

# HENRY

Hydraulic Engineering Repository

Ein Service der Bundesanstalt für Wasserbau

---

Report, Published Version

**Lieske, Mike; Schlurmann, Torsten; Carstensen, Christina; Evers, Lutz; Kerpen, Nils; Mehlhase, Stefan; Stahlmann, Arne; Weisheit, Jonathan**

## **Seegangsbelastungen (SEELE) – Prozesse der Hydro-, Sediment- und Morphodynamik bei Interaktion von Richtungsseegang mit Strömung**

Zur Verfügung gestellt in Kooperation mit/Provided in Cooperation with:  
**Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen (KFKI)**

---

Verfügbar unter/Available at: <https://hdl.handle.net/20.500.11970/110326>

Vorgeschlagene Zitierweise/Suggested citation:

Ludwig-Franzius-Institut für Wasserbau, Ästuar- und Küsteningenieurwesen, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover (Hg.) (2017): Seegangsbelastungen (SEELE) – Prozesse der Hydro-, Sediment- und Morphodynamik bei Interaktion von Richtungsseegang mit Strömung. Hannover: Ludwig-Franzius-Institut für Wasserbau, Ästuar- und Küsteningenieurwesen, Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover.  
<https://doi.org/10.2314/GBV:1017922675>.

### **Standardnutzungsbedingungen/Terms of Use:**

Die Dokumente in HENRY stehen unter der Creative Commons Lizenz CC BY 4.0, sofern keine abweichenden Nutzungsbedingungen getroffen wurden. Damit ist sowohl die kommerzielle Nutzung als auch das Teilen, die Weiterbearbeitung und Speicherung erlaubt. Das Verwenden und das Bearbeiten stehen unter der Bedingung der Namensnennung. Im Einzelfall kann eine restriktivere Lizenz gelten; dann gelten abweichend von den obigen Nutzungsbedingungen die in der dort genannten Lizenz gewährten Nutzungsrechte.

Documents in HENRY are made available under the Creative Commons License CC BY 4.0, if no other license is applicable. Under CC BY 4.0 commercial use and sharing, remixing, transforming, and building upon the material of the work is permitted. In some cases a different, more restrictive license may apply; if applicable the terms of the restrictive license will be binding.





## Abschlussbericht

Ludwig-Franzius-Instituts für Wasserbau, Ästuar- und  
Küsteningenieurwesen,  
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover

### SEEGANGSBELASTUNGEN (SEELE)

Prozesse der Hydro-, Sediment- und Morphodynamik bei Interaktion  
von Richtungsseegang mit Strömung

Hauptautoren:

Mike Lieske, Prof. Dr. Torsten Schlurmann

mit Unterstützung und Beiträgen von

Christina Carstensen, Lutz Evers, Dr. Nils Kerpen,  
Stefan Mehlhase, Dr. Arne Stahlmann und Jonathan Weisheit

Auftraggeber der Förderung:

Das diesem Bericht zugrundeliegende KFKI-Forschungsvorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) mit dem Förderkennzeichen 03KIS107 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den beiden Hauptautoren.

GEFÖRDERT VOM



Bundesministerium  
für Bildung  
und Forschung



Projektträger:

PT Jülich, Forschungszentrum Jülich GmbH

Juli 2017

Bericht-Nr. 754





## Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis.....	I
Abbildungsverzeichnis.....	IV
Tabellenverzeichnis.....	XI
Symbolverzeichnis.....	XIII
Abkürzungsverzeichnis.....	XX
1 Einleitung.....	1
1.1 Allgemeine Angaben zu dem Forschungsprojekt.....	1
1.2 Projektbeschreibung und Aufgabenstellung.....	2
1.3 Voraussetzungen für die Durchführung des Vorhabens.....	2
1.4 Planung und Ablauf des Vorhabens.....	3
1.5 Wissenschaftlicher und Technischer Stand.....	3
1.6 Zusammenarbeit mit anderen Organisationen.....	3
2 Theoretische Grundlagen und Stand der Wissenschaft.....	5
2.1 Strömungen.....	5
2.1.1 Klassifizierung einer Gerinneströmung.....	6
2.1.2 Turbulente Strömungseigenschaften.....	8
2.1.3 Arten der Turbulenz.....	10
2.1.4 Turbulente Strömungsanalyse.....	13
2.2 Wellen.....	18
2.2.1 Wellentheorien.....	18
2.2.2 Wellentransformation.....	20
2.2.3 Parametrisierung von Seegang.....	24
2.2.4 Zeitreihenanalyse.....	25
2.2.5 Frequenzanalyse.....	26
2.2.6 Zeit-Frequenzanalyse.....	30
2.2.7 3D-Wellenanalyse.....	40
2.3 Wellen-Strömungs-Interaktion.....	50



2.3.1	Einfluss von Strömung auf Wellen.....	51
2.3.2	Einfluss von Wellen auf Strömung.....	71
3	Erweiterungsmaßnahmen des 3D-Wellenbeckens.....	75
3.1	Erweiterungsmaßnahmen bei Antragstellung.....	75
3.2	Durchgeführte Erweiterungsmaßnahmen und Endzustand des 3D-Wellen- Strömungsbeckens.....	76
3.2.1	Strömungsführung.....	76
3.2.2	Modularer Tieftteil.....	80
3.2.3	Passiver Wellenabsorber.....	81
4	Physikalischen Modellversuche im 3D-Wellen-Strömungsbecken.....	85
4.1	Zielsetzung und Methodik.....	85
4.2	Versuchseinrichtung.....	87
4.3	Messtechnik.....	91
4.3.1	Acoustic Doppler Velocimeter.....	91
4.3.2	Druckmessdosen.....	95
4.3.3	Induktive Widerstandsdrahtpegel.....	96
4.3.4	CERC6-Wellenpegelfeld.....	97
4.4	Versuchsaufbau, -programm und -durchführung.....	99
4.4.1	Rasterung des 3D-Wellen-Strömungsbeckens.....	99
4.4.2	Mittlere Sohlhöhe im 3D-Wellen-Strömungsbecken.....	101
4.4.3	Strömungsversuche.....	102
4.4.4	Wellenversuche.....	105
4.4.5	Wellen-Strömungsversuche.....	112
5	Auswertung der Strömungsversuche.....	115
5.1	Auswertung der Messdaten.....	115
5.1.1	Strömungsgeschwindigkeiten.....	115
5.1.2	Filterkriterien.....	116
5.1.3	Weitere Qualitätskriterien.....	117
5.1.4	Messdauer.....	120
5.1.5	Mittlere Fließgeschwindigkeiten.....	121
5.1.6	Mittlere Turbulenzintensität.....	125
5.2	Kritische Bewertung der Strömungsversuche.....	129
5.2.1	Einfluss Strömungsauslass und Absorber.....	131



5.2.2	Einfluss der Injektionslanzen.....	134
6	Auswertung der Wellenversuche.....	136
6.1	Ergebnisse der 3D-Wellenanalyse.....	136
6.1.1	Vergleich der einlaufenden Soll-Wellenhöhe mit der gemessenen Wellenhöhe.....	137
6.1.2	Vergleich der einlaufenden Soll-Wellenrichtung mit der gemessenen Wellenrichtung.....	139
6.1.3	Zusammenhang zwischen der einlaufenden Wellenhöhe und Wellenrichtung.....	140
6.1.4	Zusammenhang zwischen dem Reflexionskoeffizient und Wellenrichtung.....	141
6.1.5	Vergleich der einlaufenden Wellenhöhe mit der reflektierten Wellenhöhe.....	145
6.1.6	Vergleich der gemessenen reflektierten Wellenrichtung mit der erwarteten Richtung.....	147
6.2	Prüfung der Plausibilität der Ergebnisse.....	148
6.3	Bewertung der Ergebnisse.....	157
7	Auswertung der Wellen-Strömungsversuche.....	159
7.1	Frequenzanalyse mit der Fourier-Transformation.....	159
7.1.1	Implementierung in <i>MATLAB</i> .....	159
7.1.2	Aufbereitung der Messdaten.....	160
7.1.3	Reproduzierbarkeit der Versuchsergebnisse.....	164
7.1.4	Auswertung der Amplitudenspektren.....	165
7.2	Zeit-Frequenzanalyse mit der Hilbert-Huang-Transformation.....	177
7.2.1	Implementierung in <i>MATLAB</i> .....	177
7.2.2	Aufbereitung der Messdaten.....	180
7.2.3	Auswertung der IMFs und der Hilbert-Spektren.....	191
7.2.4	Bewertung und Vergleich der Ergebnisse.....	202
7.3	Gegenüberstellung der Ergebnisse aus der Frequenzanalyse und Zeit-Frequenzanalyse.....	204
8	Schlussbetrachtung.....	207
8.1	Veröffentlichungen.....	208
8.1.1	Konferenzbeiträge.....	209
8.1.2	Vorträge.....	209
8.2	Beteiligten Personen vom Ludwig-Franzius-Institut am Forschungsprojekt.....	209
8.3	Autorenübersicht.....	210
9	Literaturverzeichnis.....	211

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1:	Überblick küstennaher Strömungen (Ausschuß für Küstenschutzwerke et al. 2015).....	6
Abb. 2.2:	Gerinneströmung im 3D-Wellen-Strömungsbecken.....	6
Abb. 2.3:	Prinzipskizze einer gleichförmigen und ungleichförmigen Gerinneströmung (Jirka und Lang 2009, S. 6).....	7
Abb. 2.4:	Instationäre Strömung mit Einzelwelle (Jirka und Lang 2009, S. 7).....	7
Abb. 2.5:	Strömungsgeschwindigkeit der Komponente $u$ einer turbulenten Strömung (Jischa 1982).....	9
Abb. 2.6:	Rotationssymmetrischer Freistrah (Spurk 1992).....	12
Abb. 2.7:	Turbulente bzw. laminare Schubspannungen an einer Wand (Wurpts 2014).....	12
Abb. 2.8:	Turbulente Scherströmung an einer Wand bzw. der Sohle (Spurk 1992).....	12
Abb. 2.9:	Eindimensionale Geschwindigkeitszeitreihe einer Strömungsmessung (Muste et al. 2004).....	13
Abb. 2.10:	Histogramm der Fließgeschwindigkeit in Abhängigkeit der relativen Häufigkeit (Muste et al. 2004).....	14
Abb. 2.11:	Stabilität von Mittelwert und Standardabweichung in Abhängigkeit der Zeitreihenlänge (Muste et al. 2004).....	15
Abb. 2.12:	Mittlere Geschwindigkeit und Standardabweichung (Turbulenzintensität) für ein 11 Minuten Intervall (Muste et al. 2004).....	16
Abb. 2.13:	Darstellung der PST-Methode (Gunawan et al. 2011).....	17
Abb. 2.14:	Wellenform bei Verwendung verschiedener Wellentheorien (nach Le Mehaute 1976).....	19
Abb. 2.15:	Anwendungsbereiche verschiedener Wellentheorien (Ausschuß für Küstenschutzwerke et al. 2015).....	20
Abb. 2.16:	Kreuzsee hinter einem Wellenbrecher (Oumeraci 2013).....	23
Abb. 2.17:	Überführung des natürlichen Seegangs in einen regelmäßigen, zweidimensionalen Seegang (Oumeraci (1996a)).....	25
Abb. 2.18:	Definition der Welle bei <i>Zero-up-crossing</i> und <i>Zero-down-crossing</i> .....	26
Abb. 2.19:	a) Amplitudenspektrum und b) Phasenspektrum einer Messung (Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen 2002).....	27
Abb. 2.20:	<i>Sifting</i> -Vorgang: a) Ausgangssignal $x(t)$ , b) Bilden der oberen und unteren Eihüllenden (gestrichelt) um das Ausgangssignal (dünne Linie) und Mittelwertsfunktion $m_1$ (dicke Linie), c) Datensatz $h_1$ nach Abzug der Mittelwertsfunktion $m_1$ vom Ausgangssignal $x(t)$ (Huang et al. 1998).....	32
Abb. 2.21:	<i>Sifting</i> -Prozess bei gestörtem Ausgangssignal: (a) Ausgangssignal, (b) Festlegen der lokalen Maxima, (c) Festlegen der Umhüllenden, (d) Zeitreihe nach dem ersten <i>sifting</i> (Wu und Huang 2009).....	35

Abb. 2.22:	<i>Mode mixing</i> bei der Ermittlung von IMFs mittels EMD (Wu und Huang 2009).....	35
Abb. 2.23:	Fourierspektren der IMFs von weißem Rauschen mit logarithmischer Auftragung der Periode $T$ auf der Abszisse: (a) Fourier-Spektrum der IMF 1 in Schwarz, Spektren der IMFs 2-9 in aufsteigender Reihenfolge versetzt daneben, (b) Fourier-Spektren der IMF 2-9 um $n - 2 \cdot \ln 2$ auf der Abszisse nach links verschoben (Wu und Huang 2004).....	36
Abb. 2.24:	IMFs nach der Zerlegung mittels EEMD nach einmaligem Hinzufügen von weißem Rauschen (Wu und Huang 2009).....	37
Abb. 2.25:	IMFs nach der Zerlegung mittels EEMD nach 50-maligem Hinzufügen von weißem Rauschen (Wu und Huang 2009).....	38
Abb. 2.26:	Beispiel für eine Richtungsspektrum mit Reflexion (nach Frigaard et al. 1997).....	41
Abb. 2.27:	Position der Wellenpegel und Definition der Winkel (nach Frigaard und Andersen (2014)).....	43
Abb. 2.28:	Fortschreiten einer Welle auf einer Scherströmung vom Geschwindigkeitsbereich eins ( $U_1$ ) in den Geschwindigkeitsbereich zwei ( $U_2$ ). Mittlere Wellenfront (WF) und Wellenorthogonale (WO) in horizontaler Draufsicht (nach Jonsson und Skovgaard 1978).....	54
Abb. 2.29:	Skizze der horizontalen Darstellung der Wellenstrahlen, der absoluten Gruppengeschwindigkeit $c_{ga}$ , der absoluten Phasengeschwindigkeit $c_a$ sowie des Wellenzahlvektors $k$ (nach Jonsson 1990).....	55
Abb. 2.30:	Schematische Darstellung der Dopplerverschiebung. Oben befinden sich Sender (Mitte) und Empfänger (links und rechts) in Ruhe, beide aufgenommenen Frequenzen sind identisch. Unten bewegen sich beide Empfänger relativ zum Sender, links vom Sender weg und rechts auf den Sender zu. Links wird die Frequenz, aufgrund der Bewegung, scheinbar kleiner und rechts größer (nach Kronawitter 2002).....	56
Abb. 2.31:	Änderungen im linearen Wellenspektrum aufgrund von gleichgerichteter Wellen-Strömungs-Interaktion: a) Gemessene Wellenspektren mit und ohne Strömung, b) analytisch und numerisch berechnete Wellenspektren (Swan & James, 1998).....	59
Abb. 2.32:	Veränderung der Oberflächenströmung mit variierender Wellensteilheit bei einer Wassertiefe von 0,7 m (Swan & James, 1998).....	60
Abb. 2.33:	Konturen der dimensionslosen Faktoren $R_L$ der Wellenlänge, durch Gl. (2.104). Kurven repräsentieren dimensionslose Lösung für Gl. (2.100). Wellen können nicht fortschreiten, wenn sie mit $F$ und $\Omega$ innerhalb der verbotenen Region liegen (nach Herchenroder 1981).....	64
Abb. 2.34:	Mögliche Werte für $k$ bei Anwendung der reduzierten Dopplerfunktion (2.23), bei kollinearen Wellen und Strömungen, wenn $\omega$ , $d$ und $u$ bekannt sind (Peregrine & Jonsson, 1983).....	67
Abb. 2.35:	Wellenstrahlen, die aufgrund eine Störung auf der Meeressohle (z.B. ein Höcker oder eine Schlucht) umgelenkt und fokussiert werden. An der Störung überschneiden sich die beiden Kaustiken (nach Peregrine und Jonsson 1983)......	70
Abb. 2.36:	Perspektivische Zeichnung eines Wellenfeldes mit einer kreisförmigen Kaustik, wenn sich acht Wellenlängen um die Kaustik hüllen. Das Zentrum der Kaustik befindet sich in der linken Ecke der Zeichnung (Marchant und Roberts 1988).....	70

