

**Instationäre Strömungssimulation
bei Öffnungsvorgängen mit und ohne freie Oberfläche
am Beispiel beweglicher Schütze**

Von der Fakultät für Bauingenieurwesen und Geodäsie
der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades eines

DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN

– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Jens Martin Scheffermann

geboren am 05.09.1974 in Leer

2006

Instationäre Strömungssimulation bei Öffnungsvorgängen mit und ohne freie Oberfläche am Beispiel beweglicher Schütze

Von der Fakultät für Bauingenieurwesen und Geodäsie
der Universität Hannover

zur Erlangung des Grades eines

DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN

– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Jens Martin Scheffermann

geboren am 05.09.1974 in Leer

Referent:	Prof. Dr.-Ing. C. Zimmermann
Koreferent:	Prof. Dr.-Ing. J. Seume
Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. B. Friedrich
Tag der mündlichen Prüfung:	05. Mai 2006

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am FRANZIUS-INSTITUT FÜR WASSERBAU UND KÜSTENINGENIEURWESEN der UNIVERSITÄT HANNOVER und greift die Problematik der Umströmung von beweglichen Schützen auf.

Herrn Prof. Dr.-Ing. C. Zimmermann gilt mein Dank für die Unterstützung und die Förderung meiner Arbeit sowie die Übernahme des Hauptreferats.

Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Seume danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Herrn Dr. V. Penchev danke ich für seine Bereitschaft und sein Engagement mein Promotionsverfahren als Gutachter zu begleiten.

Zum Schluss danke ich den an den Untersuchungen beteiligten studentischen Hilfskräften, den Kollegen sowie meiner Familie und meinen Freunden für die gute Zusammenarbeit, gewinnbringende fachliche Diskussion und entgegengebrachtes Vertrauen und Verständnis. Besonderer Dank gilt meiner Freundin Anne für ihre Unterstützung und ihre Bereitschaft das Manuskript kritisch durchzusehen.

D.V.

Zusammenfassung

Zur Kontrolle des Durchflusses sind abgestimmt auf die jeweilige Anforderung Regelungsorgane, wie z.B. Schütze, notwendig. Die Abführung des Durchflusses erfolgt im Gegensatz zu der Überströmung von Wehren durch ein Unterströmen und ergibt sich aus voneinander unabhängigen Parametern (Wasserstand ober- und unterstrom, freier oder rückgestauter Durchfluss, Öffnungsweite, Anströmung, Bauwerksgeometrie, etc.).

Der Durchfluss unter Schützen ist in der Vergangenheit [u.a. POLENI, 1718; KIRCHHOFF, 1869; GENTILINI, 1941; PETER, 2005] für zahlreiche Parameterkombinationen am stationären Schütz mit fester Öffnungsweite untersucht und in Berechnungsansätze für den praktisch tätigen Ingenieur umgeformt worden. Für den Durchfluss an einem sich bewegenden Schütz wurde die Annahme getroffen, dass von einer Aneinanderreihung von stationären Durchflüssen ausgegangen werden kann [z.B. NAUDASCHER, 1984].

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Simulation des instationären Durchflusses unter Schützen mit veränderlichen Öffnungsweiten. Hierfür wurde erstmals ein physikalisches Modell eines sich bewegenden Schützes in der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS aufgebaut, an dem die aus der Schützbewegung resultierenden instationären Wasserspiegellagen und Strömungsgeschwindigkeiten gemessen wurden und der instationäre Durchfluss unter dem Schütz bestimmt werden konnte. Hiermit konnte die mögliche Übertragung bisheriger Berechnungsansätze [HENRY, 1950; PETER, 2005] für Durchflüsse an festen Schützen auf die Berechnung des Durchflusses an einem sich bewegenden Schütz hinsichtlich der Zulässigkeit bewertet werden. Für zukünftige Auslegungen von Schützen zur Regulierung des Durchflusses wurde ein numerisches Modell mit dem kommerziellen CFD-Programm STAR-CD unter Berücksichtigung der freien Wasserspiegeloberfläche aufgebaut.

Die Auswertung der physikalischen Modellversuche zeigte, dass Ansätze zur Berechnung des Durchflusses für stationäre Randbedingungen nicht auf die instationären Zustände bei der Beeinflussung der Strömungsverhältnisse durch ein sich bewegendes Schütz zu übertragen sind. Dies belegte die Notwendigkeit, Durchflüsse an beweglichen Strukturen unter Berücksichtigung der instationären Bewegungen des Schützes zu berechnen. Die bisher vorliegenden Ansätze zur Berechnung von stationären Randbedingungen sind darauf nicht ohne weiteres zu übertragen.

Die numerischen Modelle zur Berechnung von instationären Strömungen um bewegliche Schütze zeigten im Vergleich zu den durchgeführten physikalischen Versuchen eine hohe Qualität bei der Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten, Durchflüssen, Wasserständen und Drücken. Der entwickelte Ansatz kann für die Bemessung von Schützen zur Regulierung des Durchflusses und ebenso für weitere Untersuchungen eingesetzt werden.

Schlagworte: bewegliche Schütze, CFD-Simulation, freie Oberfläche

Abstract

Water discharges can be controlled by regulation structures, such as under-flown gates. The discharge depends on a variety of independent parameters (water level up- and downstream of the gate, free or submerged flow, opening, flow field, structure geometry, etc.).

The discharge under gates with fixed opening was investigated in the past for several parameter combinations [POLENI, 1718; KIRCHHOFF, 1869; GENTILINI, 1941; PETER, 2005; etc.]. The results were used to establish design formulae for the practice of engineers. The discharge under a moving gate was assumed as a sequence of stationary discharges [e.g. NAUDASCHER, 1984].

The objective of this thesis was the simulation of transient discharge under gates with changing opening. For this purpose a physical model of a movable gate was built and installed in the flume of the FRANZIUS-INSTITUT. Transient water level variations and flow velocities were measured, and transient discharge under the gate was calculated. Herewith previous calculation approaches for gates with fixed opening width [HENRY, 1950; PETER, 2005] were tested on the applicability to calculate the discharge under a moving gate. In parallel, a numerical model of the gate was built using the commercial CFD-program STAR-CD.

The analysis of the physical model tests showed, that the previous approaches for calculation of discharges at fixed gates can not be used for calculation of transient conditions during the movement of a gate. This proves the necessity to calculate discharge at movable structures by considering the transient influence of the movement.

The numerical models for calculating the transient flow at movable gates showed a good agreement with the physical model tests by calculating the flow velocities, discharges, water levels and pressures.

Therefore, it was concluded that the developed numerical model can be used to facilitate future design of gates for the regulation of discharges, through application for building up numerical models of real structures in nature.

Keywords: movable gate, CFD-simulation, free surface

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Abbildungsverzeichnis.....	VII
Tabellenverzeichnis.....	XII
Symbolverzeichnis	XIII
1 Einleitung.....	1
2 Theoretische Grundlagen zur Umströmung von Schützen.....	3
2.1 Bisherige Ansätze zur Berechnung der Schützumströmung	3
2.2 Theorie zur Berechnung der Unterströmung von Schützen mit freier Oberfläche	4
2.3 Schwingungsanfachung bei unterströmten Schützen.....	12
3 Grundlagen hydraulischer Simulationen.....	14
3.1 Notwendigkeit hydraulischer Simulationen	14
3.2 Physikalische Simulation	14
3.3 Numerische Simulation.....	16
3.3.1 Erhaltungssätze für Masse und Impuls an einem ortsfesten Kontrollvolumen	17
3.3.2 Anfangs- und Randbedingungen.....	18
3.3.3 Simulation turbulenter Strömungen	19
3.3.4 Das Prinzip der Wirbelviskosität.....	21
3.3.5 Mischungswegmodell	22
3.3.6 k- ϵ -Modell	23
3.3.7 Berücksichtigung der Grenzschicht.....	26
3.3.8 Strömungen mit freier Oberfläche	26
3.3.9 Bewegliche Strukturen in numerischen Simulationen	29
3.3.10 Verifikation, Kalibrierung und Validierung numerischer Modelle	29
3.4 Auswahl eines CFD-Programmes	30
3.5 Numerische Voruntersuchungen des gewählten CFD-Programms.....	31
3.5.1 Allgemeines	31
3.5.2 Einfluss der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung auf die Berechnung der freien Oberfläche	31
3.5.3 Einfluss verschiedener Turbulenzmodelle auf die Berechnung des Strömungs- feldes	36
3.5.4 Auswahl der Diskretisierungsschemata.....	38
4 Simulation eines beweglichen Schützes im physikalischen Modell.....	39
4.1 Auswahl eines zu untersuchenden Schützes	39
4.2 Versuchsaufbau	39
4.3 Eingesetzte Messtechnik	42

4.3.1	Messung der Strömungsgeschwindigkeiten	42
4.3.2	Messung des Zuflusses	43
4.3.3	Messung der Wasserspiegel	44
4.3.4	Messung der Drücke	44
4.4	Versuchsprogramm	45
4.5	Ergebnisse der physikalischen Simulationen	47
4.5.1	Verlauf der Wasserstände	47
4.5.2	Verlauf der Strömungsgeschwindigkeiten	50
4.5.3	Druckverlauf am Schütz	56
4.6	Durchfluss am Schütz mit konstanter Öffnungsweite	58
4.7	Durchfluss am beweglichen Hubschütz	59
5	Simulation eines beweglichen Schützes im numerischen Modell	62
5.1	Allgemeines	62
5.2	Aufbau der Schützgeometrie mit Hilfe eines automatischen Gitternetzgenerators	62
5.3	Aufbau der Modellgeometrie der Strömungsrinne	63
5.4	Simulation der Schützbewegung	64
5.5	Eigene Erweiterungen des CFD-Programms	66
5.6	Numerische Simulationen der Strömungen im Bereich des Schützes	67
6	Vergleich der Ergebnisse aus physikalischem Modell und numerischer Simulation	72
6.1	Allgemeines	72
6.2	Strömungsgeschwindigkeiten oberstrom des Schützes	72
6.3	Strömungsgeschwindigkeiten unterstrom des Schützes	74
6.4	Vergleich der Druckmessungen	80
6.5	Vergleich der Wasserspiegellagen	81
6.6	Vergleich des Durchflusses	84
6.7	Bewertung der Vergleiche zwischen Messung und Simulation	85
7	Erprobung des numerischen Ansatzes am Füllsystem einer Schleuse	86
7.1	Allgemeines	86
7.2	Entstehung von Kavitation	86
7.3	Aufbau des physikalischen Modells der Schleusenanlage	87
7.4	Auswertung der physikalischen Modellversuche	88
7.5	Aufbau des numerischen Ausschnittsmodells der Schleusenanlage	90
7.6	Auswertung der numerischen Simulationen	91
8	Simulation des Füllens und Entleerens einer Seeschleuse	94
8.1	Allgemeines	94
8.2	Aufbau des physikalischen Modells der Seeschleuse	94
8.3	Aufbau des numerischen Ausschnittsmodells der Seeschleuse	96

8.4	Auswertung der numerischen Simulationen der Seeschleuse	97
9	Zusammenfassung	100
	Schrifttum	103
	Appendix A - Diskretisierungsverfahren des verwendeten Programmsystems STAR-CD... ..	107
	Appendix B - Eigene Erweiterungen in STAR-CD.....	119

Abbildungsverzeichnis

	Seite
Abb. 2-1: Verlauf der Energielinie an einem Schütz bei rückgestautem Abfluss	5
Abb. 2-2: Darstellung der Stromlinien für den Fall eines unterströmten Schützes mit freiem Abfluss	6
Abb. 2-3: Durchflussbeiwert für rückgestauten und freien Abfluss unter einem Schütz [HENRY, 1950]	8
Abb. 2-4: Ausflussbeiwert μ an unterströmten Wehren [PETER, 2005]	10
Abb. 2-5: χ -Beiwert für den rückgestauten Abfluss an unterströmten Wehren [PETER, 2005]	11
Abb. 3-1: Kontrollvolumen für die Bilanzierung der Transportgleichung von Masse und Impuls	17
Abb. 3-2: Energiekaskade nach KOLMOGOROFF [BREUER ET AL., 1996]	19
Abb. 3-3: Darstellung der von einem Turbulenzmodell zu erfassenden Wirbelstrukturen in Abhängigkeit von der Netzauflösung Δ [BREUER ET AL., 1996]	21
Abb. 3-4: Einordnung der einzelnen Simulationsmodelle	21
Abb. 3-5: Vertikale Verteilung der Wirbelviskosität in der offenen Kanalströmung [NEZU und NAKAWAGA, 1993]	23
Abb. 3-6: Position der freien Oberfläche im Gitternetz	28
Abb. 3-7: Rechengitter zur Berechnung der Wasserspiegellage (Räumliche Diskretisierung Δx und $\Delta y = 0,60$ cm)	31
Abb. 3-8: Kollabierender Wasserkörper in der Simulation zu verschiedenen Zeitpunkten $t = T^*(g/L)^{0,5}$ [-] (T = Simulationszeit [s], g = Beschleunigung [m/s^2], L = Ausgangsbreite Wasserkörper [m])	32
Abb. 3-9: Zeitlicher Verlauf der Wasserspiegelhöhe in der Simulation und im physikali- schen Modell am linken Gefäßrand für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 0,30 cm und 0,60 cm	33
Abb. 3-10: Zeitlicher Verlauf der Wasserspiegelhöhe in der Simulation und im physikali- schen Modell am linken Gefäßrand für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 1,15 cm, 2,50 cm und 5,00 cm	33
Abb. 3-11: Zeitlicher Verlauf der Wasserausbreitung in der Simulation und im physikali- schen Modell am Gefäßboden für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 0,30 cm und 0,60 cm	34
Abb. 3-12: Zeitlicher Verlauf der Wasserausbreitung in der Simulation und im physikali- schen Modell am Gefäßboden für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 1,15 cm, 2,50 cm und 5,00 cm	34
Abb. 3-13: Zeitlicher Verlauf der Wasserausbreitung am Gefäßboden für unterschiedliche zeitliche Diskretisierungen Δt	35

Abb. 3-14: Gesamtansicht und Ausschnitt des Berechnungsnetzes zur Bestimmung des Einflusses einzelner Turbulenzmodelle auf die Berechnung von Strömungsgeschwindigkeiten	37
Abb. 3-15: Vergleich der mit verschiedenen Turbulenzmodellen simulierten Strömungsprofile für die Hauptströmungsrichtung v_x mit den Messdaten	37
Abb. 4-1: Verschlüsse des Emssperwerkes bei Gandersum (5 Hubtore in der nördlichen Nebenöffnung und den südlichen Nebenöffnungen (1-5), 1 Segmenttor in der Binnenschiffahrtsöffnung (6), 1 Segmenttor zwischen Kreisscheiben in der Hauptschiffahrtsöffnung (7)) [HOLZMANN AG, 2001]	39
Abb. 4-2: Versuchsaufbau in der Strömungsrinne / Schneiderberg	40
Abb. 4-3: Versuchsstand an der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS	40
Abb. 4-4: Strömungsrinne mit eingebautem Hubschütz und Hubvorrichtung	41
Abb. 4-5: CNC-Programm für das Verfahren des beweglichen Hubschützes.....	41
Abb. 4-6: Ausgangs- und Endposition der Unterkante des beweglichen Hubschützes	42
Abb. 4-7: ADV-Sonde der Firma NORTEK AS zur Mes-sung der Strömungsgeschwindigkeiten [NORTEK AS, 1997]	42
Abb. 4-8: Wellenpegel [DELFT HYDRAULIC LABORATORY, 1989]	44
Abb. 4-9: Druckmesssonde PDCR 830 [DRUCK MESSTECHNIK GMBH, 1991].....	45
Abb. 4-10: Darstellung des Messrasters für Untersuchungen am beweglichen unterströmten Schütz.....	46
Abb. 4-11: Darstellung des Messrasters für Strömungsprofilmessungen am beweglichen unterströmten Schütz.....	46
Abb. 4-12: Instationärer Wasserstandsverlauf ober- und unterstrom (Wellenpegel 1 und 2) des Schützes ($Q_0 = 25 / 100$ l/s, $h_0 = 40$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s)	47
Abb. 4-13: Instationärer Wasserstandsverlauf ober- und unterstrom (Wellenpegel 1 und 2) des Schützes ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 / 0,48$ cm/s)	48
Abb. 4-14: Instationärer Wasserstandsverlauf ober- und unterstrom (Wellenpegel 1 und 2) des Schützes ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 40 / 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s)	48
Abb. 4-15: Maximale instationäre Wasserspiegelauslenkung h/h_0 bei der Verfahrensgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s	49
Abb. 4-16: Maximale instationäre Wasserspiegelauslenkung h/h_0 bei der Verfahrensgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s	49
Abb. 4-17: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P2 ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 48$ cm/s).....	50
Abb. 4-18: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl an den Messpunkt P1 bis P6 ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 24$ cm/s).....	52
Abb. 4-19: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P2 ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 24$ cm/s) (dimensionsbehaf-tet)	53

Abb. 4-20: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P4 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 24 \text{ cm/s}$) (dimensionsbehaftet)	53
Abb. 4-21: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P6 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 24 \text{ cm/s}$) (dimensionsbehaftet)	53
Abb. 4-22: Strömungsgeschwindigkeiten unterstrom des Schützes am Messpunkt P1 ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)	54
Abb. 4-23: Bereich des Übergangs vom schießenden zum strömenden Abfluss	54
Abb. 4-24: Strömungsgeschwindigkeiten am Messpunkt P1 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)	55
Abb. 4-25: Strömungsgeschwindigkeiten am Messpunkt P3 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)	55
Abb. 4-26: Strömungsgeschwindigkeiten am Messpunkt P5 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)	56
Abb. 4-27: Druckverlauf an der Druckmessdose an der Schützunterkante ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)	56
Abb. 4-28: Detaillierter Druckverlauf an der Druckmessdose an der Schützunterkante ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)	57
Abb. 4-29: Druckverlauf an der Druckmessdose 10 cm über der Schützunterkante ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)	57
Abb. 4-30: Druckverlauf an der Druckmessdose an der Schützunterkante ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)	58
Abb. 4-31: Durchflussbeiwert c_q aus Modellversuchen und nach Literaturangaben [HENRY, 1950; PETER, 2005]	59
Abb. 4-32: Abweichung zwischen dem instationären Durchfluss Q_t im physikalischen Modell und analytischer Berechnung für den stationären Durchfluss Q^* [HENRY, 1950; PETER, 2005] ($Q_0=100 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)	61
Abb. 5-2: Numerisches Netz der Rinne und des Schützes (oben); Bereich des sich bewegenden Netzes (links unten); Innenansicht des sich bewegenden Netzes (rechts unten)	63
Abb. 5-3: Regionen des Berechnungsnetzes	64
Abb. 5-4: Senken des Schützes in der numerischen Simulation: Bild A: Startposition; Bild B bis G: Zwischenschritte; Bild H: Endposition 10 cm über der Sohle	65
Abb. 5-5: Position der Subroutines im Ablauf einer numerischen Simulation vom Pre-Processing bis zum Post-Processing	66
Abb. 5-6: Geschwindigkeitsverteilung unter dem teilgeöffneten Schütz (Querschnitt, Blickrichtung nach oberstrom)	67
Abb. 5-7: Geschwindigkeitsverteilung im Schützbereich (Längsschnitte)	68
Abb. 5-8: Lage des Ausschnittes zur Darstellung der Deckwalze unterstrom des Schützes (Abb. 5-9 und Abb. 5-10)	69

Abb. 5-9: Darstellung der Deckwalze unterstrom des Schützes (0 bis 90 s) ($Q_0=100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	70
Abb. 5-10: Darstellung der Deckwalze unterstrom des Schützes (100 bis 190 s) ($Q_0=100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	71
Abb. 6-1: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	73
Abb. 6-2: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	73
Abb. 6-3: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s), dimensionsbehaftet	74
Abb. 6-4: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 10 cm über der Sohle ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,40$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	74
Abb. 6-5: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	75
Abb. 6-6: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s), dimensionsbehaftet	75
Abb. 6-7: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	76
Abb. 6-8: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,40$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s).....	76
Abb. 6-9: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 10 cm über der Sohle ($Q_0 = 25$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s).....	77
Abb. 6-10: Vergleich der berechneten und gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten 40 cm unterstrom des Schützes ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,50$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,43$ cm/s)	79
Abb. 6-11: Vergleich des Druckverlaufs an der Schützdichtung im physikalischen Modell und der numerischen Simulation ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 50$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s) ..	80
Abb. 6-12: Vergleich des Druckverlaufs an der Schützdichtung im physikalischen Modell und der numerischen Simulation ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 50$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s) ..	80
Abb. 6-13: Entwicklung der instationären Wasserspiegellage ober- und unterstrom des Schützes ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,40$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	81
Abb. 6-14: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 40$ cm und $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s	82
Abb. 6-15: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 50$ cm und $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s	82
Abb. 6-16: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm und $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s	82
Abb. 6-17: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm und $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s	83
Abb. 6-18: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm und $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s	83

Abb. 6-19: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm und $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s	83
Abb. 6-20: Vergleich des Durchflusses unter dem Schütz im physikalischen Modell und in der numerischen Simulation ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s).....	84
Abb. 6-21: Vergleich des Durchflusses unter dem Schütz im physikalischen Modell und in der numerischen Simulation ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 40$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s).....	84
Abb. 6-22: Vergleich des Durchflusses unter dem Schütz im physikalischen Modell und in der numerischen Simulation ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 50$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s).....	85
Abb. 7-1: Abmessungen der untersuchten Schleusenanlage „MARMET LOCKS“ [COASTAL AND HYDRAULICS LABORATORY, 2002].....	87
Abb. 7-2: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Versuch 1: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 480 s).....	88
Abb. 7-3: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Versuch 2: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 240 s).....	89
Abb. 7-4: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Versuch 3: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 120 s).....	89
Abb. 7-5: Numerisches Ausschnittsmodell einer der Zulaufkanäle von oberstrom der Schleusenanlage „MARMET LOCKS“	90
Abb. 7-6: Zeitlicher Verlauf des gemessenen Druckes an der Schleusenkammersohle = Druckrandbedingung am Auslass des numerischen Ausschnittmodells (Versuch 3: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 120 s).....	91
Abb. 7-7: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Modellversuch) und CFD-Simulation des Druckverlaufes im Zulaufkanal (Versuch 3: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 120 s).....	91
Abb. 7-8: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Modellversuch) und CFD-Simulation des Druckverlaufes im Zulaufkanal (Versuch 2: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 240 s).....	92
Abb. 7-9: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Modellversuch) und CFD-Simulation des Druckverlaufes im Zulaufkanal (Versuch 1: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 480 s).....	92
Abb. 8-1: Abmessungen (Naturmaße) des physikalischen Modells der untersuchten Seeschleuse Cuxhaven [FRANZIUS-INSTITUT, 1961]	94
Abb. 8-2: Abmessungen (Naturmaße) des Außenhauptes (Ausbauzustand 6) der Seeschleuse Cuxhaven [FRANZIUS-INSTITUT, 1961]	95
Abb. 8-4: Numerisches Modell (Naturmaße) der Seeschleuse Cuxhaven (halbe Schleusenammer bis zum Zwischentor).....	97
Abb. 8-5: Vergleich der Schleusenfüllzeiten aus Messung und Simulation für den Ausbauzustand 6	98
Abb. 8-6: Vergleich der Schleusenentleerungszeiten aus Messung und Simulation für den Ausbauzustand 6	98

Tabellenverzeichnis

	Seite
Tabelle 2-1: Abminderungsbeiwert χ für verschiedene Schützneigungen [PETER, 2005].....	11
Tabelle 3-1: Übertragungsmaßzahlen nach dem FROUDE'schen Ähnlichkeitsgesetz	16
Tabelle 3-2: Konstanten des k- ε -Modells.....	25
Tabelle 3-3: Versuchsprogramm zur Untersuchung des Einflusses der räumlichen Diskretisierung auf die Bestimmung der freien Wasserspiegeloberfläche.....	32
Tabelle 3-4: Versuchsprogramm zur Untersuchung des Einflusses der zeitlichen Diskretisierung auf die Bestimmung der freien Wasserspiegeloberfläche.....	35
Tabelle 4-1: Randbedingungen der Versuche am stationären Schütz zur Ermittlung des Durchflussbeiwertes c_q (h_0 = Wasserstand oberstrom, h_2 = Wasserstand unterstrom, a = Öffnungsweite)	45
Tabelle 4-2: Versuchsprogramm für Untersuchungen am beweglichen unterströmten Schütz (Q_0 = Zufluss, h_0 = Ausgangswasserstand, $v_{\text{Schütz}}$ = Senk- und Hubgeschwindigkeit des Schützes)	46
Tabelle 4-3: Absoluter Wasserspiegelanstieg oberstrom des Hubschützes (h_0 = Ausgangswasserstand, Q_0 = Zufluss, $h_{1,\text{max}}$ = maximaler Wasserspiegelanstieg oberstrom)	50
Tabelle 4-4: Randbedingungen des Modells mit konstantem a zur Ermittlung des Durchflussbeiwertes c_q und aus Messdaten und nach den Ansätzen von HENRY und PETER berechnete Durchflussbeiwerte c_q (h_0 = Wasserstand oberstrom, h_2 = Wasserstand unterstrom, a = Öffnungsweite)	58
Tabelle 4-5: Berechnung des Durchflusses nach [HENRY, 1950; PETER, 2005] für $Q_0=100$ l/s, $h_0 = 60$ cm und $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s, mit Q^* = für den jeweiligen Zeitpunkt t berechneter Durchfluss [l/s]	60
Tabelle 7-1: Versuchsprogramm für die Schleusenanlage „MARMET LOCKS“	88
Tabelle 8-1: Maximal zulässige Füll- und Entleerungszeiten der Schleuse Cuxhaven [FRANZIUS-INSTITUT, 1961]	96

Symbolverzeichnis

η	auf die Fließhöhe bezogener Abstand von der Gerinnesohle [-]
τ	Schubspannung [N/mm ²]
ν	kinematische Viskosität [m ² /s]
Π	COLES-Parameter [-]
κ	KÁRMÁN-Konstante [-]
δ_{ij}	KRONECKER-Delta [-]
γ	Beiwert [-]
χ	Durchflussbeiwert nach PETER [-]
\bar{p}	zeitlicher Mittelwert des Druckes [N/m ²]
\bar{u}_i	zeitlicher Mittelwert des Strömungsvektors [m/s]
u_τ	Sohlschubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
γ	Wichte [N/m ³]
A	Durchflussfläche [m ²]
a	Öffnungsweite des Schützes [m]
b	Durchflussbreite [m]
c	Fluidanteil der Kontrollzelle [-] (Kap. 3)
C	COURANT-Zahl [-]
c	Strömungsgeschwindigkeitsbeiwert [-] (Kap. 2)
c_0	Beiwert zur Durchflussbestimmung [-]
c_c	Kontraktionsbeiwert [-]
c_i	Konzentration gelöster bzw. suspensierter Stoffe [kg/m ³]
c_q	Durchflussbeiwert [-]
d	charakteristische Länge der Ablösewirbel [m]
f	Massenkräfte [N] (Kap. 3)
f	DARCY-WEISSBACH-Faktor [-] (Kap. 2)
f_0	Frequenz der Ablösewirbel [1/s]
Fr	FROUDE-Zahl [-]
g	Erdbeschleunigung [m/s ²]
H	Energie- oder Stauhöhe [m]
H^*	Energiehöhe am Tunneleingang [m]
h_0	Ausgangswasserstand [m]
h_1	Höhe des Schussstrahls [-]
h_2	Wasserstand über dem Schussstrahl unterstrom des Schützes [m]
h_3	vom Schussstrahl unbeeinflusster Wasserstand unterstrom des Schützes [m]
H_e	Energiehöhenverlust [m]

h_E	Energiehöhe [m]
k	kinetische Energie [m^2/s^2]
L	charakteristische Länge [m]
L_0	Tunnellänge oberstrom des Schützes [m]
p	Druck [N/m^2]
p_i'	Schwankungsgröße des Druckes [N/m^2]
Q	Durchfluss [m^3/s]
q	Durchfluss pro Breitenmeter [m^2/s]
Q^*	Stationärer Durchfluss [m^3/s]
Q_0	Zufluss [m^3/s]
r	Index für die Verhältniszahl von Natur zu Modell [-]
R	Tunnelradius [m]
Re	REYNOLDS-Zahl [-]
s	Öffnungshöhe des Schützes [m]
Sh	STROUHAL-Zahl [-]
t	Zeit [s]
T	Temperatur [$^{\circ}C$]
u	Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung [m/s]
u_i	dreidimensionaler Strömungsvektor [-]
u_i'	Schwankungsgröße des Strömungsvektors [m/s]
v	Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
v_0	mittlere Anströmgeschwindigkeit [m/s]
v_1	Strömungsgeschwindigkeit im Schussstrahl [m]
v_2	Strömungsgeschwindigkeit unterstrom (rückgestauter Abfluss), Querschnitt 2 [m]
v_3	Strömungsgeschwindigkeit unterstrom (rückgestauter Abfluss), Querschnitt 3 [m]
$v_{Schütz}$	Schützgeschwindigkeit (Senken, Heben) [cm/s]
w	Strömungsgeschwindigkeit in z-Richtung [m/s]
x	Verhältnis h_0/a [-]
y	Schützanstellwinkel [$^{\circ}$]
y^+	Normalenentfernung vom Zentrum eines Kontrollvolumens zu einer Berandung [-]
y_0	Wassertiefe oberstrom [m]
y_1	Wassertiefe unterstrom (freier Abfluss) [m]
y_2	Wassertiefe unterstrom (rückgestauter Abfluss) [m]
y_3	Wassertiefe unterstrom (rückgestauter Abfluss) [m]
z	Bezugshöhe [m]
ΔH	Energiehöhendifferenz [m]
Δh	Energiehöhenverluste [m]
Δp	Druckdifferenz [Pa]

Δt	Zeitschrittweite [s]
Δx	Seitenlänge des Raumelements in x-Richtung [m]
Δy	Seitenlänge des Raumelements in y-Richtung [m]
Δz	Seitenlänge des Raumelements in z-Richtung [m]
ζ_e	Verlustbeiwert [-]
μ	Ausflusszahl [-]
ρ	Fluiddichte [kg/m ³]
ψ	Maß für die Durchflusstrahleinschnürung h_1/a [-]

1 Einleitung

Schütze und Wehre in Fließgewässern wie gestauten Flüssen, Bewässerungskanälen und Wasserzuführungen sind elementare Systeme zur Kontrolle und Regelung von Wasserständen und Durchflüssen. Das täglich und jahreszeitlich ständig wechselnde Wasserdargebot und die Forderung von Wassernutzern und -verbrauchern nach bedarfsgerechter gleich bleibender Durch- und Weiterleitung von Wassermengen erfordern eine ständige Regelung. Diese Regelungen bewirken eine Erhöhung oder Verminderung des Über- oder Unterströmens, Umleitungen, den Aufstau oder das Absenken von Wasserständen und damit ständige Änderungen der Strömungs- und Druckverhältnisse unmittelbar an dem Regelungsorgan und nach ober- und unterstrom.

Während mit dem Begriff „Wehr“ zumeist überströmte Strukturen beschrieben werden, so ist die Zuordnung des Begriffes „Schütz“ nicht so eindeutig. Als Schütze werden unterströmte Strukturen bezeichnet, allerdings gibt es auch Teile von Wehren, die als Schütze bezeichnet werden. Bei KNAPP [1960] werden Schütze nach dem hydraulischen Standpunkt in Absperr- und Drosselschütze eingeteilt, da hierbei vollkommen unterschiedliche hydraulische Beeinflussungen entstehen. Absperrschütze, z.B. an Einläufen von Rohrleitungen, sind nur während des Hebens und Senkens Strömungskräften ausgesetzt. Im Gegensatz dazu müssen Drosselschütze zum Teil längere Zeit im teilweise geöffneten Zustand den Strömungskräften widerstehen. Alle in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen und Ergebnisse beziehen sich auf Drosselschütze.

Aufbauend auf empirischen Versuchen und theoretischen Überlegungen wurden seit dem Beginn des 18ten Jahrhunderts Formeln zur Berechnung des Durchflusses unter Schützen entwickelt, die jedoch zur Steigerung der Vorhersagegenauigkeit mit Hilfe von Korrekturkoeffizienten, den Durchflussbeiwerten, angepasst werden mussten. Hieraus ergab sich die vielfach kritisierte so genannte „Koeffizientenhydraulik“ [NAUDASCHER, 1990].

Durchflussbeiwerte sind für eine große Anzahl von Parametern in den vergangenen Jahrzehnten anhand theoretischer Ansätze, physikalischer Modellversuche und Naturmessungen bestimmt worden. Sie enthalten Vereinfachungen, die für den jeweiligen Anwendungsfall zu hinreichend genauen Ergebnissen führen, jedoch nicht ohne weiteres auf Fälle mit anderen Randbedingungen angewendet werden können. So wird meist von einer ebenen Sohle und einem rechteckigen Kanal mit konstantem Querschnitt ober- und unterhalb des Schützes ausgegangen. Bisherige Veröffentlichungen geben Durchflussbeiwerte für den stationären Fall eines feststehenden Schützes an. Das heißt, Änderungen in der Geometrie, wie sie durch die Bewegung der Schütze beim Öffnen und Schließen hervorgerufen werden, werden hierbei nicht berücksichtigt, sondern es werden diese instationären Vorgänge auf repräsentative stationäre Fälle vereinfacht. Dies ist für die meisten Anwendungsfälle ausreichend [NAUDASCHER, 1984]. Allerdings sind für spezielle Randbedingungen, wie z.B. starken Oberwasserzufluss oder schnelle Schützbewegungen, größere Abweichungen zu erwarten.

Ziel dieser Arbeit ist es, erstmalig die instationären Effekte während des Hebens und Senkens eines Schützes im physikalischen und parallel im hydrodynamischen Modell zu untersuchen. Es ist zu erwarten, dass das sich bewegende Schütz einen instationären Einfluss

auf den Durchfluss unter dem Schütz ausübt, welcher von den auf stationäre Zustände ausgelegten Berechnungsansätzen [z.B. HENRY, 1950] nicht erfasst werden kann.

Das physikalische Modell wird als numerisches 3D-Modell aufgebaut, um die Anwendbarkeit numerischer Simulationsprogramme für die Simulation von instationären Schützunterströmungen zu belegen. Hierbei werden mögliche Abweichungen zwischen den Messdaten aus den physikalischen Modellversuchen und den Ergebnissen der numerischen Simulationen analysiert. Das bewegliche Schütz wird durch den Einsatz von beweglichen Gittern berücksichtigt und die Lage der freien Wasserspiegeloberfläche in den Simulationen bestimmt. Die Anwendbarkeit beweglicher Gitter und der Berechnung der Wasserspiegellage wird dann auf weitere Fragestellungen aus dem Wasserbau übertragen.

Es ist das Ziel, die vorhandenen schnellen, einfachen und für die Praxis meist hinreichend genauen Bemessungsverfahren, die im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich der verwendeten Vereinfachungen analysiert werden, durch heutige Modellierungs- und Simulationstechniken zu ergänzen. Aufgrund von heute gestellten Anforderungen an die Regelgenauigkeit von Wasserständen – besonders auch bei Staustufenketten [THEOBALD, 1999] – während des Betriebes von Schleusen, Entnahgebauwerken oder Wasserkraftanlagen sind höhere Genauigkeiten für das Erstellen von Betriebsplänen erforderlich, als mit herkömmlichen Ansätzen und Methoden möglich. Dies zeigt die Notwendigkeit der geplanten Analysen und insbesondere der numerischen Untersuchungen auf.

2 Theoretische Grundlagen zur Umströmung von Schützen

2.1 Bisherige Ansätze zur Berechnung der Schützumströmung

Beginnend mit den Untersuchungen von POLENI [1718], der beobachtete, dass beim Austritt von Wasser aus einer Öffnung der sich bildende Strahl nicht immer die volle Höhe der Öffnungsweite erreichte, wurden verschiedene Ansätze zur Berechnung dieser Strahlkontraktion und darauf aufbauend zur Berechnung der Durchflussbeiwerte an dieser Stelle des Strömungsfeldes unternommen. Zunächst versuchte BIDONE [1828 – 1838] die zur Strahlkontraktion führenden Effekte auf ein mathematisches Gesetz zurückzuführen. Mit einigen vereinfachenden Voraussetzungen gelang dies durch die Arbeiten von KIRCHHOFF [1869] und RALEIGH [1876]. Darauf aufbauend wurde von VON MISES [1917] diese Methode der idealen Strömung (Potentialströmung) für verschiedenste Arten des Ausflusses aus Gefäßen und dabei auch für die Durchflussbeiwerte des Ausflusses aus einem Bodenspalt von rechteckigen Gefäßen untersucht. Hierbei wurden folgende Annahmen getroffen:

1. stationäre Strömungsverhältnisse,
2. reibungsfreies und inkompressibles Fluid,
3. wirbelfreie Bewegung,
4. parallele Bahnen aller Flüssigkeitsteilchen in der xy-Ebene (ebene Bewegung) und
5. der Durchfluss erfolgt nicht unter dem Eindruck der Schwerkraft, sondern unter der Wirkung eines Überdruckes, der gleichmäßig auf den Flüssigkeitsspiegel wirkt.

Da Reibungsfreiheit vorausgesetzt wird, ist der Durchflussbeiwert gleich dem Kontraktionsbeiwert. Diese Annahmen und darauf aufbauende Ergebnisse wurden in den folgenden Jahrzehnten vielfach auf die Strahlkontraktion bei unterströmten Schützen übertragen, obwohl hier durch die vorgenommenen Vereinfachungen Abweichungen auftreten müssen. Schütze werden in diesen Theorien auf scharfkantige, senkrechte oder geneigte Platten über einer horizontalen und reibungslosen Sohle vereinfacht. Sowohl die Anströmung als auch Abströmung wird als gleichmäßiges Strömungsprofil in nahem Abstand zum Schütz angenommen und das Unterströmen wird immer als von unterstrom ungestört angenommen. Das heißt, rückgestaute Fließzustände können hiermit nicht berücksichtigt werden. Grundlagen und Bearbeitungen dieser klassischen hydrodynamischen Theorie sind in den Veröffentlichungen von MICHELL [1890], JOUKOWSKI [1890], CISOTTI [1908] und FAWER [1937] dargestellt. Empirische Untersuchungen der Kontraktionsbeiwerte und der Durchflussbeiwerte von Schützen wurden schon in der ersten Hälfte des 20sten Jahrhunderts in hydraulischen Modellversuchen bestimmt (z.B. GENTILINI [1941]).

Eine die Schwerkraft berücksichtigende mathematische Beschreibung der Strömungszustände entwickelte MARCHI [1955], wobei auch hier Abweichungen zur Natur auftreten, da die den mathematischen Formeln zugrunde liegenden Vereinfachungen und Idealisierungen die Natur nicht vollständig wiedergeben. FRANKE [1956] ging daher einen Weg, der von der rein theoretischen Betrachtung des Phänomens weg ging und empirische Beobachtungen mit einbezog.

KNAPP [1960] verfasste ein umfassendes Buch zum Thema „Ausfluss, Überfall und Durchfluss im Wasserbau“, in dem das Hauptaugenmerk auf die Verbindung der theoretischen Hydromechanik mit der praktischen Hydraulik gelegt wird. Hierbei werden hauptsächlich theoretisch berechnete Ergebnisse mit Modellversuchen verglichen und anhand von zahlreichen Beispielen für den praktisch tätigen Ingenieur ein beratendes Fachwerk zusammengestellt. Vergleichbaren Umfang und Detailreichtum der einzelnen behandelten Themengebiete haben die Veröffentlichungen von NAUDASCHER [z.B. 1984, 1991, 1992] und des U.S. Army Corps of Engineers. In der aktuellen Publikation von PETER [2005] wird die in einem Großteil der Veröffentlichungen vertretene Meinung, dass das Themengebiet Überfall und Durchfluss umfassend untersucht ist, kritisiert, da für den Großteil von in der Praxis genutzten Bauten die Fachliteratur nur wenige Anhaltspunkte für die korrekte Berechnung liefert. Vielmehr konzentrieren sich die Veröffentlichungen auf Aussagen aus Versuchen an Objektbeispielen mit speziellen Randbedingungen.

Bei neueren Vergleichen zwischen experimentellen und numerischen Untersuchungen der Durchflussbeiwerte wurden Abweichungen festgestellt, die auf im numerischen Modell nicht abgebildete Wirbelsysteme oberhalb der angeströmten Struktur zurückgeführt werden [MONTES, 1997]. Die experimentell bestimmten Kontraktionsbeiwerte liegen hierbei immer um 5 bis 10 % über denen der numerisch bestimmten. Ebenso berichtet CLEMMENS ET AL. [2003] über Abweichungen beim Durchfluss an einem stationären, unterströmten Schütz für den rückgestauten Fall von bis zu 50 %. Diese Abweichungen unterstützen die von PETER [2005] vertretene Auffassung, dass dieses Themengebiet nicht umfassend untersucht wurde und belegen die Notwendigkeit der vorliegenden Arbeit.

2.2 Theorie zur Berechnung der Unterströmung von Schützen mit freier Oberfläche

Werden die Energiehöhen zwischen zwei Punkten in einer idealen (reibungsfreien) Flüssigkeit betrachtet, bleibt die Energiehöhe h_E gleich. Dies lässt sich für zwei beliebige Fließquerschnitte 1 und 2 mit der BERNOULLI-Gleichung folgendermaßen schreiben:

$$h_E = z_1 + \frac{p_1}{\rho \cdot g} + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho \cdot g} + \frac{v_2^2}{2g} \quad \text{Gl. 2-1}$$

mit	h_E	Energiehöhe [m]
	z	Bezugshöhe [m]
	p	Druck [N/m ²]
	ρ	Dichte [kg/m ³]
	v	Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
	g	Erdbeschleunigung [m/s ²]

Bei Strömungen ohne freie Oberfläche muss zur Erhaltung dieses Gleichgewichtes bei steigender Strömungsgeschwindigkeit der Druck abfallen.

Bei Abflüssen an Schützen mit freier Oberfläche entfällt die Druckhöhe in Gl. 2-1. Werden nun Verluste Δh durch die Umlenkung der Strömung am Schütz angenommen, lautet die BERNOULLI-Gleichung wie folgt:

$$h_E = z_1 + \frac{v_1^2}{2g} = z_2 + \Delta h + \frac{v_2^2}{2g} \quad \text{Gl. 2-2}$$

mit Δh Energiehöhenverluste [m]

Bei freiem Abfluss erfolgt der Fließwechsel vom schießenden Abfluss unterhalb des Schützes und dem daran anschließenden Teil unterstrom zum strömenden Abfluss durch Ausbildung eines Wechselsprunges. Die Lage des Wechselsprunges ist abhängig von den Höhen h_1 und h_3 sowie der Strömungsgeschwindigkeit v_1 (Abb. 2-1). Bleiben diese konstant, ist die Lage des Wechselsprunges stationär. Bei steigender Wassertiefe h_3 und/oder sinkender Strömungsgeschwindigkeit v_1 wandert der Wechselsprung nach oberstrom, bis dieser am Schütz anliegt. Ab diesem Moment wird der Abfluss unter dem Schütz beeinflusst und rückgestauter Abfluss liegt vor.

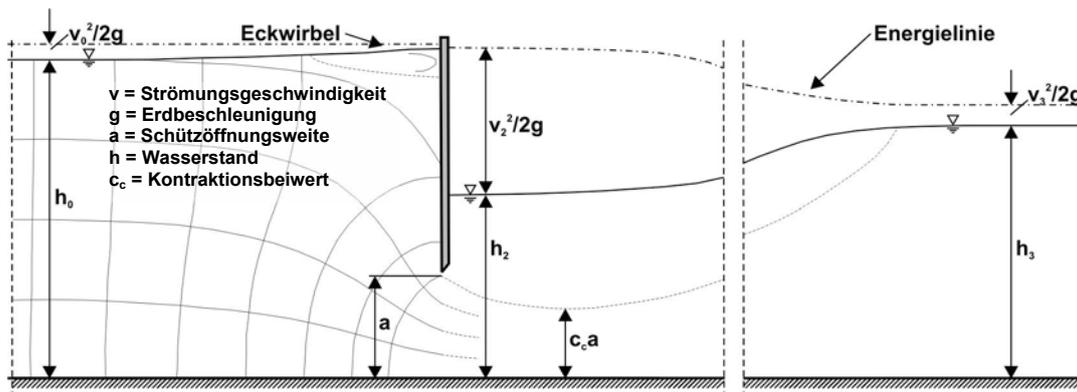


Abb. 2-1: Verlauf der Energielinie an einem Schütz bei rückgestautem Abfluss

Beim unterströmten Schütz muss der Überdruck vom Oberwasser zum Unterwasser an der Unterkante des Schützes abgebaut werden. Da die Umwandlung von Druckhöhe in Strömungsgeschwindigkeit direkt unter dem Schütz noch nicht abgeschlossen ist, führt die notwendige Einschnürung der Strömungslinien zu einer Kontraktion des sich ausbildenden Schussstrahls im Unterwasser. Diese Strahlkontraktion beeinflusst maßgeblich den Durchflussbeiwert eines Schützes und gilt sowohl für den freien als auch für den rückgestauten Abfluss.

Der freie Abfluss ist gekennzeichnet durch einen Strahl unterstrom des Schützes mit der Randbedingung $p = \text{const.}$ (Abb. 2-2) an der Oberfläche des Strahles. Aufgrund dieser Randbedingung ist der Einschnürungsbeiwert c_c von der FROUDE-Zahl abhängig. Diese Unabhängigkeit ist erst ab FROUDE-Zahlen > 10 nicht mehr gegeben. c_c nimmt dann Werte an,

die der Randbedingung entlang des Strahlrandes $v = \text{const.}$ entsprechen und sowohl für den getauchten als auch den freien Strahl mit $Fr \rightarrow \infty$ gilt.

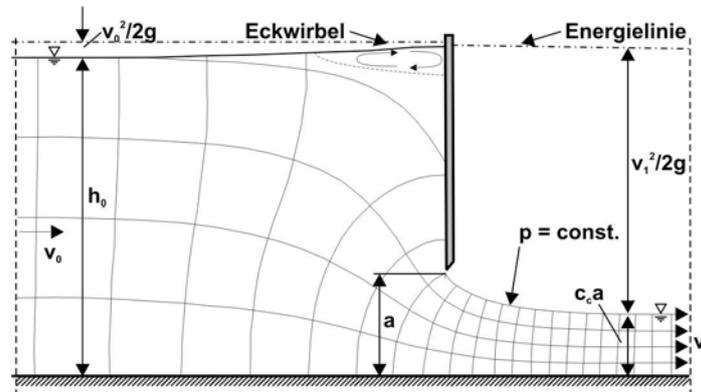


Abb. 2-2: Darstellung der Stromlinien für den Fall eines unterströmten Schützes mit freiem Abfluss

Bei der Durchflussberechnung kann entweder der Durchflussbeiwert c_q oder der Kontraktionsbeiwert c_c genutzt werden. Mit c_c ergibt sich nach NAUDASCHER [1992] für den freien Durchfluss

$$q = c_c a v_1 = c_c a \sqrt{2g(H - H_e - c_c a - \Delta p / \gamma)} \quad \text{Gl. 2-3}$$

mit	q	Durchfluss pro Breitereinheit [m^2/s]
	c_c	Kontraktionsbeiwert [-]
	a	Öffnungshöhe des Schützes [m]
	v_1	Strömungsgeschwindigkeit im Schussstrahl [m/s]
	H	Energiehöhe [m]
	H_e	Energiehöhenverluste oberstrom des Schützes [m]
	Δp	Druckdifferenz zwischen Strahlrand und Umgebungsdruck [N/m^2]
	γ	Wichte [N/m^3]

und für den rückgestauten Durchfluss

$$q = c_c a v_1 = c_c a \sqrt{2gH - H_e - h_1} \quad \text{Gl. 2-4}$$

mit	h_1	piezometrische Höhe im Schussstrahl [N/m^2]
-----	-------	---

Hierbei ist die Differenz Δp zwischen dem Druck über dem freien Strahlrand und dem Atmosphärendruck von den Belüftungsverhältnissen abhängig.

Die Energieverluste oberstrom eines Schützes können mit dem Verlustbeiwert ζ_e zusammengefasst werden, so dass

$$H_e = \zeta_e \frac{v_0^2}{2g} \quad \text{Gl. 2-5}$$

mit ζ_e Verlustbeiwert [-]
 v_0 Strömungsgeschwindigkeit oberstrom [m/s]

wird. Zusätzlich werden die zwei Beiwerte c und c_0 mit

$$v_1 = c\sqrt{2g\Delta H} \quad \text{und} \quad \text{Gl. 2-6}$$

$$Q = c_0 A \sqrt{2g\Delta H} \quad \text{Gl. 2-7}$$

mit c Strömungsgeschwindigkeitsbeiwert [-]
 Q konstanter Durchfluss [m³/s]
 c_0 Durchflussbeiwert [-]
 A Durchflussquerschnitt [m²]

ergänzt, sodass die Durchflussmenge mit der Kontinuitäts-, der Energie- und der Impulsgleichung zu

$$Q = c_c abc \sqrt{2g\Delta H} \quad \text{Gl. 2-8}$$

mit b Durchflussbreite [m]

bestimmt wird. Bei großen Öffnungsweiten $a/h_0 \rightarrow 1$ wird diese eindimensionale Strömungsanalyse ungültig.

Beim rückgestauten Durchfluss unter einem unterströmten Schütz wird die Durchflussmenge pro Breitereinheit $q = Q/B$ mit Hilfe der Energiegleichung

$$h_0 + \frac{q^2}{2gh_0^2} = h_2 + \frac{q^2}{2g(c_c a)^2} \quad \text{Gl. 2-9}$$

und der Kontinuitätsgleichung mit

$$q = c_c a \sqrt{2g(h_0 - h_2 + v_0^2 / 2g)} \quad \text{Gl. 2-10}$$

berechnet. Hierbei werden Zähigkeitseinflüsse beim Übergang von oberstrom zum Schussstrahl und ebenfalls Abweichungen von der hydrostatischen Druckverteilung vernachlässigt. Eine Bestimmungsgleichung für den unterstromigen Durchflussquerschnitt h_2 (Abb. 1-1) folgt aus der Impulsgleichung zu

$$\gamma \frac{h_2^2}{2} + \rho \frac{q^2}{c_c a} = \gamma \frac{h_3^2}{2} + \rho \frac{q^2}{h_3}. \quad \text{Gl. 2-11}$$

Die Durchflussberechnung muss hier allerdings iterativ erfolgen.

Das Strömungsbild eines unterströmten Schützes (Abb. 2-2) zeigt, dass der Kontraktionsbeiwert c_c und somit der Durchflussbeiwert c_q unter Voraussetzung von idealen Strömungsverhältnissen, d.h. einer Vernachlässigung des Sohleinflusses, eindeutig von a/h_0 abhängt. Diese Abhängigkeiten hat zuerst PAJER [1937] analytisch ermittelt. Eine schnellere und einfachere als die iterative Berechnung ist die Durchflussbestimmung unter Verwendung des Durchflussbeiwertes c_q nach Abb. 2-3.

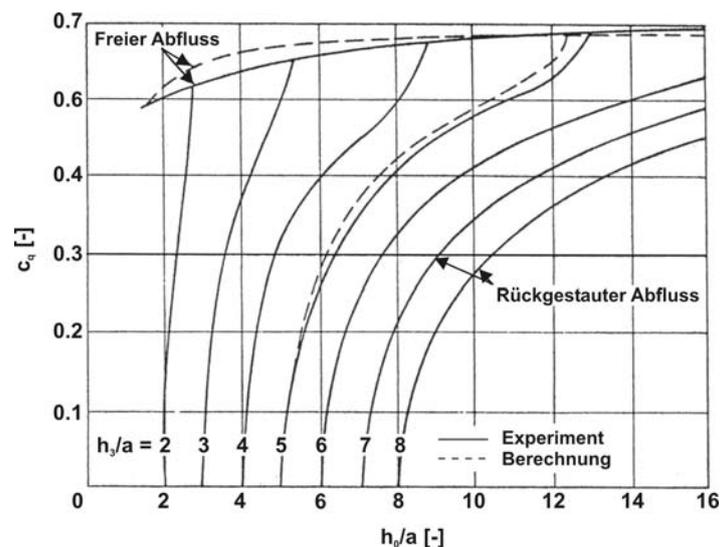


Abb. 2-3: Durchflussbeiwert für rückgestauten und freien Abfluss unter einem Schütz [HENRY, 1950]

Die diesem Diagramm zugrunde gelegten idealen Strömungsverhältnisse entsprechen den realen Strömungsverhältnissen oft sehr genau, obwohl der Einfluss der REYNOLDS-Zahl vernachlässigt wird. Das Diagramm (Abb. 2-3) gilt allerdings nur für zweidimensional-ebene Abflussvorgänge bei breiten Gerinnen, wo die Gerinnebreite wesentlich größer als die Schützöffnungsweite ist ($b \gg a$). Kleinere Gerinne- und somit Schützbreiten führen zu einer Verminderung des Durchflusses durch Störeinflüsse durch Strömungsablösungen an Schütznischen und Ähnlichem, einem Geschwindigkeitsdefizit in der Anströmung zum Schütz nahe dem Oberwasserspiegel und dadurch induzierten Eckwirbel und die sich zwischen Schütz und Seitenbegrenzungen bildenden Wirbelzöpfe. Die Verminderung des

Durchflusses ist aufgrund der vielen genannten Einflüsse nicht genau zu quantifizieren und wird als gering eingestuft [NAUDASCHER, 1992].

