtigt.



Abb. 6.9 – Semi-logarithmischer Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(f_D)$  von Belüftern mit Deflektoren nach Gl. (6.9) mit den Messwerten ( $\circ$ ) und nach Gl. (6.11)

Die Sohl-Luftkonzentration  $C_{b(3L)}$  am Ende der Wirkungszone (II) bei x/L=3 kann mit Gl. (6.11) bestimmt werden. Die fixierte Längskoordinate reduziert sich mit x/L=3 resp.  $4.8 \cdot 2^{0.25}$  auf den Wert 5.7. Die anderen Terme von Gl. (6.11) bleiben unbeeinflusst. Es folgt für  $C_{b(3L)}$ 

$$C_{b(3L)} = 1 - \tanh\left(5.7 \cdot F_o^{0.25 \cdot n} \cdot (\tan \alpha)^{0.25 \cdot m} \cdot \left(\frac{h_o}{s + h_o}\right)^{-0.05}\right) \quad \text{für } x/L = 3$$
(6.12)

Die Werte für *n* und *m* sind den Gln. (6.7) und (6.8) zu entnehmen. Damit ist für Belüfter mit Deflektoren die Sohl-Luftkonzentration am Ende der Wirkungszone (II) bekannt. Im Modell lag üblicherweise kein Messpunkt von  $C_b$  exakt bei x/L=3. Daher wurden die benachbarten Werte interpoliert. Dies ist zulässig, da der Verlauf von  $C_b$  im Bereich  $f_D>0.05$  und bei kleinen  $\Delta x/L$  nahezu linear ist (Abb. 6.9). Die Korrelation zwischen den im Modell gemessenen und den nach Gl. (6.12) berechneten Werten für  $C_{b(3L)}$  beträgt  $R^2=0.81$ . Ein Vergleich zwischen der Messung und der Rechnung ist in Abb. 6.10 gezeigt. Zwischen ungefähr  $0.013 < C_{b(3L)} < 0.017$  liegen keine Messdaten vor, da bei Versuchen mit "grossen" Werten von  $C_{b(3L)}$  infolge der beschränkten Rinnenlänge nicht das Ende von Wirkungszone (II) erreicht wurde.



Abb. 6.10 – Vergleich der im Modell gemessenen und der nach Gl. (6.12) berechneten Sohl-Luftkonzentrationen  $C_{b(3L)}$  bei x/L=3 für Belüfter mit Deflektoren

In Gl. (6.11) ist die Wirkung der Einflussparameter, insbesondere des Sohlwinkels  $\varphi$ , auf den Verlauf von  $C_b(x/L)$  nicht direkt ersichtlich. Eine Analyse ergibt, dass eine Unterscheidung von Schussrinnen mit einem Sohlwinkel grösser oder kleiner als  $\varphi=32^\circ$  notwendig ist. Diese Unterteilung folgt aus Gl. (6.8) für *m*, da dann der Einfluss des Deflektor-Winkels  $\alpha$ wechselt. Auf Schussrinnen mit  $\varphi<32^\circ$  nimmt der Wert von  $C_b(x/L)$  *ab*, wenn der Deflektor-Winkel  $\alpha$  zunimmt. Dieser Effekt liegt im steilen Auftreffwinkel  $\gamma$  des Strahls auf die Schussrinne begründet, kombiniert mit einer flachen Sohle. Wie auch aus Gl. (5.12) zu entnehmen ist, wird  $\gamma$  bei dieser Parameterkombination maximal. Zudem wurde im Literaturstudium (Kapitel 2.4.1) gezeigt, dass bei grossen Werten von  $\gamma$  der Lufteintrag reduziert wird. Andererseits nimmt die Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  auf steilen Schussrinnen mit  $\varphi>32^\circ zu$  für Deflektoren mit einem steilen Winkel  $\alpha$ . Dann reduziert ein grosser Wert von  $\varphi$  nach Gl. (5.12) den Auftreffwinkel  $\gamma$ . Die Entlüftung im Auftreffpunkt ist daher weniger stark, während der Wurfstrahl bei grossen  $\alpha$  länger wird und entsprechend mehr zerfällt.

Zur Berechung der *effektiven* Konzentration  $C_b(x)$  an der Stelle x [m] muss die Wurfweite L nach Gl. (4.2) in Gl. (6.11) eingesetzt werden. Eine Analyse des absoluten Verlaufs der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x)$  zeigt den Effekt der Einflussparameter Zufluss-Froudezahl  $F_o$ , Zuflusstiefe  $h_o$ , Deflektor-Winkel  $\alpha$ , Stufenhöhe s und Sohlwinkel  $\varphi$ . Wie in Tabelle 6.4 präsentiert, bewirken ansteigende Werte aller Einflussparameter eine Zunahme der effektiven Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x)$ .

Sohlwinkel	Parameter	$C_b(x)$
<i>φ</i> <32°	$F_o +$	+ +
	$\tan \alpha +$	+
	$h_o$ +	+
	s +	+
	t +	+
<i>φ</i> =32°	$F_o +$	+++
	$\tan \alpha +$	+ +
	$h_o$ +	+ +
	s +	+
	t +	+
<i>φ</i> >32°	$F_o +$	+++
	$\tan \alpha +$	+ + +
	$h_o$ +	+ +
	s +	+
	t +	+

Tabelle 6.4 – Qualitativer Einfluss der Parameter  $\varphi$ , F<sub>o</sub>, tan $\alpha$ , h<sub>o</sub>, s und t auf C<sub>b</sub>(x), mit (+) leichte, (+ +) mittlere und (+ + +) markante Zunahme von C<sub>b</sub>(x)

Die Untersuchung der Sohl-Luftkonzentration hat ergeben, dass die Werte von  $C_b$  in der Regel bereits bei x/L=3, also kurz unterstrom eines Belüfters, maximal noch wenige Prozent betragen. Je nach angenommenem Mindestwert der erforderlichen Luftkonzentration muss entsprechend allenfalls ein zweiter Belüfter vorgesehen werden. Mit einer Optimierung des ersten Belüfters kann der Wert der Sohl-Luftkonzentration unter Umständen erhöht werden, wodurch der Bau des zweiten Belüfters unnötig würde. Deshalb ist die Geometrie des ersten Belüfters so zu wählen, dass möglichst hohe Werte von  $C_b(x)$  erzeugt werden. Bei Belüftern mit Deflektoren sind primär die Zufluss-Froudezahl  $F_o$  und der Sohlwinkel  $\varphi$  für den Verlauf von  $C_b(x)$  verantwortlich. Allerdings können die Zuflussbedingungen  $F_o$  und  $h_o$  nicht – oder bei geregelten Anlagen höchstens begrenzt – variiert werden, während  $\varphi$  meist durch topographische Aspekte gegeben ist. Diese Einflussparameter können daher erfahrungsgemäss nicht optimiert werden. Es bleiben somit die geometrischen Parameter des Belüfters zur Verbesserung dessen Effizienz in Bezug auf  $C_b(x)$ : Der Deflektor-Winkel  $\alpha$ , die Stufenhöhe *s* und die Deflektor-Höhe *t*. Eine Optimierung kann bei kleinen Werten von  $F_o$  notwendig sein und erfolgt in Abhängigkeit des Sohlwinkels  $\varphi$  der Schussrinne:

- Für φ≤32° haben grosse Werte von α, s und t nur eine geringe Zunahme von C<sub>b</sub>(x) zur Folge. Die Werte der drei Einflussparameter sollten daher in Kombination gross gewählt werden. Entsprechend ist ein hoher und steiler Deflektor, zusammen mit einer hohen Stufe vorzusehen.
- Für  $\varphi > 32^\circ$  hat ein grosser Wert  $\alpha$  eine markante Zunahme von  $C_b(x)$  zur Folge. Es sind daher primär steile Belüfter wirksam, während der Effekt von *s* und *t* vergleichsweise klein ist.

Um diese qualitativen Angaben in konkrete Werte zu übersetzen, folgt eine Liste von charakteristischen Belüftergeometrien bei Prototypen (Kapitel 2.3.1). Dabei ist typischerweise (Abb. 2.22):

- 5°<α<12°. Belüfter mit α>12° erzeugen ungünstige hydraulische Phänomene wie Stosswellen und Spray, und unterliegen gemäss dem Impulssatz grossen hydromechanischen Kräften (Steiner et al., in Druck). Die Stromlinien folgen nicht mehr dem Deflektor und der effektive Absprungwinkel reduziert sich. Weiter erwähnt Rutschmann (1988a), dass der Luftaufnahme-Mechanismus bei extrem steilen Deflektoren ändern kann und die Gefahr der Selbstkavitation besteht.
- 0.1 m<t<0.3 m. Ein langer Belüfter mit grosser Länge *l=t*/tanα wirkt nicht mehr als Einzelrauhigkeit, sondern als Neigungswechsel in der Schussrinne. Die Änderung der Druckgradienten pro Längeneinheit ist vergleichsweise klein, was eine geringere Turbulenz im Abfluss bewirkt.
- s<1 m. Höhere Stufen erzeugen ähnliche Abflussphänomene wie Endüberfälle mit einem grossen Auftreffwinkel auf die Schussrinnensohle. Eine hohe Stufe hilft aber zur Verteilung der zufliessenden Luft über die Breite.</li>

#### Vergleich zwischen Stufenbelüfter und Deflektor

Der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  kann bei beiden Belüftertypen mit der Beziehung [1–tanh(4.8: $f_{S,D}^{k}$ )] angegeben werden (Gln. 6.4 und 6.10), mit k=0.2 für Stufenbelüfter und k=0.25 für Belüfter mit Deflektoren. Grundsätzlich erzeugen Stufenbelüfter geringere Werte für  $C_b$  als Deflektoren.

Anstelle eines analytischen Vergleichs der unterschiedlichen Belüftertypen werden die hergeleiteten Beziehungen auf ein Beispiel angewendet. Dafür wird der erste Belüfter der *Foz do Areia* Schussrinne (Brasilien) ausgewählt für Test No. 2 nach Pinto et al. (1982). Der Original-Belüfter verfügt über einen Deflektor mit  $\alpha$ =7.1° (tan $\alpha$ =0.125), *t*=0.2 m und *s*=0 m. Der Sohlwinkel der Schussrinne beträgt  $\varphi$ =15°, und die Zufluss-Bedingungen sind F<sub>o</sub>=9.98 und *h*<sub>o</sub>=0.59 m. In Tabelle 6.5 sind die Kennzahlen für den Original-Belüfter gegeben, berechnet mit den Beziehungen aus der vorliegenden Arbeit. Die Wirkungszone (II) endet bei *x*=3·*L*=35.1 m: An dieser Stelle beträgt die Sohl-Luftkonzentration *C*<sub>b(3L)</sub>=0.014 (Gl. 6.12) und die mittlere Luftkonzentration *C*<sub>a(3L)</sub>=0.26 (Gl. 6.2). Allerdings ist der zweite, unterstrom gelegene Belüfter erst bei *x*=72 m angeordnet. Mit Gl. (7.2) für den Fernbereich (III) resultiert dort eine Sohl-Konzentration von *C*<sub>b</sub>=0.006 und mit (Gl. 7.1) eine mittlere Konzentration von *C*<sub>a</sub>=0.24. Nachfolgend werden in einem ersten Schritt einzelne Einflussparameter bei sonst gleichen Randbedingungen variiert:

- $F_o=12$ . Es folgt  $C_{b(3L)}=0.018$  bei  $x=3\cdot L=48.1$  m. Die Sohl-Luftkonzentration bei x=72 m beträgt  $C_b=0.013$ , die mittlere Konzentration  $C_a=0.31$
- $F_o=8$ . Es folgt  $C_{b(3L)}=0.011$  bei  $x=3\cdot L=24.4$  m. Die Sohl-Luftkonzentration bei x=72 m beträgt  $C_b=0.001$ , die mittlere Konzentration  $C_a=0.18$
- $\tan \alpha = 0.1$ . Es folgt  $C_{b(3L)} = 0.016$  bei  $x=3 \cdot L=30.4$  m. Die Sohl-Luftkonzentration bei x=72 m beträgt  $C_b=0.005$ , die mittlere Konzentration  $C_a=0.22$
- $\tan \alpha = 0.2$ . Es folgt  $C_{b(3L)} = 0.011$  bei  $x=3 \cdot L=49.5$  m. Die Sohl-Luftkonzentration bei x=72 m beträgt  $C_b=0.008$ , die mittlere Konzentration  $C_a=0.32$

In einem weiteren Schritt wird der Original-Belüfter durch einen Stufenbelüfter ohne Deflektor mit  $\alpha$ =0 und *t*=0 ersetzt. Die Zufluss-Bedingen bleiben unverändert. Es wird eine Stufe mit variabler Höhe *s* vorgesehen (Tabelle 6.5):

• s=0.2. Es folgt  $C_{b(3L)}=0.028$  bei  $x=3\cdot L=11.2$  m. Die Sohl-Luftkonzentration bei x=72 m beträgt  $C_b=0.000$ . Mit einer kleinen Stufe ist der Abfluss bis zum zweiten Belüfter an

der Sohle vollständig entlüftet. Auch die mittlere Luftkonzentration beträgt bloss  $C_a=0.07$ 

• s=0.4. Es folgt  $C_{b(3L)}=0.022$  bei  $x=3\cdot L=15.8$  m. Die Sohl-Luftkonzentration bei x=72 m beträgt  $C_b=0.001$ . Auch mit einer grösseren Stufe ist der Abfluss bis zum zweiten Belüfter an der Sohle vollständig entlüftet. Die mittlere Luftkonzentration beträgt  $C_a=0.12$ 

Tabelle 6.5 – Vergleich unterschiedlicher Belüftertypen am Beispiel der Schussrinne *Foz do Areia* (Brasilien) nach Pinto et al. (1982). Wert für *L* nach Gl. (4.2) und *fette* Werte für verhältnismässig grosse Luftkonzentration

	L	$x=3\cdot L$	$C_{b(3L)}$	$C_{a(3L)}$	$C_b$ bei	$C_a$ bei
Zustand	[m]	[m]	[-]	[-]	<i>x</i> =72 m	<i>x</i> =72 m
Deflektor						
Original	11.7	35.1	0.014	0.26	0.006	0.24
Deflektor						
$F_{o}=12$	16.0	48.1	0.018	0.32	0.013	0.31
F <sub>o</sub> =8	8.1	24.4	0.011	0.21	0.001	0.18
Deflektor						
$\tan \alpha = 0.1$	10.1	30.4	0.016	0.24	0.005	0.22
$\tan \alpha = 0.2$	16.5	49.5	0.011	0.32	0.008	0.32
Stufenbelüfter						
<i>s</i> =0.2 m	3.7	11.2	0.028	0.15	0.000	0.07
<i>s</i> =0.4 m	5.3	15.8	0.022	0.17	0.001	0.12

Es ist beachtlich, dass ein Belüfter mit einem Deflektor im vorliegenden Fall *deutlich* grössere Luftkonzentrationen in den Abfluss einträgt als ein Stufenbelüfter. Zudem sind steile Deflektoren und hohe Werte der Zufluss-Froudezahlen besonders effizient.

Wird ein grösserer Lufteintrag angestrebt als vom Original-Belüfter erzeugt, so kann der Deflektor-Winkel zu tan $\alpha$ =0.2 und dessen Höhe zu *t*=0.3 m vergrössert werden. Zusätzlich wird eine Stufe mit *s*=0.5 m vorgesehen. Mit den gleichen Zufluss-Bedingungen wie beim Original-Belüfter wird *L*=20.2 m, und es resultieren Luftkonzentrationen unterstrom des modifizierten Belüfters von *C*<sub>b</sub>=0.008 und *C*<sub>a</sub>=0.37 am Ort *x*=0.72 m.

## Massstabseffekte

Im Auftreff- und Spraybereich weisen einzelne Versuche beim Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  Massstabseffekte auf, wie nachfolgend gezeigt wird. Bei allen Belüftertypen sind Tests mit W<sub>o</sub> $\leq$ 140 betroffen.

Ein Vergleich des unbeeinflussten Verlaufs von  $C_b(x/L)$  nach Gl. (6.11) für Belüfter mit Deflektoren, respektive nach Gl. (6.5) für Stufenbelüfter mit den Konzentrationen der beein-

flussten Versuche mit  $W_o \le 140$  ergibt deutliche Abweichungen. Wie Abb. 6.11 zeigt, wird die Luftkonzentration an der Sohle bei den betroffenen Versuchen stark unterschätzt. Insbesondere Versuche mit  $W_o \approx 110$  weisen deutlich kleinere Konzentrationen von  $C_b(x/L)$  auf, während solche mit  $W_o \approx 130$  eine geringere Abweichung zeigen. Die betroffenen Versuche weisen zudem in der Regel Zufluss-Reynoldszahlen von  $R_o \le 2.2 \cdot 10^5$  auf. Die Werte von  $W_o$  und  $R_o$  aller Versuche sind in Anhang A.1 aufgelistet. Die eigenen Schwellenwerte von  $W_o \le 140$  und  $R_o \le 2.2 \cdot 10^5$  liegen im gleichen Bereich wie die Werte aus der Literatur (Kapitel 3.4.1).



Abb. 6.11 – Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  für Versuche mit  $W_o < 140$  bei (a) Deflektoren als Funktion von  $f_D$  nach Gl. (6.9), sowie (b) Stufenbelüftern als Funktion von  $f_S$  nach Gl. (6.3). Legende: Versuchsnummern gemäss Tabelle 3.2 und 3.3

## 6.3 Maximale Sprayhöhe

Als maximale Sprayhöhe  $h_{sM}$  wird der höchste gemessene Punkt des Wasserspiegels entlang der Konzentrations-Isoline von C=0.90 im Spraybereich zwischen 1.25 < x/L < 3 definiert (Abb. 6.1 a). Die maximale Sprayhöhe  $h_{sM}$  ist daher die höchste Erhebung des Wasserspiegels senkrecht zur Schussrinnen-Sohle im Spraybereich. In der Regel liegt der Ort von  $h_{sM}$ ungefähr bei 1.5 < x/L < 2.0 (Abb. 4.9) und damit im Bereich des Maximums von  $C_a$  (Abb. 4.10). Die Kenntnis des Wertes  $h_{sM}$  ist wichtig im Hinblick auf die Gestaltung der Seitenwände einer Schussrinne unterstrom eines Belüfters oder der Luftzirkulation im Stollen bei Grundablässen. Allerdings generieren nicht alle untersuchten Konfigurationen einen intensiven Spray, d.h. für gewisse Zustände ist  $h_{sM} \approx h_o$  (Abb. 4.7 a). Dies sind insbesondere Versuche mit folgenden Eigenschaften: Keine Deflektoren, geringe Absturzhöhen (s+t) und steile Sohlwinkel  $\varphi$ .

Die maximale Sprayhöhe  $h_{sM}$  wird mit der Zuflusstiefe  $h_o$  normiert zu  $h_{sM}/h_o$ . Im Modell variieren die gemessenen relativen Sprayhöhen zwischen  $0.9 < h_{sM}/h_o < 2$ . Alle absoluten Werte von  $h_{sM}$  liegen unter der maximalen Sprunghöhe des Wurfstrahls  $z_{OM}$  (Abb. 5.3). Die relative Höhe des Spraymaximums folgt zu

$$\frac{h_{sM}}{h_o} = 0.9 + 0.45 \cdot (1 + \sin \varphi)^{-1.5} \cdot \left[ \sqrt{\frac{s+t}{h_o}} + F_o \cdot \tan \alpha \right] \quad \text{für } 0.9 < h_{sM}/h_o < 2$$
(6.13)

Nach Gl. (6.13) sind für gewisse Parameterkombinationen Werte von  $h_{sM}/h_o <1$  möglich. Dies ist der Fall, sofern praktisch kein Spray auftritt und die Abflusstiefe bei 1.5 < x/L < 2.0 infolge der Senkungskurve unter  $h_o$  liegt. Die Messwerte sind in Abb. 6.12 mit Gl. (6.13) verglichen, mit  $\Phi_{hsM} = (1+\sin\varphi)^{-1.5} \cdot [((s+t)/h_o)^{0.5} + F_o \cdot \tan\alpha]$ . Die Korrelation der Messdaten mit den Werten nach Gl. (6.13) beträgt  $R^2 = 0.89$ .



Abb. 6.12 – Maximale Sprayhöhe  $h_{sM}/h_o$  als Funktion von  $\Phi_{hsM}$ 

Wie aus Gl. (6.13) ersichtlich, erzeugen Belüfter mit Deflektoren und grossen (s+t) auf flachen Schussrinnen einen intensiven Spray. Genau diese Konfiguration wurde in Kapitel 6.2.2 empfohlen, um entlang einer möglichst langen Fliessstrecke maximale Werte von  $C_b$  zu erzielen.

# 6.4 Folgerungen

Im Auftreffbereich wird der Wurfstrahl entlang seiner unteren Trajektorie komprimiert, was zu einer intensiven Entlüftung und zu stark reduzierten Werten von  $C_a$  und  $C_b$  führt. Im Spraybereich folgt lokal ein scheinbarer Anstieg der mittleren Konzentration  $C_a$ , jedoch keine nachhaltige Belüftung des Abflusses. Ab dem Ort x/L=3 erfolgt schliesslich eine stete, gleichförmige Entlüftung. Die grundlegendste Erkenntnis aus der Analyse des Auftreff- und Spraybereichs ist daher folgende: *Die Abflussstruktur in diesem Bereich ist äusserst unregelmässig. Um die Effizienz eines Belüfters zuverlässig zu beschrieben, darf die eingetragene Luft erst am Ende dieses Bereichs bei x/L=3 quantifiziert werden.* 

Weitere Beobachtungen bezüglich des Auftreff- und Spraybereichs sind:

- Insbesondere im Auftreffbereich findet eine intensive Reduktion sowohl der mittleren als auch der Sohl-Luftkonzentration statt.
- Am Ende von Wirkungszone (II) bei *x/L*=3 beinhaltet der Abfluss bezüglich der mittleren Luft-Konzentration in der Regel trotzdem *mehr* Luft als durch den Belüfterkamin eingetragen wird.
- Die mittlere Luftkonzentration bei *x*/*L*=3 ist abhängig von der Wurfweite *L*, ausgedrückt durch den relativen Term *L*/*h*<sub>o</sub>.
- Entlang des Spraybereichs bildet sich in oberflächennahen Abflussschichten ein Spray, während sohlnahe Schichten bezüglich ihres Lufttransports unbeeinflusst bleiben.
- Die maximale Sprayhöhe ist immer kleiner als die maximale Sprunghöhe des Wurfstrahls.
- Die Sohl-Luftkonzentration verläuft entlang der Wirkungszone (II) stetig und nimmt ab.
- Bei Versuchen mit  $W_o < 140$  oder  $R_o \le 2.2 \cdot 10^5$  entstehen Modelleffekte. Betroffen ist der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration.

Der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration unterstrom eines Belüfters ist offensichtlich ein relevanter Parameter (Kapitel 2.1.3). Wird eine ausreichende Konzentration auf einer möglichst langen Fliessdistanz angestrebt, ist beim Entwurf von Belüftern auf folgende Punkte zu achten:

• Belüfter mit Deflektoren weisen generell höhere Sohl-Luftkonzentration auf als Stufenbelüfter.

- Die Werte der Sohl-Luftkonzentration werden erhöht, wenn insbesondere die Zufluss-Froudezahl, der Deflektor-Winkel und der Schussrinnen-Winkel gross sind.
- Auf Schussrinnen mit Sohlwinkeln von maximal 32° erzeugen steile und hohe Deflektoren mit einer hohen Stufe grosse Werte der Sohl-Luftkonzentration. Gleichzeitig bewirkt diese Konfiguration eine ausgeprägte Sprayhöhe.
- Auf Schussrinnen mit Sohlwinkeln über 32° erzeugt primär ein steiler Deflektor hohe Sohl-Luftkonzentrationen.
- Stufenbelüfter funktionieren nur effizient, wenn die Zufluss-Froudezahlen gross sind.
- Als obere Limitationen der Belüftergeometrie werden in der Praxis üblicherweise  $\alpha < 12^\circ$ , t < 0.3 m und s < 1 m verwendet (Kapitel 2.3.1).