Abb. 2.37:	Eine durch eine Linse am Meeresboden hervorgerufene Kaustik bewirkt eine Fokussierung der Wellenkämme einer Tsunamiwelle hinter der Linse (Berry 2007).....	71
Abb. 3.1:	Prinzipskizze der Planung bei Antragstellung zur Erweiterung des 3D-Wellenbeckens.....	75
Abb. 3.2:	Übersicht im Grundriss zur finalen Beckenerweiterung mit Tiefteil, Ein- und Auslasselementen, Pumpenanlage und Rückführungskanal. ....	77
Abb. 3.3:	Detailansicht des realisierten Pumpensumpfes mit den Rezirkulationspumpen und dem Rückführungskanal.....	78
Abb. 3.4:	Strömungsberechnung mittels OpenFOAM® CFD ohne Wellenbecken; Magnitude der Strömungsgeschwindigkeit in m/s; Pumpeneinlass vorgegeben mit $v = 2,19$ m/s (Beckenströmung $\bar{u} = 0,25$ m/s). ....	79
Abb. 3.5:	a) Baugrube für den Rückführungskanal mit betonierter Sauberkeitsschicht und Grundwasserabsenkung; b) Detailausbildung der Bewehrung im Umlenkbereich des Rückführungskanals und Übergang.....	79
Abb. 3.6:	Bewehrung um die Druckrohre im Bereich des Pumpensumpfes, Anschluss der Rezirkulationspumpen und Übergang in den Rückführungskanal.....	80
Abb. 3.7:	Pumpensumpf der Strömungsanlage des 3D-Wellen-Strömungsbeckens.....	80
Abb. 3.8:	links: Ausbildung der Bewehrung der Beckenwände im Tiefteil, rechts: fertiggestellter Tiefteil mit teilweise verlegten StB-Platten. ....	81
Abb. 3.9:	links: rückseitige Ansicht der passiven Absorberelemente, vor der Montage der begehbare Gitterroste, rechts: vorderseitige Ansicht während der Montage.....	82
Abb. 3.10:	Versuchseinbau des Prototyps der passiven Wellenabsorption in der Strömungsrinne zur Untersuchung der Durchströmung.....	83
Abb. 3.11:	links: Versuchsaufbau in der Strömungsrinne für den Beckeneinlass, rechts: Versuchsaufbau in Strömungsrinne für den Beckenauslass.....	83
Abb. 3.12:	Versuchsaufbau des Prototyps der passiven Wellenabsorption im Wellenkanal Schneiderberg (Draufsicht) zur Ermittlung der Absorptionsgrade.....	84
Abb. 3.13:	Versuchsaufbau des Prototyps der passiven Wellenabsorption im Wellenkanal Schneiderberg (Draufsicht) mit der verwendeten Messtechnik. ....	84
Abb. 4.1:	Methodik der physikalischen Modellversuche zur schrägen WCI.....	86
Abb. 4.2:	3D-Wellenbecken 2011.....	88
Abb. 4.3:	3D-Wellen-Strömungsbecken Februar 2015.....	88
Abb. 4.4:	Schematische Darstellung des 3D-Wellen-Strömungsbeckens.....	89
Abb. 4.5:	Pumpensumpf der Strömungsanlage des 3D-Wellen-Strömungsbeckens.....	89
Abb. 4.6:	Passiver Wellenabsorber am Strömungsauslass (westliche Seite).....	90
Abb. 4.7:	Modularer Tiefteil im 3D-Wellen-Strömungsbecken Marienwerder im a) geschlossenen und b) geöffneten Zustand.....	91
Abb. 4.8:	ADV-Sonde vom Typ Vectrino Plus und Profiler (Nortek AS 2012).....	92
Abb. 4.9:	Messflügel der ADV-Sonde (nach Nortek AS 2013a): a) Untersicht; b) Seitenansicht.....	92
Abb. 4.10:	Seeding-Anlage: a) Förderpumpe, Injektionslanze, Deckel mit Rührwerk und Behälter; b) Versuchsaufbau mit Injektionslanze im 3D-Wellen-Strömungsbecken.....	95
Abb. 4.11:	Druckmesssensor vom Typ ATM.1ST (STS Sensoren Transmitter Systeme 2017).....	95
Abb. 4.12:	Messprinzip von Drahtwellenpegeln (Mai 2001, S. 109).....	97
Abb. 4.13:	Induktiver Widerstandsdrahtpegel vom Typ GHM Wave Height Meter.....	97

Abb. 4.14:	Wellenpegelanordnung und Maße nach Hawkes et al. (1997) .....	98
Abb. 4.15:	Wellenpegelanordnung nach CERC5 und CERC6 (Andersen und Frigaard 2014a).....	98
Abb. 4.16:	CERC6-Wellenpegelfeld: a) Draufsicht; b) 3D-WellenStrömungsbecken .....	99
Abb. 4.17:	Rasterung des Wellenbeckens in Längs- und Querprofile und Bemaßung der Abstände ....	100
Abb. 4.18:	Höhenunterschiede zur mittleren Sohlhöhe im 3D-Wellen-Strömungsbecken.....	101
Abb. 4.19:	Messtraversen und Messpositionen der Messgeräte am Beispiel von Querprofil 2 .....	102
Abb. 4.20:	ADV-Sonde vom Typ Vectrino Plus im 3D-Wellen-Strömungsbecken.....	103
Abb. 4.21:	Untersuchungsgebiet mit den Längsprofilen, Querprofilen, Messpositionen, Messtiefen $m_i$ und Wassertiefen $d_i$ .....	103
Abb. 4.22:	Haltekonstruktion des CERC6-Wellenpegelfeldes im Untersuchungsgebiet .....	106
Abb. 4.23:	Kalibrierte Wellenpegel mit verstelltem Spannungsbereich am Hauptverstärker.....	107
Abb. 4.24:	Neukalibrierung der Wellenpegel und des Hauptverstärkers.....	107
Abb. 4.25:	Schematische Darstellung der Haltekonstruktion des CERC6-Wellenpegelfelds.....	108
Abb. 4.26:	Wellentheoriebereiche der gewählten Wellenparameter (nach SPM 1984).....	109
Abb. 4.27:	Schematische Darstellung des CERC6-WPF mit Angaben über Umkreisradius $r$ , Seitenlänge $a$ und Diagonale $d$ .....	110
Abb. 4.28:	Untersuchungsgebiet mit Wellenpegelfeld im Zentrum an Messposition B4 .....	112
Abb. 4.29:	Wellen-Strömungsversuch an Messposition B4 bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}_5 = 0,45$ m/s und Wellenperiode $T_3 = 2,0$ s.....	113
Abb. 4.30:	Untersuchungsgebiet mit Wellenpegelfeld und Vectrino Sonden im Zentrum an Messposition B4 für die Wellen-Strömungsversuche.....	114
Abb. 5.1:	Strömungsgeschwindigkeit (Versuch 1010, Position A4).....	116
Abb. 5.2:	Strömungsgeschwindigkeit (Versuch 1010, Position B4).....	116
Abb. 5.3:	Zeitreihe mit SNR- (grün) und Correlation-Werten (rot) (Versuch 1010, Position B4).....	117
Abb. 5.4:	Strömungsgeschwindigkeit (Versuch 1010, Position A4) mit Mittelwert (orange) und Median (rot).....	118
Abb. 5.5:	Relative Häufigkeitsverteilung (Versuch 1010, Position A4).....	118
Abb. 5.6:	Relative Häufigkeitsverteilung (Versuch 1047, Position C4).....	119
Abb. 5.7:	a) Strömungsgeschwindigkeit; b) SNR- (grün) und Correlation Werten (rot) (Versuch 1047, Position C4).....	119
Abb. 5.8	Mittlere Geschwindigkeit und Intensität über die Zeit (Versuch 1010, Position A4).....	121
Abb. 5.9	Verteilung der mittleren Fließgeschw. über die Tiefe (Position A4) (Übersicht u. re. nach Lieske 2015).....	121
Abb. 5.10	Geschwindigkeitsverteilung einer idealen Gerinneströmung (Jirka, 2009).....	121
Abb. 5.11:	Übersicht mittlere Strömungsgeschwindigkeitsverteilungen über die Tiefe im Wellenbecken .....	124
Abb. 5.12:	Mittlere Strömungsgeschwindigkeitsverteilung über die Tiefe .....	125
Abb. 5.13:	Verteilung der mittleren Turbulenzintensität über die Tiefe (Roussinova et al. 2008) .....	126
Abb. 5.14:	Übersicht mittlere Turbulenzintensitätsverteilungen über die Tiefe im Wellenbecken.....	128
Abb. 5.15:	Mittlere Turbulenzintensitätsverteilung über die Tiefe .....	129
Abb. 5.16:	Mit Betonplatten bedeckter modularer Tieftteil (Lieske 2015).....	130
Abb. 5.17:	Prinzipiskizze modularer Tieftteil (Lieske 2015).....	130
Abb. 5.18:	Strömungseinlass (Lieske 2015).....	131



Abb. 5.19:	Strömungsauslass (Lieske 2015).....	132
Abb. 5.20:	Draufsicht Wellenbecken Marienwerder mit Strömungsrückführung (nach Lieske 2015) .....	133
Abb. 5.21:	Detail Strömungsauslass und physikalisches Prinzip der Zentrifugalkraft.....	134
Abb. 5.22:	Injektionslanze mit Haltestange bei Strömungsversuchen (Lieske 2015).....	135
Abb. 6.1:	Berechnete einlaufende Wellenhöhe $H_{m,i}$ [m] über Wellenhöhe $H_{m,i,soll}$ [m] .....	138
Abb. 6.2:	Berechnete einlaufende Wellenrichtung $\theta_i$ [°] über der Soll-Wellenrichtung der einlaufenden Welle $\theta_{i,soll}$ [°].....	140
Abb. 6.3:	Berechnete einlaufende Wellenhöhe $H_{m,i}$ [m] über der berechneten einlaufenden Wellenrichtung $\theta_i$ [°], Versuch 167/168 ( $\theta_{i,soll} = 100^\circ$ ) mit starken Abweichungen in rot markiert.....	141
Abb. 6.4:	Reflexionskoeffizient $k_r$ [-] über der berechneten einlaufenden Wellenrichtung $\theta_i$ [°].....	143
Abb. 6.5:	Schematische Darstellung des Verlaufs von einlaufender und reflektierter Welle mit der Wellenrichtung $\theta_i = 60^\circ$ und $\theta_i = 120^\circ$ .....	144
Abb. 6.6:	Reflexionskoeffizient $k_r$ [-] über der berechneten einlaufenden Wellenhöhe $H_{m,i}$ [°] .....	145
Abb. 6.7:	Vergleich der berechneten reflektierten Wellenhöhe $H_{m,r}$ [m] mit der berechneten einlaufenden Wellenhöhe $H_{m,i}$ [m].....	146
Abb. 6.8:	Zusammenhang zwischen einlaufender und reflektierter Wellenrichtung unter Berücksichtigung des Reflexionsgesetzes nach Snellius.....	147
Abb. 6.9:	Messsignal der Wellenauslenkungen an den Wellenpegeln WP1-WP6 (Versuch 165).....	150
Abb. 6.10:	Optische Zeitreihenanalyse zur Bestimmung der Wellenhöhe $H_{m,ZR}$ und der Wellenperiode $T_{m,ZR}$ (Versuch 165, WP1).....	151
Abb. 6.11:	Abweichungen bei den gemessenen Zeitreihen (WP1), Bereich mit höheren Wellenauslenkungen mit rotem Kasten markiert: a) Versuch 158, b) Versuch 159, c) Versuch 160.....	155
Abb. 6.12:	Abweichungen bei den gemessenen Zeitreihen (WP1), Bereich mit niedrigeren Wellenauslenkungen mit rotem Kasten markiert: a) Versuch 171, b) Versuch 172.....	156
Abb. 6.13:	Abweichungen bei der Wellenmessung bei WP2 (Versuch 171).....	156
Abb. 7.1:	Anfahr- und Abklingphase sowie Abweichungen bei Wellenversuch ( $T = 1,2$ s) und gewähltes Zeitfenster.....	161
Abb. 7.2:	Anfahr- und Abklingphase sowie Abweichungen bei kombiniertem Wellen-Strömungs- Versuch ( $T = 1,6$ s) und gewähltes Zeitfenster.....	161
Abb. 7.3:	Start- und Endwert eines Zeitfensters: (a) gewähltes Zeitfenster, (b) Beginn des Zeitfensters, (c) Ende des Zeitfensters.....	163
Abb. 7.4:	Amplitudenspektrum des Versuchs 169 über den ungefilterten Frequenzbereich.....	163
Abb. 7.5:	Amplitudenspektrum: (a) berechnet mit <i>AWaveCl</i> (Hochpassfilter in grün und Tiefpassfilter in hellblau gekennzeichnet) (b) berechnet mit <i>calc_FFT</i> .....	164
Abb. 7.6:	Amplitudenspektrum für Wellenversuch 184, 185, 252 ( $\theta = 70^\circ$ , $T = 1,2$ s, $H = 0,066$ m), erstellt mit <i>AWaveCl</i> .....	165
Abb. 7.7:	Abweichungen der Hauptkomponente im Amplitudenspektrum für Wellen-Strömungs- Versuche 303 und 304 ( $\theta = 70^\circ$ , $T = 1,2$ s, $H = 0,066$ m), erstellt mit <i>AWaveCl</i> .....	166
Abb. 7.8:	Referenzspektren für die Wellenversuche: (a) $T = 1,2$ s, $H = 0,066$ m, (b) $T = 1,6$ s, $H = 0,103$ m, (c) $T = 2,0$ s, $H = 0,139$ m .....	167