Ein Vorteil der empirisch ermittelten Kurven für c_q ist, dass die Einflüsse der nicht-hydrostatischen Druckverhältnisse und der Oberflächenverteilung im unterstromigen Querschnitt enthalten sind.

Mit dem ebenfalls auf empirische Untersuchungen gestützten Ansatz von PETER [2005] ergibt sich der freie Durchfluss unter einem Schütz mit der Ausflusszahl

$$\mu = \frac{\Psi}{\sqrt{1 + \frac{\Psi * a}{h_0}}} \quad \text{Gl. 2-12}$$

mit	μ	Ausflusszahl [-]
	Ψ	Maß für die Durchflusstrahleinschnürung h_1/a [-]
	h_1	Höhe des Schussstrahls [m]
	a	Öffnungsweite [m]

zu

$$Q = a * b * \frac{\Psi}{\sqrt{1 + \frac{\Psi * a}{h_0}}} * \sqrt{2g * h_0} \quad \text{Gl. 2-13}$$

mit	Q	Durchfluss [m^3/s]
	b	Durchflussbreite [m]
	h_0	Wassertiefe oberstrom [m]
	g	Erdbeschleunigung [m/s^2]

Als Ersatz für den als indirekt und fehleranfällig eingeschätzten Weg der Bestimmung von Ψ und somit μ über die FROUDE-Zahl, wurde für verschiedene Anstellwinkel der Schütztafel aus von PETER durchgeführten Versuchen und Auswertungen von Literaturquellen die Ausflusszahl über folgende Formel bestimmt:

$$\mu = \frac{a_1 + a_2 \cdot \ln(x) + a_3 \cdot y + a_4 \cdot y^2 + a_5 \cdot y^3}{1 + a_6 \cdot \ln(x) + a_7 \cdot (\ln(x))^2 + a_8 \cdot y + a_9 \cdot y^2} \quad \text{Gl. 2-14}$$

mit a_1 bis a_9 empirische Koeffizienten [-]
 $(a_1 = 0,7341169, a_2 = -0,04261387, a_3 = -0,01410859,$
 $a_4 = 0,00016111, a_5 = -0,00000040072, a_6 = -0,18920573,$
 $a_7 = 0,02434395, a_8 = -0,01236335, a_9 = 0,00012978)$

y Schützenstellwinkel [°]
 x Verhältnis h_0/a [-]

Die sich hieraus ergebenden Ausflusszahlen für die verschiedenen Schütznigungen sind in Abb. 2-4 dargestellt.

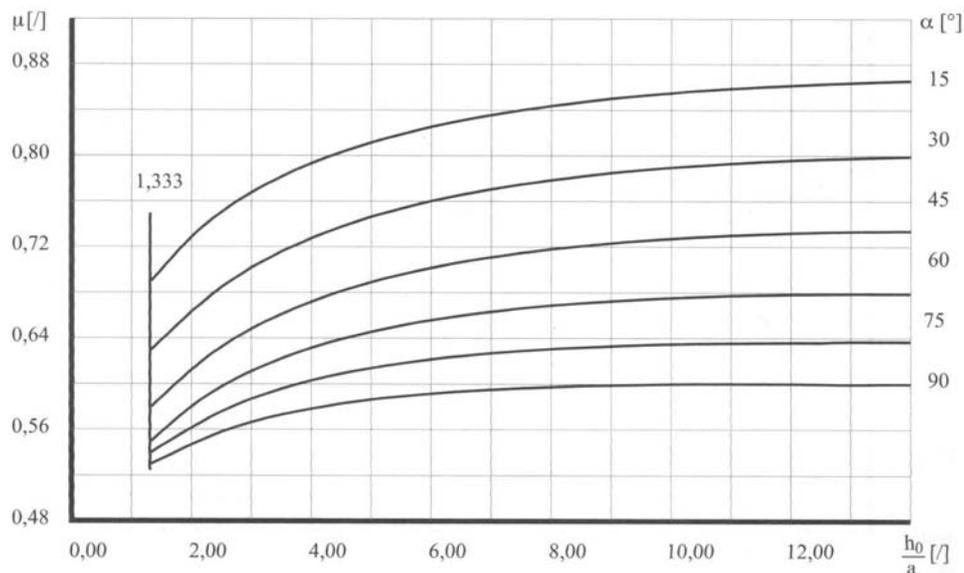


Abb. 2-4: Ausflussbeiwert μ an unterströmten Wehren [PETER, 2005]

Wie beim freien Abfluss wird der Durchfluss unter einem rückgestauten Schütz bei PETER [2005] ebenfalls unter Berücksichtigung des μ -Beiwertes bestimmt. Allerdings muss die Rückstausituation durch den zusätzlichen χ -Beiwert berücksichtigt werden:

$$\chi = \left(\left(1 + \frac{\Psi}{z} \right) \cdot \left(\left(1 - 2 \frac{\Psi}{z} \cdot \left(1 - \frac{\Psi}{z_1} \right) \right) - \sqrt{\left(1 - 2 \frac{\Psi}{z} \cdot \left(1 - \frac{\Psi}{z_1} \right) \right)^2 + z_2^2 - 1} \right) \right)^{0,5} \quad \text{Gl. 2-15}$$

mit Ψ Maß für die Durchflussstrahleinschnürung h_1/a [-]
 z h_0/a [-]
 z_1 h_2/a [-]
 z_2 h_2/h_0 [-]

Der Durchfluss ergibt sich mit diesen Werten zu:

$$Q = \chi * \mu * A * \sqrt{2g * h_0} \quad \text{Gl. 2-16}$$

Für den Schützenstellwinkel von 90° ist der χ -Beiwert für verschiedene Kombinationen h_0/a und h_2/a in Abb. 2-5 aufgetragen.

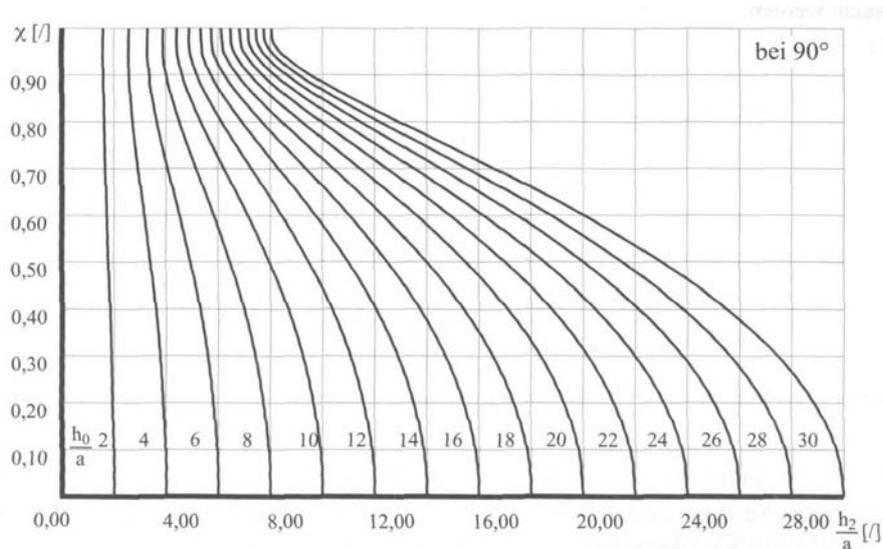


Abb. 2-5: χ -Beiwert für den rückgestauten Abfluss an unterströmten Wehren [PETER, 2005]

Der χ -Beiwert ist für verschiedene Neigungen des Schützes bestimmbar. Die Unterschiede sind jedoch gering, wie am Beispiel in Tabelle 2-1 zu erkennen ist.

Winkel α [°]	90	45	30
h_0/a	26,00	26,00	26,00
h_2/a	15,00	15,00	15,00
χ	0,685	0,694	0,698

Tabelle 2-1: Abminderungsbeiwert χ für verschiedene Schützneigungen [PETER, 2005]

Die bisher aufgeführten Bestimmungsgleichungen und die Diagramme gelten für den Durchfluss an einem stationären Schütz. Der von einem sich bewegenden Schütz kontrollierte und beeinflusste Durchfluss ist allerdings instationär und somit treffen die Gleichungen und Annahmen für die Umströmung an einem sich bewegenden Schütz nicht mehr genau zu. Für den Fall, dass die Verfahrgeschwindigkeit des Schützes da/dt extrem klein im Vergleich zu einer charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit – z.B. der Strömungsgeschwindigkeit im Schussstrahl v_c – wird oder wenn der Parameter

$$U_n \equiv \frac{V_c}{da/dt} \quad \text{Gl. 2-17}$$

sehr groß wird (dieser Wert wird nicht näher größenmäßig definiert), soll davon ausgegangen werden können, dass sich der Durchflussvorgang unter einem sich bewegenden Schütz mit hinreichender Genauigkeit als eine endliche Abfolge stationärer Durchflussvorgänge betrachten lässt [NAUDASCHER, 1992]. Somit würden die oben genannten Ansätze ihre Gültigkeit behalten, wobei dies nicht durch physikalische Modellversuche an einem beweglichen Schütz belegt ist.

Als Fälle, in denen diese Vereinfachung nicht mehr gilt, werden Schütze in Tunneln angeführt [NAUDASCHER, 1984]. Dieser Vorgang läuft jedoch nicht mit freier Oberfläche ab und unterliegt somit anderen physikalischen Randbedingungen. Der Effekt eines sich bewegenden Schützes auf die Strömung in einem voll gefüllten Tunnel oder einer Rohrleitung wird über die Energiegleichung für die eindimensionale, instationäre Strömung mit

$$H^* - H_3 = \frac{L_0}{g} \frac{dv_0}{dt} - \frac{fL_0}{D} \frac{v_0^2}{2g} \quad \text{Gl. 2-18}$$

mit	H^*	Energiehöhe am Tunneleingang [m]
	H_3	Höhenlage des Schützes [m]
	L_0	Tunnellänge oberstrom des Schützes [m]
	v_0	Strömungsgeschwindigkeit oberhalb des Schützes [m/s]
	t	Zeit [s]
	f	DARCY-WEISSBACH-Faktor [-]
	D	Tunneldurchmesser [m]

beschrieben. Dieser Effekt ist vernachlässigbar für Schützpositionen nahe $a/h \rightarrow 0$.

2.3 Schwingungsanfachung bei unterströmten Schützen

Auf einen Körper in einem strömenden Fluid wirken neben den hydrostatischen Kräften durch Wasserauflast hydrodynamische Kräfte der Strömung. Der Schwankungsanteil der hydrodynamischen Kräfte kann bei einem elastischen Körper bzw. bei einem elastisch gelagerten Körper zur Anfachung von Schwingungen führen. Dabei sind drei Erregermechanismen, die in der Regel gekoppelt auftreten, zu unterscheiden [NAUDASCHER ET AL., 1994]:

- Fremdinduzierte Schwingungen (EIE - extraneously induced excitation)
- Instabilitätsinduzierte Schwingungen (IIE - instability-induced excitation)
- Bewegungsinduzierte Schwingungen (MIE - movement-induced excitation)

Fremdinduzierte Schwingungen werden durch von der Struktur unabhängige Druck- bzw. Geschwindigkeitsschwankungen (z.B. ungleichförmige Anströmung) hervorgerufen, instabili-

tätsinduzierte Schwingungen durch von der Struktur hervorgerufene Störungen im Druck- bzw. Geschwindigkeitsfeld (z.B. Ablösungen) und bewegungsinduzierte Schwingungen durch variable Kräfte bei der Bewegung der Struktur.

Eine Kenngröße bei Anfachungsproblemen stellt die STROUHAL-Zahl dar, welche eine Aussage über die Ablösefrequenz von Wirbeln an einer Struktur liefert und nach Gl. 2-19 definiert wird (NAUDASCHER, 1991).

$$Sh = \frac{f_0 * d}{v} \quad \text{Gl. 2-19}$$

mit	Sh	STROUHAL-Zahl [-]
	f_0	Frequenz der Ablösewirbel [1/s]
	d	charakteristische Länge der Struktur [m]
	v	mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s]

Alle Strukturen, auch wenn sie als starr bezeichnet werden, weisen ein elastisches Materialverhalten auf und können daher durch Druckschwankungen zu Schwingungen angeregt werden. Liegt die Frequenz der Druckschwankungen weit außerhalb einer Eigenfrequenz der Struktur, so entstehen erzwungene Vibrationen der Struktur. In diesem Fall sind die Druckschwankungen einzig eine Funktion der Strömungscharakteristik und der Strukturgeometrie. Liegt die Frequenz der Druckschwankungen jedoch in der Nähe einer Eigenfrequenz der Struktur, so kann zusätzlich die Strukturbewegung die Druckschwankungen beeinflussen, was zu positiven oder negativen Rückkopplungen führen kann. Im Falle positiver Rückkopplung wachsen die Schwingungsamplituden stark an, was bis zur Zerstörung der Struktur führen kann.

Bewegungsinduzierte Schwingungen können im Gegensatz zu den fremdinduzierten und instabilitätsinduzierten Schwingungen in der Regel nicht in verkleinerten physikalischen Modellen untersucht werden, da hierzu u. a. neben der Ähnlichkeit der Geometrie von Natur und Modell ebenfalls Ähnlichkeit der Massen, der Dämpfung und Elastizität vorhanden sein muss, was mit den für physikalische Modelluntersuchungen zur Verfügung stehenden Materialien nicht zu realisieren ist.

3 Grundlagen hydraulischer Simulationen

3.1 Notwendigkeit hydraulischer Simulationen

Die in den bisherigen Ansätzen enthaltenen Vereinfachungen (vgl. Kap. 2) können zu Abweichungen bei der Berechnung des Abflusses führen, wenn die vorliegenden Randbedingungen nicht mit den notwendigen Randbedingungen des Berechnungsansatzes übereinstimmen. Eine Überprüfung hinsichtlich der Genauigkeit der bisherigen Ansätze zur Berechnung des rückgestauten Durchflusses an unterströmten Schützen und der Einfluss der hierbei angenommen Randbedingungen kann anhand von Messungen an bestehenden Bauwerken oder in physikalischen Simulationen erfolgen, wobei auch hier Vereinfachungen vorhanden sind. Eine alle Randbedingungen berücksichtigende Methode zur Bestimmung des Durchflusses ist die numerische Simulation der Strömungen an einem Schütz.

3.2 Physikalische Simulation

Systematische Messungen und Variationen der Randbedingungen an Prototypen mit 5 bis 20 m Breite und mehreren Metern Höhe sowie Durchflüssen von einigen hundert Kubikmetern pro Sekunde sind nur mit größtem technischen und personellen Aufwand möglich. Daher wurden bereits im 19. Jahrhundert Simulationen am verkleinerten Prototyp – im Wasserbau hydraulisches Modell genannt – entwickelt, da die Mathematik trotz bekannter Gleichungen noch nicht in der Lage war, Abläufe in der Natur zu berechnen.

Für naturähnliche wasserbauliche Modelle ist neben geometrischer und kinematischer Ähnlichkeit auch dynamische Ähnlichkeit notwendig. Geometrische Ähnlichkeit bedeutet, dass alle geometrischen Längen in der Natur zu den korrespondierenden Längen im Modell in einem konstanten Verhältnis stehen. Kinematische Ähnlichkeit ist gegeben, wenn alle zeitabhängigen Vorgänge im Modell so ablaufen, dass sie den zugehörigen Zeiten in der Natur entsprechen. Dynamische Ähnlichkeit besteht, wenn im Modell an allen der Natur entsprechenden Punkten die auf ein Volumenelement wirkenden Kräfte im gleichen Verhältnis zueinander stehen. Die Erfüllung dynamischer Ähnlichkeit setzt voraus, dass Modell und Natur die gleiche FROUDE-Zahl (Quotient aus Trägheits- und Schwerkraften) und die gleiche REYNOLDS-Zahl (Quotient aus Trägheits- und Zähigkeitskräften) aufweisen. Eine dynamische Ähnlichkeit, bei der alle drei Kräftearten gleichzeitig ähnlich nachgebildet werden ist jedoch nur in der Natur selbst gegeben. Bei Strömungen mit freier Wasseroberfläche überwiegen die Einflüsse aus Schwere- und Trägheitskräften. Dies führt auf die FROUDE'sche Ähnlichkeitsbedingung (Gl. 3-1):

$$Fr = \frac{v}{\sqrt{gL}} = 1 \quad \text{Gl. 3-1}$$

mit	g	Erdbeschleunigung [m/s ²]
	r	Index für die Verhältniszahl von Natur zu Modell [-]
	v	mittlere Strömungsgeschwindigkeit [m/s]
	Fr	FROUDE-Zahl [-]
	L	charakteristische Länge [m]

Da die Erdbeschleunigung in Modell und Natur unveränderlich ist, lässt sich hieraus für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit folgende Übertragungsmaßzahl formulieren (3-2):

$$v = \sqrt{L} \quad \text{Gl. 3-2}$$

Für Strömungen sind zudem Zähigkeitskräfte und damit verbunden turbulentes Strömungsverhalten von Bedeutung. Dies wird durch die REYNOLDS-Zahl charakterisiert (Gl. 3-3):

$$Re = \frac{4Lv}{\nu} \quad \text{Gl. 3-3}$$

mit	Re	REYNOLDS-Zahl [-]
	ν	kinematische Zähigkeit [m ² /s]
	L	charakteristische Länge [m]

Die REYNOLDS-Zahl im Modell ist bei einer Nachbildung nach der FROUDE'schen Ähnlichkeitsbedingung kleiner als die in der Natur, wenn Wasser als Modellflüssigkeit eingesetzt wird. Durch eine REYNOLDS-Zahl im turbulenten Bereich auch im Modell wird die Ähnlichkeit der Strömungen zwischen Natur und Modell als gegeben angesehen. In einem physikalischen Modell sollte die REYNOLDS-Zahl größer als 3000 sein [KOBUS, 1984]. Das FROUDE'sche Ähnlichkeitsgesetz liefert die in Tabelle 3-1 zusammengestellten Übertragungsmaßzahlen.

geometrische / physikalische Größe			Übertragungsmaßzahlen	Modell Natur
Bezeichnung	Dimension	Symbol		
Länge	[L]	L, B, H	$\frac{1}{L_r}$	
Zeit	[T]	t	$\frac{1}{\sqrt{L_r}}$	
Geschwindigkeit	[LT ⁻¹]	v	$\frac{1}{\sqrt{L_r}}$	
Druck	[ML ⁻² T ⁻²]	p	$\frac{1}{L_r}$	
Kraft	[MLT ⁻²]	F	$\frac{1}{L_r^3}$	
REYNOLDS-Zahl	[-]	Re	$\frac{1}{\sqrt{L_r^3}}$	

Tabelle 3-1: Übertragungsmaßzahlen nach dem FROUDE'schen Ähnlichkeitsgesetz

Die physikalische Simulation bietet somit die Möglichkeit, das Unterströmen von Schützen mit einer an die Genauigkeit von Naturuntersuchungen heranreichenden Genauigkeit zu untersuchen. Einem physikalischen Modell sind Grenzen in der Naturähnlichkeit gesetzt. Zum einen durch die Zusammenhänge der dimensionslosen Größen und den sich daraus ergebenden geometrischen Abmessungen der Modellanlage und zum anderen durch die zur Verfügung stehenden Modellbaumaterialien mit festgelegter Rauigkeit. Generell stellt die Nachbildung der Rauigkeit im physikalischen Modell eine der größten Schwierigkeiten dar.

3.3 Numerische Simulation

Im Gegensatz zu physikalischen Modellen ist in numerischen Simulationen die Untersuchung von Strömungen im Naturmaßstab möglich. Strömungen können mit steigendem Berechnungsaufwand unter Berücksichtigung der eindimensionalen, zweidimensionalen oder dreidimensionalen Raumrichtungen durchgeführt werden. Um eine genaue Beschreibung des Strömungsgeschehens um ein unterströmtes Schütz zu erhalten, ist eine Berücksichtigung der Strömungen in allen drei Raumrichtungen erforderlich. Die Auflösung von starken Gradienten im Strömungsfeld kann durch die Anwendung der NAVIER-STOKES-Gleichungen erfolgen.

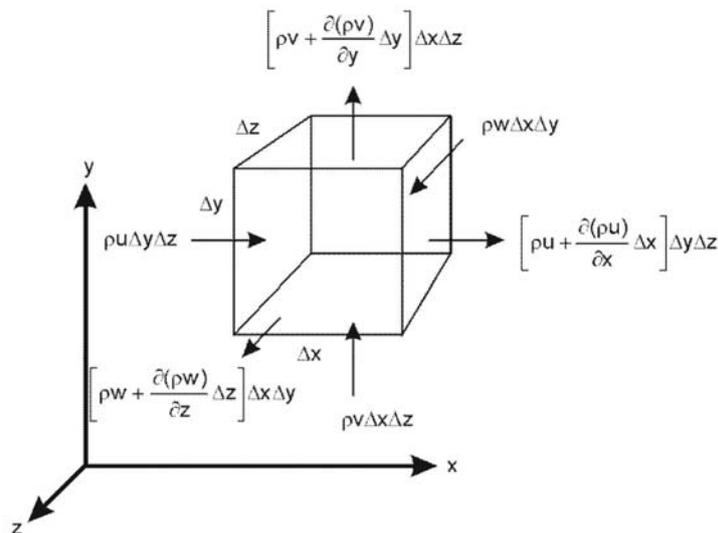
Um alle variablen Randbedingungen einer Schützumströmung erfassen zu können, kommt hierfür nur ein CFD-Programm (**C**omputational **F**luid **D**ynamics) zur Modellierung in Frage. Bei CFD-Programmen mit einer Finite-Volumen-Diskretisierung wird das Modellgebiet in einzelne finite Volumen (Kontrollvolumen) zerlegt. In jedem dieser Kontrollvolumen müssen die Erhaltungsgleichungen zur Bestimmung des Strömungsgeschehens gelöst werden.

Strömungen von Fluiden sind überwiegend dreidimensional und aufgrund turbulenter Schwankungsbewegungen häufig instationär. Der Beschreibung der physikalischen Prozesse im numerischen Modell liegen für den Strömungsfall Wasser zwei Annahmen zugrunde. Zum einen wird die Inkompressibilität des Fluids angenommen, zum anderen werden die inneren (viskosen) Spannungen mit dem NEWTONSCHEN Reibungsansatz beschrieben. Der NEWTONSCHE Reibungsansatz (Schubspannungsgesetz) beschreibt Fluide, die sich durch leichte Verschiebungen ihrer Elemente auszeichnen, d.h. einer Formänderung nur geringen Widerstand entgegensetzen. Nach Gleichung 3-4 ist die Schubspannung dem Geschwindigkeitsgradienten normal zur Strömungsrichtung $\partial u / \partial y$ proportional.

$$\tau = \frac{\text{Schubkraft}}{\text{Berührungsfläche}} = \eta \frac{\partial u}{\partial y} \quad \text{Gl. 3-4}$$

3.3.1 Erhaltungssätze für Masse und Impuls an einem ortsfesten Kontrollvolumen

Die Transportgleichungen der Strömungsmechanik können aus integralen Bilanzen an einem ortsfesten Kontrollvolumen hergeleitet werden (Abb. 3-1). In diesen werden die Flüsse der Bilanzgrößen an den Rändern des Kontrollvolumens sowie Quellen und Senken im und am Kontrollvolumen berücksichtigt.



- mit $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ Seitenlänge des Raumelementes in x-, y-, z-Richtung [m]
 ρ Dichte des betrachteten Stoffes [kg/m^3]
 u, v, w Strömungsgeschwindigkeiten in x-, y-, z-Richtung [m/s]

Abb. 3-1: Kontrollvolumen für die Bilanzierung der Transportgleichung von Masse und Impuls

Für den Massen- und Impulsstrom erfolgt die Formulierung von Erhaltungssätzen unter der Annahme eines ortsfesten Koordinatensystems an einem infinitesimalen Raumelement. Dies führt zur Kontinuitätsgleichung 3-5 und den NAVIER-STOKES-Gleichungen 3-6:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Gl. 3-5}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] + \frac{1}{\rho} f_i \quad \text{Gl. 3-6}$$

1
2
3
4
5

mit	u_i	dreidimensionaler Strömungsvektor [-]
	p	Druck [N/m ²]
	ν	kinematische Viskosität [m ² /s]
	ρ	Dichte [kg/m ³]
	f	Massenkräfte [N]

In Gleichung 3-6 steht Term 1 für die lokale, Term 2 für die konvektive Beschleunigung, Term 3 für den Druck, Term 4 für die Spannung und Term 5 für die Massenkräfte.

Mit der Definition von Zustandsgleichungen in Gleichung 3-7, welche die Dichte in Abhängigkeit von Temperatur T und den Konzentrationen c_i gelöster bzw. suspendierter Stoffe festlegen, werden die Gleichungen 3-5 und 3-6 geschlossen:

$$\rho = \rho(T, c_i) \quad \text{Gl. 3-7}$$

mit	c_i	Konzentration gelöster bzw. suspendierter Stoffe [kg/m ³]
-----	-------	---

3.3.2 Anfangs- und Randbedingungen

Die zeitabhängigen Differentialgleichungen 3-5 und 3-6 sind nur dann lösbar, wenn Anfangs- und Randbedingungen¹ festgelegt sind.

Bei den NAVIER-STOKES-Gleichungen handelt es sich um partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung, bei denen Randbedingungen durch die direkte Spezifikation der unbekanntenen Fließgeschwindigkeiten zu definieren sind. Hierbei können unterschiedliche Typen von Randbedingungen definiert werden. Der erste Typ wird als DIRICHLET-Randbedingung bezeichnet, bei der ein fester Wert, wie z.B. ein konstanter Durchfluss, festgelegt wird. Der zweite Typ wird als NEUMANN-Randbedingung bezeichnet, bei der die Kontrollfunktion am Rande gleich 0, also der Strom über den Rand 0 ist.

¹ Randbedingung: Über Randbedingungen wird der im numerischen Modell modellierte Ausschnitt mit der Umgebung verknüpft. Am Beispiel eines Flussabschnittes ist dies der Zufluss von oberstrom als obere Randbedingung und der Wasserstand unterstrom als untere Randbedingung.

3.3.3 Simulation turbulenter Strömungen

Die meisten Strömungen in der Natur oder in technischen Bauwerken sind turbulent. Turbulenz tendiert zu dreidimensionalen hochgradig instationären Wirbelstrukturen, wobei die größten Wirbel auf die Größe des betrachteten Strömungsgebietes anwachsen können und der mittleren Strömung kinetische Energie entziehen. Wie in der KOLMOGOROFF'schen Energiekaskade dargestellt (Abb. 3-2) zerfallen die größten Wirbel als stationärer Energietransport von großen zu kleinen Längenskalen, bis am Ende dieser Wirbelkaskade die kleinsten Wirbel in Wärmeenergie umgewandelt werden (Dissipation).

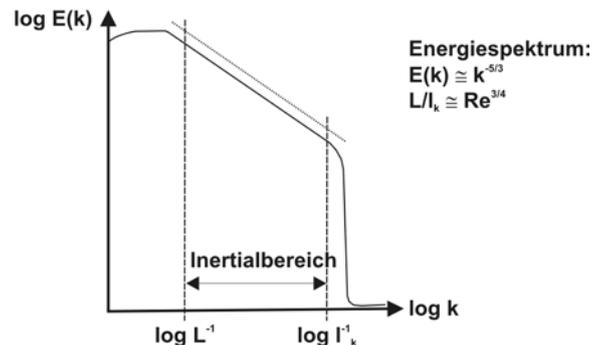


Abb. 3-2: Energiekaskade nach KOLMOGOROFF [BREUER ET AL., 1996]

Die Frequenz der Wirbelbewegung ist umgekehrt proportional zum Längenmaß der Wirbelstrukturen. Die niederfrequenten großen Wirbel dominieren das Strömungsgeschehen. Die hochfrequenten Wirbel dissipieren ab einer bestimmten Größenordnung.

Die kleinsten im Wasserbau auftretenden turbulenten Wirbelstrukturen besitzen einen sehr kurzen Zeit- und Längenmaßstab, welcher nur mit einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung des Modellgebietes nachgebildet werden kann. Bei Wirbelabmessungen vom 10^{-3} bis 10^{-4} -fachen der Wassertiefe und einer vergleichbaren Auflösung in den beiden anderen Raumrichtungen wäre eine Anzahl von 10^9 bis 10^{16} Gitterpunkten erforderlich. Dieses als „Direkte Numerische Simulation“ (DNS) bezeichnete Lösungsverfahren ist deswegen auf einfache Geometrien beschränkt [BREUER ET AL., 1996].

Da es für die meisten Problemfälle nicht möglich ist, die turbulenten Schwankungen direkt aufzulösen und in der Regel die zeitlichen Strömungsparameter und nicht die kleinsten turbulenten Strukturen von Interesse sind, wird eine statistische (zeitliche) Mittelung der Strömungsgleichungen vorgenommen. Es werden hierfür Modelle verwendet, bei denen die Einwirkungen von Turbulenz auf das Strömungsgeschehen berücksichtigt werden, ohne die turbulenten Strukturen direkt berechnen zu müssen. Ausgangspunkt ist die Zerlegung des momentanen Strömungsvektors u_i und des momentanen Druckes p in zeitliche Mittelwerte \bar{u}_i, \bar{p} und Schwankungsgrößen u_i', p' :

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad \text{Gl. 3-8}$$

$$p = \bar{p} + p' \quad \text{Gl. 3-9}$$

mit	\bar{u}_i	zeitlicher Mittelwert des Strömungsvektors u_i [m/s]
	u_i'	Schwankungsgröße des Strömungsvektors u_i [m/s]
	\bar{p}	zeitlicher Mittelwert des Druckes p [N/m ²]
	p'	Schwankungsgröße des Druckes p [N/m ²]

Mit diesen Ausdrücken gehen die Gleichungen 3-5 und 3-6 in die gemittelte Kontinuitätsgleichung 3-10 und die gemittelten REYNOLDS-Gleichungen 3-11 über:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Gl. 3-10}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \overline{u_i' u_j'} \right] + \bar{f}_i \quad \text{Gl. 3-11}$$

mit ν_t Wirbelviskosität [m²/s]

Durch die Mittelung tritt in Gleichung 3-11 im Vergleich zu Gleichung 3-6 ein zusätzlicher Spannungsterm $\rho \overline{u_i' u_j'}$ auf, mit dem die turbulenten Schwankungen berücksichtigt werden, die nicht von dem Strömungsmodell selbst abgebildet werden.

Die Zeitspanne für die statistische Mittelung wird durch den Zeitmaßstab der turbulenten Spannungen und den Zeitmaßstab der mittleren Fließbewegung bestimmt. Bei den klassischen Turbulenzmodellen ist die Zeitspanne gerade so groß, dass mikroskalige turbulente Schwankungen aus der Strömungsmodellierung herausgefiltert werden.

Bei einer Grobstruktursimulation („Large Eddy Simulation“ – LES) werden nur die turbulenten Wirbelstrukturen, die kleiner als die gewählte räumliche Diskretisierung sind, von einem Turbulenzmodell erfasst (Abb. 3-3). Die gröberen Strukturen werden durch das Strömungsmodell direkt simuliert.

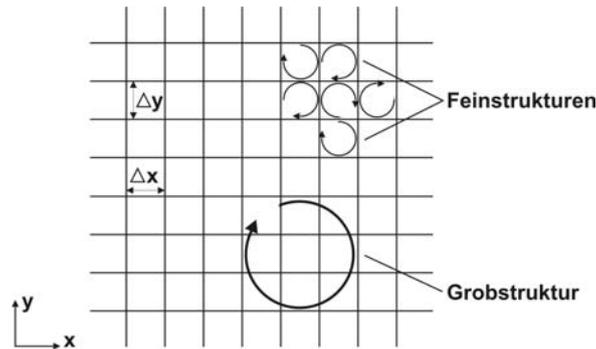


Abb. 3-3: Darstellung der von einem Turbulenzmodell zu erfassenden Wirbelstrukturen in Abhängigkeit von der Netzauflösung Δ [BREUER ET AL., 1996]

Die Vorteile der Grobstruktursimulation liegen in der differenzierten Betrachtung des Spektrums der turbulenten Wirbel. Die Genauigkeit dieses Verfahrens ist als höher einzuschätzen als die Turbulenzmodellierung mit stärker vereinfachenden Turbulenzmodellen. Der Rechenaufwand ist jedoch relativ hoch und durch Skalierungseffekte können mikroskalige Wirbelgrößen nicht abgebildet werden.

Eine Einordnung der einzelnen Simulationsmodelle in Abhängigkeit vom Rechenaufwand und dem Grad der Modellierbarkeit ist Abb. 3-4 zu entnehmen.

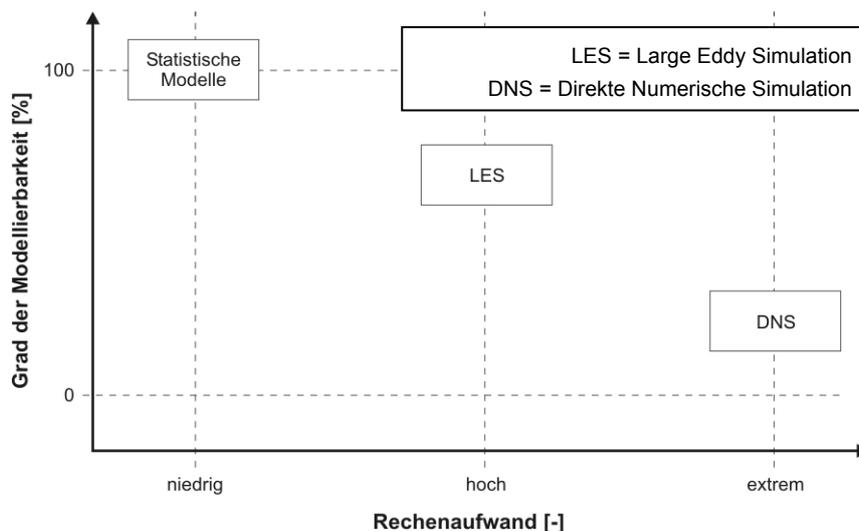


Abb. 3-4: Einordnung der einzelnen Simulationsmodelle

3.3.4 Das Prinzip der Wirbelviskosität

Das Prinzip der Wirbelviskosität („eddy viscosity concept“) geht auf BOUSSINESQ [1877] zurück und liegt den gebräuchlichsten Turbulenzmodellen in der Hydrodynamik zugrunde. Es definiert die Wirbelviskosität ν_t als Proportionalitätsfaktor, mit dem die REYNOLDS-Spannungen² an die Gradienten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit geknüpft werden.

² Definition: Die Terme $\overline{\rho u_i u_j}$ stellen gemittelte Impulsflüsse (pro Flächeneinheit) dar und rufen an der Fläche mit der Normalen in i -Richtung eine Kraft in j -Richtung hervor. Deshalb werden sie REYNOLDS-Spannungen oder turbulente Scheinspannungen genannt.

Dieser Faktor ist keine konstante Stoffeigenschaft sondern variiert mit dem Strömungsfeld und ist von der Strömungsgeometrie und von Parametern wie der REYNOLDS-Zahl abhängig.

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \text{Gl. 3-12}$$

mit k kinetische Energie [m^2/s^2]
 δ_{ij} KRONECKER-Delta [-]

In Gleichung 3-12 ist δ_{ij} das KRONECKER-Delta, welches für $i = j$ eins und ansonsten Null ist. Der das KRONECKER-Delta enthaltende Term gewährleistet, dass die Summe der Normalspannungen mit der Definition der turbulenten kinetischen Energie k in Gleichung 3-13 konform ist.

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad \text{Gl. 3-13}$$

Das Wirbelviskositätsprinzip reduziert die Anzahl der unbekanntenen Turbulenzgrößen auf die Ermittlung des Proportionalitätsfaktors ν_t , der im einfachsten Fall bereichsweise konstant vorgegeben und durch eine Kalibrierung des Modells anhand experimenteller Daten festgelegt wird.

3.3.5 Mischungswegmodell

Der Mischungswegansatz ist ein algebraisches Turbulenzmodell zur Bestimmung der vertikalen turbulenten Viskositäten unter Berücksichtigung der sich einstellenden vertikalen Geschwindigkeitsverteilung sowie der turbulenten Eigenschaften der Bodengrenzschicht.

Eine stationär-gleichförmige offene Gerinneströmung, bei der die Fließtiefe gegenüber der Gerinnebreite sehr klein ist, wird zu einer zweidimensionalen Strömung vereinfacht. Die REYNOLDS-Gleichungen 3-3 vereinfachen sich dadurch und können mit wenigen empirischen Annahmen integriert werden. Es ergibt sich eine funktionale Abhängigkeit der Wirbelviskosität ν_t von der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit \bar{u}_τ und der Fließtiefe \bar{h} . [MALCHEREK, 2001]

$$\frac{v_t}{h\bar{u}_\tau} = \frac{\kappa(1-\eta)}{\frac{1}{\eta} + \pi\Pi \sin(\pi\eta)} \quad \text{Gl. 3-14}$$

- mit κ KÁRMÁN-Konstante [-]
 η auf die Fließtiefe bezogener Abstand von der Gerinnesohle: $\eta = x_n/h$ [-]
 Π COLES-Parameter, angesetzt mit einem Wert von 0,0 bis 0,2 [-]
 \bar{u}_τ Sohlschubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
 v_t Viskosität [m²/s]

Nach Gleichung 3-14 nimmt die Wirbelviskosität eine parabolische Verteilung in vertikaler Richtung an. Dieser Ansatz wird oft nur in der unteren Gerinnehälfte ($h < 0,5$) verwendet und in der oberen Gerinnehälfte ein konstanter Wert angenommen [VAN RIJN, 1986; WANG ET AL., 1993].

$$\frac{v_t}{h\bar{u}_\tau} = \frac{\kappa}{4} \quad \text{Gl. 3-15}$$

NEZU und NAKAWAGA [1993] untersuchten die vertikale Verteilung der Wirbelviskosität in Abhängigkeit von der REYNOLDS-Zahl. Die Ergebnisse sind in Abb. 3-5 dargestellt.

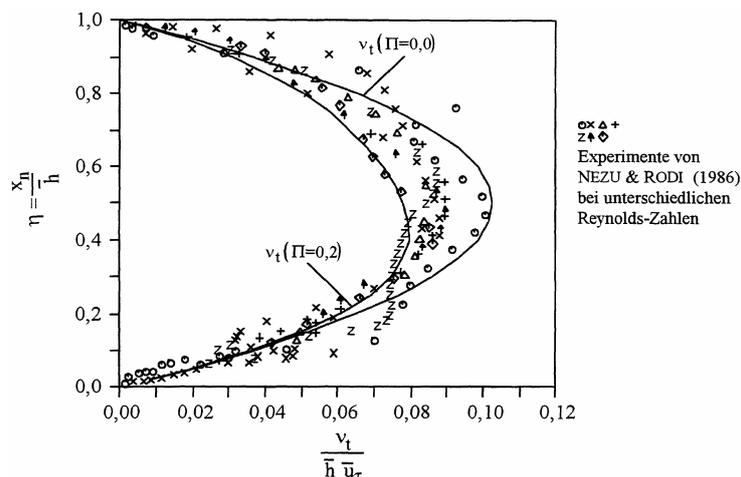


Abb. 3-5: Vertikale Verteilung der Wirbelviskosität in der offenen Kanalströmung [NEZU und NAKAWAGA, 1993]

3.3.6 k-ε-Modell

Der Transport der turbulenten kinetischen Energie mit der mittleren Strömung ist mit den genannten Ansätzen nicht modellierbar. Eine genauere Modellierung ist durch das Berücksichtigen der für den Transport charakteristischen Turbulenzparameter möglich.

Die verschiedenen Turbulenz-Transportmodelle können nach Anzahl der zusätzlichen Differentialgleichungen in Ein- und Zweigleichungsmodelle unterschieden werden. Eingleichungsmodelle verwenden eine zusätzliche Transportgleichung für den charakteristischen Geschwindigkeitsmaßstab der turbulenten Fließbewegung. Zweigleichungsmodelle verwenden darüber hinaus eine weitere Transportgleichung für einen charakteristischen Längenmaßstab.

Ein üblicher Geschwindigkeitsmaßstab ist die turbulente kinetische Energie k , für die eine exakte Gleichung aus den NAVIER-STOKES-Gleichungen abgeleitet wird. Dazu wird Gl. 3-6 mit der momentanen Fließgeschwindigkeit u_i erweitert und anschließend statistisch gemittelt.

Aufgrund der unbekanntenen Korrelationen in Gl. 3-12 müssen Modellannahmen getroffen werden, um eine geschlossene Gleichung für die turbulente Energie zu erhalten.

$$\frac{\Delta k}{\Delta t} = \frac{\partial k}{\partial t} + \underbrace{u_j}_{3} \frac{\partial k}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{u_j}_{4} \left(\frac{p'}{\rho} + \frac{u_i' u_j'}{2} \right) \right] - \underbrace{\overline{u_i' u_j'}}_{5} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \nu \frac{\partial \overline{u_i' u_i'}}{\partial x_j \partial x_j}$$

Gl. 3-16

- | | | |
|-----|---|------------------------|
| mit | 1 | substantielle Änderung |
| | 2 | zeitliche Änderung |
| | 3 | advektiver Transport |
| | 4 | turbulente Diffusion |
| | 5 | Produktion |
| | 6 | molekulare Diffusion |
| | 7 | Dissipation |

Die unbekanntenen REYNOLDS-Spannungen werden über das Wirbelviskositätsprinzip von BOUSSINESQ ausgedrückt. Die turbulente Diffusion wird, wie die Diffusion in der Stofftransportgleichung, an die Gradienten der turbulenten kinetischen Energie geknüpft:

$$\overline{u_j' \left(\frac{p'}{\rho} + \frac{u_i' u_j'}{2} \right)} = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$$

Gl. 3-17

Die Dissipation wird durch folgenden Ausdruck modelliert:

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = c_D \frac{k^{3/2}}{L} \quad \text{Gl. 3-18}$$

Dies setzt jedoch die empirische Vorgabe des turbulenten Längenmaßstabes L voraus, was nur für sehr einfache Strömungsgeometrien gelingt. Aus diesem Grund besitzen die Eingleichungsmodelle, bei denen neben der Transportgleichung für k algebraische Ansätze für das Längenmaß L verwendet werden, kaum Allgemeingültigkeit.

Der Längenmaßstab wird beim k - ε -Modell durch die Dissipation charakterisiert. Auch für die Dissipation lässt sich eine exakte Gleichung aus den NAVIER-STOKES-Gleichungen herleiten. Gegenüber Gl. 3-12 müssen jedoch wesentlich mehr Modellannahmen für unbekannte Korrelationen getroffen werden. Deswegen ist an dieser Stelle die von NEZU und NAKAGAWA [1993] modifizierte Form der k - ε -Gleichungen angegeben.

$$\frac{\Delta k}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + P_k - \varepsilon \quad \text{Gl. 3-19}$$

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \text{Gl. 3-20}$$

$$P_k = -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad \text{Gl. 3-21}$$

Der Quellterm P_k beschreibt die Produktion turbulenter kinetischer Energie aus den mittleren Strömungsgrößen.

c_μ	σ_k	σ_z	c_{1z}	c_{2z}
0,09	1,00	1,30	1,44	1,92

Tabelle 3-2: Konstanten des k - ε -Modells

Die Konstanten aus Tabelle 3-2 wurden von NEZU und NAKAGAWA [1993] mit einer VON KÁRMÁN-Konstanten von $\kappa = 0,43$ durch Vergleichsrechnungen bestimmt. Bei Verwendung des üblichen Wertes von $\kappa = 0,41$ empfehlen NEZU und NAKAGAWA [1993] die Konstanten σ_k und σ_z zu jeweils 1,2 zu wählen.

Neben dem hier gegebenen Standard- k - ε -Modell existieren einige Modifikationen. LAUNDER und SPALDING [1974] beschreiben eine Erweiterung für Strömungen bei niedrigen REYNOLDS-Zahlen, CELIK und RODI [1984] nehmen eine Modifikation der Konstanten c_μ zur Berücksichtigung des Einflusses von Oberflächen vor. KATO und LAUNDER [1993] modifizieren den Pro-

duktionsterm P_k , um eine realistischere Verteilung der turbulenten kinetischen Energie im Bereich von Staupunkten zu erhalten.

3.3.7 Berücksichtigung der Grenzschicht

Im Nahbereich von Oberflächen können Bereiche mit steilen Geschwindigkeitsgradienten auftreten, in denen die genannten Turbulenzmodelle nicht mehr gelten. Um auch in diesen Zonen eine richtige Darstellung des Geschwindigkeitsprofils zu erhalten, muss bei der Aufteilung des Modellgebietes in die Kontrollvolumen (Netzgenerierung) der Abstand y^+ berücksichtigt werden. Der Wert y^+ gibt an, welche dimensionslose Entfernung ein Gitterpunkt von der nächsten Berandung annehmen muss:

$$y_{\#}^+ = \frac{u_{\tau} y}{\nu} \quad \text{Gl. 3-22}$$

Hier ist y die Normalenentfernung vom Zentrum eines Kontrollvolumens zu einer Berandung, $\#$ der jeweilige Netzknoten und ν die kinematische Viskosität. Bei Verwendung des k - ϵ -Turbulenzmodells ist es notwendig, den dimensionslosen Abstand des zweiten Netzknotens y_2^+ zu kennen und mit den Simulationsergebnissen zu vergleichen. Die Netzgenerierung ist somit einer der wichtigsten Punkte beim Erstellen eines numerischen Modells, besonders dann, wenn die Geometrie oder die Strömungsvorgänge komplex sind. Somit hängt die Komplexität des numerischen Gitters von diesen beiden Faktoren ab.

Die Wandfunktion des k - ϵ -Turbulenzmodells lautet

$$\frac{U}{u_{\tau}} = \frac{1}{K_k} \ln \frac{u_{\tau} y}{\nu} + B \quad \text{Gl. 3-23}$$

mit $K_k = 0,41$ (VON KÁRMÁN-Konstante), $B = 5,2$ und $u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ als die Schubspannungsgeschwindigkeit und τ der Schubspannung.

3.3.8 Strömungen mit freier Oberfläche

3.3.8.1 Definition der freien Oberfläche

Die Grenzfläche zwischen einem Gas und einer Flüssigkeit wird oft als freie Oberfläche bezeichnet. Die Bezeichnung frei resultiert aus den großen Dichteunterschieden der beiden Fluide. Bei Luft und Wasser liegt ein Verhältnis in der Größenordnung von 1 zu 1000 vor. Massenträgheitseffekte der Luft können somit im Vergleich zu den Massenträgheitseffekten des Wassers vernachlässigt werden und somit bewegt sich die Flüssigkeit – abgesehen vom Druck, den das Gas auf die Flüssigkeit ausübt - unabhängig (frei) von dem Gas. Eine Ausnahme hiervon ist die Beeinflussung des Luftdruckes auf das Geschehen auf offener See.

Bei der Berücksichtigung der freien Oberfläche (Free Surface Flow) in numerischen Simulationen sind einige Besonderheiten zu beachten, da die freie Oberfläche die Ausdehnung des Strömungsgebietes beeinflusst. Eine freie Oberfläche stellt den Sonderfall einer Randbedingung dar, bei der die Lage des Randes nicht bekannt ist. Die Wasseroberfläche bildet eine unregelmäßige und zeitlich variable Strömungsberandung, wobei die Position zu späteren Zeitpunkten als Teil der Lösung bestimmt werden muss. Diese freie Oberfläche ist als eine genau abgegrenzte Berührungsfläche zwischen einem Fluid und einem Gas oder zwischen zwei Fluiden definiert.

Die zahlreichen CFD-Methoden zur Beschreibung der freien Oberfläche können in zwei Gruppen eingeteilt werden. Die erste Gruppe definiert die freie Oberfläche als eine klar abgegrenzte Zwischenschicht, deren Bewegung berechnet wird. Es werden Gitternetze benutzt, die die Berandungen genau nachzeichnen und schrittweise wieder angepasst werden (adaptive, LAGRANGE-Gitternetz), wenn die freie Oberfläche bewegt wird. Diese Methode ist nicht anwendbar für überschlagende Oberflächen (z.B. brechende Wellen, Wechselsprünge). Die zweite Gruppe, die nochmals in zwei Untergruppen aufzuteilen ist, definiert keine klare Berandung an der freien Oberfläche. Die Berechnung wird an einem festen Gitter (statisches, EULER-Gitternetz) durchgeführt, welches sich auch oberhalb der freien Oberfläche fortsetzt. Hiermit ist eine sich überschlagende Zwischenschicht berechenbar. Da das auszuwählende CFD-Programm für verschiedene wasserbauliche Fragestellungen, bei denen auch überschlagende Oberflächen möglich sind, eingesetzt werden soll, kommen nur Methoden dieser zweiten Gruppe in Frage.

3.3.8.2 „Marker-and-Cell (MAC) Method“

Die erste numerische Methode zur Bestimmung von zeitabhängigen Strömungsproblemen mit freier Oberfläche war die MAC-Methode [HARLOW und WELCH, 1965]. Die Position der Oberfläche wird durch masselose, volumenlose Partikel, die sich mit dem Fluid bewegen, bestimmt. Zellen, die Partikel enthalten, werden als gefüllt, Zellen ohne Partikel als leer angesehen. Die freie Oberfläche wird durch partikelenthaltende Zellen definiert, die mindestens eine benachbarte partikelfreie Zelle haben. Die Position und Ausrichtung der freien Oberfläche war nicht in der ursprünglichen MAC-Methode enthalten. Die Entwicklung der Oberfläche wurde durch das Bewegen der Partikel durch lokal interpolierte Strömungsgeschwindigkeiten berechnet. Speziell die Bestimmung der Fluideigenschaften in den neu gefüllten Zellen und das Löschen der Fluideigenschaften in den neu geleerten Zellen erzeugten hierbei Schwierigkeiten.

Aufgrund der Eigenschaft, dass bei der MAC-Methode die Oberflächenentwicklung nicht direkt, sondern Fluidvolumen verfolgt wurden, wurde diese in einem weiten Themengebiet angewendet. Die MAC-Methode wurde aufgrund der hohen erforderlichen Rechenleistung für die erforderliche Anzahl der Partikel meist nur für zweidimensionale Problemstellungen angewendet. Üblicherweise musste mit einer Partikelzahl von 16 Partikeln pro Zelle gerechnet werden, um eine genaue Berechnung von Oberflächen mit großen Verformungen zu ermöglichen. Eine weitere Einschränkung ist, dass sie nicht gut für die Berechnung von zusammen laufenden oder auseinander laufenden Strömungsprozessen geeignet sind. Es ist

möglich, dass an Stellen einer sich trennenden Strömung Partikel sich mehr als eine Zellgröße voneinander entfernen und es so zu physikalisch falschen leeren Zellen kommt.

Um die erforderliche Rechenleistung zu vermindern, wurden Verfahren entwickelt, die Partikel nur an der Oberfläche und nicht über das gesamte Berechnungsvolumen verteilt verfolgen. Für den zweidimensionalen Fall können die Partikel an der Oberfläche an einer Linie angeordnet werden. Vorteile hiervon sind die Möglichkeit eines gleichen Partikelabstandes und die Vereinfachung der Berechnung von Überschneidungen von Oberflächen. Außerdem ist somit die Lage der Oberfläche durch die Position der Partikel leicht zu bestimmen.

Ein großer Nachteil der Methode ist, dass es für den dreidimensionalen Fall keinen so einfachen Weg der Anordnung von Partikeln an der Oberfläche gibt. Es können wie im räumlichen Fall Gebiete mit expandierender Oberfläche auftreten und somit können Löcher im Partikelnetz entstehen.

3.3.8.3 „Volume-of-Fluid-Method“

Bei der VOF-Methode (Volume-of-Fluid) wird das Verhältnis zweier Fluide in einer Zelle betrachtet. Zusätzlich zu den Erhaltungsgleichungen für die Masse und den Impuls muss bei dieser Methode die Gleichung für den Fluidanteil c der Zelle gelöst werden. Für gefüllte Kontrollzellen wird $c = 1$ und für leere Kontrollzellen $c = 0$ gesetzt. Die Veränderung von c wird durch die Transportgleichung bestimmt:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \text{div}(cu) = 0 \quad \text{Gl. 3-24}$$

mit	c	Fluidanteil der Kontrollzelle; $c = 1$ für gefüllte, $c = 0$ für leere Kontrollzellen [-]
	t	Zeit [s]
	u	Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung [m/s]

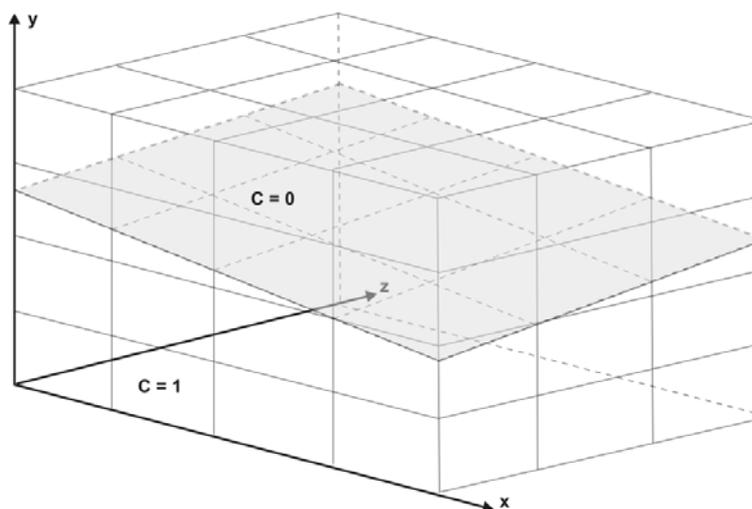


Abb. 3-6: Position der freien Oberfläche im Gitternetz

Die Berechnung wird an einem festen Gitter (statisches Gitternetz) durchgeführt, welches sich auch oberhalb der freien Oberfläche fortsetzt. Die VOF-Methode liefert bei gleicher räumlicher Diskretisierung schneller eine Lösung als das MAC-Schema, da keine zusätzlichen Partikel im Strömungsgebiet betrachtet werden müssen.