# 7 Fernbereich

## 7.1 Übersicht

Der Fernbereich als dritte Wirkungszone (III) eines Belüfter umfasst die Region zwischen x/L=3 und dem Punkt der natürlichen Selbstbelüftung, mit x als Längskoordinate mit Ursprung an der Absprungkante und L als Wurfweite des Strahls. Es treten in dieser Zone keine lokalen Phänomene wie beim Auftreff- und Spraybereich auf. Der Verlauf der mittleren  $C_a(x/L)$  und der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  ist stetig (Abb. 4.10 und 4.11). Sowohl die ausgeprägte Ab- resp. Zunahme der mittleren Konzentration als auch die markante Entlüftung an der Sohle sind abgeschlossen.

Bedingt durch die beschränkte Rinnenlänge erreichen nur etwa 60% der Versuche im Modell die Zone (III). Zudem wurde bei keinem Versuch der Normalabflusszustand erreicht. Es konnte maximal bis knapp unterstrom von x/L=10 gemessen werden. Deshalb gelten die in diesem Kapitel hergeleitete Beziehungen nur bis x/L=9, um auch im unteren Abschnitt des Fernbereichs über einen gesicherten Datensatz zu verfügen. Voraussetzung ist allerdings, dass nicht vorher natürliche Selbstbelüftung einsetzt. Der Ort der natürlichen Selbstbelüftung markiert das Ende der Belüfter-Wirkungszone (III). Kramer (2004) quantifiziert die mittlere Luftkonzentration  $C_{ai}$  im Querschnitt der einsetzenden Selbstbelüftung. Zusätzlich beschreibt er die Zunahme von  $C_a$  unterstrom des Selbstbelüftungspunkts.

Die Beziehungen zur Abschätzung des Verlaufs der Luftkonzentration im Fernbereich gelten für alle untersuchten Belüftertypen, d.h. für Stufenbelüfter, Deflektoren und Kombinationen beider Elemente zwischen 3 < x/L < 9, sofern nicht Selbstbelüftung einsetzt. Zuerst wird der Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  diskutiert, dann der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  und schliesslich werden die gefundenen Beziehungen mit den Resultaten von Kramer (2004) verglichen.

## 7.2 Luftkonzentrations-Verteilung

#### 7.2.1 Mittlere Luftkonzentration

Abb. 7.1 zeigt den Verlauf der gemessenen, mittleren Luftkonzentration  $C_a(x/L)$  für (a)  $\varphi$ =50°, (b)  $\varphi$ =30° und (c)  $\varphi$ =12°. Pro Diagramm sind jeweils 12 Versuche dargestellt, es weisen jedoch grundsätzlich alle Versuche den nachfolgend beschrieben Verlauf auf. Es ist ersichtlich, dass (1) die Werte von  $C_a$  bei  $\varphi$ =50° tendenziell leicht ansteigen mit zunehmendem Wert von x/L, (2) die Werte von  $C_a$  bei  $\varphi$ =30° dagegen gleichbleibend verlaufen und (3) die Werte von  $C_a$  bei  $\varphi$ =12° tendenziell abnehmen. Die Steigungen der Kurven sind bei Versuchen mit gleichem Sohlwinkel  $\varphi$  ungefähr konstant.



120 123

9

x/L

Es liegt nahe, die jeweilige Kurvenschar mit dem Startwert  $C_{a(3L)}$  zu normieren durch  $C_a-C_{a(3L)}$ . Dabei ist  $C_{a(3L)}$  die mittlere Luftkonzentration bei x/L=3 nach Gl. (6.2). Es starten dann alle entsprechend normierten Kurven im Querschnitt x/L=3 bei  $C_a-C_{a(3L)}=0$ , wie in der

 $0\frac{\varphi=12^{\circ}}{3}$ 

6

(c)

Abb. 7.2 zu sehen ist. Bei dieser Darstellung ist der Zusammenhang zwischen dem Verlauf  $C_a - C_{a(3L)}$  und dem Sohlwinkel  $\varphi$  noch besser ersichtlich. Auf steilen Rinnen nimmt die mittlere Luftkonzentration eher zu, während sie auf flachen Rinnen abnimmt. Allerdings ist anzumerken, dass die Differenz von  $C_a-C_{a(3L)}$  entlang x/L>3 gering ist, d.h. meist unter  $C_a$ - $C_{a(3L)} \le 0.02$  pro Wurfweite L. Dieser kleine Wert liegt nahe der Messgenauigkeit, respektive der numerischen Integration von  $C_a$  zwischen  $0 \le z \le h_{90}$ .





ren Luftkonzentration  $C_a - C_{a(3L)}(x/L)$  für (a)  $\varphi=50^\circ$ , (b)  $\varphi=30^\circ$  und (c)  $\varphi=12^\circ$ . Legende: Versuchsnummern gemäss Tabellen 3.2. 3.3 und 3.4

Der Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  in Abhängigkeit der relativen Fliessdistanz [(x/L)–3] und des Sohlwinkels  $\varphi$  folgt

$$C_a = 0.02 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot \sin(\varphi - 30^\circ) + C_{a(3L)} \quad \text{für } 3 \le x/L \le 9$$

$$(7.1)$$

Bei einem Sohlwinkel von  $\varphi=30^{\circ}$  wird  $\sin(\varphi-30^{\circ})=0$  und der Wert von  $C_a$  bleibt entsprechend unverändert mit zunehmender Fliessdistanz. Auf einer Schussrinne mit  $\varphi>30^{\circ}$  wird der Term  $\sin(\varphi-30^{\circ})>0$ , was einer geringen Zunahme von  $C_a$  gleichkommt. Ist beispielsweise  $\varphi=50^{\circ}$ , so wird  $0.02 \cdot \sin(\varphi-30^{\circ})=0.007$ . Das heisst, die mittlere Luftkonzentration nimmt um 7 ‰ zu pro Wurfweite *L*. Es wird somit bereits oberstrom des natürlichen Selbstbelüftungspunktes eine *marginale* Zunahme der mittleren Luftkonzentration beobachtet. Dies hängt vermutlich mit der zunehmend rauen Wasseroberfläche auf steilen Schussrinnen zusammen. Auf Schussrinnen mit  $\varphi<30^{\circ}$  wird der Term  $\sin(\varphi-30^{\circ})<0$ , was einer Reduktion von  $C_a$  mit zunehmender Fliessdistanz x/L entspricht. Bei  $\varphi=12^{\circ}$  beispielsweise nimmt  $C_a$  pro Wurfweite *L* um  $0.02 \cdot \sin(\varphi-30^{\circ})=-0.006$  ab.

Der Wert für  $C_{a(3L)}$  kann mit Gl. (6.2) bestimmt werden. Die im Modell gemessenen und nach Gl. (7.1) berechneten Werte von  $C_a(x/L)$  im Fernbereich sind in Abb. 7.3 verglichen. Es folgt eine Korrelation von  $R^2$ =0.86. Soll ein Belüfter eine grosse mittlere Luftkonzentration  $C_a$  im Fernbereichsabfluss bewirken, so muss dieser eine grosse Wurfweite L des Strahls generieren und einen möglichst hohen Startwert  $C_{a(3L)}$  erzeugen. Zudem halten steile Sohlwinkel  $\varphi$  den Wert von  $C_a$  hoch.



Abb. 7.3 – Mittlere Luftkonzentration  $C_a$  im Fernbereich: Vergleich der am Modell gemessenen mit den nach Gl. (7.1) berechneten Werten

### 7.2.2 Sohl-Luftkonzentration

Die Sohl-Luftkonzentration wird im Modell bei 2 mm $\leq z \leq 3$  mm über der Sohle gemessen. Der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  ist von besonderem Interesse, da die sohlnahe Luft zur Unterdrückung von Kavitation beiträgt. In Abb. 7.4 ist der unnormierte Verlauf von  $C_b(x/L)$  im Fernbereich semi-logarithmisch aufgetragen für (a)  $\varphi$ =50°, (b)  $\varphi$ =30° und (c)  $\varphi$ =12°. Auch in dieser Abbildung sind der Übersichtlichkeit wegen nur 12 Versuche pro Diagramm gezeigt. Der nachfolgend beschriebene Verlauf der Konzentration ist bei allen Versuchen vergleichbar. Bei einer semi-logarithmischen Darstellung folgen die Sohl-Luftkonzentrationen  $C_b(x/L)$  jeweils einer Geraden. Ein Einfluss des Sohlwinkels  $\varphi$  ist nicht ersichtlich, im Gegensatz zum Verlauf der mittleren Konzentrationen  $C_a$  nach Kapitel 7.2.1. Allerdings unterschieden sich die Steigungen der einzelnen Geraden in Abhängigkeit der Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub>.







Abb. 7.4 – Semi-logarithmischer Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x/L)$  für (a)  $\varphi=50^\circ$ , (b)  $\varphi=30^\circ$  und (c)  $\varphi=12^\circ$ . Legende: Versuchsnummern gemäss Tabellen 3.2. 3.3 und 3.4

Die Abhängigkeit von F<sub>o</sub> wird besser sichtbar, wenn C<sub>b</sub> mit C<sub>b(3L)</sub> normiert wird zu C<sub>b</sub>/C<sub>b(3L)</sub>. Entsprechend liegt der Startwert der Funktionen zu Beginn des Fernbereichs x/L=3 bei C<sub>b</sub>/C<sub>b(3L)</sub>=1. In Abb. 7.5 werden die relativen Sohl-Luftkonzentrationen C<sub>b</sub>/C<sub>b(3L)</sub>(x/L) gezeigt für (a)  $\varphi$ =50°, (b)  $\varphi$ =30° und (c)  $\varphi$ =12°. Besonders bei flachen Sohlwinkeln ist die unterschiedliche Steigung sichtbar. Wird beispielsweise Abb. 7.5 (c) betrachtet, so weist Versuch

No. 110 mit F<sub>o</sub>=5.8 die stärkste Abnahme der Konzentrationen auf, während die Versuche No. 116 und 119 mit F<sub>o</sub>=9.1 und 9.0 eine moderate Reduktion der Konzentrationen aufweisen. Die restlichen Versuche mit 7.3 $\leq$ F<sub>o</sub> $\leq$ 7.7 liegen dazwischen.

78

102

103

104

9

x/L



Da der Konzentrationsverlauf in der semi-logarithmischen Darstellung als Gerade erscheint, muss C<sub>b</sub> eine Exponentialfunktion der relativen Fliessdistanz sein. Wird zusätzlich der Einfluss von F<sub>o</sub> auf  $C_b/C_{b(3L)}(x/L)$  berücksichtigt, so folgt

$$C_b = C_{b(3L)} \cdot \exp\left(-8.5 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot F_o^{-1.5}\right) \quad \text{für } 3 \le x/L \le 9$$
(7.2)

Der Startwert  $C_{b(3L)}$  ist durch Gl. (6.6) für Stufenbelüfter und Gl. (6.12) für Belüfter mit Deflektoren gegeben. Die Korrelation zwischen den nach Gl. (7.2) berechneten und den im Modell gemessenen Werten von  $C_b(3 \le x/L \le 9)$  beträgt  $R^2 = 0.91$ . Abb. 7.6 zeigt den Verlauf von  $C_b/C_{b(3L)}$  als Funktion von  $\Phi_{IIICb} = ((x/L)-3) \cdot F_o^{-1.5}$ . Es fällt auf, dass einzelne Punkte im Bereich  $\Phi_{IIICb} \ge 0.2$  einen Trend zu grösseren Werten von  $C_b/C_{b(3L)}$  aufweisen als nach Gl. (7.2). Diese Punkte stammen aus Versuchen mit kleinen Zuflusstiefen  $h_o$  und kurzen Wurfweiten L, was entsprechend maximale Werte von  $x/L \ge 10$  am Modellende kombiniert mit einer frühen Selbstbelüftung bewirkt. Die entsprechenden Punkte liegen daher offenbar im Bereich der einsetzenden natürlichen Selbstbelüftung.



Abb. 7.6 - Allgemeiner, normierter Verlauf der Sohl-Luftkonzentration im Fernbereich

### 7.2.3 Vergleich mit der Arbeit von Kramer (2004)

Kramer (2004) hat den Luftaustrag unterstrom eines Belüfters mit t=15 mm,  $\alpha=5.7^{\circ}$  und s=0 mm im physikalischen Modell detailliert untersucht. Seine Versuche umfassen Sohlwinkel von  $0^{\circ} \le \varphi \le 26^{\circ}$  und konzentrieren sich primär auf die Entlüftung unterstrom von Belüftern sowie die natürliche Selbstbelüftung. Kapitel 2.4.2 enthält seine Gl. (2.49) für den Verlauf von  $C_b(x)$  und Gl. (2.50) für den Verlauf von  $C_a(x)$ . Ähnlich zu den eigenen Beziehungen benötigt Kramer für beide Gleichungen einen Startwert, ab dem er den weiteren Verlauf der Konzentration beschreibt. Allerdings gibt er keine konkrete Funktion zur Berechnung dieser Startwerte an, sondern schätzt sie. Entsprechend ungenau sind seine Werte bezüglich des Verlaufs von  $C_a(x)$  und  $C_b(x)$ . Zudem rechnet er den Luftaustrag direkt ab dem Auftreffpunkt bei x=L, ohne die dominante Entlüftung im Auftreff- und Spraybereich zu berücksichtigen. Daher fallen seine Konzentrationsverläufe in der Regel zu optimistisch aus. Für einen Vergleich seiner Beziehungen mit den eigenen Gleichungen wird deshalb einzig der Konzentrationsverlauf

## 7. Fernbereich

Der Aufbau von Gl. (2.50) nach Kramer und der eigenen Gleichung (7.1) bezüglich der mittleren Luftkonzentration Ca ist ähnlich. Beide gehen von einem Startwert Cao aus und geben anschliessend die Veränderung der Konzentration als Funktion des Sohlwinkels  $\varphi$  und der relativen Fliessdistanz. Trotzdem ist ein direkter Vergleich der beiden Gln. (5.20) und (7.1) nicht möglich, da ihnen unterschiedliche Längsnormierungen zugrunde liegen. Kramer (2004) normiert – im Hinblick auf Strömungen weit unterstrom von Belüftern – mit  $x/h_{90u}$ , während bei den eigenen Versuchen - im Hinblick auf Strömungen im Nahbereich von Belüftern - die Normierung x/L verwendet wird. Für gängige Belüftertypen ist  $L >> h_{90u}$ . Andererseits ist die Entlüftungsrate mit 0.0085 ( $\sin \varphi - 1$ ) für einen bestimmten Sohlwinkel  $\varphi$  bei Kramer unwesentlich grösser als jene aus den eigenen Daten mit  $0.02 \cdot \sin(\varphi - 30)$ . Entsprechend berechnet Kramer (2004) eine geringfügig grössere Entlüftungsrate entlang einer kürzeren Referenzlänge als die eigene Funktion. Nach Kramer folgt somit eine intensivere Entlüftung in Bezug auf die mittlere Luftkonzentration als nach den eigenen Abschätzungen. Die Gründe für die Abweichung können sein, dass Kramer (2004) (1) die Prozesse im Auftreffpunkt nicht berücksichtigt hat, (2) den Belüfter teils mit Druckluft "übersättigte" und entsprechend im Abfluss erhöhten Luftaustrag feststellte und (3) seine Versuche mit Wo<140 den Luftaustrag beeinflussten (Kapitel 6.2.2).

Ausgehend von einem Startwert  $C_{bo}$  nimmt die *Sohl-Luftkonzentration*  $C_b$  nach Kramer (2004) entlang der normierten Fliesslänge nach Gl. (2.49) exponentiell ab. Dieser Trend wird auch aus den eigenen Daten abgeleitet. Zudem beeinflussen der Sohlwinkel  $\varphi$  und die Zufluss-Froudezahl  $F_o$  den Konzentrationsverlauf. Den Einfluss von  $\varphi$  auf  $C_b$  gibt Kramer mit exp[ $-0.006^{\tan\varphi}$ ] an, d.h.  $C_b$  nimmt bei grossen Werten  $\varphi$  weniger stark ab als auf flachen Schussrinnen. Aus der eigenen Gl. (7.2) folgt der Einfluss implizit zu exp[ $-(1+\sin\varphi)^{-1.5}$ ]. Auch bei dieser Beziehung nimmt die Konzentration bei steilen Sohlwinkeln  $\varphi$  weniger stark ab als auf flachen Schussrinnen. Der Einfluss von  $\varphi$  auf  $C_a$  ist daher bei beiden Arbeiten ähnlich. Betreffend des Einflusses der Zufluss-Froudezahl  $F_o$  weisen beide Arbeiten den gleichen Term von exp( $-F_o^{-2.5}$ ) auf, da exp[ $-(1/L) \cdot F_o^{-1.5}$ ]=exp[ $-F_o^{-2.5}$ ] für die eigenen Versuche ist. Im Kapitel 8.6 ist für eine konkrete Schussrinne die Sohl-Luftkonzentrationsverteilung berechnet. Es wird dort gezeigt, dass beide Arbeiten im *Fernbereich* nahezu identische Werte für  $C_b(x)$  ergeben, vorausgesetzt, dass bei Kramer (2004) der Startwert  $C_{b(3L)}$  entsprechend eingesetzt wird.

Als Fazit kann deshalb festgehalten werden, dass die eigenen Resultate mit jenen von Kramer (2004) übereinstimmen, sofern die Beziehungen von Kramer angewendet werden (1) für *Sohlwinkel* zwischen  $0^{\circ} \le \varphi \le 26^{\circ}$ , (2) im *Fernbereich* ab x/L > 3 und (3) mit  $C_{a(3L)}$  und  $C_{b(3L)}$ 

als *Startwerte*. Der Vergleich der eigenen Resultate mit der Arbeit von Kramer (2004) zeigt, dass:

- der Einfluss der massgebenden Parameter auf den Verlauf von  $C_a$  ähnlich angegeben wird. Nach Kramer folgt jedoch eine intensivere Entlüftung, sowie
- der Verlauf von  $C_b$  von beiden Untersuchungen praktisch identisch beschrieben wird.

# 7.3 Folgerungen

Der Verlauf der Luftkonzentration im Fernbereich ist stetig, sofern im Abfluss zwischen 3 < x/L < 9 nicht der Ort der natürlichen Selbstbelüftung erreicht wird. Ausgehend vom Startwert  $C_{a(3L)}$  nimmt die *mittlere* Luftkonzentration  $C_a$  auf Schussrinnen mit  $\varphi < 30^\circ$  in Fliessrichtung linear ab, während Schussrinnen mit  $\varphi > 30^\circ$  einen marginalen Lufteintrag aufweisen. Generell verändern sich die Werte mit der Fliessdistanz nur geringfügig. Die *Sohl*-Luftkonzentration  $C_b$  nimmt, ausgehend vom Startwert  $C_{b(3L)}$ , exponentiell mit der relativen Fliessdistanz (x/L) ab. Für grosse Zufluss-Froudezahlen  $F_o$  ist die Konzentrationsreduktion kleiner als bei geringen Werten von  $F_o$ .

# 8 Zusammenfassung

# 8.1 Übersicht

In den Jahren zwischen 1960 und 1980 sind Kavitationsschäden auf mehreren Schussrinnen aufgetreten. Der Schädigungsgrad einzelner Anlagen war derart gross, dass die Funktionstüchtigkeit der entsprechenden Hochwasserentlastung in Frage gestellt wurde. In der Folge wurden mehrere Ansätze zur Vermeidung des Phänomens oder zur Reduktion dessen Auswirkungen untersucht. Als effizienteste Methode zur Verhinderung von Kavitationsschäden hat sich die Belüftung des Abflusses entlang einer gefährdeten Schussrinnenstrecke mittels Sohlbelüftern herausgestellt. Untersuchungen zu Belüftern konzentrierten sich primär auf deren pauschalen Lufteintrag. Aussagen über die effektive Verteilung der Luft im unterstrom gelegenen Abfluss sind jedoch nur lückenhaft vorhanden. Die Reduktion der Luftkonzentration entlang der Fliessstrecke nach Belüftern wurde zudem entweder mit Austragsraten pro Laufmeter quantifiziert oder entsprechend der Arbeit von Kramer (2004) ermittelt (Kapitel 2.4.2). Allerdings gilt der Ansatz von Kramer erst ab einer gewissen Fliessstrecke unterstrom eines Belüfters, weiter muss der Startwert der Konzentration geschätzt werden. Es besteht somit Forschungsbedarf im Hinblick auf die Luftverteilung im Abfluss unterstrom von Belüftern. Dabei ist insbesondere die interne Abflussstruktur von Interesse, da diese den Lufttransport dominiert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden u.a. Luftkonzentrationsprofile unterstrom von Belüftern im hydraulischen Modell gemessen. Dazu wurde eine fiberoptische Messsonde eingesetzt, welche lokale Konzentrationen und Gemischgeschwindigkeiten aufzeichnet. Um allgemeingültige Resultate zu erzielen, wurden die Belüftergeometrie, die Zuflussbedingungen und der Sohlwinkel der Schussrinne systematisch variiert. Die gewonnenen Daten wurden anschliessend einer Analyse unterzogen und im Hinblick auf die Fragestellung ausgewertet. Daraus folgte, dass der Abfluss unterstrom von Belüftern grundsätzlich in drei charakteristische Wirkungszonen eingeteilt werden kann. Die einzelnen Zonen werden in den Kapiteln 5 bis 7 detailliert beschrieben und sind unten zusammengefasst. Zusätzlich zu weiteren Zusammenhängen konnte insbesondere ein allgemeiner Verlauf der Sohl-Luftkonzentration unterstrom von Stufenbelüftern sowie Belüftern mit Deflektoren angegeben werden. Die Herleitung des generellen Verlaufs der Sohlluftkonzentration stellt den Kern der vorliegenden Arbeit dar und ermöglicht es, die Gestalt von Belüftern im Hinblick auf ihre Anforderungen zu optimieren und den Ort eines allfällig notwendigen, zweiten Belüfters zu bestimmen. Die Resultate der vorliegenden Untersuchung fügen sich in bestehendes Wissen ein und ergänzen und bestätigen zudem andere Untersuchungen, insbesondere jene von Kramer (2004).

Nach der einleitenden Übersicht werden die Grenzen der vorliegenden Untersuchung aufgezeigt. Dabei sind die untersuchten Belüfter beschrieben und die Erkenntnisse aufgrund der Randbedingungen des Modells eingegrenzt. Anschliessend folgt eine Zusammenfassung der wichtigsten Resultate inklusive der entsprechenden Formeln. Die bedeutsamsten Erkenntnisse werden aufgelistet und Folgerungen gezogen. Im Anschluss wird die optimale Belüftergeometrie in Funktion der Randbedingungen hergeleitet. Um die Anwendung der Resultate zu veranschaulichen, wird abschliessend der Effekt eines Belüfters bezüglich der mittleren und der Sohl-Luftkonzentration auf einer gegebenen Schussrinne berechnet und mit den Resultaten nach Kramer (2004) verglichen.

## 8.2 Grenzen der Untersuchung

Die untersuchten Modell-Belüfter (Kapitel 3.3.1) wurden typischen Protoyp-Belüftern (Kapitel 2.3.1) nachgebaut. Es wurden sowohl Stufenbelüfter als auch Belüfter mit Deflektoren untersucht. Wenn möglich wurden die eigenen Resultate mit Prototypdaten verifiziert und allenfalls mit den Werten aus anderen Modelluntersuchungen verglichen.

Im Modell betrug die Deflektor-Höhe 0 mm $\leq t \leq 26.7$  mm, der Deflektor-Winkel 0° $\leq \alpha \leq 11.3^{\circ}$ , die Stufenhöhe 0 mm $\leq s \leq 100$  mm, der Sohlwinkel 12° $\leq \varphi \leq 50^{\circ}$ , die Zuflusstiefe 40 mm $\leq h_o \leq 94$  mm und die Zufluss-Froudezahl 5.8 $\leq F_o \leq 10.4$  (Abb. 2.22). Die relative Absturzhöhe variierte zwischen 0.1 $\leq (s+t)/h_o \leq 2.1$ . Die hergeleiteten Funktionen gelten entsprechend für Prototyp Belüfter im Bereich von 0° $\leq \alpha \leq 11.3^{\circ}$ , 5.8 $\leq F_o \leq 10.4$ , 12° $\leq \varphi \leq 50^{\circ}$  und 0.1 $\leq (s+t)/h_o \leq 2.1$ . Ausnahmen sind die Gleichungen:

(4.1) zum Lufteintragskoeffizienten β. Da die Funktion auch f
ür die Messwerte von Koschitzky (1987) und Skripalle (1994) erfolgreich getestet wurde, erweitert sich der G
ültigkeitsbereich dieser Gleichung auf 5.8≤F₀≤16.1, 0≤φ≤50° und 0.06≤(s+t)/h₀≤2.1.
(5.1) bis (5.11) zu den Strahltrajektorien. Der eigene Datensatz wurde mit dem von Steiner (2007) ergänzt. Der Gültigkeitsbereich steigt dadurch auf 0≤α≤33.3°, 0≤φ≤50° und 3≤F₀≤10.4. Die relative Deflektorhöhe beträgt 0.6≤h₀/t≤9.9.