Abb. 7.9:	Amplitudenspektrum des Versuchs 184, $T = 1,2$ s ( $\theta = 70^\circ$ , $H = 0,066$ m).....	168
Abb. 7.10:	Amplitudenspektrum des Versuchs 165, $T = 1,6$ s ( $\theta = 90^\circ$ , $H = 0,103$ m).....	169
Abb. 7.11:	Amplitudenspektrum des Versuchs 161, $T = 1,6$ s ( $\theta = 70^\circ$ , $H = 0,103$ m), zweite und dritte Komponente in Rot markiert.....	169
Abb. 7.12:	Vergleich der Zeitreihen Versuch 161 und 165.....	170
Abb. 7.13:	Amplitudenspektrum des Versuchs 230 ( $\theta = 110^\circ$ , $T = 2,0$ s, $H = 0,139$ m).....	171
Abb. 7.14:	(a) Amplitudenspektrum des Versuchs 184 (WA), (b) Amplitudenspektrum des Versuchs 285 (WCI, $Q = 3,0$ m <sup>3</sup> /s), (c) Vergleich der Wellensignale 184 und 285 (Veränderung der Wellenform in rot markiert).....	172
Abb. 7.15:	Zunahme der Seitenbänder mit zunehmender Strömung ( $\theta = 70^\circ$ , $T = 1,2$ s, $H = 0,006$ m): (a) $Q = 0$ m <sup>3</sup> /s, (b) $Q = 1,5$ m <sup>3</sup> /s, (c) $Q = 3,0$ m <sup>3</sup> /s, (d) $Q = 5,0$ m <sup>3</sup> /s.....	174
Abb. 7.16:	Abnahme der Seitenbänder mit zunehmender Wellenperiode ( $\theta = 70^\circ$ , $Q = 5$ m <sup>3</sup> /s): (a) $T = 1,2$ s, (b) $T = 1,6$ s, (c) $T = 2,0$ s.....	175
Abb. 7.17:	Verteilung der Seitenbänder über einen größeren Frequenzbereich: (a) Überblick über das Amplitudenspektrum, (b) vergrößerter Bereich, in Rot markierte Ausbreitung der Seitenbänder ( $\theta = 90^\circ$ , $T = 2,0$ s, $H = 0,139$ m).....	176
Abb. 7.18:	Überblick über das beispielhaft ausgewählte Ausgangssignal, die ersten vier IMFs c1-c4 sowie die zugehörigen Amplitudenspektren.....	179
Abb. 7.19:	Hilbert-Spektrum eines beispielhaft ausgewählten Signals (Versuch 184).....	180
Abb. 7.20:	<i>Mode mixing</i> bei Zerlegung eines Signals mittels EMD.....	182
Abb. 7.21:	IMFs c1 und c2 zwischen $t = 710$ s und $t = 810$ s mit <i>mode mixing</i> .....	182
Abb. 7.22:	Signal 169 und mit der EEMD berechnete IMFs c4 und c5.....	183
Abb. 7.23:	(a) c4 und c5 aus der EEMD des Signals 169, (b) vergrößerter Ausschnitt.....	183
Abb. 7.24:	Vierte IMFs des Versuchs 188 ( $\theta = 90^\circ$ , $T = 1,2$ s, $H = 0,066$ m) mit verschiedenen Ensemble-Zahlen (NE = 10, 50, 100, 200, 500, 1000).....	185
Abb. 7.25:	Abweichungen der vierten IMFs des Versuchs 188 ( $\theta = 90^\circ$ , $T = 1,2$ s, $H = 0,066$ m) von der IMF mit NE = 1000.....	185
Abb. 7.26:	Aufspaltung der Welleninformation auf zwei IMFs c3 und c4 bei einem <i>Noise Level</i> von 0,05 ( $T = 1,2$ s).....	187
Abb. 7.27:	Welleninformation in einer IMF (c4) für <i>Noise Level</i> = 0,1 ( $T = 1,2$ s).....	188
Abb. 7.28:	Welleninformation in einer IMF (c5) für <i>Noise Level</i> = 0,3 ( $T = 1,6$ s).....	189
Abb. 7.29:	Welleninformation in IMF c5 und c6, <i>Noise Level</i> = 0,2 ( $T = 2,0$ s).....	189
Abb. 7.30:	Signal 210, c5 und c6 übereinander dargestellt.....	190
Abb. 7.31:	(a) Signal, (b) c5 und c6 für <i>Noise Level</i> = 0,2, (c) c4, c5 und c6 für <i>Noise Level</i> = 0,1.....	190
Abb. 7.32:	IMFs c4-c6: (a) <i>sifting</i> -Anzahl = 5, (b) <i>sifting</i> -Anzahl = 10, (c) <i>sifting</i> -Anzahl = 15, (c) <i>sifting</i> -Anzahl = 20.....	192
Abb. 7.33:	IMFs aus der EEMD des Versuchs 184 ( $\theta = 70^\circ$ , $T = 1,2$ s, $H = 0,066$ m).....	194
Abb. 7.34:	IMF c3-c5 des Versuchs 184 (WA) übereinander abgebildet.....	195
Abb. 7.35:	Hilbert-Spektrum der vierten IMF c4 (Versuch 184, WA).....	196
Abb. 7.36:	Vergrößerter Bereich aus dem Hilbert-Spektrum (c4): Oszillierender Verlauf und Mittelwert $f_m$ der Frequenz.....	196
Abb. 7.37:	Hilbert-Spektrum der vierten IMF c3 (Versuch 184, WA).....	197



Abb. 7.38:	Hilbert-Spektrum der fünften IMF $c_5$ (Versuch 184, WA).....	197
Abb. 7.39:	Grad der Nichtlinearität für verschiedene Abschnitte der vierten IMF $c_4$ (Versuch 184) .....	198
Abb. 7.40:	IMFs $c_3$ und $c_4$ des Versuchs 267.....	199
Abb. 7.41:	Vierte IMFs der Wellen-Strömungs-Versuche: (a) Versuch 267 ( $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$ ), (b) Versuch 285 ( $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$ ), (c) Versuch 303 ( $Q = 5,0 \text{ m}^3/\text{s}$ ).....	200
Abb. 7.42:	Fünfte IMFs der Wellen-Strömungs-Versuche: (a) Versuch 267 ( $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$ ), (b) Versuch 285 ( $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$ ), (c) Versuch 303 ( $Q = 5,0 \text{ m}^3/\text{s}$ ).....	201
Abb. 7.43:	Grad der Nichtlinearität $DN'$ in Abhängigkeit des Strömungsdurchflusses für $c_4$ und $c_5$ .....	203

## Tabellenverzeichnis

Tab. 1.1:	Arbeits- und Zeitplanung bis Ende 2016.....	3
Tab. 2.1:	Zusammenhang zwischen der Anzahl der Wellenpegel und der Häufigkeit der Kreuzspektren (nach Andersen und Frigaard (2014b)).....	46
Tab. 2.2:	Auflistung der relevanten Autoren zur Wellen-Strömungs-Interaktion sowie deren Schwerpunkte (X) .....	52
Tab. 4.1:	Maßstabparameter nach dem Ähnlichkeitsgesetz von Froude.....	87
Tab. 4.2:	Umrechnung Naturmaßstab in Modellmaßstab.....	87
Tab. 4.3:	Technische Daten der ADV-Sonden des Typs Vectrino Plus und Vectrino Profiler (Nortek AS 2013a) .....	93
Tab. 4.4:	Grenzwerte der Qualitätskriterien für die ADV-Sonden laut Hersteller (Nortek AS 2013a), (Nortek AS 2013b) .....	93
Tab. 4.5:	Leitfähigkeit von Wasser mit Seeding-Material.....	94
Tab. 4.6:	Technische Daten der Druckmessdosen (STS Sensoren Transmitter Systeme 2017).....	96
Tab. 4.7:	Technische Daten der induktiven Widerstandsdrahtpegel (Delft Hydraulics 1988).....	97
Tab. 4.8:	Messtiefen der Strömungsversuche ausgehend vom RWS für die Messtiefen $m_1$ bis $m_4$ und ausgehend von der Sohle für $m_5$ bei $d_1 = 0,6$ m, $d_2 = 0,8$ m und $d_3 = 1,0$ m.....	104
Tab. 4.9:	Vectrino Plus allg. Einstellungen .....	104
Tab. 4.10:	Vectrino Profiler allg. Einstellungen .....	104
Tab. 4.11:	NVR der Vectrino Plus Sonden und VR der Vectrino Profiler Sonde für unterschiedliche Wassertiefen $d_i$ und Messtiefen $m_i$ .....	105
Tab. 4.12:	Messbereich des CERC6-WPF in Abhängigkeit von Umkreisradius und Wellenlänge.....	110
Tab. 4.13:	Vectrino Plus Einstellungen bei den Wellenversuchen.....	111
Tab. 4.14:	NVR der Vectrino Plus Sonden bei den Wellenversuchen.....	111
Tab. 4.15:	Versuchsprogramm der Wellenversuche ohne Strömungen.....	111
Tab. 4.16:	Versuchsprogramm der Wellen-Strömungsversuche .....	113
Tab. 4.17:	Vectrino Plus Einstellungen bei den Wellen-Strömungs-Versuchen .....	114
Tab. 4.18:	NVR der Vectrino Plus Sonden bei den Wellen-Strömungs-Versuchen .....	114
Tab. 5.1:	Übersicht mittlere Strömungsgeschwindigkeiten [m/s] .....	123
Tab. 5.2:	Übersicht über mittlere Turbulenzintensitäten [m/s].....	127
Tab. 5.3:	Vergleich der über die Durchflussmenge gemittelten normierten mittleren Turbulenzintensitäten in Längsrichtung.....	132
Tab. 5.4:	Übersicht Fließgeschwindigkeiten im Querprofil 2.....	134
Tab. 6.1:	Vergleich der Sollwellenhöhe $H_{m,i,soll}$ mit der einlaufenden Wellenhöhe $H_{m,i}$ .....	137
Tab. 6.2:	Überblick über die berechnete einlaufende Wellenrichtung $\theta_i$ sowie die ermittelten Wellenhöhen für den einlaufenden Anteil $H_{m,i}$ und den reflektierten Anteil $H_{m,r}$ .....	142



Tab. 6.3:	Übersicht über die erwartete reflektierte Wellenrichtung $\theta_{r,erwartet}$ , die berechnete reflektierte Wellenrichtung $\theta_r$ , die prozentuale Abweichung zwischen $\theta_{r,erwartet}$ und $\theta_r$ sowie die Ausfallwinkel $\theta_{2,erwartet}$ und $\theta_2$ (Tabelleneinträge gerundet).....	149
Tab. 6.4:	Ermittelte Wellenperioden für Plausibilitätsüberprüfung.....	152
Tab. 6.5:	Ermittelte Wellenhöhen für die Plausibilitätsüberprüfung.....	153
Tab. 7.1:	Vergleich der nominalen Wellenhöhen mit der aus den Amplitudenhöhen berechneten Wellenhöhe .....	171

## Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Beschreibung
<u>Physikalische Größen</u>		
<i>Kleinbuchstaben</i>		
$a$	[m]	Amplitude
$a$	[m]	Seitenlänge (Wellenpegelfeld)
$a(t)$	[m]	momentane Amplitude
$a_0$	[-]	Fourier-Koeffizient
$a_k$	[-]	Fourier-Koeffizient
$a_z$	[m]	Amplitude zwischen zwei Nulldurchgängen einer lokalen Welle
$b_i$		Winkelhalbierenden zwischen Sender- und Empfängerachse
$b_k$	[-]	Fourier-Koeffizient
$c$	[m]	Amplitude der Seegangskomponenten
$c_k$	[-]	komplexer Fourier-Koeffizient
$c_j$	[-]	j-te IMF
$\vec{c}_{ga}$	[-]	Geschwindigkeitsvektor der absoluten Gruppengeschwindigkeit
$\vec{c}_{gr}$	[-]	Geschwindigkeitsvektor der relativen Gruppengeschwindigkeit
$c_{ga}$	[m/s]	absolute Gruppengeschwindigkeit
$c_{gr}$	[m/s]	relative Gruppengeschwindigkeit
$c_k$	[-]	Fourier-Koeffizienten
$d$	[m]	Wassertiefe
$d$	[m]	Diagonale (Wellenpegelfeld)
$d_{max}$	[m]	Maximale Wassertiefe
$e_k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
$g$	[m/s <sup>2</sup> ]	Erdbeschleunigung
$f$	[1/s]	Frequenz



$f(t)$	[-]	Fourier-Reihe
$\Delta f$	[s <sup>-1</sup> ]	Frequenzauflösung
$f_N$	[s <sup>-1</sup> ]	höchste im Signal auftretende Frequenz
$f_{inst}$	[s <sup>-1</sup> ]	Momentanfrequenz
$f_P$	[1/s]	Peakfrequenz
$f_s$	[s <sup>-1</sup> ]	Abtastfrequenz
$g$	[m/s <sup>2</sup> ]	Erdbeschleunigung
$h$	[-]	mittels <i>sifting</i> erzeugter Datensatz
$h(\omega)$	[-]	Marginalspektrum
$h_b$	[m]	Wassertiefe im Brechpunkt
$i$	[-]	imaginäre Einheit
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Energie der mittleren Strömung
$k$	[-]	Wellenzahl
$\mathbf{k}$	[-]	Wellenzahlvektor
$\vec{k}$	[-]	Wellenzahlvektor
$k_e$	[-]	Wellenzahl
$k_r$	[-]	Reflexionskoeffizient
$l_0$	[m]	größten Wirbelstrukturen einer Energiekaskade
$l_{EI}$	[m]	Längenmaß nach Pope, dass kleinskalige turbulente Bewegungen von großskaligen abgrenzt
$l_K$	[m]	Kolmogorov-Länge
$l_m$	[m]	Prandtl'scher Mischungsweg
$m$	[m]	Messtiefe
$m_n$	[-]	Moment n-ter Ordnung
$m_0$	[-]	Moment 0-ter Ordnung
$m_1$	[-]	Mittelwertfunktion der oberen und unteren Einhüllenden
$p$	[mbar]	Druck
$r$	[-]	Residuum
$r$	[m]	Umkreisradius (Wellenpegelfeld)
$r_{12}$	[m]	Abstand zwischen zwei Wellenpegeln
$r_{max}$	[m]	Maximaler Umkreisradius (Wellenpegelfeld)
$r_{min}$	[m]	Minimaler Umkreisradius (Wellenpegelfeld)
$r_n$	[-]	letztes Residuum
$t$	[s]	Zeit
$t_{ges}$	[s]	Aufzeichnungsdauer eines Signals



$t_n$	[s]	Zeit im Naturmaßstab
$t_m$	[s]	Zeit im Modellmaßstab
$u$	[m/s]	Geschwindigkeitskomponenten in x-Richtung
$u$	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
$u$		Hyperparameter
$\vec{u}$	[-]	Strömungsgeschwindigkeitsvektor
$\bar{u}$	[m/s]	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit
$\tilde{u}$	[m/s]	Median der Strömungsgeschwindigkeit
$u_{rms}$	[m/s]	Turbulenzintensität der Geschwindigkeitskomponente u
$v$	[m/s]	Geschwindigkeitskomponenten in y-Richtung
$v$	[m/s]	allgemein Strömungsgeschwindigkeit
$w_j(t)$	[-]	weißes Rauschen
$w(\omega, \theta, \theta')$		Fensterfunktion
$x$	[m]	Position des Wellenpegels im vordefinierten Koordinatensystem
$x_l$		Wert des Intervalls der Richtungsverteilungsfunktion (BDM)
$x(t)$	[-]	Ausgangssignal bei der EEMD
$x_j(t)$	[-]	verraushtes Signal bei der EEMD
$x(t)$	[-]	Ausgangssignal
$y(t)$	[-]	Hilbert-Transformierte
$z$	[m/s]	Geschwindigkeitskomponenten in z-Richtung
$z(t)$	[-]	analytisches Signal

### Großbuchstaben

$A$	[kg/s]	<i>wave action</i>
$DD$	[-]	Wellengenerierungszone (disturbance distance)
$DN$	[-]	Grad der Nichtlinearität
$DN'$	[-]	modifizierter Grad der Nichtlinearität
$D(\omega, \theta)$	[-]	Richtungsverteilungsfunktion
$E$	[kg/s <sup>2</sup> ]	spezifische Wellenenergie
$E$	[Nm/m <sup>2</sup> ]	Wellenenergie
$F_S$	[kg m/s <sup>2</sup> ]	Schwerkraft
$Fr$	[-]	Froude-Zahl



$F_T$	[kg m/s <sup>2</sup> ]	Trägheitskraft
$H$	[m]	Wellenhöhe
$H_{1/3}$	[m]	mittlere Wellenhöhe der 33,3 % höchsten Wellen
$H_b$	[m]	Höhe einer brechnenden Welle
$H_i$	[m]	Einlaufende Wellenhöhe
$H_m$	[m]	Mittlere Wellenhöhe
$H_{m0}$	[m]	nominale Wellenhöhe
$H_{m0,i}$	[m]	einlaufende nominale Wellenhöhe
$H_{m0,r}$	[m]	reflektierte nominale Wellenhöhe
$H_{m,i}$	[m]	einlaufende mittlere Wellenhöhe
$H_{m,r}$	[m]	reflektierte mittlere Wellenhöhe
$H_{max}$	[m]	Maximale Wellenhöhe
$H_{med}$	[m]	Median der Wellenhöhen
$H_{rms}$	[m]	quadratischer Mittelwert der Wellenhöhe
$H_S$	[m]	Signifikante Wellenhöhe
$H(\omega, t)$	[-]	Hilbert-Spektrum
$H(\omega, \theta)$	[-]	Richtungsverteilungsfunktion bei der BDM
$H/L$	[-]	Wellensteilheit
$I$	[A]	Stromstärke
$IE$	[-]	Grad der momentanen Energiedichte
$K$	[-]	Anzahl der Intervalle (BDM)
$K$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Energie des fluktuierenden Strömungsanteils
$L$	[m]	Größe des durchflossenen Querschnitts
$L$	[m]	Wellenlänge
$L$	[s]	zeitlichen Verzögerung zwischen der ursprünglichen und reflektierten Welle
$L_D$	[m]	Wellenlänge mit Doppler-Effekt
$L_n$	[m]	Länge im Naturmaßstab
$L_m$	[m]	Länge im Modellmaßstab
$M$	[-]	Anzahl der Wellenpegel
$N$	[-]	Anzahl der Kreuzspektren
$NE$	[-]	Ensemble-Zahl
$N_L$	[-]	Maßstabsfaktor für Längengrößen
$N_t$	[-]	Maßstabsfaktor für zeitabhängige Größen
$P$	[-]	Cauchy'scher Hauptwert