Die Rechenzeit kann sich beim Einsatz der VOF-Methode durch eine feinere räumliche Diskretisierung im Bereich der freien Oberfläche erhöhen. Da die Kontur der freien Oberfläche hier nicht als klare Begrenzung definiert ist, sondern als eine Diskontinuität in c , werden Zellen mit $0 < c < 1$ in drei oder mehr Zellen verfeinert.

3.3.9 Bewegliche Strukturen in numerischen Simulationen

Bei der Berechnung von Strömungen um bewegliche Strukturen muss während der einzelnen Zeitschritte in das Berechnungsnetz eingegriffen werden. Dies ist durch das Verschieben von Knoten oder durch das Aktivieren und Deaktivieren von Zellschichten möglich. Letzteres ist immer dann notwendig, wenn sich das Berechnungsvolumen nicht nur um wenige Prozent, sondern im Bereich von Potenzen verändert, wie z.B. innerhalb eines Motorenzylinders. Hierbei wird die Bewegung zum einen durch das Verschieben von Knoten erreicht, zum anderen werden bei größer werdendem Volumen Zellen aktiviert und bei schrumpfendem Volumen Zellen deaktiviert. Bei einigen Programmen (z.B. CFX³) wird das Rechennetz bis zu einem Grenzwert gestaucht oder gedehnt und die Ergebnisse werden dann auf ein neues Gitter übertragen, das dann wiederum bis zum nächsten Grenzwert genutzt wird.

Zu starke Stauchungen und somit sehr kleine räumliche Diskretisierungen Δx , Δy oder Δz sind nicht wünschenswert, da die zeitliche Diskretisierung (Zeitschrittweite) über die COURANT-Zahl an die Zellgröße gekoppelt ist und dieser Wert nicht über 1 steigen darf [Gl. 3-25].

$$C = \frac{u^* \Delta t}{\Delta x} \quad \text{Gl. 3-25}$$

Dadurch können unnötig kleine Zeitschritte notwendig werden, die zu längeren Simulationszeiten und durch große Seitenverhältnisse zu numerischen Instabilitäten führen können.

3.3.10 Verifikation, Kalibrierung und Validierung numerischer Modelle

Die Verifikation dient zur Überprüfung der korrekten Implementierung der physikalischen Grundgleichungen im numerischen Verfahren. Sie beantwortet die Frage nach der Modellierbarkeit eines bestimmten Problems. Mit Hilfe der Verifikation werden die Frage nach der Anwendbarkeit der mathematischen Gesetzmäßigkeiten und die Frage nach einer fehlerhaften Programmierung beantwortet.

Eine abschließende Verifikation im Sinne von richtig oder falsch ist nicht zu erwarten, da das numerische Modell Aufgaben lösen soll, die mit analytischen Lösungen nicht gelöst werden

³ ANSYS Germany GmbH, Staudenfeld 12, 83624 Otterfing

können. Trotzdem ist der Vergleich mit analytischen Lösungen zur Bewertung der numerischen Verfahren und zur Überprüfung auf Programmierfehler von Bedeutung.

Um mit einem Modell naturnahe Ergebnisse zu erzielen, sind Kalibrierungsrechnungen notwendig. Mit den gewonnenen Daten aus dem Vergleich der Modellergebnisse mit den Ergebnissen der physikalischen Versuche lässt sich das Modell kalibrieren. Dieser Prozess wird „Modelleichung“ genannt.

Bei den Eingangsdaten ist zwischen sicheren Daten (z.B. geometrischen) und Daten mit erheblichen Unsicherheiten zu unterscheiden. Diese auch „weiche Daten“ genannten Werte können aus Büchern, Tabellen oder durch eine Kalibrierung, auch „Parameteridentifikation“ genannt, gewonnen werden. Innerhalb der Kalibrierung werden Systemparameter so verändert, dass das Modellergebnis mit den Vergleichsdaten übereinstimmt. Die Kalibrierung ist entsprechend ihrer hohen Bedeutung für die spätere Aussagefähigkeit des numerischen Modells durch Kontrollen, die möglichst modellunabhängig sind, abzusichern.

Mit Hilfe der Validierung wird der Nachweis der Modellgenauigkeit durch Anwendung der innerhalb der Kalibrierung nicht verwendeten Messdaten erbracht. Die Modelleigenschaften werden an komplexeren Testfällen untersucht und die Ergebnisse mit Messdaten verglichen. Daraus ergibt sich, dass die untersuchten Systemzustände von dem innerhalb der Kalibrierung untersuchten Systemzustand abweichen müssen. Die Validierung ist somit eine Überprüfung, ob die das System beschreibenden Parameter für beliebige Systemzustände naturähnliche Resultate erbringen.

3.4 Auswahl eines CFD-Programmes

Es existieren zurzeit eine Reihe kommerzieller (FLUENT⁴, CFX⁵) und nicht kommerzieller CFD-Programme (COBRAS⁶). Neben der Möglichkeit, die Trennfläche zwischen zwei Fluiden und bewegliche Strukturen simulieren zu können, sollte im Hinblick auf den Einsatz in der Praxis ein möglichst benutzerfreundliches Erstellen der numerischen Modelle (Pre-Processing) und Auswerten der Simulationsergebnisse (Post-Processing) gegeben sein. Aus diesen Gründen wurde das kommerzielle Programm STAR-CD⁷ ausgewählt. Dieses CFD-Programm verfügt über integrierte Pre- und Post-Prozessoren mit Schnittstellen zur Vorbereitung der Simulationen mit dem Berechnungsprogramm und der Datenübergabe der Berechnungsergebnisse. Derartige Pre- und Post-Prozessoren vereinfachen den gesamten Prozess der Simulation und sind bei nicht kommerziellen Programmen zumeist nicht in diesem Umfang vorhanden. Angaben über die Diskretisierungsansätze des CFD-Programmes sind im Anhang A dargestellt.

⁴ Fluent Inc., 10 Cavendish Court, Lebanon, NH 03766, USA

⁵ ANSYS Germany GmbH, Staudenfeldweg 12, 83624 Otterfing

⁶ Los Alamos National Laboratory, P.O. Box 1663, Los Alamos, NM, 87545, USA

⁷ STAR-CD (Simulation of Turbulent Flows in Arbitrary Regions), CD-Adapco, 200 Shepherds Bush Road, London, W6 7NY, England

3.5 Numerische Voruntersuchungen des gewählten CFD-Programms

3.5.1 Allgemeines

Das gewählte CFD-Programm wird seit mehreren Jahren für die Simulation von wasserbaulichen Problemstellungen am FRANZIUS-INSTITUT eingesetzt [SCHEFFERMANN ET AL., 2004]. Da aber die Bestimmung der freien Oberfläche ein wichtiger Punkt bei den durchzuführenden Simulationen ist, wird die mögliche Genauigkeit bei der Berechnung der Wasserspiegellage anhand eines Testfalls genauer untersucht. Ebenso werden der Einfluss der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung sowie die Beeinflussung des Modellergebnisses durch verschiedene Turbulenzmodelle betrachtet.

3.5.2 Einfluss der räumlichen und zeitlichen Diskretisierung auf die Berechnung der freien Oberfläche

Der Testfall basiert auf eingehend dokumentierten physikalischen Modelluntersuchungen [MARTIN und MOYCE, 1952] und wird häufig für die Validierung von numerischen Simulationsprogrammen genutzt.

Ein Wasserkörper mit einer Höhe von $2L = 0,3$ m und einer Breite von $L = 0,15$ m wird am Rande eines quadratischen Gefäßes mit der Kantenlänge von $0,6$ m definiert (Abb. 3-7). Zu Simulationsbeginn beginnt die Schwerkraft auf den Wasserkörper einzuwirken und führt somit zum Kollaps (Abb. 3-8). Die Lage der freien Wasserspiegeloberfläche wurde an der Stelle der VOF-Konzentration von $0,5$ ausgewertet.

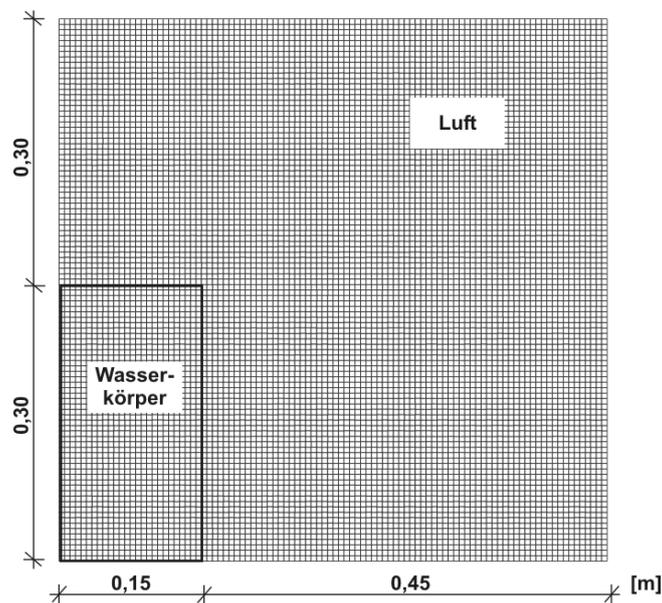


Abb. 3-7: Rechengitter zur Berechnung der Wasserspiegellage (Räumliche Diskretisierung Δx und $\Delta y = 0,60$ cm)

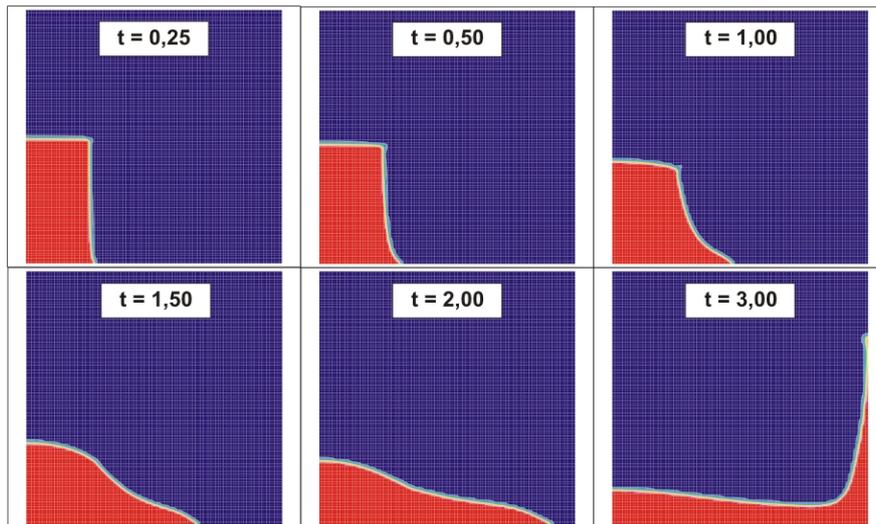


Abb. 3-8: Kollabierender Wasserkörper in der Simulation zu verschiedenen Zeitpunkten $t = T \cdot (g/L)^{0,5}$ [-]
(T = Simulationszeit [s], g = Erdbeschleunigung [m/s^2], L = Ausgangsbreite Wasserkörper [m])

Um zunächst den Einfluss der räumlichen Diskretisierung zu untersuchen, wurden Simulationen mit fünf verschiedenen räumlichen Diskretisierungen durchgeführt (Tabelle 3-3).

Versuch	Zellanzahl [-]	Δx [cm]	Δy [cm]	Δt [sec]
1	40.000	0,30	0,30	0,0001
2	10.000	0,60	0,60	0,0001
3	2.704	1,15	1,15	0,0001
4	576	2,50	2,50	0,0001
5	144	5,00	5,00	0,0001

Tabelle 3-3: Versuchsprogramm zur Untersuchung des Einflusses der räumlichen Diskretisierung auf die Bestimmung der freien Wasserspiegeloberfläche

Die einheitenfreie Höhe des Wasserkörpers an der linken Seite des Gefäßes über die einheitenfreie Zeit der Versuchsdauer zeigt für die räumliche Diskretisierung von 0,30 cm und 0,60 cm eine exakte Übereinstimmung mit Daten aus den physikalischen Modellversuchen (Abb. 3-9) [MARTIN und MOYCE, 1952]. Ein Qualitätsunterschied bei der Bestimmung der freien Oberfläche ist zwischen den beiden räumlichen Diskretisierungen nicht vorhanden. Abweichungen zwischen Messung und Simulation im Bereich der Versuchszeit von $t = 0,75$ bis $t = 1,60$ sind in unterschiedlichen Veröffentlichungen dieses weit verbreiteten Testfalls zu finden und somit auf die empirischen Grundlagen zurückzuführen. Genauere Angaben hierzu sind in der Literatur nicht vorhanden, aber es ist davon auszugehen, dass gerade zu Anfang der Kollabierung Grenzen der damals zur Verfügung stehenden Messtechnik erreicht wurden.

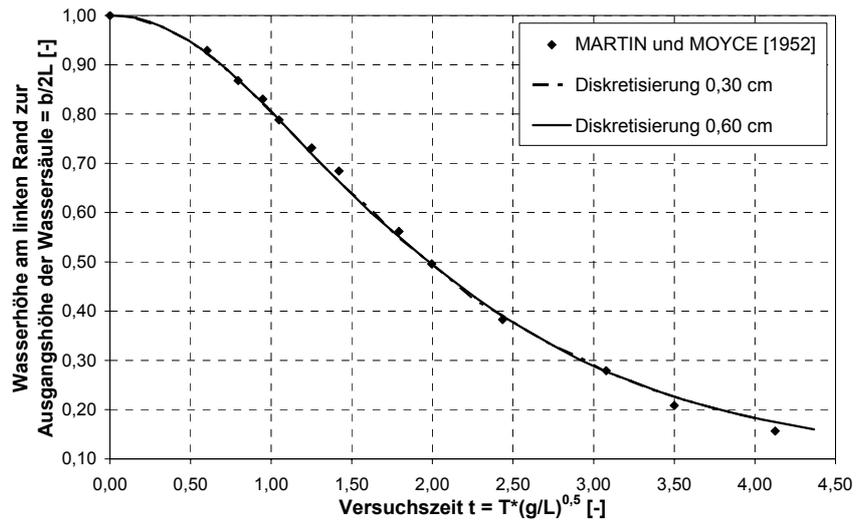


Abb. 3-9: Zeitlicher Verlauf der Wasserspiegelhöhe in der Simulation und im physikalischen Modell am linken Gefäßrand für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 0,30 cm und 0,60 cm

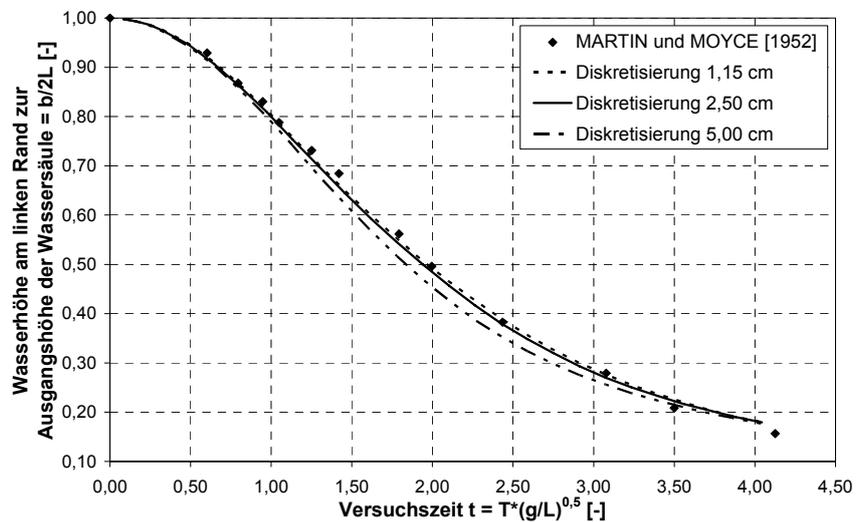


Abb. 3-10: Zeitlicher Verlauf der Wasserspiegelhöhe in der Simulation und im physikalischen Modell am linken Gefäßrand für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 1,15 cm, 2,50 cm und 5,00 cm

Bei einer Verringerung der räumlichen Diskretisierung auf 1,15 cm ist zunächst kaum eine Veränderung zu erkennen (Abb. 3-10). Erst bei einer weiteren Verringerung der Diskretisierung auf 2,50 cm und dann noch stärker bei einer Diskretisierung von 5,00 cm ist eine größere Abweichung im Bereich der Versuchszeit von $t = 1,80$ bis $t = 3,00$ vorhanden.

Bei der Betrachtung der Wasserspiegelausbreitung im Gefäß ist wiederum bei den räumlichen Diskretisierungen von 0,30 cm und 0,60 cm kein Qualitätsunterschied vorhanden (Abb. 3-12). Ebenso werden die Messergebnisse bei einer Diskretisierung von 1,15 cm richtig wiedergegeben (Abb. 3-12). Korrespondierend zu den Vergleichen der Wasserspiegelhöhe zeigen sich erst bei einer Diskretisierung von 5,00 cm größere Abweichungen zwischen Simulation und Messergebnissen.

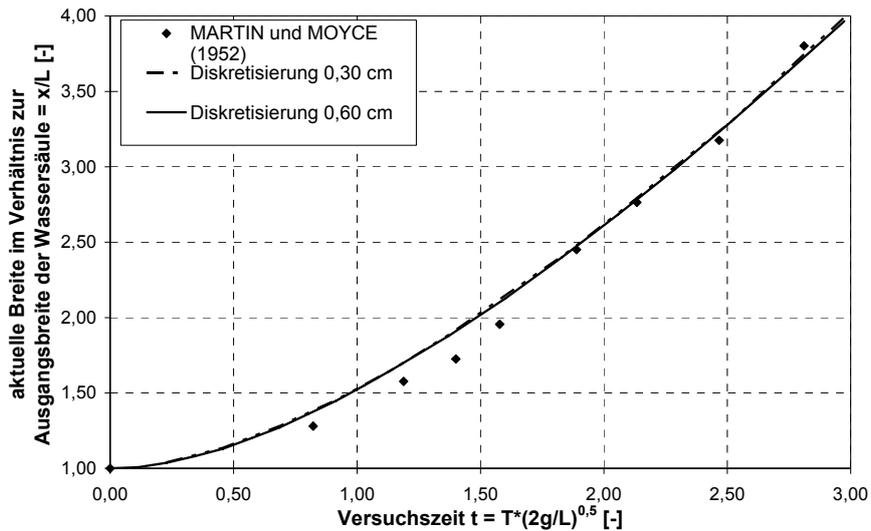


Abb. 3-11: Zeitlicher Verlauf der Wasserausbreitung in der Simulation und im physikalischen Modell am Gefäßboden für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 0,30 cm und 0,60 cm

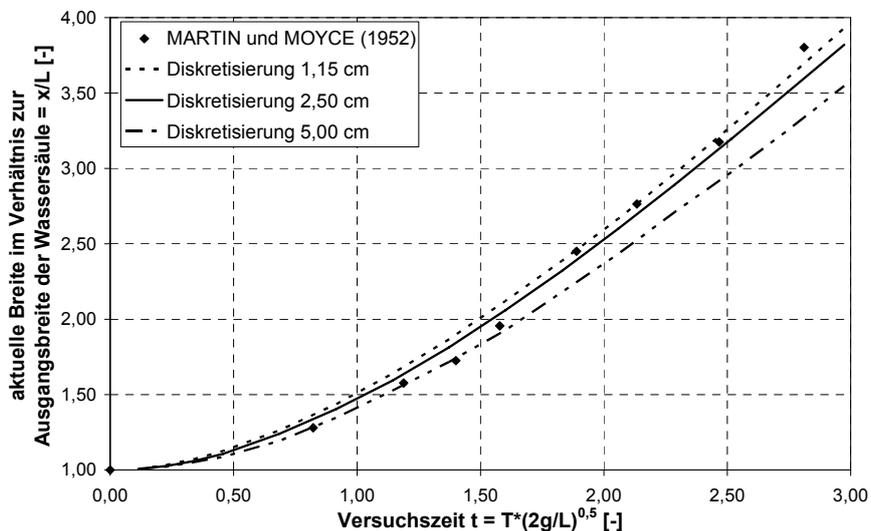


Abb. 3-12: Zeitlicher Verlauf der Wasserausbreitung in der Simulation und im physikalischen Modell am Gefäßboden für eine räumliche Diskretisierung Δx und Δy von 1,15 cm, 2,50 cm und 5,00 cm

Die räumlichen Diskretisierungen von 0,30 cm, 0,60 cm und 1,15 cm liefern Ergebnisse ohne Qualitätsunterschied und zeigen somit die Gitterunabhängigkeit der Lösung. Aus den Simulationsergebnissen kann für die Bestimmung der freien Oberfläche eine notwendige räumliche Auflösung in der Größenordnung von 1 cm bis 2,5 cm in Bewegungsrichtung der freien Oberfläche abgeleitet werden.

Die Simulationen zur Bestimmung der notwendigen räumlichen Diskretisierung wurden alle mit einer zeitlichen Diskretisierung von $\Delta t = 0,0001$ sec durchgeführt. Da die Zeitschrittweite einen Einfluss auf die Rechendauer hat, wurden in weiteren Simulationen der Einfluss der zeitlichen Diskretisierung auf die Bestimmung der freien Wasserspiegeloberfläche untersucht (Tabelle 3-4). Die Simulationen wurden auf einem Gitternetz mit 10.000 Zellen (Δx und $\Delta y = 1,15$ cm) durchgeführt.

Versuch	Zellanzahl [-]	Δx [cm]	Δy [cm]	Δt [sec]
I	10.000	1,15	1,15	0,00001
II	10.000	1,15	1,15	0,0001
III	10.000	1,15	1,15	0,001
IV	10.000	1,15	1,15	0,01

Tabelle 3-4: Versuchsprogramm zur Untersuchung des Einflusses der zeitlichen Diskretisierung auf die Bestimmung der freien Wasserspiegeloberfläche

Bei einer zeitlichen Diskretisierung von 0,001 verringerte sich die durchschnittliche Zeitschrittweite um 39% auf 0,000611 sec. Dieser Effekt nahm bei einer zeitlichen Diskretisierung auf 0,01 sec zu, sodass eine durchschnittliche Zeitschrittweite von 0,000632 sec erreicht wurde. Größere Zeitschritte waren somit aufgrund der im Modellgebiet auftretenden Geschwindigkeiten nicht möglich und die zeitliche Diskretisierung wurde während der Simulation adaptiv angepasst.

Die freie Oberfläche wurde bei allen voreingestellten Zeitschrittweiten nahezu identisch berechnet. Aufgrund der nicht vorhandenen Qualitätsunterschiede wird hier zur Verdeutlichung nur die Wasserausbreitung im Gefäß dargestellt (Abb. 3-13). Aus den Simulationsergebnissen kann für die Bestimmung der freien Oberfläche keine notwendige zeitliche Auflösung abgeleitet werden, da diese zumeist schon aufgrund anderer Grenzwerte (z.B. COURANT-Zahl) adaptiv angepasst wird. Generell ist eine gleichmäßige zeitliche Diskretisierung im Post-Processing nützlich und ist somit so festzulegen, dass keine Anpassung an Grenzwerte notwendig ist.

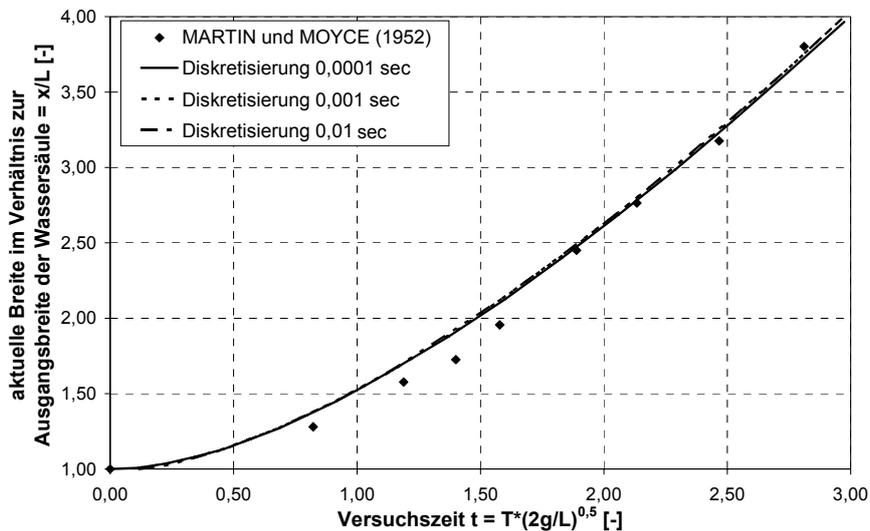


Abb. 3-13: Zeitlicher Verlauf der Wasserausbreitung am Gefäßboden für unterschiedliche zeitliche Diskretisierungen Δt

3.5.3 Einfluss verschiedener Turbulenzmodelle auf die Berechnung des Strömungsfeldes

Zur Simulation von turbulenten Strömungen stehen im ausgewählten CFD-Programm verschiedene Turbulenzmodelle (Standard-k- ϵ , k- ϵ /CHEN, k- ϵ /Cubic, k-e/Quadratic, LES, LES/SMAGORINSKI, K-L) zur Verfügung. Die für das Standard-k- ϵ -Modell getroffenen Annahmen gelten in hochturbulenten Strömungen mit isotroper Turbulenz. In Strömungen mit starken Beschleunigungen und Ablösungen, wie auch bei einem unterströmten Schütz gegeben, sind diese Annahmen nicht mehr gültig. Auf der Grundlage von Ergebnissen bisher durchgeführter Simulationen zu anderen Fragestellungen aus dem Wasserbau wird dieses trotz der nicht geltenden Annahmen verwendet.

Bei der Verwendung dieser Art von Two-Layer-Turbulenzmodellen wird überall im Modellgebiet die Turbulenz mit dem gewählten Turbulenzmodell simuliert. Nur in viskositätsbeeinflussten Randbereichen der Strömung mit niedrigen REYNOLDS-Zahlen werden abweichende Modelle verwendet. Da allerdings immer wieder in Literaturquellen auf Schwächen des Standard-k- ϵ -Modells bei der Darstellung der Strömungsgeschwindigkeiten gerade in der Nähe von Berandungen hingewiesen wird, wird anhand von Vergleichen verschiedener Turbulenzmodelle mit ADV-Strömungsmessungen der Einfluss der jeweiligen Turbulenzmodelle untersucht.

Hierfür wurden Strömungsgeschwindigkeitsmessungen aus physikalischen Modellversuchen des FRANZIUS-INSTITUTS genutzt [SPEKKER, 2001]. Oberstrom eines unterströmten Schützes wurde ein Geschwindigkeitsprofil über die gesamte Wassertiefe aufgenommen. An jedem Messpunkt wurden die Strömungsgeschwindigkeiten über einen Zeitraum von 60 Sekunden gemittelt und anschließend mit Simulationsergebnissen eines numerischen Modells verglichen (Abb. 3-14). Das Modell bestand aus ca. 9000 Zellen, wobei hier nur 2-dimensional gerechnet wurde und zu den Seiten jeweils Symmetrierandbedingungen⁸ (Symplane-Boundaries) angesetzt wurden.

⁸ Symmetrie-Randbedingung: Diese Randbedingung setzt die zur Randbedingung normale Geschwindigkeitskomponente zu Null. Symmetrierandbedingungen sind dann zulässig, wenn von einer 2-dimensionalen Strömung, das heißt von keinem Massenaustausch quer zur Hauptströmungsrichtung, auszugehen ist. Diese Bedingung war hier erfüllt.

Gesamtansicht



Ausschnitt des Berechnungsnetzes

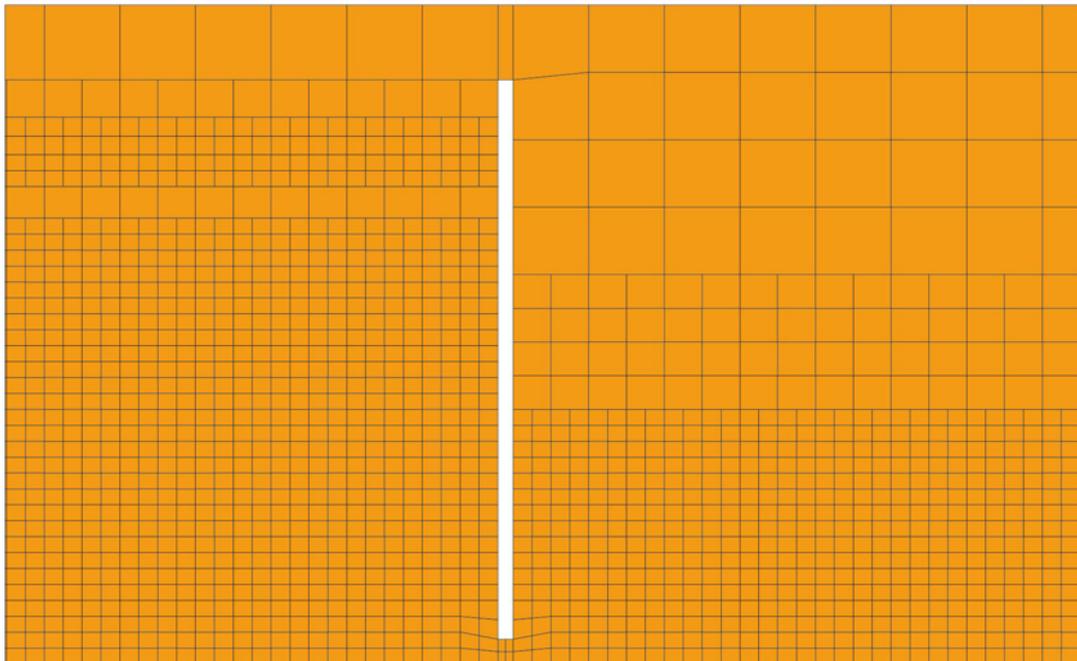


Abb. 3-14: Gesamtansicht und Ausschnitt des Berechnungsnetzes zur Bestimmung des Einflusses einzelner Turbulenzmodelle auf die Berechnung von Strömungsgeschwindigkeiten

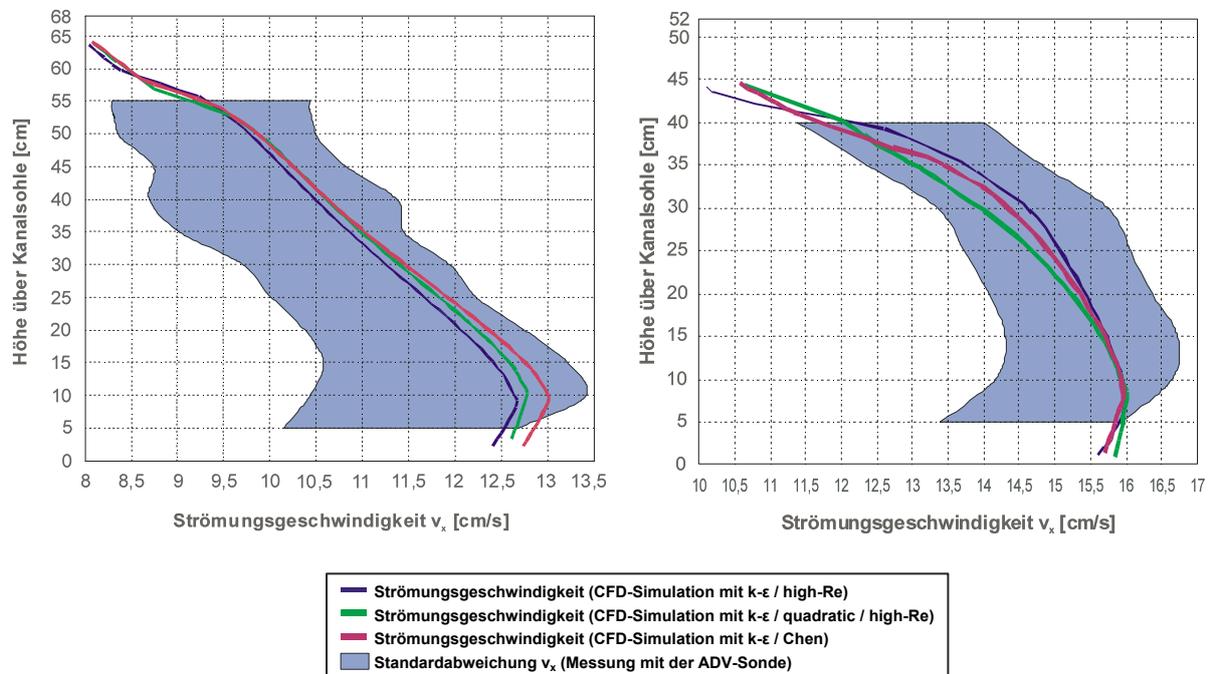


Abb. 3-15: Vergleich der mit verschiedenen Turbulenzmodellen simulierten Strömungsprofile mit den Messdaten für die Hauptströmungsrichtung v_x

Die Ergebnisse zeigen, dass die zur Verfügung stehenden Turbulenzmodelle alle für die Simulation der Strömungsgeschwindigkeiten zu verwenden sind. Allerdings ist das Standard-

k- ϵ -Modell im Vergleich zu den anderen Modellen robuster und auch die Simulationszeit ist geringer. Aus diesen Gründen wird das Standard-k- ϵ -Modell für die weiteren Simulationen eingesetzt.

3.5.4 Auswahl der Diskretisierungsschemata

Bei der Diskretisierung ist zwischen Verfahren 1. und 2. Ordnung zu unterscheiden. Verfahren 1. Ordnung sind leichter zu lösen. Die Ergebnisse sind für bestimmte Fragestellungen nicht ausreichend, da steile Gradienten abgeflacht werden. Verfahren 2. Ordnung geben steile Gradienten besser wieder, diese können aber zu numerischen Instabilitäten führen und/oder räumlich begrenzte nicht-physikalische Schwingungen in der Simulation hervorrufen. Dies führt z.B. zu negativer turbulenter kinetischer Energie, welche oftmals als „numerische Dispersion“ bezeichnet wird. Bei der Diskretisierung wurde das MARS-Diskretisierungsverfahren ausgewählt; ein „multidimensionales“ Verfahren 2. Ordnung, welches sehr robust ist und selbst mit stärker deformierten Netzen zu genauen Lösungen führt. Es erfordert jedoch einen höheren Rechenaufwand als Verfahren 2. und 1. Ordnung. [DÖRNSTETTER, 2002]

Auch für instationäre Strömungen müssen die Druckkorrekturgleichungen gelöst werden, um die Impuls- und Massenerhaltung gleichzeitig zu erfüllen. Hierfür wurde mit dem PISO-Algorithmus (**P**ressure-**I**mplicit with **S**plitting of **O**perators) ein implizites Zeitschrittverfahren ausgewählt. Die gekoppelten diskretisierten Erhaltungs- und Turbulenzgleichungen werden bei jedem Zeitschritt entkoppelt und dann iterativ gelöst. Da bei inkompressiblen Fluiden der Druck in der Kontinuitätsgleichung nicht vorkommt, muss diese zur Druckberechnung verändert werden. Die dafür notwendige Druckkorrekturgleichung korrigiert das Druckfeld.

4 Simulation eines beweglichen Schützes im physikalischen Modell

4.1 Auswahl eines zu untersuchenden Schützes

Für die Untersuchungen an einem sich bewegenden Schütz sollte ein praxiserprobtes Schütz und kein vereinfachtes Modell (z.B. eine Platte ohne Anbauten) eingesetzt werden. Die Größe des Schützes sollte eine ausreichende Höhe im physikalischen Versuch bereitstellen, um eine hohe Variabilität im Wasserspiegelunterschied oberstrom und unterstrom des Schützes zu ermöglichen. Aus diesen Gründen wurde für die Untersuchungen ein Ausschnittsmodell eines der Schütze des Emssperrwerkes (Abb. 4-1) erstellt und in der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS eingebaut.

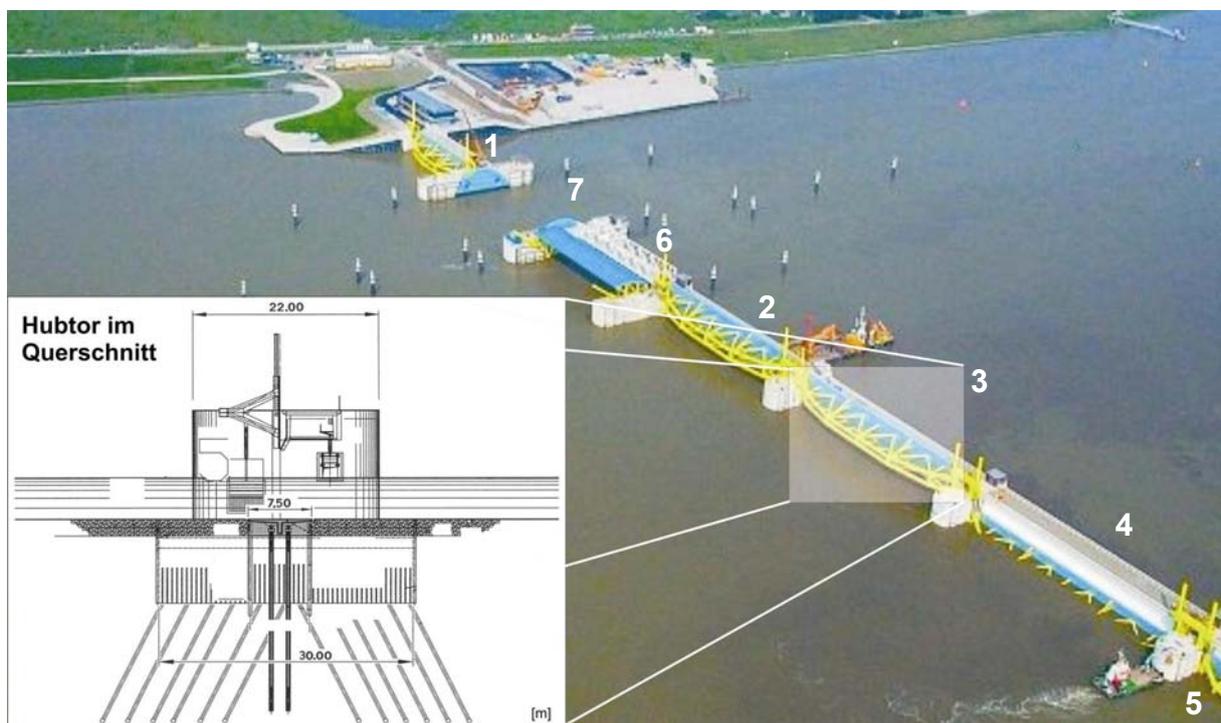


Abb. 4-1: Verschlüsse des Emssperrwerkes bei Gandersum
(5 Hubtore in der nördlichen Nebenöffnung und den südlichen Nebenöffnungen (1-5),
1 Segmenttor in der Binnenschiffahrtsöffnung (6),
1 Segmenttor zwischen Kreisscheiben in der Hauptschiffahrtsöffnung (7))
[HOLZMANN AG, 2001]

4.2 Versuchsaufbau

In der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS können über eine Überfallklappe am Ablauf variable Wasserstände eingestellt, gehalten und die Zuflusswassermenge Q_0 über induktive Durchflussmesser stufenlos reguliert werden (Abb. 4-2). Im mittleren Bereich der Rinne sind Glasscheiben angeordnet, die eine Beobachtung der Strömungsvorgänge ermöglichen. In diesem Bereich erfolgte daher der Einbau des Ausschnittsmodells eines Hubschützes des Emssperrwerkes. Die Abmessungen der Rinne ermöglichten einen Maßstab von 1:14 (Abb. 4-3).

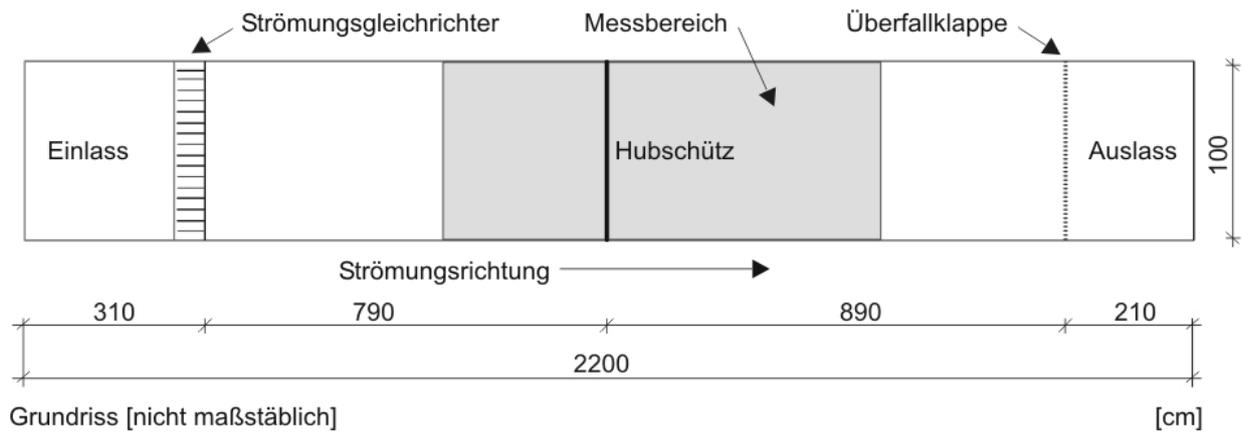


Abb. 4-2: Versuchsaufbau in der Strömungsrinne / Schneiderberg

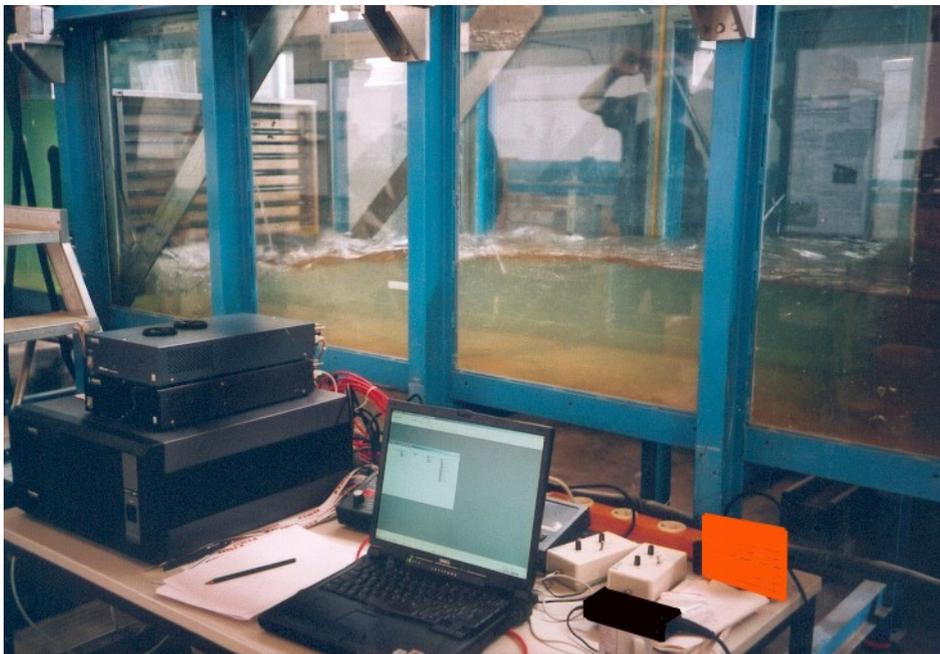


Abb. 4-3: Versuchstand an der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS

Eine Hubvorrichtung erlaubte es, das Hubschütz mit einer Positioniergenauigkeit von 1/10 mm auf und ab zu bewegen (Abb. 4-4). Die Bewegung des Schützes, inklusive Beschleunigung und zeitweiligem Verharren an bestimmten Positionen, war stufenlos über ein CNC-Programm (Abb. 4-5) steuerbar. Die aus dieser Programmierung resultierende Start- und Endposition des Schützes ist in Abb. 4-6 dargestellt.

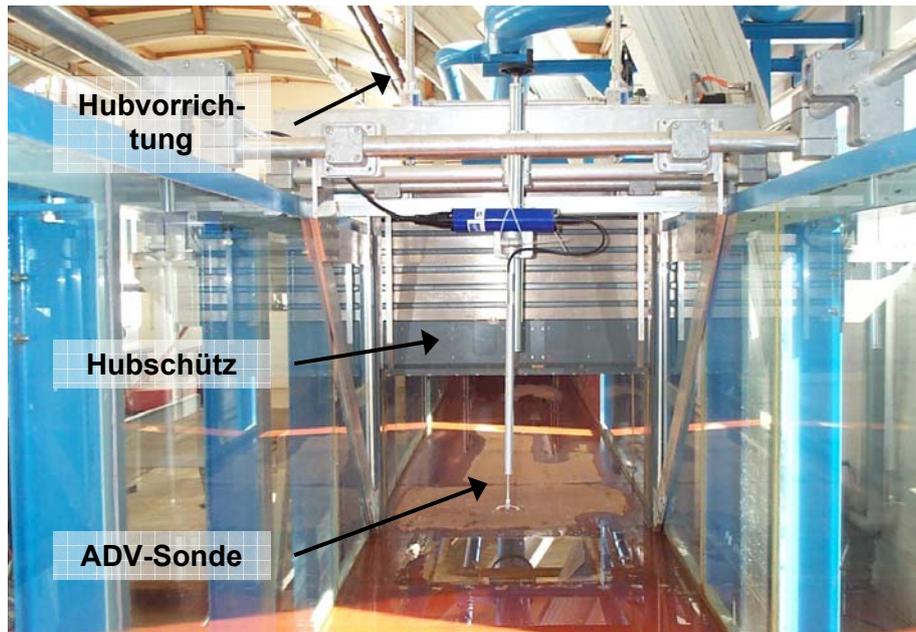


Abb. 4-4: Strömungsrinne mit eingebautem Hubschütz und Hubvorrichtung

In Voruntersuchungen wurde die Genauigkeit beim Einstellen von verschiedenen Wasserstandshöhen in der Rinne ermittelt. Hierfür wurden für Durchflüsse von 25, 50 und 100 l/s Wasserstände von 40, 50 und 60 cm in der Rinne eingestellt. Bei einem Durchfluss von 100 l/s und einem Wasserstand von 40 cm zeigte sich die stärkste Wasserspiegelunruhe der Vorversuche. Der Wasserstand konnte aufgrund dieser Wasserspiegelunruhe mit einer Abweichung von $\pm 0,1$ cm eingestellt werden. Bei geringerer Wasserspiegelunruhe, bedingt durch geringere Strömungsgeschwindigkeiten infolge höherer Wasserstände und/oder geringeren Durchflüssen, nahm diese Abweichung weiter ab.

G25.U	Referenzfahrt auf Nullpunkt der u-Achse
G90	Globales Koordinatensystem setzen mit Nullpunkt auf Referenz Null
FU40000	Verfahrgeschwindigkeit 40000 Schritte/s entspricht rund 5 mm/s in u-Richtung
U420	Verfahren auf der u-Achse bis Position 420
FU8200	Verfahrgeschwindigkeit 8200 Schritte/s entspricht 1 mm/s in u-Richtung
U430	Verfahren auf der u-Achse bis Position 430 (unterer Referenzpunkt)
T1000	Verweildauer auf der letzten Position 10 Sekunden
FU40000	Verfahrgeschwindigkeit 40000 Schritte/s entspricht rund 5 mm/s in u-Richtung
U10	Verfahren auf der u-Achse bis Position 10
FU8200	Verfahrgeschwindigkeit 8200 Schritte/s entspricht 1 mm/s in u-Richtung
U0	Verfahren auf der u-Achse bis Position 0
END	Programmende

Abb. 4-5: CNC-Programm für das Verfahren des beweglichen Hubschützes

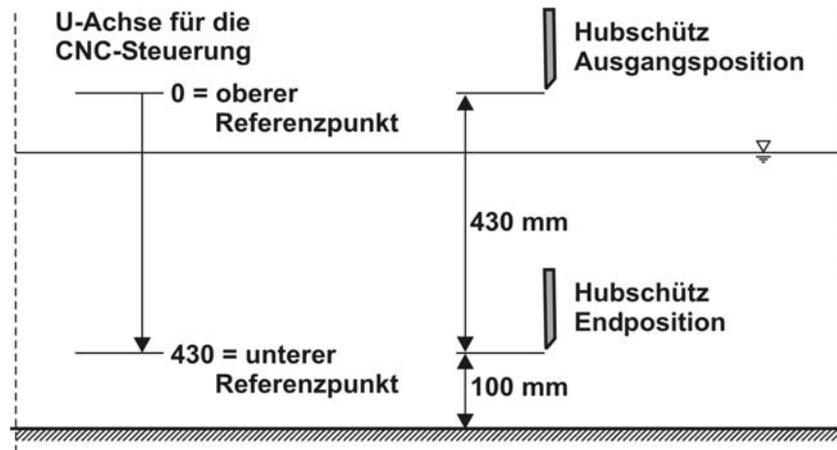


Abb. 4-6: Ausgangs- und Endposition der Unterkante des beweglichen Hubschützes

4.3 Eingesetzte Messtechnik

4.3.1 Messung der Strömungsgeschwindigkeiten

Zur Messung der Strömungsgeschwindigkeiten wurde eine nach dem Doppler-Prinzip arbeitende ADV-Sonde (Acoustic-Doppler-Velocimeter) der Firma NORTEK AS eingesetzt. Zur Messung wird ein kurzer akustischer Impuls bekannter Frequenz entlang der vertikalen Achse des Messkopfes ausgesendet. Partikel im vorbeiströmenden Wasser reflektieren diesen Impuls. Das reflektierte Signal wird von drei Empfangselementen des Messkopfes registriert und die auftretende Frequenzverschiebung zwischen ausgesendetem und zurückgeworfenem Impuls erfasst [NORTEK AS, 1997].

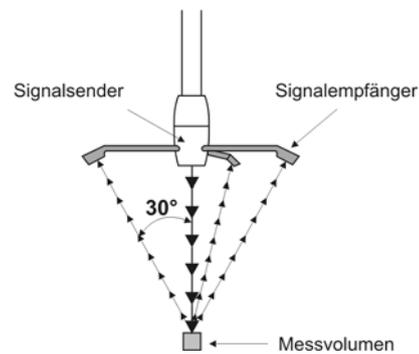


Abb. 4-7: ADV-Sonde der Firma NORTEK AS zur Messung der Strömungsgeschwindigkeiten [NORTEK AS, 1997]

Ungenaue Messungen können auftreten, wenn die Konzentration reflektierender Partikel im Wasser zu gering ist oder ein starker Luftblasenanteil vorhanden ist. Die Qualität der Messung kann anhand eines „*correlation parameter*“ [NORTEK AS, 1997], welcher die Anzahl der reflektierenden Partikel im Messvolumen (Kantenlänge 0,3 cm) berücksichtigt, beurteilt werden. Messwerte mit einer Korrelation von unter 70 sollten herausgefiltert werden [NORTEK AS, 1997].

Um eine hohe Anzahl von reflektierenden Partikeln und damit eine Steigerung der Messgenauigkeit zu erhalten, wurde dem Wasser eine Emulsion des Kunststoffpolymers VESTOSINT [DEGUSSA, 2002] beigefügt. Dieses besitzt aufgrund einer Dichte von $\rho = 1,03 \text{ g/cm}^3$ keine nennenswerten Sink- oder Auftriebswerte durch Dichteunterschiede zum Wasser ($\rho = 0,9982 \text{ g/cm}^3$ bei 20°C). Die geringe Größe der einzelnen Partikel von $D_{50} = 22 \mu\text{m}$ gewährleistet eine gute Anpassung auch an kleinste Wirbelstrukturen und an hohe Geschwindigkeitsgradienten.

Mit einer verfahrenbaren Halterung konnte die ADV-Sonde mit 1/10 mm Genauigkeit auf der vertikalen Achse positioniert werden. Die Positionsbestimmung über der Sohle erfolgte durch die in der ADV-Sonde integrierte automatische Abstandmessung zwischen Sohle und Mess-

kopf. Diese Abstandmessung wurde jeweils zu Beginn eines Versuchstages manuell überprüft.

Die Signalaufnahme zur Messung der Strömungsgeschwindigkeiten erfolgte mit einer Frequenz von 25 Hz.