Die Übertragbarkeit der eigenen Untersuchung auf den Prototypen ist in Kapitel 3.4.2 diskutiert. Wie gezeigt wird, weist das Modell ungefähr einen Massstab von  $7.5 \le \lambda \le 15$  auf, bezogen auf einen repräsentativen Belüfter im Prototyp. Massstabseffekte wurden bei einzelnen Versuchen mit geringen Zufluss-Weberzahlen von  $W_o \le 140$  und Zufluss-Reynoldszahlen von  $R_o \le 2.2 \cdot 10^5$  festgestellt. Diese Versuche wurden bei der Datenanalyse daher nicht berücksichtigt. Generell konnte nachgewiesen werden, dass die restlichen Versuche nicht durch Modelleffekte behaftet sind (Kapitel 6.2.2), weshalb die abgeleiteten Resultate auf den Prototypen übertragen werden können.

Insgesamt umfassen die drei Haupt-Messserien 93 Versuche in einer glatten Rinne bestehend aus Glas und PVC. Einige der oben diskutierten Limitationen der Resultate folgen aus den Randbedingungen der Versuchsanlage. Die Modellrinne weist eine Länge von l=6 m und eine fixe Breite von b=0.3 m auf. Bei einem Maximal-Durchfluss von Q=180 l/s folgt ein maximaler spezifischer Abfluss von q=600 l/s. Da zudem die grösste Öffnungshöhe der Jet-Box 0.12 m betrug und weiter der Druck im Innern einen kritischen Wert nicht übersteigen durfte, folgen für die Zuflussbedingungen maximal die oben erwähnten Werte von  $h_o=0.094$  mm und  $F_o=10.4$ . Der Messraster der fiberoptischen Sonde umfasste alle 20 cm ein Profil senkrecht zum Rinnenboden. Bei einem Abstand von 1.6 mm $\leq \Delta z \leq 5.1$  mm zwischen den einzelnen Punkten eines Profils folgten maximal 800 Messpunkte pro Versuch. Eine höhere Punktedichte hätte die Datenmenge unverhältnismässig vergrössert, gleichzeitig aber die Messgenauigkeit kaum gesteigert. Der sohlnahste Messpunkt lag auf Kote z=2 bis 3 mm über dem Rinnenboden. Messungen näher an der Sohle waren unmöglich, da sonst die Sondenspitze unter Umständen auf dem Boden aufgeschlagen hätte und beschädigt worden wäre.

Die eingesetzte Sonde konnte Konzentrationen zwischen  $0.0001 \le C \le 0.98$  erfassen. Der Wasserspiegel wurde entlang der Iso-Konzentrationslinie von C=0.90 definiert, entsprechend dem Standard bei Gemischabflüssen. Die mittleren Luftkonzentrationen wurden zwischen dem Sohlwert und dem Wasserspiegel, oder entlang des Wurfstrahls zwischen dem oberen und unteren Wasserspiegel, integriert.

Das Luftzufuhrsystem war nicht Gegenstand der vorliegenden Untersuchung. Es wurde so gross dimensioniert, dass keine massgebenden Verluste im Luftstrom entstanden (Kapitel 3.1.2). Als Konsequenz gelten alle hergeleiteten Resultate bei  $\Delta p \approx 0$  in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls. Allerdings sollte auch im Prototyp das Luftzufuhrsystem für annähernd diese Bedingungen dimensioniert werden (Kapitel 2.3.2). Zur Berechnung des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  aus Gl. (4.1) wurde nur Luft aus dem Luftzufuhrsystem angerechnet. Die einsetzende Oberflächenbelüftung bei Deflektoren wurde nicht berücksichtigt. Zudem gibt die Untersuchung keinen Aufschluss darüber, welche Luftkonzentration *C* im Abfluss effektiv benötigt wird, um Kavitationsschäden zuverlässig zu verhindern (Kapitel 2.1.3).

## 8.3 Zusammenfassung der Resultate

In Kapitel 4 ist eine Übersicht des allgemeinen Lufttransports unterstrom von Schussrinnen-Belüftern gegeben. Die Analyse der Einflussparameter hat gezeigt, dass drei generelle Wirkungszonen (I) bis (III) eines Belüfters existieren (Kapitel 5 bis 7): (I) Der Wurfstrahl entlang 0 < x/L < 1, (II) der Auftreff- und Spraybereich entlang  $1 \le x/L \le 3$  und (III) der Fernbereich stromab von x/L=3 bis zum Ort der natürlichen Selbstbelüftung. Dabei ist x als Längskoordinate ab der Belüfterlippe und L als Wurfweite des Strahls definiert (Abb. 2.22). Nachfolgend werden die wichtigsten Beziehungen dieser drei Wirkungszonen beschrieben.

Die Oberflächen-Trajektorien entlang des *Wurfstrahls* ( $0 \le x/L \le 1$ , Tabelle 8.1) folgen der Wurfparabel. Die maximale Sprunghöhe der oberen Trajektorie senkrecht zur Schussrinnen-Sohle gemessen beträgt  $Z_{OM}$  (Gl. 5.5). Die untere Trajektorie schlägt am Ende der Luftzone mit einem Winkel  $\gamma$  auf der Schussrinnen-Sohle auf (Gl. 5.12). Entlang des Wurfstrahls zerfällt der zusammenhängende Wasserkörper aufgrund der Turbulenz. Die Länge des Reinwasserkerns beträgt  $L_r$  (Gl. 5.15). Diese wird entlang der Längskoordinate x definiert von der Absprunglippe bis zum Querschnitt in Wurfstrahl, bei dem die minimale Luftkonzentration C=0.01 beträgt. Unterstrom von  $L_r$  ist der Strahl daher vollständig belüftet. Die Länge  $L_r$  ist massgebend für den Lufttransport im Wurfstrahl. So sind sowohl die minimale Luftkonzentration  $C_m$  (Gl. 5.18) als auch die mittlere  $C_a$  (Gl. 5.20) eine Funktion von  $L_r$ . Allgemein wurde beobachtet, dass beide Konzentrationen mit der Wurfweite stark ansteigen.

Der Auftreff- und Spraybereich ( $1 \le x/L \le 3$ , Tabelle 8.2) als zweite Zone ist charakterisiert durch eine lokal unregelmässige Abflussstruktur und eine markante Entlüftung des Abflusses in Sohlnähe. Die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  entlang dieser Wirkungszone verläuft ungleichförmig. Trotzdem lässt sich ihr Wert  $C_{a(3L)}$  am Ende der Zone bei x/L=3 quantifizieren (Gl. 6.2). Der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  ist abhängig davon, ob ein Belüfter über einen Deflektor verfügt oder nicht. Mit Deflektor kann  $C_b(x/L)$  mittels Gl. (6.11) berechnet werden, für Stufenbelüfter gilt Gl. (6.5). Zur Bestimmung von  $C_b$  an einer bestimmten Stelle *x* [m] muss zudem die Wurfweite *L* nach Gl. (4.2) einbezogen werden. Ist der Wert von  $C_{b(3L)}$  am Ende der Wirkungszone (II) bei *x/L*=3 gesucht, so gilt für Belüfter mit Deflektoren Gl. (6.12) und für Stufenbelüfter Gl. (6.6). Die maximale Sprayhöhe  $h_{sM}$  im Spraybereich folgt nach Gl. (6.13) und ist senkrecht zur Schussrinnen-Sohle definiert.

Der *Fernbereich* (x/L>3, Tabelle 8.3) schliesslich zeichnet sich durch eine stetige Entwicklung der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  und der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  aus. Die Werte von  $C_a$  verändern sich mit zunehmender Fliessdistanz nur geringfügig und können mit Gl. (7.1) bestimmt werden, mit dem Startwert  $C_{a(3L)}$  aus Gl. (6.2). Die Werte von  $C_b$  dagegen nehmen mit ansteigender Fliessstrecke deutlich ab entsprechend Gl. (7.2). Hier folgt der Startwert  $C_{b(3L)}$  nach Gl. (6.6) oder (6.12), je nach Belüftertyp.

Tabelle 8.1 – Zusammenstellung der wichtigsten hergeleiteten Formeln für den Wurfstrahl mit *t* als Deflektor-Höhe,  $\alpha$  als Deflektor-Winkel, *s* als Stufenhöhe,  $\varphi$  als Sohlwinkel, *h*<sub>o</sub> als Zuflusstiefe und F<sub>o</sub> als Zufluss-Froudezahl (Abb. 2.22) ergänzt mit den Gültigkeitsgrenzen

Wirkungszone (I)	Funktion	Anwendungs- bereich
Maximale Sprunghöhe	$Z_{OM} = 0.6 \cdot F_o^{1.5} \cdot \tan \alpha \cdot \left(\frac{t}{h_o}\right)^{0.7} \cdot (1 + \sin \varphi)^{0.3}$ mit $Z_{OM} = \frac{z_{OM} - h_o - s}{h_o}$	(5.5) 0 <z<sub>OM&lt;10</z<sub>
Auftreffwinkel	$\gamma[^{\circ}] = 7.8 \cdot \sqrt{\frac{s+t}{h_o}} \cdot (1 + \tan \alpha)^3 \cdot (1 + \sin \varphi)^{-1}$	(5.12) 0°<γ<20°
Länge des Reinwasserkerns	$\frac{L_r}{h_o} = 74 \cdot F_o^{-1} \cdot \left(1 + \tan \alpha\right)^{-0.5} \cdot \left(1 + \sin \varphi\right)$	(5.15) 8< <i>L<sub>r</sub>/h<sub>o</sub></i> <20
Minimale Luftkonzentration	$C_m = 0.11 \cdot (X_r - 1)^{1.5} + 0.01$ mit $X_r = \frac{x}{L_r}$	(5.18) $1 \le X_r \le 4$
Mittlere Luftkonzentration	$C_a = \tanh\left(0.4 \cdot X_r^{0.6}\right)$	(5.20) 0≤ <i>X</i> <sub>r</sub> ≤4

Tabelle 8.2 – Zusammenstellung der wichtigsten hergeleiteten Formeln für den Auftreff- und Spraybereich mit *t* als Deflektor-Höhe,  $\alpha$  als Deflektor-Winkel, *s* als Stufenhöhe,  $\varphi$  als Sohlwinkel,  $h_o$  als Zuflusstiefe und F<sub>o</sub> als Zufluss-Froudezahl (Abb. 2.22) ergänzt mit den Gültigkeitsgrenzen

Wirkungs- zone (II)	Funktion	Anwendungs- bereich
Mittlere Luftkonzent- ration bei x/L=3	$C_{a(3L)} = 0.008 \cdot \frac{L}{h_o} + C_{ao}$ mit $C_{ao} = 0.10$	(6.2) $5 \le L/h_o \le 40$
<i>Stufenbe- lüfter</i> : Sohl- Luftkonzen- tration	$C_{b} = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot \left(\frac{x}{L} - 1\right)^{0.2} \cdot F_{o}^{-0.4} \cdot \left(\frac{h_{o}}{s + h_{o}}\right)^{-0.26} \cdot (\sin\varphi)^{0.08}\right)$	$(6.5)$ $1 \le x/L \le 3$
<i>Stufenbe-lüfter</i> : Sohl-Luftkonzen-tration bei <i>x/L</i> =3	$C_{b(3L)} = 1 - \tanh\left(5.5 \cdot F_o^{-0.4} \cdot \left(\frac{h_o}{s + h_o}\right)^{-0.26} \cdot (\sin \varphi)^{0.08}\right)$	(6.6) <i>x/L</i> =3
<i>Deflektor</i> : Sohl-Luft- konzen- tration	$C_{b} = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot \left(\frac{x}{L} - 1\right)^{0.25} \cdot F_{o}^{0.25 \cdot n} \cdot (\tan \alpha)^{0.25 \cdot m} \cdot \left(\frac{h_{o}}{s + h_{o}}\right)^{-0.05}\right)$ mit $n = -1 - (1.5 \cdot \sin \varphi)^{3}$ und $m = 0.5 - (1.5 \cdot \sin \varphi)^{3}$	(6.11) 1≤ <i>x/L</i> ≤3
Deflektor: Sohl-Luft- konzen- tration bei x/L=3	$C_{b(3L)} = 1 - \tanh\left(5.7 \cdot F_o^{0.25 \cdot n} \cdot (\tan \alpha)^{0.25 \cdot m} \cdot \left(\frac{h_o}{s + h_o}\right)^{-0.05}\right)$ mit $n = -1 - (1.5 \cdot \sin \varphi)^3$ und $m = 0.5 - (1.5 \cdot \sin \varphi)^3$	(6.12) <i>x/L</i> =3
Maximale Sprayhöhe	$\frac{h_{sM}}{h_o} = 0.9 + 0.45 \cdot (1 + \sin\varphi)^{-1.5} \cdot \left[\sqrt{\frac{s+t}{h_o}} + F_o \cdot \tan\alpha\right]$	(6.13) $0.9 \le h_{sM}/h_o \le 2$

Tabelle 8.3 – Zusammenstellung der wichtigsten hergeleiteten Formeln für den Fernbereich mit *t* als Deflektor-Höhe,  $\alpha$  als Deflektor-Winkel, *s* als Stufenhöhe,  $\varphi$  als Sohlwinkel, *h*<sub>o</sub> als Zuflusstiefe und F<sub>o</sub> als Zufluss-Froudezahl (Abb. 2.22) ergänzt mit den Gültigkeitsgrenzen

Wirkungszone (III)	Funktion	Anwendungs- bereich
Mittlere Luftkonzentrati- on	$C_a = 0.02 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot \sin(\varphi - 30^\circ) + C_{a(3L)}$ mit $C_{a(3L)}$ nach Gl. (6.2)	(7.1) 3≤ <i>x/L</i> ≤9
Sohl-Luftkonzentration	$C_b = C_{b(3L)} \cdot \exp\left(-8.5 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot F_o^{-1.5}\right)$ mit $C_{b(3L)}$ nach Gl. (6.6) oder Gl. (6.12)	(7.2) $3 \le x/L \le 9$

Tabelle 8.4 – Zusammenstellung der Formeln für den Lufteintragskoeffizienten und die relative Wurfweite mit *t* als Deflektor-Höhe,  $\alpha$  als Deflektor-Winkel, *s* als Stufenhöhe,  $\varphi$  als Sohlwinkel, *h*<sub>o</sub> als Zuflusstiefe und F<sub>o</sub> als Zufluss-Froudezahl (Abb. 2.22) ergänzt mit den Gültigkeitsgrenzen

Wert	Funktion	Anwendungs- bereich
Lufteintragskoeffizient	$\beta = 0.0028 \cdot E^2 \cdot [1 + E \cdot \tan \alpha] = 0.1$	(4.1)
Lunchinagskoemizient	$p = 0.0020 \cdot \Gamma_o \cdot [1 + \Gamma_o \cdot \tan \alpha] = 0.1$	0<β<0.80
Relative Wurfweite	$\frac{L}{h_o} = 0.77 \cdot F_o \cdot (1 + \sin \varphi)^{1.5} \cdot \left[ \sqrt{\frac{s+t}{h_o}} + F_o \cdot \tan \alpha \right]$	(4.2) 0< <i>L</i> / <i>h</i> <sub>o</sub> <50

## 8.4 Generelle Folgerungen

Der vermutlich wichtigste Parameter, den ein Belüfter im Hinblick auf Kavitationsvermeidung beeinflusst, ist die Sohl-Luftkonzentration  $C_b$ . Mit dem Formelsatz aus Kapitel 8.3 kann ein Belüfter in Bezug auf seine erwirkte Konzentration  $C_b$  überprüft und gegebenenfalls optimiert werden. Zudem kann der Abstand zu einem zweiten, unterstrom angeordneten Belüfter bestimmt werden, sofern ein Minimal-Wert von  $C_b$  angenommen wird. Die erarbeiteten Erkenntnisse der vorliegenden Arbeit sind jeweils am Ende der einzelnen Kapitel aufgelistet, insbesondere bei den Kernkapiteln 5 bis 7. Hier wird daher nicht mehr auf die einzelnen Aspekte eingegangen, sondern es werden übergreifende und vergleichende Erkenntnisse diskutiert:

- Sohlbelüfter bewirken primär eine Zunahme der mittleren Luftkonzentration *C<sub>a</sub>*, während sie die Sohl-Luftkonzentration *C<sub>b</sub>* nur marginal erhöhen. Zudem findet im Bereich unterstrom des Auftreffpunkts eine markante Entlüftung des sohlnahen Abflusses entlang einer kurzen Fliessstrecke statt.
- Der Lufttransport unterstrom vom Belüftern kann in drei charakteristische Zonen eingeteilt werden: den *Wurfstrahl*, den *Auftreff- und Spraybereich* sowie den *Fernbereich*. Der Wurfstrahl und der Auftreff- und Spraybereich sind durch lokale Abflussstrukturen geprägt. Entlang dieser Zonen kann keine Aussage zur Effizienz eines Belüfters getroffen werden. Um die Wirkung eines Belüfters zuverlässig zu beschreiben, sollte die eingetragene Luft erst bei *x/L*=3 beurteilt werden.
- In Übereinstimmung mit der Literatur wurde festgestellt, dass der effiziente Luftaufnahmebeginn bei Sohlbelüftern einen gewissen Wert der Zufluss-Froudezahl  $F_{om}$  voraussetzt. Es wurde gezeigt, dass die Auffächerung und dadurch auch der Zerfall des Wurfstrahls bei ungefähr  $F_o$ =4 einsetzt. Entsprechend tragen Belüfter mit steilen Deflektor-Winkeln von  $\alpha$ =11.3° ab  $F_{om}$ =4 Luft ein, während flachere Deflektoren mit rund  $\alpha$ =5.7° dazu etwa  $F_{om}$ =5 bedingen und Stufenbelüfter sogar  $F_{om}$ =6. Es ist ersichtlich, dass Stufenbelüfter erst ab  $F_o$ >6 funktionieren, während Belüfter mit Deflektoren schon bei geringen Werten Luft eintragen. Insbesondere der Einsatz von Stufenbelüftern ist daher auf Bereiche mit grossen Froudezahlen beschränkt, wie sie beispielsweise nach Grundablässen anzutreffen sind.
- Belüfter mit Deflektoren weisen prinzipiell höhere Werte des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  und der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  auf als Stufenbelüfter, bei sonst gleichen Randbedingungen.
- Die Zufluss-Froudezahl  $F_o$  ist der massgebende Parameter bezüglich des Lufteintrags bei Belüftern. Der Lufteintragskoeffizient  $\beta$  nimmt mit ansteigendem  $F_o$  markant zu, während sich die Entlüftungsrate an der Sohle deutlich verringert.
- Steile Deflektoren mit grossen Deflektor-Winkeln  $\alpha$  sind in Bezug auf den Lufteintrag allgemein effizienter als flache Deflektoren oder Stufenbelüfter, insbesondere bei Schussrinnen mit Sohlwinkeln von  $\varphi>32^{\circ}$ .

- Belüfter auf Schussrinnen mit steilen Sohlwinkeln von  $\varphi>32^\circ$  sind effizienter als solche auf flachen Schussrinnen. Die Abnahme der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  wird verringert, während die mittlere Luftkonzentration  $C_a$  im Fernbereich konstant bleibt oder sogar leicht zunimmt.
- Die Stufenhöhe *s* und die Deflektor-Höhe *t* haben einen untergeordneten Einfluss auf den Verlauf der Sohl-Luftkonzentration *C*<sub>b</sub>.
- Am Ort x/L=3 beinhaltet der Abfluss im Mittel üblicherweise mehr Luft als durch den Belüfterkamin eingetragen wird, insbesondere bei Stufenbelüftern. Diese zusätzliche Luft wird an der Abflussoberfläche eingemischt, da jeder Belüfter die Turbulenz im Abfluss erhöht und somit die Oberflächenbelüftung anregt. Die mittlere Luftkonzentration  $C_{a(3L)}$  an dieser Stelle ist eine Funktion der Wurfweite.
- Der Wasserspiegel, senkrecht zur Schussrinnen-Sohle gemessen, erreicht beim Wurfstrahl seine maximale Höhe. Unterstrom davon wird bei Deflektoren auf flachen Schussrinnen ein zweites, kleineres Spray-Maximum beobachtet. Dieser Spray ist ein oberflächennahes Phänomen, während sohlnahe Abflussschichten unbeeinflusst bleiben.
- Kleine Unterdrücke Δp in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls erzeugen einen grösseren Lufteintrag in den Abfluss als grosse Werte von Δp (Kapitel 2.3.2 und 2.3.5). Der Belüfterkamin-Querschnitt sollte daher ausreichend gross und strömungsgünstig ausgebildet werden.
- In der Praxis werden hauptsächlich Belüfter mit einem Spektrum von t≤0.3 m, s≤1 m und α≤12° gebaut (Abb. 2.22 und Kapitel 2.3.1).

# 8.5 Optimale Belüftergeometrie

Der Entwurf einer Hochwasserentlastungsanlage orientiert sich an topographischen, hydrologischen, hydraulischen, konstruktiven und ökonomischen Randbedingungen einer Anlage. Die Frage nach potentiellen Kavitationsschäden stellt sich in der Regel erst dann, wenn die groben Abmessungen einer Schussrinne festgelegt sind. Um das Kavitationspotential einer Strömung abzuschätzen, wird der Kavitationsindex  $\sigma$  nach Gl. (2.1) als Funktion des massgebenden Durchflusses berechnet. Voraussetzung ist, dass die Senkungskurve mit den Strömungsgeschwindigkeiten vorliegt. Bereiche, in denen  $\sigma$  unterhalb des kritischen Index  $\sigma_k$  liegt (Kapitel 2.1.2), müssen mittels Sohlbelüfter geschützt werden, sofern der Abfluss aufgrund natürlicher Selbstbelüftung nicht vollständig belüftet ist. In der Regel treten die kleinsten Werte von  $\sigma$  am unteren Ende einer Schussrinne beim grössten abzuführenden Durchfluss auf.

Der erste Sohlbelüfter ist am Anfang des gefährdeten Bereichs anzuordnen. An dieser Stelle ist in einem nächsten Schritt mit Hilfe der Senkungskurve die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> (Abb. 2.22) für den massgebenden Durchfluss zu berechnen. Diese muss mindestens F<sub>om</sub>=4 betragen, ansonsten tragen Belüfter kaum Luft ein. Liegt der Wert zwischen  $4 \le F_o \le 6$ , muss ein Belüfter mit einem Deflektor angeordnet werden, was auf *offenen Schussrinnen* meist der Fall ist. Hier ist zu berücksichtigen, dass solche Belüftertypen einen ausgeprägten Wurfstrahl, Stosswellen und Spray erzeugen. Die Seitenwände sind im betroffenen Bereich daher zu erhöhen. In *Grundablässen* liegen meist höhere Zufluss-Froudezahlen als  $F_o=6$  vor, weshalb auch Stufenbelüfter eingesetzt werden. Meist werden Belüfter derart ausgelegt, dass sie auf einer möglichst langen Fliessstrecke eine ausreichende mittlere Luftkonzentration  $C_a$  resp. Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  erzeugen.

Die Festlegung der Abmessungen eines Belüfters erfolgt – abgesehen vom Wert der Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> – in Abhängigkeit des Sohlwinkels  $\varphi$  der Schussrinne. Auf Schussrinnen mit  $\varphi \leq 32^{\circ}$  sind steile und hohe Deflektoren mit Winkeln von  $\alpha \approx 12^{\circ}$  und Höhen von  $t \approx 0.2$  m günstig, kombiniert mit einer Stufe *s*>0 m. Sofern der Sohlwinkel  $\varphi > 32^{\circ}$  ist, kann ein flacherer Deflektor  $\alpha < 12^{\circ}$  kombiniert mit einer Stufe, ein Deflektor ohne Stufe oder allenfalls ein Stufenbelüfter eingesetzt werden. Der Verlauf der Luftkonzentration unterstrom des gewählten Belüfters kann bezüglich

- $C_a$  berechnet werden nach Gl. (6.2) bei x/L=3 und nach Gl. (7.1) entlang x/L>3, und für
- $C_b$  nach Gl. (6.11) für Deflektoren oder nach Gl. (6.5) für Stufenbelüfter entlang  $1 \le x/L \le 3$ , sowie nach Gl. (7.2) entlang x/L > 3.