$Q$	$[m^3/s]$	Strömungsdurchfluss
$Q_P$	$[m^3/s]$	Fördermenge der Pumpen
$Q_{P,max}$	$[m^3/s]$	Maximale Fördermenge
$R$	$[\Omega]$	Widerstand
$R_{\eta_1\eta_2}$		Kreuzkorrelation zwischen 2 Wellenauslenkungen
$Re$	$[-]$	Reynolds-Zahl
$Re_{krit}$	$[-]$	kritischen Reynolds-Zahl
$R_{uu}(\tau)$	$[kg/ms^2]$	spektrale Energiedichte
$S$		Segmentlänge der FFT
$S(\omega)$	$[m^2 s]$	Energiedichtespektrum/Wellenspektrum
$S(f)$	$[m^2 s]$	Energiedichtespektrum/Wellenspektrum
$S(\omega, \theta)$	$[m^2 s]$	Richtungsspektrum
$\hat{S}(f)$	$[m^2 s]$	geschätztes Energiedichtespektrum
$S_{\eta_1\eta_2}(\omega)$	$[m^2 s]$	Kreuzspektrum
$S_{mn}(\omega)$	$[m^2 s]$	Kreuzspektrum (BDM)
$T$	$[s]$	Wellenperiode
$T$	$[^\circ C]$	Temperatur
$Tu$	$[-]$	Turbulenzgrad
$T_{0,1}$	$[s]$	mittlere Periode aus dem 0ten und 1. Moment
$T_{0,2}$	$[s]$	mittlere Periode aus dem 1. und 2. Moment
$T_{-1,0}$	$[s]$	Periode, bei der die langperiodischen Anteile stärker gewichtet werden
$T_{1/3}$	$[s]$	Mittelwert der Perioden der 33,3 % höchsten Wellen
$T_m$	$[s]$	Mittlere Wellenperiode
$T_{med}$	$[s]$	Median der Wellenperioden
$T_P$	$[s]$	Peakperiode
$T_{P,i}$	$[s]$	Peakperiode der einlaufenden Welle
$T_{P,r}$	$[s]$	Peakperiode der reflektierten Welle
$T_r$	$[s]$	relative Wellenperiode
$T_{signal}$	$[s]$	Länge des untersuchten Signals
$U$	$[V]$	Ensemble-Mittelwert der Geschwindigkeit
$U$	$[V]$	Spannung
$U$	$[-]$	Ursell-Parameter
$U_T$		Mittelwert der Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Aufnahmelänge

Griechische Buchstaben

$\alpha$	[°]	Winkel der Strömungsrichtung
$\alpha$		Wichtung des Kreusspektrums
$\beta_{12}$	[°]	Winkel zwischen zwei Wellenpegeln
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Dissipationsrate
$\varepsilon$		Fehlerterm
$\delta$	[°]	Winkel der Wellenorthogonalen
$\eta$	[kg/ms]	dynamische Viskosität
$\eta$	[m]	Wasserspiegelauslenkung
$\eta^{(1)}$	[m]	Wasserspiegelauslenkung, Komponente 1. Ordnung
$\eta^{(2)}$	[m]	Wasserspiegelauslenkung, Komponente 2. Ordnung
$\theta$	[°]	Wellenrichtung
$\theta'$	[°]	integrierte Wellenrichtung
$\theta_i$	[°]	einlaufende Wellenrichtung
$\theta_r$	[°]	reflektierte Wellenrichtung
$\theta_{r,erwartet}$	[°]	erwartete, reflektierte Wellenrichtung
$\theta_1$	[°]	Einfallwinkel
$\theta_2$	[°]	Ausfallwinkel
$\theta_{i2,erwartet}$	[°]	erwarteter Ausfallwinkel
$\theta(t)$	[°]	momentane Phasenfunktion
$\kappa$	[-]	Proportionalitätskonstante
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität
$\xi_0$	[-]	Brecherkennzahl
$\rho$	[g/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\tau$	[s]	zeitliche Verschiebung zwischen 2 Signalen
$\tau_{lam}$	[kg/ms <sup>2</sup> ]	molekulare Viskosität (=viskose Spannungen)
$\tau_{turb}$	[kg/ms <sup>2</sup> ]	Turbulente Schubspannung
$\omega_r$	[s <sup>-1</sup> ]	relative Kreisfrequenz
$\omega_a$	[s <sup>-1</sup> ]	absolute Kreisfrequenz
$\omega_k$	[s <sup>-1</sup> ]	Kreisfrequenz
$\omega_0$	[s <sup>-1</sup> ]	Grundfrequenz
$\Phi$	[-]	Phasenwinkel
$\Omega$	[s <sup>-1</sup> ]	Frequenz des Seitenbandes



∅

[m]

Durchmesser



## Abkürzungsverzeichnis

ADCP	Acoustic Doppler Current Profiler
ADV	Acoustic Doppler Velocimeter
BAW	Bundesanstalt für Wasserbau
BDM	Bayesian Directional Spectrum Estimation Method
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
BSH	Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie
CA	Strömung ohne Wellen (current alone)
CERC	Coastal Engineering Research Center
COR	Korrelation
DFT	Diskrete Fourier-Transformation
DS	Druckmesssensor
EEMD	Ensemble Empirical Mode Decomposition
EMD	Empirical Mode Decomposition
FFT	Schnelle Fourier-Transformation
FT	Fourier-Transformation
HHT	Hilbert-Huang-Transformation
HT	Hilbert-Transformation
IAHR	International Association for Hydro-Environment Engineering and Research
IMF	Intrinsic Mode Function
KFKI	Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen
LP	Längsprofil
LSBG	Landesbetrieb Straßen, Brücken und Gewässer
MLM	Maximum-Likelihood-Method
NLWKN	Niedersächsischer Landesbetrieb für Wasser-wirtschaft, Küsten- und Naturschutz
NMSE	normalized mean square error (normalisierter mittlerer quadratischer Fehler)
NVR	Nominale Velocity Range
ORNL	Oak Ridge National Laboratory
PST	Phase-Space Threshold method



QP	Querprofil
R+K	Rose+Krieger
RMS	root-mean-square (Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert)
RWS	Ruhewasserspiegel
Seele	Forschungsprojekt " <u>Seegangsbelastungen</u> "
SNR	Signal to noise ratio
VR	Velocity Range
WA	Wellen ohne Strömung (wave alone)
WC	Wellen-Strömung (wave-current)
WCF	Wellen-Strömung mit der Strömung ( wave-current following)
WCI	Wellen-Strömungs-Interaktion (wave-current interaction)
WCN	Wellen-Strömung orthogonal zueinander (wave-current normal)
WCO	Wellen-Strömung gegen die Strömung (wave-current opposing)
WP	Wellenpegel
WPF	CERC6-Wellenpegelfeld



# 1 Einleitung

Im Folgenden werden die allgemeinen Angaben zum Projekt, die Projektbeschreibung, die Aufgabenstellung, die Voraussetzungen für die Durchführung, die Planung und der Ablauf des Vorhabens, der wissenschaftliche und technische Stand und die Zusammenarbeit mit anderen Organisationen kurz dargestellt.

## 1.1 Allgemeine Angaben zu dem Forschungsprojekt

Zuwendungsempfänger: <b>Leibniz Universität Hannover, Ludwig-Franzius-Institut für Wasserbau, Ästuar- und Küsteningenieurwesen</b>	Förderkennzeichen: <b>03KIS107</b>
Vorhabenbezeichnung: <b>SEEGANGSBELASTUNGEN (SEELE): Prozesse der Hydro-, Sediment- und Morphodynamik bei Inter-aktion von Richtungsseegang mit Strömung</b>	
Laufzeit des Vorhabens: <b>01.07.2013 bis 30.11.2016</b>	
Berichtszeitraum: <b>01.07.2013 bis 30.11.2016</b>	
Bearbeiter: <b>Dipl.-Ing. Mike Lieske; Prof. Dr.-Ing. Torsten Schlurmann; Dr.-Ing. Arne Stahlmann; Dr.-Ing. Nils Kerpen</b>	
<b>Kurzfassung:</b> <p>Die Errichtung von Bauwerken im küstennahen und Offshore-Bereich erfährt seit einigen Jahren, insbesondere im Hinblick auf die Erschließung neuer, regenerativer Energiequellen, eine zunehmend größere Bedeutung. Vor diesem Hintergrund wurden im Rahmen des vom BMBF geförderten KFKI-Forschungsvorhabens SEEGANGSBELASTUNGEN (SEELE) (FKZ 03KIS107) Untersuchungen zum Einfluss der Interaktion zwischen Seegangs- bzw. Wellenbelastungen und (Tide-) Strömung auf Bauwerke im Küstennahbereich durchgeführt, mit dem Ziel der Erweiterung des wissenschaftlichen und technischen Prozessverständnisses zur schrägen Wellen-Strömungs-Interaktion. Die Basis stellen wissenschaftliche Untersuchungen von physikalischen Modellversuch im 2013/2014 erweiterten 3D-Wellenbecken des Ludwig-Franzius-Instituts für Wasserbau, Ästuar- und Küsteningenieurwesen in Hannover dar. Der Schwerpunkt der Forschung liegt auf der Untersuchung von langkämmigen Wellen, die sich schräg gleich- oder entgegengesetzt zur Strömungsrichtung ausbreiten. Dabei wurde die Interaktion mit dem Strömungsfeld für unterschiedliche Wassertiefen, Wellenperioden, Wellenhöhen und Strömungsgeschwindigkeiten im neuen 3D-Wellen-Strömungsbecken untersucht. Das Ziel des Projekts ist eine tiefergehende Einsicht in die Prozesse der Wellen-Strömungs-Interaktion.</p>	
Erstellungsdatum:	<b>25.07.2017</b>

## 1.2 Projektbeschreibung und Aufgabenstellung

**Forschungshintergrund:** Die Errichtung von Bauwerken im küstennahen Bereich erfährt seit einigen Jahren, insbesondere im Hinblick auf die Erschließung neuer, regenerativer Energiequellen, eine immer größere Bedeutung. In diesem Zusammenhang spielen neben der Offshore-Windenergie zusätzlich andere Energienutzungsformen, wie z.B. Tideströmungs- oder Wellenenergiekraftwerke eine zentrale Rolle.

Gründungsstrukturen und Verankerungen stellen häufig einen erheblichen Teil der gesamten Investitionskosten meeres technischer Konstruktionen dar. Dennoch ist deren Bemessung derzeit oft noch mit erheblichen Unsicherheiten behaftet, welche vorwiegend auf Lücken hinsichtlich des Verständnisses und der Modellbildung dynamischer Prozesse und Versagensmechanismen bei der Wechselwirkung zwischen Seegang, Bauwerk und Boden zurückzuführen sind. Die Vorhersage von Lastzuständen an Bauwerken ist für eine wirtschaftliche Dimensionierung jedoch von großer Bedeutung. Durch den Betrieb verschiedenster meeres technischer Konstruktionen steigt seit Jahren das Interesse am generellen und detaillierten Prozessverständnis sowie den resultierenden Belastungen während der Interaktion von natürlichem Seegang mit Strömungen. Küstenschutzbauwerke werden zudem meist vom natürlichen Seegang mit überlagerter Küstenquerströmung belastet. Es existierten bislang jedoch nur wenige Forschungseinrichtungen, die diese Phänomene "dreidimensional", d.h. mit Möglichkeiten zur räumlichen (dreidimensionalen) und wirklichkeitsnahen Überlagerung und Analyse der Interaktion von Strömungen mit Richtungsseegang im physikalischen Modell analysieren konnten.

**Gesamtzielstellung:** Zur Dimensionierung von Schutz- und Gründungsbauwerken sind u.a. hydraulische Randbedingungen erforderlich. Je genauer diese im Vorfeld abgeschätzt bzw. prognostiziert werden können, desto ökonomischer kann deren Dimensionierung und ggf. auch Unterhaltung über den Lebenszyklus ausfallen. Große Unsicherheiten bestehen derzeit vor allem in der Quantifizierung des Einflusses von Strömungen auf den vorherrschenden Seegang, das Brechen von Wellen und die bauwerksnahe Kolkausbildung. Daher stellt die Beschreibung und das Verständnis der physikalischen Prozesse bei der Änderung von Seegangsparametern durch die Präsenz und bedingten Wechselwirkungen einer Strömung mit Wellen einen Schwerpunkt des Forschungsprojekts dar.

Mit zunehmender Rechnerleistung sind in den vergangenen Jahren auch die Möglichkeiten zur Untersuchung o.g. Fragestellungen mittels numerischer Berechnungsmethoden rasant gestiegen. Numerische Berechnungen für Seegangsszenarien liefern makroskopisch betrachtet bereits gute Näherungen. Auf Meso- und Mikro-Ebene, d.h. vor allem zeitlich und örtlich hochaufgelöst, bedarf es allerdings nach wie vor belastbarer Validierungsdaten der Modelle, welche aus Messungen in physikalischen Modellversuchen gewonnen werden können.

## 1.3 Voraussetzungen für die Durchführung des Vorhabens

Für die genannten Fragestellungen und Untersuchungsschwerpunkte war die Erweiterung der vorhandenen Versuchseinrichtung im bestehenden 3D-Wellenbecken des Ludwig-Franzius-Instituts um die Generierung der Strömungskomponente sowie weiterer technischer Anlagen erforderlich. Die ausführliche Darstellung der notwendigen Erweiterungsmaßnahmen ist in Kap. 3 dargestellt.

Das 3D-Wellen-Strömungsbecken mit dem modularen Tieftteil im Zentrum des Beckens bietet auch nach Beendigung des Forschungsvorhabens zahlreiche neue Möglichkeiten der Analyse und Bewertung von Belastungen auf Gründungsbauwerken aufgrund kombinierter Einflüsse aus Richtungsseegang und Strömung sowie sich einstellende Erosions- und Sedimentationsprozesse am Meeresboden.

## 1.4 Planung und Ablauf des Vorhabens

Die Arbeits- und Zeitplanung des beschriebenen Forschungsvorhabens ist Tab. 1.1 zu entnehmen. Es ist anzumerken, dass erste Vorplanungsarbeiten zur Erweiterung der vorhandenen Anlage bereits im Vorfeld des Forschungsvorhabens, u.a. im Rahmen der Antragstellung erfolgten. Die Vorarbeiten wurden dann zu Beginn des Projektzeitraums weiter konkretisiert.

Im Folgenden sind die Arbeitsschritte näher beschrieben und sowohl die Struktur als auch der Ablauf des Projekts erläutert. Die zur Erreichung der Ziele des Forschungsvorhabens erforderlichen Arbeiten lassen sich hierbei wie nachfolgend aufgeführt zusammenfassen:

- Vorarbeiten, Konzeption und konstruktive Errichtung der Erweiterungsmaßnahmen zur Strömungsgenerierung, Kolkbildungsuntersuchung und Wellenabsorption im bestehenden 3D-Wellenbecken
- Messungen und Analysen zur Veränderung der Seegangscharakteristik bei einer schrägen oder orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion mit regelmäßige Wellen
- Formulierung allgemeingültiger Zusammenhänge o.g. Untersuchungen

Tab. 1.1: Arbeits- und Zeitplanung bis Ende 2016

Arbeitsschritte	2013				2014				2015				2016			
	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4
Vorplanung	■	■	■													
Erweiterung			■	■	■	■	■	■								
Modellversuche									■	■	■	■				
Auswertung											■	■	■	■	■	■
Wiss. Begleitung			■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■	■

## 1.5 Wissenschaftlicher und Technischer Stand

Der wissenschaftliche und technische Stand wird ausführlich in Kap. 2, Kap. 3 und 4 dargestellt.