4.3.2 Messung des Zuflusses

Der Zufluss zur Strömungsrinne wurde über einen induktiven Durchflussmesser (IDM) geregelt. Die Grundlage für die magnetisch-induktive Durchflussmessung ist das FARADAY-sche Induktionsprinzip. Senkrecht zur Strömungsrichtung wird ein Wechsel-Magnetfeld erzeugt. Wird dieses Magnetfeld von einer elektrisch leitfähigen Flüssigkeit durchflossen, so wird in der Leiterschleife eine Spannung U_E induziert und an den Elektroden abgegriffen [FISCHER UND PORTER GMBH, 1993]. Diese Messspannung U_E ist der magnetischen Induktion B , der Strömungsgeschwindigkeit v und dem Elektrodenabstand D proportional:

$$U_E = B \cdot D \cdot v \quad \text{Gl. 4-1}$$

Mit der Berücksichtigung der magnetischen Induktion B und des Elektrodenabstandes D als konstante Werte, ergibt sich

$$U_E \approx v \cdot \quad \text{Gl. 4-2}$$

Wird dies über den Querschnitt integriert, so ist die erzeugte Messspannung proportional zum Volumenstrom Q

$$Q = \frac{D^2 \pi}{4} v \quad \text{Gl. 4-3}$$

also

$$U_E \approx Q \cdot \quad \text{Gl. 4-4}$$

Die Abweichung dieses Messverfahren beträgt $\pm 0,5 \%$ des Messbereichsendwertes zuzüglich $\pm 0,5 \%$ des Momentanwertes bei einer Durchflussgeschwindigkeit im Durchflussmesser zwischen 1 und 10 m/s. Bei einer Durchflussgeschwindigkeit zwischen 0,5 und 1,0 m/s erhöhen sich die Abweichungen auf $\pm 1,0 \%$ des Messbereichsendwertes zuzüglich $\pm 1,0 \%$ des Momentanwertes. [FISCHER UND PORTER GMBH, 1993]

4.3.3 Messung der Wasserspiegel

Zur Messung der Wasserspiegelauslenkungen wurden Wellenpegel vom DELFT HYDRAULIC LABORATORY eingesetzt. Diese Wellenpegel wurden zur Messung von dynamischen Wasserspiegelauslenkungen in hydraulischen Modellen entwickelt. Jeder Pegel besteht aus zwei parallelen stählernen Stäben, welche in eine Verstärkerbox führen (Abb. 4-8). Die Stäbe fungieren als Elektroden zur Messung des elektrischen Widerstandes, über den mit Hilfe von für jeden Wellenpegel vor den Versuchen zu erstellenden Eichkurven der Wasserstand berechnet wird. Um den Einfluss der Leitfähigkeit des Wassers zu eliminieren, ist eine Platinelektrode am unteren Ende des Wellenpegels angebracht.

Die Abweichungen bei der Messung dynamischer Wasserspiegelauslenkungen betragen laut Herstellerangaben [DELFT HYDRAULIC LABORATORY, 1989] $\pm 0,5\%$ der gewählten Messbreite. Dies entspräche bei einem maximal möglichen Wasserstand in der Rinne von 100 cm absoluten Abweichungen von $\pm 0,5$ cm. Bei Voruntersuchungen, in denen der Wasserspiegel in der Rinne kontrolliert mit einer Geschwindigkeit von 0,1 cm/s angehoben wurde, wurden absolute Abweichungen unabhängig vom Wasserstand von unter $\pm 0,1$ cm verzeichnet.

Die Signalaufnahme erfolgte mit der maximal möglichen Frequenz von 10 Hz.

4.3.4 Messung der Drücke

Zur Messung der Drücke am Schütz wurden Druckmesssonden eingesetzt. Der Druck wird hierbei von einem Drucksensorelement aufgezeichnet und an einen Messverstärker gesendet. Die Übertragung des Wasserdruckes auf das Drucksensorelement erfolgt über eine Silikonflüssigkeit, die vom umgebenden Wasser durch eine Trennmembran geschützt ist [DRUCK MESSTECHNIK GMBH, 1991]. Zur Temperaturkompensation enthält das Drucksensorelement einen integrierten Temperatursensor. Die Abweichung wird für eine Messung bei einer Flüssigkeitssäule von 10 m mit $\pm 0,01$ m angegeben.

Die Signalaufzeichnung erfolgte mit 100 Hz.

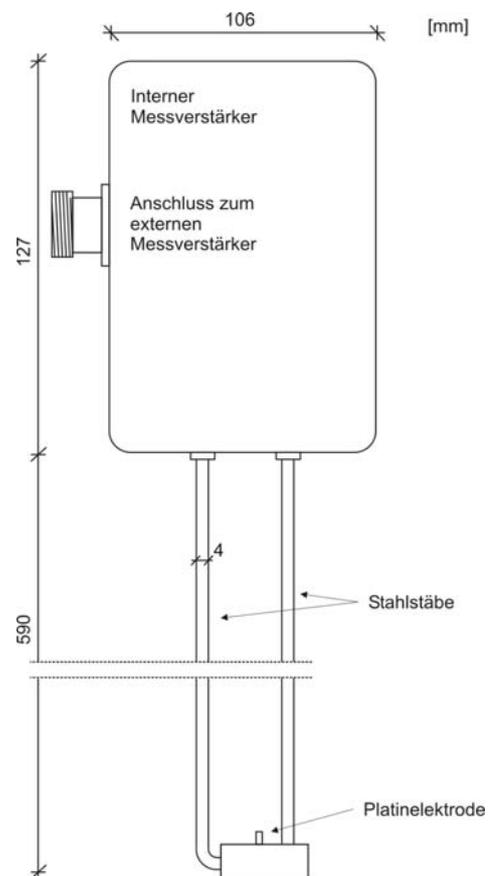


Abb. 4-8: Wellenpegel [DELFT HYDRAULIC LABORATORY, 1989]

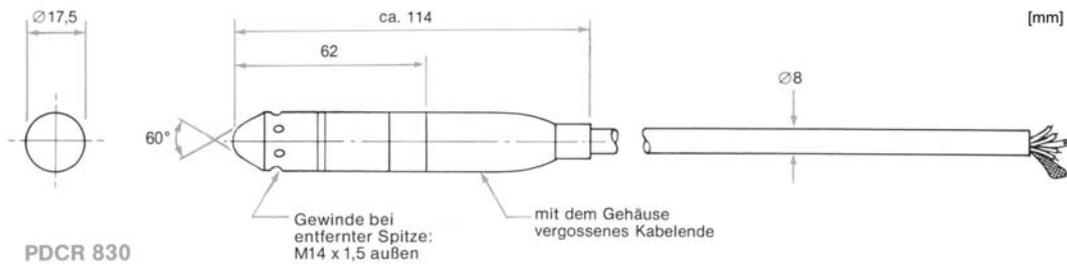


Abb. 4-9: Druckmesssonde PDCR 830 [DRUCK MESSTECHNIK GMBH, 1991]

4.4 Versuchsprogramm

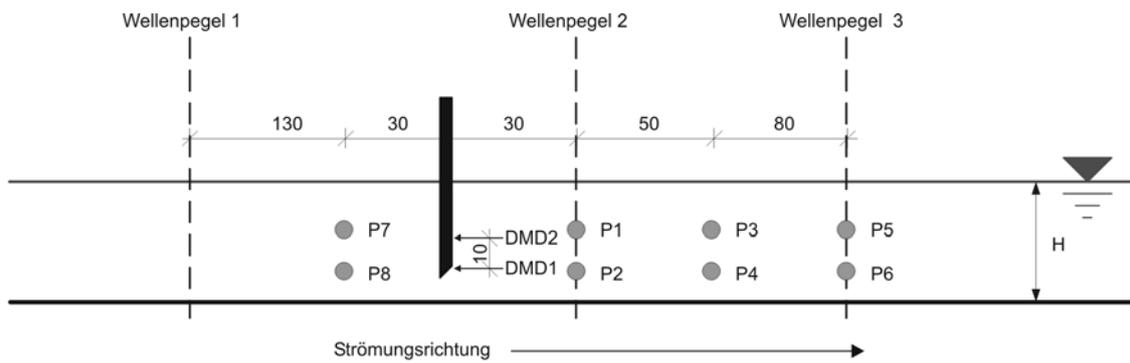
Am Modell des Schützes wurden zunächst Untersuchungen quasi-stationärer Strömungsvorgänge am stationären teilgeschlossenen Schütz untersucht, um verschiedene analytische Berechnungsansätze [HENRY, 1950; PETER, 2005] auf ihre Genauigkeit zu überprüfen. Hierbei wurden für unterschiedliche Randbedingungen (Wasserstand oberstrom, Wasserstand unterstrom und stationäre Öffnungsweite) über den am induktiven Durchflussmesser (IDM) gemessenen Durchfluss der jeweilige Durchflussbeiwert bestimmt (Tabelle 4-1).

h_0 [m]	h_2 [m]	a [m]
0,647	0,533	0,067
0,647	0,533	0,133
0,647	0,400	0,047
0,647	0,400	0,067
0,700	0,665	0,067
0,700	0,665	0,133
0,700	0,665	0,267

Tabelle 4-1: Randbedingungen der Versuche am stationären Schütz zur Ermittlung des Durchflussbeiwertes c_q (h_0 = Wasserstand oberstrom, h_2 = Wasserstand unterstrom, a = Öffnungsweite)

In einem zweiten Schritt wurden instationäre Strömungsvorgänge an dem sich bewegenden Schütz untersucht. Bei den Untersuchungen in der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS wurden Messwerte mit einer ADV-Sonde und drei Wellenpegeln nach dem in Abb. 4-10 dargestellten Versuchsaufbau aufgenommen.

Zusammen mit den zu variierenden Parametern Durchfluss (3), Wasserstand (3) und Schützgeschwindigkeit (2) ergab sich die in Tabelle 4-2 dargestellte Versuchsmatrix. Aus diesen Kombinationen und der Messung von Strömungsgeschwindigkeiten an 8 Positionen ergab sich eine Gesamtzahl von 144 Versuchen, mit einer gesamten Versuchszeit von rund 54 Stunden.



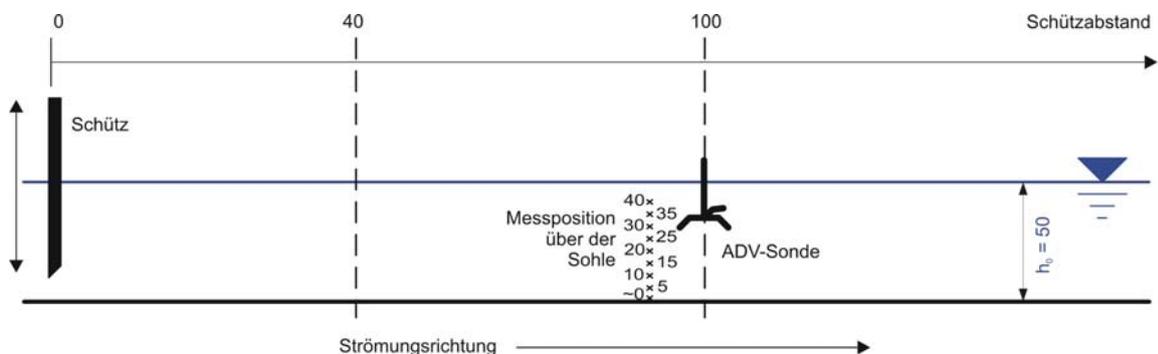
P1 bis P8: Positionen der ADV-Messungen, DMD: Druckmessdosen am Schütz [cm]

Abb. 4-10: Darstellung des Messrasters für Untersuchungen am beweglichen unterströmten Schütz

Schützgeschwindigkeit	$Q_0 = 25 \text{ l/s}$			$Q_0 = 50 \text{ l/s}$			$Q_0 = 100 \text{ l/s}$		
	$h_0 = 40 \text{ cm}$	$h_0 = 50 \text{ cm}$	$h_0 = 60 \text{ cm}$	$h_0 = 40 \text{ cm}$	$h_0 = 50 \text{ cm}$	$h_0 = 60 \text{ cm}$	$h_0 = 40 \text{ cm}$	$h_0 = 50 \text{ cm}$	$h_0 = 60 \text{ cm}$
$v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X

Tabelle 4-2: Versuchsprogramm für Untersuchungen am beweglichen unterströmten Schütz (Q_0 = Zufluss, h_0 = Wasserstand, $v_{\text{Schütz}}$ = Senk- und Hubgeschwindigkeit des Schützes)

In einem dritten Schritt wurde bei der mittleren Wassertiefe von $h_0 = 50 \text{ cm}$ an zwei Positionen 40 cm und 100 cm unterstrom des Schützes jeweils ein Strömungsprofil über die Tiefe aufgenommen (Abb. 4-11). Hierzu wurden 9 Messungen im Abstand von 5 cm zwischen 0 cm und 40 cm über der Sohle während der Bewegung des Schützes aufgenommen, um den Strömungsverlauf in diesem Bereich höher als mit dem in Abb. 4-10 dargestellten Versuchsaufbau auflösen zu können.



ADV-Messpunkte in Gerinnemitte [cm]

Abb. 4-11: Darstellung des Messrasters für Strömungsprofilmessungen am beweglichen unterströmten Schütz

4.5 Ergebnisse der physikalischen Simulationen

4.5.1 Verlauf der Wasserstände

Aus den Aufzeichnungen der Wellenpegel wurde der Verlauf der Wasserstände der einzelnen Versuche erstellt. Um eine Vergleichbarkeit der einzelnen Versuche zu gewährleisten, wurde die gemessene Wasserspiegellage h durch die Ausgangswasserspiegellage h_0 normiert. Für die Dimensionslosigkeit der Zeit wurde die abgelaufene Versuchszeit durch die Zeitdauer vom Beginn der Schützbewegung bis zum Erreichen der Endposition mit einer Öffnungsweite von 10 cm geteilt.

Oberstrom staut sich das Wasser infolge der sich verringernden Öffnungshöhe a und dem damit sinkenden Durchfluss Q unter dem Schütz unabhängig vom Zufluss Q_0 auf (Abb. 4-12). Unterstrom sinkt der Wasserstand infolge des sich ausbildenden Schussstrahls und des verringerten Durchflusses ab. Nach Beginn der Öffnungsphase steigt der Wasserstand zunächst wieder auf das Ausgangsniveau an und infolge des Abfließens des oberstrom aufgestauten Wassers über diesen hinaus. Dieser Verlauf ist für alle Parameterkombinationen aus Zufluss, Wasserstand und Schützgeschwindigkeit, wie in Abb. 4-12 bis Abb. 4-14 dargestellt, prinzipiell gleich.

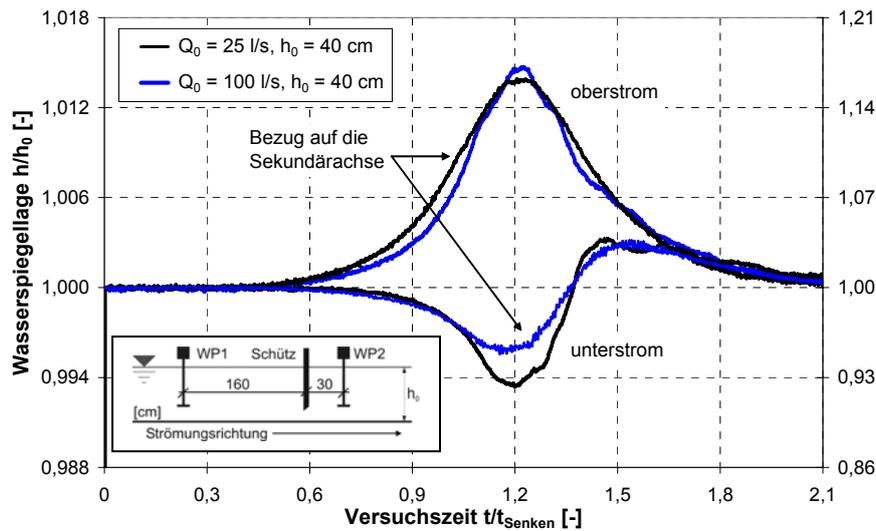


Abb. 4-12: Instationärer Wasserstandsverlauf ober- und unterstrom (Wellenpegel 1 und 2) des Schützes ($Q_0 = 25 / 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)

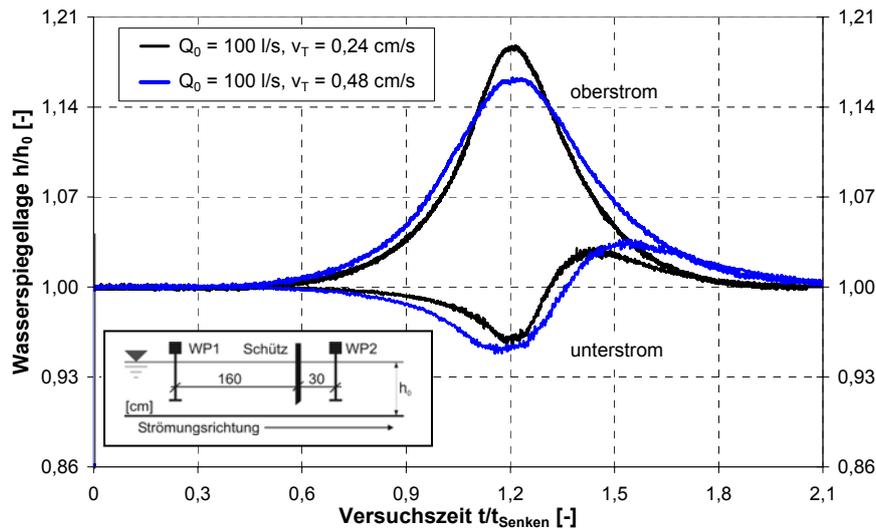


Abb. 4-13: Instationärer Wasserstandsverlauf ober- und unterstrom (Wellenpegel 1 und 2) des Schützes ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 / 0,48 \text{ cm/s}$)

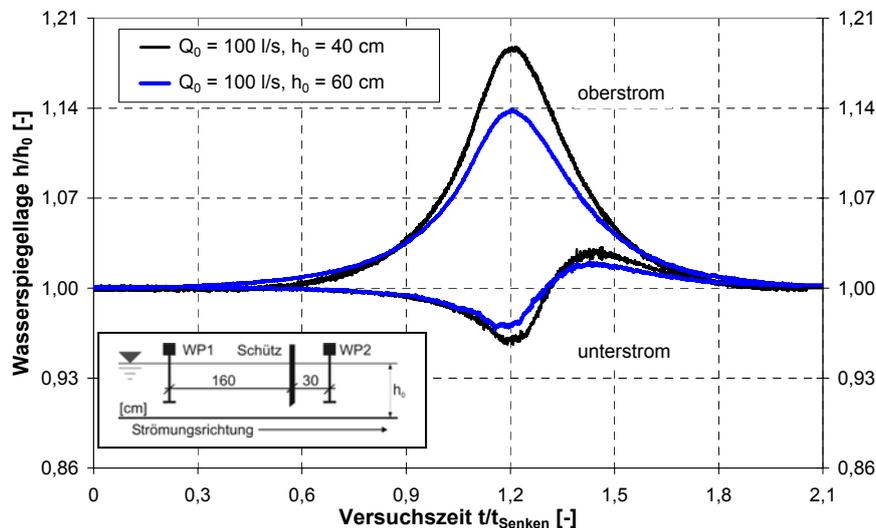


Abb. 4-14: Instationärer Wasserstandsverlauf ober- und unterstrom (Wellenpegel 1 und 2) des Schützes ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 / 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

Aus den Messdaten des instationären Wasserstandsverlaufs (in Beispielen in den Abb. 4-12 bis 4-14 dargestellt) wurden an den Wellenpegeln 1 und 2 jeweils die maximalen Wasserstandsauslenkungen herausgefiltert und abhängig von der Verfahrensgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}}$ in den Abbildungen Abb. 4-15 und Abb. 4-16 zusammengefasst.

Hinsichtlich der maximalen Auslenkungen der Wasserspiegellage ergeben sich in Abhängigkeit vom Zufluss Q_0 und der Verfahrensgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}}$ deutliche Unterschiede (Abb. 4-15). Bei einem Zufluss von 25 l/s zeigen sich ein kaum erkennbarer Aufstau und ein ebenso wenig ausgeprägter Absenk der Wasserspiegeloberfläche. Dies zeigt, dass der Zufluss Q_0 fast über die verbleibende Öffnungsweite abgeführt wird und sich nur ein schwacher Schussstrahl ausbildet. Mit zunehmendem Durchfluss Q_0 steigt auch das Verhältnis h/h_0 , was einen stärkeren Aufstau anzeigt. Diese Zunahme ist jedoch nicht linear.

Bei einer verlangsamten Verfahrensgeschwindigkeit von $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$ zeigt sich wie zu erwarten ein stärkerer Aufstau oberstrom (Abb. 4-16). Die instationäre Zunahme des Aufstaus verläuft auch hier nicht linear. Auffällig ist, dass zwar der Aufstau oberstrom, aber nicht der Aufstau und der Absink unterstrom merklich zunehmen.

Die Höhe des Aufstaus ist somit nicht von der Ausgangswassertiefe, sondern der absolute Wasserspiegelanstieg ist nur vom Zufluss Q_0 und der Verfahrensgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}}$ abhängig (Tabelle 4-3).

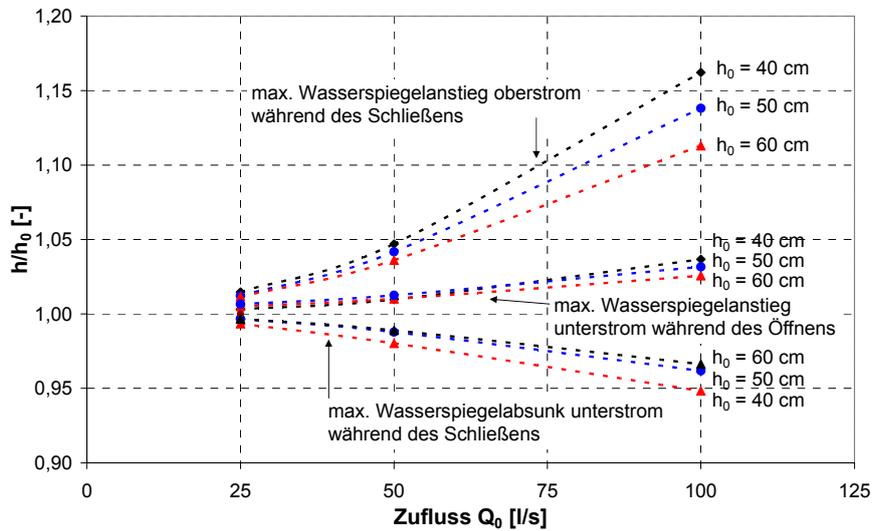


Abb. 4-15: Maximale instationäre Wasserspiegelauslenkung h/h_0 bei der Verfahrensgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$

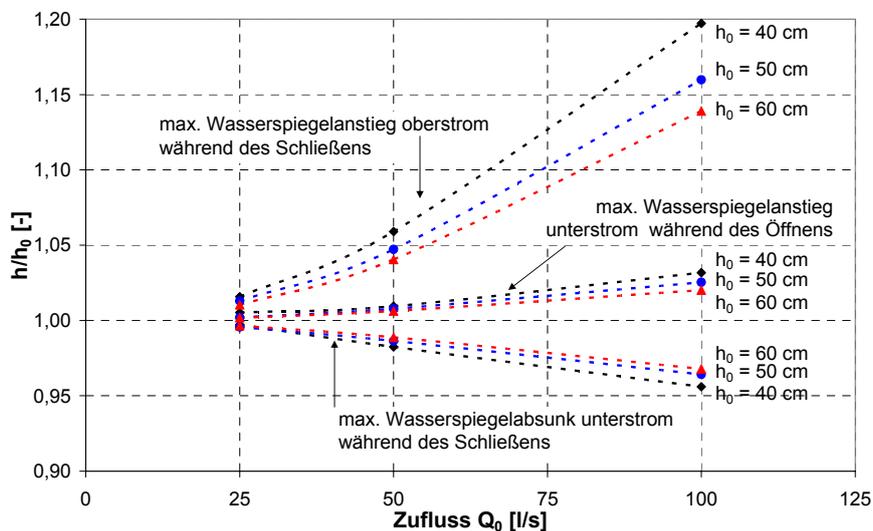


Abb. 4-16: Maximale instationäre Wasserspiegelauslenkung h/h_0 bei der Verfahrensgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$

Versuch	h_0 [cm] / Q_0 [m ³ /s]	$h_{1, \max}$ [cm]	Versuch	h_0 [cm] / Q_0 [m ³ /s]	$h_{1, \max}$ [cm]
1	40 / 0,025	40,59	10	40 / 0,025	40,63
2	50 / 0,025	50,61	11	50 / 0,025	50,65
3	60 / 0,025	60,70	12	60 / 0,025	60,62
4	40 / 0,050	41,88	13	40 / 0,050	42,36
5	50 / 0,050	52,09	14	50 / 0,050	52,36
6	60 / 0,050	62,17	15	60 / 0,050	62,43
7	40 / 0,100	46,49	16	40 / 0,100	47,89
8	50 / 0,100	56,91	17	50 / 0,100	57,99
9	60 / 0,100	66,78	18	60 / 0,100	68,34

Tabelle 4-3: Absoluter Wasserspiegelanstieg oberstrom des Hubschützes (h_0 = Ausgangswasserstand, Q_0 = Zufluss, $h_{1, \max}$ = maximaler Wasserspiegelanstieg oberstrom)

4.5.2 Verlauf der Strömungsgeschwindigkeiten

Aus den ADV-Messwerten mussten jeweils zwischen 5 und 10 % der Werte aufgrund einer zu geringen Korrelation, infolge einer trotz Emulsionszugabe zu geringen Partikelanzahl im Wasser, herausgefiltert werden. Für eine bessere Vergleichbarkeit der Versuchsreihen untereinander wurde eine dimensionslose Darstellung in den Diagrammen gewählt. Hierfür wurden die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten mit der ungestörten Anströmgeschwindigkeit $v_0 = Q_0 / (B \cdot h_0)$ normiert. Um die Entwicklung der Strömungsgeschwindigkeiten unterstrom des Schützes weiter zu verdeutlichen, sind zusätzliche Diagramme in dimensionsbehafteter Darstellung angegeben.

Die Strömungsgeschwindigkeiten unterstrom des sich schließenden Tores zeigen einen charakteristischen Verlauf (Abb. 4-17). Zunächst steigt die Geschwindigkeit infolge des sich bildenden Schussstrahles an, danach fällt sie aufgrund der steigenden Öffnungsweite wieder ab und geht auf die Anströmgeschwindigkeit zurück.

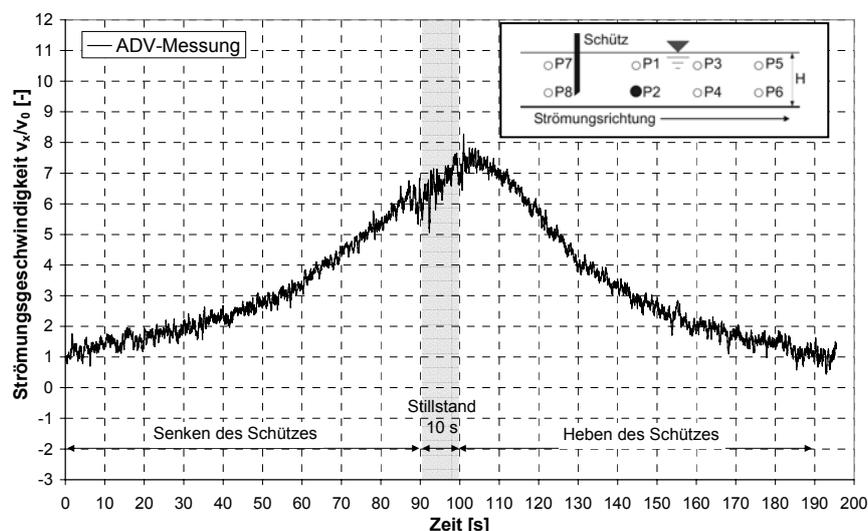


Abb. 4-17: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P2 ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 48$ cm/s)

Bei einem um 50 % reduzierten Zufluss von $Q_0 = 50 \text{ l/s}$ und langsameren Verfahren des Schützes $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$ zeigt sich am selben Messpunkt P2 (Abb. 4-18, Grafik unten links) der gleiche Verlauf mit ebenfalls um 50 % reduzierten Strömungsgeschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung. Gut zu erkennen ist in der Zusammenstellung aller unterstromigen Messpunkte P1 bis P6 in Abb. 4-18 die Abhängigkeit von Schussstrahl und Deckwalze. Je turbulenter die Strömungsverhältnisse näher zur Oberfläche (P1, P3, P5) sind, desto turbulenter sind die Strömungsverhältnisse im Schussstrahl (P2, P4, P6).

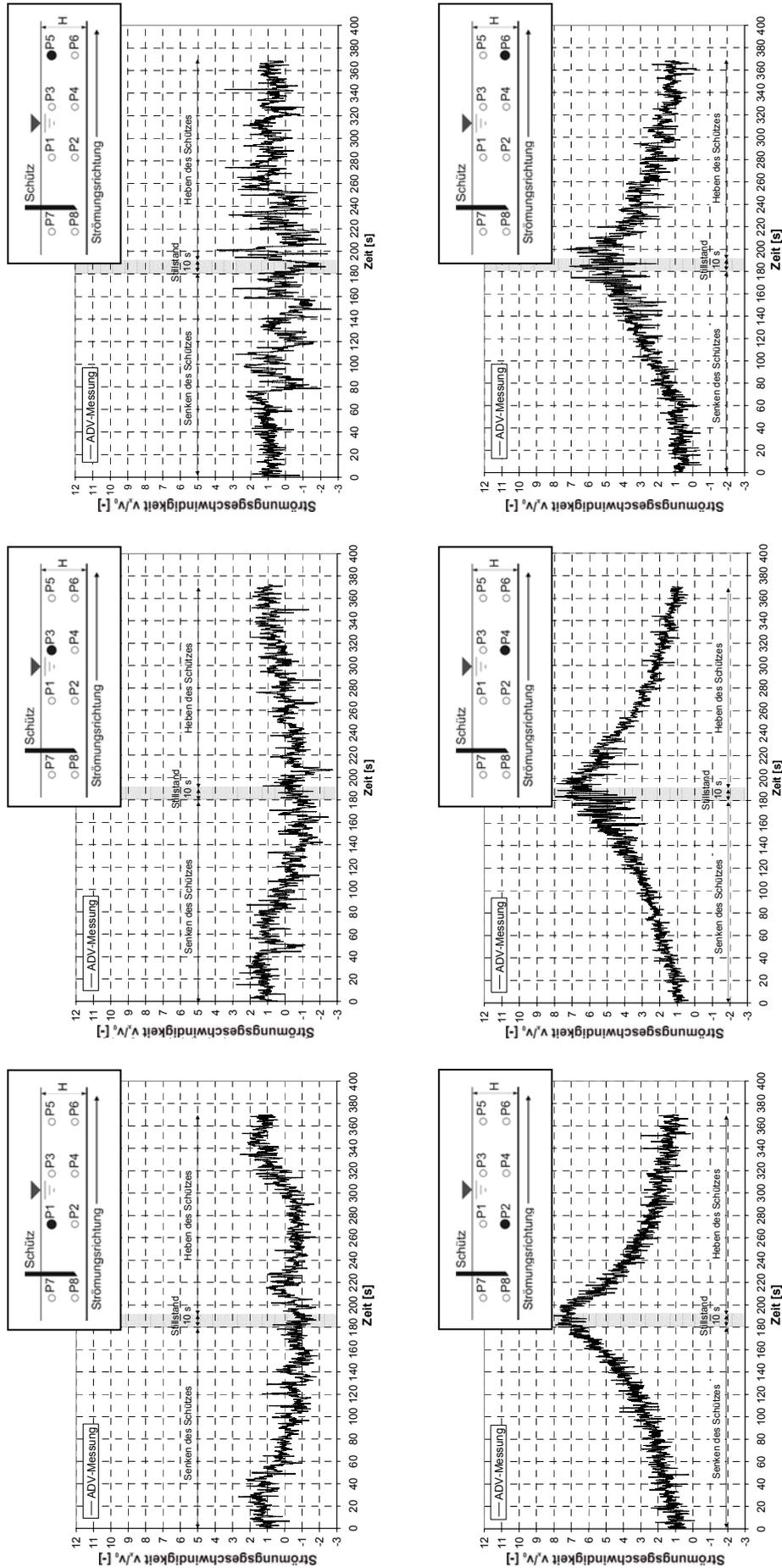


Abb. 4-18: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl an den Messpunkt P1 bis P6 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 24 \text{ cm/s}$)

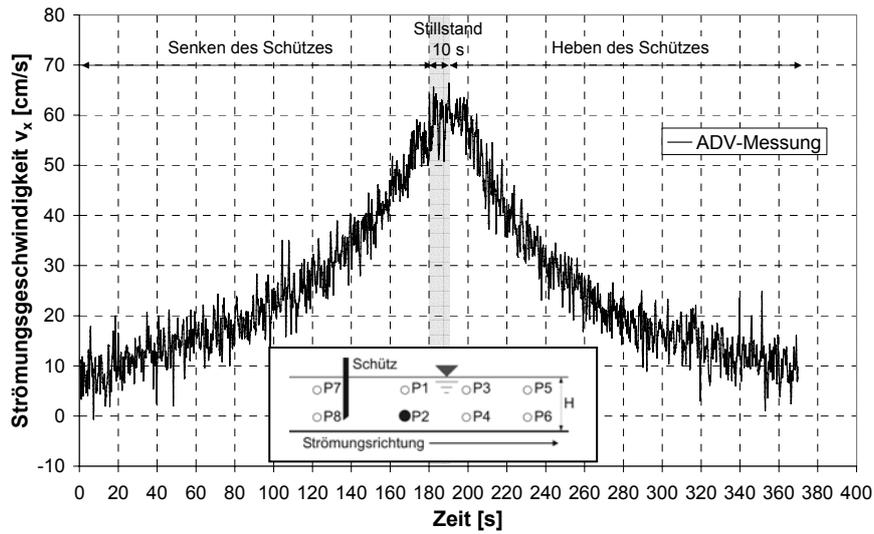


Abb. 4-19: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P2 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 24 \text{ cm/s}$) (dimensionsbehaftet)

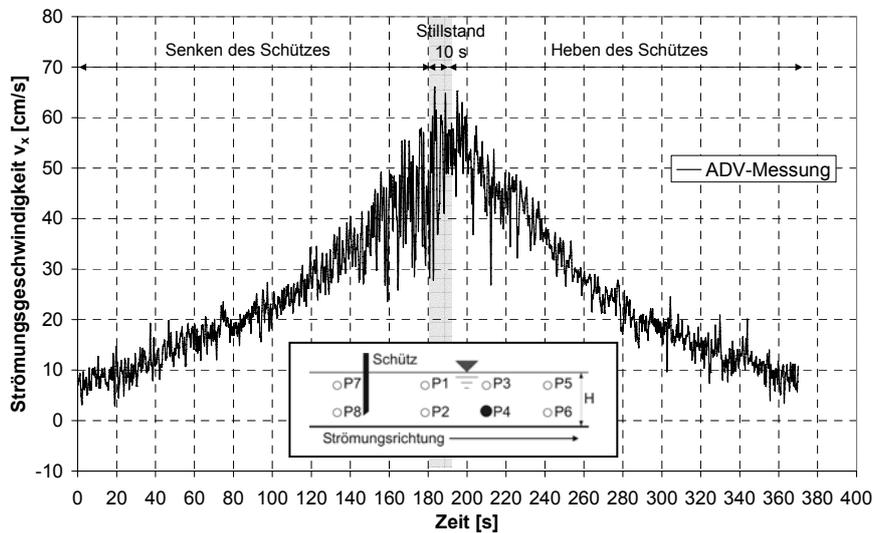


Abb. 4-20: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P4 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 24 \text{ cm/s}$) (dimensionsbehaftet)

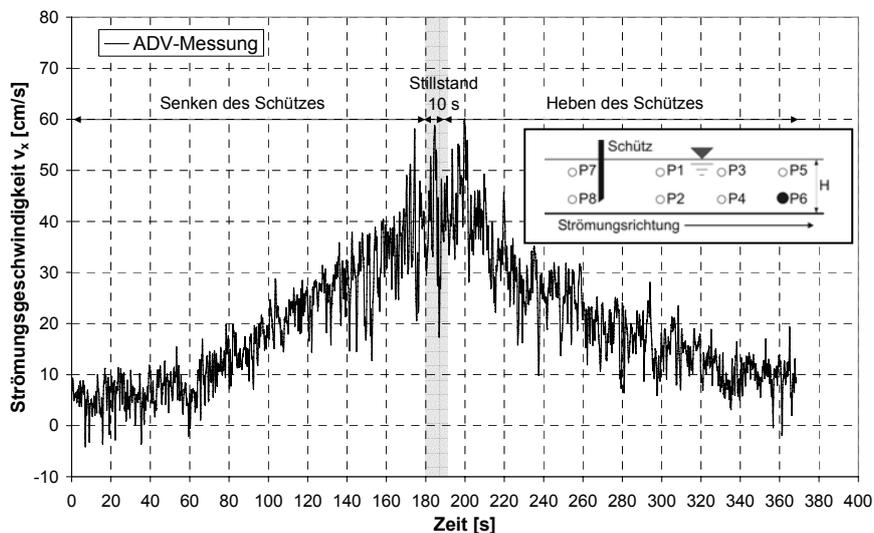


Abb. 4-21: Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl am Messpunkt P6 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 24 \text{ cm/s}$) (dimensionsbehaftet)

Die turbulenten Schwankungen näher zur Oberfläche zeigen sich auch am Messpunkt P1 für den wiederum erhöhten Durchfluss (Abb. 4-22). Zunächst steigt die Strömungsgeschwindigkeit bis ca. 40 Sekunden nach Start der Messung an. Dies ist auf das Senken des Schützes zurückzuführen. Danach nimmt die Strömungsgeschwindigkeit zunächst bis auf 0 cm/s ab und geht ab ca. 80 Sekunden auf konstante Werte im negativen Bereich zurück. Dies ist auf eine Deckwalze über dem Schussstrahl mit in dieser Wassertiefe in Richtung Schütz gerichteter Hauptströmungsrichtung zurückzuführen. Auffallend ist hierbei die relativ konstante Größenordnung der Rückströmung, obwohl die Strömungsgeschwindigkeiten im Schussstrahl mit zunehmender Dauer des Schließvorgangs zunehmen (Abb. 4-17). Zudem ist ein Pulsieren der Rückströmung in der Zeit von 100 bis 250 Sekunden zu erkennen. Die Frequenz liegt hier bei ca. 0,05 Hz. Das Pulsieren ist auf Strömungsschwankungen im Bereich des Übergangs vom schießenden zum strömenden Abfluss am Ende des Schussstrahls zurückzuführen (Abb. 4-23).

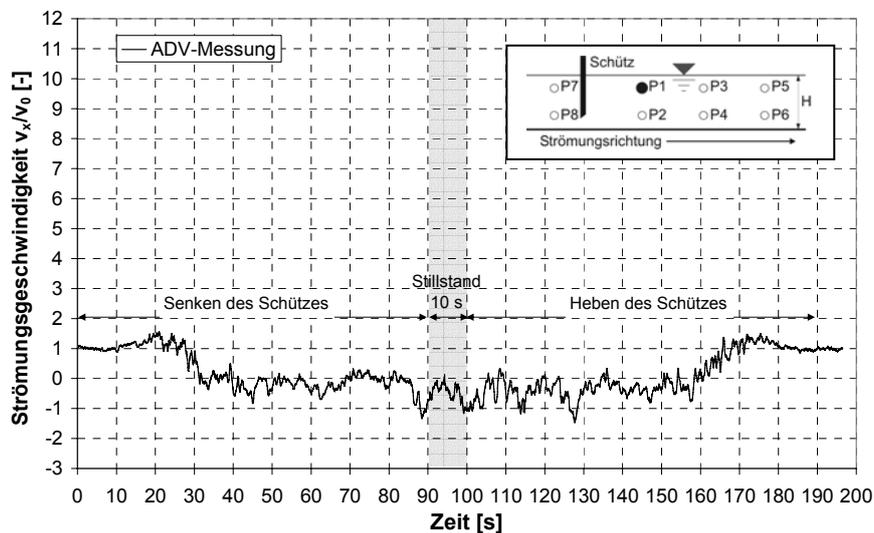


Abb. 4-22: Strömungsgeschwindigkeiten unterstrom des Schützes am Messpunkt P1 ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)

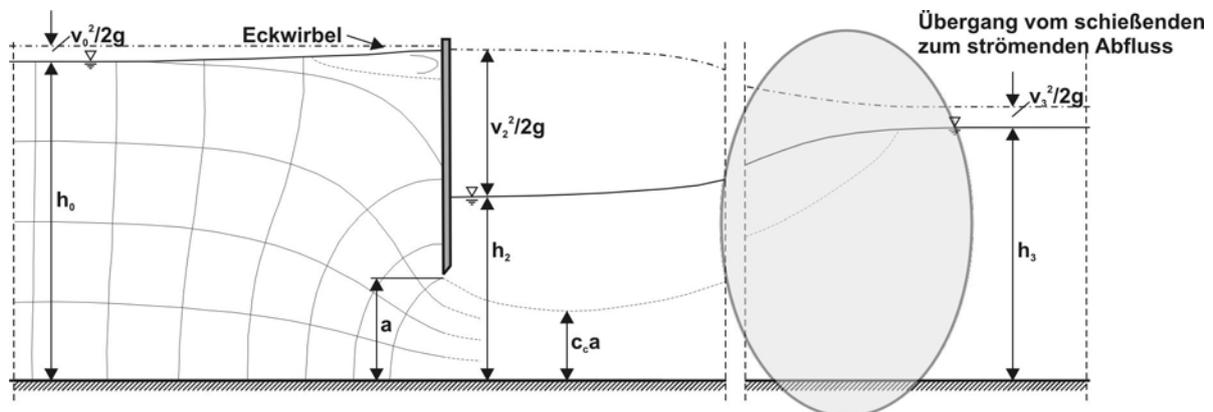


Abb. 4-23: Bereich des Übergangs vom schießenden zum strömenden Abfluss

Bei einem geringeren Zufluss von $Q_0 = 50 \text{ l/s}$ ist der in Abb. 4-22 beschriebene Anstieg der Strömungsgeschwindigkeiten nicht zu verzeichnen (Abb. 4-24). Auch hier zeigt sich eine schnelle Umkehr zu relativ konstanten negativen Strömungsgeschwindigkeiten. Dies deutet darauf hin, dass sich die die negativen Werte verursachende Deckwalze in diesem Bereich schnell bildet. Ein weiterer Anstieg der Strömungsgeschwindigkeiten ist dann aufgrund der Nähe zum Schütz nicht mehr möglich. Dies bestätigt auch der Verlauf am Messpunkt P3 (Abb. 4-25). Hier dreht die Strömungsrichtung langsamer, es werden aber höhere Strömungsgeschwindigkeiten erreicht. Noch weiter vom Schütz entfernt setzt die Entwicklung einer Rückströmung erst ab ca. 80 Sekunden ein (Abb. 4-26). Die Strömungsgeschwindigkeiten Richtung Schütz sind hier nicht so hoch wie an Messpunkt P3, was ein Zeichen für eine in diesem Bereich abklingende Rückströmung ist.

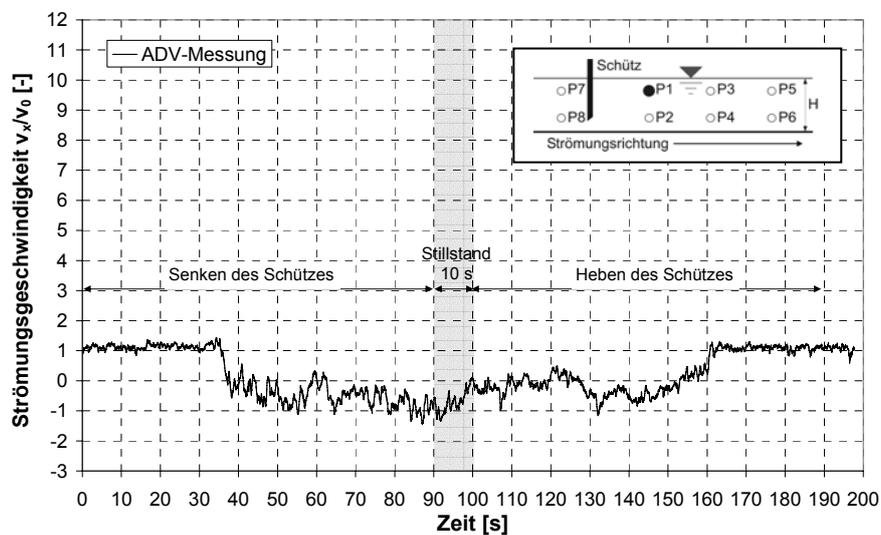


Abb. 4-24: Strömungsgeschwindigkeiten am Messpunkt P1 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)

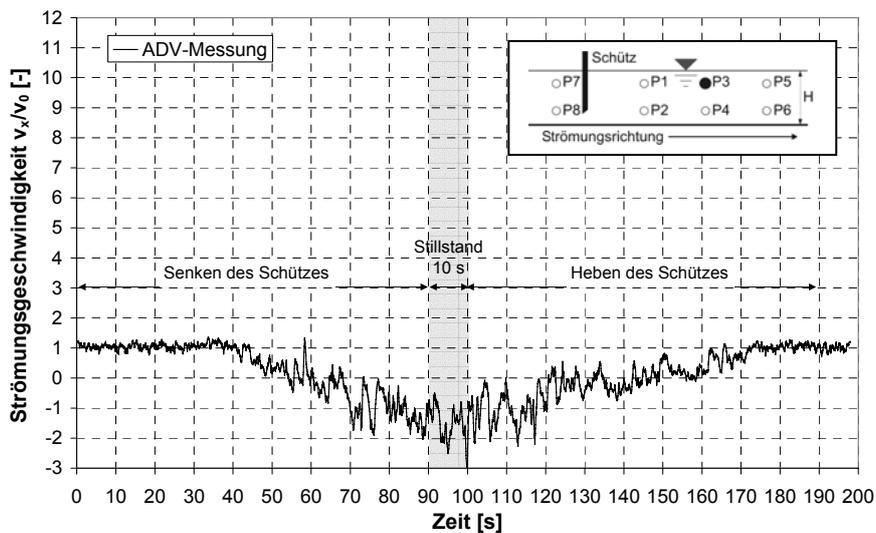


Abb. 4-25: Strömungsgeschwindigkeiten am Messpunkt P3 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)

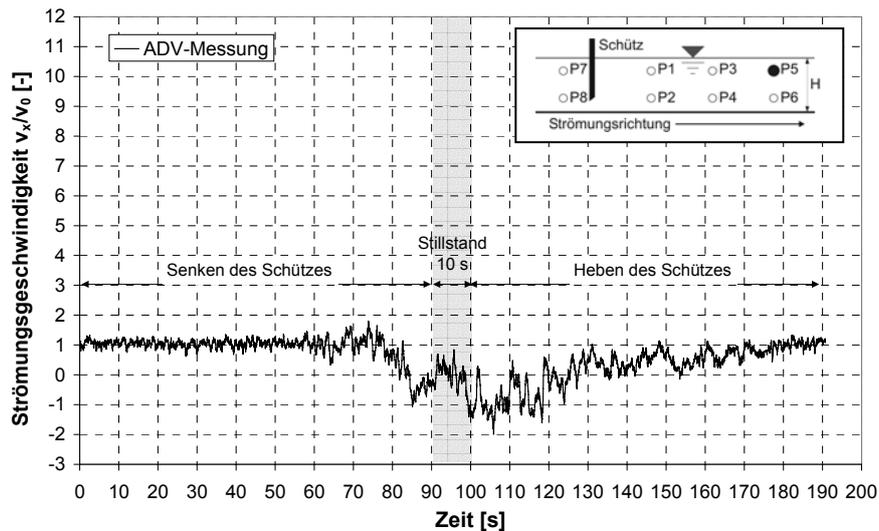


Abb. 4-26: Strömungsgeschwindigkeiten am Messpunkt P5
 ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 48 \text{ cm/s}$)

4.5.3 Druckverlauf am Schütz

Schwingungsgefährdung ist ein wichtiger Aspekt bei der Bemessung von Schützen. In der vorliegenden Arbeit wird die Schwingungsgefährdung nicht betrachtet, da für das verwendete physikalische Modell in Untersuchungen [ZIMMERMANN ET AL., 1999] nachgewiesen wurde, dass keine Gefahr der Schwingungsanfachung vorliegt. Druckmessungen wurden durchgeführt, um eine breitere Datenbasis zum Vergleich mit dem numerischen Modell zu schaffen.

Der Druckverlauf während der Torbewegung zeigt einen charakteristischen Verlauf (Abb. 4-27). Aufgrund des Schließens des Schützes steigt der Druck an der Druckmessdose zunächst an und fällt erst mit dem Öffnen des Schützes wieder ab. Bei einer Darstellung über die gesamte Versuchslaufzeit sind Einzelheiten der Druckschwankungen am Schütz aufgrund der großen Bandbreite (dimensionsbehaftet von 0 bis 3300 Pa) kaum zu erkennen. Diese sind erst in einer Ausschnittsvergrößerung zu erkennen (Abb. 4-28).

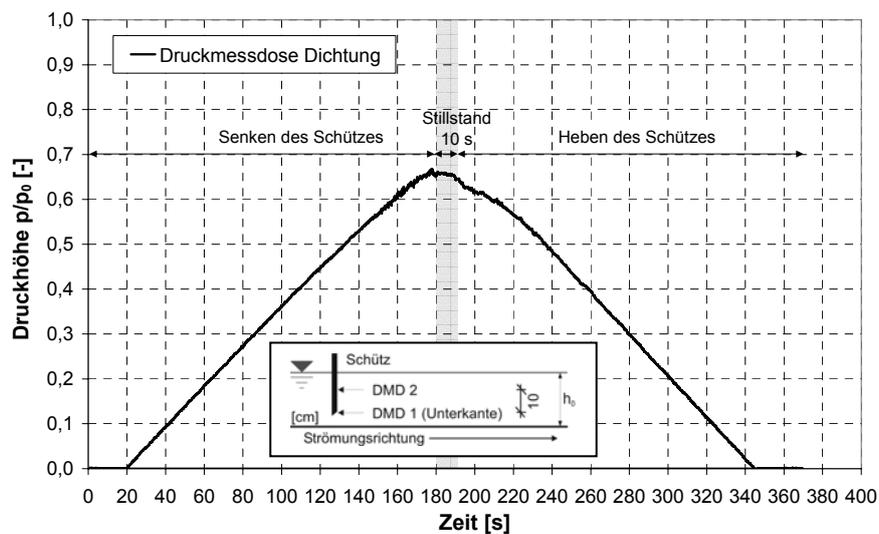


Abb. 4-27: Druckverlauf an der Druckmessdose an der Schützunterkante
 ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

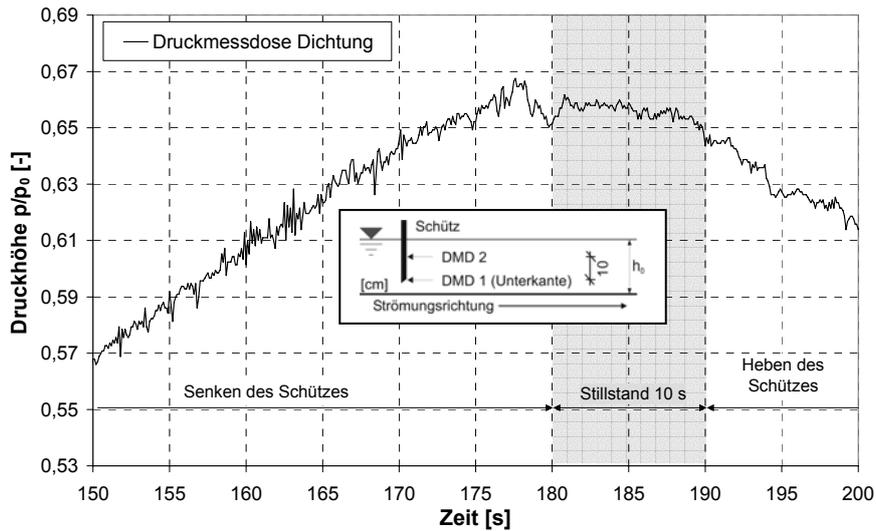


Abb. 4-28: Detaillierter Druckverlauf an der Druckmessdose an der Schützunterkante ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

Der Druckverlauf der ebenfalls zum Unterwasser ausgerichteten Druckmessdose 2 10 cm über der Dichtung zeigt einen ähnlichen Verlauf, jedoch ist die Druckhöhe aufgrund der Position am Schütz niedriger und auch der zeitliche Verlauf ist aufgrund des späteren Eintauchens und des früheren Auftauchens kürzer (Abb. 4-29). Der Verlauf der Drücke bei geringerer Wassertiefe und höherer Verfahrgeschwindigkeit ist prinzipiell gleich (Abb. 4-30).

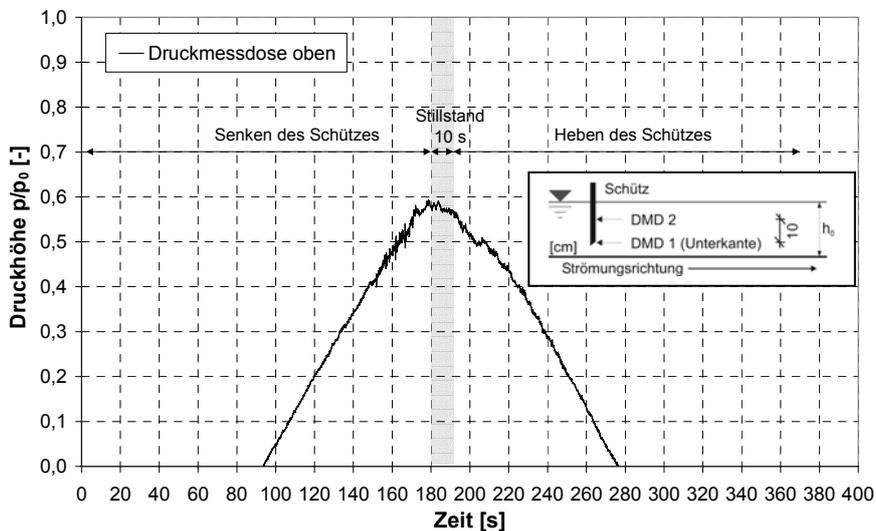


Abb. 4-29: Druckverlauf an der Druckmessdose 10 cm über der Schützunterkante ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

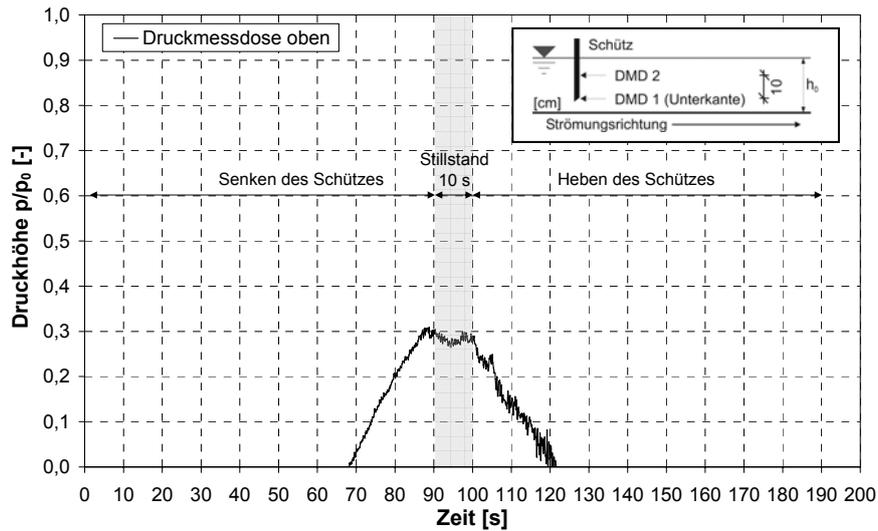


Abb. 4-30: Druckverlauf an der Druckmessdose an der Schützunterkante ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)

4.6 Durchfluss am Schütz mit konstanter Öffnungsweite

Das Studium der Literatur zum Thema Schützunterströmung (siehe Kapitel 2) zeigte die Vielzahl verschiedener Ansätze zur Bestimmung des Durchflussbeiwertes c_q für spezifische Randbedingungen. Mit den Ansätzen nach HENRY [1950] und PETER [2005] wurden zwei Ansätze zur Bestimmung von c_q -Werten für einen Vergleich mit aus physikalischen Modellversuchen ermittelten c_q -Werten ausgewählt.