Am Ende des Wirkungsbereichs des ersten Belüfters ist, sofern die Schussrinne nicht endet, allenfalls ein zweiter Belüfter anzuordnen. Dieser funktioniert meist effizienter als der erste, da er mit einer grösseren Zufluss-Froudezahl  $F_o$  angeströmt wird. Der Wirkungsbereich des zweiten Belüfters ist daher länger als jener des ersten. Falls der zusätzlich geschützte Bereich aufgrund der verbleibenden Schussrinnenlänge nicht ausgeschöpft wird, können allenfalls die Abmessungen des Belüfters verkleinert werden. Abschliessend sei darauf hingewiesen, dass auch das Luftzufuhrsystem sorgfältig bemessen werden und über einen ausreichenden Querschnitt verfügen sollte. Verluste und Unterdrücke im System reduzieren die Kapazität eines Belüfters. Weiter ist dem Luftstrom in der Zone unterhalb des Wurfstrahls genügend Raum zur Verfügung zu stellen, damit die Belüftung über die ganze Breite der Schussrinne sichergestellt ist.

### 8.6 Anwendungsbeispiel

Auf einer gegebenen Schussrinne werden die hergeleiteten Gleichungen angewendet. Dadurch wird dem projektierenden Ingenieur die Handhabung der wichtigsten Beziehungen veranschaulicht, und zugleich stellt das Anwendungsbeispiel auch die eigenen Erkenntnisse jenen von Koschitzky (1987) und Kramer (2004) gegenüber. Entsprechend wird dem Beispiel dieselbe Schussrinne zugrunde gelegt, die bereits von Koschitzky betrachtet wurde. Es handelt sich um eine offene Schussrinne mit einem Bemessungshochwasser von  $Q_W=3'300 \text{ m}^3/\text{s}$ und einer Länge von 250 m. Der Sohlwinkel beträgt  $\varphi=16.7^\circ$ . Eine Skizze der Schussrinnen-Geometrie zeigt Abb. 8.1. Koschitzky hat die massgebenden hydraulischen Parameter bereits berechnet, weshalb hier auf sein entsprechendes Diagramm zurückgegriffen wird (Abb. 8.2). Daraus ist insbesondere der Verlauf von h(x), v(x) und F(x) zu entnehmen.

Der erste Belüfter wird von Koschitzky bei 125 m angeordnet, da ab dieser Stelle  $\sigma \le 0.25$  ist<sup>1</sup> und entsprechend Kavitation auftreten kann. Gleichzeitig ist diese Stelle gemäss den Berechnungen von Kramer (2004) oberhalb des Punkts der natürlichen Selbstbelüftung bei 143 m. Entsprechend verbleiben 18 m zwischen dem Belüfter und dem Selbstbelüftungspunkt. Kramer vermutet, dass selbst unterstrom des Selbstbelüftungspunktes die natürlich eingetragene Luftkonzentration gering ist. Er berechnet eine mittlere Konzentration von  $C_a=0.05$  am Ende der Schussrinne aus Selbstbelüftung. Der Ort des ersten Belüfters bei 125 m wird von Koschitzky übernommen. Der gewählte Belüfter besteht aus einem Deflektor ohne Stufe (*s*=0 m) mit einem Winkel von  $\alpha=6.54^{\circ}$  und einer vertikalen Höhe von 0.25 m resp. von *t*=0.25 m cos $\varphi$ =0.24 m senkrecht zur Schussrinnensohle. Die Luftzufuhr erfolgt beidseitig durch einen Querschnitt von je *A*=3.50 m<sup>2</sup>. Die Zuflusstiefe für den Bemessungsfall beträgt  $h_o=2.70$  m und die Zufluss-Froudezahl  $F_{\rho}=6.05$  bei 125 m.

Es soll die Effizienz des ersten Belüfters und der Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  und der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  aufgezeigt werden, insbesondere im Hinblick auf die Anordnung eines zweiten Belüfters unterstrom des ersten. Der Einfachheit halber wird in den Berechnungen der Ursprung x=0 beim Belüfter angenommen.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> In der Regel wird  $\sigma \leq 0.20$  als kritisch betrachtet.



Abb. 8.1 – Dem Anwendungsbeispiel zugrunde liegende Schussrinne nach Koschitzky (1987)



Abb. 8.2 – Hydraulik der Schussrinne zum Anwendungsbeispiel nach Koschitzky (1987)

Folgende Berechnungsschritte zum ersten Belüfter bei 125 m werden durchgeführt:

• Berechnung der Wurfweite *L* mit Gl. (4.2)

$$\frac{L}{h_o} = 0.77 \cdot F_o \cdot (1 + \sin \varphi)^{1.5} \cdot \left[ \sqrt{\frac{s+t}{h_o}} + F_o \cdot \tan \alpha \right]$$
$$\frac{L}{h_o} = 0.77 \cdot 6.05 \cdot 1.29^{1.5} \cdot \left[ \sqrt{\frac{0.24}{2.70}} + 6.05 \cdot 0.11 \right] = 6.75$$

Entsprechend wird  $L=h_0.6.75=18.21$  m. Diese Länge liegt geringfügig unter dem von Koschitzky (1987) errechneten Wert von L=21.00 m. Der Auftreff- und Spraybereich reicht somit von x=1.L=18.21 m bis zum Ort x=3.L=54.64 m. Unterstrom davon, d.h. ab x>3.L=54.64 m, folgt der Fernbereich.

• Berechnung des Lufteintragskoeffizienten  $\beta$  für  $\Delta p \approx 0$  mit Gl. (4.1)

$$\beta = 0.0028 \cdot F_o^2 \cdot [1 + F_o \cdot \tan \alpha] - 0.1 = 0.0028 \cdot 6.05^2 \cdot [1 + 6.05 \cdot 0.11] - 0.1 = 0.074$$

Entsprechend werden pro Kamin  $Q_A=0.5 \cdot Q_W \cdot \beta=121 \text{ m}^3/\text{s}$  Luft angesaugt. Allerdings ist abzuklären, ob im Luftzufuhrsystem *Unterdrücke* auftreten. Dessen Gesamtverlustbeiwert wurde von Koschitzky abgeschätzt und mit  $\xi=0.65$  quantifiziert. Bei einer Luft-Strömungsgeschwindigkeit von  $v_A=Q_A/A=34.7 \text{ m/s}$  resultiert nach *Bernoulli* unter Vernachlässigung der potentiellen Energie  $\Delta H=\xi \cdot (v_A^2/2 \cdot g)=\Delta p/(\rho_A \cdot g)$  ein Unterdruck von  $\Delta p=\xi \cdot (v_A^2/2 \cdot g) \cdot \rho_A \cdot g=0.48 \text{ kN/m}^2$ . Wird dieser Unterdruck in Relation zur Zuflusstiefe gesetzt, so ist  $\Delta p/(\rho_W g \cdot h_o)=0.02$ . Die Unterdrücke in der Luftzone unter dem Wurfstrahl betragen  $0.02 \cdot h_o$  und sind somit vernachlässigbar klein, weshalb sie bei den weiteren Berechungsschritten vernachlässigt werden. Koschitzky (1987) erhält aufgrund seiner eigenen Berechnung einen Wert von  $\beta=0.099$ .

Berechung der mittleren Luftkonzentration C<sub>a</sub>(x). Dazu muss zuerst der Wert am Ende des Spray- und Auftreffbereichs bei x=3·L=54.64 m bekannt sein. Dieser folgt aus der Gl. (6.2) zu C<sub>a(3L)</sub>=0.008·(L/h<sub>o</sub>)+C<sub>ao</sub>=0.008·(6.75)+0.1=0.15. Der weitere Verlauf von C<sub>a</sub>(x) im Fernbereich folgt nach Gl. (7.1) zu

$$C_{a} = 0.02 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot \sin(\varphi - 30) + C_{a(3L)}$$
$$C_{a} = 0.02 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot \sin(16.7 - 30) + 0.15$$

Der Verlauf von  $C_a(x)$  ist in Abb. 8.3 gezeigt. Pro Wurfweite *L* resp. pro Länge  $\Delta x=18.21$  m nehmen die Werte von  $C_a$  bloss um  $0.02 \cdot (-0.23)=-0.005$  ab und  $C_a$  reduziert sich somit kaum in Fliessrichtung. Zudem berechnet Kramer (2004) bereits ab dem Selbstbelüftungspunkt bei x=18 m eine leichte Zunahme von  $C_a$  durch natürliche Selbstbelüftung. Vermutlich bleibt der effektive Wert von  $C_a$  unverändert in Fliessrichtung.



Abb. 8.3 – Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x)$  unterstrom des Belüfters nach den eigenen Gleichungen im Fernbereich, sowie Anstieg von  $C_a$  aus natürlicher Selbstbelüftung nach Kramer (2004), x=0 m beim Belüfter und x=125 m beim Schussrinnen-Ende

 Berechnung der Sohl-Luftkonzentration C<sub>b</sub> und ihres Verlaufs im Auftreff- und Spraybereich mit Gl. (6.11), da der Belüfter über einen Deflektor verfügt. Für den Auftreffund Spraybereich zwischen 1≤x/L≤3 respektive 18.21 m≤x≤54.64 m berechnen sich die Potenzen n und m zu

 $n=-1-(1.5 \cdot \sin \varphi)^3=-1.08$  aus Gl. (6.7) und

 $m=0.5-(1.5\cdot\sin\varphi)^3=0.42$ . aus Gl. (6.8).

Der Verlauf der Sohl-Luftkonzentration folg aus Gl. (6.11)

$$C_{b} = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot \left(\frac{x}{L} - 1\right)^{0.25} \cdot F_{o}^{0.25 \cdot n} \cdot (\tan \alpha)^{0.25 \cdot m} \cdot \left(\frac{h_{o}}{s + h_{o}}\right)^{-0.05}\right)$$
$$C_{b} = 1 - \tanh\left(4.8 \cdot \left(\frac{x}{L} - 1\right)^{0.25} \cdot 6.05^{-0.27} \cdot 0.11^{0.10} \cdot \left(\frac{2.70}{2.70}\right)^{-0.05}\right)$$

Der semi-logarithmische Verlauf von  $C_b(x)$  ist in Abb. 8.4 gezeigt. Entlang des Wurfstrahls bei  $x \le 18.21$  m ist  $C_b=1$ , während die Konzentration unterstrom davon markant abnimmt. Basierend auf den Ausführungen in Kapitel 2.1.3 und in Analogie zur Abschätzung von Kramer (2004) wird eine minimal angestrebte Sohl-Luftkonzentration von  $C_b=0.01$  angenommen. Dieser Wert wird bei x=47.5 m unterstrom des Belüfters erreicht. Entsprechend ist auf der Schussrinne bei 125 m+47.5 m=172.5 m ab dem Schussrinnen-Anfang die Sohl-Luftkonzentration unterhalb des angestrebten Werts von  $C_b$ =0.01. Koschitzky (1987) schlägt vor, einen zweiten Belüfter bei 175 m, gemessen ab dem Schussrinnen-Anfang, anzuordnen.

Berechnung der Sohlluftkonzentration C<sub>b</sub> im Fernbereich bei x>54.64 m mit Gl. (7.2). Diese Berechnung wird nur zu Vergleichszwecken durchgeführt und erübrigt sich für die Dimensionierung der Schussrinne, da im vorliegenden Fall die oben angenommene minimale Sohl-Luftkonzentration von C<sub>b</sub>=0.01 bereits im Auftreff- und Spraybereich unterschritten wird. Am Ende dieses Bereichs bei x/L=3, respektive bei x=54.64 m, beträgt C<sub>b(3L)</sub>=0.007. Mit dem Startwert C<sub>b(3L)</sub>=0.007 kann der weitere Verlauf von C<sub>b</sub> in Fernbereich abgeschätzt werden zu

$$C_b = C_{b(3L)} \cdot \exp\left(-8.5 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot F_o^{-1.5}\right)$$
$$C_b = 0.007 \cdot \exp\left(-8.5 \cdot \left(\frac{x}{L} - 3\right) \cdot 6.05^{-1.5}\right)$$

Der semi-logarithmische Verlauf von  $C_b(x)$  ist in Abb. 8.4 gezeigt. Der Verlauf von  $C_b$  nach Gl. (7.2) gilt nur bis zur natürlichen Selbstbelüftung. Diese setzt theoretisch 18 m unterstrom des Belüfters, d.h. im Auftreffpunkt, ein (Kramer, 2004). Allerdings wird bei der Selbstbelüftung der Abfluss in einem ersten Abschnitt an der Oberfläche belüftet (Abb. 2.7), während die Sohl-Luftkonzentration noch unbeeinflusst bleibt. Kramer (2004) schätzt sogar, dass  $C_b$  auf einen theoretischen, *minimalen* Wert stromab des Schussrinnen-Endes von ungefähr  $C_{bm}=5\cdot10^{-5}$  abnehmen würde.



Abb. 8.4 – Semi-logarithmischer Sohl-Luftkonzentrationsverlauf von  $C_b(x)$  unterstrom des Belüfters, x=0 beim Belüfter und x=125 m beim Schussrinnen-Ende

#### 8. Zusammenfassung

In Abb. 8.4 ist zusätzlich der Verlauf von  $C_b(x)$  nach Gl. (2.49) von Kramer (2004) gezeigt. Dieser wurde mit den gleichen Randbedingungen berechnet, wie sie von Kramer selbst verwendet wurden: Normalabfluss-Gemischtiefe  $h_{90u}$ =2.20 m und Startwert  $C_b$ =0.05 bei x=L=18.3 m. Es ist ersichtlich, dass die Kurve nach Kramer im Auftreff- und Spraybereich entlang 18.21 m $\leq x \leq 54.64$  m tendenziell zu flach verläuft und entsprechend die Entlüftungsrate eher unterschätzt. Unterstrom davon – im Fernbereich – verlaufen die eigene Kurve und jene von Kramer mit gleicher Steigung, jedoch leicht versetzt. Der Versatz resultiert aus einem zu grossen Startwert  $C_{bo}$  von Kramer. Wird anstelle seines  $C_{bo}=0.05$  der Wert  $C_{bo}=0.025$ bei x=L=18.21 m angenommen, so fallen beide Kurven im Fernbereich zusammen. Die Arbeit von Kramer (2004) gilt somit für den Fernbereich, da die Entlüftung im Auftreff- und Spraybereich anderen Gesetzmässigkeiten folgt.

Aufgrund der vorliegenden Arbeit ist der Verlauf von  $C_a$  und  $C_b$  unterstrom des ersten Schussrinnen-Belüfters bekannt. Der Ort eines allfälligen zweiten Belüfters hängt von den angenommenen, minimal notwendigen Werten von  $C_a$  und  $C_b$  zur Kavitationsunterdrückung ab. Allerdings sind der Literatur diesbezüglich keine exakten Grenzwerte zu entnehmen. Zudem ist der Einfluss der natürlichen Selbstbelüftung auf den "künstlich" belüfteten Abfluss unklar. Die Dimensionierung des zweiten Belüfters kann analog des ersten vorgenommen werden.

# 9 Schlussfolgerungen

Der Lufttransport im Abfluss unterstrom von Schussrinnenbelüftern wurde insbesondere im Hinblick auf die Entwicklung der mittleren  $C_a$  sowie der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  untersucht. Deren Kenntnis ist Voraussetzung zur Bemessung eines Belüfters, respektive für einen wirksamen Kavitationsschutz. Die erarbeiteten Resultate basieren auf systematischen, hydraulischen Modellversuchen mit einer Variation der massgebenden Einflussparameter sowie einer Datenanalyse. Die zentralen Aspekte werden nachfolgend zusammengefasst.

#### Begrenzungen

Die Begrenzungen folgen aus vier Aspekten: (1) Variation der Einflussparameter, (2) Massstabseffekte, (3) Messtechnik, sowie (4) Luftzufuhrsystem. Bezüglich der einzelnen Aspekte folgt:

- Es wurden Stufenbelüfter, Deflektoren und Kombinationen beider Elemente untersucht. Die Modell-Belüfter sind solchen aus dem Prototyp nachgebaut. Entsprechend den typischen Konfigurationen im Prototyp und den Limitationen bei den Modell-Zuflussbedingungen gelten die hergeleiteten Funktionen im Bereich von Deflektor-Winkeln 0°≤α≤11.3°, Zufluss-Froudezahlen 5.8≤F₀≤10.4, Sohlwinkeln 12°≤φ≤50° und relativen Absturzhöhen 0.1≤(*s*+*t*)/*h*₀≤2.1. Ausnahmen sind in Kapitel 8.2 spezifiziert.
- 2. Massstabseffekte in Bezug auf die Sohl-Luftkonzentration wurden bei Versuchen mit Zufluss-Weberzahlen von  $W_o \le 140$  und Zufluss-Reynoldszahlen von  $R_o \le 2.2 \cdot 10^5$  festgestellt. Diese wurden für die Datenanalyse nicht berücksichtigt. Allerdings sind nur einzelne Versuche betroffen und entsprechend die hergeleiteten Gleichungen nicht durch Massstabseffekte beeinflusst.
- 3. Die fiberoptische Messsonde erfasste volumetrische Luftkonzentrationen von 0.0001≤C≤0.98 und kleinste Blasendurchmesser von 0.08 mm. Der Messwert entspricht einem Mittelwert über 20 s. Die Messwerte geben die insgesamt transportierte Luftkonzentration ohne eine Unterscheidung in eingeschlossene und eingetragene Luft.

#### 9. Schlussfolgerungen

4. Das Luftzufuhrsystem war derart dimensioniert, dass in der Luftzone unterhalb des Wurfstrahls nur marginale Unterdrücke von Δp≈0 auftraten. Die Abflussquerschnitte waren entsprechend gross und die Geometrie des Kamins strömungsgünstig ausgelegt. Die Erkenntnisse gelten daher auch im Prototyp nur für geringe Unterdrücke im Luftzufuhrsystem.

#### Allgemeiner Lufttransport

- Der Lufttransport unterstrom von Sohlbelüftern wird durch die internen Abflussstrukturen bestimmt. Es wurde gezeigt, dass drei generelle Wirkungszonen in Abhängigkeit der relativen Wurfweite des Strahls *x/L* existieren: (I) Wurfstrahl entlang 0<*x/L*<1, (II) Auftreff- und Spraybereich entlang 1≤*x/L*≤3 und (III) Fernbereich ab *x/L*=3 bis zur natürlich einsetzenden Selbstbelüftung. Der Lufttransport in diesen drei Bereichen wurde hydraulisch beschrieben.
- Angeregt durch die Turbulenz zerfällt der Wurfstrahl (I) zunehmend mit der Flugdistanz. Dieser Zerfall und insbesondere die damit zusammenhängende Luftaufnahme sind eine Funktion der Länge des Reinwasserkerns. Ein stark zersetzter Strahl verfügt über ein grosses Lufteintragspotential im Auftreffpunkt.
- Im Auftreff- und Spraybereich (II) wird der Lufttransport durch lokale Phänomene bestimmt. Im Auftreffbereich wird primär eine Kompression des Abflusses mit einer starken Entlüftung beobachtet, während im Spraybereich oberflächennah Gischt mit lokal erhöhten mittleren Konzentrationen auftritt.
- Der Abfluss im Fernbereich (III) wird nicht durch die lokalen Phänomene aus (II) beeinflusst. Die effektive Wirkung eines Belüfters bezüglich des Lufttransports lässt sich daher erst in diesem Bereich beurteilen. Die Sohl-Luftkonzentration nimmt mit der Fliessdistanz ab, während sich die mittlere Konzentration nur geringfügig verändert.
- Wie in der Literatur vermutet und von Kramer (2004) gezeigt, haben Sohlbelüfter primär einen Effekt auf die *mittlere* Luftkonzentration im Fernbereich (III), während die Sohl-Luftkonzentration in der Regel dort nur geringfügig vergrössert wird.
- Die Sohl-Luftkonzentration beträgt bereits nach einer kurzen Fliessstrecke stromab des Strahl-Auftreffpunkts nur noch wenige Prozente.

#### Bemessung der Belüfter

Die Effizienz eines Sohlbelüfters kann mit der vorliegenden Arbeit im Hinblick auf die stromabwärts erzeugte Luftkonzentration angegeben werden. Es wurden Gleichungen hergeleitet, welche ein Abschätzen des Verlaufs der mittleren Konzentration  $C_a$  sowie der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  und somit auch die Optimierung eines Belüfters erlauben. Zur konkreten Bemessung eines Belüfters kann der Formelsatz aus Kapitel 8.3 angewendet werden. Damit wird die diesbezügliche Lücke in der Literatur geschlossen und der Lufteintrag muss nicht mehr mittels des pauschalen Lufteintragskoeffizienten abgeschätzt werden. Für die Wahl des Belüftertyps und dessen Dimensionierung gilt:

- Belüfter mit Deflektoren tragen erst ab einer minimalen Zufluss-Froudezahl effizient Luft ein. Für Deflektor-Winkel α≈11° sollte F₀>4 betragen, und für α≈6° sollte F₀>5 sein. Stufenbelüfter funktionieren erst ab F₀=6 effizient.
- Allgemein tragen Belüfter mit Deflektoren sowie Kombinationen aus Deflektoren und Stufen mehr Luft ein und erzeugen höhere Sohl-Luftkonzentrationen als Stufenbelüfter.
- Belüfter mit Deflektoren erzeugen einen ausgeprägten Wurfstrahl, intensiven Spray und Stosswellen. Sie sind daher primär auf offenen Schussrinnen einzusetzen. Bei Stufenbelüftern sind diese Phänomene weniger ausgeprägt. Dieser Typ eignet sich entsprechend zur Abfluss-Belüftung in Grundablässen, in denen die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub> gross ist.
- Den grössten Effekt auf den Verlauf der Sohl-Luftkonzentration hat die Zufluss-Froudezahl F<sub>o</sub>. Diese Zahl lässt sich allerdings kaum optimieren, da sie für eine bestimmte Anlage und deren Abflusscharakteristik gegeben ist.
- Ein Belüfter soll erst beim kritischen Bereich bezüglich Kavitation angeordnet werden und nicht präventiv oberstrom davon. Dadurch wird der Belüfter mit einer entsprechend den Randbedingungen möglichst grossen Froudezahl F<sub>o</sub> angeströmt.
- Für eine Schussrinne mit einem Sohlwinkel φ≤32° und geringen Zufluss-Froudezahlen F<sub>o</sub> eignet sich ein steiler, hoher Deflektor kombiniert mit einer Stufe, um eine möglichst hohe Sohl-Luftkonzentration entlang einer maximalen Fliessstrecke sicherzustellen. Auf einer Schussrinne mit φ>32° oder bei grossen Werten von F<sub>o</sub> kann ein flacherer Deflektor, allenfalls ohne Stufe, oder ein Stufenbelüfter angeordnet werden. Um die relativen Grössenangaben zu konkretisieren, sind zum Vergleich die üblichen Abmessungen von Prototyp-Belüftern aufgelistet: t≤0.3 m, s≤1 m und α≤12°.
- Das Luftzufuhrsystem ist strömungsgünstig und mit einer ausreichenden Querschnittsfläche zu gestalten, damit die Strömungsverluste gering gehalten werden und der Unter-

# 9. Schlussfolgerungen

druck unter dem Wurfstrahl klein bleibt (Kapitel 2.3.2). Dem Luftstrom unter dem Wurfstrahl sollte genügend Raum zur Verfügung gestellt werden, um eine transversal gleichförmige Belüftung des Abflusses sicherzustellen.