## 1.6 Zusammenarbeit mit anderen Organisationen

Im Rahmen des vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) geförderten KFKI-Forschungsvorhabens wurden zwei inhaltlich der wertvolle Treffen mit der projektbegleitenden Gruppe zum wissenschaftlichen Austausch und zum Ergebnisaustausch durchgeführt. Die projektbegleitende Gruppe setzt sich





aus Expertinnen und Experten unterschiedlicher Einrichtungen mit breitem Hintergrundwissen zusammen. Folgende Teilnehmer/Organisationen waren vertreten.

Dipl.-Ing. Holger Blum	Niedersächsischer Landesbetrieb für Wasserwirtschaft, Küsten- und Naturschutz (NLWKN), Direktion Norden
Prof. Dr. Gabriele Gönnert	Landesbetrieb Straßen, Brücken und Gewässer Hamburg (LSBG Hamburg), Hamburg
Dipl.-Ing. Holger Rahlf	Bundesanstalt für Wasserbau (BAW), Hamburg
Dipl.-Ing. Frank Thorenz	Niedersächsischer Landesbetrieb für Wasserwirtschaft, Küsten- und Naturschutz (NLWKN), Direktion Norden; Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen (KFKI)
Dr. Manfred Zeiler	Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie (BSH), Hamburg

## 2 Theoretische Grundlagen und Stand der Wissenschaft

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen und der Stand des Wissens zur Untersuchung der Wellen-Strömungs-Interaktion im wasserbaulichen Modellversuch dargestellt. Für die Untersuchungen der Wellen-Strömungs-Interaktion mussten sowohl labortechnische Einrichtungen zur Erzeugung und Interaktion von Wellen und Strömungen analysiert und bewertet werden, sondern auch der Stand des Wissens im Bereich der Strömungs- und Wellenanalyse.

### 2.1 Strömungen

Neben den allgemein bekannten ozeanischen Strömungen treten im küstennahen Bereich unterschiedliche Arten von Strömungen auf, die als wichtige Einflussgrößen im Ästuar- und Küstenbereich eingehen. Im Unterschied zu den ozeanischen Strömungen haben küstennahe Strömungen keinen Einfluss auf globale Prozesse. Die Einflussgrößen der küstennahen Strömungen wirken sich vor allem auf die Küstenmorphologie und den Sedimenttransport aus und sind daher wichtige Belastungs- und Transportgröße in den Planungsaufgaben des Küsteningenieurwesens.

Die küstennahen Strömungen können anhand ihrer Ursache und der erzeugenden Kraft unterteilt werden. Danach werden die küstennahen Strömungen im Ausschuß für Küstenschutzwerke et al. 2015 nach

- seegangsinduzierte und
- nicht seegangsinduzierte Strömungen

unterteilt. In Abb. 2.1 sind die Strömungsarten dargestellt. Zu den seegangsinduzierten Strömungen gehören die Orbitalströmungen und der Massentransport, sohnnahe Rückströmungen, Brandungsströmungen, Rippströmungen infolge von Wellen. Zu den nicht strömungsinduzierten Strömungen zählen die windinduzierte Strömungen (Driftströmungen), Dichteströmungen (thermohaline Strömungen) und Gezeitenströmungen.

Von den aufgezeigten küstennahen Strömungen wurde im Forschungsprojekt Seegangsbelastungen (Seele) die Wellen-Strömungs-Interaktion von regelmäßigen Wellen mit einer Gezeiten- bzw. Tidedströmungen untersucht. Im hierfür erweiterten 3D-Wellenbecken (s. Kap. 3) wurden die Strömungsgeschwindigkeiten einer Tidedströmung als turbulente Strömung in physikalischen Modellversuchen simuliert und untersucht.

Die Geometrie und die Strömungserzeugung im Becken entsprechen einem Rechteckprofil eines künstlichen Gerinnes (s. Abb. 2.2). Demnach muss zuerst eine Klassifizierung der Gerinneströmung durchgeführt werden, um die relevanten Strömungsparameter für die Untersuchung der Wellen-Strömungs-Interaktion zu ermitteln. Im Folgenden werden die Klassifizierung und die wichtigsten Eigenschaften und Parameter einer turbulenten Gerinneströmung für die Untersuchung der Wellen-Strömungs-Interaktion dargestellt.

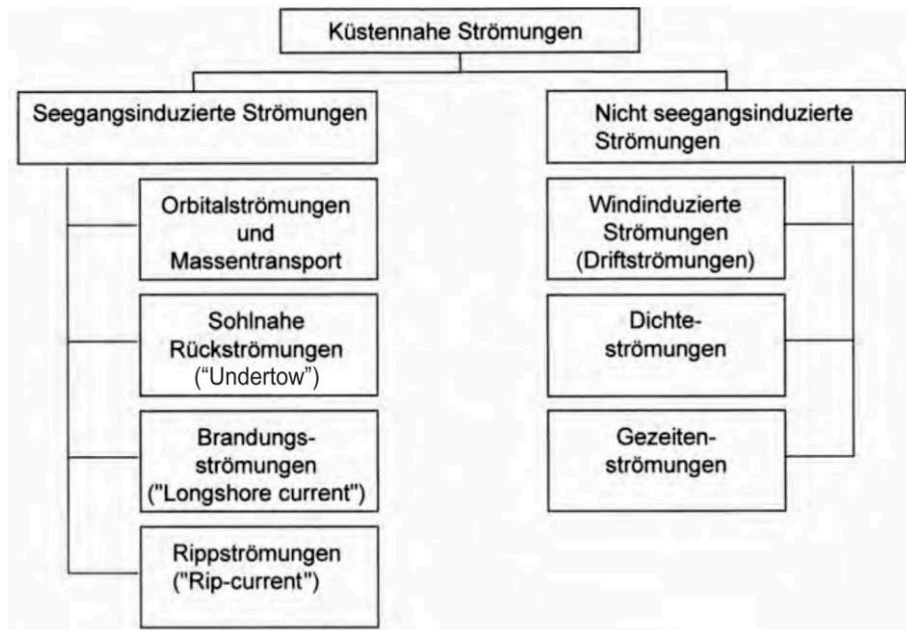


Abb. 2.1: Überblick küstennaher Strömungen (Ausschuß für Küstenschutzwerke et al. 2015)

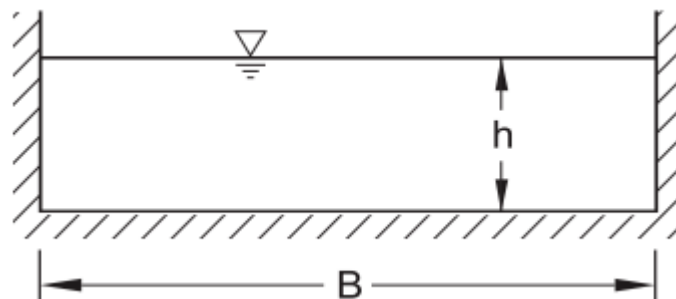


Abb. 2.2: Gerinneströmung im 3D-Wellen-Strömungsbecken

### 2.1.1 Klassifizierung einer Gerinneströmung

Für die anstehenden Strömungsanalysen sind Kriterien zu definieren, nach denen die turbulente Gerinneströmung im 3D-Wellen-Strömungsbecken zu klassifizieren ist. "Gerinneströmungen können nach vier Kriterien klassifiziert werden (Rouse, 1950): der räumlichen Variation, der zeitlichen Variation, dem internen Fließzustand, und der Reaktion auf Randeinwirkungen." (Jirka und Lang 2009, S. 5). Im Folgenden werden die vier Kriterien und deren treibende Prozesse kurz dargestellt.

#### Räumliche Variation

Für die Ermittlung der räumlichen Variationen der Strömung wird unterschieden in gleichförmige und ungleichförmige Strömung. Bei einer gleichförmigen Strömung ändern sich die Strömungscharakteristiken wie Wassertiefe, Geschwindigkeit und deren Verteilung in Strömungsrichtung nicht (Jirka und Lang 2009, S. 5). Im Umkehrschluss variieren bei einer ungleichförmigen Strömung die zuvor genannten Parameter. In Abb. 2.3 sind in einer Prinzipskizze die gleichförmigen und ungleichförmigen Bereiche einer Gerinneströ-

mung dargestellt. Für die Untersuchungen der Wellen-Strömungs-Interaktion sollten annähernd gleichförmige Strömungsverhältnisse vorliegen, um die Einflüsse einer ungleichförmigen Strömung ausschließen zu können.

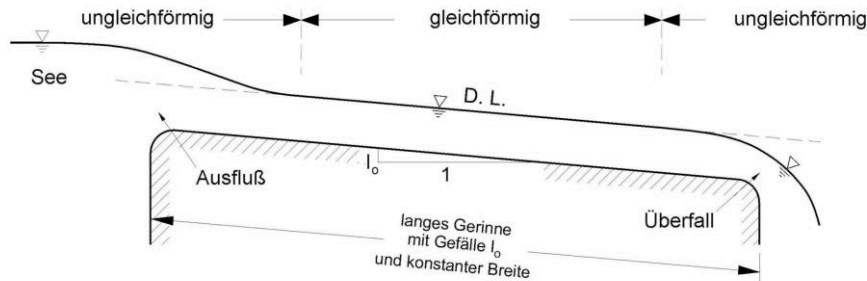


Abb. 2.3: Prinzipskizze einer gleichförmigen und ungleichförmigen Gerinneströmung (Jirka und Lang 2009, S. 6)

### Zeitliche Variation

Eine Gerinneströmung wird in Bezug auf die zeitliche Variation in eine stationäre und instationäre Strömung unterschieden (Jirka und Lang 2009, S. 6). Eine stationäre Strömungsgeschwindigkeit ist von der Zeit unabhängig und hat einen zeitlich konstanten Verlauf. Instationäre Strömungsverläufe entstehen, wenn sich zum Beispiel eine einzelne Welle durch das betrachtete System bewegt (s. Abb. 2.4).

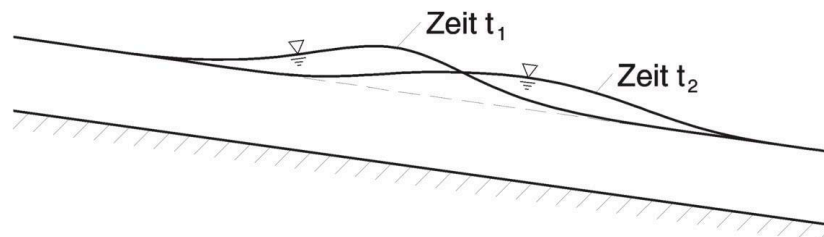


Abb. 2.4: Instationäre Strömung mit Einzelwelle (Jirka und Lang 2009, S. 7)

Turbulente Strömungen weisen besondere Merkmale auf. Die Strömungsgeschwindigkeit und der Druck in einem festen Raumpunkt sind über die Zeit nicht konstant und weisen Fluktuationen auf. Aus diesem Grund kann die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit in einer turbulenten Strömung an einem festen Raumpunkt nur als zeitlich konstant angenommen werden, sofern sie im Mittel über ein längeres Zeitintervall dargestellt wird. Eine turbulente Strömung ist demnach nur eine quasi-stationäre Eigenschaft. (Schlichting et al. 2006, S. 425)

### Interner Fließzustand

Der interne Fließzustand gibt an, ob es sich um eine laminare oder turbulente Strömung handelt (Jirka und Lang 2009, S. 7). Dies wiederum hat Auswirkungen auf die vertikalen Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile. Der Fließzustand wird mit Hilfe der Reynoldszahl  $Re$  (Gl. (2.1)), die im Fall einer Gerinneströmung

den hydraulischen Radius  $d_h$  enthält, ermittelt. Der Fließzustand hängt im Wesentlichen von der Strömungsgeschwindigkeit  $v$ , dem hydraulischen Radius  $d_h$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$  des Fluides ab und beschreibt das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften (vgl. Zanke 2013).

$$Re = \frac{v \cdot d_h}{\nu} \quad (2.1)$$

Die kritische Reynoldszahl für den Umschlagpunkt von laminarer zu turbulenter Strömung liegt für Gerinneströmungen bei  $Re_h \approx 500$  (Jirka und Lang 2009, S. 7).

## Randeeinwirkungen

Die Randeeinwirkungen stellen Störeffekte dar, die durch einmalige, punktförmige Störquellen oder durch permanente, über den Querschnitt reichende Elemente generiert werden. In Abhängigkeit der Abflussart, des unter- oder überkritischer Abflusses, entstehen Störwellen, die die Strömung in beide Richtungen beeinflussen können (Jirka und Lang 2009, S. 8). Solche Randeeinwirkung stellen im 3D-Wellen-Strömungsbecken das passive Absorbersystem, die Halterungstraversen und die Wellenmaschine dar.

Im Zuge der Auswertung sind die im Mittel stationären Strömungen von Interesse, da die Versuche bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit durchgeführt werden.

### 2.1.2 Turbulente Strömungseigenschaften

Bei einer turbulenten Strömung wird die mittlere Strömungsbewegung von einer dreidimensionalen stochastischen Schwankungsbewegung überlagert (Zanke 2013).

Die Folge ist eine deutlich höhere Diffusion gegenüber einer laminaren Strömung, bei der lediglich eine molekulare Diffusion vorliegt. Aus diesem Grund sind turbulente Strömungen geprägt von einem erhöhtem Impuls-, Stoff- und Energieaustausch und einer scheinbar erhöhten Viskosität geprägt. Im Regelfall liegt bei technischen Fragestellungen und Anwendungen ein turbulenter Fließzustand vor. (Frederich 2010)

Die Überlagerung der mittleren Strömungsbewegung durch die dreidimensionale stochastische Schwankungsbewegung lässt sich veranschaulichen, wenn man eine Geschwindigkeitsmessung einer vollturbulenten Strömung an einem festen Ort durchführt und diese als Funktion von der Zeit aufträgt (s. Abb. 2.5). Hierbei seien  $u$ ,  $v$  und  $w$  jeweils die Geschwindigkeitskomponenten in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung. (Jischa 1982)

Die Abb. 2.5 zeigt eine Strömungsgeschwindigkeitszeitreihe der  $x$ -Komponente. Auf der  $x$ -Achse ist die Zeit und auf der  $y$ -Achse die zugehörige Geschwindigkeit aufgetragen. Es ist zu erkennen, wie im stationären Fall (oberer Graph) die Geschwindigkeit um einen Mittelwert fluktuiert. Der Mittelwert ist die eingangs erwähnte mittlere Strömungsbewegung, die Fluktuationen sind die dreidimensionalen stochastischen Schwankungsbewegungen. Verändert sich die mittlere Geschwindigkeit mit der Zeit, so wird dies eine im Mittel instationäre Strömung genannt, welche im unteren Graphen der Abb. 2.5 dargestellt ist. Die mittlere Geschwindigkeit wird mit der Zeit kleiner.