In den physikalischen Modellversuchen wurden für das Schütz mit konstanter Öffnungsweite über den am IDM angezeigten Durchfluss die Durchflussbeiwerte für verschiedene Randbedingungen (konstante Öffnungsweite (a), konstante Wasserstände oberstrom (h_0) und unterstrom (h_2)) in physikalischen Modellversuchen ermittelt (Tabelle 4-4). Die Randbedingungen des jeweiligen Versuches (1-7) wurden in die beiden ausgewählten Ansätze eingesetzt und der Durchflussbeiwert bestimmt (Abb. 4-31).

Versuch	h_0 [m]	h_2 [m]	a [m]	c_q [-] [Messung, 2003]	c_q [-] [HENRY, 1950]	c_q [-] [PETER, 2005]
1	0,647	0,533	0,067	0,294	0,255	0,279
2	0,647	0,533	0,133	0,322	0,275	0,303
3	0,647	0,400	0,047	0,430	0,388	0,408
4	0,647	0,400	0,067	0,447	0,400	0,423
5	0,700	0,665	0,067	0,155	0,12	0,146
6	0,700	0,665	0,133	0,167	0,139	0,156
7	0,700	0,665	0,267	0,191	0,157	0,179

Tabelle 4-4: Randbedingungen des Modells mit konstantem a zur Ermittlung des Durchflussbeiwertes c_q aus Messdaten und nach den Ansätzen von HENRY und PETER berechnete Durchflussbeiwerte c_q (h_0 = Wasserstand oberstrom, h_2 = Wasserstand unterstrom, a = Öffnungsweite)

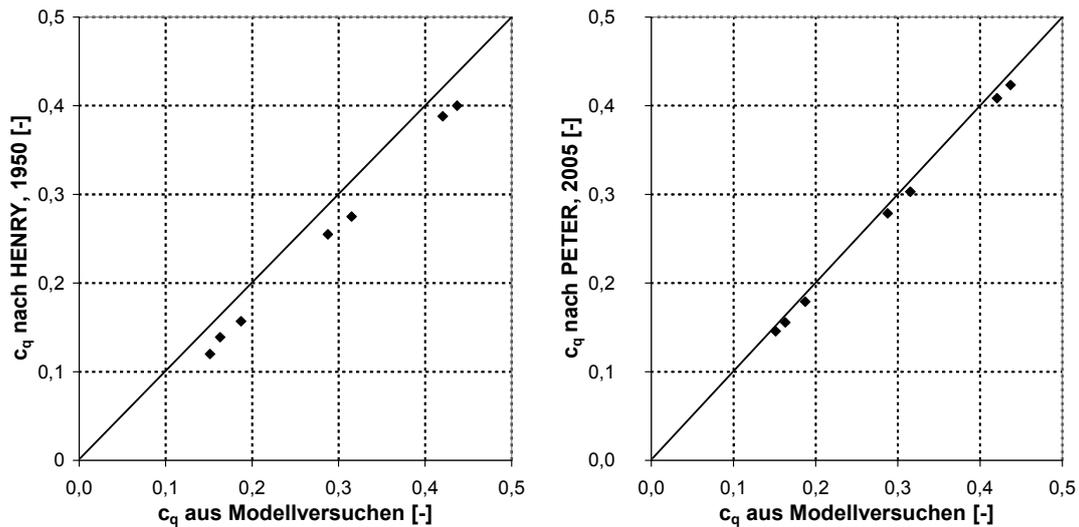


Abb. 4-31: Durchflussbeiwert c_q aus Modellversuchen und nach Literaturangaben [HENRY, 1950; PETER, 2005]

Die nach Literaturangaben ermittelten Durchflussbeiwerte weichen unterschiedlich stark von den in Modellversuchen ermittelten Beiwerten ab. Durch das Einsetzen der Randbedingungen der physikalischen Versuche in das Diagramm nach HENRY [1950] (Abb. 2-3), ergibt sich ein im Mittel um 12% geringerer Durchfluss als in den Modellversuchen. Nach PETER [2005] (Abb. 2-4 und Gl. 2-16) sind Abweichungen von 3 bis 4 % festzustellen, was im Bereich der Messgenauigkeit im physikalischen Modell liegt. Eine Notwendigkeit der Durchflussbestimmung in einem numerischen Modell ergibt sich aus diesen Ergebnissen, da diese Übereinstimmungen für ein Modell mit ebener Sohle erreicht wurden. Abweichende Randbedingungen, wie z.B. eine unebene Sohle oder eine unebene Anströmung infolge einer außermittigen Lage des Schützes, können in den Ansätzen nicht berücksichtigt werden.

4.7 Durchfluss am beweglichen Hubschütz

Die Ansätze von HENRY [1950] und PETER [2005] sind für die Durchflussbestimmung an einem Schütz mit konstanter Öffnungsweite entwickelt worden. Die Durchflussbestimmung an einem sich bewegenden Schütz kann nach NAUDASCHER [1992] auf eine Abfolge von quasi-stationären Zuständen vereinfacht werden. Anhand der Messdaten aus physikalischen Versuchen mit einem sich bewegenden Schütz wurde diese Annahme überprüft.

Die Bestimmung des Durchflusses unter dem sich bewegenden Schütz ist mit Problemen verbunden. Bei Versuchen mit stationären Schützen kann der Durchfluss am IDM oberstrom oder an einem Messwehr unterstrom bestimmt werden. Der Durchfluss unter einem beweglichen Schütz ist nicht gleich dem oberstromigen Zufluss (hier konstant am IDM eingestellt) oder dem unterstromigen Abfluss. Eine Messung des Abflusses am Überfallwehr am Ende der Rinne würde den Durchfluss unter dem Schütz aufgrund der Entfernung von 8,90 m zwischen Schütz und Überfallwehr verzögert wiedergeben. Eine Möglichkeit der Durchflussbestimmung zwischen dem sich bewegenden Schütz und der Sohle wäre die berührungslose

Geschwindigkeitsmessung mit einem Particle-Image-Velocimeter⁹. Aufgrund des gerade zu Beginn der Versuche großen Querschnittes von bis zu 0,60 m² ist auch dieses Messverfahren nicht geeignet.

Zur Bestimmung des Durchflusses im physikalischen Modell wurden deswegen die Messwerte h_0 des Wellenpegels 160 cm oberstrom des Schützes genutzt. In Vorversuchen mit einem vollständig geschlossenen Schütz und einem konstanten Zufluss Q_0 zeigte sich, dass der Volumenzuwachs über $V = h_0 \cdot A$ jeweils bis auf $\pm 2\%$ mit dem Zufluss übereinstimmte. Aufgrund der Strömungsmessung an den Punkten P1 bis P8 standen für eine Mittelung des Wasserstandes 8 Messkurven zur Verfügung.

Für die Berechnung des Durchflusses nach HENRY [1950] und PETER [2005] wurden die gemessenen Wasserspiegellagen h_0 und h_2 und die jeweilige Öffnungsweite a angesetzt (Tabelle 4-5). Ein Vergleich des aus Messdaten berechneten Durchflusses mit einzelnen nach den Ansätzen ermittelten Durchflüssen zeigt, dass die für das stationäre Hubschütz hinreichenden Ansätze nicht für die Berechnung des Durchflusses am beweglichen Hubschütz geeignet sind (Abb. 4-32).

Zeit t [s]	h_0 [m]	h_2 [m]	a [m]	h_0/a [-]	h_2/a [-]	c_q [-] [HENRY]	Q [m ³ /s] [HENRY]	Q_0/Q^* [-] [HENRY]	Q [m ³ /s] [PETER]	Q_0/Q^* [-] [PETER]
71,2	0,616	0,595	0,198	3,11	3,00	0,172	0,111	0,899	0,069	1,449
81,0	0,629	0,588	0,147	4,30	4,00	0,200	0,097	1,030	0,088	1,136
86,9	0,641	0,593	0,115	5,50	5,00	0,188	0,072	1,388	0,082	1,219
103,3	0,667	0,587	0,117	5,70	5,00	0,224	0,089	1,122	0,098	1,020
109,5	0,664	0,599	0,150	4,45	4,00	0,224	0,114	0,877	0,116	0,862
120,0	0,646	0,612	0,204	3,17	3,00	0,172	0,117	0,852	0,119	0,840

Tabelle 4-5: Berechnung des Durchflusses nach [HENRY, 1950; PETER, 2005]
($Q_0=100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s)
mit Q^* = für den jeweiligen Zeitpunkt t berechneter Durchfluss [l/s]

Während des Senkens des Schützes wird ein zu geringer Durchfluss ermittelt, da hier der Einfluss des vorhandenen Zuflusses von oberstrom nicht berücksichtigt wird und nur ein Durchfluss aufgrund des sich einstellenden Wasserspiegelunterschiedes ermittelt wird. Beim Heben des Tores nimmt der Einfluss des Zuflusses ab und die Öffnungsweite und der Wasserstandsunterschied am Schütz bestimmen den Durchfluss. Somit erhalten die beiden Ansätze von HENRY [1950] und PETER [2005] wieder Gültigkeit. Dies zeigt sich in den korrekt angegebenen Durchflüssen.

⁹ Particle-Image-Velocimeter: Ein Laserstrahl wird von einem Prisma zu einem Lichtschnitt im zu betrachtenden Querschnitt aufgefächert. Den Lichtschnitt passierende Partikel im Fluid (Wasser, Luft) werden von einer digitalen Kamera (2D-Messung) oder zwei digitalen Kameras (3D-Messung) festgehalten. Aus Partikelverschiebungen zwischen zwei zeitlich abfolgenden Aufnahmen werden die Strömungsgeschwindigkeiten berechnet.

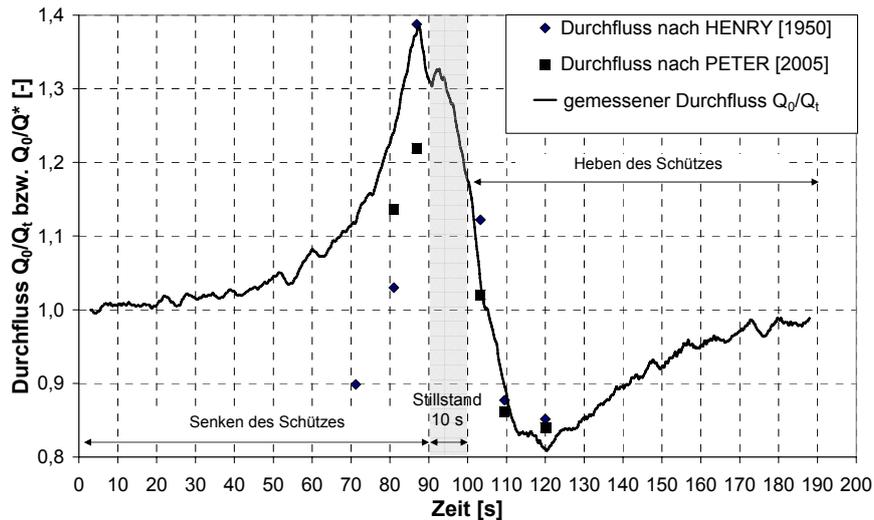


Abb. 4-32: Abweichung zwischen dem instationären Durchfluss Q_t im physikalischen Modell und analytischer Berechnung für den stationären Durchfluss Q^* [HENRY, 1950; PETER, 2005] ($Q_0=100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s)

Die scheinbaren Schwankungen beim Durchfluss im physikalischen Modell sind auf das Hin- und Herschwappen des Wasserkörpers oberstrom des Schützes zurückzuführen. Diese Schwankungen lassen sich nicht ohne weiteres herausfiltern, da sie unterschiedliche Frequenzen haben. Diese Schwankungen haben im Vergleich zur tatsächlichen Änderung des Durchflusses nur einen geringen Einfluss.

Die Ergebnisse der physikalischen Modellversuche zeigen, dass die Bewegung eines Schützes einen starken Einfluss auf den Durchfluss hat. Dieser Einfluss wird mit abnehmender Schützgeschwindigkeit geringer werden. Der Durchfluss unter einem Schütz wird während des Schließens nicht nur von den Wasserständen oberstrom und unterstrom, sondern weitgehend von der Strömung in dem jeweiligen Gerinne bestimmt. Diese Einflüsse können mit bisherigen Bemessungsformeln nicht vollständig erfasst werden. Erst wenn sich konstante Randbedingungen eingestellt haben und danach auch während des Öffnens des Schützes gelten die Berechnungsansätze wieder. Für die Berechnung von Durchflüssen unter sich bewegendem Schützen sind somit numerische Simulationen anhand der Messungen aus den physikalischen Versuchen auf ihre Eignung zu prüfen.

5 Simulation eines beweglichen Schützes im numerischen Modell

5.1 Allgemeines

Die Auswertung der physikalischen Modellversuche zeigte, dass die bisherigen Ansätze zur Berechnung des Durchflusses an unterströmten Schützen mit konstanter Öffnungsweite nicht auf die Berechnung des Durchflusses an sich bewegenden, unterströmten Schützen übertragen werden können. Anhand der in den physikalischen Modellversuchen gewonnenen Daten wird deswegen der Ansatz zur Berechnung des Durchflusses an einem sich bewegenden, unterströmten Schütz mit einem CFD-Programm untersucht.

Um Einflüsse von geometrischen Vereinfachungen oder vereinfachenden Randbedingungen im numerischen Modell auf die Simulationen auszuschließen, wurde der physikalische Modellaufbau in der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS im numerischen Modell genau wiedergegeben.

5.2 Aufbau der Schützgeometrie mit Hilfe eines automatischen Gitternetzgenerators

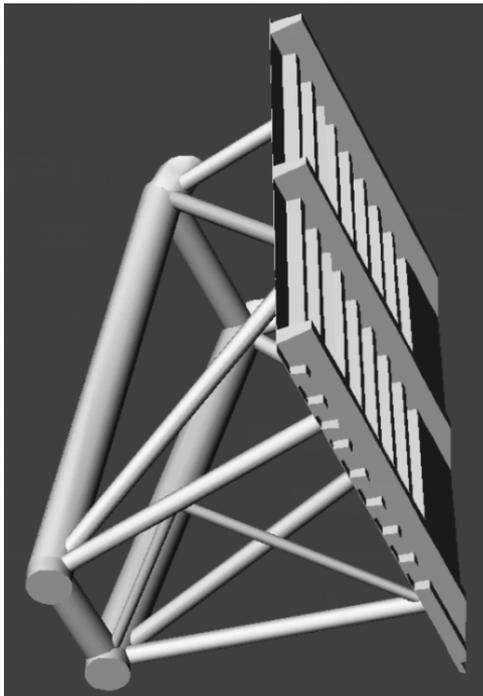


Abb. 5-1: CAD-Geometrie des Schützes und der Trägerstruktur

Zunächst wurde entsprechend den Originalplänen des Emssperrwerkmodells eine CAD-Geometrie (Abb. 5-1) erstellt, die als STL-Datei (STL = Stereo Lithography) in das CFD-Programm importiert werden konnte. Die Oberfläche der Struktur besteht dann aus Dreieckselementen. Anhand dieser Dreieckselemente kann das die Struktur umgebende Volumen mit einem Gitternetzgenerator in Zellen aufgeteilt werden. Später in den Simulationen nicht durchströmte Bereiche (hier das Schütz und die Trägerstruktur) werden nicht vernetzt. Bei der Vernetzung wurde darauf geachtet, dass der Bereich an der Unterkante des Schützes eine hohe Auflösung aufwies, da dieser maßgebend für die Ausbildung der Ablösezone in diesem Bereich und damit für die Strömungsverhältnisse unterstrom des Schützes ist. Das Netz um das Schütz herum war unstrukturiert¹⁰ und bestand sowohl aus Tetra¹¹- als auch aus Hexaederzellen¹².

¹⁰ Gitter können in strukturierte und unstrukturierte Gitter eingeteilt werden. Strukturierte Gitter sind nach einem starren topologischen Rahmen, unstrukturierte meist aus einer unstrukturierten Ansammlung von strukturierten oder unstrukturierten Bereichen aufgebaut.

¹¹ Tetraederzellen: Zellen mit 4 Ecken, die eine sehr genaue Anpassung des Gitters an eine vorgegebene Struktur ermöglichen.

¹² Hexaederzellen: Zellen mit 6 Ecken, bei denen die Diskretisierungsalgorithmen aufgrund der zumeist zueinander orthogonalen Seitenflächen schneller als bei Tetraederzellen rechnen.

5.3 Aufbau der Modellgeometrie der Strömungsrinne

Vom Einlass am oberen Modellrand bis zum Schütz ($0 \text{ cm} < x < 990 \text{ cm}$) besteht das Netz sowohl im wasser- als auch im luftgefüllten Bereich aus Zellen mit einer Kantenlänge von 10 cm in Hauptströmungsrichtung und von jeweils 5 cm in y- und z-Richtung (33.040 Zellen). Diese Auflösung findet auch Anwendung im Bereich unterstrom des Schützes bis zum Auslass am unteren Modellrand ($1120 \text{ cm} < x < 2200 \text{ cm}$) mit insgesamt 28.560 Zellen. Die maximale Kantenlänge im beweglichen Teil des Netzes zwischen 990 cm und 1120 cm liegt bei 5 cm, im unmittelbaren Nahbereich des Schützes bei durchschnittlich 1 bis 2 cm (insgesamt 66.625 Zellen). Insgesamt ergeben sich somit für das Gesamtmodell (Abb. 5-2a) ca. 128.000 Zellen (Abb. 5-2b und c; zu 98 % hauptsächlich undeformierte Hexaederzellen), von denen ca. 50 % für die Diskretisierung des Schützes notwendig sind. Nur im Bereich des Schützes besteht die Vernetzung aus zum Teil deformierten Hexaederzellen sowie aus Tetraederzellen.

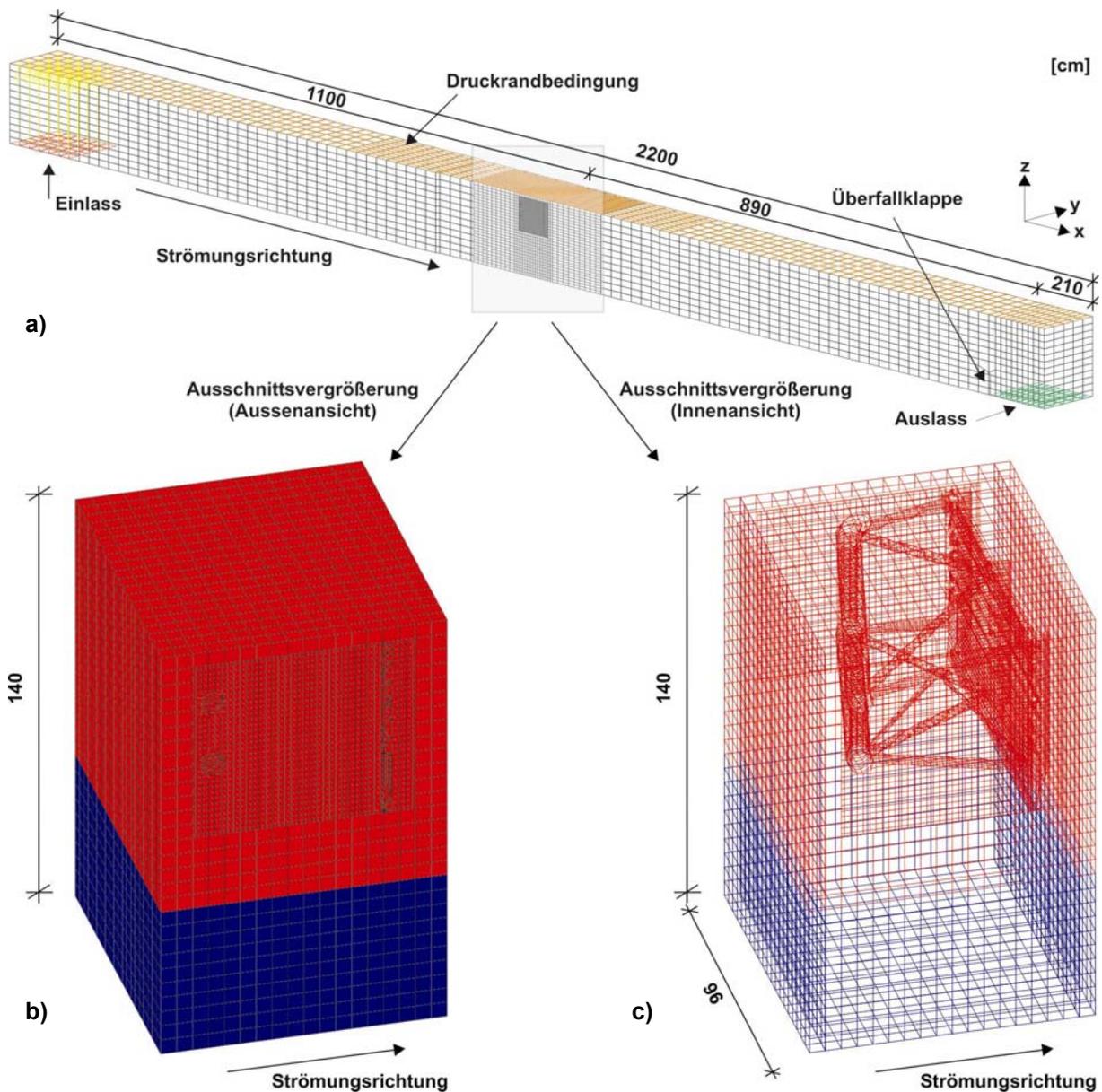


Abb. 5-2: Numerisches Netz der Rinne und des Schützes (oben); Bereich des sich bewegenden Netzes (links unten); Innenansicht des sich bewegenden Netzes (rechts unten)

5.4 Simulation der Schützbewegung

Die Simulation der Strömung um ein sich bewegendes Schütz erfordert Veränderungen im Rechennetz. Für eine Bewegung des Schützes wurde das Netz daher in 3 Regionen aufgeteilt (Abb. 5-3).

Die Region 1 beinhaltet die Strömungsrinne oberstrom und unterstrom des Schützes. In dieser Region ist keine Veränderung des Rechennetzes während der Simulationen erforderlich.

Region 2 beinhaltet die Schützstruktur und das diese umgebende Volumen. Um eine Bewegung dieses Gebietes zu erzeugen, werden alle Knoten der Zellen in Region 2 während der transienten Simulation um denselben Betrag entlang der y-Achse bewegt. Das Verschieben aller Knoten innerhalb des beweglichen Blockes in negativer (Senken) bzw. positiver (Heben) y-Richtung erzeugt die Bewegung des Hubschützes.

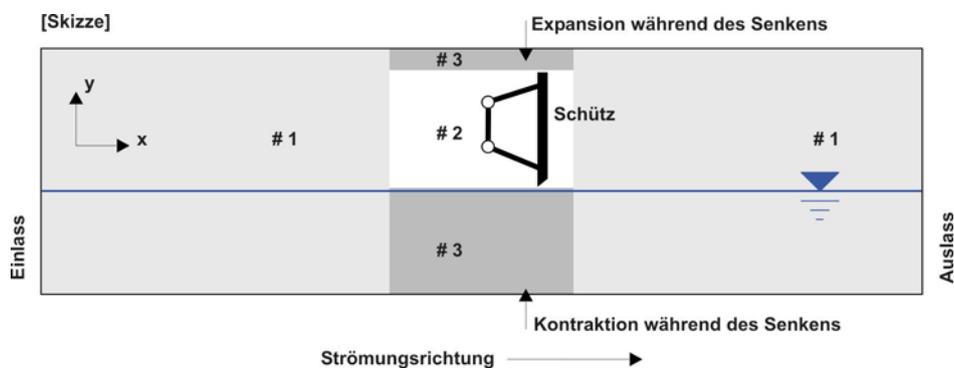


Abb. 5-3: Regionen des Berechnungsnetzes

Durch die Schützbewegung müssen die Zellen der Region 3 deformiert werden. Um trotzdem eine gleichmäßige Zellgröße oberhalb und unterhalb des Schützes zu gewährleisten, werden während des Senkens unterhalb des Schützes die Zellen der untersten Zellschicht verkleinert. Bei einer Deformation von mehr als 50% wird die betreffende Zellschicht deaktiviert und die darüber liegende Zellschicht um den gleichen Betrag vergrößert. Dieser Vorgang wiederholt sich bis zur vorbestimmten Öffnungsweite des Schützes.

Oberhalb des Schützes vergrößert sich die oberste Zellschicht durch die Bewegung des Blockes. Bei einer Vergrößerung von über 50% wird durch Aktivieren eine neue Zellschicht eingefügt. Dieser Vorgang erfolgt zeitgleich mit dem Deformieren und Deaktivieren der Zellschichten unterhalb des Hubschützes (Abb. 5-4).

Während des Hebens des Schützes verläuft dieser Vorgang in umgekehrter Richtung.

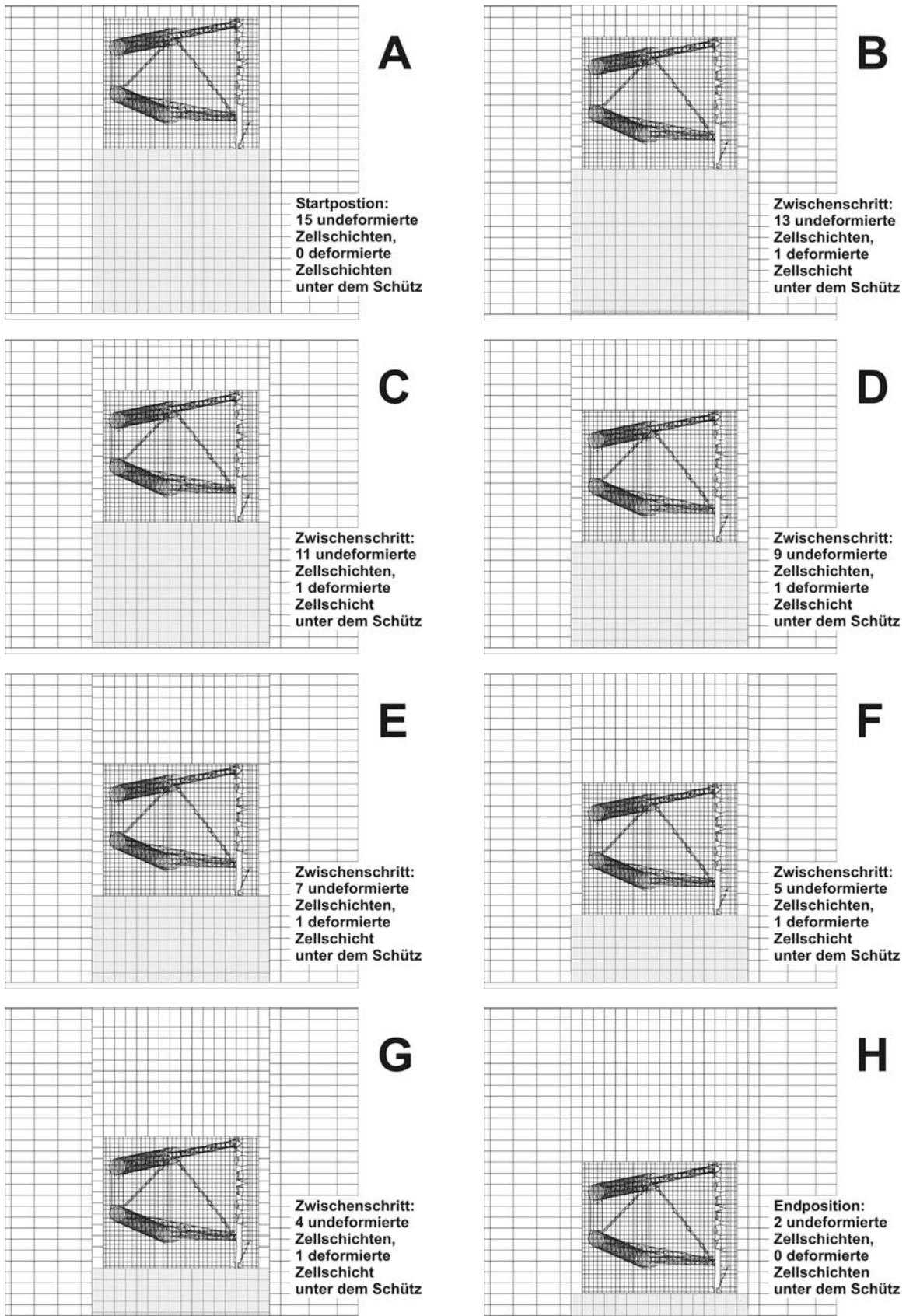


Abb. 5-4: Senken des Schützes in der numerischen Simulation: Bild A: Startposition; Bild B bis G: Zwischenschritte; Bild H: Endposition 10 cm über der Sohle

Zwischen den unbeweglichen Bereichen und dem beweglichen Teil des Gitters sind so genannte Anschluss-Randbedingungen angeordnet. Mit Hilfe der ASI-Methode (Arbitrary-Sliding-Interface) sind hiermit zwei Bereiche verknüpft, die über einen unterschiedlichen Netzaufbau verfügen. Diese Randbedingungen übergeben während der Simulation die in den verschiedenen Teilen des Gitters berechneten Werte in den jeweils anderen Teil. Ohne diese Randbedingung würden die jeweiligen Bereiche nicht miteinander verbunden und ein Durchströmen wäre nicht möglich.

Die Nummerierung der Randbedingungen und der Knoten im beweglichen Netz darf nicht verändert werden, da ansonsten die in den Unterprogrammen zur Steuerung des beweglichen Netzes angegebenen Knoten (Abb. B.2-2 im Anhang) nicht den richtigen Zellen zugeordnet wären. Dies hätte nicht zulässige Verformungen des Rechnernetzes und somit einen Abbruch der Simulation zur Folge.

Am oberen Modellrand wurde eine Strömungsgeschwindigkeit an der Sohle angegeben, welche aus dem jeweiligen Zufluss des Versuches resultierte. Der untere Rand wird durch eine Überfallklappe und daran anschließend einen Auslass auf der Sohle des Modells gebildet. Am Einlass beträgt die Turbulenzintensität 25% mit einer Länge von 0,10 m. Die Wandrauigkeit ist mit $E = 9,0$ angesetzt (glatte Wand).

Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird im gesamten Modellgebiet die aus dem jeweiligen Durchfluss und dem jeweiligen Wasserstand des aktuellen Versuches resultierende Strömungsgeschwindigkeit initialisiert, um die Rechenzeit bis zu einem stabilen Strömungszustand und damit bis zu einem in den physikalischen Modellversuchen vorherrschenden Zustand zu verkürzen. Die zeitliche Diskretisierung ist auf 0,025 s (40 Hz) gesetzt worden.

5.5 Eigene Erweiterungen des CFD-Programms

Das CFD-Programm bietet dem Nutzer nur in beschränktem Maße Einfluss auf die Strömungsberechnung und die Datenausgabe zu nehmen. Für die Steuerung des beweglichen Gitters wurden Unterprogramme (Subroutines) für den jeweiligen Anwendungsfall erstellt, die während der Simulation die Netzbewegung erzeugen (Abb. 5-5).

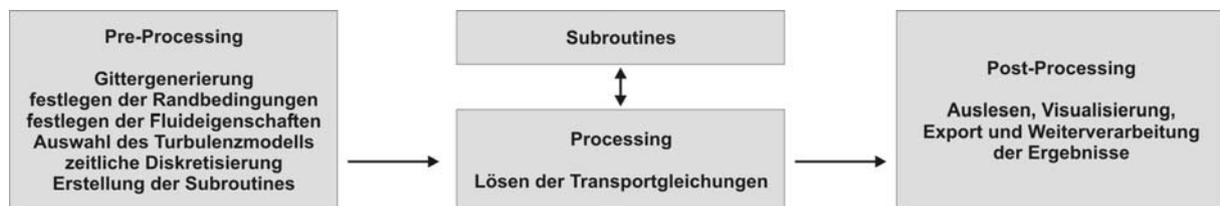


Abb. 5-5: Position der Subroutines im Ablauf einer numerischen Simulation vom Pre-Processing bis zum Post-Processing

Generell können alle Randbedingungen über die Benutzeroberfläche mit „*tables*“ gesteuert werden. Sind z.B. über die Zeit veränderliche Randbedingungen notwendig, ist die Steuerung über eine Subroutine variabler (Abb. B.3-1).

5.6 Numerische Simulationen der Strömungen im Bereich des Schützes

Im Gegensatz zur Auswertung der physikalischen Messergebnisse (Kapitel 4), wo nur messpunktgebundene Daten zur Verfügung stehen, liefert die CFD-Simulation Ergebnisse im gesamten Modellgebiet. Hierdurch werden flächige Ergebnisdarstellungen möglich, die eine detaillierte Beurteilung des Strömungsgeschehens zulassen.

Die Strömungen unter dem teilgeschlossenen Schütz sind in Abb. 5-6 und Abb. 5-7 dargestellt.

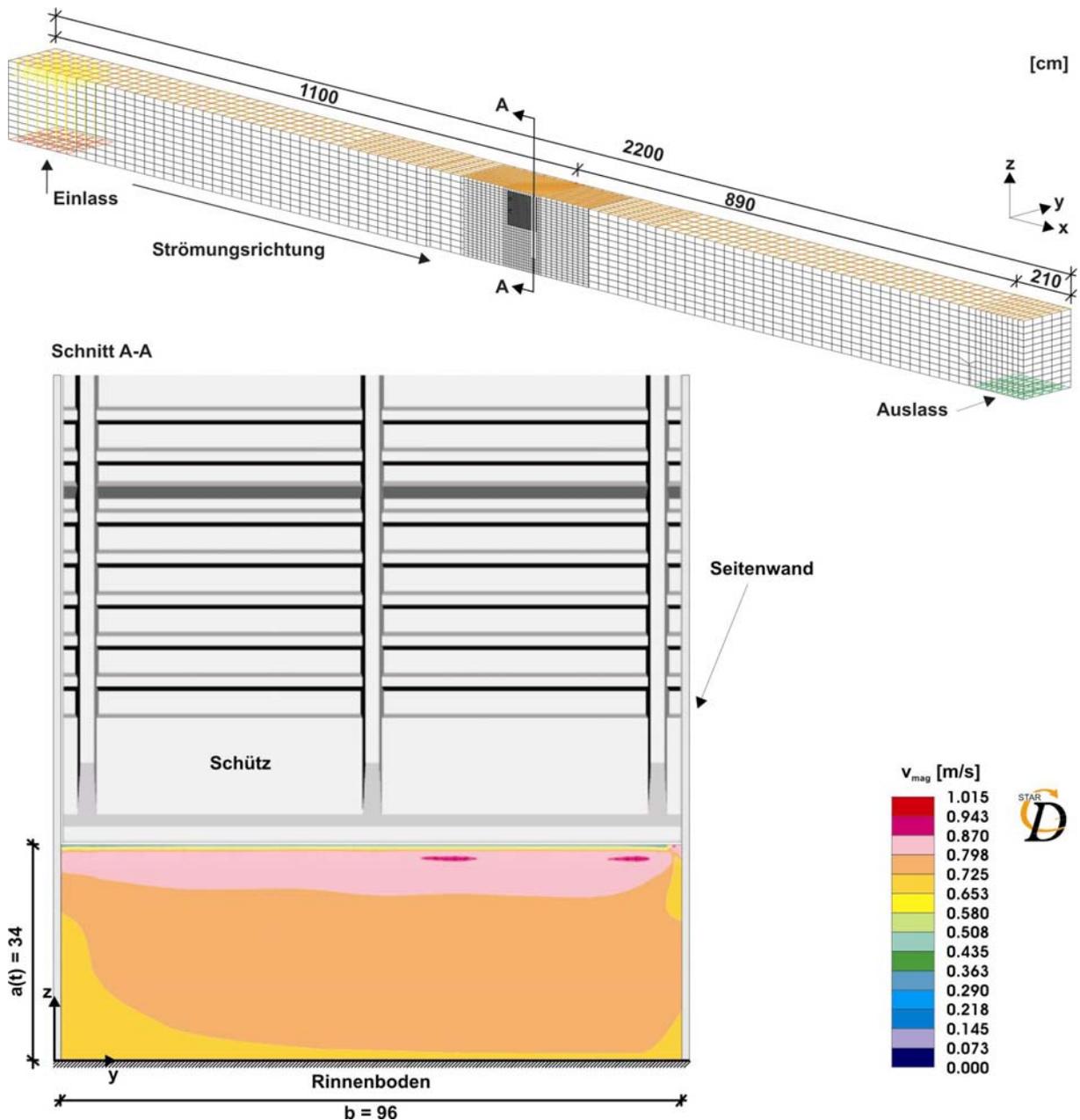


Abb. 5-6: Geschwindigkeitsverteilung unter dem teilgeschlossenen Schütz (Querschnitt, Blickrichtung nach oberstrom)

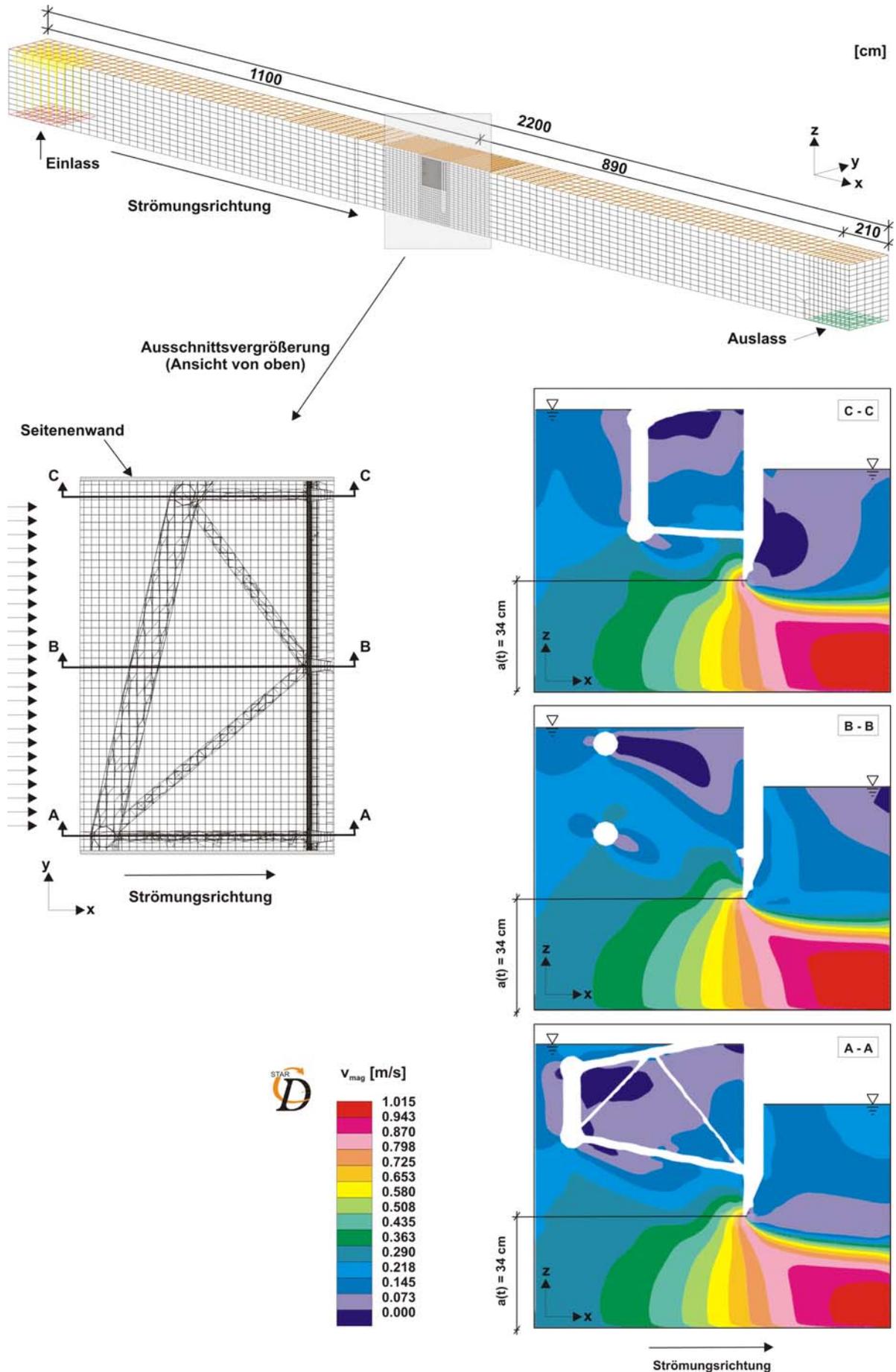


Abb. 5-7: Geschwindigkeitsverteilung im Schützbereich (Längsschnitte)

In Abb. 5-7 ist die Unterströmung des Schützes und die Durchströmung der Gitterkonstruktion dargestellt. Sehr deutlich sind die Beschleunigung der Strömung in Richtung des Öffnungsspalt, die Ablösung der Strömung an der Schützdichtung und der sich ausbildende Schussstrahl mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten zu erkennen.

Zur Darstellung der Deckwalze unterstrom des Schützes wurden an den Zeitpunkten $t = 0, 30, 60, 90, 100, 130, 160$ und 190 Sekunden die Strömungsvektoren im Wasser dargestellt (Abb. 5-9). Bei den Strömungsvektoren handelt es sich um normierte Vektoren, da eine großmögliche Darstellung aufgrund der Unterschiede zwischen den Strömungsgeschwindigkeiten unter dem Schütz und in der Deckwalze nicht möglich ist. Somit ist aus den Darstellungen der einzelnen Zeitpunkte die Lage und Ausrichtung der Deckwalze zu entnehmen.

Die abgebildeten Vektoren sind Teil eines „*presentation grids*“, bei dem nicht die Vektoren für jede Zelle dargestellt werden, sondern die Vektoren auf ein gleichmäßiges Raster interpoliert werden. Würden die Vektoren aller Zellen im Ausschnitt dargestellt, würde aufgrund der Anzahl der Vektoren eine Überschneidung der Vektoren und somit ein unklares Bild entstehen.

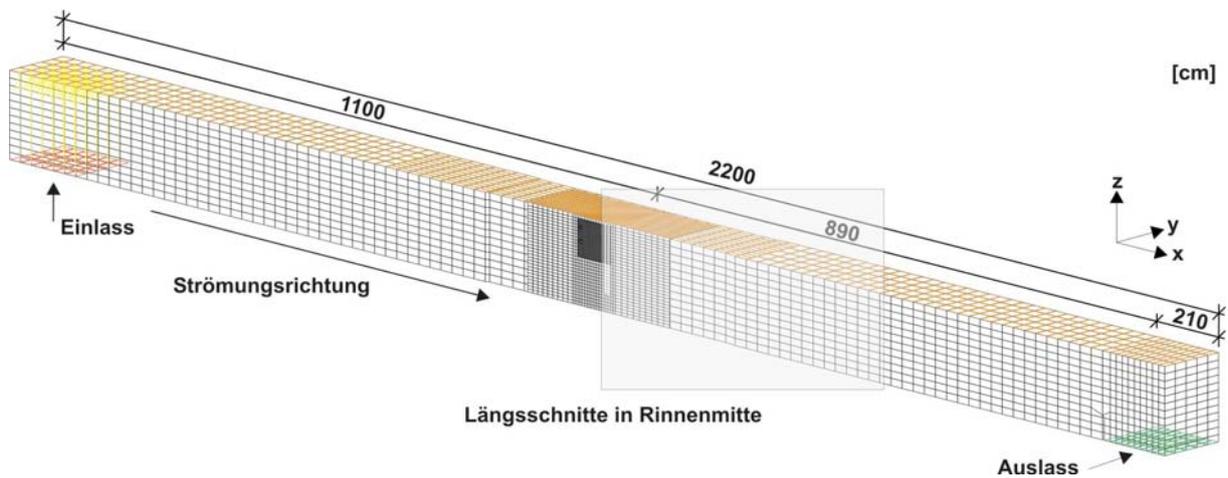


Abb. 5-8: Lage der Längsschnitte zur Darstellung der Deckwalze unterstrom des Schützes (Abb. 5-9 und Abb. 5-10)

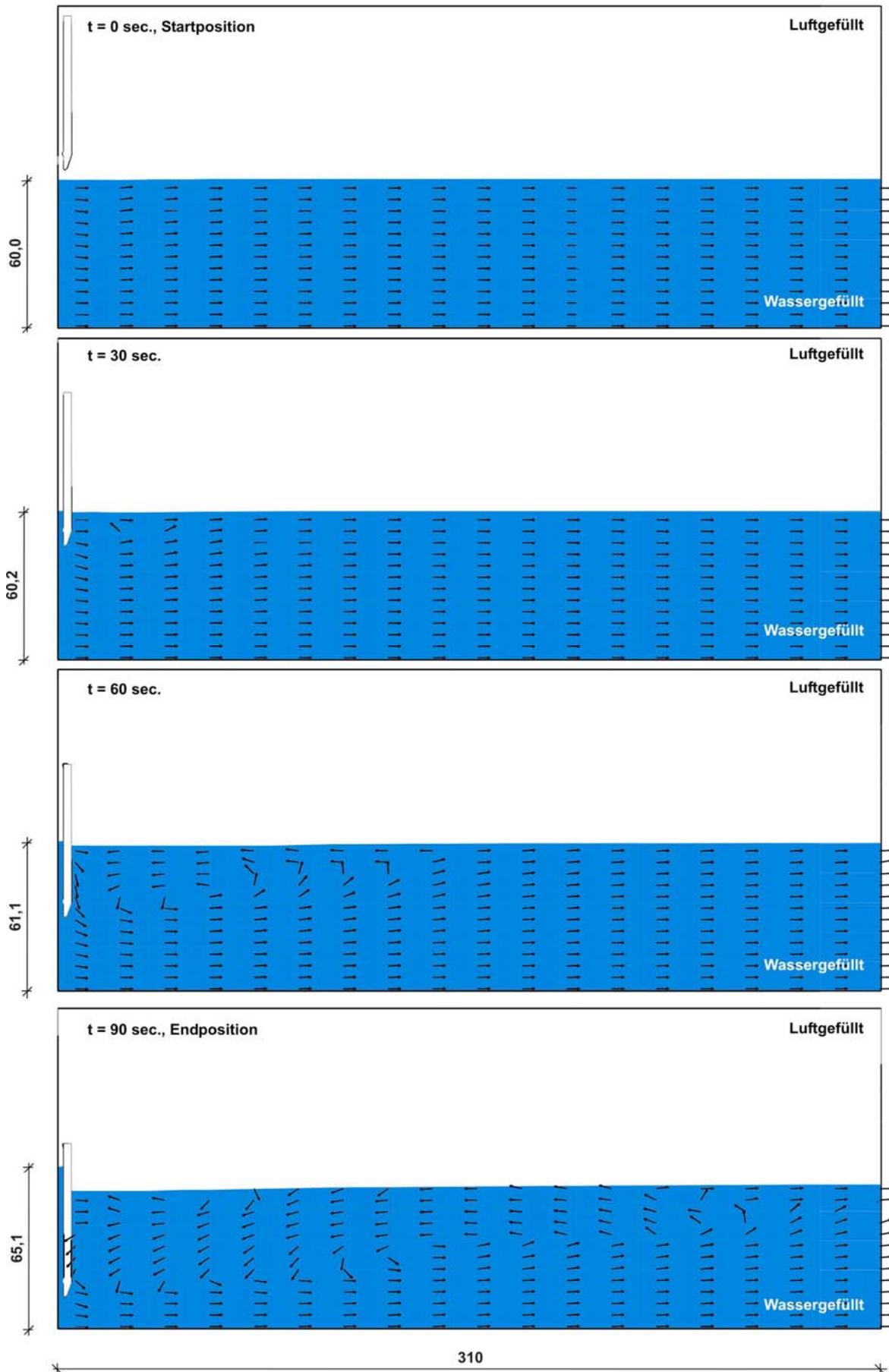


Abb. 5-9: Darstellung der Deckwalze unterstrom des Schützes (0 bis 90 s)
($Q_0=100$ l/s, $h_0 = 60$ cm, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s)

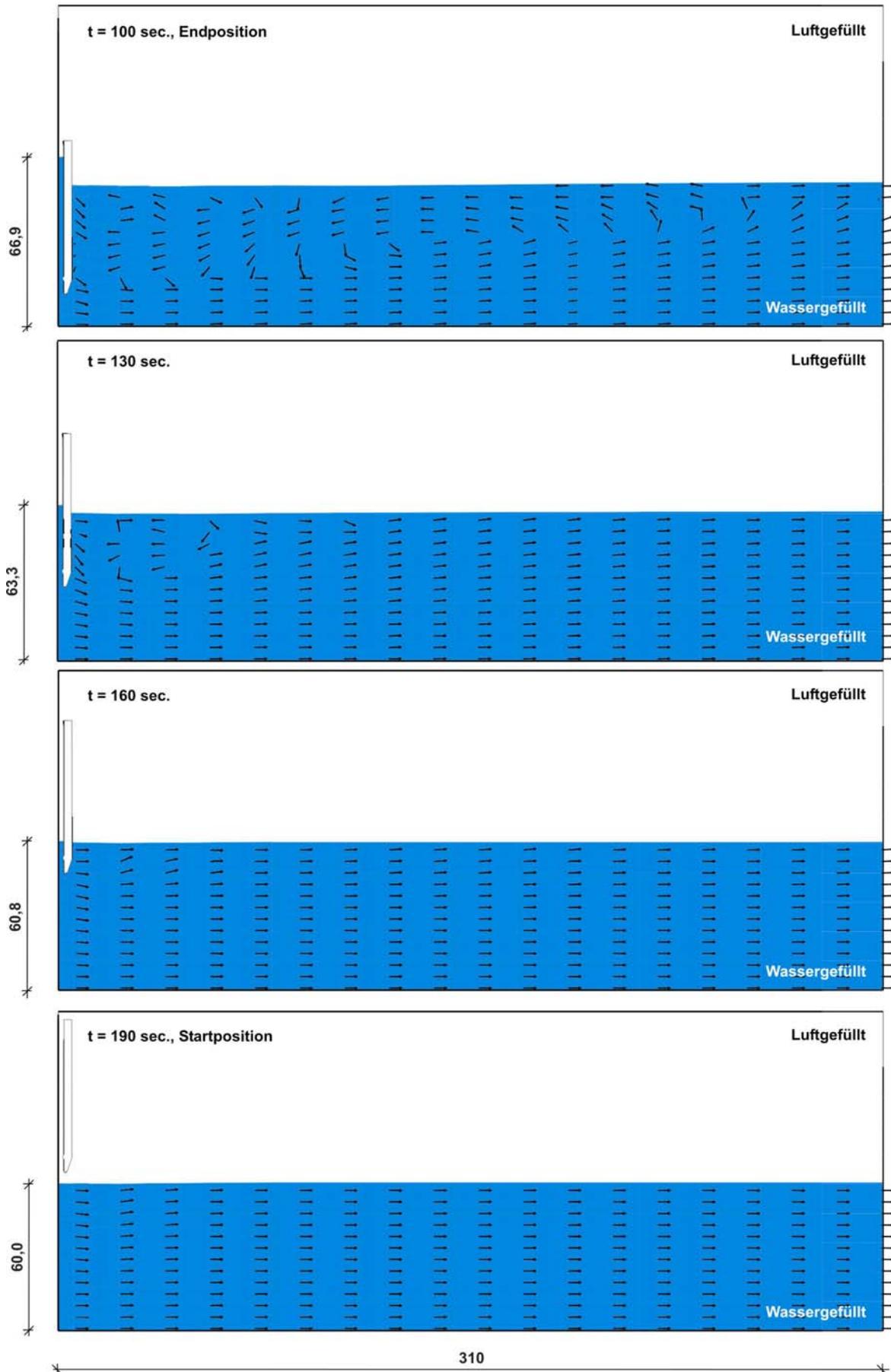


Abb. 5-10: Darstellung der Deckwalze unterstrom des Schützes (100 bis 190 s)
($Q_0=100 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)

6 Vergleich der Ergebnisse aus physikalischem Modell und numerischer Simulation

6.1 Allgemeines

Ein Vergleich des in physikalischen Modellversuchen gemessenen Durchflusses an einem sich bewegenden Schütz mit den Berechnungsansätzen für den Durchfluss nach HENRY [1950] und PETER [2005] zeigte, dass diese Ansätze nur begrenzt für die Berechnung des Durchflusses unter einem sich bewegenden Schütz geeignet sind. Um eine genauere Bestimmung des Durchflusses unter einem sich bewegenden Schütz zu ermöglichen, wurde mit einem kommerziellen CFD-Programm das in den physikalischen Modellversuchen (Kapitel 4) eingesetzte Schützmodell modelliert.