# Symbolverzeichnis

A	[m <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche	
$A_{jO,U}$	[-]	Normierte, belüftete Strahlfläche	
b	[m]	Rinnenbreite	
С	[-]	Luftkonzentration	$C=Q_A/(Q_A+Q_W)$
$C_a$	[-]	Mittlere Luftkonzentration	
$C_{ai}$	[-]	Mittlere Luftkonzentration beim Selbstbelüftungspunk	t
$C_{aM}$	[-]	Maximale mittlere Luftkonzentration im Auftreffpunkt	t, Abb. 6.1
$C_{am}$	[-]	Minimale mittlere Luftkonzentration bei ca. $x/L=1.25$	Abb. 6.1
$C_{ao}$	[-]	Mittlere Anfangs-Luftkonzentration	
$C_{au}$	[-]	Mittlere Luftkonzentration im Normalabfluss	
$C_{aue}$	[-]	Mittlere Konzentration der eingeschlossenen Luft im M	Normalabfluss
$C_{auf}$	[-]	Mittlere Konzentration der eingetragenen Luft im Norr	malabfluss
$C_{a(3L)}$	[-]	Mittlere Luftkonzentration bei $x/L=3$	
$C_b$	[-]	Sohl-Luftkonzentration	
$C_{bu}$	[-]	Sohl-Luftkonzentration im Normalabfluss	
$C_{b(3L)}$	[-]	Sohl-Luftkonzentration bei $x/L=3$	
$C_j$	[-]	Normierte Strahl-Luftkonzentration	
$C_{jO,U}$	[-]	Allgemeine, relative Stahl-Luftkonzentration	
$C_m$	[-]	Minimale Luftkonzentration	Abb. 2.11
$C_{\beta}$	[-]	Belüftergenerierte Luftkonzentration	$C_{\beta} = Q_A / (Q_A + Q_W)$
С	[m/s]	Schallgeschwindigkeit	
Ca	[-]	Dimensionslose mittlere Luftkonzentration	
D	[m]	Durchmesser	
$D_B$	[m]	Luftblasendurchmesser	
$D_t$	[-]	Diffusionsparameter	
d	[m]	Düsendurchmesser	

Е	[-]	Eulerzahl	$E=(v^2 \cdot \rho)/\Delta p$
F	[-]	Froudezahl	$F = v/(g \cdot h)^{0.5}$
$F_o$	[-]	Zufluss-Froudezahl	$F_o = v_o / (g \cdot h_o)^{0.5}$
F <sub>om</sub>	[-]	Minimale Zufluss-Froudezahl	
F <sub>oP</sub>	[-]	Strömungs-Froudezahl nach Kramer (2004)	$F_{oP}=0.5\cdot[F_o+F(x)]$
$f_D$	[-]	Normierungsfunktion für Belüfter mit Deflektoren	
$f_S$	[-]	Normierungsfunktion für Stufenbelüfter	
g	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung	
$H_d$	[-]	Dimensionslose Abflusstiefe	$H_d = (h_{(x=0)} - h_m)/h_o$
h	[m]	Abflusstiefe	
$h_a$	[m]	Atmosphärische Druckhöhe	
$h_c$	[m]	Kritische Abflusstiefe	$h_{\rm c} = (q^2/g)^{1/3}$
$h_d$	[m]	Dampfdruckhöhe	
$h_j$	[m]	Wurfstrahldicke	$h_j = z_O - z_U$
$h_m$	[m]	Minimale Abflusstiefe bei <i>x</i> =0	
$h_o$	[m]	Abflusstiefe im Zuflussquerschnitt	Abb. 2.22
$h_p$	[m]	Sohldruckhöhe	$h_p = h \cdot \cos \varphi$
$h_{pM}$	[m]	Maximale Sohldruckhöhe	
$h_r$	[m]	Reinwasserkerndicke	
$h_{sM}$	[m]	Maximale Sprayhöhe im Spraybereich	Abb. 6.1
$h_t$	[m]	Höhe des tiefsten Oberflächen-Wellentals	Abb. 2.10
$h_W$	[m]	Reinwasserabflusstiefe	
$h_{(x=0)}$	[m]	Abflusstiefe bei <i>x</i> =0	
$h_{90}$	[m]	Gemischabflusstiefe bis C=0.90	
$h_{90u}$	[m]	Normalabfluss-Gemischtiefe bis C=0.90	
$h_{98}$	[m]	Gemischabflusstiefe bis C=0.98	
Ι	[-]	Neigung	
Κ	[-]	Konstante, Koeffizient, Faktor	
k	[-]	Potenz	
$k_s$	[m]	Äquivalente Sandrauhigkeit	
L	[m]	Wurfweite des Strahls	Abb. 2.22
$L_j$	[m]	Wurfweite bis zum Druckmaximum an der Sohle	
La	[-]	Laplacezahl	La= $(\rho \cdot \sigma \cdot d)/\eta^2$

$L_r$	[m]	Länge des Reinwasserkerns im Wurfstrahl	Abb. 5.1
$L_s$	[m]	Aufbruchlänge des Wurfstrahls	
$l_M$	[m]	Länge im Modell	
$l_P$	[m]	Länge beim Prototypen	
М	[-]	Machzahl	M = v/c
т	[-]	Potenz des Deflektor-Winkels $\alpha$	
n	[-]	Potenz der Zufluss-Froudezahl F <sub>o</sub>	
0	[-]	Ohnesorgezahl	$O=\eta/(\rho\cdot\sigma\cdot d)^{0.5}$
O <sub>o</sub>	[-]	Zufluss-Ohnesorgezahl	$O_o = \eta / (\rho \cdot \sigma \cdot h_o)^{0.5}$
р	$[N/m^2]$	Druck	
$p_A$	$[N/m^2]$	Druck in der Luftzone unter dem Wurfstrahl	
$p_{atm}$	$[N/m^2]$	Atmosphärendruck	
$p_M$	$[N/m^2]$	Maximaler Druck	
$\Delta p$	$[N/m^2]$	Differenz zum Atmosphärendruck	$\Delta p = p_{atm} - p_A$
Q	$[m^3/s]$	Durchfluss	
$Q_A$	$[m^3/s]$	Luftdurchfluss	
$Q_W$	$[m^3/s]$	Wasserdurchfluss	
q	$[m^2/s]$	Spezifischer Durchfluss	
R	[m]	Radius, Korrelationskoeffizient	
R	[-]	Reynoldszahl	$R=(v\cdot h)/v$
R <sub>o</sub>	[-]	Zufluss-Reynoldszahl	$R_o = (v_o \cdot h_o)/v$
S	[m]	Stufenhöhe	Abb. 2.22
Т	[-]	Relative Absturzhöhe	$T=(s+t)/h_o$
t	[m]	Deflektor-Höhe	Abb. 2.22
и	[m/s]	Transversale Strömungsgeschwindigkeit (y)	
v	[m/s]	Longitudinale Strömungsgeschwindigkeit (x)	
$v_{Aa}$	[m/s]	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Luft	
$v_{AM}$	[m/s]	Maximale Strömungsgeschwindigkeit der Luft	
$v_B$	[m/s]	Blasensteiggeschwindigkeit in ruhendem Wasser	
$v_{Bt}$	[m/s]	Blasensteiggeschwindigkeit in Auftreffbereich	
Vo	[m/s]	Zufluss-Strömungsgeschwindigkeit	
<i>v</i> *	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit	
$V_\infty$	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit ausserhalb der Grenzsch	icht

W	[-]	Weberzahl	$W=v/(\sigma/(\rho \cdot h))^{0.5}$
$W_G$	[-]	Gas-Weberzahl	
$W_o$	[-]	Zufluss-Weberzahl	$W_o = v_o / (\sigma / (\rho \cdot h_o))^{0.5}$
$X_{OM}$	[-]	Dimensionsloser Ort der maximalen oberen Sprunghö	ihe
$X_r$	[-]	Relative Reinwasserkernlänge	$X_r = x/L_r$
$X_{UM}$	[-]	Dimensionsloser Ort der maximalen unteren Sprungh-	öhe
X90 <i>u</i>	[-]	Relative Fliessdistanz bezüglich Normalabflusstiefe	$X_{90u} = x/h_{90u}$
x	[m]	Laufkoordinate ab Absprungkante	Abb. 2.22
$x_i$	[m]	Fliessdistanz zur natürlichen Selbstbelüftung	
<i>x<sub>OM</sub></i>	[m]	Ort der maximalen oberen Sprunghöhe	Abb. 5.3
$x_{UM}$	[m]	Ort der maximalen unteren Sprunghöhe	Abb. 5.3
у	[m]	Koordinate quer zur Fliessrichtung	
$Z_j$	[-]	Dimensionslose Koordinate des Wurfstrahls	$Z_j = (z - z_U)/h_j$
$Z_{jO}$	[-]	Normierte Koordinate des oberen Luftprofils	
$Z_{jU}$	[-]	Normierte Koordinate des unteren Luftprofils	
$Z_{mO}$	[-]	Obere relative Reinwasserkern-Begrenzung	
$Z_{mU}$	[-]	Untere relative Reinwasserkern-Begrenzung	
$Z_O$	[-]	Dimensionslose Koordinate der oberen Strahltrajektor	rie
$Z_{OM}$	[-]	Dimensionslose maximale obere Strahl-Sprunghöhe	
$Z_U$	[-]	Dimensionslose Koordinate der unteren Strahltrajekto	orie
$Z_{UM}$	[-]	Dimensionslose maximale untere Strahl-Sprunghöhe	
$Z_{90u}$	[-]	Dimensionslose Normalabfluss-Gemischtiefe	$Z_{90u} = z/h_{90u}$
Z	[m]	Koordinate senkrecht zur Schussrinnensohle	Abb. 2.22
$Z_m$	[m]	Koordinate der minimalen Luftkonzentration	Abb. 2.11
$Z_O$	[m]	Koordinate des oberen Wasserspiegels bei C=0.90	
		entlang des Wurfstrahls	
$Z_{OM}$	[m]	Maximale Sprunghöhe der oberen Strahltrajektorie	Abb. 5.3
$Z_U$	[m]	Koordinate des unteren Wasserspiegels bei C=0.90	
		entlang des Wurfstrahls	
$Z_{UM}$	[m]	Maximale Sprunghöhe der unteren Strahltrajektorie	Abb. 5.3

Grie	chische Symb	ole	
α	[°]	Deflektor-Winkel	Abb. 2.22
$\overline{\alpha}$	[°]	Effektiver Absprungwinkel	
β	[-]	Lufteintragskoeffizient	$\beta = Q_A/Q_W$
$\beta_M$	[-]	Maximaler Lufteintragskoeffizient	
γ	[°]	Auftreffwinkel des Wurfstrahls auf der Sohle	
δ	[m]	Grenzschicht-Dicke	Abb. 2.7
η	[kg/(m·s)]	Dynamische Viskosität	
λ	[-]	Massstabsfaktor, Reibungsbeiwert	
v	$[m^2/s]$	Kinematische Viskosität von Wasser	
$v_A$	$[m^2/s]$	Kinematische Viskosität von Luft	
ξ	[-]	Verlustbeiwert	
П	[-]	Dimensionsloser Parameter	
ρ	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte	
σ	[N/m]	Oberflächenspannung	
σ	[-]	Kavitationsindex	
$\sigma_k$	[-]	Kritischer Kavitationsindex	
Φ	[-]	Hilfsfunktion zu Darstellungszwecken	
φ	[°]	Sohlwinkel	Abb. 2.22
χ	[-]	Relative Entlüftungsrate	$\chi = C_{am}/C_{aM}$
$\Omega$	[-]	Funktion	

# Indizes

- A Luft
- a Mittelwert
- B Luftblase
- *b* Wert an der Sohle
- c Kritischer Abfluss
- *e* Eingeschlossene Luft
- f Eingetragene Luft
- G Gas
- *i* Beginn der natürlichen Selbstbelüftung
- *j* Wurfstrahl
- k Kritisch, Grenzwert
- M Maximalwert
- *m* Minimalwert
- *O* Obere Strahloberfläche, Gemischabflusstiefe bei *C*=0.90
- o Zuflussquerschnitt
- r Reinwasserkern
- s Aufbruchlänge
- U Untere Strahloberfläche bei C=0.90
- *u* Normalabfluss
- W Reinwasser
- 90 Gemischabflussgrenze bei C=0.90
- 98 Gemischabflussgrenze bei C=0.98

# Literaturverzeichnis

- Akhatov, A., Lindau, O., Topolnikov, A., Mettlin, R., Vakhitova, N., Lauterborn, W. (2001).
  Collapse and rebound of a laser-inducted cavitation bubble. *Physics of Fluids* 13(10): 2805-2819
- Annemüller, H. (1958). Luftaufnahme durch fliessendes Wasser. *Heft* 146, Theodor-Rehbock Flussbaulaboratorium, TH Karlsruhe
- Arakeri, V.H., Acosta, A. (1981). Viscous effects in the inception of cavitation. Journal of Fluids Engineering 103(6): 280-286
- Arndt, R.E.A. (1981). Cavitation in fluid machinery and hydraulic structures. *Annual Review* of *Fluid Mechanics* 13:273-328
- Attari, J., Zarrati, A.R. (1997). The effect of nappe impact angle on aerator performance. 27<sup>th</sup> IAHR Congress D: 601-606, San Francisco
- Balaguer, G. (1992). Sohlenbelüfter in Schussrinnen, Ergänzende Untersuchungen zur Bemessung. *Dissertation*, Universität Fridericiana, Karlsruhe
- Ball, J.W. (1976). Cavitation from surface irregularities in high velocity. *Journal of the Hydraulics Division* 102: 1283-1297
- Baumgarten, C. (2003). Modellierung des Kavitationseinflusses auf den primären Strahlzerfall bei der Hochdruck-Dieseleinspritzung. *Fortschritt-Bericht* 12(543), VDI Verlag GmbH, Düsseldorf
- Blevins, R.D: (1984). *Applied fluid dynamics handbook*. Van Nostrand Reinhold Company Inc., New York
- Boes, R.M. (2000). Zweiphasenströmung und Energieumsetzung an Grosskaskaden. VAW Mitteilung 166, H.E. Minor, ed. VAW, ETH Zürich
- Bradley, J.N. (1945). Study of air injection into the flow in the Hoover Dam spillway tunnels. *Report* HYD-186, USBR, Denver
- Brujan, E.A., Keen, G.S., Vogel, A., Blake, J.R. (2002). The final stage of the collapse of a cavitation bubble close to a rigid boundary. *Physics of Fluids* 14(1): 85-92

- Buckingham, E. (1914). On physically similar systems Illustrations of the use of dimensional equations. *Physical Review* 4: 345-376
- Chanson, H. (1988). Study of air entrainment and aeration devices on spillway model. *PhD Thesis*, University of Canterbury, Christchurch
- Chanson, H. (1989). Study of air entrainment and aeration devices. *Journal of Hydraulic Research* 27(3): 301-319
- Chanson, H. (1996). Air bubble entrainment in free-surface turbulent shear flows. Academic Press, San Diego
- Drewes, U. (1988). Oberflächentoleranzen bei Betonschussrinnen im Hinblick auf Kavitation. *VAW Mitteilung* 99: 11-33, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Ervine, D.A., Falvey, H.T. (1987). Behavior of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers* 83(2): 295-314
- Ervine, D.A., Falvey, H.T., Kahn, A.R. (1995). Turbulent flow structure and air uptake at aerators. *Journal of Hydropower and Dams* 2(4): 89-96
- Falvey, H.T. (1980). Air-water flow in hydraulic structures. *Engineering Monograph* 41. USBR, Denver
- Falvey, H.T. (1983). Prevention of cavitation on chutes and spillways. *Frontiers in Hydraulic Engineering*: 432-437, ASCE, New York
- Falvey, H.T. (1990). Cavitation in chutes and spillways. *Engineering Monograph* 42. USBR, Denver
- Galperin, R.S., Oskolkov, A.G., Semenkon, V.M., Tsedrov, G.N. (1977). Protection against cavitation by boundary flow aeration. *Cavitation in Hydraulic Structures*, Energiya, Moscow. Übersetzt von Vladimir Michels, 1979
- Gaskin, S., Aubel, T., Holder, G. (2003). Air demand for a ramp-offset aerator as a function of spillway slope, ramp angle and Froude number. 30<sup>th</sup> *IAHR Congress* D: 719-724, Thessaloniki
- Hager, W.H. (1991). Uniform aerated chute flow. *Journal of Hydraulic Engineering* 117(4): 528-533
- Hager, W.H. (1993). Abflussverhältnisse beim Endüberfall. Österreichische Wasserwirtschaft 45(1/2): 36-44
- Hager, W.H., Blaser, F. (1998). Drawdown curve and incipient aeration for chute flow. *Cana*dian Journal of Civil Engineering 25(1): 467-473
- Heller, V., Hager, W.H., Minor, H.-E. (2005). Ski jump hydraulics. *Journal of Hydraulic Engineering* 131(5): 347-355

- Heller, V. (2007). Massstabseffekte im hydraulischen Modell. Wasser, Energie, Luft 99(2): 153-159
- Hoyt, J.W., Taylor, J.J. (1977). Waves on water jets. *Journal of Fluid Mechanics* 83(1): 119-127
- Hwang, S.S., Liu, Z., Reitz, R.D. (1996). Breakup mechanism and drag coefficients of highspeed vaporizing liquid drops. *Atomization and Sprays* 6(3): 353-376
- Isselin, J.C., Alloncle, A.P., Autric, M. (1998). On laser inducted single bubble near a solid boundary: Contribution to the understanding of erosion phenomena. *Journal of Applied Physics* 84(10): 5766-5771
- Jacobs, F., Winkler, K., Hunkeler, F., Volkart, P. (2001). Betonabrasion im Wasserbau. *VAW Mitteilung* 168, H.E. Minor, ed. VAW, ETH Zürich
- Keller, A.P. (1988). Kavitationsuntersuchungen an Profilmodellen als Beitrag zur Klärung von Fragen über Massstabseffekte bei Kavitationsbeginn. *VAW Mitteilung* 99: 171-194, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Kells, J.A., Smith, C.D. (1991). Reduction of cavitation on spillways by induced air entrainment. *Canadian Journal of Civil Engineering* 18: 358-377
- Killen, J.M., Anderson, A.G. (1969). A study of the air-water interface in air-entrained flow in open channels. 13<sup>th</sup> *IAHR Congress* A(41): 1-9, Kyoto
- Kobus, H. (1984). Local air entrainment and detrainement. Symposium on Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures 4.10: 1-10, H. Kobus, ed. Technische Akademie, Esslingen
- Koschitzky, H.P. (1987). Dimensionierungskonzept für Sohlbelüfter in Schussrinnen zur Vermeidung von Kavitationsschäden. *Mitteilung* 65, Institut für Wasserbau, TU Stuttgart
- Kökpinar, M.A., Göğüş, M. (2002). High-speed jet flows over spillway aerators. *Canadian* Journal of Civil Engineering 29(6): 885-898
- Kramer, K. (2004). Development of aerated chute flow. VAW Mitteilung 183, H.-E. Minor, ed. VAW, ETH Zürich
- Kramer, K., Hager, W.H. (2005). Air transport in chute flows. International Journal of Multiphase Flow 31(10-11): 1181-1197
- Kramer, K., Hager, W.H., Minor, H.-E. (2006). Development of air concentration on chute spillways. *Journal of Hydraulic Engineering* 132(9): 908-915
- Krzeczkowski, S.A. (1980). Measurement of liquid droplet disintegration mechanisms. *International Journal of Multiphase Flow* 6(3): 227-239

- Lefebvre, A.H. (1989). *Atomization and sprays*. Combustion, N. Chigier, ed. (Hemisphere Publishing Corporation) New York
- Lijian, Q., Huasheng, L., Lianxia, L. (2007). Numerical simulation of bottom aeration devices in a mildly sloping spillway tunnel with large unit discharge and low Froude number. 32<sup>nd</sup> IAHR Congress 295: 1-10, Venice
- Low, H.S. (1986). Model studies of Clyde Dam spillway aerators. *Research Report* 86-6, Department of Civil Engineering, University of Canterbury, Christchurch
- Marcano, A., Castillejo, N. (1984). Model-prototype comparison of aeration devices of Guri dam spillway. Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures: 4.6: 1-5, H. Kobus, ed. Technische Akademie, Esslingen
- Minor, H.E. (1987). Der Grundablass der Wasserkraftanlage Alicura in Argentinien. *Wasserwirtschaft* 77(6), 309-312
- Minor, H.E. (1988). Konstruktive Details zur Vermeidung von Kavitationsschäden. VAW Mitteilung 99: 367-378, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Minor, H.E. (2000). Spillways for high velocities. *Hydraulics of stepped spillways*: 3-10, H.E. Minor, W.H. Hager, eds. A.A. Balkema, Rotterdam
- Nie, M. (2001). Fluctuant characteristics of two-phase flow behind a bottom aerator. *Science in China* 44(3): 291-297
- Ohnesorge, W. (1936). Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 16(6): 355-358
- Oswatitsch, K. (1959). Physikalische Grundlagen der Strömungslehre. *Handbuch der Physik* VIII/1 (Strömungsmechanik): 1-124, S. Flügge, ed. Springer, Berlin
- Pan, S., Shao, Y. (1984). Scale effects in modeling air demand by a ramp slot. Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures: 4.7: 1-5, H. Kobus, ed. Technische Akademie, Esslingen
- Peterka, A.J. (1953). The effect of entrained air on cavitation pitting. *IAHR ASCE Joint Conference: International Hydraulics Convention:* 507-518, Minnesota
- Pfister, M. (2002). Kaskadenbelüfter Hydraulische Modelluntersuchung. *Diplomarbeit*, VAW, ETH Zürich
- Pfister, M. (in Druck). Discussion of "Bubbles and waves description of self-aerated spillway flow". *Journal of Hydraulic Research*
- Pinto, N.L., Neidert, S.H., Ota, J.J. (1982). Aeration at high velocity flows. *Water Power & Dam Construction* 34(2): 34-38

- Pinto, N.L. (1984). Model evaluation of aerators in shooting flow. Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures: 4.2: 1-6, H. Kobus, ed. Technische Akademie, Esslingen
- Plesset, M.S., Chapman, R.B. (1971). Collapse of an initially spherical vapor cavity in the neighborhood of a solid boundary. *Journal of Fluid Mechanics* 47(2): 283-290
- Pugh, C.A., Rhone, T.J. (1988). Cavitation in Bureau of Reclamation Tunnel Spillways. The International Symposium on Hydraulics for High Dams: 645-652, Beijing
- Rasmussen, R.E.H. (1956). Some experiments on cavitation erosion in water mixed with air. *International Symposium on Cavitation in Hydrodynamics* 20:1-25, National Physical Laboratory, London
- Reinauer, R. (1995). Kanalkontraktionen bei schiessendem Abfluss und Stosswellenreduktion mit Diffraktoren. *VAW Mitteilung* 140, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Reinauer, R., Lauber, G. (1996). Steile Kanäle im wasserbaulichen Versuchswesen. *Schweizer Ingenieur und Architekt* 114(8): 121-124
- Russell, S.O., Sheehan, G.J. (1974). Effect of entrained air on cavitation damage. *Canadian* Journal of Civil Engineering 1: 97-107
- Rutschmann, P. (1988a). Belüftungseinbauten in Schussrinnen. VAW Mitteilung 97, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Rutschmann, P. (1988b). Belüftung von Schussrinnen Ausführung und Bemessung. VAW Mitteilung 99: 149-169, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Rutschmann, P., Hager, W.H. (1990). Air entrainment by spillway aerators. *Journal of Hydraulic Engineering* 116(6): 765-782
- Schley, C.A. (1994). Grobstruktur-Simulation turbulenter Strömungsphänomene im Hinblick auf destabilisierende Prozesse beim Strahlzerfall in Hochdruck-Raketentriebwerken. *Forschungsbericht* 94-28, Institut für chemische Antriebe und Verfahrenstechnik, Lampoldshausen
- Schlichting, H., Gersten, K. (1997). Grenzschicht-Theorie. 9. Auflage, Springer, Berlin
- Schmocker, L., Pfister, M., Hager, W.H., Minor, H.-E. (in Druck). Aeration characteristics of ski jump jets. *Journal of Hydraulic Engineering*
- Schrader, E.K. (1983). Cavitation resistance of concrete structures. *Frontiers in Hydraulic Engineering*: 419-424, ASCE, New York
- Schwalt, M., Hager, W.H. (1992). Die Strahlbox. Schweizer Ingenieur und Architekt, 110(27-28): 547-549
- Skripalle, J. (1994). Zwangsbelüftung von Hochgeschwindigkeitsströmungen an zurückspringenden Stufen im Wasserbau. *Mitteilung* 124, Technische Universität, Berlin