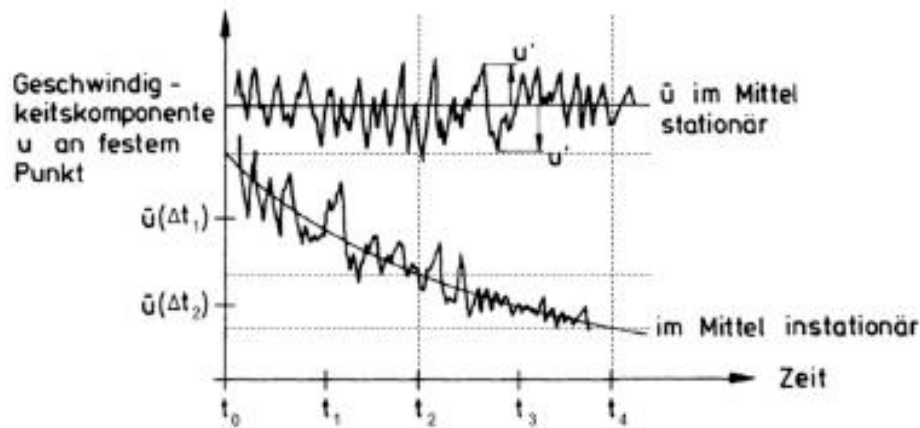


Abb. 2.5: Strömungsgeschwindigkeit der Komponente  $u$  einer turbulenten Strömung (Jischa 1982)

Der Momentanwert bzw. die Strömungsgeschwindigkeit  $u$  ist die Summe aus dem zeitlichen Mittelwert  $\bar{u}$  und dem stochastischem Schwankungswert  $u'$ :

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) + u'(x, y, z, t) \quad (2.2)$$

wobei der zeitliche Mittelwert wiederum definiert ist durch:

$$\bar{u}(x, y, z, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u(x, y, z, t) dt \quad (2.3)$$

Dabei sollte das Zeitintervall  $\Delta t$  möglichst groß gewählt werden, um den Einfluss der Turbulenz zu reduzieren. Aber  $\Delta t$  sollte nicht zu groß gewählt werden, da ansonsten mögliche langzeitige Schwankungen der mittleren Strömung das Ergebnis verfälschen oder langperiodische Schwingungen nicht erkannt werden. (Jischa 1982)

Zur Verdeutlichung dient Abb. 2.5. Dargestellt ist eine im Mittel stationäre und eine im Mittel instationäre Strömung. Wird der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit in der stationären Strömung gebildet, so ist praktisch irrelevant ob  $\Delta t_1 = t_2 - t_0$  oder  $\Delta t_2 = t_4 - t_2$  ist. Es werden für  $\bar{u}(x, y, z, t)$  ähnliche Geschwindigkeitswerte ermittelt. Bei der instationären Strömung jedoch wird der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit bei  $\Delta t_1$  deutlich höher ausfallen als bei  $\Delta t_2$ , da die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mit der Zeit abnimmt. Folglich wird bei einer instationären Strömung das Zeitintervall kleiner gewählt. Ein Beispiel für eine in Abb. 2.5 langzeitige Veränderung ist ein Fluss in der Trockenzeit, der aufgrund ausbleibender Niederschläge immer weniger Wasser führt, sodass die Strömungsgeschwindigkeit im Laufe der Zeit immer weiter abnimmt.

Aufgrund der komplexen Verteilung der Fluidteilchen in Raum und Zeit, werden turbulente Strömungen im Allgemeinen statistisch analysiert. (Monin et al. 1987; Nezu und Nakagawa 1993)

Im Bereich der Strömungswissenschaften haben sich im Laufe der Zeit einige Parameter etabliert, die zur Klassifizierung der Turbulenz herangezogen werden und die Eigenschaften einer Strömung optimal widerspiegeln. Parameter, wie die Turbulenzintensität und der Turbulenzgrad, werden verwendet, um das

Maß der Turbulenz in einer turbulenten Strömung zu beschreiben und vergleichbar zu machen. Im Folgenden werden die Turbulenzintensität und der Turbulenzgrad beschrieben.

### Intensität bzw. RMS-Wert einer turbulenten Strömung

Der einfachste Vergleichswert ist die Turbulenzintensität (RMS-Wert). Sie wird über die Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert (root-mean-square = RMS) der fluktuierenden Geschwindigkeitskomponenten gebildet und kann für die drei Strömungsrichtungen  $x$ ,  $y$  und  $z$  wie folgt ermittelt werden (Fiedler 2003):

$$\begin{aligned}u_{rms} &= \sqrt{\overline{u'^2}} \\v_{rms} &= \sqrt{\overline{v'^2}} \\w_{rms} &= \sqrt{\overline{w'^2}}\end{aligned}\tag{2.4}$$

### Turbulenzgrad

Zur Klassifizierung der Güte einer Strömungsrinne in Bezug auf die Turbulenz, wird in der Praxis der Turbulenzgrad  $Tu$  ermittelt. Dieser spiegelt das quadratische Mittel der Intensitätskomponenten wieder, welches zu der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $u_0$  in  $x$ -Richtung ins Verhältnis gesetzt wird (Jischa 1982):

$$Tu = \frac{1}{u_0} \sqrt{\frac{1}{3}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}\tag{2.5}$$

Dabei nimmt der Turbulenzgrad bei üblichen turbulenten Strömungen in einer Strömungsrinne Werte von  $Tu \approx 0,1$  an, wobei turbulenzarme Strömungen, wie sie in Windkanälen auftreten, Werte von  $Tu \leq 0,01$  haben (Sigloch 2014). Einen offiziellen Grenzwert, der zwischen turbulenzstark bzw. turbulenzarm unterscheidet, gibt es in der Literatur nicht.

#### 2.1.3 Arten der Turbulenz

Im vorliegenden Abschnitt erfolgt eine generelle Klassifizierung der Turbulenz nach ihren Eigenschaften. Auch wenn diese nicht zwangsweise eine direkte praktische Bedeutung haben, tragen sie zum Verständnis der Wirkungsweise der Turbulenz bei. (Herwig 2004)

#### Isotrope Turbulenz

Bei der isotropen Turbulenz handelt es sich um die einfachste, bzw. am stärksten idealisierte Form der Turbulenz. Es gilt, dass die statistischen Strömungseigenschaften (Geschwindigkeitsfluktuationen) im gesamten Strömungsfeld gleich und richtungsunabhängig sind, d.h. sie sind von der Orientierung des gewählten Koordinatensystems unabhängig (Translations- und Rotationsinvarianz).

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}\tag{2.6}$$

Folglich treten keine turbulenten Schubspannungen auf und die Normalspannungen sind im gesamten Untersuchungsgebiet konstant. (Herwig 2004)

## Homogene Turbulenz

Wie auch bei der isotropen Turbulenz sind bei der homogenen Turbulenz die statistischen Strömungseigenschaften im gesamten Strömungsfeld identisch (Translationsinvarianz). Die Intensitäten (RMS-Werte) der Geschwindigkeitskomponenten hingegen können alle unterschiedlich sein (Gl. (2.7)), jedoch ist der RMS-Wert einer einzelnen Geschwindigkeitskomponente im betrachteten Untersuchungsgebiet überall konstant (Jischa 1982):

$$\sqrt{u'^2} \neq \sqrt{v'^2} \neq \sqrt{w'^2} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{u'^2} &= \text{konst.} \\ \sqrt{v'^2} &= \text{konst.} \\ \sqrt{w'^2} &= \text{konst.} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Da die unterschiedlichen Geschwindigkeitskomponenten nicht zwangsweise gleich sein müssen, gilt jedoch nicht die Rotationsinvarianz, sprich die Unabhängigkeit der Position und Ausrichtung im Koordinatensystem (Jischa 1982).

## Scherturbulenz

In Natur und Technik liegt in der Regel Scherturbulenz vor. Dabei liegt weder Translations- noch Rotationsinvarianz vor, d.h. die statistischen Strömungseigenschaften sind im Mittel und im Gradienten ungleich null (Fiedler 2003):

$$\begin{aligned} \sqrt{u'^2} &\neq \text{konst.} \\ \sqrt{v'^2} &\neq \text{konst.} \\ \sqrt{w'^2} &\neq \text{konst.} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Allgemein wird zwischen freier und turbulenter Scherströmung unterschieden, wobei erstere typischerweise bei Freistrahlen (s. Abb. 2.6) und Nachlaufströmungen auftritt. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass sie unabhängig vom Einfluss einer Wand bzw. der Sohle sind. Wie in Abb. 2.6 zu erkennen, herrscht bei der freien Scherströmung ein deutlicher Geschwindigkeitsunterschied zwischen zwei Fluiden, an deren Grenzschicht Schubspannungen entstehen (Spurk 1992).



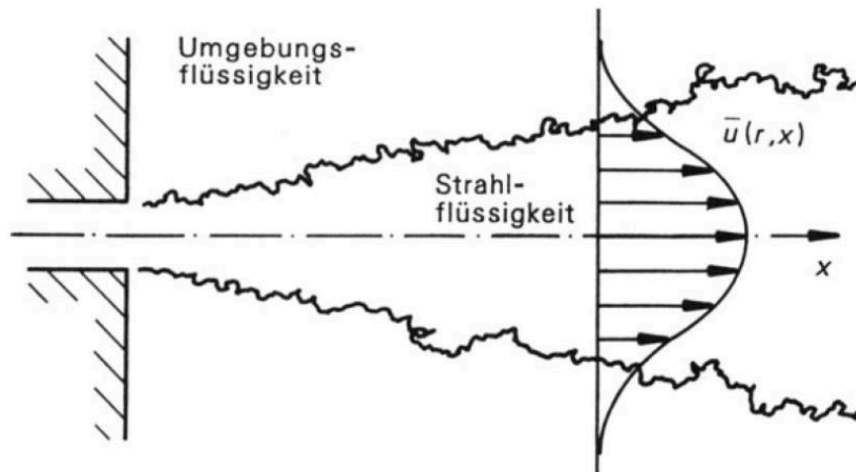


Abb. 2.6: Rotationssymmetrischer Freistrah (Spurk 1992)

Für die in diesem Bericht aufgeführten Untersuchungen sind jedoch die turbulenten Scherströmungen von vorrangiger Bedeutung. Diese entstehen durch das Vorhandensein von viskosen Spannungen und turbulenten Schubspannungen. Nach dem Prandtl'schen Mischungswegansatz existiert direkt an der Wandoberfläche eine laminare Grenzschicht bzw. laminare Unterschicht, in der die molekulare Viskosität  $\tau_{lam}$  (viskose Spannungen) dominiert (s. Abb. 2.7). Der Grund dafür ist, dass an der Wand die Haftbedingung gilt. Somit ist sowohl die mittlere und die Schwankungsgeschwindigkeit (s. Abb. 2.8) wie auch die turbulenten Schubspannungen in unmittelbarer Nähe der Wand gleich Null (Spurk 1993).

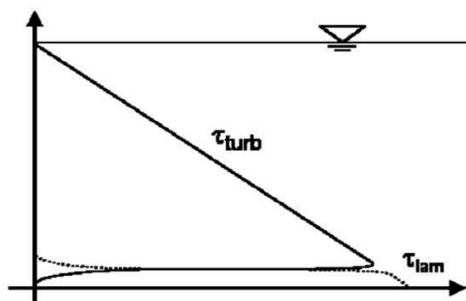


Abb. 2.7: Turbulente bzw. laminare Schubspannungen an einer Wand (Wurpts 2014)

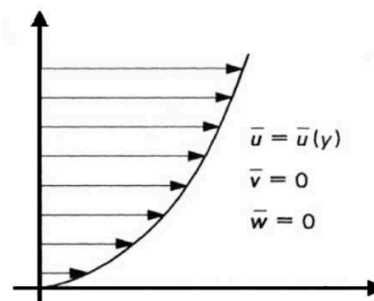


Abb. 2.8: Turbulente Scherströmung an einer Wand bzw. der Sohle (Spurk 1992)

Oberhalb der laminaren Grenzschicht dominiert die turbulente Scheinzähigkeit  $\tau_{turb}$ . Diese turbulenten Schubspannungen sind im Gegensatz zu der molekularen Viskosität keine spezifische Stoffgröße, sondern eine lokale Eigenschaft des turbulenten Strömungsfeldes selbst (Merker und Baumgarten 2000).

Je geringer der Abstand zur Wand ist, desto höher sind im Allgemeinen die auftretenden Widerstände und desto größer ist die turbulente Schubspannung  $\tau_{turb}$ . Diese wächst bei steigender mittlerer Geschwindigkeit, da das gesamte Spannungsdreieck in Abb. 2.7 in x-Richtung gestreckt wird und die turbulenten Schubspannungen über die Tiefe proportional zur mittleren Fließgeschwindigkeit ansteigt.

### 2.1.4 Turbulente Strömungsanalyse

Im diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden der Turbulenzanalyse aufgezeigt. Dabei soll anhand einiger Veröffentlichungen gezeigt werden, wie turbulente Strömungen analysiert werden. Zeitgleich wird bewertet, ob diese Methoden für die Untersuchungen im 3D Wellen-Strömungsbecken in Marienwerder geeignet sind.

#### Strömungsanalyse nach Muste et al. 2004

In Muste et al. 2004 ist beschrieben wie Strömungsuntersuchungen vom Oberlauf des Mississippi nahe Brownsville (MN) mithilfe von Acoustic Doppler Current Profilern (ADCP) durchgeführt wurden. Die ADCP-Sonden messen die Geschwindigkeit des Wassers in einem vergleichsweise großen Gebiet mittels Aussendung eines Ultraschallsignals, welches durch im Wasser befindliche Schwebstoffe reflektiert wird. Durch die Ausnutzung des Dopplereffektes bei der Reflexion lässt sich die Fließgeschwindigkeit bestimmen. Bei den Strömungsversuchen im Wellen-Strömungsbecken wurde mit Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) gearbeitet, welche nach demselben Prinzip arbeiten, jedoch auf ein wesentlich geringeres Kontrollvolumen begrenzt sind. Dadurch sind deutlich höhere Messgenauigkeiten möglich (Sokoray-Varga und Höger 2014). Eine detailliertere Erklärung der Funktionsweise der ADV-Sonden findet sich in Kap. 4.3.

Nichtsdestotrotz ist es möglich und sinnvoll die in der Veröffentlichung vorgestellten Methoden zur Auswertung der Turbulenz heranzuziehen. Sie soll als Einstieg in die Thematik genutzt werden. Es wird weiterhin gezeigt, wie eine einfache Geschwindigkeitszeitreihe auf ihre Eignung zur Turbulenzanalyse untersucht wird, bevor dann Geschwindigkeits- und Intensitätsverteilungen über die Tiefe aufgetragen werden.

Die Ergebnisse der ADCP Messung in Muste et al. 2004 zeigen eine Fließgeschwindigkeitszeitreihe (s Abb. 2.9). Auf der x-Achse ist dabei die Zeit in Minuten aufgetragen, auf der y-Achse die Strömungsgeschwindigkeit. Die Aufnahmezeit der einzelnen Messungen betrug jeweils 16 Minuten und wurde für unterschiedliche Wassertiefen durchgeführt.

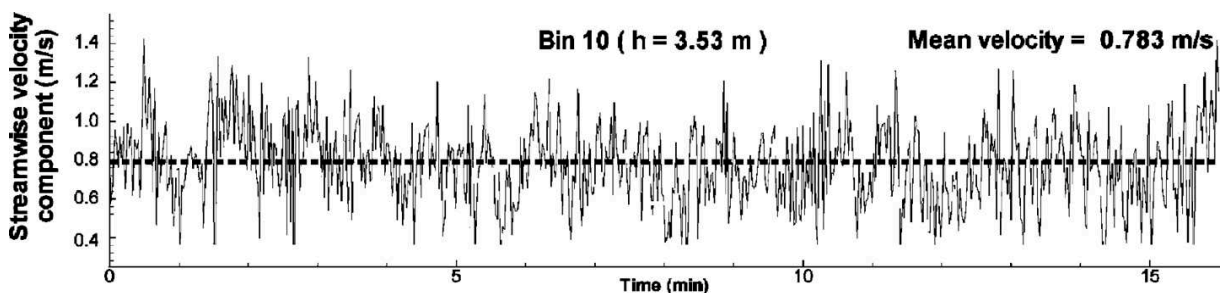


Abb. 2.9: Eindimensionale Geschwindigkeitszeitreihe einer Strömungsmessung (Muste et al. 2004)

Die unterschiedlichen Messtiefen  $h$  werden als Bins bezeichnet und decken jeweils eine vertikale Höhe von 30 cm ab. Auf der Abb. 2.9 wurde für Bin 10 auf einer Messtiefe von  $h = 3,53$  m gemessen. Die durchschnittliche Wassertiefe des Mississippi betrug 4,30 m (Muste et al. 2004). Es ist in Abb. 2.9 deutlich zu erkennen wie die Geschwindigkeit um einen Mittelwert fluktuiert. Dabei sind die Fluktuationen relativ gleichmäßig und befinden sich in einem Intervall von 0,4 bis 1,4 m/s. Ein ansteigender bzw. abfallender Trend ist optisch nicht zu erkennen, sodass zunächst davon auszugehen ist, dass die Strömung im Mittel stationär ist.