Die Übereinstimmung zwischen physikalischem und numerischem Modell wird zunächst anhand der an den Punkten P1 bis P8 (siehe Abb. 4-10) gemessenen und simulierten Strömungsgeschwindigkeiten für ausgewählte Versuche untersucht. Ebenfalls erfolgt eine Betrachtung der Abweichung der Simulationsergebnisse von einem der zwei gemessenen Strömungsprofilen unterstrom des Schützes und der Druckmessungen am Schütz.

Alle in den physikalischen Modellversuchen aufgezeichneten maximalen und minimalen instationären Wasserspiegelauslenkungen werden mit den Simulationsergebnissen verglichen.

Die Durchflüsse unter dem sich bewegenden Schütz werden anschließend den aus den physikalischen Modellversuchen ermittelten Durchflüssen gegenübergestellt.

Für eine bessere Vergleichbarkeit der Versuchsreihen untereinander wurde eine dimensionslose Darstellung in den Diagrammen gewählt. Hierfür wurden die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten mit der ungestörten Anströmgeschwindigkeit $v_0 = Q_0/(B \cdot h_0)$ normiert. Die Wasserspiegelauslenkungen wurden mit dem Ausgangswasserstand und der Durchfluss mit dem Zufluss normiert.

6.2 Strömungsgeschwindigkeiten oberstrom des Schützes

Die dimensionslose Darstellung der Strömungsgeschwindigkeiten am Messpunkt P7 zeigt zunächst eine konstante simulierte Strömungsgeschwindigkeit, die der mittleren gemessenen Strömungsgeschwindigkeit entspricht. Ab ca. 90 Sekunden zeigt sich der Einfluss des sich senkenden Schützes (Abb. 6-1).

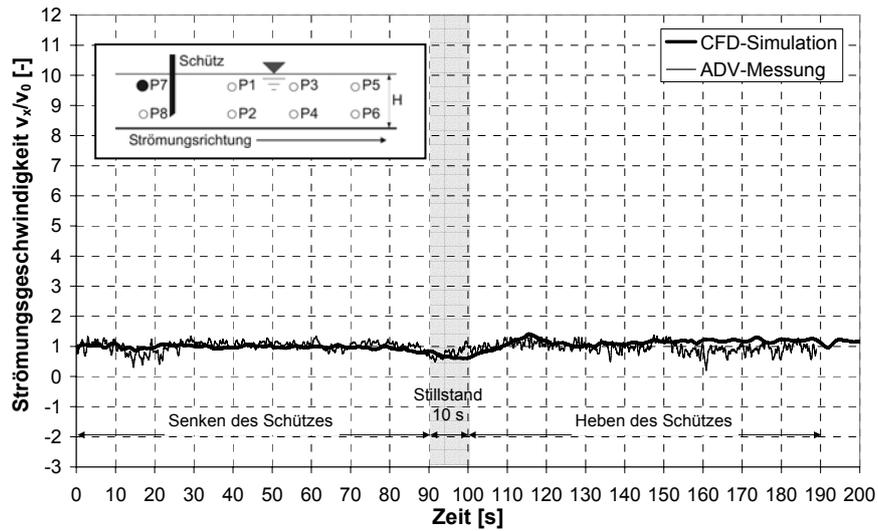


Abb. 6-1: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s)

Abb. 6-2 zeigt die Strömungsgeschwindigkeiten am selben Messpunkt, jedoch bei einem Zufluss von $Q_0 = 100$ l/s. Der Verlauf mit der zunächst abfallenden und dann über die Anfangsgeschwindigkeit ansteigenden Strömungsgeschwindigkeit ist der gleiche wie bei geringerem Zufluss.

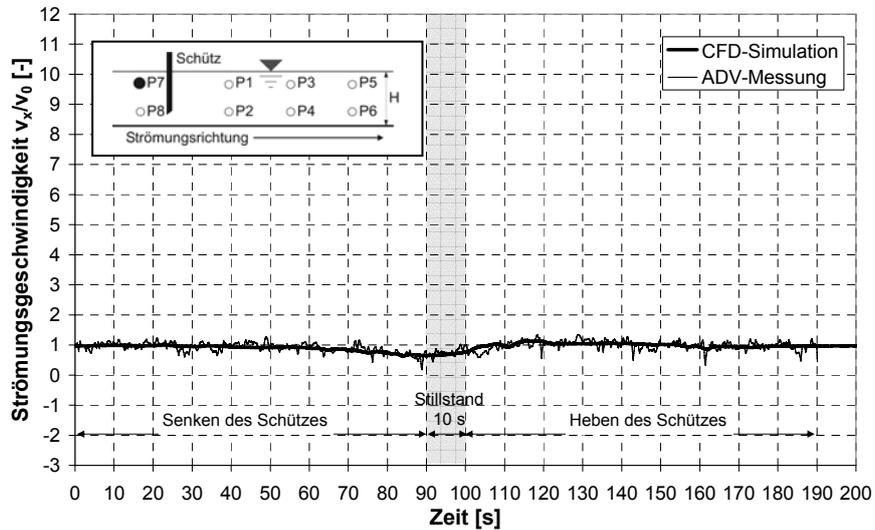


Abb. 6-2: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s)

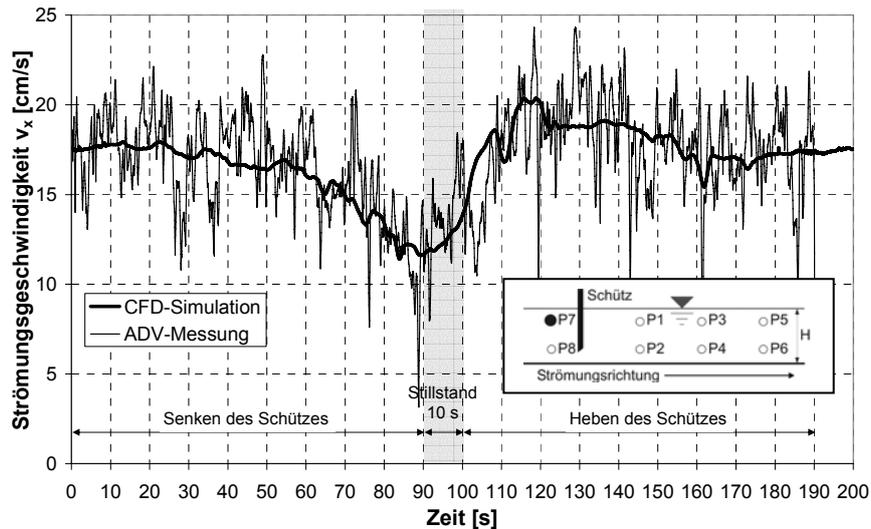


Abb. 6-3: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 0,60 \text{ m}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$), dimensionsbehaftet

Am Messpunkt P8 zeigt sich ebenfalls der Einfluss des sich bewegenden Schützes (Abb. 6-4). Ebenso wie am höher gelegenen Messpunkt P7 geht die Strömungsgeschwindigkeit zunächst zurück, bevor diese infolge des oberstrom ansteigenden Wasserspiegels und des dadurch steigenden Durchflusses wieder ansteigt. 5 cm über der Sohle wäre ein Ansteigen der Strömungsgeschwindigkeit infolge der Beschleunigung der Strömung unter dem Schütz zu erwarten gewesen. Der Messpunkt P8 liegt aber außerhalb dieser Zone, die somit nur eine sehr begrenzte räumliche Ausdehnung nach oberstrom hat.

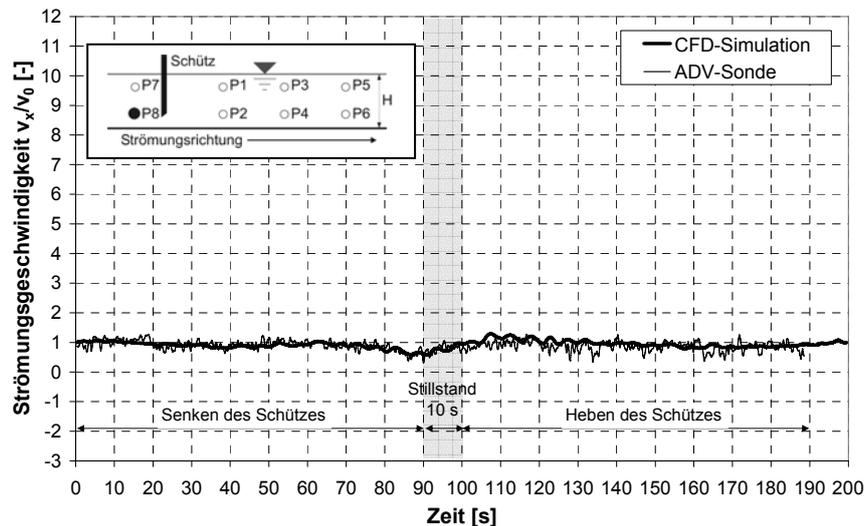


Abb. 6-4: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation 10 cm über der Sohle ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 0,40 \text{ m}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)

6.3 Strömungsgeschwindigkeiten unterstrom des Schützes

Der Geschwindigkeitsanstieg nahe der Wasseroberfläche kurz nach Beginn (bis ca. 20 s) des Senkens des Schützes wird von dem numerischen Modell aufgrund der räumlichen Dis-

ketisierung von $\Delta x = 5 \text{ cm}$ in diesem Bereich nicht wiedergegeben (Abb. 6-6). Der Wechsel der Strömungsrichtung nach oberstrom durch die sich ausbildende Deckwalze wird im Verlauf richtig berechnet. Die turbulenten Schwankungen in den Strömungsgeschwindigkeitsmessungen sind in den Simulationsergebnissen nicht zu finden.

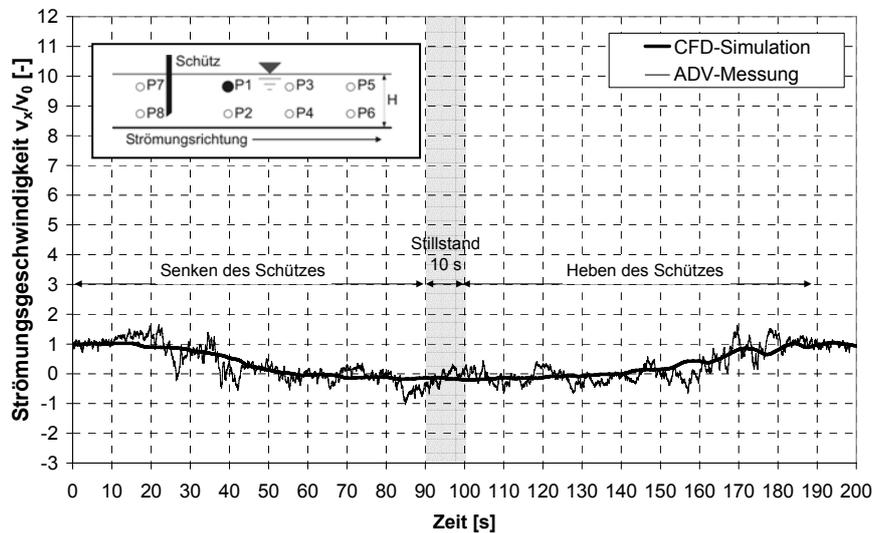


Abb. 6-5: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 0,60 \text{ m}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)

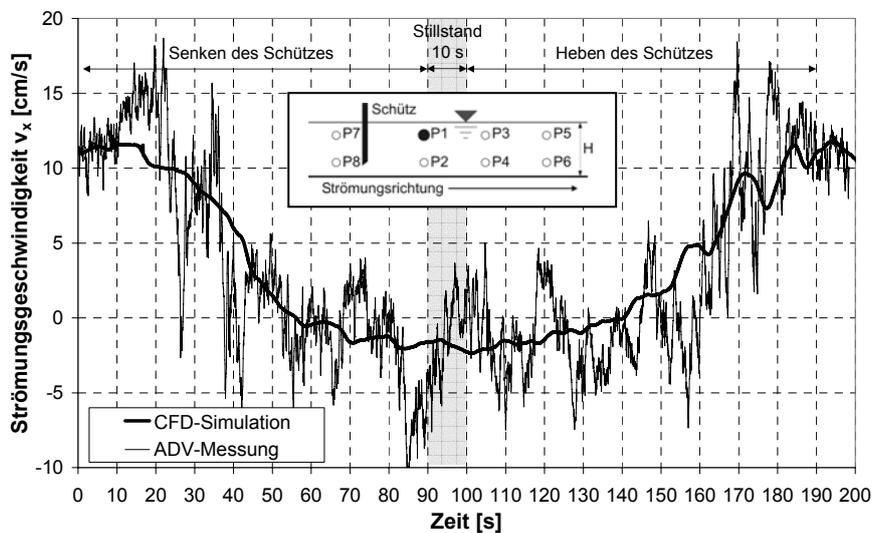


Abb. 6-6: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 0,60 \text{ m}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$), dimensionsbehaftet

Bei einer Steigerung des Zuflusses von $Q_0 = 50 \text{ l/s}$ auf $Q_0 = 100 \text{ l/s}$ zeigen sich vergleichbare Abweichungen (Abb. 6-7). Der Verlauf der berechneten Strömungsgeschwindigkeiten zeigt Schwankungen ähnlich denen der gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten auf, die bei geringerem Zufluss nicht zu erkennen sind.

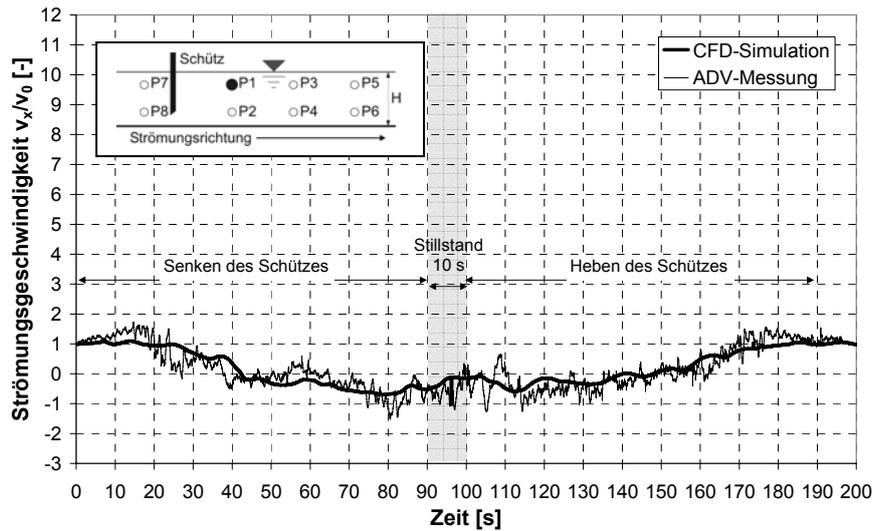


Abb. 6-7: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 100$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s)

Weiter unterstrom des Schützes zeigt sich am Messpunkt P3 ebenfalls eine Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und der mittleren gemessenen Strömungsgeschwindigkeit (Abb. 6-8).

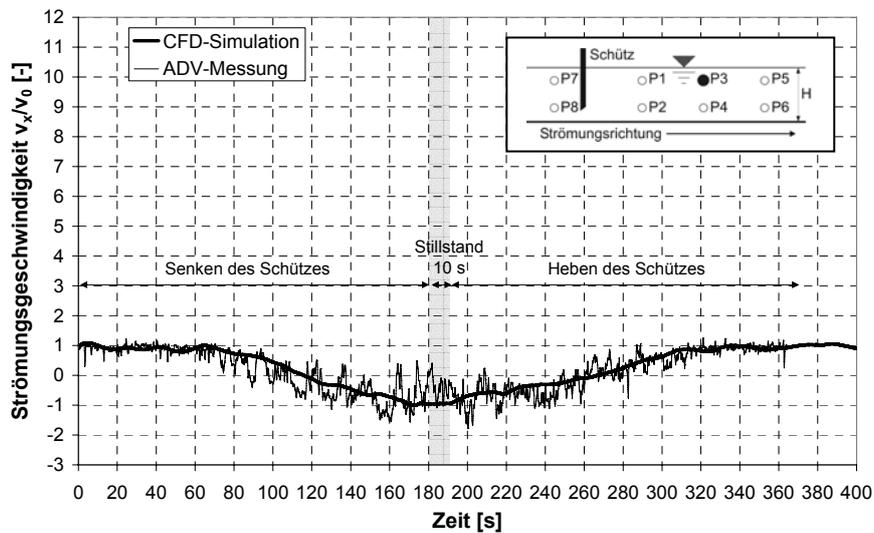


Abb. 6-8: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 35 cm über der Sohle ($Q_0 = 50$ l/s, $h_0 = 0,40$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s)

Am Messpunkt P2 zeigt sich ein vollkommen anderer Verlauf aufgrund der Messpunktlage im sich ausbildenden Schussstrahl (Abb. 6-9). Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Schussstrahl wird von der Simulation korrekt wiedergegeben. Aufgrund der stärker gerichteten Strömung im Schussstrahl ist die Übereinstimmung hier besser als an den Messpunkten näher zur Oberfläche.

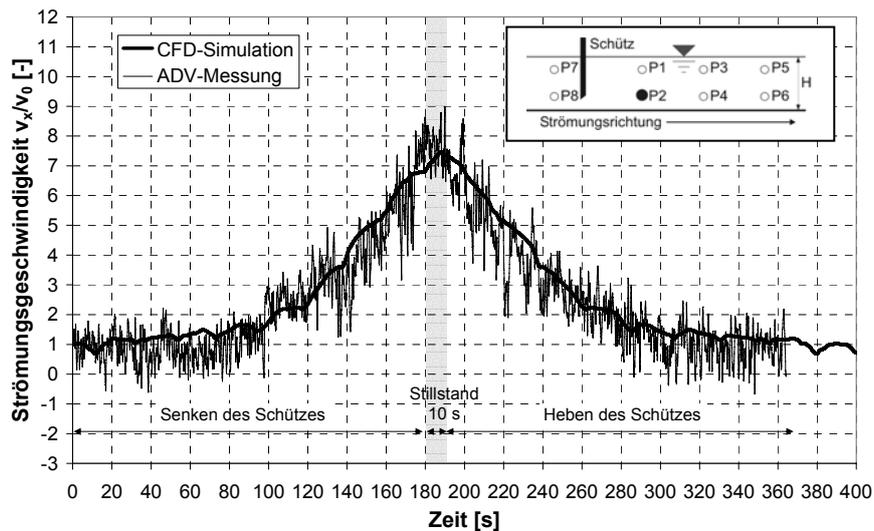


Abb. 6-9: Strömungsgeschwindigkeit v_x aus Messung und Simulation, 10 cm über der Sohle ($Q_0 = 25$ l/s, $h_0 = 0,60$ m, $v_{\text{Schütz}} = 0,24$ cm/s)

Für den Vergleich zwischen Messung und Simulation an einem Strömungsprofil wurden bei einem Wasserstand von $h_0 = 0,50$ m und einem Zufluss $Q_0 = 50$ l/s Messwerte an jeweils 9 Messpunkten im vertikalen Abstand von 5 cm zueinander aufgenommen (Abb. 6-10). Der erste Messpunkt lag hierbei 1 cm über der Sohle, der zweite 5 cm über der Sohle und der oberste Messpunkt 40 cm über der Sohle. Die Messprofile befanden sich im Abstand von 40 cm unterstrom des Schützes. Die x-Achse zeigt die Zeit der jeweiligen Messung an (0 bis 225 s). An der primären y-Achse ist für jeden Messpunkt eine separate Geschwindigkeitskala angegeben. Die sekundäre y-Achse definiert die Lage des jeweiligen Messpunktes über der Sohle. Zur Orientierung ist der Nulldurchgang für die Messwerte des jeweiligen Messpunktes angegeben.

Zum Zeitpunkt $t = 0$ Sekunden (Schütz vollständig geöffnet bzw. in Startposition) ist die Strömung unbeeinflusst, was sich durch eine konstante Geschwindigkeit von ca. 10 cm/s in allen Höhenlagen zeigt. Am untersten Messpunkt nahe der Sohle geht die Geschwindigkeit aufgrund der Reibungseinflüsse zurück. Zum Zeitpunkt $t = 220$ Sekunden ist das Schütz wieder in die Startposition gehoben und übt keinen Einfluss auf die Strömung aus. Die Strömungsgeschwindigkeiten entsprechen in Größe und Verlauf wieder den Anfangsgeschwindigkeiten.

Der zeitliche Verlauf der Strömungsgeschwindigkeiten an den einzelnen Messpunkten zeigt eine starke Abhängigkeit von der Lage über der Sohle. Je näher die Messpunkte an der Sohle liegen, desto stärker steigt die Strömungsgeschwindigkeit infolge des verringerten Durchflussquerschnittes bei gleich bleibendem Zufluss oberstrom (Messpunktlage 5 cm). Die Strömungsgeschwindigkeiten nahe der Wasserspiegeloberfläche fallen infolge des Senkens des Schützes zunächst auf Werte um 0 cm/s ab (Messpunktlage 35 cm) und die Strömungsgeschwindigkeiten in Sohlennähe steigen an.

Der Einfluss des eintauchenden Schützes macht sich zuerst am obersten Messpunkt bei 40 cm über der Sohle bemerkbar. Bei ca. 20 Sekunden schlägt die Strömung in den negativen Geschwindigkeitsbereich um. Diese negativen Strömungsgeschwindigkeiten treten in den Messpunkten von 25 bis 40 cm über der Sohle auf. Nach rund 15 Sekunden verläuft die Strömung wieder im positiven Bereich.

Bei den Messpunkten von 0 bis 20 cm über der Sohle ist dieser Umschwung nicht auszumachen. Nach 25 Sekunden beträgt die Geschwindigkeit 20 cm über der Sohle bereits rund 25 cm/s. An der Sohle steigt die Geschwindigkeit im weiteren Zeitverlauf auf rund 50 cm/s an. Vor allem während des 20 Sekunden langen Stillstands des Tores liegt die Geschwindigkeit relativ konstant in dieser Größenordnung. Nach 125 Sekunden ist die Öffnungsweite bereits wieder auf ca. 18 cm gestiegen und die Strömungsgeschwindigkeit sinkt aufgrund des sich vergrößernden Querschnitts. Ein ähnlicher Verlauf mit höheren Absolutwerten (bis 75 cm/s) stellt sich am Messpunkt 5 cm über der Sohle ein.

Für den Geschwindigkeitsverlauf bei 10 cm über der Sohle ist zwischen 65 und 140 Sekunden ein parabelförmiger Geschwindigkeitsabfall bis in den negativen Bereich zu beobachten. Dies ist mit der Lage des Messpunktes zwischen dem Schussstrahl unter dem Schütz und der sich ausbildenden Deckwalze zu erklären.

Der Verlauf der Kurven von 25 bis 40 cm über der Sohle lässt den Einfluss der Rückströmung erkennen. Zwischen 50 und 175 Sekunden entsteht hier eine Rückströmung mit Geschwindigkeiten von bis zu 25 cm/s.

Bei $t = 0$ und $t = 220$ stimmen die Kurven der numerischen Ergebnisse sehr gut mit den Messergebnissen überein, was die korrekt eingestellte Randbedingung Q_0 (Zufluss) im numerischen Modell bestätigt. Im weiteren Zeitverlauf folgen die Simulationsergebnisse den Messwerten. Es gibt in Abhängigkeit von der Messpunktlage Unterschiede.

Bei den Messpunktlagen 10 bis 20 cm über der Sohle liegen die Simulationswerte nicht den Messwerten entsprechend im negativen Bereich. Die Geschwindigkeit verlangsamt sich zwar, der Umschlag in den negativen Bereich, d.h. die Richtungsänderung der Strömung, findet nicht statt. In den Messpunktlagen von 30 bis 40 cm über der Sohle stimmen auch die Absolutwerte der Strömungsgeschwindigkeiten überein.

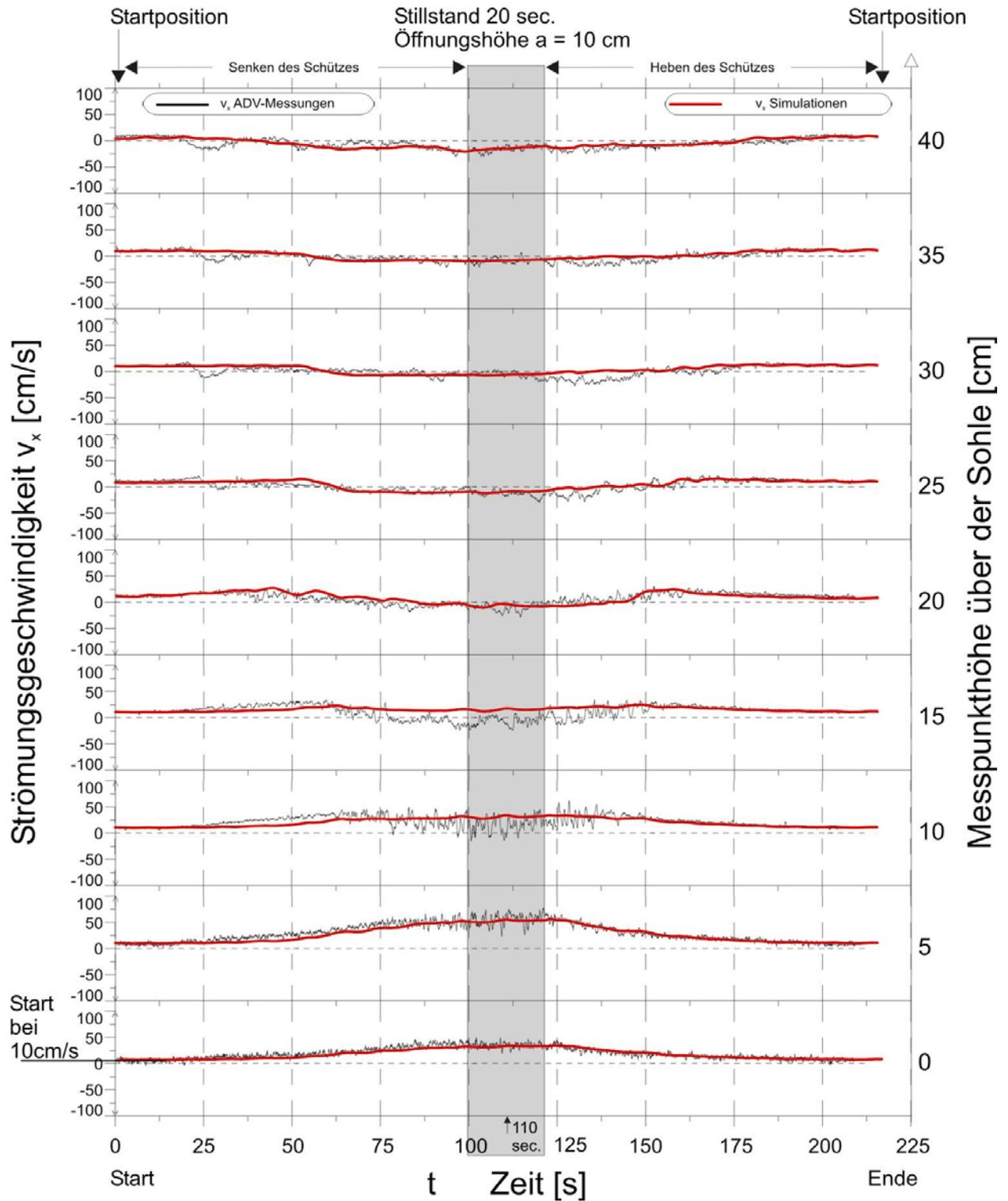


Abb. 6-10: Vergleich der berechneten und gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten 40 cm unterstrom des Schützes ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 0,50 \text{ m}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,43 \text{ cm/s}$)

6.4 Vergleich der Druckmessungen

Ein Vergleich der Druckmessungen mit den Ergebnissen der numerischen Simulationen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 6-11). Das gleichzeitige Ansteigen der Druckhöhe p/p_0 bestätigt zunächst die übereinstimmende Bewegung des Schützes und die richtige Positionsangabe der Druckmessung in Modellversuch und Simulation.

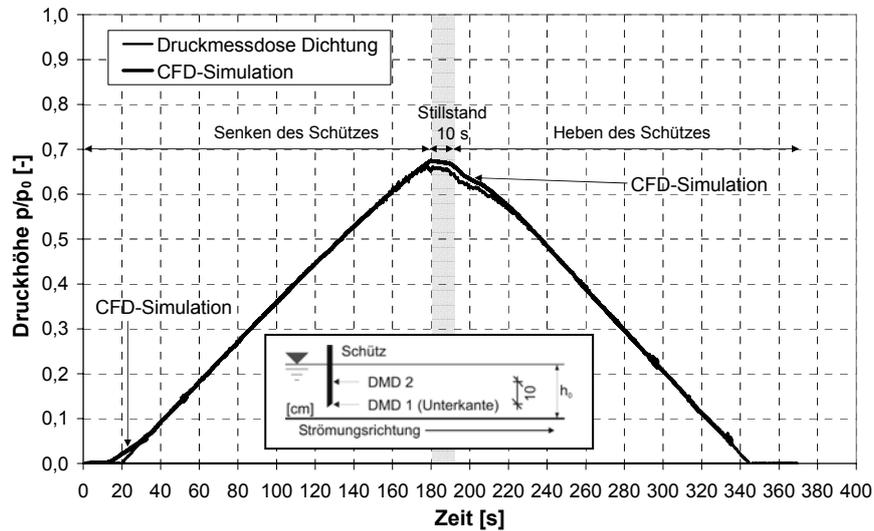


Abb. 6-11: Vergleich des Druckverlaufs an der Schützdichtung im physikalischen Modell und der numerischen Simulation ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

Die generelle Übereinstimmung wird auch durch den Verlauf des Druckes während der konstanten Öffnungsweite von 10 cm zwischen 180 und 190 Sekunden bestätigt. Hier fällt der Druck langsam infolge eines sich immer stärker ausbildenden Schussstrahls und eines somit absinkenden Wasserspiegels an der unterstromigen Seite des Schützes ab. Die Abweichung bei der maximalen Druckhöhe liegt zwischen 1 bis 2 %.

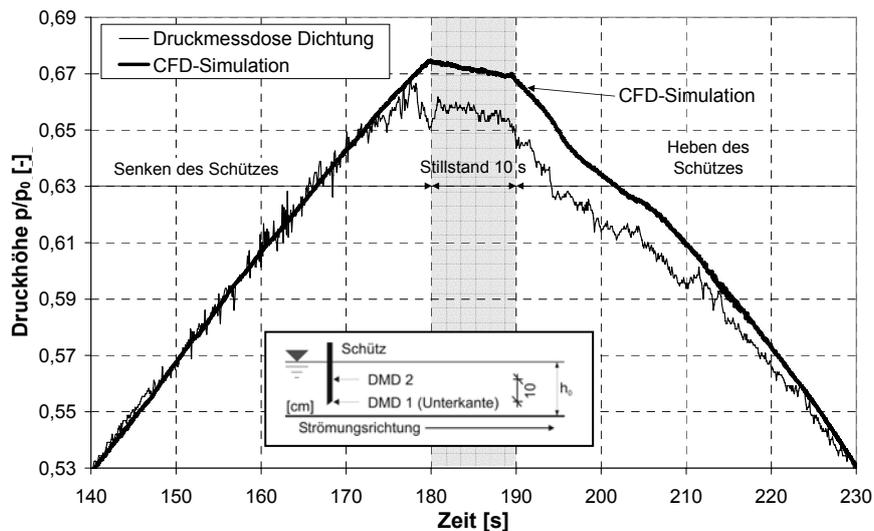


Abb. 6-12: Vergleich des Druckverlaufs an der Schützdichtung im physikalischen Modell und der numerischen Simulation ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

6.5 Vergleich der Wasserspiegellagen

Der Verlauf der Wasserspiegellagen ober- und unterstrom zeigt den Einfluss des sich bewegendes Schützes (Abb. 6-13). Infolge des kleiner werdenden Öffnungsspalt und des dadurch abnehmenden Durchflusses ist ein Ansteigen des Wasserspiegels oberstrom zu verzeichnen. Einhergehend damit ist die Abnahme der Wasserspiegellage unterstrom. Während sich das Schütz langsam wieder hebt, sinkt infolge des zunehmenden Durchflusses der Wasserstand oberstrom und unterstrom bildet sich eine Schwallwelle aus. Nachdem das Tor die Ausgangsposition erreicht hat, sinken die Wasserstände ober- und unterstrom auf das Ausgangsniveau ab.

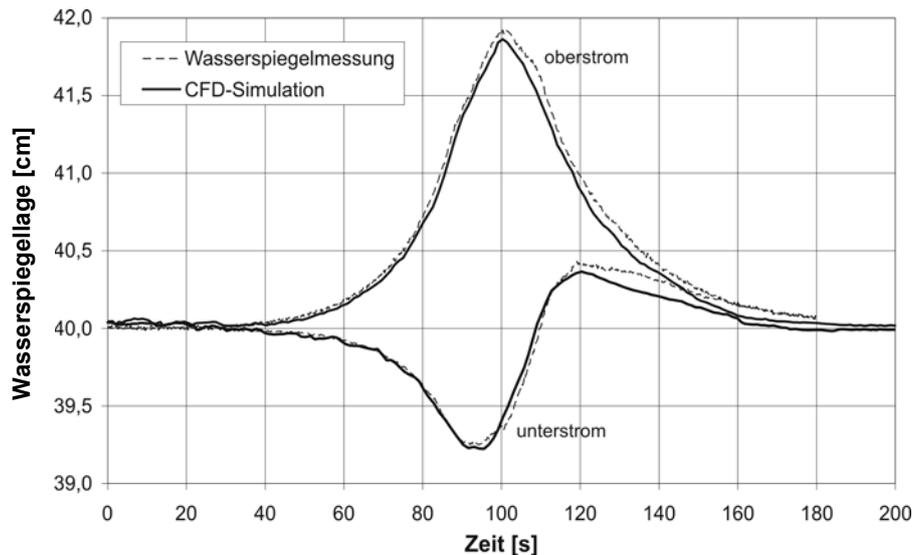


Abb. 6-13: Entwicklung der instationären Wasserspiegellage ober- und unterstrom des Schützes ($Q_0 = 50 \text{ l/s}$, $h_0 = 0,40 \text{ m}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)

Eine Umrechnung der Wasserspiegellagen auf die dimensionslose Größe h/h_0 (Abb. 6-14 bis Abb. 6-19) zeigt beim Vergleich der simulierten und gemessenen Wasserspiegellagen Abweichungen. Bezogen auf die Ausgangswassertiefe liegen diese Abweichungen bei unter einem 1% (bis max. 4 mm zum Zeitpunkt des höchsten Einstaus oberstrom des Schützes). Die Abweichungen zwischen Messergebnissen und Simulationsergebnissen zeigen keinerlei Systematik, wie z.B. größere Abweichungen bei geringerer Schützgeschwindigkeit oder bei steigendem Zufluss.

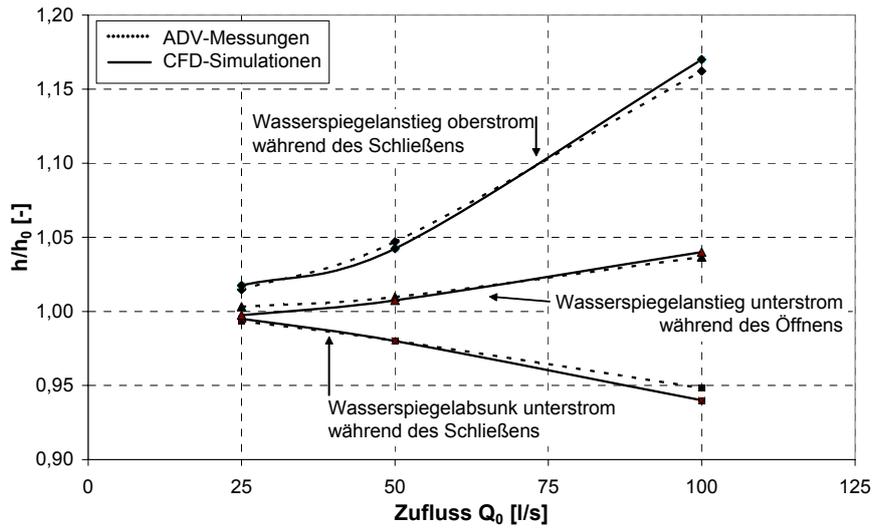


Abb. 6-14: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 40$ cm, Schützgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s

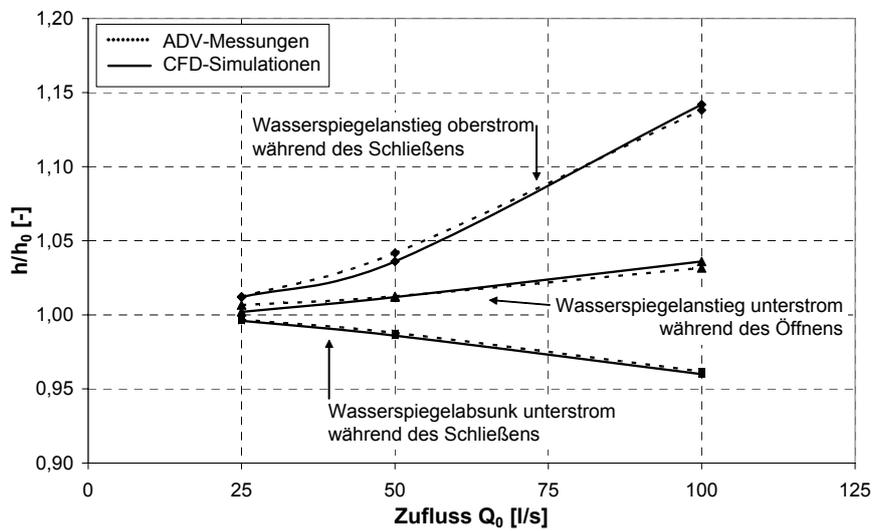


Abb. 6-15: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 50$ cm, Schützgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s

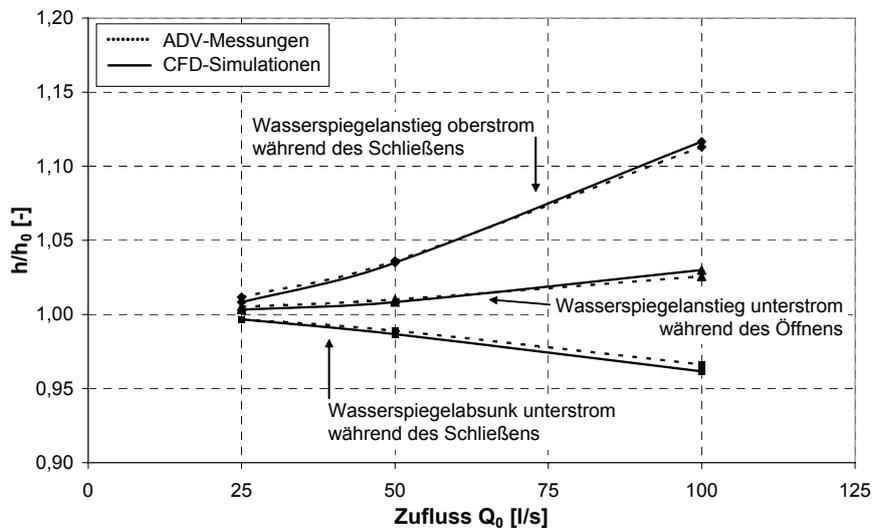


Abb. 6-16: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm, Schützgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s

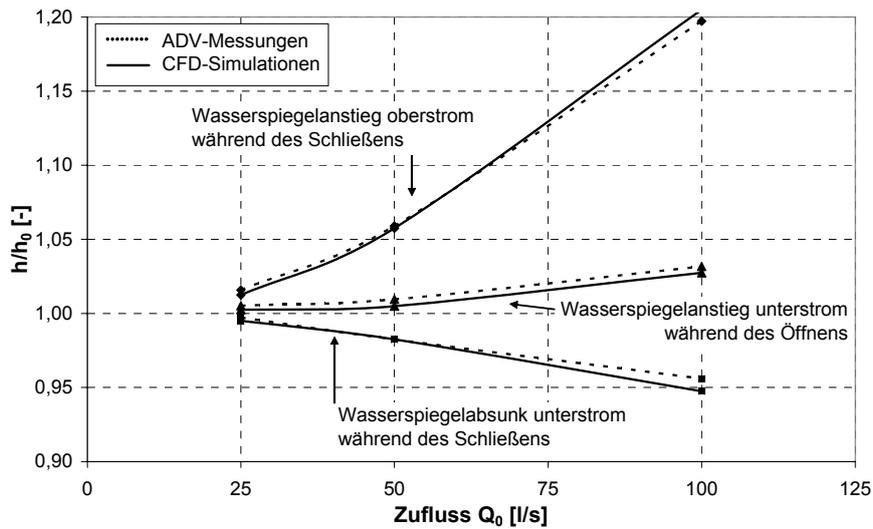


Abb. 6-17: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm, Schützgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s

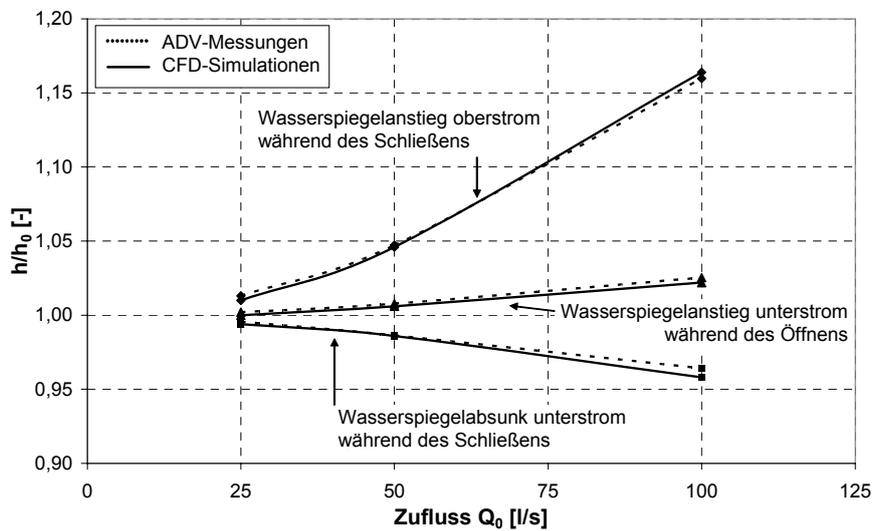


Abb. 6-18: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm, Schützgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s

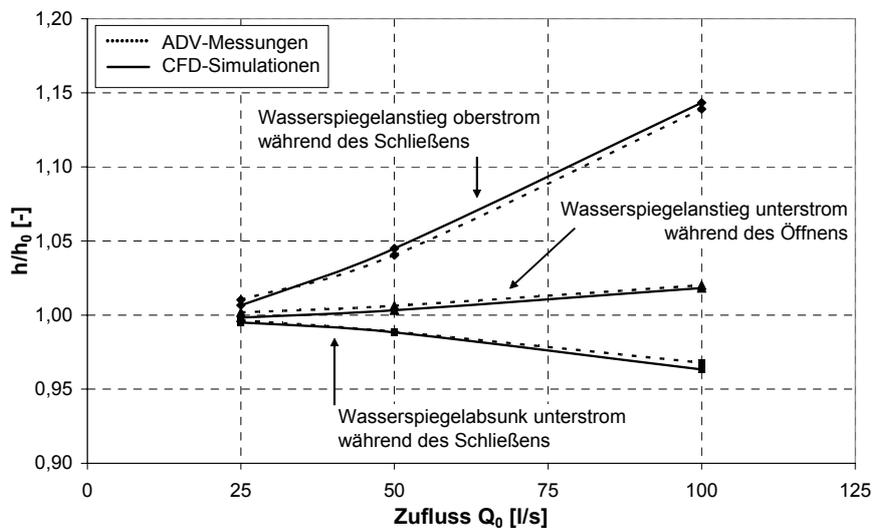


Abb. 6-19: Abhängigkeit der maximalen Wasserspiegelauslenkung h/h_0 von Q_0 bei $h_0 = 60$ cm, Schützgeschwindigkeit $v_{\text{Schütz}} = 0,48$ cm/s

6.6 Vergleich des Durchflusses

Der Durchfluss Q_{num} wurde in der numerischen Simulation direkt unter der Schützunterkante bestimmt und mit dem über die Wasserspiegellagen ermittelten Durchfluss Q_t im physikalischen Modell verglichen.

Ein Vergleich mit dem Durchfluss Q_0/Q_t für verschiedene Randbedingungen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung (Abb. 6-20 bis Abb. 6-22). Lediglich der Zeitpunkt des maximalen Q_0/Q_t wird mit jeweils 2 bis 3 Sekunden Verzögerung berechnet. Das Absinken von Q_0/Q_t wird ebenfalls im Verlauf richtig wiedergegeben.

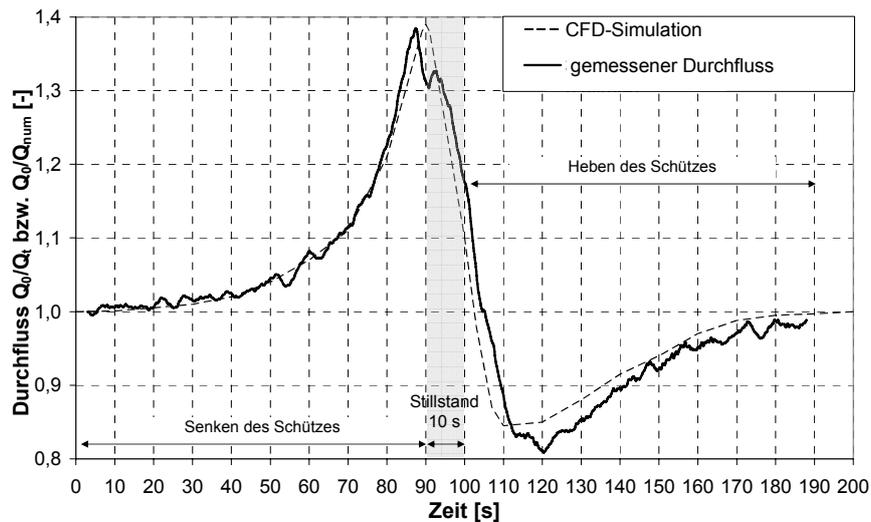


Abb. 6-20: Vergleich des Durchflusses unter dem Schütz im physikalischen Modell und in der numerischen Simulation ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 60 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,48 \text{ cm/s}$)

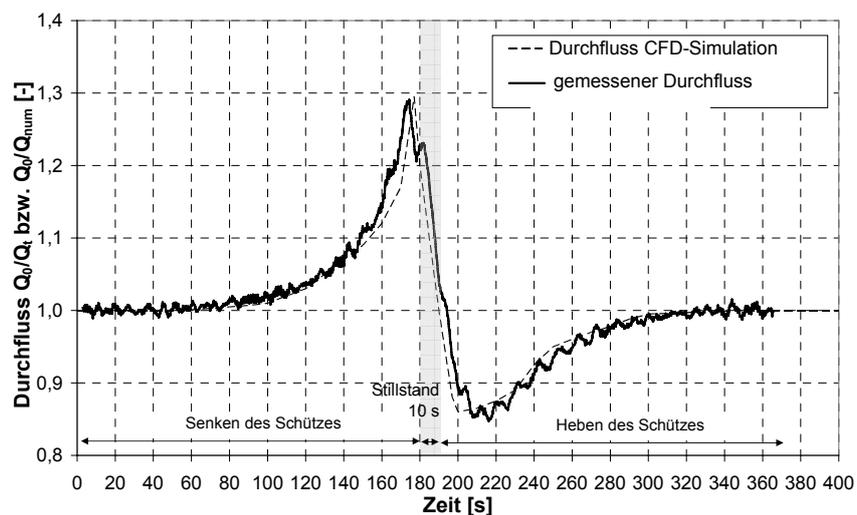


Abb. 6-21: Vergleich des Durchflusses unter dem Schütz im physikalischen Modell und in der numerischen Simulation ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 40 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

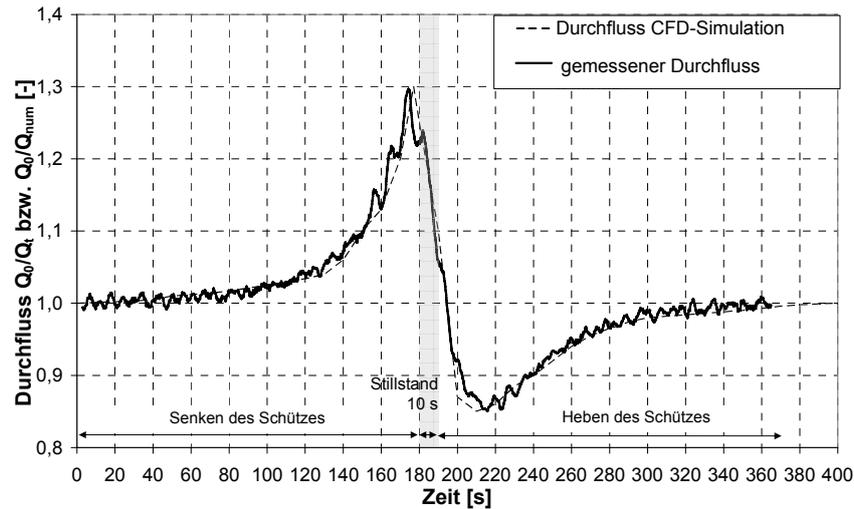


Abb. 6-22: Vergleich des Durchflusses unter dem Schütz im physikalischen Modell und in der numerischen Simulation ($Q_0 = 100 \text{ l/s}$, $h_0 = 50 \text{ cm}$, $v_{\text{Schütz}} = 0,24 \text{ cm/s}$)

6.7 Bewertung der Vergleiche zwischen Messung und Simulation

Die in Kapitel 6 dargestellten Vergleiche zeigen die Vorteile, aber auch einen Nachteil des Ansatzes zur Berechnung des Durchflusses unter einem sich bewegenden Schütz.

Die Auswertung der Strömungsgeschwindigkeiten zeigt, dass die turbulenten Schwankungen der Strömung nicht in der Simulation wiedergegeben werden. Die Simulationsergebnisse geben den Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeit über die gesamte Versuchszeit richtig wieder. Eine Bestimmung von einzelnen Geschwindigkeitsspitzen infolge von Wirbelstrukturen kann das numerische Modell nicht wiedergeben. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass die Messergebnisse nur Momentaufnahmen von turbulenten Strömungen sind, die aufgrund der Turbulenz nur im Mittel reproduzierbar sind und somit eine exakte Simulation mit den Geschwindigkeitsspitzen nicht möglich ist.

Werden die ebenfalls instationären, aber wesentlich niederfrequenteren Auslenkungen der Wasserspiegeloberfläche infolge des sich bewegenden Schützes verglichen, so zeigen sich deutlich bessere Übereinstimmungen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Turbulenz keinen maßgeblichen Einfluss auf die Wasserspiegellage hat.

Der instationäre Durchfluss unter dem sich bewegenden Schütz wird von der CFD-Simulation ebenfalls wiedergegeben. Hierbei ist eine Verzögerung in der Berechnung des Durchflusses um 2 bis 3 Sekunden zu verzeichnen.

Generell zeigen diese Vergleiche die Genauigkeit bei der Berechnung von Durchflüssen an unterströmten Schützen im Vergleich zu herkömmlichen Berechnungsansätzen. Die Übereinstimmung belegt die Möglichkeit der Berechnung sich bewegender Geometrien. Für wechselnde Geometrien und Randbedingungen muss diese Anwendbarkeit an weiteren Anwendungsfällen gezeigt werden.

7 Erprobung des numerischen Ansatzes am Füllsystem einer Schleuse

7.1 Allgemeines

Für die weitere Erprobung des numerischen Ansatzes zur Simulation von beweglichen Strukturen wurde das Füllsystem der Schleusenanlage „MARMET LOCKS“ am Fluss KANAWHA im Osten der USA ausgewählt. Aufgrund einer Erweiterung der bestehenden Schleusenanlage von zwei auf drei Schleusenkammern, sollten die Zulaufkanäle zum Befüllen der neuen Schleusenkammer auf Kavitationsgefährdung untersucht werden. Um hierfür erforderliche Druckmessungen vornehmen zu können, wurde am COASTAL HYDRAULICS LABORATORY der WATERWAYS EXPERIMENT STATION des U.S. ARMY CORPS OF ENGINEERS ein physikalisches Modell der Schleusenanlage aufgebaut.

Hier lagen Druckmessungen, anhand derer die Druckbestimmung im numerischen Modell beurteilt werden konnte, und andere geometrische Randbedingungen vor. Im Gegensatz zu den Untersuchungen am unterströmten rückgestauten Schütz war hier eine unebene Sohle im Zulauf zum Schütz vorhanden. Außerdem war die Anströmung zum Schütz infolge von Krümmungen im Zulauf gestört.