- Steiner, R. (2007). Alternative Geometrie von Skisprüngen. Diplomarbeit, VAW, ETH Zürich
- Steiner, R., Heller, V., Hager, W.H., Minor, H.-E. (in Druck). Deflector ski jump hydraulics. Journal of Hydraulic Engineering
- Straub, L.G., Anderson, A.G. (1958). Experiments on self-aerated flow in open channels. Journal of the Hydraulics Division 84(7), Paper 1890:1-35, ASCE
- Suslick, K.S. (1989). Die chemischen Wirkungen von Ultraschall. *Spektrum der Wissenschaft* 4: 60-66
- Tan, T.P. (1984). Model studies of aerators on spillways. *Research Report* 84-6, Department of Civil Engineering, University of Canterbury, Christchurch
- Tang, Y. (1988). Influence of distributed roughness on cavitation inception and pressure fluctuation on isolated irregularities. *The International Symposium on Hydraulics for High Dams*: 734-740, Beijing
- Tomita, Y., Shima, A. (1990). High-speed photographic observations of laser-inducted cavitation bubbles in water. *Acustica* 71(1): 161-171
- Toombes, L., Chanson, H. (2007). Free surface aeration and momentum exchange at a bottom outlet. *Journal of Hydraulic Research* 45(1): 100-110
- VAW (1981). San Roque Dam Spillway. VAW Report 776, VAW, ETH Zürich
- Vischer, D. (1987). Kavitation an Schussrinnen. Wasserwirtschaft 77(6): 288-291
- Vischer, D., Hager, W.H. (1995). Energy Dissipators. IAHR *Hydraulic Structures Design Manual* 9, A.A: Balkema, Rotterdam
- Volkart, P. (1978). Hydraulische Bemessung steiler Kanalisationsleitungen unter Berücksichtigung der Luftaufnahme. *VAW Mitteilung* 30, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Volkart, P. (1980). The mechanism of air bubble entrainment in self-aerated flow. *International Journal of Multiphase Flow* 6(5): 411-423
- Volkart, P. (1984a). Sohlenbelüftung gegen Kavitationserosion in Schussrinnen. *Wasser-wirtschaft* 74(9): 431-435
- Volkart, P. (1984b). Air entrainment devices. *VAW Mitteilung* 72, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Volkart, P., Rutschmann, P. (1984). Rapid flow in spillway chutes with and without deflectors
   a model-prototype comparison. *Scale Effects in Modelling Hydraulic Structures* 4.5:
  1-8, H. Kobus, ed. Technische Akademie, Esslingen
- Volkart, P. (1985). Transitions from aerated supercritical to subcritical flow and associated bubble de-aeration. 21<sup>st</sup> *IAHR Congress* 5: 2-6, Melbourne

- Volkart, P. (1988). Kavitation an Schussrinnen und deren Vermeidung durch Belüftung. *VAW Mitteilung* 99: 125-147, D. Vischer, ed. VAW, ETH Zürich
- Weber, C. (1931). Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 11(2): 136-154
- Wilhelms, S.C. (1997). Self-aerated spillway flow. *PhD Thesis*, University of Minnesota, Minneapolis
- Wilhelms, S.C., Gulliver, J.S. (2005). Bubbles and waves description of self-aerated spillway flow. *Journal of Hydraulic Research* 43(5): 522-531
- Wood, I.R. (1985). Air water flows. 21st IAHR Congress 6: 18-29, Melbourne
- Wood, I.R. (1988). Aerators The interaction of nappe and duct air entrainment. *The International Symposium on Hydraulics for High Dams*: 611-618, Beijing
- Wood, I.R. (1991) Air entrainment in free-surface flows. IAHR Hydraulic Structures Design Manual 4, A.A Balkema, Rotterdam
- Wu, J., Ruan, S. (2007). Estimation of cavity length behind aerators. 32<sup>nd</sup> IAHR Congress
   1033: 1-8, Venice

# Anhang

#### A.1 Globale Messwerte

Tabelle A.1 ist eine Zusammenstellung charakteristischer, globaler Messgrössen für die Versuche 34 bis 126 der Haupt-Messserie. Dabei steht  $W_o = v_o/(\sigma/\rho \cdot h_o)^{0.5}$  für die Zufluss-Weberzahl,  $R_o = v_o \cdot h_o/v$  für die Zufluss-Reynoldszahl,  $\beta = Q_A/Q_W$  für den Lufteintragskoeffizienten, *L* für die Wurfweite gemäss Abb. 2.22,  $\gamma$  für den Auftreffwinkel der unteren Strahltrajektorie auf der Rinnensohle,  $L_r$  für die Länge des Reinwasserkerns im Wurfstrahl,  $C_{a(3L)}$  für die mittlere Luftkonzentration bei x/L=3 und  $C_{b(3L)}$  für die Sohl-Luftkonzentration bei x/L=3. *Kursive* Werte geben Versuche mit Massstabseffekten. Sofern eine Messung keinen zuverlässigen Wert lieferte, wird in der Tabelle die Abkürzung k.W. verwendet. Die Einflussparameter jedes Versuchs können den Tabellen 3.2 bis 3.4 entnommen werden.

Vers.	$W_o$	R <sub>o</sub>	β	L	γ	$L_r$	$C_{a(3L)}$	$C_{b(3L)}$
No.		$10^{5}$		[m]	[°]	[m]		
34	215	4.7	0.23	1.45	2.6	1.12	0.250	k.W.
35	130	2.2	0.16	1.00	3.4	k.W.	0.252	0.004
36	173	3.3	0.18	1.20	2.9	1.09	0.226	0.007
37	182	3.1	0.50	1.50	2.6	0.63	0.330	0.018
38	155	2.6	0.34	1.20	3.4	0.76	0.266	0.009
39	173	3.3	0.23	1.40	3.5	1.10	0.280	k.W.
40	173	3.3	0.14	1.05	1.0	1.04	0.199	0.006
41	173	3.3	0.27	1.75	4.0	1.01	0.320	k.W.
42	173	3.4	0.23	1.40	3.0	1.12	0.273	0.010
43	173	3.3	0.23	1.70	6.5	1.17	k.W.	k.W.
44	173	3.3	0.29	2.05	8.0	1.06	k.W.	k.W.
45	173	3.4	0.26	1.70	5.2	1.09	k.W.	k.W.
46	173	3.4	0.17	1.35	4.5	1.25	0.274	0.008
47	172	3.3	0.19	1.45	6.8	1.21	0.315	k.W.
48	132	2.2	0.06	0.55	5.0	0.91	0.170	0.005
49	159	2.6	0.15	0.70	4.6	0.68	0.248	0.009
50	181	3.0	0.22	0.80	4.5	0.75	0.233	0.012

Tabelle A.1 – Zusammenstellung der globalen Daten aus der Haupt-Messserie

Anhang

Vers.	Wo	Ro	β	L	γ	$L_r$	$C_{a(3L)}$	$C_{b(3L)}$
No.	0	$10^{5}$	,	[m]	ر اما	[m]	u(51)	0(52)
51	178	3.5	0.07	0.70	3.5	1.03	0.168	0.009
52	220	4.8	0.08	0.80	3.0	1.16	0.180	0.011
53	138	2.3	0.04	0.44	3.5	0.93	0.120	0.009
54	158	2.6	0.11	0.48	3.5	0.67	0.185	0.014
55	179	3.0	0.15	0.59	3.0	0.67	0.212	0.017
56	180	3.5	0.05	0.48	4.0	1.08	0.141	0.012
57	225	4.9	0.06	0.60	3.2	1.26	0.142	0.017
58	135	2.2	0.19	1.24	4.7	1.09	0.328	k.W.
59	158	2.6	0.38	1.60	5.0	0.65	0.350	k.W.
60	175	2.9	0.48	1.75	5.0	0.60	k.W.	k.W.
61	180	3.5	0.24	1.58	3.7	1.01	0.300	k.W.
62	224	4.9	0.24	1.80	4.0	1.12	k.W.	k.W.
63	174	3.4	0.25	1.95	6.8	1.01	k.W.	k.W.
64	173	3.4	0.22	1.58	4.6	1.00	0.310	k.W.
65	174	3.4	0.16	1.20	4.0	1.09	0.245	0.009
66	173	3.4	0.24	1.53	4.6	1.03	0.310	k.W.
67	166	3.3	0.16	1.08	6.1	0.93	0.256	0.008
68	165	3.3	0.08	0.80	3.8	1.00	0.184	0.008
69	165	3.3	0.10	0.93	3.8	0.96	0.205	0.008
70	166	3.3	0.17	1.20	6.0	1.06	0.248	0.009
71	166	3.3	0.14	1.05	5.7	1.02	0.235	0.008
72	220	4.3	0.44	1.59	5.4	0.74	0.300	k.W.
73	145	2.8	0.05	0.83	6.3	1.25	0.209	0.006
74	208	4.7	0.16	1.23	5.6	1.15	0.227	0.008
75	116	1.9	0.06	0.82	6.6	1.14	0.227	k.W.
76	166	3.1	0.04	0.38	3.7	0.91	0.118	0.013
77	204	3.8	0.10	0.44	3.8	0.82	0.152	0.019
78	139	2.6	0.01	0.30	3.8	k.W.	0.114	0.008
79	111	1.7	0.01	0.30	4.8	k.W.	0.128	0.009
80	141	2.2	0.14	0.38	3.7	0.44	0.220	0.015
81	212	4.0	0.16	0.70	3.8	0.82	0.201	0.013
82	168	3.1	0.06	0.55	4.6	0.75	0.147	0.006
83	141	2.2	0.16	0.61	4.7	0.49	0.225	0.007
84	181	3.6	0.24	1.38	7.5	0.87	0.260	k.W.
85	223	4.4	0.44	1.76	5.2	0.79	k.W.	k.W.
86	147	2.9	0.05	1.00	6.7	1.20	0.192	0.005
87	234	5.2	0.24	1.45	6.3	1.20	k.W.	k.W.
88	109	1.7	0.08	0.86	9.4	1.10	0.244	k.W.
89	181	3.6	0.30	1.55	8.3	0.82	0.300	k.W.
90	181	3.6	0.21	1.13	6.0	0.99	0.251	0.010
91	180	3.6	0.18	1.02	5.4	0.99	0.230	0.008
92	181	3.6	0.23	1.22	7.7	0.92	0.259	0.010
93	182	3.6	0.08	0.85	9.0	0.90	0.223	0.007
94	181	3.6	0.25	1.50	10.5	0.88	0.300	k.W.
95	219	4.3	0.43	1.85	11.6	0.74	k.W.	k.W.
96	181	3.6	0.22	1.05	3.8	0.83	0.218	0.011
97	222	4.4	0.43	1.39	3.7	0.73	0.265	0.020
98	150	2.9	0.06	0.67	3.4	1.09	0.179	0.008

Anhang

Vers.	$W_o$	R <sub>o</sub>	β	L	γ	$L_r$	$C_{a(3L)}$	$C_{b(3L)}$
No.		$10^{5}$		[m]	[°]	[m]		
99	111	1.7	0.08	0.60	4.9	0.91	0.209	0.009
100	231	5.1	0.23	1.20	2.9	1.07	0.219	0.015
101	181	3.6	0.28	1.21	4.6	0.77	0.267	0.012
102	182	3.6	0.17	0.85	2.7	0.83	0.201	0.010
103	182	3.6	0.14	0.77	1.0	0.79	0.186	0.010
104	182	3.6	0.21	0.98	4.0	0.86	0.218	0.013
105	180	3.5	0.19	0.88	4.2	0.79	0.194	0.008
106	178	3.5	0.13	0.62	1.5	0.66	0.186	0.008
107	178	3.5	0.17	0.66	2.6	0.66	0.213	0.011
108	178	3.5	0.24	0.85	2.6	0.69	0.190	0.009
109	179	3.5	0.33	1.09	6.0	0.67	0.232	0.007
110	197	4.6	0.08	0.80	3.7	1.06	0.168	0.006
111	173	3.0	0.50	1.15	8.0	0.44	0.249	0.009
112	179	3.5	0.37	1.48	12.5	0.65	0.280	0.006
113	173	3.1	0.52	1.67	16.7	0.43	k.W.	k.W.
114	180	3.5	0.11	0.75	10.0	0.83	0.224	0.013
115	179	3.5	0.06	0.49	4.9	0.75	0.163	0.014
116	215	4.2	0.13	0.58	4.9	0.82	0.199	0.020
117	142	2.8	0.03	0.37	5.7	0.97	0.154	0.013
118	231	5.2	0.06	0.53	4.3	1.12	0.151	0.018
119	157	2.6	0.13	0.47	5.7	0.46	0.220	0.013
120	179	3.5	0.21	0.96	7.5	0.77	0.226	0.010
121	179	3.5	0.30	1.30	12.1	0.65	0.267	0.005
122	214	4.2	0.46	1.70	10.8	0.64	0.310	k.W.
123	180	3.5	0.35	1.17	9.4	0.62	0.260	0.006
124	213	4.2	0.47	1.59	8.8	0.64	k.W.	k.W.
125	230	5.2	0.29	1.40	7.4	0.97	0.230	k.W.
126	214	4.2	0.37	1.25	6.3	0.73	0.237	0.013

# A.2 Lokale Messwerte

In den folgenden Tabellen A.2 bis A.16 sind lokale Werte der Haupt-Messserie gegeben. Sämtliche Werte wurden senkrecht zur Sohle gemessen oder definiert. Es werden folgende Parameter als Funktion der Laufkoordinate x in [m] nach Abb. 2.22 aufgelistet: Verlauf des oberen Gemisch-Wasserspiegels  $z_0$  in [m] entlang der Luftkonzentrations-Isolinie C=0.90, Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a$ , definiert mit Gl. (2.13) entlang des Wurfstrahls und mit Gl. (2.5) unterstrom davon, und Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$ , bei z=2 bis 3 mm oberhalb der Sohle.

#### A.2.1 Verlauf des oberen Wasserspiegels

In Tabelle A.2 bis Tabelle A.6 ist der Verlauf von  $z_0$  in [m] gegeben.

x	Versuc	3h No.																	
[ <b>m</b> ]	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52
0.011	0.091	0.059	0.076	0.063	0.063	0.089	0.071	0.082	0.077	0.127	0.128	0.134	0.116	0.122	0.091	0.091	0.094	0.108	0.124
0.211	0.106	0.074	0.089	0.079	0.077	0.103	0.079	0.105	0.094	0.141	0.149	0.148	0.126	0.135	0.083	0.087	060.0	0.101	0.119
0.411	0.116	0.078	0.097	0.091	0.085	0.112	0.083	0.124	0.107	0.152	0.169	0.156	0.128	0.141	0.072	0.077	0.082	0.091	0.109
0.611	0.120	0.075	0.097	0.097	0.088	0.114	0.082	0.137	0.114	0.158	0.182	0.160	0.127	0.141	0.051	0.063	0.071	0.075	0.096
0.811	0.120	0.067	0.093	0.101	0.086	0.113	0.076	0.146	0.114	0.158	0.191	0.158	0.121	0.137	0.045	0.051	0.058	0.061	0.081
1.011	0.117	0.055	0.084	0.101	0.079	0.106	0.069	0.147	0.109	0.154	0.193	0.153	0.110	0.129	0.047	0.051	0.054	0.061	0.076
1.211	0.111	0.050	0.074	0.095	0.070	0.096	0.066	0.145	0.102	0.145	0.191	0.141	0.096	0.116	0.048	0.054	0.055	0.062	0.077
1.411	0.103	0.051	0.070	0.088	090.0	0.082	0.067	0.139	0.089	0.132	0.185	0.128	0.078	0.099	0.047	0.055	0.056	0.062	0.077
1.611	0.094	0.051	0.071	0.078	0.058	0.072	0.067	0.127	0.077	0.114	0.174	0.110	0.069	0.079	0.046	0.054	0.055	0.062	0.079
1.811	060.0	0.049	0.072	0.070	0.058	0.070	0.067	0.113	0.072	0.094	0.159	0.091	0.072	0.070	0.043	0.053	0.053	0.061	0.077
2.011	060.0	0.046	0.071	0.064	0.058	0.071	0.065	0.096	0.072	0.076	0.142	0.073	0.073	0.072	0.041	0.049	0.052	0.059	0.076
2.211	0.089	0.042	0.069	0.062	0.057	0.071	0.062	0.079	0.073	0.071	0.123	0.070	0.072	0.074	0.038	0.046	0.050	0.057	0.075
2.411	0.088	0.038	0.065	0.061	0.055	0.069	0.059	0.073	0.071	0.072	0.097	0.072	0.069	0.073	0.036	0.045	0.048	0.057	0.074
2.611	0.086	0.036	0.061	090.0	0.052	0.066	0.057	0.072	0.069	0.072	0.078	0.072	0.066	0.071	0.034	0.043	0.048	0.056	0.072
2.811	0.083	0.035	0.058	0.059	0.049	0.063	0.054	0.072	0.065	0.071	0.071	0.072	0.061	0.068	0.034	0.043	0.047	0.054	0.071
3.011	0.080	0.034	0.054	0.058	0.046	0.059	0.051	0.070	0.062	0.068	0.072	0.070	0.057	0.063	0.033	0.042	0.047	0.052	0.070
3.211	0.075	0.034	0.051	0.055	0.043	0.054	0.049	0.068	0.056	0.063	0.075	0.065	0.053	0.059	0.034	0.042	0.047	0.050	0.068
3.411	0.072	0.034	0.049	0.052	0.042	0.051	0.047	0.064	0.053	0.058	0.075	090.0	0.050	0.054	0.034	0.041	0.048	0.049	0.067
3.611	0.069	0.034	0.047	0.050	0.040	0.049	0.047	090.0	0.050	0.054	0.073	0.055	0.048	0.051	0.035	0.041	0.048	0.048	0.066
3.811	0.066	0.035	0.046	0.048	0.039	0.048	0.047	0.056	0.049	0.050	0.070	k.W.	0.047	0.048	0.035	0.041	0.047	0.048	0.064

Tabelle A.2 – Verlauf des oberen Wasserspiegels  $z_0(x)$  in [m] für die Versuche 34 bis 52
x	Versuc	sh No.																	
[m]	53	54	55	56	57	58	59	09	61	62	63	64	65	99	67	68	69	70	11
0.011	0.069	0.069	0.072	060.0	0.104	0.083	0.086	0.089	0.107	0.117	0.100	0.104	0.093	0.111	0.113	0.097	0.103	k.W.	0.103
0.211	0.060	0.065	0.068	0.080	0.099	0.096	0.100	0.102	0.114	0.130	0.126	0.117	0.102	0.125	0.127	0.103	0.115	0.127	0.118
0.411	0.047	0.056	0.060	0.069	060.0	0.101	0.107	0.114	0.119	0.139	0.145	0.128	0.105	0.132	0.128	0.102	0.115	0.141	0.123
0.611	0.043	0.046	0.052	0.060	0.080	0.099	0.110	0.119	0.121	0.142	0.158	0.133	0.102	0.135	0.123	0.091	0.106	0.146	0.122
0.811	0.044	0.045	0.049	0.058	0.076	0.091	0.108	0.122	0.119	0.142	0.165	0.133	0.096	0.132	0.111	0.074	060.0	0.141	0.111
1.011	0.046	0.044	0.049	0.057	0.074	0.078	0.102	0.119	0.113	0.139	0.167	0.129	0.086	0.126	0.092	0.070	0.072	0.130	0.093
1.211	0.046	0.043	0.048	0.057	0.074	0.062	0.093	0.114	0.101	0.131	0.164	0.119	0.071	0.115	0.071	0.074	0.074	0.111	0.074
1.411	0.046	0.042	0.047	0.057	0.073	0.051	0.079	0.105	0.088	0.121	0.158	0.106	0.063	0.100	0.075	0.075	0.079	060.0	0.077
1.611	0.045	0.042	0.046	0.057	0.073	0.055	0.064	0.093	0.073	0.108	0.147	060.0	0.070	0.083	0.087	0.072	0.079	0.079	0.082
1.811	0.042	0.042	0.045	0.057	0.072	0.056	0.054	0.079	0.068	0.094	0.132	0.074	0.075	0.067	0.093	0.067	0.076	0.081	0.080
2.011	0.039	0.040	0.043	0.056	0.071	0.055	0.052	0.064	0.070	0.089	0.114	0.069	0.078	0.066	060.0	0.062	0.068	0.079	0.076
2.211	0.037	0.040	0.042	0.055	0.070	0.049	0.055	0.055	0.074	0.088	0.094	0.074	0.077	0.072	0.083	0.058	0.062	0.076	0.068
2.411	0.034	0.041	0.042	0.054	0.069	0.043	0.056	0.051	0.076	060.0	0.077	0.079	0.075	0.076	0.073	0.055	0.056	0.069	0.061
2.611	0.032	0.042	0.042	0.053	0.069	0.038	0.057	0.054	0.076	0.093	0.073	0.083	0.071	0.081	0.065	0.053	0.054	0.063	0.056
2.811	0.031	0.042	0.042	0.052	0.068	0.033	0.057	0.055	0.076	0.093	0.078	0.082	0.065	0.081	0.057	0.052	0.052	0.057	0.053
3.011	0.031	0.042	0.043	0.050	0.067	0.030	0.056	0.056	0.072	0.094	0.081	0.078	0.059	0.079	0.052	0.053	0.052	0.053	0.052
3.211	0.032	0.042	0.044	0.049	0.065	0.029	0.053	0.056	0.068	0.092	0.083	0.073	0.054	0.076	0.050	0.055	0.054	0.052	0.052
3.411	0.034	0.042	0.045	0.049	0.065	0.030	0.050	0.055	0.063	0.088	0.083	0.067	0.049	0.070	0.050	0.057	0.057	0.052	0.053
3.611	0.035	0.041	0.046	0.048	0.064	0.030	0.048	0.055	0.058	0.085	0.078	0.059	0.046	0.064	0.053	0.058	090.0	0.055	0.057
3.811	0.036	0.041	0.046	0.047	0.063	0.030	k.W.	0.052	0.055	0.079	0.074	0.054	0.045	0.057	0.059	0.059	0.062	0.059	0.060

x	Versuc	h No.																	
[ <b>m</b> ]	72	73	74	75	76	ΓL	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
0.011	0.103	0.103	0.121	0.089	0.083	0.086	0.083	0.065	0.065	0.108	0.104	0.086	0.124	0.124	0.126	0.143	0.105	0.124	0.125
0.211	0.123	0.121	0.136	0.105	0.075	0.080	0.077	0.057	0.059	0.103	0.096	0.079	0.141	0.143	0.141	0.158	0.122	0.148	0.136
0.411	0.137	0.127	0.145	0.109	090.0	0.071	0.063	0.043	0.047	0.094	0.081	0.066	0.149	0.158	0.149	0.169	0.128	0.165	0.139
0.611	0.145	0.119	0.147	0.098	0.057	0.062	0.060	0.041	0.041	0.080	0.061	0.047	0.150	0.166	0.141	0.173	0.117	0.173	0.135
0.811	0.147	0.102	0.140	0.076	0.058	0.060	0.057	0.040	0.040	0.068	0.060	0.042	0.144	0.169	0.125	0.173	0.094	0.173	0.124
1.011	0.146	0.077	0.128	0.050	0.058	0.059	0.053	0.036	0.038	0.065	0.061	0.042	0.131	0.168	0.098	0.167	0.061	0.168	0.108
1.211	0.139	0.062	0.112	0.039	0.058	0.058	0.051	0.034	0.036	0.065	0.064	0.041	0.112	0.161	0.070	0.156	0.038	0.156	0.086
1.411	0.129	0.055	0.098	0.035	090.0	0.057	0.050	0.034	0.036	0.064	0.065	0.041	060.0	0.150	0.062	0.140	0.032	0.137	0.076
1.611	0.114	0.051	0.101	0.033	090.0	0.057	0.049	0.036	0.037	0.062	0.065	0.041	0.080	0.134	0.057	0.122	0.030	0.114	0.086
1.811	0.097	0.047	0.106	0.032	0.058	0.058	0.048	0.035	0.038	0.062	0.063	0.041	0.089	0.116	0.053	0.107	0.029	060.0	0.097
2.011	0.083	0.045	0.108	0.034	0.056	0.057	0.047	0.034	0.039	0.061	0.060	0.042	0.097	0.095	0.048	0.107	0.028	0.083	0.100
2.211	0.078	0.046	0.105	0.037	0.053	0.058	0.047	0.033	0.040	0.061	0.057	0.042	0.099	0.080	0.047	0.111	0.032	0.091	0.099
2.411	0.080	0.049	0.098	0.040	0.051	0.059	0.046	0.032	0.041	0.062	0.054	0.043	0.097	0.078	0.048	0.113	0.036	0.100	0.093
2.611	0.088	0.051	0.091	0.041	0.049	090.0	0.047	0.031	0.041	0.064	0.052	0.042	0.089	0.085	0.052	0.112	0.038	0.103	0.084
2.811	0.092	0.053	0.085	0.038	0.049	090.0	0.048	0.031	0.041	0.065	0.051	0.041	0.080	0.094	0.054	0.111	0.038	0.102	0.073
3.011	0.094	0.053	0.078	0.037	0.049	090.0	0.048	0.032	0.040	0.065	0.050	0.040	0.071	0.099	0.055	0.104	0.036	0.097	0.064
3.211	0.094	0.054	0.073	0.036	0.051	0.059	0.048	0.033	0.039	0.064	0.052	0.039	0.063	0.100	0.057	0.095	0.036	0.088	0.059
3.411	0.091	0.055	0.072	0.037	0.053	0.058	0.047	0.033	0.039	0.063	0.055	0.039	0.058	0.099	090.0	0.088	0.036	0.076	0.056
3.611	0.086	0.056	0.073	0.039	0.054	0.058	0.046	0.033	0.039	0.062	0.057	0.040	0.056	0.096	0.063	0.083	0.039	0.065	0.055
3.811	0.081	0.058	0.076	0.040	0.053	0.058	0.046	0.033	0.039	0.062	0.057	0.041	0.057	060.0	0.066	0.079	0.041	0.058	0.058