Im nächsten Schritt werden die Geschwindigkeiten gegenüber ihrer relativen Häufigkeit aufgetragen (s. Abb. 2.10). Durch diese Form der Darstellung kann aufgezeigt werden, welche Geschwindigkeitsanteile wie oft vorkommen und um zu erkennen, wie gleichmäßig die Geschwindigkeiten um den Mittelwert fluktuieren. Je schmaler dabei die Verteilung ist, desto geringer sind die Fluktuationen und folglich ist auch die Turbulenz kleiner.

In dem vorliegenden Beispiel ist zu erkennen, dass die Form annähernd normalverteilt ist, bei der das Maximum in etwa dem Mittelwert der Geschwindigkeit von 0,783 m/s entspricht (s. Abb. 2.9 und Abb. 2.10).

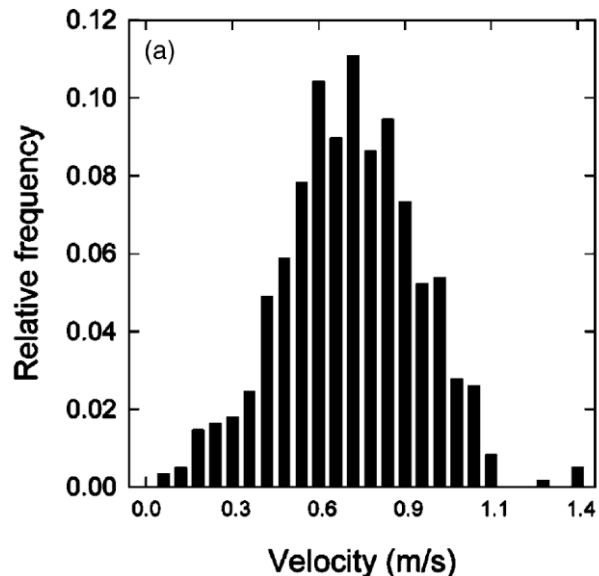


Abb. 2.10: Histogramm der Fließgeschwindigkeit in Abhängigkeit der relativen Häufigkeit (Muste et al. 2004)

Im nächsten Schritt wird geprüft, ob eine 16-minütige Zeitreihe lang genug ist, um auftretende Turbulenzprozesse hinreichend abzubilden. Dazu tragen die Autoren den Mittelwert und Standardabweichung auf (s. Abb. 2.11). Dabei ist auf der x-Achse die Zeit in Minuten aufgetragen, links auf der y-Achse die mittlere Geschwindigkeit in m/s und rechts auf der y-Achse die Standardabweichung bzw. die Turbulenzintensität in m/s. Es ist ersichtlich, dass sich die beiden Graphen immer weiter einem Grenzwert annähern. Dieser beträgt für die Geschwindigkeit (durchgezogene Linie) den bereits zuvor erwähnten Mittelwert 0,783 m/s. Die Turbulenzintensität (gestrichelte Linie) hingegen strebt einen Wert von 0,22 m/s an. Den Autoren reicht zunächst eine optische Beurteilung, nach der sie angeben, dass nach ca. 11 Minuten die Werte relativ konstant verlaufen, sodass die von ihnen gemessenen 16 Minuten ausreichend sind.

Eine solch optische Beurteilung ist für die Untersuchung im Projekt nicht geeignet, da sie subjektiv und damit fehleranfällig ist. Stattdessen wird geprüft, ab wann die mittlere Geschwindigkeit und die Standardabweichung innerhalb der Messgenauigkeit der verwendeten ADVs liegen.

Muste et al. nutzen nicht allein die optische Validierung. Es wurde zusätzlich eine Variante nach Gonzalez-Castro et al. angewendet, bei der die Variation des "normalized mean square errors" (NMSE) überprüft wird. Es handelt sich hierbei um eine Variation des normalisierten mittleren quadratischen Fehlers. Dazu wird das Mittel aus der quadratischen Differenz zwischen dem Mittelwert der Geschwindigkeit in Abhängigkeit

der Aufnahmelänge  $U_T$  und dem Ensemble-Mittelwert  $U$  gebildet und dann wiederum durch die Varianz  $\overline{u^2}$  geteilt:

$$NMSE = \frac{\overline{(U_T - U)^2}}{\overline{u^2}} \quad (2.10)$$

Abschließend kann berechnet werden, ab wann der normalisierte mittlere quadratische Fehler unter 5 % liegt. Das Ergebnis der Anwendung des NMSE ist, dass eine 7-minütige Zeitreihe bereits als ausreichend betrachtet werden kann. Für ausführliche Informationen sei auf (González-Castro et al. 2000) verwiesen.

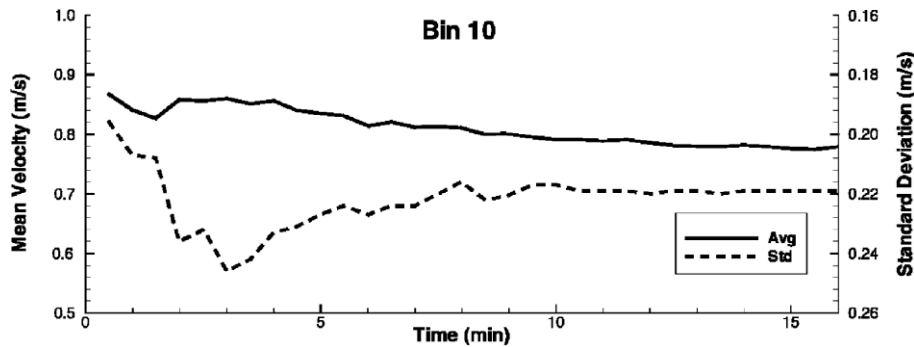


Abb. 2.11: Stabilität von Mittelwert und Standardabweichung in Abhängigkeit der Zeitreihenlänge (Muste et al. 2004)

Die zuvor beschriebenen Messungen werden in unterschiedlichen Wassertiefen durchgeführt und die so erhobenen Daten auf mittlere Geschwindigkeiten und Turbulenzintensität untersucht. In Abb. 2.12 sind diese Ergebnisse für die mittlere Geschwindigkeit und die Standardabweichung grafisch über die Wassertiefe dargestellt. So ist links die mittlere Geschwindigkeit über die Tiefe aufgetragen, rechts die Standardabweichung bzw. die Turbulenzintensität. Links in Abb. 2.12 ist die mittlere Geschwindigkeit über die Tiefe aufgetragen, rechts die Standardabweichung bzw. die Turbulenzintensität. Dabei nimmt die Fließgeschwindigkeit mit zunehmender Tiefe ab und die durch Reibung entstehenden Schubspannungen als auch die turbulenten Scheinschubspannungen nehmen mit zunehmender Tiefe zu und sorgen so für eine Abnahme der mittleren Strömungsgeschwindigkeit.

Genau gegensätzlich verhält es sich mit der Turbulenzintensität. Diese nimmt mit der Tiefe konstant zu. Grund sind ebenfalls die durch Reibung erzeugten Schubspannungen und die turbulenten Schubspannungen. Diese sorgen für einen erhöhten Impuls-, Stoff- und Energieaustausch, der sich durch stärkere Fluktuationen und somit erhöhte Turbulenzintensität bemerkbar macht.

Bei der Auftragung sowohl der mittleren Geschwindigkeit als auch der Standardabweichung über die Wassertiefe werden von Muste et al. aus zwei Gründen ein Zeitintervall von 11 Minuten gewählt. Zum einen wird sich an (Barua und Rahman 1998) und (González-Castro et al. 2000) orientiert, die eine ähnliche Problemstellungen untersucht haben. Zum anderen entspricht eine Zeitreihenlänge von 11 Minuten sowohl der optischen Beurteilung, wie auch der "normalized mean square errors" Methode. (Barua und Rahman 1998)

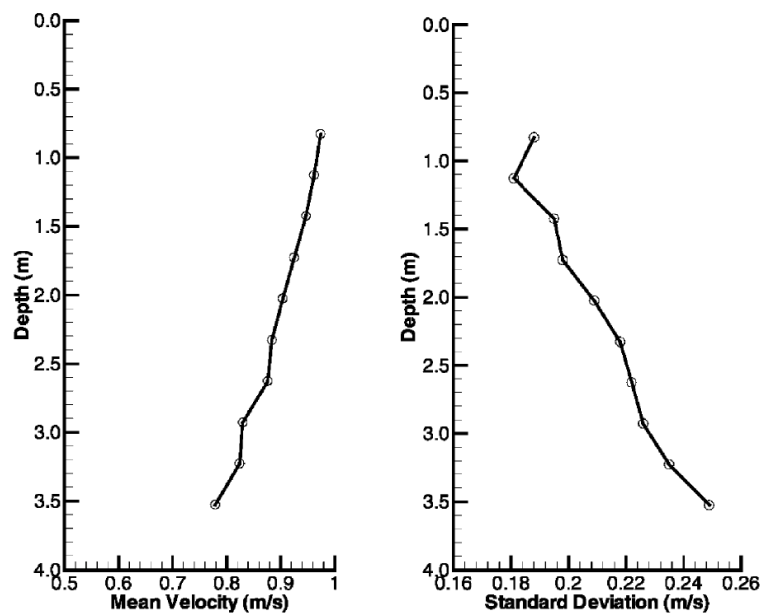


Abb. 2.12: Mittlere Geschwindigkeit und Standardabweichung (Turbulenzintensität) für ein 11 Minuten Intervall (Muste et al. 2004)

### Strömungsanalyse nach Gunawan et al. 2011

Eine weitere Methode der Turbulenzanalyse in Strömungen stammt von B. Gunawan, V. S. Neary und J. R. McNutt vom Oak Ridge National Laboratory (ORNL) in Tennessee. Neben der reinen Auswertung der Daten auf ihre Turbulenz hin, liegt der Fokus der Veröffentlichung von Gunawan et al. auf möglichen Filtermethoden zur Entfernung bzw. Ersetzung fehlerhafter Daten, sog. "Outliers" oder auf Deutsch "Ausreißer". Diese können durch das Doppler-Rauschen, falsch eingestellte Gerätekonfigurationen, kritische Abstände zu Bauwerken oder Wänden usw. entstehen.

Gunawan et al. verwenden für die Turbulenzanalyse Daten des Strömungskanals der University of Minnesota. Dieser hat eine Länge von 84 m, eine Breite von 2,75 m und eine Tiefe von 1,8 m. Bei den Versuchen betrug die Wassertiefe im Kanal  $d = 1,15$  m. Für die Erfassung der Geschwindigkeiten wurde ein an einer Stange fixierter Nortek Vectrino ADV mit 4 Empfängern verwendet. Mit der ADV-Sonde wurde in Kanalmitte in 0,025 m Schritten das vertikale Strömungsprofil erfasst. (Gunawan et al. 2011)

Gunawan et al. vergleicht mehrere Filtermethoden miteinander. Hierfür wird ein störungsfreies Geschwindigkeitssignal mit Spike-Events überlagert. Im Anschluss wird untersucht, wie gut die einzelnen Filtermethoden sich eignen die Ausreißer zu erkennen und zu entfernen. Eine gute Eignung zeigt die die von Goring und Nikora 2002 entwickelte Phase-Space Threshold method (PST). Die PST ist in den Strömungsanalysen mittlerweile als Standard zu sehen und wird ständig weiterentwickelt. (Gunawan et al. 2011).

### Phase-Space Threshold method (PST)

Die PST Methode nach Goring und Nikora 2002 nutzt die dreidimensionale Poincaré-Abbildung (s. Abb. 2.13). Dabei ist auf der x-Achse die jeweils fluktuierende Komponente (in diesem Fall  $u$ ) aufgetragen, auf der y-Achse die erste Ableitung ( $\Delta u$ ) und auf der z-Achse die zweite Ableitung dieser Komponente ( $\Delta^2 u$ ).

Die in Abb. 2.13 zu erkennenden blauen Punkte stellen die Geschwindigkeitsfluktuationen einer Strömungsmessung im Raum dar. Der jeweilige  $y$ - bzw.  $z$ -Wert ergibt sich durch Bildung der ersten und zweiten Ableitung. Das umgebende Ellipsoid stellt die Grenze dar, nach der definiert ist, ob es sich bei einem Wert um einen Ausreißer oder einen gültigen Geschwindigkeitswert handelt. Dabei wird der Ellipsoid durch die Berechnung der Standardabweichung der drei Variablen auf den Hauptachsen und des Rotationswinkels auf der Hauptachse erzeugt (Gunawan et al. 2011). Für eine detaillierte Beschreibung sei auf Goring und Nikora 2002.

Alle Punkte, bzw. Messwerte außerhalb des Ellipsoids werden entfernt und können durch verschiedene Methoden ersetzt werden. An dieser Stelle sei nur die bevorzugte Variante von Gunawan et al. 2011 erwähnt. Diese Methode zeichnet sich durch hohe Übereinstimmung mit den Rohdaten sowie einer geringen Fehleranfälligkeit aus. So sieht der Ersetzungsalgorithmus vor, den vorherigen gültigen Punkt als neuen Wert wiederzuverwenden. Dieser Vorgang wird iterativ so lange wiederholt, bis sich alle Punkte innerhalb des Ellipsoids befinden. Dabei kann sich die Größe des Ellipsoids im nächsten Iterationsschritt aufgrund der Standardabweichung verändern. So ist es möglich, dass Ausreißer erst in einem späteren Iterationsschritt als solche erkannt werden. (Gunawan et al. 2011)

Die PST wurde im Rahmen des Projektes Seele und der damit verbundenen Strömungsmessungen im 3D-Wellen-Strömungsbecken angewendet. Der Hauptgründe für die Verwendung der PST sind die langjährige Erfahrungen mit dieser Methode, die ständige Weiterentwicklung und die damit verbundene Reduzierung möglicher Fehlerquellen. Als Ersetzungsalgorithmus wird dabei die 12-Punkte-Polynom-Interpolation gewählt, da diese eine höhere Genauigkeit gegenüber der in Gunawan et al. 2011 bevorzugten Methode aufweist.

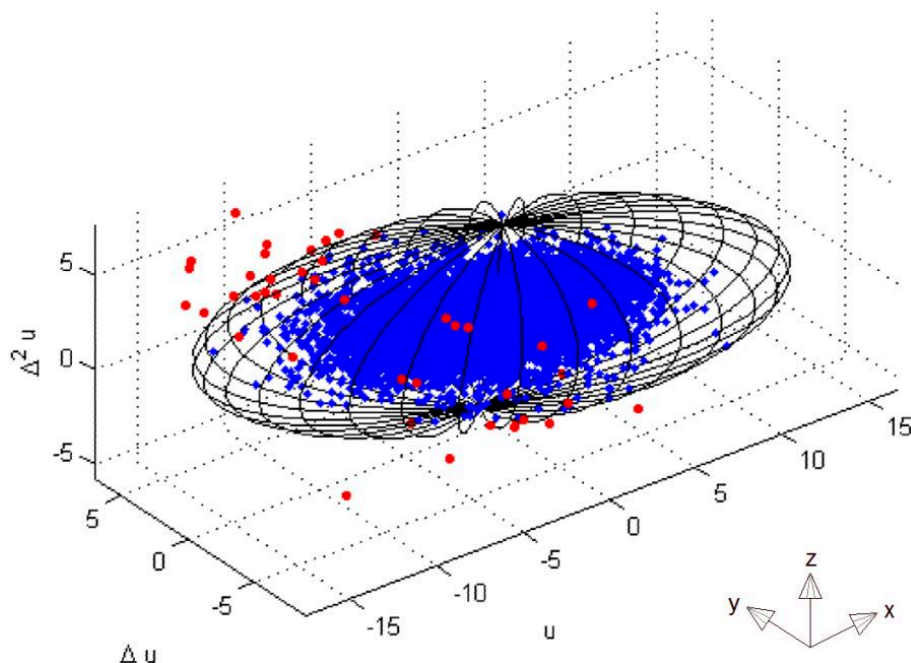


Abb. 2.13: Darstellung der PST-Methode (Gunawan et al. 2011)



## 2.2 Wellen

Wellen werden in der Natur durch meteorologische Einflüsse wie beispielsweise Wind verursacht. Diese sogenannten Wind- und Dünungswellen können mithilfe mathematischer Verfahren, den deterministischen Wellentheorien, beschrieben werden. In Abhängigkeit der vorliegenden Wassertiefe und charakteristischer Wellenparameter können Wellen verschiedenen Wellentheorien zugeordnet werden. Hierauf wird in Kap. 2.2.1 näher eingegangen. Mithilfe von Wellentheorien können die für Bemessungszwecke wichtige Kenntnis der Druckverteilung unter der Welle und das zugehörige Strömungsfeld ermittelt werden.