Die bei den Versuchen im Jahr 2002 aufgezeichneten Druckmessungen wurden vom COASTAL HYDRAULICS LABORATORY während eines Forschungsaufenthaltes am COASTAL HYDRAULICS LABORATORY im Januar und Februar 2005 zur Verfügung gestellt.

7.2 Entstehung von Kavitation

Kavitation (cavitas = Hohlraum) kann an Pumpenrädern oder Propellern und ebenso durch steile Strömungsgradienten infolge von Querschnittsverengungen in Rohren und Kanälen auftreten.

Nach BERNOULLI fällt mit steigender Strömungsgeschwindigkeit der Druck in einer Flüssigkeit. Falls der instationäre, absolute Druck p_{abs} an einem beliebigen Punkt im Strömungsgebiet unter den Dampfdruck p_D fällt, entstehen Gasblasen, die bei Druckschwankungen kollabieren. Findet diese Kollabierung an der Oberfläche fester Körper statt, führen kurzzeitig hohe Beschleunigungen und Drücke punktförmig zu kleinen Kraterbildungen, die dann als Kavitationsschaden bezeichnet werden.

Der Dampfdruck hängt von der Fluidtemperatur ab. Der theoretisch mögliche negative Druck, an dem Kavitation auftritt beträgt

$$\min p = -(p_{\text{amb}} - p_D). \quad \text{Gl. 7-1}$$

Bei einer Wassertemperatur von 20°C somit

$$\min p = -(1013,25 - 23,4) \text{ hPa} = -989,85 \text{ hPa} = -98,985 \text{ kPa} . \quad \text{Gl. 7-2}$$

7.3 Aufbau des physikalischen Modells der Schleusenanlage

Das Modell der Schleusenanlage wurde im Maßstab 1:25 aufgebaut, wobei die Schleusenvorhöfen bis 183,90 m stromaufwärts und bis 91,40 m stromabwärts der Schleuse berücksichtigt wurden.

Am Oberhaupt der Schleuse sind insgesamt 8 Einlässe eingebaut, die zu je einem Zulaufkanal rechts und links der Schleuse zusammenlaufen. In jedem Zulaufkanal ist ein Hubschütz als Absperrorgan eingebaut, das zum Befüllen der Schleuse angehoben werden muss. 100 cm unterstrom des Schützes im linken Zulaufkanal wurden im physikalischen Modell die Drücke an der Oberseite des Zulaufkanals während der Schleusenfüllung mit einer Druckmessdose (Druckmessdose 1) gemessen. Gleichzeitig wurde an der Schleusenkammersohle der hydrostatische Druck infolge des steigenden Schleusenkammerspiegels mit einer weiteren Druckmessdose (Druckmessdose 2) gemessen (Abb. 7-1).

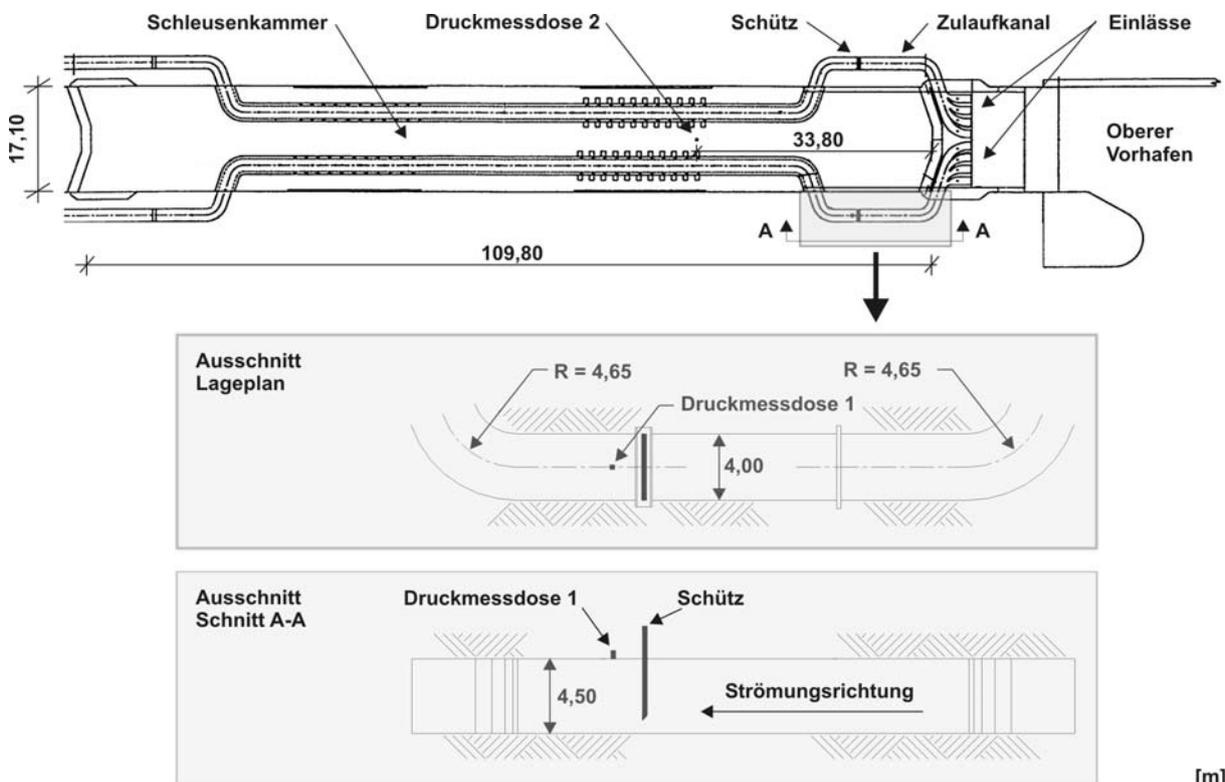


Abb. 7-1: Abmessungen der untersuchten Schleusenanlage „MARMET LOCKS“ [COASTAL AND HYDRAULICS LABORATORY, 2002]

In den oberen Vorhafen wurde kontinuierlich Wasser eingeleitet und das Überschusswasser konnte über Überfallwehre abfließen. So wurde während der Versuche ein konstanter Wasserstand im Vorhafen gewährleistet. Alle Versuche wurden mit einem Wasserstandsunterschied von 7,315 m zwischen Vorhafen und Schleusenkammer begonnen (Tabelle 7-1).

Versuchsnummer	Δh [m] (Vorhafen – Schleusenkammer)	$v_{\text{Schütz}}$ [cm/s] (Schützgeschwindigkeit während des Öffnens)	t [s] (Zeitdauer bis zum vollständigen Öffnen)
1	7,315	0,94	480
2	7,315	1,88	240
3	7,315	3,75	120

Tabelle 7-1: Versuchsprogramm für die Schleusenanlage „MARMET LOCKS“

7.4 Auswertung der physikalischen Modellversuche

Die Druckkurve der Druckmessdose 2 an der Schleusenkammersohle (Abb. 7-2) zeigt für den Versuch 1 mit einer Zeitdauer von 480 s bis zum vollständigen Öffnen des Schützes einen zunächst flachen, dann steileren und danach wieder abflachenden Verlauf. Zu Beginn steigt der Wasserspiegel in der Schleusenkammer infolge des geringen Durchflusses unter dem teilgeöffneten Schütz langsam an. Danach führt eine größere Öffnungsweite mit einem gleichzeitig noch vorhandenen starken Druckgefälle zwischen Ober- und Unterwasser zu einem schnelleren Ansteigen des Wasserspiegels. Die sich immer mehr angleichenden Wasserspiegellagen im Vorhafen und in der Schleusenkammer führen trotz des ganz geöffneten Schützes zu einem Abflachen der Füllkurve.

Der Verlauf der Druckkurve der Druckmessdose an der Oberseite des Zulaufkanals unterstrom des Schützes (Abb. 7-2) weicht hiervon ab. Zunächst ist in den ersten 10 Sekunden nach Beginn des Öffnungsvorganges ein Ansteigen des Druckes infolge des Druckausgleiches von ober- und unterstrom zu erkennen. Dieser Druck wird dann von dem sich ausbildenden Schussstrahl unter dem Schütz und dem dadurch fallenden örtlichen Druck ins Negative umgekehrt. Erst nachdem sich das Schütz zu mehr als einem Drittel geöffnet hat ($t > 180$ s), sind wieder stetig ansteigende Drücke im positiven Bereich zu verzeichnen.

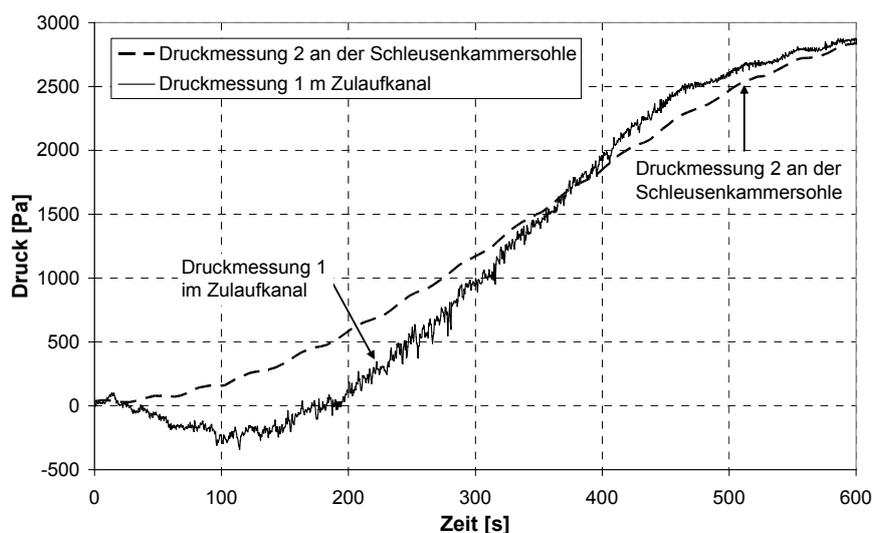


Abb. 7-2: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Versuch 1: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 480 s)

Die in Abb. 7-3 dargestellten Messungen des Versuchs 2 mit einer Zeitdauer von 240 s bis zum vollständigen Öffnen des Schützes zeigen einen ähnlichen zeitlich verkürzten Druckverlauf, sowohl im Zulaufkanal als auch an der Schleusenkammersohle.

Die in Abb. 7-4 dargestellten Messungen während des Versuchs 3 mit einer Zeitdauer von 120 s bis zum vollständigen Öffnen des Schützes zeigen einen ebenso zeitlich verkürzten Verlauf. Nach dem vollständigen Öffnen des Schützes ($t = 120$ s) zeigt sich ein kurzzeitiger Rückgang des Druckes an der Umlaufdecke. Die periodischen Schwankungen im Druckverlauf, sowohl in dem Zulaufkanal als auch an der Schleusenkammersohle, sind auf Wasserschwankungen infolge des Füllschwells zurückzuführen. Diese setzen sich über die Füllöffnungen und den Zulaufkanal bis zu der Druckmessdose 1 am Schütz fort.

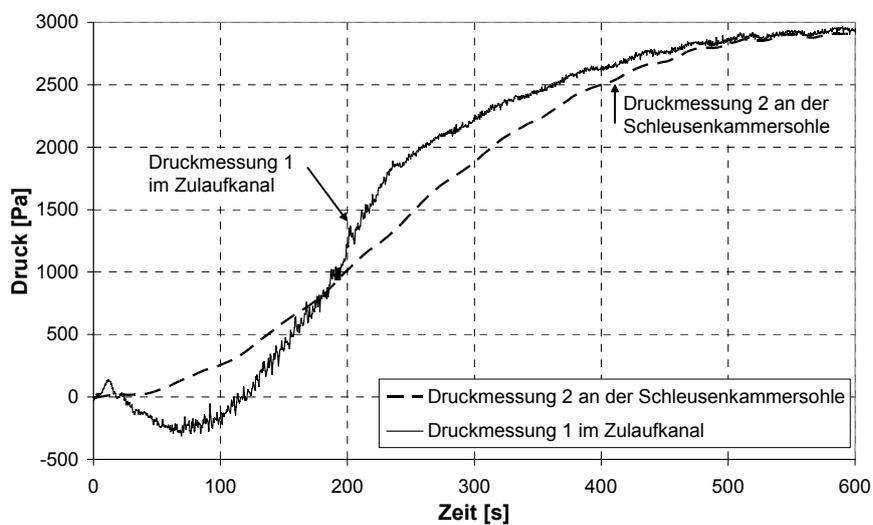


Abb. 7-3: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Versuch 2: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 240 s)

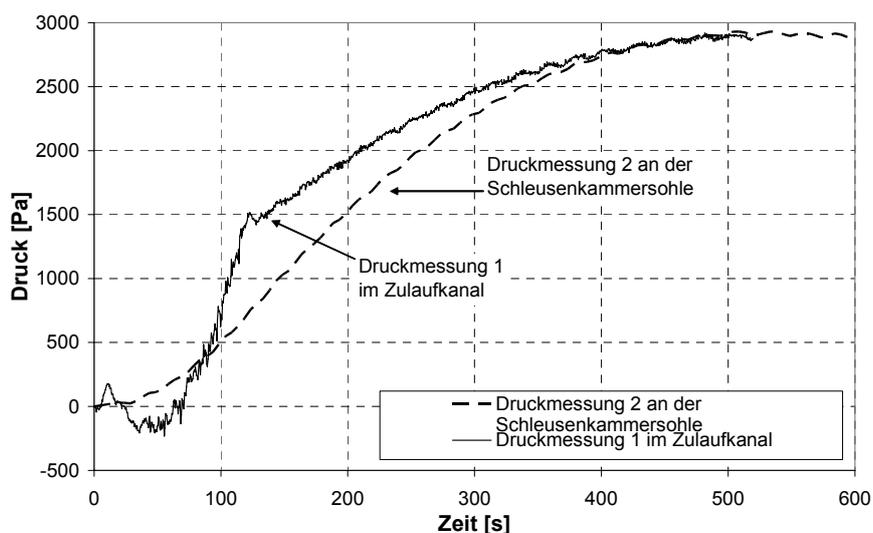


Abb. 7-4: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Versuch 3: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 120 s)

7.5 Aufbau des numerischen Ausschnittsmodells der Schleusenanlage

Anhand der vom COASTAL HYDRAULICS LABORATORY zur Verfügung gestellten CAD-Pläne der Schleusenanlage wurde für einen der beiden Zulaufkanäle ein numerisches Ausschnittsmodell erstellt (siehe Abb. 7-5). Das numerische Modell beinhaltete einen Ausschnitt der Schleusenanlage von den vier Einlaufkanälen am Oberhaupt der Schleuse bis unterstrom hinter der Umlenkung des Zulaufes zur Schleusenkammer. Insgesamt bestand es aus insgesamt 49.854 Zellen mit einer räumlichen Diskretisierung Δx , Δy und Δz von 1 bis 2 cm (Abb. 7-5).

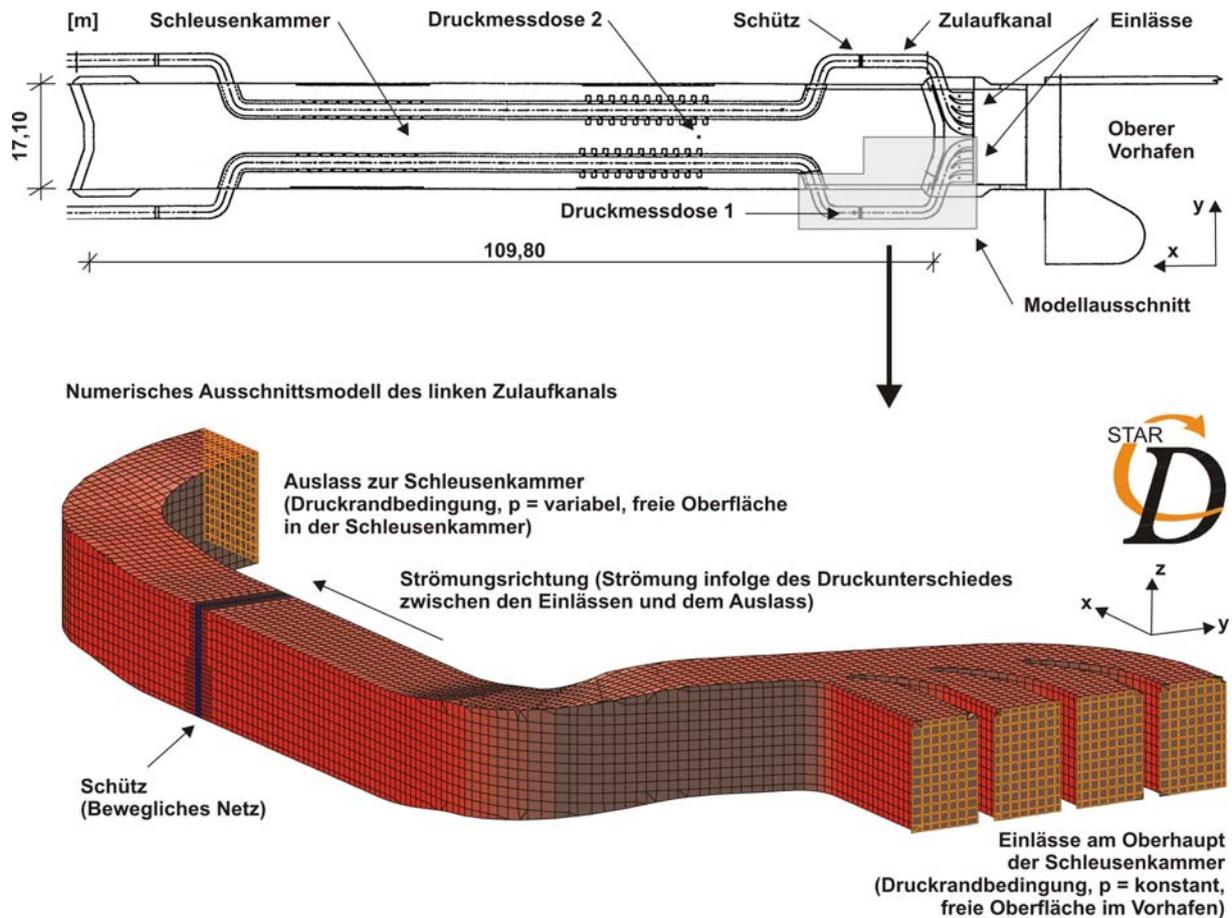


Abb. 7-5: Numerisches Ausschnittsmodell einer der Zulaufkanäle von oberstrom der Schleusenanlage „MARMET LOCKS“

Die Randbedingungen sind oberstrom und unterstrom jeweils vorgegebene Drücke, wodurch sich aufgrund des Druckunterschiedes der Durchfluss entsprechend den Bedingungen im physikalischen Modell frei einstellen kann. An den Einlässen ist entsprechend dem Wasserstandsunterschied zwischen Vorhafen und Schleusen-kammer ein Druck von 2700 Pa angesetzt. Der Druck am Auslass wird während der Simulation entsprechend den in den physikalischen Versuchen aufgezeichneten Druckverläufen an der Schleusen-kammersohle angeho-ben. Der zeitliche Verlauf dieser Randbedingung ist für den Fall einer Schützöffnung inner-halb von 2 min in Abb. 7-6 dargestellt.

Das bewegliche Schütz im Zulaufkanal wurde mit Hilfe eines beweglichen Netzes berücksichtigt.

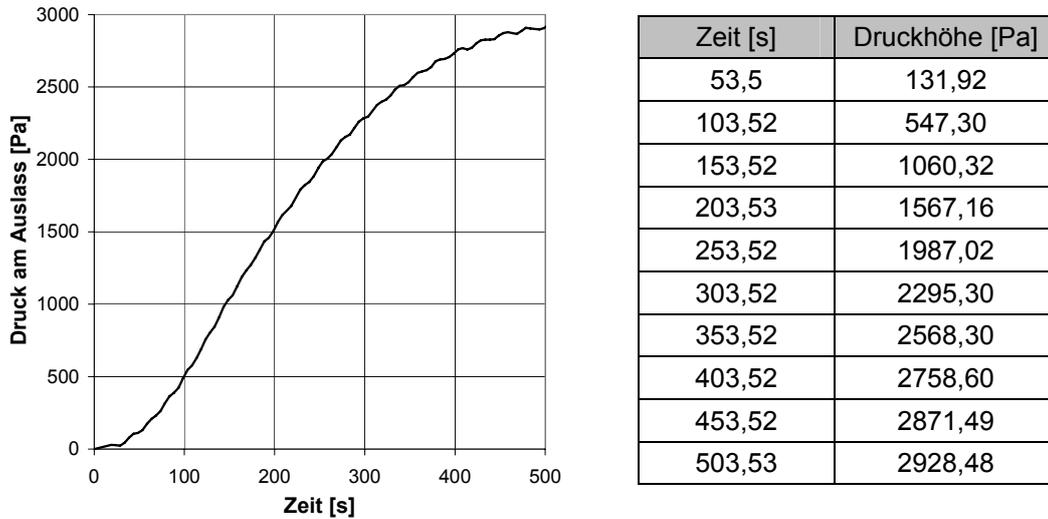


Abb. 7-6: Zeitlicher Verlauf des gemessenen Druckes an der Schleusenkammersohle = Druckrandbedingung am Auslass des numerischen Ausschnittmodells (Versuch 3: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 120 s)

7.6 Auswertung der numerischen Simulationen

Bei dem Vergleich der Ergebnisse aus Messung und Simulation zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Druckentwicklung hinter dem sich öffnenden Schütz. Deutlich ist zu Beginn der Öffnung der Druckschlag infolge des Druckabbaus von oberstrom nach unterstrom zu sehen (Abb. 7-7). Nachdem dieser Effekt abflacht, geht der Druck infolge des sich unter dem Schütz bildenden Schussstrahls bis in den negativen Bereich zurück. Mit steigender Öffnungshöhe nimmt die Strömungsgeschwindigkeit im Schussstrahl ab und der Druck erhöht sich wieder.

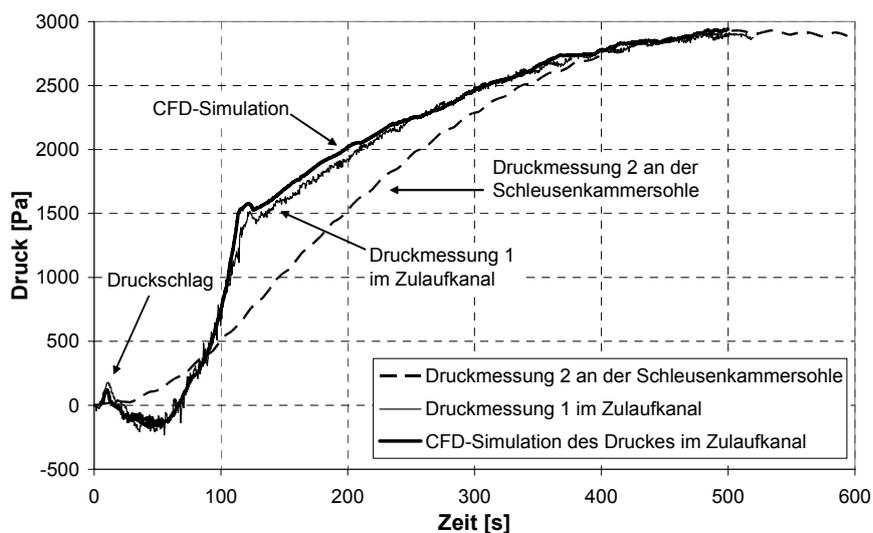


Abb. 7-7: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Modellversuch) und CFD-Simulation des Druckverlaufes im Zulaufkanal (Versuch 3: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 120 s)

Diese Effekte lassen sich ebenfalls in den Simulationsergebnissen mit einer Zeitdauer bis zum vollständigen Öffnen des Schützes von 240 s und 480 s erkennen (Abb. 7-8, Abb. 7-9). Es zeigt sich ein deutlich längerer Zeitraum mit negativem Druck hinter dem Schütz, da der Durchfluss längere Zeit durch einen schmalen Spalt strömt. Hierdurch ist die Strömungsgeschwindigkeit im Schussstrahl höher, was zu einem stärkeren Druckabfall führt.

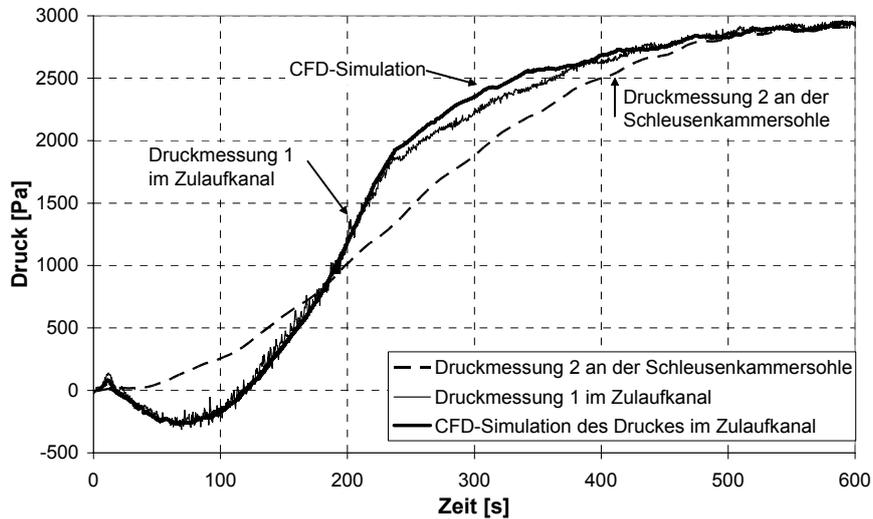


Abb. 7-8: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Modellversuch) und CFD-Simulation des Druckverlaufes im Zulaufkanal (Versuch 2: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 240 s)

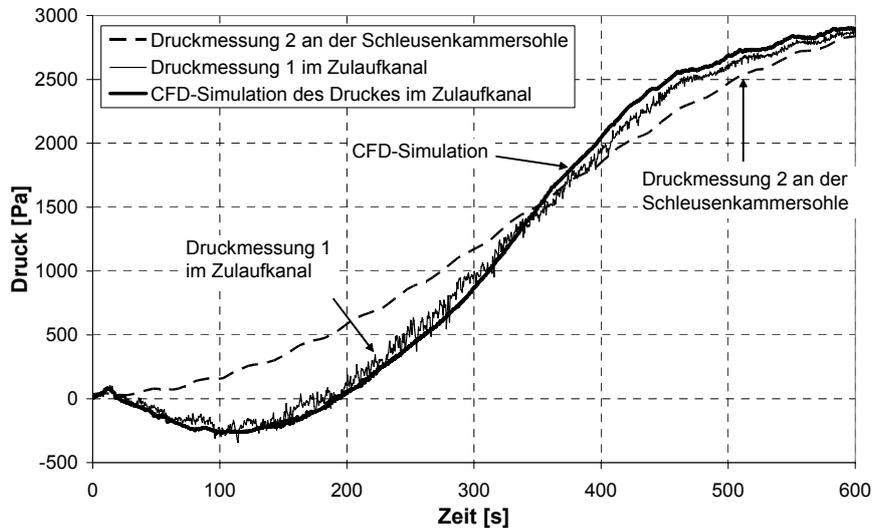


Abb. 7-9: Druckverlauf an der Schleusenkammersohle und im Zulaufkanal (Modellversuch) und CFD-Simulation des Druckverlaufes im Zulaufkanal (Versuch 1: Zeit bis zum vollständigen Öffnen des Schützes = 480 s)

Die Ergebnisse der numerischen Simulationen geben den mit Druckmessdose 1 im physikalischen Modell aufgezeichneten Druckverlauf im linken Zulaufkanal wieder. Sowohl die Druckstöße zu Beginn des Öffnens des Schützes, als auch die negativen Drücke im weiteren Verlauf des Öffnens, werden für die Versuche 1, 2 und 3 richtig wiedergegeben.

Nach dem Ende des Öffnungsvorganges zeigt sich in der numerischen Simulation ein höherer Druck als im physikalischen Modell an gleicher Stelle. Besonders deutlich ist dies in Abb. 7-8 für Versuch 2 in der Zeit von $t = 240$ s bis $t = 370$ s zu erkennen.

Insbesondere die Übergänge zwischen Phasen mit Berechnung beweglicher Netze und Phasen mit Berechnung starrer Netze (in Versuch 1 bei $t = 480$ s, in Versuch 2 bei $t = 240$ s, in Versuch 3 bei $t = 120$ s) weisen keine Probleme auf. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation zeigt die Möglichkeit, auch Strömungen ohne freie Oberfläche mit Hilfe von beweglichen Netzen zu berechnen.

Ebenso zeigt der Vergleich der Drücke aus Messung und Simulation, dass die Einflüsse aus der unebenen Sohle des Zulaufkanals und der unebenen Anströmung des Schützes infolge von Krümmungen im Zulaufkanal richtig berücksichtigt werden.

8 Simulation des Füllens und Entleerens einer Seeschleuse

8.1 Allgemeines

Um die Anwendbarkeit des numerischen Simulationsprogrammes nicht nur für die Simulation von Strömungen um einzelne bewegliche Strukturen (siehe Kapitel 5) und für die Simulation von Strömungen in Ausschnittsmodellen (siehe Kapitel 7) zu überprüfen, sondern auch die Möglichkeit der Lösung von Problemstellungen an kompletten Bauwerken zu zeigen, wurde als ein weiteres Anwendungsbeispiel das physikalische Modell der Seeschleuse Cuxhaven ausgewählt [FRANZIUS-INSTITUT, 1961].

In der Seeschleuse Cuxhaven war im Rahmen einer Erweiterung der Einbau neuer Schiebetorverschlüsse vorgesehen, bei denen das Füllen und Leeren der Schleusenkommer über integrierte Durchflussöffnungen in den Toren vorgenommen werden sollte. Vom NIEDERSÄCHSISCHEN HAFENAMT CUXHAVEN als Auftraggeber waren für die von den ausführenden Baufirmen vorgeschlagenen Ausführungen physikalische Modellversuche zur Untersuchung der hydraulischen Wirksamkeit dieser Füllöffnungen gewünscht. Das mit den physikalischen Modellversuchen beauftragte FRANZIUS-INSTITUT untersuchte hierfür unter anderem die Füll- und Entleerungszeiten der Schleuse.

8.2 Aufbau des physikalischen Modells der Seeschleuse

Es war ein Modell zu bauen, in dem außer der Schleusenkommer auch einen Teil des seeseitigen Vorhafens und das Außenhaupt (seeseitiges Schleusentor) naturgetreu nachzubilden war. Das Binnenhaupt wurde als feste sowie das Zwischenhaupt als bewegliche Wand nachgebildet. Mit dieser Modellanordnung war es möglich, sämtliche vorgesehenen Schließungsarten (Verwendung der hafenseitigen oder der seeseitigen Kommerhälfte oder auch der gesamten Schleusenkommer) im Modell zu untersuchen (Abb. 8-1).

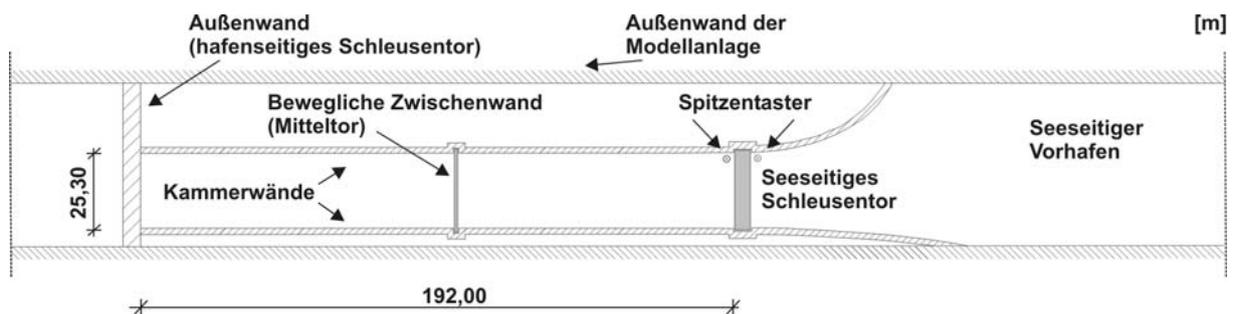


Abb. 8-1: Abmessungen (Naturmaße) des physikalischen Modells der untersuchten Seeschleuse Cuxhaven [FRANZIUS-INSTITUT, 1961]

Für die Untersuchungen wurde das Modell im Maßstab 1:25 aufgebaut. Durch die rd. 200 m² große Wasserfläche vor dem Außenhaupt war gewährleistet, dass bei einer Schließung nur unmerkliche Wasserstandsänderungen im Vorhafen durch das zu- oder abfließende Schließungswasser auftraten. Die bei der Leerung der Schleuse in den Vorhafen abfließenden Wassermengen wurden während der Versuche herausgepumpt, bis der Sollwasserstand, der an einem Spitzentaster im Vorhafen überwacht wurde, wieder erreicht war. Bei Füllung

der Schleuse wurde umgekehrt verfahren. Die Wasserspiegelschwankungen bewegten sich zwischen 0,1 und 0,2 cm im Modell (2,5 bis 5,0 cm in der Natur).

Die Schleusenkommer wurde als gemauerte Wanne von 7,68 m Länge, 1,00 m Breite und 0,60 m Höhe errichtet. Vor dem Außenhaupt im seeseitigen Vorhafen wurde eine Sandsohle auf einer Länge von 4,00 m im Modell eingebracht. Die Kammerwände und die Begrenzungsmauern des Vorhafens wurden glatt verputzt. Bei Versuchen mit der halben Kammer schloss eine Blechwand die vordere Schleusenkommer ab.

Das Außentor mit 4 Durchlässen wurde nach den vom NIEDERSÄCHSISCHEN HAFENAMT CUXHAVEN zur Verfügung gestellten Unterlagen maßstabsgerecht aus Stahlblech nachgebildet. Insgesamt wurden 7 verschiedene Vorschläge zur Ausführung der Durchlässe eingereicht, von denen nur die Vorschläge 6 und 7 im physikalischen Modell untersucht wurden. Der Ausbauzustand 6 bestand aus vier waagerechten Durchlassöffnungen mit 3,30 m Breite und 2,80 m Höhe (Abb. 8-2). Die Unterkanten der Öffnungen lagen 3,20 m über dem Drempe. In der Mitte des 6 m tiefen Durchlasses wurde der Durchflussquerschnitt durch einen Höcker auf 3,30 m mal 1,55 m eingeschränkt. Auf jeder Seite waren 9 Winkeleisen in 2 Reihen gegeneinander versetzt angeordnet. Für den Ausbauzustand 7 wurde auf der Seite zum Vorhafen eine 1,25 m hohe Stahlwand vorgebaut, um ein waagerechtes Ausströmen des Schleusungswassers aus den Durchlässen zu bewirken.

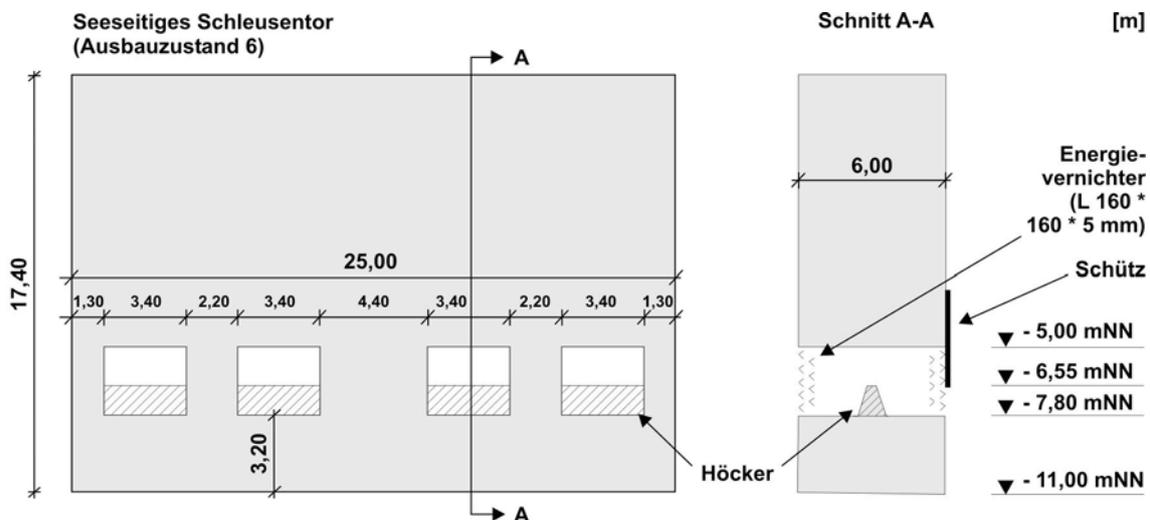


Abb. 8-2: Abmessungen (Naturmaße) des Außenhauptes (Ausbauzustand 6) der Seeschleuse Cuxhaven [FRANZIUS-INSTITUT, 1961]

Die 4 Schütze in den Durchlässen wurden über eine Handkurbel und eine Spindel bedient (Abb. 8-3), wobei die Drehgeschwindigkeit an der Kurbel mit einer Stoppuhr bestimmt wurde. Die Hubgeschwindigkeiten entsprachen 0,515 cm/s, 1,03 cm/s und 2,06 cm/s in der Natur. Die Handbedienung erwies sich in Voruntersuchungen als hinreichend genau. Gleichartige Versuche führten bei Wiederholungen zu gleichen Füll- und Entleerungszeiten, für die die folgenden maximalen Füll- und Entleerungszeiten vorgeschrieben waren:

Wasserstandsunterschied [m]	Hafenwasserstand [mNN]	Tidewasserstand [mNN]	Füll- oder Entleerungszeit bis $\Delta h = 0,10$ m [min]	
			90 m – Kammer	192 m – Kammer
1,45	$\pm 0,00$	$\pm 1,45$	5	7
2,90	$\pm 0,00$	$\pm 2,90$	6	9
3,80	$\pm 0,00$ + 1,00	$\pm 3,80$ - 2,80	7	11

Tabelle 8-1: Maximal zulässige Füll- und Entleerungszeiten der Schleuse Cuxhaven [FRANZIUS-INSTITUT, 1961]

Die Füll- und Entleerungszeiten der Schleusenkammer wurden mit einem Spitzentaster und einer Stoppuhr bestimmt. In Zeitabständen von 10 Sekunden wurde der Wasserstand am Spitzentaster abgelesen. Aufgrund des plötzlich ein- oder austretenden Schleusungswassers entstanden Wasserspiegelschwankungen in der Kammer und somit unterschiedliche Ablesungen an den Spitzentastern. Es waren jeweils 3 bis 4 Schleusungen erforderlich, um aus den dabei gewonnenen Einzelwerten hinreichend genaue Mittelwerte zu erhalten. Für die Ermittlung der Füll- und Entleerungszeiten der Schleusenkammer, wurde nicht der Zeitpunkt der vollständigen Ausspiegelung als Endzeit angenommen, sondern die Zeit, bei der der Unterschied der Wasserstände beiderseits des Tores noch 10 cm betrug, weil dann laut Angaben des NIEDERSÄCHSISCHEN HAFENAMTES CUXHAVEN die Tore bereits geöffnet werden sollten.



Abb. 8-3: Manuelles Bedienen der Schütze im seeseitigen Schleusentor [FRANZIUS-INSTITUT, 1961]

8.3 Aufbau des numerischen Ausschnittsmodells der Seeschleuse

Anhand der Pläne des physikalischen Modells [FRANZIUS-INSTITUT, 1961] wurde das numerische Modell aufgebaut (Abb. 8-4). Das numerische Modell beinhaltete die Schleusenkammer und den seeseitigen Vorhafen. Dem physikalischen Modell entsprechend konnte auch im numerischen Modell die Schleusenkammer auf die Hälfte verkürzt werden. Die Schütze wurden den Unterlagen entsprechend im seeseitigen Schleusentor angeordnet. Die Winkeleisen in den Durchlassöffnungen konnten aufgrund der kleinen Abmessungen (Abb. 8-2) nicht maßstabsgerecht im numerischen Modell berücksichtigt werden. An ihrer Stelle wurden Stäbe mit einem den Winkeleisen entsprechenden Querschnitt in das numerische Modell eingefügt. Die Schütze vor den Durchlassöffnungen konnten über bewegliche Netze den Versuchen im physikalischen Modell entsprechend gesteuert werden.

Insgesamt bestand das numerische Modell aus ca. 140.000 Zellen mit einer räumlichen Diskretisierung zwischen 0,5 cm im Bereich der Schütze bis 17,5 cm im Bereich des Vorhafens.

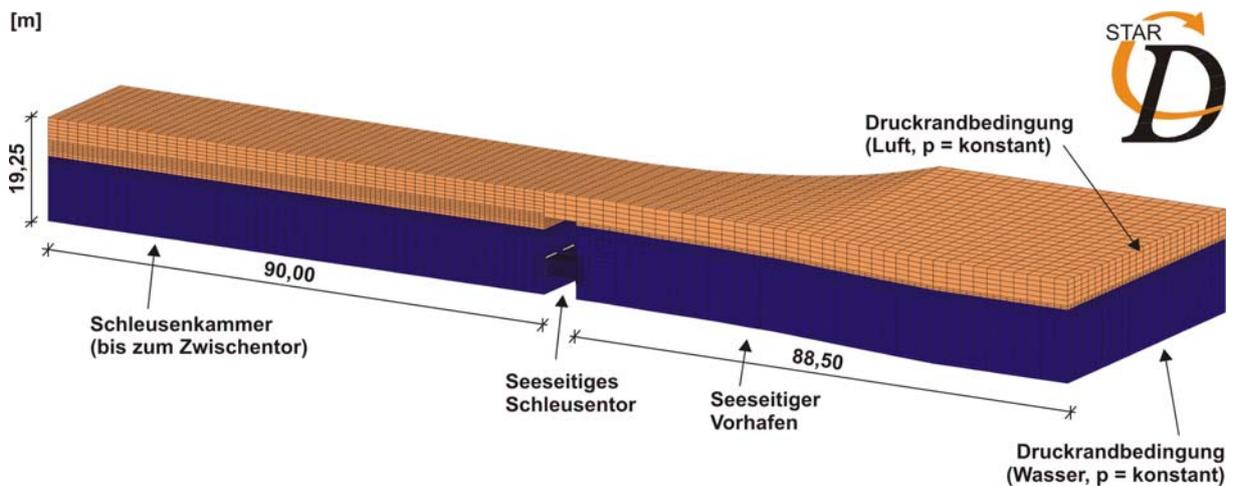


Abb. 8-4: Numerisches Modell (Naturmaße) der Seeschleuse Cuxhaven (halbe Schleusen-kammer bis zum Zwischen-tor)

Am Vorhafen wurden für den jeweiligen Versuch konstante Druckrandbedingungen für die Luft und das Wasser angegeben. Während der Luftdruck bei allen Simulationen gleich war (Atmosphärendruck), wurde der Wasserdruck entsprechend dem seeseitigen Wasserstand im Versuch angepasst. Hierdurch konnte im Falle des Befüllens der Schleuse Wasser in den Vorhafen nachfließen und im Falle des Entleerens der Schleuse Wasser aus dem Vorhafen abfließen.

8.4 Auswertung der numerischen Simulationen der Seeschleuse

Für den Vergleich der Schleusenfüll- und Entleerungszeiten wurde in den Simulationen der Wasserstand an der Position des Spitzentaster in der Schleusen-kammer (Abb. 8-1) ausgewertet.

Der Vergleich zeigt, dass im Laufe der Füllung der Schleusen-kammer die Kurven aus Messung und Simulation auseinander laufen (Abb. 8-5). Dies ist sowohl für den Fall der halben Kammerlänge von 90 m, als auch für die ganze Kammerlänge von 192 m zu verzeichnen. Eine vollständige Füllung wird in der Simulation schneller erreicht als in den physikalischen Modellversuchen, wobei die Abweichung hier ca. 5 % (ca. 10 Sekunden) beträgt. Diese Abweichungen können aufgrund der manuellen Bedienung des physikalischen Schleusenmodells und der manuellen Aufzeichnung der Wasserspiegellage in der Schleuse oder aufgrund eines falsch berechneten Durchflusses im numerischen Modell auftreten.

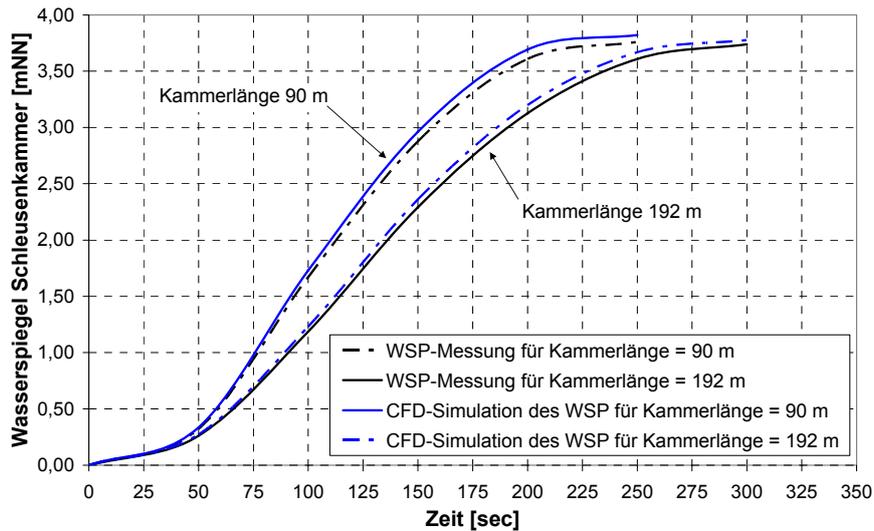


Abb. 8-5: Vergleich der Schleusenfüllzeiten aus Messung und Simulation für den Ausbauzustand 6

Für den Entleerungsvorgang zeigt sich ein ähnlicher Vergleich der Kurven (Abb. 8-6). Mit zunehmender Versuchszeit nimmt auch hier sowohl für die halbe Kammerlänge von 90 m, als auch für die ganze Kammerlänge von 192 m die Abweichung systematisch zu. Die vollständige Leerung der Schleuse wird in der Simulation früher als im physikalischen Modell erreicht.

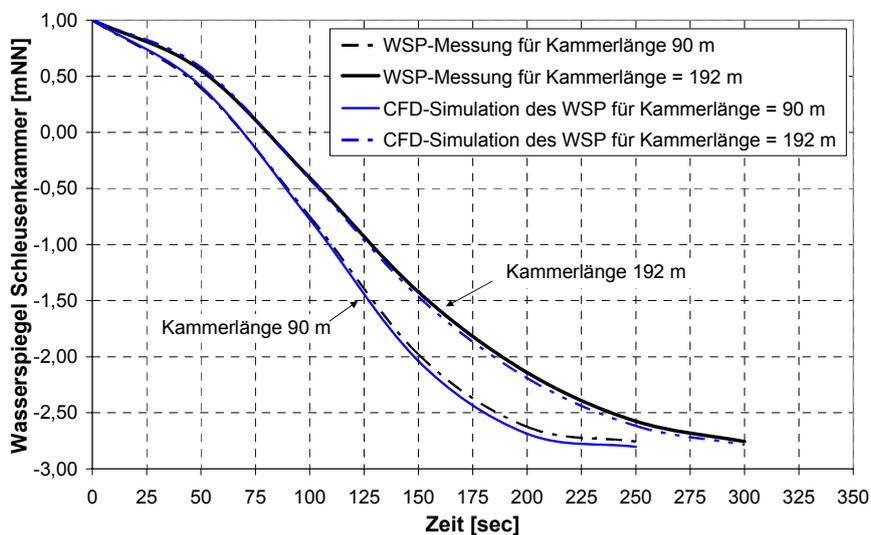


Abb. 8-6: Vergleich der Schleusenentleerungszeiten aus Messung und Simulation für den Ausbauzustand 6

Die Abweichungen in den Ergebnissen können einerseits an einer leichten Abweichung bei der Hubgeschwindigkeit der Schützen liegen, da diese manuell bedient wurden. Andererseits kommt es aufgrund der im physikalischen Modell eingebauten Winkeleisen zur Erhöhung der Turbulenz zu einem verminderten Durchfluss. Die Winkeleisen sind aufgrund ihrer kompli-

zierten Form nur vereinfacht im numerischen Modell wiederzugeben, wenn der Rechenaufwand aufgrund einer hohen Zellanzahl nicht zu stark ansteigen soll.

Mit einer Abweichung von ca. 5 % zwischen Simulation und Modell konnte gezeigt werden, dass die wechselnden hydrostatischen Zustände während des Füllens und Entleerens einer Schleuse im numerischen Modell berücksichtigt werden können.

9 Zusammenfassung

Zur Kontrolle des Wasserstandes in Fließgewässern, der kontrollierten Abgabe bestimmter Wassermengen oder zur Befüllung von Schleusenkammern sind Regelungsorgane notwendig. Abgestimmt auf die jeweilige Anforderung und die baulichen Gegebenheiten werden hierfür Schütze eingesetzt. Schütze können vereinfacht als gerade oder gebogene Platten mit einer den Belastungen aus statischem Wasserdruck und dynamischem Strömungsdruck angepassten Tragwerk beschrieben werden. Die Abführung des Durchflusses erfolgt im Gegensatz zu der Überströmung von Wehren durch ein Unterströmen zwischen Unterkante des Schützes und der Sohle des Fließgerinnes. Der Durchfluss ergibt sich aus voneinander unabhängigen Parametern (Wasserstand oberstrom und unterstrom, freier oder rückgestauter Durchfluss, Öffnungsweite, feste oder veränderliche Öffnungsweite, Anströmung, Bauwerksgeometrie, Schützform).

Der Durchfluss unter Schützen ist beginnend mit der Beobachtung des Wasseraustritts aus Gefäßen [POLENI, 1718], frühen mathematischen Modellen [KIRCHHOFF, 1869] und empirischen Untersuchungen in physikalischen Modellen [GENTILINI, 1941] für zahllose Parameterkombinationen untersucht worden. Ergebnisabweichungen der aus diesen Untersuchungen erstellten Berechnungsansätze zur Bestimmung des Durchflusses zu den Ergebnissen physikalischer Modellversuche oder aus Naturuntersuchungen wurden über Korrekturkoeffizienten ausgeglichen. Somit entstanden Ansätze zur Auslegung von Schützen für den praktisch tätigen Ingenieur. Untersuchungen wurden jedoch nur für stationäre Schütze mit fester Öffnungsweite und konstanten Ober- und Unterwasserspiegellagen durchgeführt. Für den Durchfluss an einem sich bewegenden Schütz wurde die Annahme getroffen, dass bei im Vergleich zur Anströmgeschwindigkeit kleinen Verfahrgeschwindigkeiten von einer Aneinanderreihung von stationären Durchflüssen ausgegangen werden kann [z.B. NAUDASCHER, 1984].

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Simulation des instationären Durchflusses unter Schützen mit veränderlichen Öffnungsweiten. Hierfür wurde erstmals das physikalische Modell eines sich bewegenden Schützes in der Strömungsrinne des FRANZIUS-INSTITUTS aufgebaut, an dem die aus der Schützbewegung resultierenden instationären Wasserspiegellagen und Strömungsgeschwindigkeiten gemessen wurden und der instationäre Durchfluss unter dem Schütz bestimmt werden konnte. Hiermit konnte die mögliche Übertragung bisheriger Berechnungsansätze [HENRY, 1950; PETER, 2005] für Durchflüsse an festen Schützen auf die Berechnung des Durchflusses an einem sich bewegenden Schütz hinsichtlich der Zulässigkeit bewertet werden.

Für zukünftige Auslegungen von Schützen zur Regulierung des Durchflusses wurde ein numerisches Modell mit Berücksichtigung der freien Wasserspiegeloberfläche aufgebaut. Für die Simulation wurde das kommerzielle CFD-Programm STAR-CD ausgewählt, da bei diesem Programm eine Berücksichtigung der Schützbewegung mit beweglichen Gittern möglich ist. Die Messwerte und Durchflüsse aus dem physikalischen Modell des beweglichen Schützes wurden mit den Ergebnissen dieses numerischen Modells verglichen, um die Anwendbarkeit des numerischen Modells zu belegen.

Der Vergleich der Durchflusswerte aus dem physikalischen Modell mit den nach HENRY [1950] und PETER [2005] berechneten Durchflüssen zeigte während des Senkens des Schützes Abweichungen von bis zu 20 %. Diese Abweichungen entstanden aus der in den Berechnungsansätzen nicht berücksichtigten Grundströmung in der Strömungsrinne. Während des Hebens des Schützes stimmten die berechneten Werte mit dem gemessenen Durchfluss überein, da während des Hebens der Durchfluss allein von den Wasserständen ober- und unterstrom des Schützes bestimmt wird. Die Auswertung zeigte, dass Ansätze zur Berechnung des Durchflusses für stationäre Randbedingungen entgegen der bisher publizierten Überlegungen [z.B. NAUDASCHER, 1984] nicht auf die instationären Zustände bei der Beeinflussung der Strömungsverhältnisse durch ein sich bewegendes Schütz zu übertragen sind.

Der Vergleich der gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten mit dem numerischen Modell zeigte, dass die Ausbildung der Deckwalze und des Schussstrahls während des Senkens und Hebens des Schützes richtig wiedergegeben wird. Die simulierten Strömungsgeschwindigkeiten geben die turbulenten Schwankungen nicht vollständig wieder. Verbesserungen sind von einer feineren Netzauflösung (Δx , Δy und $\Delta z \sim 1$ cm anstatt 5 cm) im gesamten Modell zu erwarten, die für die aktuellen Untersuchungen aufgrund der zur Verfügung stehenden Rechenleistung nicht möglich war. Die Berechnung des Durchflusses im numerischen Modell und damit das Ziel der vorliegenden Arbeit wurden mit der gewählten Netzauflösung erreicht. Vergleiche der Durchflüsse im numerischen und im physikalischen Modell zeigten hierbei eine gute Übereinstimmung in den absoluten Werten. Es war ein zeitlicher Versatz von ca. 2 bis 3 Sekunden zwischen den Durchflusskurven im numerischen Modell und im physikalischen Modell zu verzeichnen. Dieser Versatz ist auf die Methode zur Bestimmung des Durchflusses im physikalischen Modell zurückzuführen.