Tabelle A.4 – Verlauf des oberen Wasserspiegels  $z_0(x)$  in [m] für die Versuche 72 bis 90

x	Versuc	h No.																	
[m]	91	92	93	94	95	96	97	98	66	100	101	102	103	104	105	106	107	108	109
0.011	0.117	0.137	0.169	0.183	0.182	0.081	0.080	0.079	0.057	0.098	0.081	0.080	0.073	0.091	0.092	0.071	0.079	0.079	0.078
0.211	0.127	0.149	0.160	0.199	0.201	0.093	0.099	0.095	0.076	0.114	0.104	060.0	0.080	0.103	0.103	0.079	0.089	0.093	0.102
0.411	0.126	0.153	0.146	0.206	0.214	0.102	0.114	0.101	0.080	0.122	0.120	0.093	0.081	0.108	0.106	0.078	060.0	0.100	0.114
0.611	0.118	0.150	0.124	0.206	0.221	0.102	0.121	0.095	0.072	0.126	0.126	0.089	0.075	0.106	0.101	0.071	0.083	0.098	0.120
0.811	0.106	0.141	0.097	0.200	0.224	0.096	0.124	0.081	0.051	0.124	0.126	0.079	0.069	0.097	0.088	0.070	0.075	0.089	0.117
1.011	0.086	0.125	0.073	0.187	0.221	0.085	0.122	0.067	0.040	0.117	0.120	0.071	0.070	0.083	0.077	0.073	0.076	0.079	0.105
1.211	0.072	0.104	0.072	0.166	0.213	0.075	0.116	0.064	0.033	0.107	0.106	0.074	0.072	0.072	0.079	0.075	0.080	0.082	0.092
1.411	0.081	0.080	0.080	0.141	0.200	0.077	0.106	0.059	0.031	0.100	0.089	0.079	0.074	0.075	0.086	0.078	0.086	0.088	0.086
1.611	060.0	0.077	0.084	0.110	0.182	0.084	0.093	0.054	0.031	0.101	0.081	0.082	0.075	0.080	0.092	0.080	0.088	0.095	0.089
1.811	0.094	060.0	0.084	0.082	0.161	0.088	0.085	0.051	0.034	0.106	0.085	0.082	0.074	0.088	0.092	0.079	0.086	0.096	0.099
2.011	0.091	0.099	0.079	0.085	0.135	0.088	0.078	0.050	0.039	0.110	0.089	0.079	0.072	0.089	0.087	0.074	0.079	0.091	0.103
2.211	0.085	0.102	0.073	0.098	0.106	0.083	0.077	0.051	0.040	0.110	0.089	0.074	0.068	0.087	0.078	0.070	0.072	0.081	0.099
2.411	0.076	0.101	0.067	0.102	0.084	0.076	0.079	0.053	0.039	0.106	0.087	0.069	0.064	0.079	0.070	0.066	0.067	0.072	0.091
2.611	0.067	0.093	0.063	0.103	0.084	0.070	0.084	0.053	0.036	0.100	0.082	0.063	090.0	0.072	0.065	0.063	0.063	0.066	0.080
2.811	0.061	0.084	0.059	0.099	0.092	0.063	0.087	0.053	0.032	0.093	0.073	0.059	0.057	0.064	0.063	0.063	0.062	0.063	0.072
3.011	0.057	0.072	0.057	0.091	0.101	0.058	0.087	0.051	0.030	0.086	0.066	0.057	0.055	0.059	0.063	0.064	0.063	0.062	0.065
3.211	0.055	0.063	0.056	0.079	0.106	0.054	0.086	0.050	0.029	0.080	090.0	0.054	0.054	0.055	0.067	0.066	0.067	0.064	0.063
3.411	0.055	0.058	k.W.	0.065	0.105	0.053	0.084	0.050	0.030	0.076	0.056	0.054	0.055	0.053	0.070	0.067	0.070	0.069	0.065
3.611	0.057	0.055	k.W.	0.058	0.102	0.053	0.079	0.051	0.032	0.074	0.054	0.056	0.055	0.053	0.071	0.067	0.071	0.071	0.070
3.811	0.062	0.055	k.W.	0.055	0.096	0.055	0.074	0.052	0.035	0.074	0.055	0.058	0.057	0.054	0.071	0.066	0.070	k.W.	0.073

Tabelle A.5 – Verlauf des oberen Wasserspiegels  $z_0(x)$  in [m] für die Versuche 91 bis 109

x	Versuc	h No.															
[ <b>m</b> ]	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126
0.011	0.117	0.067	0.181	0.169	0.168	0.109	0.042	0.110	0.131	0.095	0.129	0.124	0.125	0.103	0.112	0.127	0.120
0.211	0.127	0.093	0.203	0.194	0.158	0.102	0.107	0.103	0.125	0.086	0.135	0.147	0.152	0.127	0.131	0.146	0.134
0.411	0.136	0.111	0.217	0.213	0.142	0.087	0.097	0.076	0.112	0.071	0.136	0.153	0.170	0.141	0.150	0.160	0.142
0.611	0.138	0.121	0.222	0.224	0.118	0.067	0.081	0.072	0.096	0.054	0.129	0.165	0.181	0.146	0.163	0.168	0.143
0.811	0.124	0.123	0.218	0.228	0.086	0.066	0.072	0.072	0.091	0.051	0.114	0.153	0.188	0.143	0.168	0.170	0.138
1.011	0.111	0.118	0.206	0.224	0.071	0.066	0.071	0.074	0.091	0.051	0.091	0.147	0.187	0.132	0.167	0.165	0.129
1.211	0.111	0.104	0.187	0.213	0.074	0.068	0.069	0.065	0.092	0.051	0.080	0.126	0.180	0.113	0.160	0.153	0.113
1.411	0.109	0.086	0.159	0.194	0.078	0.071	0.068	0.063	0.092	0.051	060.0	0.100	0.167	0.093	0.147	0.137	0.096
1.611	0.104	0.070	0.124	0.168	0.082	0.072	0.069	0.062	0.092	0.053	0.101	0.087	0.148	0.086	0.129	0.121	0.086
1.811	0.099	0.067	0.092	0.135	0.079	0.072	0.069	k.W.	0.091	0.054	0.104	0.096	0.124	0.094	0.108	0.117	0.085
2.011	0.095	0.077	0.092	0.096	0.076	0.070	0.070	k.W.	0.088	0.054	0.100	0.106	0.099	0.102	060.0	0.122	060.0
2.211	0.093	0.086	0.109	0.072	0.071	0.066	0.072	k.W.	0.087	0.054	060.0	0.109	0.084	0.106	0.087	0.124	0.096
2.411	0.093	0.087	0.119	0.085	0.068	0.064	0.074	k.W.	0.086	0.053	0.078	0.106	0.092	0.103	0.095	0.121	0.096
2.611	0.094	0.089	0.119	0.099	0.066	k.W.	0.075	k.W.	0.087	0.052	0.070	0.094	0.105	0.095	0.104	0.116	0.095
2.811	0.096	0.082	0.110	0.105	0.066	k.W.	0.075	k.W.	060.0	0.051	0.065	0.081	0.111	0.083	0.108	0.109	0.091
3.011	0.099	0.074	0.095	0.102	0.072	0.071	0.075	k.W.	0.094	0.051	0.065	0.069	0.115	0.072	0.108	0.102	0.086
3.211	0.100	0.065	0.078	0.097	0.079	0.071	0.074	k.W.	0.096	0.053	0.071	0.065	0.110	0.067	0.105	0.095	0.081
3.411	0.100	0.059	0.066	0.085	0.084	0.071	0.074	0.069	0.097	0.054	0.075	0.066	0.104	0.067	0.097	0.091	0.077
3.611	0.098	0.056	0.064	0.075	0.084	0.069	0.073	0.066	0.095	0.054	0.076	0.075	0.095	0.071	0.088	0.091	0.075
3.811	0.095	0.055	0.070	0.066	0.082	0.066	0.074	0.062	0.092	0.054	0.076	0.083	0.086	0.076	0.082	0.096	0.075

Tabelle A.6 – Verlauf des oberen Wasserspiegels  $z_0(x)$  in [m] für die Versuche 110 bis 126

### A.2.2 Verlauf der mittleren Luftkonzentration

In Tabelle A.7 bis Tabelle A.11 sind Messwerte des Verlaufs der mittleren Luftkonzentration  $C_a$  gegeben.

x	Versuc	h No.																	
[m]	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52
0.011	0.075	0.076	0.068	0.109	0.100	0.068	0.075	0.122	0.063	0.122	0.119	0.068	0.097	0.071	0.094	0.091	0.120	0.084	0.087
0.211	0.175	k.W.	k.W.	0.258	0.231	0.177	0.160	0.183	0.164	0.188	0.227	0.195	k.W.	0.191	0.201	0.183	0.199	0.179	0.149
0.411	0.230	0.221	0.203	0.281	0.322	0.264	0.192	0.244	0.225	0.242	0.229	0.200	0.190	0.217	0.251	0.246	0.272	0.240	0.219
0.611	0.270	0.302	0.269	0.363	0.336	0.289	0.233	0.264	0.329	0.246	0.279	0.304	0.247	0.280	0.179	0.245	0.292	0.165	0.188
0.811	0.320	0.345	0.314	0.425	0.392	0.316	0.252	0.331	0.353	0.323	0.345	0.322	0.297	0.297	0.148	0.219	0.238	0.128	0.151
1.011	0.334	0.260	0.344	0.441	0.447	0.362	0.225	0.451	0.374	0.364	0.407	0.332	0.330	0.354	0.172	0.236	0.229	0.147	0.137
1.211	0.387	0.232	0.289	0.471	0.402	0.365	0.216	0.438	0.405	0.405	0.441	0.389	0.349	0.375	0.176	0.276	0.251	0.166	0.157
1.411	0.355	0.253	0.255	0.493	0.346	0.357	0.230	0.471	0.392	0.391	0.492	0.413	0.312	0.438	0.167	0.284	0.266	0.175	0.180
1.611	0.296	0.276	0.267	0.446	0.321	0.277	0.239	0.529	0.320	0.437	0.528	0.440	0.232	0.323	0.170	0.277	0.262	0.171	0.192
1.811	0.273	0.280	0.285	0.386	0.328	0.274	0.248	0.484	0.282	0.385	0.577	0.363	0.271	0.253	0.175	0.274	0.269	0.172	0.193
2.011	0.283	0.286	0.298	0.351	0.340	0.304	0.245	0.391	0.300	0.275	0.550	0.266	0.310	0.297	0.189	0.263	0.271	0.175	0.191
2.211	0.292	0.263	0.296	0.336	0.343	0.326	0.236	0.306	0.317	0.265	0.450	0.277	0.323	0.327	0.185	0.232	0.252	0.160	0.188
2.411	0.300	0.246	0.292	0.339	0.329	0.332	0.227	0.286	0.328	0.311	0.350	0.325	0.316	0.343	0.181	0.223	0.233	0.161	0.180
2.611	0.304	0.243	0.278	0.348	0.314	0.334	0.230	0.326	0.339	0.359	0.273	0.374	0.321	0.358	0.194	0.222	0.236	0.167	0.174
2.811	0.307	0.247	0.268	0.356	0.304	0.334	0.227	0.369	0.331	0.396	0.288	0.404	0.307	0.362	0.209	0.232	0.237	0.166	0.179
3.011	0.312	0.247	0.258	0.357	0.283	0.314	0.210	0.400	0.327	0.419	0.370	0.427	0.304	0.353	0.221	0.238	0.240	0.171	0.182
3.211	0.296	0.247	0.243	0.348	0.266	0.299	0.199	0.422	0.308	0.416	0.443	0.427	0.283	0.337	0.225	0.235	0.238	0.158	0.173
3.411	0.286	0.257	0.234	0.348	0.266	0.285	0.185	0.430	0.286	0.406	0.498	0.411	0.276	0.316	0.232	0.240	0.243	0.164	0.168
3.611	0.275	0.259	0.226	0.323	0.266	0.272	0.192	0.431	0.277	0.389	0.532	0.393	0.273	0.310	0.236	0.245	0.245	0.170	0.165
3.811	0.252	0.259	0.224	0.324	0.273	0.270	0.194	0.420	0.273	0.369	0.549	k.W.	0.274	0.315	0.236	0.256	0.246	0.174	0.159

Tabelle A.7 – Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x)$  für die Versuche 34 bis 52

x	Versuc	sh No.																	
[ <b>m</b> ]	53	54	55	56	57	58	59	09	61	62	63	64	65	99	67	68	69	70	71
0.011	0.063	0.062	0.082	0.128	0.085	0.100	0.108	0.117	0.157	0.070	0.073	0.108	0.071	0.085	0.073	0.071	0.063	k.W.	0.068
0.211	0.119	0.165	0.121	0.132	0.102	0.213	0.280	0.285	0.202	0.166	0.202	0.164	0.159	0.230	0.227	0.144	0.186	0.165	0.196
0.411	0.140	0.202	0.166	0.154	0.137	0.221	0.285	0.322	0.266	0.212	0.301	0.279	0.259	0.220	0.213	0.211	0.222	0.219	0.234
0.611	0.111	0.149	0.175	0.121	0.129	0.245	0.405	0.394	0.295	0.279	0.321	0.291	0.273	0.272	0.276	0.251	0.267	0.337	0.263
0.811	0.131	0.169	0.178	0.122	0.122	0.297	0.409	0.438	0.323	0.312	0.324	0.376	0.314	0.344	0.352	0.209	0.272	0.397	0.361
1.011	0.134	0.186	0.198	0.137	0.123	0.357	0.452	0.497	0.355	0.342	0.385	0.435	0.320	0.387	0.375	0.165	0.190	0.410	0.343
1.211	0.126	0.183	0.204	0.140	0.134	0.304	0.464	0.535	0.379	0.399	0.445	0.471	0.307	0.423	0.259	0.199	0.202	0.430	0.227
1.411	0.120	0.185	0.205	0.141	0.134	0.222	0.467	0.545	0.391	0.436	0.481	0.482	0.256	0.440	0.266	0.215	0.238	0.306	0.235
1.611	0.126	0.185	0.203	0.140	0.137	0.274	0.504	0.550	0.341	0.436	0.491	0.443	0.281	0.420	0.307	0.203	0.256	0.230	0.282
1.811	0.133	0.195	0.212	0.146	0.142	0.327	0.377	0.493	0.300	0.341	0.526	0.353	0.314	0.333	0.331	0.200	0.260	0.283	0.306
2.011	0.147	0.198	0.210	0.149	0.142	0.370	0.363	0.417	0.321	0.303	0.512	0.309	0.334	0.315	0.333	0.198	0.241	0.338	0.319
2.211	0.158	0.188	0.209	0.144	0.137	0.360	0.378	0.353	0.336	0.298	0.411	0.332	0.327	0.347	0.324	0.186	0.220	0.367	0.302
2.411	0.162	0.193	0.208	0.140	0.139	0.349	0.385	0.340	0.346	0.315	0.332	0.361	0.315	0.364	0.299	0.184	0.209	0.363	0.272
2.611	0.170	0.200	0.211	0.145	0.143	0.342	0.393	0.387	0.349	0.334	0.313	0.375	0.297	0.383	0.289	0.190	0.207	0.352	0.251
2.811	0.174	0.204	0.217	0.145	0.146	0.324	0.388	0.421	0.352	0.337	0.357	0.387	0.292	0.382	0.260	0.189	0.205	0.320	0.240
3.011	0.186	0.205	0.222	0.140	0.142	0.305	0.382	0.444	0.349	0.347	0.407	0.403	0.262	0.389	0.255	0.189	0.202	0.302	0.239
3.211	0.201	0.204	0.226	0.147	0.137	0.311	0.370	0.445	0.337	0.346	0.449	0.404	0.261	0.388	0.256	0.178	0.203	0.280	0.235
3.411	0.216	0.211	0.229	0.153	0.140	0.326	0.351	0.431	0.308	0.337	0.485	0.390	0.249	0.377	0.257	0.174	0.202	0.267	0.223
3.611	0.231	0.220	0.230	0.159	0.139	0.321	0.330	0.431	0.298	0.328	0.507	0.364	0.245	0.351	0.260	0.163	0.184	0.248	0.224
3.811	0.233	0.229	0.236	0.164	0.139	0.336	k.W.	0.406	0.283	0.317	0.518	0.347	0.251	0.330	0.267	0.155	0.179	0.241	0.207

Tabelle A.8 – Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x)$  für die Versuche 53 bis 71

x	Versuc	h No.																	
-	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
Ξ	0.068	0.058	0.068	0.086	0.065	k.W.	0.044	0.055	0.091	0.083	0.074	0.088	0.150	0.123	0.067	0.067	0.156	0.066	0.076
11	0.221	0.163	0.162	0.181	0.088	0.091	0.105	0.114	0.149	0.173	0.152	0.244	0.188	0.177	0.168	0.160	0.194	0.211	0.207
11	0.290	0.197	0.210	0.224	0.097	0.158	0.072	0.083	0.221	0.198	0.209	0.311	0.260	0.301	0.207	0.230	0.300	0.246	0.272
11	0.360	0.228	0.235	0.232	0.110	0.139	0.085	0.103	0.181	0.238	0.125	0.258	0.277	0.379	0.210	0.273	0.400	0.341	0.289
11	0.413	0.242	0.308	0.270	0.115	0.141	0.110	0.131	0.216	0.176	0.140	0.222	0.321	0.455	0.268	0.387	0.425	0.425	0.407
11	0.465	0.137	0.389	0.130	0.116	0.149	0.100	0.124	0.236	0.181	0.159	0.264	0.345	0.445	0.216	0.408	0.197	0.477	0.448
211	0.486	0.135	0.344	0.175	0.118	0.150	0.092	0.127	0.225	0.204	0.173	0.260	0.404	0.486	0.122	0.424	0.154	0.515	0.355
411	0.505	0.181	0.242	0.254	0.117	0.154	0.091	0.139	0.216	0.209	0.165	0.243	0.367	0.544	0.184	0.454	0.273	0.544	0.257
611	0.491	0.207	0.246	0.276	0.115	0.157	0.092	0.136	0.212	0.194	0.147	0.226	0.266	0.554	0.226	0.360	0.326	0.507	0.296
311	0.420	0.229	0.282	0.268	0.112	0.164	0.101	0.142	0.214	0.203	0.151	0.225	0.303	0.485	0.268	0.279	0.332	0.350	0.331
011	0.332	0.232	0.306	0.249	0.131	0.165	0.099	0.146	0.209	0.208	0.157	0.228	0.335	0.397	0.283	0.276	0.275	0.282	0.343
211	0.301	0.217	0.309	0.228	0.133	0.156	0.099	0.133	0.199	0.195	0.152	0.209	0.343	0.305	0.263	0.294	0.257	0.305	0.342
411	0.312	0.214	0.299	0.227	0.127	0.160	0.093	0.137	0.193	0.188	0.150	0.208	0.350	0.300	0.243	0.310	0.255	0.351	0.334
511	0.347	0.204	0.282	0.226	0.136	0.159	0.106	0.132	0.190	0.187	0.154	0.206	0.347	0.341	0.238	0.325	0.244	0.389	0.323
311	0.349	0.199	0.270	0.209	0.141	0.160	0.112	0.137	0.193	0.184	0.157	0.209	0.333	0.373	0.222	0.342	0.235	0.421	0.294
011	0.349	0.181	0.256	0.212	0.149	0.161	0.112	0.158	0.198	0.182	0.152	0.216	0.313	0.389	0.192	0.343	0.227	0.449	0.267
211	0.341	0.167	0.232	0.214	0.150	0.159	0.111	0.159	0.202	0.176	0.166	0.215	0.278	0.382	0.182	0.325	0.231	0.438	0.251
H11	0.330	0.162	0.224	0.221	0.159	0.159	0.114	0.167	0.204	0.178	0.169	0.223	0.259	0.379	0.174	0.309	0.230	0.410	0.251
511	0.318	0.172	0.222	0.220	0.153	0.161	0.114	0.167	0.213	0.173	0.164	0.228	0.252	0.377	0.175	0.295	0.233	0.363	0.252
111	0.299	0.172	0.227	0.208	0.155	0.169	0.120	0.172	0.215	0.174	0.158	0.227	0.256	0.350	0.178	0.271	0.215	0.317	0.260
-	_																		

Tabelle A.9 – Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x)$  für die Versuche 72 bis 90

x	Versuc	h No.																	
[ <b>m</b> ]	91	92	93	94	95	96	97	98	66	100	101	102	103	104	105	106	107	108	109
0.011	0.064	0.083	0.071	0.091	0.081	0.117	0.076	0.067	0.067	0.082	0.105	0.071	0.144	0.080	0.093	k.W.	0.082	0.098	0.071
0.211	0.192	0.196	0.196	0.228	0.177	0.198	0.189	0.143	0.146	0.167	0.169	0.188	0.161	0.122	0.181	k.W.	0.160	0.192	0.170
0.411	0.208	0.272	0.275	0.262	0.272	0.254	0.319	0.190	0.249	0.237	0.259	0.246	0.264	0.236	0.298	0.252	0.319	0.299	0.301
0.611	0.292	0.345	0.369	0.360	0.358	0.335	0.340	0.232	0.269	0.274	0.372	0.297	0.206	0.327	0.364	0.206	0.334	0.360	0.354
0.811	0.388	0.368	0.413	0.400	0.420	0.414	0.433	0.167	0.128	0.368	0.425	0.315	0.214	0.379	0.358	0.201	0.273	0.391	0.436
1.011	0.340	0.435	0.183	0.434	0.464	0.396	0.454	0.120	0.152	0.392	0.446	0.250	0.214	0.378	0.255	0.209	0.259	0.324	0.534
1.211	0.220	0.464	0.190	0.447	0.478	0.319	0.488	0.188	0.209	0.357	0.478	0.265	0.222	0.284	0.263	0.209	0.270	0.304	0.439
1.411	0.266	0.300	0.249	0.536	0.514	0.308	0.511	0.200	0.208	0.301	0.426	0.283	0.227	0.285	0.282	0.203	0.263	0.298	0.338
1.611	0.296	0.268	0.288	0.453	0.529	0.323	0.449	0.186	0.189	0.288	0.331	0.282	0.218	0.296	0.284	0.192	0.246	0.300	0.303
1.811	0.310	0.325	0.298	0.297	0.564	0.319	0.378	0.177	0.209	0.306	0.324	0.276	0.206	0.318	0.272	0.186	0.233	0.285	0.315
2.011	0.308	0.348	0.288	0.308	0.555	0.306	0.339	0.179	0.205	0.322	0.329	0.255	0.203	0.301	0.250	0.173	0.213	0.267	0.308
2.211	0.292	0.354	0.256	0.361	0.423	0.299	0.320	0.179	0.176	0.315	0.331	0.232	0.194	0.298	0.218	0.158	0.182	0.240	0.306
2.411	0.267	0.361	0.236	0.393	0.308	0.273	0.318	0.183	0.179	0.302	0.338	0.215	0.178	0.267	0.201	0.143	0.173	0.196	0.297
2.611	0.245	0.357	0.223	0.433	0.336	0.249	0.322	0.176	0.180	0.288	0.346	0.201	0.168	0.248	0.194	0.138	0.167	0.190	0.276
2.811	0.235	0.344	0.223	0.465	0.395	0.228	0.312	0.164	0.164	0.276	0.314	0.183	0.158	0.226	0.194	0.143	0.167	0.186	0.247
3.011	0.230	0.311	0.226	0.480	0.443	0.220	0.305	0.150	0.177	0.256	0.309	0.190	0.151	0.218	0.200	0.147	0.169	0.190	0.238
3.211	0.228	0.276	0.220	0.457	0.473	0.218	0.298	0.149	0.187	0.242	0.283	0.182	0.152	0.207	0.205	0.148	0.180	0.194	0.232
3.411	0.231	0.267	k.W.	0.398	0.479	0.225	0.292	0.151	0.203	0.231	0.270	0.189	0.156	0.211	0.192	0.142	0.168	0.191	0.248
3.611	0.232	0.259	k.W.	0.353	0.476	0.226	0.282	0.153	0.195	0.219	0.267	0.193	0.158	0.214	0.185	0.142	0.163	0.175	0.235
3.811	0.228	0.260	k.W.	0.320	0.468	0.223	0.263	0.155	0.213	0.215	0.266	0.193	0.163	0.221	0.184	0.144	0.159	k.W.	0.208