Der gewählte Ansatz, die Bewegung des Schützes mit einem beweglichen Netz zu berücksichtigen, wurde auf den Füllvorgang einer Schleuse übertragen, bei dem die Strömung in den Umlaufkanälen mit Schützen geregelt wird. Da im betrachteten Umlaufkanal keine freie Oberfläche am Schütz vorhanden war, wurde die Druckentwicklung an der Umlaufdecke betrachtet und als Maß für die Genauigkeit der numerischen Simulation herangezogen. Im Gegensatz zu den Untersuchungen am unterströmten rückgestauten Schütz war hier eine unebene Sohle vorhanden. Außerdem war eine unebene Anströmung des Schützes infolge von Krümmungen im Schleusenumlauf gegeben. Diese in einem analytischen Ansatz nicht zu erfassenden geometrischen Randbedingungen konnten im numerischen Modell berücksichtigt werden. Der Vergleich der Drücke aus Messung und Simulation zeigte die richtige Darstellung der Einflüsse dieser geometrischen Randbedingungen auf das Strömungsgeschehen mit Abweichungen von wenigen Prozent.

An einem weiteren Anwendungsfall wurden die Füll- und Entleerungszeiten einer Schleuse in einer vollständigen Nachbildung eines Modellversuches mit Vorhafen, beweglichen Schützen und der Schleusenkammer unter Berücksichtigung der freien Oberfläche simuliert. Die Ergebnisse zeigten auch hier die Anwendbarkeit des numerischen Ansatzes.

Die in der vorliegenden Arbeit vorgenommenen Untersuchungen und deren Ergebnisse belegen die Notwendigkeit Durchflüsse an beweglichen Strukturen unter Berücksichtigung der instationären Bewegungen des Schützes zu betrachten. Die bisher vorliegenden Ansätze zur

Berechnung von stationären Randbedingungen sind darauf nicht ohne weiteres zu übertragen. Die numerischen Modelle zur Berechnung von instationären Strömungen um bewegliche Schütze zeigten im Vergleich zu durchgeführten physikalischen Versuchen eine hohe Qualität bei der Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten, Durchflüssen, Wasserständen und Drücken.

Der entwickelte Ansatz kann für die Bemessung von Schützen zur Regulierung des Durchflusses und ebenso für weitere Untersuchungen eingesetzt werden. Insbesondere die Auswirkung gröberer Netzauflösung im Bereich der freien Wasserspiegeloberfläche auf die Berechnung der instationären Wasserspiegellage und die Instationarität des Durchflusses im Naturmaßstab können untersucht werden.

Schrifttum

- [1] Bidone, (1828 – 1838). „Memorie della R. Accademia delle scienze die Torino.“
- [2] Boussinesq, J., (1877). „Théorie de l'Écoulement tourbillant.“ Mem. Présentés par Divers Savants Academie Science Institute France, 23:46-50.
- [3] Bollrich, G., (2000). „Technische Hydromechanik 1.“ Verlag Bauwesen, Berlin.
- [4] Breuer, M., Rodi, W., (1996). „Large-eddy simulation of complex turbulent flows of practical interest.“ Flow Simulation with High-Performance Computers II, ed. E.H. Hirschel, Notes on Numerical Fluid Mechanics, vol. 52, pp. 258-274, Vieweg Verlag, Braunschweig.
- [5] CD Adapco Group, (2004). „STAR-CD Methodology.“ CD Adapco Group.
- [6] Coastal and Hydraulic Laboratory (2002). „Physical model test of the Marmet Lock filling system.“ Report, Coastal and Hydraulics Laboratory, Vicksburg.
- [7] Celik, I., Rodi, W., (1984). „Simulation of free surface effects in turbulent channel flows.“ Physicochemical Hydrodynamics, 5:217-227.
- [8] Cisotti, U., (1908). „Vene fluenti.“ Rendiconti del circolo matematico di Palermo, Palermo, Italien, 25, 145-179.
- [9] Clemmens, A.J., Strelkoff, T. S., Replogle, J.A., (2003). „Calibration of submerged radial gates.“ Journal of Hydraulic Engineering, 129(9), 680-687.
- [10] Delft Hydraulic Laboratory (1989). „Technical manual for wave height meter.“ Instrumentation Department, Delft Hydraulic Laboratory, Delft.
- [11] Degussa, (2002). „Vestosint - Feinpulver vom Feinsten.“ Produktinformation, Marl.
- [12] Dörnstetter, S., (2002). „Numerische und experimentelle Untersuchungen an Querstromventilatoren.“ Universität Karlsruhe, Karlsruhe.
- [13] Druck Messtechnik GmbH, (1991). „Technisches Datenblatt: Drucksonden.“ Druck Messtechnik GmbH, Bad Nauheim.
- [14] El Tahry, S.H., (1983). „k- ϵ equation for compressible reciprocating engine flows.“ AIAA, Journal of Energy, 7(4).
- [15] Fawer, C., (1937). „Etude de quelques Écoulements permanents a filets courbes.“ Imprimerie La Concorde, Lausanne, Schweiz.
- [16] Fischer und Porter GmbH, (1993). „Magnetisch-induktive Durchflussmesser mit Wechselfeld.“ Fischer und Porter GmbH, Mess- und Regelungstechnik, Göttingen.
- [17] Franke, P., (1956). „Theoretische Betrachtung zur Strahlkontraktion beim Ausfluss unter Schützen.“ Die Bautechnik, 33(3) 73-77.
- [18] Franzius-Institut, (1961). „Modellversuche für die Schleuse Cuxhaven.“ Franzius-Institut Bericht-Nr. 201.
- [19] Gentilini, B., (1941). „Effluo dalle luci soggiacenti alle paratoie piane inclinate e a setto-re“. L'Energia Elettrica, Auszug in: Wasserkraft Wasserwirtschaft Heft 6 und 7 (1942, 37. Jg.).
- [20] GfS mbH, (1998). „Diadem.“ Handbuch, Aachen.
- [21] Gosman, A.D., Pun, W.M., Runchal, A.K. Spalding, D.B., Wolfstein, M., (1969). „Heat

and mass transfer in recirculating flows.” Academic Press, London.

[22] Harlow, F.H., Welch, J.E., (1965). „Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow.” *Phys. Fluids* 8, 2182.

[23] Henry, H. R., (1950). „Discussion on ‘Diffusion on submerged jets’.” *ASCE Transactions*, Vol. 115, p. 687.

[24] Hite, J.E., Stockstill, R.L., (2004) „Hydraulic design of a longitudinal culvert for lock filling and emptying systems.” *Journal of Hydraulic Engineering*, May, p. 381-388.

[25] Hirsch, C., (1960). „Numerical computation of internal and external flows – Vol. II: Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows.“ John Wiley & Sons, New York.

[26] Holzmann AG, (2001) „Das Emssperwerk – Mehrzweck-Wasserbauwerk an der Unterems.” Informationsbroschüre, Projektteam Emssperwerk, Norden.

[27] Joukowski, N.E., (1890). „Modification of Kirchhoff’s method for determining the two dimensional motion of a fluid at a prescribed constant velocity on a given streamline.” *Proceedings, Math. Symposium, Moskau, Russland*, Vol. XV.

[28] Kato, M., Launder, B.E., (1993). „The modelling of turbulent flow around stationary and vibrating cylinders.” *Ninth Symposium on turbulent shear flows*, Kyoto, pp 10-4-1 10-4-6.

[29] Kirchhoff, (1869). „Zur Theorie freier Flüssigkeitsstrahlen.“ *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 269-298, Deutschland.

[30] Knapp, F.H., (1960). „Ausfluss, Überfall und Durchfluss im Wasserbau.“ Verlag G. Braun, Karlsruhe.

[31] Kobus, H., (1984). „Wasserbauliches Versuchswesen.“ *Schriftenreihe des Deutschen Verbandes für Wasserwirtschaft und Kulturbau* ; 39, Hamburg.

[32] Lai, K.Y.M., (1983). „Numerical analysis of fluid transport phenomena.“ PhD Thesis, University of London.

[33] Launder, B.E., Spalding, D. B., (1974). „The numerical computation of turbulent flows.“ *Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3.

[34] Leschziner, M.A., (1980). „Practical evolution of three finite difference schemes for the computation of steady-state recirculating flows.“ *Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 23, pp. 293-312.

[35] Malcherek, A., (2001). „Numerische Methoden der Hydrodynamik.”

[36] Marchi, E., (1955). „Sui fenomeni die efflusso piano da luci a battente.“ *Annali die Matematica Pura e Applicata*, Ceasre Zuffi, Bologna, Italien, 35.

[37] Martin, J.C., Moyce, W.J., (1952) „An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane.” *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A* 244 312-324.

[38] Meyer, S., (2003) „Numerische Simulation der Strömung in Aortenbogen.“ *Dissertation*, Fakultät für Maschinenbau, Universität Karlsruhe.

[39] Michell, J.H., (1890). „On the theory of free streamlines.” *Philosophical Trans., Royal Society of London*, London, England, A, 181, 389-431.

[40] Montes, J.S., (1997). „Irrotational flow and real fluid effects under planar sluice gates.” *Journal of Hydraulic Engineering*, 122(3) 219-232.

- [41] Naudascher, E., (1984). „Scale effects in gate model tests.” In: “Symposium on Scale Effects in Modelling Hydraulic structures,” H. Kobus (ed.). Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart.
- [42] Naudascher, E., (1991). „Hydrodynamic forces.” Balkema, Rotterdam.
- [43] Naudascher, E., (1992). „Hydraulik der Gerinne und Gerinnebauwerke.“ Springer, Wien.
- [44] Naudascher, E., Rockwell, D. (1994). „Flow-induced vibrations.“ A.A. Balkema, Rotterdam.
- [45] Nezu, I., Nakawaga, H., (1993). „Turbulence in open-channel flows.” IAHR Monograph, Rotterdam.
- [46] Nortek AS, (1997). „ADV-Manual.“ Nortek.
- [47] Pajer, G., (1937). „Über den Strömungsvorgang an einer unterströmten scharfkantigen Planschütze.” Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Berlin, Deutschland, Band 17, Heft 3, 259-269.
- [48] Patankar, S.V., (1980). „Numerical heat transfer and fluid flow.“ Hemisphere, Washington D.C.
- [49] Peter, G., (2005). „Überfälle und Wehre.“ Vieweg & Sohn Verlag, Wiesbaden.
- [50] Poleni, (1718). „De castellis.“ Florenz.
- [51] Rayleigh, (1876). „Notes on hydrodynamics.” J. W. Strutt, ed., Philosophical Mag., London, England, II, 441-447.
- [52] Richtmeyer, R.D., Morton, K.W., (1967). „Difference methods for initial-value problems.“ 2nd Edition, Wiley-Interscience, New York.
- [53] Rodi, W., (1979). „Influence of buoyancy and rotation on equations for the turbulent length scale.“ Proceedings 2nd Symposium on Turbulent Shear Flow.
- [54] Scheffermann, J., Matheja, A., Zimmermann, C., (2004). „Comparison of physical model test with numerical 3d-simulations at a movable gate of a large storm surge barrier.” Proceedings of the 3rd Indian National Conference on Harbour and Ocean Engineering, Goa.
- [55] Schneider, K.-J. (Herausgeber), (2004), „Bautabellen für Ingenieure“, 16. Auflage, Werner Verlag, Deutschland.
- [56] Spekter, H., (2001). „Modellierung der Strömungsverhältnisse im Bereich eines unterströmten Hubtors bei unterschiedlichen Abflusscharakteristiken.“ Studienarbeit am Franzius-Institut für Wasserbau und Küsteningenieurwesen, Hannover, unveröffentlicht.
- [57] Theobald, S., (1999). „Numerische Simulation von Staustufenketten mit automatisiertem Betrieb.“ Mitteilungen des Institutes für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe, Heft 201, Karlsruhe.
- [58] Ubbink, O., (1996). „Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces.“ PhD Thesis, Imperial College of Science, Technology and Medicine, University of London.
- [59] Van Rijn, L.C., (1986). „Mathematical modeling of suspended sediment in nonuniform flows.” Hydraulic Laboratory, Delft.
- [60] von Mises, (1917). „Berechnung von Ausfluss- und Überfallzahlen.“ Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 447, 469, 493, Deutschland.

[61] Wang, J., Dong, Z., Chen, C., Xia, Z., (1993). „The effects of bed roughness on the distribution of turbulent intensities in open-channel flow.“ *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 31, No. 1, 89-98.

[62] Warsi, Z.V.A., (1981). „Conversation form of the Navier-Stokes equations in general nonsteady coordinates.“ *AIAA Journal*, 19, pp. 240-242.

[63] Wilkes, N.S., Thompson, C.P., (1983). „An evaluation of higher-order upwind differencing for elliptic flow problems.“ CSS 137, AERE, Harwell.

[64] Zimmermann, C., Linke, T., (1999). „Untersuchungen zu strömungsinduzierten Schwingungen an den Verschlussorganen des geplanten Emssperrwerkes.“ Abschlussbericht, Franzius-Institut, Bericht Nr. 637.

Appendix A Diskretisierungsverfahren des verwendeten Programmsystems STAR-CD[®]

A.1 Allgemeines

Das Programmsystem STAR-CD[®] wurde für die Simulation von dreidimensionalen, instationären Strömungszuständen, Wärme- und Impulsaustauschprozessen und chemischen Reaktionen in Industrie- und Forschungsanwendungen von der Firma COMPUTATIONAL DYNAMICS ADAPCO GROUP (CD ADAPCO GROUP), London, GB entwickelt. STAR-CD[®] berechnet Strömungsparameter mit der Finite-Volumen-Methode (FVM).

Die die physikalischen Vorgänge in Strömungen beschreibenden Gleichungen (NAVIER-STOKES-Gleichungen, Kontinuitätsgleichung, etc.; siehe Kapitel 3.3 – Numerische Simulation) müssen für die numerische Simulation der Strömungsparameter mit Hilfe mathematischer Modelle diskretisiert werden. Bei der räumlichen Diskretisierung wird das Modellgebiet in einzelne, diskrete Berechnungseinheiten und bei der zeitlichen Diskretisierung die Modellzeit in einzelne, diskrete Zeitpunkte aufgeteilt. Die physikalisch korrekte Veränderung der Strömungsparameter zwischen den räumlich und zeitlich diskreten Punkten muss während der Strömungssimulation gewährleistet sein.

A.2 Räumliche Diskretisierung

A.2.1 Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen

Für Berechnungen mit der Finite-Volumen-Methode wird das Modellgebiet in einzelne, sich nicht überschneidende Kontrollvolumen (Zellen, Abb. A.2-1) aufgeteilt [GOSMAN ET AL., 1969, PATANKAR, 1980]. Zuerst werden die Differentialgleichungen zur Massen-, Impuls- und Energieerhaltung über die jeweilige Berechnungszelle und bei einer transienten Berechnung über einen finiten Zeitschritt diskretisiert und dann als approximierte algebraische Gleichungen für jeden einer einzelnen Zelle zugeordneten Rechenpunkt bestimmt. Dieser Rechenpunkt befindet sich bei der Finite-Volumen-Methode im Mittelpunkt der Zelle (*cell centered*). Die Gleichungen an allen Rechenpunkten ergeben zusammen ein System von gekoppelten, algebraischen Gleichungen, welches mit einem numerischen Algorithmus gelöst werden muss.

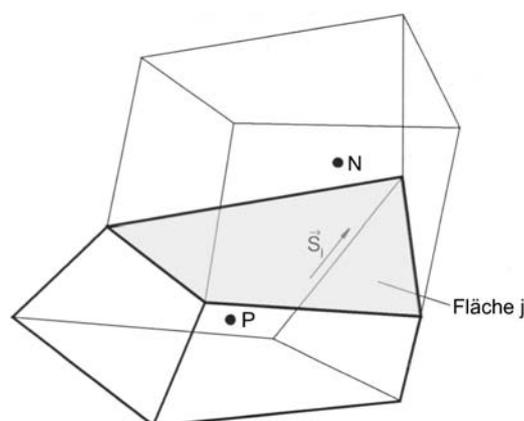


Abb. A.2-1 Darstellung einer Zelle mit dem Berechnungsknoten P und einer Nachbarzellen mit dem Berechnungsknoten N [CD ADAPCO GROUP, 2004]

$$T_1 \approx \frac{(\rho\Phi V)_P^n - (\rho\Phi V)_P^o}{\delta t} \quad \text{Gl. A.2-4}$$

mit	o	Index für den alten Zeitschritt [-]
	n	Index für den neuen Zeitschritt [-]
	δt	Zeitschrittweite zwischen altem und neuem Zeitschritt [s]

Der zweite Term T_2 wird in separate Anteile für die konvektiven Flüsse C_j und die diffusiven Flüsse D_j aufgeteilt und jeder Anteil wird als Mittelwert über alle Zellflächen S_j bestimmt. Somit lässt sich T_2 schreiben als:

$$T_2 \approx \sum_j \left(\rho \vec{u}_r \cdot \Phi \vec{S}_j \right) - \sum_j \left(\Gamma_\Phi \overline{\text{grad}} \Phi \vec{S}_j \right) \equiv \sum_j C_j - \sum_j D_j \quad \text{Gl. A.2-5}$$

Die Terme D_j für die diffusiven Flüsse werden durch den flächenzentrierten Ausdruck approximiert:

$$D_j \approx \Gamma_{\Phi,j} \left[\underset{1}{f_j^1} (\Phi_N - \Phi_P) + \left\{ \overline{\text{grad}} \Phi * \vec{S} - \underset{2}{f_j^2} \overline{\text{grad}} \Phi * \vec{d}_{PN} \right\}_j \right] \quad \text{Gl. A.2-6}$$

mit	1	normale Diffusion zwischen den Berechnungsknoten P und N (siehe Abb. 2-1)
	2	Diffusion quer zu den Berechnungsknoten P und N
	f_j	geometrische Faktoren [m]
	d_{PN}	Abstandsvektor zwischen benachbarten Zellmittelpunkten P und N (Abb. A.2-1)
	$\Gamma_{\Phi,j}$	über die Fläche S_j interpolierter Diffusionskoeffizient [m^2s^{-1}]

Die Frage, wie die Konvektions- und Diffusionsflüsse in Gleichungen berücksichtigt werden, ist eine der entscheidenden Punkte für die Genauigkeit und Stabilität von quasi-stationären und instationären Berechnungen. Diskretisierungen konvektiver Flüsse sind aufgrund von Nichtlinearitäten nur mit einem höheren numerischen Aufwand umzusetzen und hinsichtlich ihrer Auswirkungen auf das numerische Simulationsergebnis gerade bei hohen REYNOLDS-Zahlen kritischer zu betrachten. Hierfür werden in STAR-CD[®] verschiedene Diskretisierungsverfahren angeboten. Diese reichen von Verfahren 1. Ordnung („Low Order“, z.B. Upwind-Verfahren) bis hin zu Verfahren 2. und 3. Ordnung („High Order“):

1. ‚Low-Order‘-Verfahren: Diese Verfahren erzeugen Gleichungen, die leicht zu lösen sind, aber verstärkt zu einem Abflachen von Gradienten (numerische Diffusion) führen. Dieser Nachteil kann durch eine Verfeinerung des Netzes behoben werden, jedoch steigen damit auch die Berechnungszeiten. [LAI, 1983, LESCHZINER, 1980]
2. ‚High-Order‘-Verfahren: Diese Verfahren erhalten starke Gradienten besser, allerdings führen sie zu komplexeren, schwieriger zu lösenden Gleichungen (und in Extremfällen zu numerischen Instabilitäten) und können nicht-physikalische Oszillationen (numerische Dispersion) hervorrufen [HIRSCH, 1960]. Auch dies kann durch verfeinerte Netze umgangen werden.

Der Term T_3 in Gleichung A.2-3 kann erst nach einer genaueren Beschreibung der räumlichen Diskretisierungsverfahren und der Diskretisierung des Konvektionsflusses bestimmt werden (siehe Gleichung A.3-7).

A.2.2 Räumliche Diskretisierungsverfahren – Upwind Differencing (UD) – Verfahren 1. Ordnung

Bei diesem Verfahren 1. Ordnung wird jeweils der nächste Nachbar in Bewegungsrichtung zur Ermittlung von Φ_j ausgewählt. Somit ergibt sich:

$$C_j^{UD} \equiv F_j \begin{cases} \Phi_P & , & F_j \geq 0 \\ \Phi_{N+} & , & F_j < 0 \end{cases} \quad \text{Gl. A.2-7}$$

Diese Form der Interpolation erhält die korrekten physikalischen Bedingungen, kann aber zu numerischer Diffusion führen [LAI, 1983, LESCHZINER, 1980].

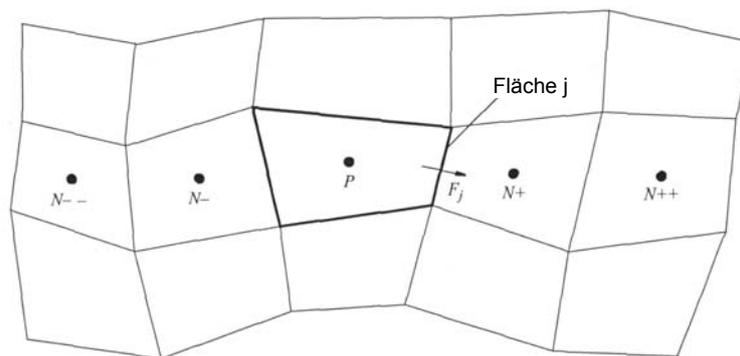


Abb. A.2-2: Knotenbenennung für die Diskretisierung der Flüsse
[CD ADAPCO GROUP, 2004]

A.2.3 Räumliche Diskretisierungsverfahren - Central Differencing (CD) Verfahren 2. Ordnung

Hierbei handelt es sich um ein Verfahren 2. Ordnung, bei dem unabhängig von der Strömungsrichtung linear zwischen den am nächsten gelegenen Knoten interpoliert wird.

$$C_j^{CD} \equiv F_j [f_+ \Phi_P + (1 - f_+) \Phi_{N_+}] \quad \text{Gl. A.2-8}$$

mit f_+ geometrischer Interpolationsfaktor

Dieses Verfahren produziert weniger numerische Diffusion als Verfahren erster Ordnung, kann aber ebenfalls zu Dispersion führen [HIRSCH, 1960].

A.2.4 Räumliche Diskretisierungsverfahren - Quadratic Upstream Interpolation of Convective Kinematics (QUICK) - Verfahren 3. Ordnung

QUICK stellt ein Verfahren 3. Ordnung dar, bei dem der gesuchte Wert über eine interpolierte Parabel zwischen zwei Punkten in Strömungsrichtung und einem Punkt entgegen der Strömungsrichtung bestimmt wird:

$$C_j^{QUICK} = F_j \begin{cases} \frac{f_- \Phi_{N_-} + f_+ \Phi_{N_+} + (1 - f_- - f_+) \Phi_P}{f_{++} \Phi_{N_{++}} + f_+ \Phi_{N_+} + (1 - f_+ - f_{++}) \Phi_P}, & F_j \geq 0 \\ \frac{f_- \Phi_{N_-} + f_+ \Phi_{N_+} + (1 - f_- - f_+) \Phi_P}{f_{++} \Phi_{N_{++}} + f_+ \Phi_{N_+} + (1 - f_+ - f_{++}) \Phi_P}, & F_j < 0 \end{cases} \quad \text{Gl. A.2-9}$$

mit f_- , f_+ und f_{++} quadratische Interpolationsfaktoren

A.2.5 Räumliche Diskretisierungsverfahren - Self-Filtered Central Differencing (SFCD) – Kombinationsverfahren 1. und 2. Ordnung

Dieses Verfahren beinhaltet einen eingebauten adaptiven Filter, welcher nicht physikalische Werte aus der Lösung herausfiltert. Dies wird durch die lokale Überblendung des CD- und des UD-Verfahrens erreicht:

$$C_j^{SFCD} = \gamma_j C_j^{CD} + (1 - \gamma_j) C_j^{UD} \quad \text{Gl. A.2-10}$$

mit γ_j Flächenabhängiger Wichtungsfaktor ($0 \leq \gamma_j \leq 1$), bestimmt über den lokalen Φ -Gradienten

Dieser Wichtungsfaktor wird in Gebieten steiler Gradienten so bestimmt, dass beide Werte nach CD und UD soweit wie möglich aneinander angenähert werden. Somit bietet das SFCD eine reduzierte numerische Diffusion, ohne Dispersion hervorzurufen. Ein Nachteil ist die

Einführung einer weiteren Nicht-Linearität durch die Abhängigkeit von γ_j und Φ [WILKES ET AL., 1983].

A.2.6 Räumliche Diskretisierungsverfahren - Blending Differencing

Diese Methode ähnelt dem SFCD-Verfahren, da auch hier ein Verfahren höherer Ordnung (CD, LUD, QUICK) mit dem UD-Verfahren niedriger Ordnung zum Unterdrücken von numerischer Dispersion eingesetzt wird. Hier wird der Blending Faktor γ_j im Gegensatz zum SFCD jedoch nicht automatisch ermittelt, sondern kann vom Benutzer manuell für das gesamte Modellgebiet vorgegeben werden.

$$C_j^{BD} = \gamma C_j^{CD/LUD} + (1-\gamma)C_j^{UD} \quad \text{Gl. A.2-11}$$

A.3 Diskretisierung des Konvektionsflusses

Die Formulierung der Gleichung A.3-1 gilt für das voll-implizite Verfahren und setzt voraus, dass die Flüsse im neuen Zeitschritt bestimmt werden, d.h.:

$$C_j \equiv F_j^{n+1} \Phi_j^{n+1} \quad \text{Gl. A.3-1}$$

Mit dem CRANK-NICHOLSON-Verfahren wird die Konvektion diskretisiert nach:

$$C_j \equiv \frac{1}{2} \left(F_j^{n+\frac{1}{2}} \Phi_j^{n+1} + F_j^{n+\frac{1}{2}} \Phi_j^n \right) \quad \text{Gl. A.3-2}$$

mit Φ_j^{n+1} und Φ_j^n werden zwischen den Zellflächen interpoliert

$$F_j^{n+\frac{1}{2}} \quad \text{Massenfluss, berechnet zum Zeitpunkt } n + \frac{1}{2}$$

Der Massenfluss wird bestimmt über:

$$F_j^{n+\frac{1}{2}} \equiv \frac{1}{2} (F_j^{n+1} + F_j^n) \quad \text{Gl. A.3-3}$$

Wie in räumlichen zentralen Differenzenverfahren (*central differencing scheme* = CD) produziert das CRANK-NICHOLSON-Verfahren niedrigere numerische Diffusion, kann aber auch Dispersivität erzeugen.

Deswegen wird eine Option angeboten, mit der das CRANK-NICHOLSON-Verfahren mit dem voll-impliziten Verfahren kombiniert werden kann. Dann ergibt sich der Konvektionsfluss zu:

$$C_j \equiv F_j^{\text{BD}} (0,5\gamma \Phi_j^n + (1 - 0,5\gamma) \Phi_j^{n+1}) \quad \text{Gl. A.3-4}$$

$$\text{mit } F_j^{\text{BD}} \equiv 0,5\gamma F_j^n + (1 - 0,5\gamma) F_j^{n+1} \quad \text{Massenfluss} \quad \text{Gl. A.3-5}$$

Es wird deutlich, dass für $\gamma = 1$ die Gleichungen A.3-4 und A.3-5 zum CRANK-NICHOLSON-Verfahren der Gleichung A.3-2 resultieren und dass die Gleichungen A.3-4 und A.3-5 mit $\gamma = 0$ in das voll-impliziten Verfahren der Gleichung A.3-1 übergehen.

Die Konvektionsterme C_j werden approximiert zu:

$$C_j \equiv F_j \Phi_j \quad \text{Gl. A.3-6}$$

$$\text{mit } F_j \equiv \left(\vec{\rho} \vec{u}_r \cdot \vec{S} \right)_j \quad \text{Massenfluss über die Flächen } j \text{ und } \Phi_j$$

Der Durchschnittswert über jede Fläche wird über Berechnungsknoten mit dem jeweiligen Verfahren interpoliert.

Mit diesen Formeln kann auch der dritte Term T_3 der Gleichung A.2-3 dargestellt werden. Dieser Term enthält generell Komponenten, die Quellen oder Senken darstellen. Die genaue Form hängt von den abhängigen Variablen und den Randbedingungen ab. Transport und andere Gradienten enthaltende Terme werden wie C_j und D_j , während Terme ohne Gradienten über die Berechnungsknoten bestimmt werden. Das Ergebnis dieses Prozesses lässt sich in der generellen quasi-linearen Form

$$T_3 \equiv s_1 - s_2 \Phi_P \quad \text{Gl. A.3-7}$$

darstellen.

A.4 Zeitliche Diskretisierung

Für die bei der Finiten-Volumen-Methode möglichen beliebigen Zeitschrittweiten δt zwischen altem und neuem Zeitschritt, gibt es in STAR-CD® die Möglichkeit, ein vollimplizites Verfahren oder ein CRANK-NICHOLSON Verfahren zweiter Ordnung einzusetzen.

Bei der Beschreibung der Flüsse mit einem vollimpliziten Verfahren werden die aktuellen Flüsse des Zeitintervalls über die neuen Werte des neuen Zeitschritts bestimmt. Das Differenzenschema für einen eindimensionalen Fall ist in Abb. A.4-1 dargestellt.

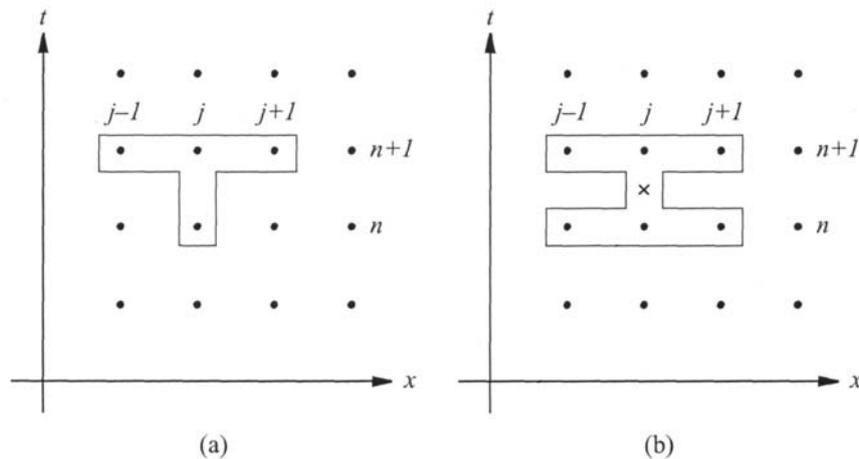


Abb. A.4-1: Differenzenschema der zeitlichen Diskretisierung für einen eindimensionalen Fall
a) vollimplizites Verfahren; b) CRANK-NICHOLSON-Verfahren
[CD ADAPCO GROUP, 2004]

Mit diesem Schema können im Gegensatz zu expliziten Verfahren stabilitätsbedingte Zeitschrittbeschränkungen vermieden werden [RICHTMEYER ET AL., 1967], was besonders in Regionen mit hoher räumlicher Diskretisierung und großen Geschwindigkeitsgradienten sowie großer Diffusion von Vorteil ist.

Im Prinzip erlauben vollimplizite Verfahren Zeitschritte beliebiger Größenordnung, allerdings schreiben in der Praxis andere Überlegungen Zeitschrittbeschränkungen vor. Z.B. können dies sein:

- Bei transienten Berechnungen muss δt klein genug sein, um die zeitlichen Approximationsfehler klein zu halten.
- Bei quasi-stationären Anwendungen, bei denen zeitliche Veränderungen nicht betrachtet werden, werden große oft große Zeitschritte eingesetzt, um den Vorgang bis zu einem stationären Zustand zu beschleunigen. Allerdings können extrem große Werte zu Instabilitäten infolge von Nichtlinearitäten und Wechselbeziehungen zwischen den Lösungsgleichungen führen.

Während das vollimplizite Verfahren ein Verfahren erster Ordnung ist, beinhaltet das CRANK-NICHOLSON-Verfahren Abbruchfehler δt^2 und ist somit ein Zeitverfahren zweiter Ordnung (Abb. A.4-1b). Der Punkt $n+1/2$ wird im Beispiel als Ausgangspunkt für die zweite-Ordnung-Beschreibung genutzt. Das Verfahren neigt – wie andere Verfahren höherer Ordnung – zur

$$\mu_t (P + P_B) - \rho \varepsilon - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \mu_t P_{NL}$$

mit $P \equiv S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$

$$P_B \equiv - \frac{g_i}{\sigma_{h,t}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}$$

$$P_{NL} = - \frac{\rho}{u_t} \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \left[P - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\rho k}{\mu_t} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] \quad \text{wird zu 0 für lineare Modelle}$$

σ_k turbulente PRANDTL-Zahl [-]

Die turbulente Dissipation ergibt sich zu:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] =$$

$$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[\mu_t P - \frac{2}{3} \left(\mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] + C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_B - \quad \text{Gl. A.6-2}$$

$$C_{\varepsilon 3} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 4} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t P_{NL}$$

mit $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}, C_{\varepsilon 4}$ Koeffizienten (siehe Tabelle A.6-1) [-]

σ_ε turbulente PRANDTL-Zahl [-]

μ_t turbulente Viskosität [m²/s]

C_μ	σ_t	σ_ε	σ_h	σ_m	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 4}$	κ	E
0,09	1,0	1,22	0,9	0,9	1,44	1,92	0,0 oder 1,44*	-0,33	0,419	9,00**
* $C_{\varepsilon 3} = 1,44$ für $P_b > 0$, ansonsten 0; ** für glatte Wände, ansonsten muss dieser Parameter variiert werden										

Tabelle A.6-1: Koeffizienten für das Standard-k-ε-Turbulenz-Modell

A.7 Diskretisierung der freien Oberfläche zwischen Fluiden

STAR-CD[®] löst die freie Oberfläche in Strömungssimulationen mit Hilfe der Volume-of-Fluid-Method (VOF) auf [HARLOW ET AL., 1965, HIRT, ET AL, 1981]. Hierbei wird die Begrenzungsfläche zwischen schweren und leichtem Fluid (z.B. Wasser und Luft) an diskreten Zeitpunkten durch einen repräsentativen passiven Skalar α_i dargestellt. Dieser wird durch das Ver-

hältnis zwischen schwerem und leichtem Fluid in einem Berechnungsvolumen bestimmt. Hierfür gilt folgende Transportgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_1 + \nabla \cdot (\alpha_1 \mathbf{u}) = 0 \quad \text{Gl. A.7-1}$$

mit ∇ NABLA-Operator [-]

Um eine scharfe Begrenzungsfläche zu gewährleisten, wird die Gleichung A.7-1 mit einem Druckverfahren höherer Ordnung, dem „*compressive interface scheme for arbitrary meshes*“ (CICSAM) [UBBINK, 1996], gelöst. Eine Voraussetzung dieses Verfahrens ist, dass die COURANT-Zahl einen Wert von 0,3 nicht überschreiten darf, da ansonsten die Schärfe der Begrenzungsfläche zwischen beiden Fluiden nicht mehr gewährleistet werden kann. In STAR-CD® ist dieser Wert auf 0,3 voreingestellt und kann vom Nutzer für genauere Simulationen herabgesetzt werden.

Die physikalischen Eigenschaften der Mischung aus schwerem und leichtem Fluid werden durch Funktionen des passiven Skalar α_1 ermittelt:

$$\rho = \rho_g(1 - \alpha_1) + \rho_l \alpha_1 \quad \text{Gl. A.7-2}$$

$$k = k_g(1 - \alpha_1) + k_l \alpha_1 \quad \text{Gl. A.7-3}$$

$$\mu = \mu_g(1 - \alpha_1) + \mu_l \alpha_1 \quad \text{Gl. A.7-4}$$

$$c_p = [\rho_g c_{pg}(1 - \alpha_1) + \rho_l c_{pl}] \rho^{-1} \quad \text{Gl. A.7-5}$$

mit	ρ	Dichte des Fluids [kg/m ³]
	k	Wärmeleitfähigkeit [W/m ² K]
	μ	laminare Viskosität [m ² /s]
	c_p	spezifische Wärmekapazität [J/kgK]

A.8 Konvergenz- und Abbruchkriterien

Bei quasi-stationären Berechnungen handelt es sich um eine iterative Bestimmung der gesuchten Lösung. Dieser iterative Prozess führt in den meisten Fällen (Ausnahme sind hier alternierende Lösungen) zu immer kleiner werdenden Abweichungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten (Zeitschritten). Diese Abweichungen werden als Residuum bezeichnet. Für quasi-stationäre Berechnungen wird in STAR-CD® das Residuum r_Φ^k der Finiten-Volumen-Gleichungen zur Kontrolle und Überwachung des Simulationsverlaufs verwendet. Das Residuum stellt hierbei das Restglied dar, das beim Einsetzen der Näherungsgleichung Φ^k in die diskreten Transportgleichungen entsteht:

$$r_{\Phi}^k \equiv A_P \Phi_P^k - \sum_m A_m \Phi_P^k - s_1 \quad \text{Gl. A.8-1}$$

Die Residuen werden anschließend mit dem von der betrachteten Gleichung abhängigen Normierungsfaktoren M_{Φ} normiert. Diese ergeben sich aus:

$$M_{\Phi} = \sum_P A_P \Phi_P^k \quad \text{Gl. A.8-2}$$

mit Φ_P Geschwindigkeitsbetrag in der Zelle P [m/s]

Die Summation der Residuen erfolgt über das gesamte Rechengebiet und somit ergeben sich die Residuen zu:

$$R_{\Phi}^k \equiv \frac{\sum |r_{\Phi}^k|}{M_{\Phi}} \quad \text{Gl. A.8-3}$$

Als Abbruchkriterien werden Residuen in der Größenordnung von max. $R_{\Phi}^k < 10^{-3}$ empfohlen [MEYER, 2003].

Bei instationären Berechnungen kann diese Residuenbestimmung als Konvergenzkriterium nicht erfolgen, sodass hier anhand einer Fehlerabschätzung die Zahl der Korrekturschritte beschränkt wird. Um das Konvergenzverhalten einer instationären Berechnung abschätzen zu können, wird in STAR-CD[®] der Faktor C_{Φ}^k (*global rate of change*) als Summation über alle Zellen folgendermaßen bestimmt:

$$C_{\Phi}^k = \sum \left(\left| B_P^n \Phi_P^n \right| - \left| B_P^o \Phi_P^o \right| \right) \quad \text{Gl. A.8-4}$$

mit k Anzahl der berechneten Zeitschritte [-]

Appendix B Eigene Erweiterungen in STAR-CD®

B.1 Notwendigkeit eigener Erweiterungen in STAR-CD®

Über im Simulationsprogramm STAR-CD® integrierte Module zum Erstellen des Berechnungsnetzes, zum Festlegen der Randbedingungen und der Fluideigenschaften, etc., können numerische Modelle erstellt und Simulationen von Strömungsproblemen durchgeführt werden. Für Simulationen, in denen bewegliche Strukturen, wie z.B. Schütze, mit beweglichen Netzen berücksichtigt werden sollen, muss während der laufenden Simulation über vom STAR-CD®-Nutzer zu erstellende Unterprogrammen (B.2) in das Rechennetz eingegriffen werden.

Zeitlich und räumlich veränderliche Randbedingungen können ebenfalls über die in STAR-CD® integrierten Module gesteuert werden. Dies kann für konstante Randbedingungen (z.B. konstanter Zufluss Q_0 zum Modellgebiet) über das entsprechende Modul geschehen. Für eine nicht lineare Randbedingung wurde diese in Form einer zeitabhängigen Gleichung über ein Unterprogramm in die Simulation integriert (B.3).

Neben Modulen zur Modellerstellung (Preprocessing) und zur Durchführung von Simulationen, sind in STAR-CD® Module zum Auswerten der Simulationsergebnisse (Postprocessing) integriert. Das Auswerten von transienten Simulationen kann das Auslesen von Strömungsparametern über eine Vielzahl von Zeitschritten erfordern. Hierfür wurden Automatisierungen in Form von kurzen Auswerteroutinen erstellt (B.4).

B.2 Unterprogramme zur Steuerung von beweglichen Netzen

Zur Simulation von beweglichen Strukturen mit beweglichen Netzen müssen vor Simulationsbeginn die Richtung und der zeitliche Ablauf der Bewegung festgelegt werden. Dies muss über die Kommandozeile der Bedienungsfläche von STAR-CD® erfolgen. Für das vereinfachte Wiederholen von Simulationen wurden die notwendigen Kommandoabfolgen für die Steuerung eines beweglichen Schützes in der Datei „prep.inp“ zusammengefasst und von dort ausgeführt (Abb. B.2-1).

Während der transienten Simulation muss die Bewegung des Berechnungsnetzes für jeden einzelnen Zeitschritt und jeden zu bewegenden Knoten festgelegt werden. Dies geschieht durch das Ausführen des in Abb. B.2-2 dargestellten Unterprogramms „cgrid.cgrd“, welches für den Anwendungsfall eines unterströmten, beweglichen Schützes (siehe Kapitel 5) erstellt wurde.

MVGR,ON,EVENT	Initialisierung "Moving Meshes"
EVFIL INIT star.evn	
!	
EVSLIDE 35	Festlegen der Übergaberegionen
EMSLIDE ADD REGI 4	zwischen beweglichen und nicht-
ESSLIDE ADD REGI 5	beweglichen Gitterbereichen
EOSLIDE 1 0 0 0 0 0 1	
EVSAVE 35	
!	
EVSTEP 21 TIME 0.0	Verknüpfung mit der Datei
EGRID READ cgrid.cgrd	"cgrid.cgrd"
EASI 35 ENABLE	
EVSAVE 21	
!	
spldel,1,1,1	Festlegen der Richtung
CSYS 1	und des zeitlichen Ablaufs der
V 100000 0.0 0.1 0.0	Bewegung
V 100001 96.47 0.1 0.0	
V 100002 291.87 0.1 46.67	
V 100003 301.87 0.1 46.67	
V 100004 497.27 0.1 0.0	
SPL 1 VLIST 100000 -100001 -100002 -100003 100004	
*SET EVNO 23 1	Start einer Schleife zur Bewegung
*SET VLFT 5 5	des Netzes
*DEFI	
CSYS 1	
V 100007 20 0.0 VLFT	
VSPM 1 100007 1 V V F	
*GET THET X 100007	
EVSTEP EVNO TIME THET	
!	
EVSAVE EVNO	
*END	Ende der Schleife
*LOOP 1 9	Ausführen der Schleife (10 mal)
!	
EVPREP	
GEOM star.geom 0.01	Speichern der Geometriedatei
PROB star.prob	Speichern der Problemdatei

Abb. B.2-1: Inhalt der Datei „prep.inp“ zur Initialisierung eines beweglichen Netzes

EVFILE CONN tut.evn	Aufrufen des Event-Files
!	
EVFLAG PREP OFF GRID UPARM NEWXYZ	Aktivieren
EVLOAD UPTO EVENT EVEX	Laden des aktuellen Events
CSET NEWS CRANGE 1 13 1	Zählen der aktiven Zellschichten unter dem Schütz
CSET SUBS ACTIVE	
*GET NIVB NCSET	
!	
CSYS 1	Koordinatensystem 1
V,100007,TIME,0,0	Zeitabhängige Bewegung
VSPM 1 100007 1 F V V	
*GET YIVL Y 100007	
*SET YIVB 70. - YIVL	
*SET YIVO 140. - YIVL	
!!	
*GET BLOCK Y 9670	Bewegen aller Zellen um das Schütz
*SET DY YIVB - BLOCK	entsprechend der vorgegebenen
CSET, NEWS, TYPE, 5	Bewegung des Schützes
CSET, ADD, TYPE, 6	
VSET NEWS CSET	
VSET DELE GRAN ,,140.3 145 ,,1	
VGEN 2 0 VSET,,, DY	
!	
*IF NIVB EQ 13	If-Bedingung bei 13 aktiven
VSET NEWS VRAN 1 5341 15	Zellschichten
VMOD VSET,,0	
*ENDIF	
!	
*IF NIVB EQ 12	If-Bedingung bei 12 aktiven
*GET C Y 9051	Zellschichten
*GET D Y 105072	
*SET ABST C + 5	
*SET DY ABST - D	
VSET NEWS VRAN 100639 105267 13	
VGEN 2 0 VSET,,, DY	
VSET NEWS VRAN 1 5341 15	
VMOD VSET,,0	
*ENDIF	
!	
*IF NIVB EQ 11	If-Bedingung bei 11 aktiven
*GET C Y 105072	Zellschichten
*GET D Y 100653	
*SET ABST C + 5	
*SET DY ABST - D	
VSET NEWS VRAN 100640 105268 13	
VGEN 2 0 VSET,,, DY	
VSET NEWS VRAN 1 5341 15	
VMOD VSET,,0	
*ENDIF	
!	
[...]	gleiches Vorgehen bei 10 bis 4
	aktiven Zellschichten
*IF NIVB EQ 3	If-Bedingung bei 3 aktiven
*GET C Y 105080	Zellschichten
*GET D Y 105081	
*SET ABST C + 5	
*SET DY ABST - D	
VSET NEWS VRAN 100648 105276 13	
VMOD VSET,,139.8	
VSET NEWS VRAN 1 5341 15	
VMOD VSET,,0	
*ENDIF	

Abb. B.2-2: Inhalt der Datei „cgrid.cgrid“ zur Steuerung des beweglichen Netzes

```
!  
*IF NIVB EQ 2                                If-Bedingung bei 2 aktiven  
*GET C Y 105081                               Zellschichten  
*GET D Y 105082  
*SET ABST C + 5  
*SET DY ABST - D  
VSET NEWS VRAN 100649 105277 13  
VMOD VSET,,140  
VSET NEWS VRAN 1 5341 15  
VMOD VSET,,0  
*ENDIF  
!  
*IF NIVB EQ 1                                If-Bedingung bei 1 aktiven  
*GET C Y 105082                               Zellschichten  
*GET D Y 105083  
*SET ABST C + 5  
*SET DY ABST - D  
VSET NEWS VRAN 100650 105278 13  
VMOD VSET,,139.85  
VSET NEWS VRAN 1 5341 15  
VMOD VSET,,0  
*ENDIF
```

Abb. B.2-2: Inhalt der Datei „cgrid.cgrd“ zur Steuerung des beweglichen Netzes (Fortsetzung)

B.3 Unterprogramme zur Steuerung von Randbedingungen

Für die Steuerung von Randbedingungen, die über das Ansetzen von zeitlich konstanten Werten hinausgehen, können Unterprogramme „bcdefi.f“ erstellt werden, die während der laufenden Simulation für jeden einzelnen Simulationsschritt von STAR-CD® automatisch aufgerufen werden. Für eine individuell angepasste zeitlich abhängige Druckrandbedingung ist dies in Abb. B.3-1 dargestellt.

```

C*****
C  SUBROUTINE BCDEFP(UB,VB,PR,TE,ED,T,SCALAR,TURINT)
C  Boundary conditions definition for pressure boundaries
C*****
C-----*
C  STAR RELEASE 3.150                               *
C-----*
C  INCLUDE 'comdb.inc'

COMMON/USR001/INTFLG(100)

DIMENSION SCALAR(50)
LOGICAL TURINT
INCLUDE 'usrdat.inc'
DIMENSION SCALC(50)
EQUIVALENCE( UDAT12(001), ICTID )
EQUIVALENCE( UDAT02(002), DEN )
EQUIVALENCE( UDAT04(002), DENC )
EQUIVALENCE( UDAT04(003), EDC )
EQUIVALENCE( UDAT04(005), PRC )
EQUIVALENCE( UDAT04(009), SCALC(01) )
EQUIVALENCE( UDAT04(007), TC )
EQUIVALENCE( UDAT04(008), TEC )
EQUIVALENCE( UDAT04(059), UC )
EQUIVALENCE( UDAT04(060), VC )
EQUIVALENCE( UDAT04(061), WC )
EQUIVALENCE( UDAT04(064), UCL )
EQUIVALENCE( UDAT04(065), VCL )
EQUIVALENCE( UDAT04(066), WCL )
EQUIVALENCE( UDAT02(070), X )
EQUIVALENCE( UDAT02(071), Y )
EQUIVALENCE( UDAT02(072), Z )
C-----

IF(IREG.EQ.1) THEN                                Festlegen der Randbedingung
  TURINT=.TRUE.
  PR=-0.00002*(TIME**3)+0.0224*(TIME**2)         Gleichung zur Berechnung des Druckes
  -1.018*TIME+59.048                               in Abhängigkeit von der Zeit
  UB=0
  VB=0
  TE=0.01
  ED=0.005
  T=373.
  DEN = 998.2
ENDIF

RETURN
END

```

Abb. B.3-1: Unterprogramm zur Steuerung einer zeitabhängigen Druckrandbedingung

B.4 Unterprogramme zur Auswertung transienter Simulationen

Die Simulationsergebnisse werden bei quasi-stationären Simulationen nach einer vom Nutzer bestimmten Anzahl von Iterationsschritten und am Ende der Simulation in einer Ergebnisdatei „*.pst“ gespeichert. Bei transienten Simulationen werden die Simulationsergebnisse nach einer vom Nutzer bestimmten Anzahl von Zeitschritten (z.B. alle 10 oder 100 Zeitschritte) in einer Ergebnisdatei „*.pstt“ gespeichert. Während bei quasi-stationären Simulationen zumeist nur das zuletzt gespeicherte Endergebnis ausgewertet wird, ist bei stationären Simulationen auch die Entwicklung verschiedener Strömungsparameter über die Zeit von Interesse. Für jeden auszuwertenden Zeitschritt ist eine spezielle Kommandoabfolge erforderlich. Diese Kommandoabfolgen wurden als ausführbare Routinen (Abb. B.4-1, Abb. B.4-2) erstellt und zum automatischen Auslesen von transienten Ergebnisdateien genutzt.

Abb. B.4-1 zeigt eine Routine zum automatischen Auslesen der Wasserspiegellage. Abb. B.4-2 enthält eine Routine zum automatischen Auslesen von Strömungsgeschwindigkeiten.

trload,star.pstt,mvgrid,,c	Laden der transienten Ergebnisdatei
*set it 14500 100	erster, auszulesender Zeitschritt
*defi	Beginn einer Schleife
store,iter,it	Speichern des aktuellen Zeitschritts
cset news fluid	Auswahl aller Fluidzellen
getc conc	Laden der Konzentration
cave cset	Konzentrationsmittelwert für ausgewählte Zellen
popt isos 0.5	Auswahl der Konzentration 50 %
pscr,,isos,oberflaeche	Umwandeln der Isoflächen in Zellen
cset news name oberflaeche	Auswählen der neuen Zellen
vset news cset	Auswählen der Knoten der aktiven Zellen
vset subset gran 844 845 9 10 0 120	Auswahl der Knoten in einem Bereich
sens add vset	Umwandeln der Knoten in Sensoren
gloa 1 sensor vset	Laden der Sensoren der aktiven Knoten
gval 2 1 sensor x	Speichern des x-Wertes
gval 3 1 sensor y	Speichern des y-Wertes
gval 4 1 sensor z	Speichern des z-Wertes
sdata,water_surface.grf,4,1,1,coded	Zwischenspeichern der Daten als .grf-Datei
cset, news, shell	Auswählen der neuen Zellen
cdel,cset	Löschen der neuen Zellen
*end	Ende der Schleife
*loop 1 199	Durchlaufen der Schleife (200 mal)
close water_surface.grf	Speichern der Daten als .grf-Datei

Abb. B.4-1: Routine zum automatischen Auslesen der Wasserspiegellage

trload,star.pstt,mvgrid,,c	Laden der transienten Ergebnisdatei
*set it 14410 10	erster, auszulesender Zeitschritt
*defi	Beginn einer Schleife
store,iter,it	Speichern des aktuellen Zeitschritts
cset, all	Auswahl aller Zellen
v 142001 1119 49 35	Erzeugen des neuen Knotens 142001
v 142002 1119 49 5	Erzeugen des neuen Knotens 142002
v 142003 1169 49 35	Erzeugen des neuen Knotens 142003
v 142004 1169 49 5	Erzeugen des neuen Knotens 142004
v 142005 1249 49 35	Erzeugen des neuen Knotens 142005
v 142006 1249 49 5	Erzeugen des neuen Knotens 142006
v 142007 1039 49 35	Erzeugen des neuen Knotens 142007
v 142008 1039 49 5	Erzeugen des neuen Knotens 142008
vset news vran 142001 142008	Auswählen der Knoten 142001 bis 142008
sens add vset	Umwandeln der Knoten in Sensoren
sens scan cset	Suchen nach Sensoren im Modellgebiet
gloa 1 sensor vset	Laden der Sensoren der aktiven Knoten
gval 2 1 sensor x	Speichern des x-Wertes
gval 3 1 sensor y	Speichern des x-Wertes
gval 4 1 sensor z	Speichern des x-Wertes
getv none su,	Laden der Strömungsgeschwindigkeit v_x
gval 5 1 sensor pst4	Speichern der Strömungsgeschwindigkeit v_x
sdata,velocity.grf,5,1,1,coded	Zwischenspeichern der Daten als .grf-Datei
*end	Ende der Schleife
*loop 1 2488	Durchlaufen der Schleife (2489 mal)
close velocity.grf	Speichern der Daten als .grf-Datei

Abb.B.4-2: Routine zum automatischen Auslesen von Strömungsgeschwindigkeiten