Tabelle A.10 – Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x)$  für die Versuche 91 bis 109

x	Versuc	h No.															
[m]	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126
0.011	k.W.	0.081	0.085	0.104	0.107	0.080	0.086	090.0	0.085	0.147	0.150	0.085	0.219	0.190	0.131	0.099	0.132
0.211	0.121	0.298	0.190	0.277	0.209	0.208	0.169	0.211	0.205	0.234	0.221	0.202	0.258	0.232	0.271	0.152	0.224
0.411	0.218	0.337	0.313	0.382	0.210	0.226	0.231	0.106	0.202	0.308	0.314	0.252	0.332	0.289	0.384	0.285	0.258
0.611	0.285	0.483	0.379	0.453	0.332	0.122	0.200	0.094	0.125	0.217	0.327	0.385	0.402	0.362	0.447	k.W.	0.374
0.811	0.279	0.553	0.481	0.568	0.238	0.148	0.154	k.W.	0.120	0.222	0.412	0.458	0.449	0.433	0.494	0.361	0.414
1.011	0.158	0.586	0.524	0.651	0.171	0.156	0.180	0.173	0.137	0.238	0.379	0.524	0.494	0.508	0.527	0.402	0.482
1.211	0.173	0.639	0.561	0.639	0.213	0.155	0.188	0.136	0.145	0.242	0.269	0.564	0.598	0.539	0.551	0.475	0.473
1.411	0.194	0.570	0.598	0.706	0.241	0.168	0.183	0.128	0.148	0.225	0.287	0.442	k.W.	0.407	0.610	0.463	0.366
1.611	0.193	0.407	0.519	0.678	0.281	0.158	0.192	0.134	0.151	0.220	0.306	0.289	0.649	0.300	0.569	0.343	0.300
1.811	0.182	0.324	0.303	0.676	0.272	0.152	0.199	k.W.	0.148	0.218	0.314	0.300	0.548	0.306	0.464	0.292	0.294
2.011	0.171	0.353	0.313	0.519	0.248	0.162	0.200	k.W.	0.139	0.205	0.310	0.322	0.398	0.311	0.330	0.295	0.309
2.211	0.170	0.356	0.370	0.352	0.224	0.160	0.186	k.W.	0.141	0.199	0.286	0.344	0.300	0.321	0.297	0.290	0.312
2.411	0.168	0.325	0.414	0.452	0.223	0.157	0.179	k.W.	0.144	0.193	0.259	0.368	0.337	0.328	0.332	0.300	0.309
2.611	0.163	0.323	0.456	0.500	0.232	k.W.	0.177	k.W.	0.143	0.190	0.235	0.362	0.380	0.328	0.361	0.309	0.294
2.811	0.153	0.301	0.478	0.503	0.231	k.W.	0.174	k.W.	0.147	0.191	0.226	0.325	0.389	0.295	0.365	0.320	0.279
3.011	0.147	0.279	0.473	0.473	0.221	0.166	0.175	k.W.	0.144	0.192	0.231	0.274	0.403	0.255	0.363	0.308	0.258
3.211	0.138	0.248	0.402	0.454	0.215	0.150	0.169	k.W.	0.146	0.194	0.254	0.248	0.387	0.237	0.358	0.292	0.242
3.411	0.140	0.234	0.329	0.402	0.205	0.152	0.170	k.W.	0.146	0.191	0.229	0.246	0.367	0.242	0.338	0.267	0.234
3.611	0.138	0.243	0.293	0.360	0.208	0.153	0.168	k.W.	0.144	0.186	0.199	0.281	0.338	0.260	0.294	0.244	0.234
3.811	0.123	0.249	0.284	0.309	0.202	0.152	0.169	k.W.	0.134	0.185	0.195	0.267	0.298	0.256	0.259	0.229	0.237

Tabelle A.11 – Verlauf der mittleren Luftkonzentration  $C_a(x)$  für die Versuche 110 bis 126

### A.2.3 Verlauf der Sohl-Luftkonzentration

In Tabelle A.12 bis Tabelle A.16 sind Messwerte des Verlaufs der Sohl-Luftkonzentration  $C_b$  bei z=2 bis 3 mm oberhalb der Sohle gegeben.

x	Versuc	h No.																	
[m]	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52
0.011	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.211	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.411	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.611	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.906	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.270	0.909	0.954	0.975	906.0
0.811	1.000	0.871	0.904	1.000	1.000	1.000	0.715	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.029	0.112	0.303	0.072	0.149
1.011	0.904	0.472	0.850	1.000	0.972	1.000	0.328	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.015	0.030	0.060	0.030	0.050
1.211	0.826	0.056	0.501	1.000	0.744	0.906	0.062	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.902	1.000	0.008	0.018	0.031	0.019	0.030
1.411	0.572	0.019	0.077	0.801	0.247	0.634	0.026	1.000	0.795	1.000	1.000	1.000	0.502	0.832	0.006	0.013	0.021	0.014	0.020
1.611	0.176	0.010	0.029	0.473	0.042	0.127	0.016	0.980	0.294	0.907	1.000	0.967	0.064	0.395	0.005	0.010	0.018	0.011	0.017
1.811	0.062	0.009	0.023	0.153	0.024	0.056	0.014	0.666	0.071	0.487	0.908	0.397	0.041	0.083	0.005	0.011	0.018	0.010	0.016
2.011	0.044	0.006	0.019	0.078	0.021	0.042	0.012	0.376	0.043	0.160	0.672	0.139	0.036	0.054	0.004	0.011	0.016	0.010	0.016
2.211	0.032	0.006	0.013	0.045	0.016	0.029	0.010	0.162	0.030	0.072	0.377	0.073	0.025	0.037	0.004	0.008	0.013	0.009	0.013
2.411	0.027	0.004	0.012	0.039	0.014	0.026	0.009	0.088	0.024	0.046	0.167	0.047	0.021	0.028	0.003	0.008	0.012	0.008	0.011
2.611	0.025	0.005	0.011	0.034	0.014	0.021	0.007	0.065	0.023	0.038	0.102	0.039	0.020	0.026	0.003	0.007	0.012	0.007	0.010
2.811	0.022	0.004	0.011	0.030	0.013	0.019	0.007	0.050	0.019	0.031	0.066	0.031	0.018	0.022	0.003	0.006	0.011	0.006	0.010
3.011	0.020	0.003	0.009	0.027	0.013	0.018	0.006	0.042	0.018	0.029	0.049	0.028	0.016	0.021	0.002	0.006	0.010	0.006	0.009
3.211	0.017	0.003	0.008	0.023	0.011	0.017	0.005	0.033	0.015	0.026	0.037	0.026	0.014	0.020	0.002	0.006	0.009	0.005	0.008
3.411	0.016	0.003	0.008	0.024	0.010	0.015	0.004	0.032	0.015	0.024	0.035	0.025	0.014	0.018	0.002	0.005	0.009	0.005	0.007
3.611	0.015	0.003	0.007	0.023	0.009	0.013	0.004	0.030	0.014	0.021	0.033	0.022	0.012	0.016	0.002	0.005	0.008	0.004	0.006
3.811	0.013	0.003	0.007	0.022	0.010	0.012	0.004	0.029	0.013	0.021	0.037	k.W.	0.012	0.014	0.002	0.005	0.006	0.004	0.006

Tabelle A.12 – Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x)$  für die Versuche 34 bis 52

x	Versuc	h No.																	
[m]	53	54	55	56	57	58	59	09	61	62	63	64	65	99	67	68	69	70	71
0.011	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.211	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.411	0.181	0.653	0.900	0.657	0.933	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.611	0.042	0.109	0.197	0.083	0.135	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.908	1.000	1.000	1.000
0.811	0.022	0.045	0.063	0.044	0.061	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.432	0.908	1.000	1.000
1.011	0.013	0.028	0.041	0.027	0.042	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.984	1.000	0.906	0.051	0.133	1.000	0.910
1.211	0.009	0.020	0.030	0.018	0.028	0.586	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.635	0.983	0.178	0.027	0.045	0.910	0.119
1.411	0.006	0.014	0.022	0.013	0.022	0.057	0.923	1.000	0.903	1.000	1.000	0.979	0.101	0.905	0.057	0.016	0.026	0.245	0.039
1.611	0.005	0.011	0.018	0.011	0.018	0.027	0.527	0.907	0.365	0.904	1.000	0.802	0.039	0.689	0.032	0.012	0.018	0.056	0.025
1.811	0.005	0.011	0.017	0.009	0.017	0.020	0.128	0.549	0.098	0.318	0.906	0.335	0.029	0.206	0.025	0.011	0.015	0.038	0.021
2.011	0.005	0.010	0.016	0.009	0.014	0.016	0.070	0.235	0.064	0.125	0.750	0.108	0.026	0.095	0.022	0.010	0.014	0.031	0.018
2.211	0.003	0.008	0.013	0.007	0.013	0.013	0.047	0.114	0.044	0.078	0.230	0.065	0.020	090.0	0.017	0.007	0.011	0.022	0.015
2.411	0.003	0.007	0.011	0.006	0.012	0.010	0.035	0.073	0.033	0.054	0.158	0.049	0.017	0.045	0.015	0.007	0.009	0.019	0.011
2.611	0.003	0.006	0.011	0.006	0.010	0.010	0.032	090.0	0.031	0.050	0.097	0.038	0.017	0.036	0.013	0.006	0.008	0.017	0.010
2.811	0.002	0.005	0.010	0.005	0.009	0.009	0.029	0.048	0.027	0.040	0.067	0.033	0.014	0.032	0.013	0.005	0.007	0.014	0.008
3.011	0.002	0.005	0.009	0.005	0.008	0.008	0.030	0.047	0.026	0.036	0.054	0.029	0.014	0.029	0.011	0.004	0.006	0.013	0.008
3.211	0.002	0.005	0.008	0.004	0.007	0.008	0.027	0.043	0.023	0.031	0.041	0.025	0.011	0.025	0.008	0.004	0.005	0.010	0.006
3.411	0.002	0.005	0.007	0.004	0.007	k.W.	0.026	0.042	0.020	0.029	0.039	0.024	0.012	0.024	0.007	0.003	0.005	0.009	0.005
3.611	0.001	0.004	0.007	0.003	0.006	k.W.	0.025	0.043	0.019	0.024	k.W.	0.022	0.010	0.023	0.006	0.003	0.004	0.008	0.004
3.811	0.001	0.004	0.006	0.003	0.005	k.W.	k.W.	0.041	0.018	0.022	k.W.	0.021	0.009	0.022	0.006	0.002	0.004	0.006	0.004

Tabelle A 13	_ Verlauf der Sohl-Lu	$ftkonzentration C_{i}(r)$	•) für die Versuch	6 53 his 71
1 abene A.15 -	- v chaul uch Som-Lu		j lul ule velsuen	

x	Versuc	h No.																	
[ <b>m</b> ]	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
0.011	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.211	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.411	1.000	1.000	1.000	1.000	0.086	0.556	0.032	0.025	0.397	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.611	1.000	1.000	1.000	1.000	0.039	0.087	0.013	0.009	0.054	0.903	0.062	0.216	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.811	1.000	0.903	1.000	0.660	0.021	0.048	0.008	0.006	0.030	0.074	0.024	0.023	1.000	1.000	1.000	1.000	0.964	1.000	1.000
1.011	1.000	0.058	1.000	0.033	0.014	0.036	0.005	0.003	0.020	0.033	0.015	0.015	1.000	1.000	0.352	1.000	0.059	1.000	1.000
1.211	1.000	0.025	0.621	0.014	0.010	0.025	0.004	0.003	0.014	0.022	0.010	0.010	1.000	1.000	0.032	1.000	0.011	1.000	0.417
1.411	0.905	0.014	0.111	0.008	0.008	0.019	0.002	0.002	0.011	0.015	0.007	k.W.	0.316	1.000	0.012	0.446	0.005	1.000	0.050
1.611	0.516	0.009	0.051	0.005	0.006	0.015	0.002	0.001	0.008	0.012	0.005	k.W.	0.038	1.000	k.W.	0.253	0.003	1.000	0.020
1.811	0.263	0.008	0.037	0.004	0.006	0.014	0.002	0.001	0.008	0.012	0.005	0.006	0.026	0.270	0.007	060.0	0.003	0.127	0.018
2.011	0.117	0.006	0.032	0.003	0.005	0.012	0.001	0.001	0.007	0.013	0.005	0.006	0.025	0.174	0.006	0.056	0.003	0.048	0.018
2.211	0.061	0.005	0.025	0.002	0.004	0.010	0.001	0.001	0.007	0.011	0.005	0.005	0.018	0.065	0.005	0.035	0.002	0.029	0.014
2.411	0.043	0.004	0.021	0.002	0.003	0.009	0.001	0.001	0.005	0.010	0.005	k.W.	0.014	0.036	0.004	0.027	0.001	0.019	0.012
2.611	0.033	0.004	0.017	0.002	0.003	0.008	0.001	0.000	0.005	0.008	0.004	k.W.	0.015	0.029	0.003	0.021	0.002	0.017	0.012
2.811	0.028	0.003	0.015	0.002	0.003	0.007	0.001	0.000	0.005	0.008	0.003	0.004	0.012	0.025	0.003	0.018	0.001	0.015	0.010
3.011	0.024	0.003	0.014	0.001	0.003	0.008	0.001	0.000	0.004	0.007	0.003	0.003	0.012	0.020	0.003	0.017	0.001	0.015	0.010
3.211	0.022	0.002	0.011	0.001	0.002	0.006	0.000	0.000	0.004	0.007	0.003	0.003	0.010	0.018	0.002	0.014	0.001	0.013	0.008
3.411	0.020	0.002	0.010	0.001	0.002	0.006	0.000	0.000	0.004	0.007	0.003	0.003	0.009	0.018	0.002	0.014	0.001	0.012	0.007
3.611	0.018	0.002	0.008	0.001	0.002	0.005	0.000	0.000	0.003	0.006	0.002	0.003	0.008	0.015	0.002	0.011	0.001	0.010	0.006
3.811	0.016	0.001	0.007	0.001	0.002	0.005	0.000	0.000	0.004	0.005	0.002	0.002	0.007	0.014	0.001	0.009	0.001	0.009	0.006

Tabelle A.14 – Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x)$  für die Versuche 72 bis 90

x	Versuc	h No.																	
[m]	91	92	93	94	95	96	97	98	66	100	101	102	103	104	105	106	107	108	109
0.011	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.211	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.411	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.820	1.000	1.000	1.000
0.611	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.989	0.887	1.000	1.000	1.000	0.903	1.000	0.989	0.272	0.935	1.000	1.000
0.811	1.000	1.000	0.905	1.000	1.000	0.986	1.000	0.132	0.053	1.000	1.000	0.702	0.171	0.988	0.653	0.050	0.228	0.934	1.000
1.011	0.649	1.000	0.056	1.000	1.000	0.758	1.000	0.040	0.019	0.956	1.000	0.146	0.043	0.731	0.099	0.027	0.049	0.139	0.945
1.211	0.065	0.908	0.028	1.000	1.000	0.164	0.959	0.021	0.009	0.573	0.909	0.042	0.024	0.121	0.038	0.017	0.027	0.043	0.332
1.411	0.023	0.193	0.015	1.000	1.000	0.048	0.713	0.013	0.004	0.156	0.499	0.025	0.016	0.044	0.026	0.012	0.018	0.026	0.071
1.611	k.W.	0.038	0.017	0.216	1.000	0.029	0.375	0.010	0.003	0.072	0.095	0.017	0.014	0.031	0.019	0.010	0.012	0.017	0.038
1.811	0.014	0.027	0.015	0.116	1.000	0.025	0.143	0.008	0.002	0.048	0.055	0.016	0.011	0.024	0.016	0.008	0.011	0.014	0.028
2.011	0.015	0.026	0.014	0.065	0.304	0.021	0.083	0.007	0.002	0.044	0.043	0.014	0.010	0.021	0.015	0.008	0.011	0.013	0.024
2.211	0.011	0.018	0.012	0.040	0.198	0.017	0.066	0.006	0.002	0.036	0.032	0.013	0.008	0.019	0.013	0.007	0.008	0.012	0.018
2.411	0.011	0.015	0.009	0.031	0.084	0.016	0.048	0.005	0.001	0.032	0.028	0.012	0.008	0.016	0.011	0.006	0.007	0.010	0.015
2.611	0.009	0.014	0.009	0.026	0.058	0.014	0.043	0.004	0.001	0.028	0.024	0.010	0.007	0.016	0.010	0.006	0.007	0.009	0.014
2.811	0.009	0.013	0.008	0.026	0.045	0.013	0.037	0.003	0.001	0.025	0.021	0.009	0.006	0.013	0.008	0.004	0.007	0.008	0.012
3.011	0.008	0.013	0.008	0.024	0.042	0.013	0.035	0.003	0.001	0.023	0.019	0.009	0.006	0.013	0.008	0.004	0.006	0.007	0.011
3.211	0.007	0.011	0.007	0.022	0.035	0.011	0.030	0.003	0.001	0.020	0.017	0.007	0.005	0.012	0.007	0.004	0.004	0.006	0.008
3.411	0.006	0.010	k.W.	0.019	0.033	0.010	0.028	0.002	0.001	0.017	0.016	0.007	0.005	0.010	0.006	0.003	0.004	0.005	0.007
3.611	0.005	0.008	k.W.	0.017	0.028	0.009	0.026	0.002	0.001	0.016	0.013	0.006	0.004	0.009	0.005	0.003	0.004	0.005	0.006
3.811	0.005	0.007	k.W.	0.015	0.027	0.008	0.023	0.002	0.001	0.015	0.012	0.005	0.004	0.008	0.004	0.002	0.003	k.W.	0.005

Tabelle A 15 – Verlauf der Sohl-Luftkonzentration $C_{i}(x)$ für die V	Versuche 91 his 109

x	Versuc	h No.															
[m]	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126
0.011	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.211	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.411	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.989	1.000	0.151	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.611	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	0.063	0.291	0.038	0.108	0.097	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
0.811	0.570	1.000	1.000	1.000	0.283	0.037	0.071	0.020	0.056	0.038	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
1.011	0.082	1.000	1.000	1.000	0.071	0.025	0.044	0.013	0.043	0.025	0.424	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
1.211	0.048	0.656	1.000	1.000	0.043	0.017	0.033	0.007	0.028	0.017	0.069	0.340	1.000	0.426	1.000	1.000	0.492
1.411	0.030	0.384	1.000	1.000	0.023	0.014	0.024	0.005	0.022	0.012	0.031	0.208	1.000	0.160	1.000	0.322	0.201
1.611	0.020	0.095	0.206	1.000	0.025	0.010	0.021	0.005	0.017	0.010	0.020	0.046	1.000	0.046	0.281	0.108	0.068
1.811	0.016	0.052	0.071	0.153	0.021	0.010	0.019	k.W.	0.016	0.010	0.019	0.030	0.251	0.027	0.181	0.051	0.046
2.011	0.014	0.036	0.045	0.159	0.019	0.010	0.019	k.W.	0.016	0.011	0.018	0.024	0.107	0.021	0.075	0.037	0.039
2.211	0.011	0.026	0.028	0.071	0.015	0.008	0.016	k.W.	0.014	0.009	0.015	0.017	0.054	0.016	0.045	0.025	0.029
2.411	0.009	0.021	0.022	0.048	0.013	0.007	0.015	k.W.	0.012	0.008	0.013	0.015	0.040	0.012	0.032	0.017	0.025
2.611	0.009	0.019	0.021	0.040	0.011	0.006	0.014	k.W.	0.011	0.007	0.012	0.014	0.030	0.012	0.027	0.015	0.022
2.811	0.007	0.017	0.021	0.037	0.010	0.005	0.012	k.W.	0.011	0.006	0.010	0.013	0.024	0.011	0.023	0.013	0.020
3.011	0.006	0.014	0.019	0.032	0.009	0.005	0.011	k.W.	0.010	0.006	0.009	0.011	0.022	0.009	0.019	0.013	0.021
3.211	0.005	0.012	0.017	0.025	0.009	0.005	0.011	k.W.	0.009	0.005	0.008	0.009	0.017	0.008	0.016	0.009	0.019
3.411	0.003	0.010	0.013	0.022	0.007	0.004	0.010	k.W.	0.008	0.005	0.007	0.008	0.015	0.007	0.014	0.010	0.016
3.611	0.003	0.009	0.011	0.019	0.007	0.003	0.008	k.W.	0.007	0.004	0.006	0.007	0.014	0.006	0.013	0.008	0.014
3.811	0.003	0.008	0.008	0.015	0.006	0.003	0.008	k.W.	0.006	0.003	0.005	0.005	0.012	0.004	0.012	0.007	0.013

Tabelle A.16 – Verlauf der Sohl-Luftkonzentration  $C_b(x)$  für die Versuche 110 bis 126

## Danksagung

Die vorliegende Dissertation durfte ich während meiner Tätigkeit an der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie VAW der ETH Zürich schreiben. Dabei haben mich folgende Personen begleitet, denen ich an dieser Stelle danken möchte:

- Prof. Dr.-Ing. *Hans-Erwin Minor* von der VAW hat das Referat der Arbeit übernommen. Er sorgte für die günstigen Rahmenbedingungen zur Erstellung der Dissertation.
- Prof. Dr. *Willi H. Hager* von der VAW als mein Doktorvater und erster Korreferent nahm sich viel Zeit für die praktische Anleitung während der Dissertation. Er beriet und unterstütze mich geduldig und kompetent bei sämtlichen fachlichen Fragen. Ihm sei zusätzlich für die Freundschaft und Förderung herzlich gedankt.
- Prof. Dr. *Anton Schleiss* vom LCH der EPF Lausanne hat das zweite Korreferat übernommen. Ihm wird für die flexible und konstruktive Zusammenarbeit gedankt.

Daneben möchte ich mich bei den Kolleginnen und Kollegen der VAW für das freundschaftliche Arbeitsklima bedanken, insbesondere bei *Thomas Berchtold* und *Adriano Lais*. Weiter leisteten die Mitarbeiter der Werkstatt, des Hallenteams, des Elektroniklabors sowie der Fotograph und Grafiker grossartige Arbeit beim Erstellen und Betreiben des Modells, sowie während der Dokumentation der Versuche.

Das Forschungsvorhaben wurde grösstenteils durch den Schweizerischen Nationalfonds SNF finanziert. Gleich zwei Gesuche wurden bewilligt: Das Hauptprojekt No. 200021-101548 sowie dessen Nachfolgeprojekt No. 200020-113448. Daneben haben die VAW und die ETH Zürich beträchtliche Mittel beigesteuert. Allen Institutionen sei herzlich für das Vertrauen gedankt.

Schliesslich geht mein besonderer Dank an meine Partnerin *Simone* für die Unterstützung. Weiter danke ich *Markus Weibel* für das exzellente Lektorat des Texts.

Zürich, im Dezember 2007

#### Michael Pfister

# Lebenslauf

Michael Ueli Pfister

geboren am 12. Oktober 1976 in Luzern LU von Oberburg BE

2008 -	Projektleiter und Post-Doc an der Versuchsanstalt für Wasserbau,
	Hydrologie und Glaziologie VAW der ETH Zürich
2004 - 2007	Dissertation an der ETH Zürich
2002 – 2007	Projektingenieur an der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrolo- gie und Glaziologie VAW der ETH Zürich
1997 – 2002	Studium der Bauingenieurwissenschaften an der ETH Zürich
1992 – 1996	Besuch der Kantonsschule Zürich Oerlikon, Erlangung der Eid- genössischen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Maturität