Durch die Wechselwirkungen mit angrenzenden Medien wie beispielsweise Hindernissen oder der Gewässersohle sowie durch die Interaktion mit anderen Wellen oder mit Strömung kann eine lokale Änderung der charakteristischen Wellenparameter auftreten. Um die veränderten Parameter bestimmen zu können, sind Kenntnisse über die Art und Ursache der Wellentransformation und ein Modell zur Berechnung der veränderten Wellenparameter in Abhängigkeit der Transformation notwendig. Die verschiedenen Arten und Ursachen der allgemeinen Wellentransformation werden in Kap. 2.2.2 vorgestellt. Spezielle Wellentransformationen, die infolge der Wechselwirkung mit einer Strömung auftreten, werden in Kap. 2.3 dargestellt.

### 2.2.1 Wellentheorien

Deterministische Wellentheorien dienen der Berechnung definierter Wellenparameter wie der Wellenhöhe  $H$ , der Wellenperiode  $T$  und der Wellenrichtung  $\theta$  in Abhängigkeit der Wassertiefe  $d$  sowie bei vorgegebener Wellenform. Diese mathematische Formulierung von Wellenereignissen geschieht dabei jedoch unter Vereinfachungen der realen Prozesse. Mithilfe von Wellentheorien und somit der Bestimmung oben genannter Kennwerte ist es möglich, das zugehörige Strömungsfeld sowie die Druckverteilung unter der Welle zu ermitteln.

Deterministische Wellentheorien lassen sich in zwei Gruppen einteilen (Oumeraci 1996b):

- lineare Wellentheorie nach Airy-Laplace und
- nichtlineare Theorien.

Die lineare Wellentheorie erfordert aufgrund vieler Vereinfachungen, wie beispielsweise der Vernachlässigung nichtlinearer Terme und ein geringer Rechenaufwand (Oumeraci 1996b). Bei nichtlinearen Theorien hingegen wird die Asymmetrie der Welle mit einbezogen (s. Abb. 2.14). Ein nichtlineares Verhalten wird beispielsweise bei der Wellentheorie nach Stokes, der cnoidalen Wellentheorie oder der Theorie der Einzelwelle berücksichtigt.

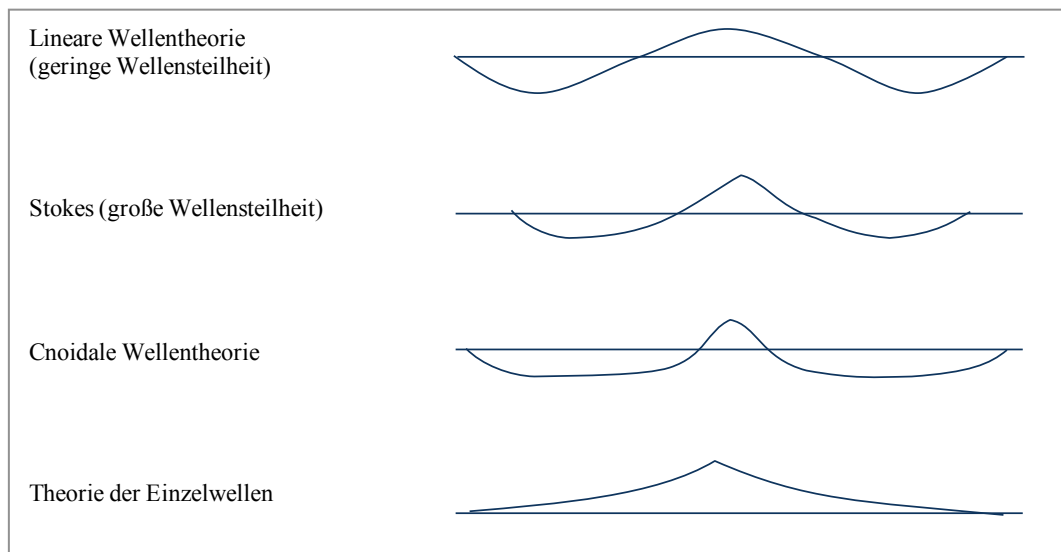


Abb. 2.14: Wellenform bei Verwendung verschiedener Wellentheorien (nach Le Mehaute 1976)

Die Bestimmung der anzuwendenden Wellentheorie erfolgt üblicherweise anhand eines Diagrammes (s. Abb. 2.15) über die Ermittlung der dimensionslosen Parameter  $\frac{H}{g \cdot T^2}$  sowie  $\frac{d}{g \cdot T^2}$  mit

- $H$ : Wellenhöhe [m],
- $g$ : Erdbeschleunigung [ $\text{m/s}^2$ ],
- $T$ : Wellenperiode [s],
- $d$ : Wassertiefe [m].

Ein weiteres Kriterium zur Bestimmung des Gültigkeitsbereiches der jeweiligen Wellentheorie ist der sogenannte Ursell-Parameter  $U_R$ , welcher die Wellensteilheit  $H/L$  [-] und die relative Wassertiefe  $d/L$  [-] miteinander verknüpft und in seiner dimensionslosen Darstellung folgendermaßen definiert ist:

$$U_R = \frac{H/L}{(d/L)^3} \quad (2.11)$$

Je kleiner der Ursell-Parameter ( $U_R \ll 1$ ), desto eher ist die lineare Wellentheorie anwendbar. Bei größer werdendem  $U_R$  sollten nichtlineare Theorien herangezogen werden (Ausschuß für Küstenschutzwerke et al. 2015).



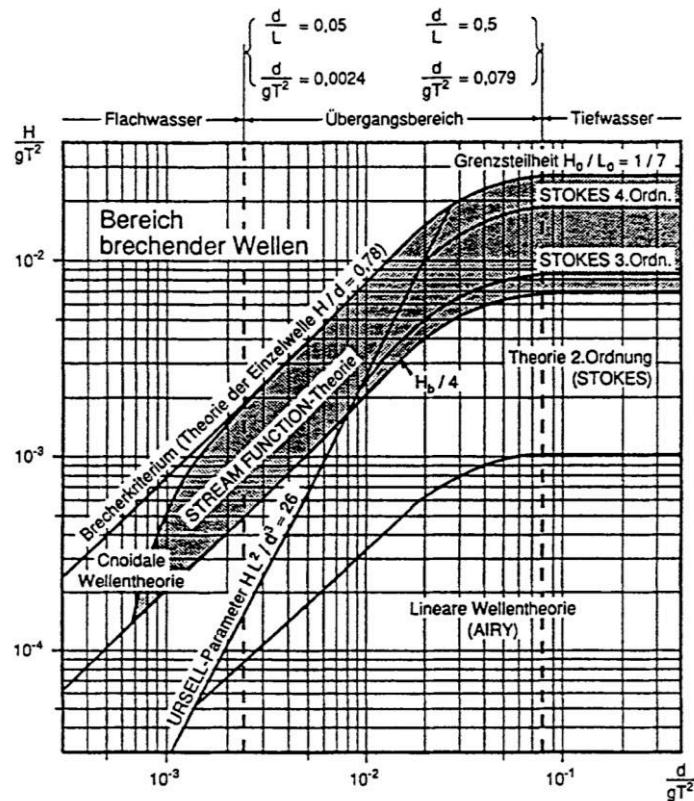


Abb. 2.15: Anwendungsbereiche verschiedener Wellentheorien (Ausschuß für Küstenschutzwerke et al. 2015)

## 2.2.2 Wellentransformation

Wellentransformationen sind Umformungen von Wasserwellen aufgrund von unterschiedlichen Randbedingungen und führen zu Veränderungen der Wellenparameter. Die wesentlichen Prozesse sind:

- Refraktion, bei der ein Teil des Wellenkammes sich schneller bewegt als ein anderer. und eine Änderung der Wellenrichtung und Wellenhöhe stattfindet,
- Shoaling, aus dem eine Änderung der Wellenhöhe resultiert, und bzw. oder
- Wellenbrechen bei Erreichen einer Grenzsteilheit  $\left(\frac{H}{L}\right)_{gr}$

auf. In der Natur treten diese Effekte beispielsweise im flacher werdenden Küstennahbereich auf. Bei der Wechselwirkung von Wellen mit künstlichen und natürlichen Hindernissen kommt es zur

- Diffraktion, d.h. der Ausbreitung von Wellen hinter Hindernissen wie beispielsweise einer Hafeneinfahrt, Richtungs- und Höhenänderung der Welle, oder
- Reflexion, welche eine Änderung der Wellenrichtung und Wellenhöhe hervorruft und oftmals zu Überlagerungen führt.

Da die Untersuchung von Wellenreflexionen als ein auftretender Modelleffekt betrachtet wird, werden die Grundlagen dieser Wellentransformation im folgenden Abschnitt genauer erläutert.

## Wellenreflexion

Wellenreflexionen treten infolge von Wechselwirkungen zwischen einer Welle und einem Hindernis auf, beispielsweise an einer Insel oder Landzunge bzw. auch mit einem Bauwerk. Wie auch bei der Reflexion von Lichtstrahlen gilt bei der Reflexion von Wasserwellen das Reflexionsgesetz nach Snellius. Dieses beschreibt, dass auf ein Hindernis treffende Wellen werden mit dem gleichen Winkel reflektiert werden, unter dem sie zuvor eingelaufen sind, d. h. der Einfallswinkel  $\theta_1$  entspricht dem Ausfallwinkel  $\theta_2$ . Die Wellenreflexion bewirkt somit einerseits eine Wellenrichtungsänderung, andererseits führt sie zu einer Änderung der Wellenhöhe, da es aufgrund der Reflexion zur Überlagerung von der einlaufenden und reflektierten Welle kommt. (Oumeraci 1996b)

Ein Kennwert für die Wellenreflexion ist der Reflexionskoeffizient  $k_r$ , der das Verhältnis der einlaufenden Wellenhöhe  $H_i$  zur reflektierten Wellenhöhe  $H_r$  beschreibt. Da die Wellenenergie  $E$  proportional zur Wellenhöhe zum Quadrat  $H^2$  (Oumeraci 2013) ist,

$$E = \frac{1}{8} \cdot \rho \cdot g \cdot H^2, \quad (2.12)$$

mit

$\rho$ : Dichte von Wasser [ $\text{kg/m}^3$ ]

$g$ : Erdbeschleunigung [ $\text{m/s}^2$ ]

gilt:

$$k_r = \frac{H_r}{H_i} = \sqrt{\frac{E_r}{E_i}}, \quad (2.13)$$

mit  $E_r$ : Energie der reflektierten Welle [ $\frac{\text{N}\cdot\text{m}}{\text{m}^2}$ ],

$E_i$ : Energie der einlaufenden Welle [ $\frac{\text{N}\cdot\text{m}}{\text{m}^2}$ ].

Es kann zwischen drei verschiedenen Fällen der Reflexion unterschieden werden. Die drei Fälle sind im Folgenden ausführlich beschrieben.

Im ersten Fall tritt am Hindernis eine teilweise Reflexion auf, die Wellenenergie wird transmittiert und dissipiert. Die einlaufende Wellenenergie  $E_i$  ist somit gleich der am Reflexionskörper reflektierten Wellenenergie  $E_r$ , der transmittierten Energie  $E_t$  und der dissipierten Wellenenergie  $E_d$ :

$$E_i = E_r + E_t + E_d. \quad (2.14)$$

Aufgrund der Proportionalität zwischen Energie und Wellenhöhe gilt neben Gl. (2.13)

$$k_t = \sqrt{\frac{E_t}{E_i}} = \frac{H_t}{H_i} \quad (2.15)$$

sowie

$$k_d = \sqrt{\frac{E_d}{E_i}} = \frac{H_d}{H_i}, \quad (2.16)$$

mit  $k_t$ : Transmissionskoeffizient [-],  
 $H_t$ : Höhe der transmittierten Welle [m],  
 $k_d$ : Dissipationskoeffizient [-],  
 $H_d$ : Höhe der dissipierten Welle [-].

Aus Gl. (2.14) sowie Gl. (2.13), (2.15) und (2.16) folgt

$$k_r^2 + k_t^2 + k_d^2 = 1, \quad (2.17)$$

und für den Reflexionskoeffizienten

$$k_r = \sqrt{1 - k_t^2 - k_d^2}. \quad (2.18)$$

Die Koeffizienten für Transmission  $k_t$  und Dissipation  $k_d$  sind empirisch zu ermitteln.

Der zweite Fall zeichnet sich dadurch aus, dass die Wellenenergie teilreflektiert und dissipiert, jedoch nicht transmittiert wird ( $k_t = 0$ ). Somit folgt für den Reflexionskoeffizienten, unter Verwendung eines empirisch bestimmten Dissipationskoeffizienten  $k_d$ ,

$$k_r = \sqrt{1 - k_d^2} \quad (2.19)$$

wobei  $0 < k_r < 1$ .

Wird die gesamte einlaufende Wellenenergie ungedämpft, also ohne Dissipation und Transmission ( $E_d = E_t = 0$ ), reflektiert, handelt es sich um eine Totalreflexion. Dieser Fall tritt bei Reflexion an einer starren, senkrechten Wand auf. Der Reflexionskoeffizient beträgt hier

$$k_r = 1, \quad (2.20)$$

d. h. die einlaufende Energie  $E_i$  entspricht der reflektierten Energie  $E_r$ . Bei senkrechtem Wellenangriff erfolgt die Ausbildung einer stehenden Welle, bei schrägem Wellenangriff entsteht eine sogenannte Kreuzsee (Abb. 2.16). Überlagern sich die Wellen konstruktiv, verdoppelt sich die Wellenhöhe ( $H_i + H_r = 2 \cdot H_i$ ). Treffen hingegen ein Wellenberg und ein Wellental zusammen, findet eine destruktive Überlagerung und somit eine Auslöschung der Wellenauslenkung statt.

Ein Wert von  $k_r = 1$  ist in der Realität selten anzutreffen, da in den meisten Fällen eine geringe Dissipation auftritt. Für den Reflexionskoeffizienten gilt dann  $k_r \approx 0,95$  (Oumeraci 2013).

Lediglich für den hier aufgeführten dritten Fall ist eine theoretische Bestimmung des Reflexionskoeffizienten möglich. Für die empirische Ermittlung im ersten und zweiten Fall wird  $k_r$  als Funktion des Brechertyps der Welle (Schwall-, Sturz- oder Reflexionsbrecher), gekennzeichnet durch die Brecherkennzahl  $\xi_0$ , sowie der Eigenschaften des Hindernisses (Durchlässigkeit, Rauheit etc.) beschrieben:

$$k_r = k_r(\xi_0, \text{Durchlässigkeit, Rauheit, ...}), \quad (2.21)$$

wobei

$$\xi_0 = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H/L_p}}, \quad (2.22)$$

mit  $\alpha$ : Böschungsneigung des Hindernisses [ $^\circ$ ],

$L_p$ : Wellenlänge der Peakperiode [m].



Abb. 2.16: Kreuzsee hinter einem Wellenbrecher (Oumeraci 2013)

### Wellenreflexion im Versuchswesen

Eine Herausforderung bei Experimenten im Labor ist das Auftreten von Modelleffekten, die durch Modellgrenzen, die in einem natürlichen Szenario nicht vorhanden sind (z. B. Wellenmaschine, Kanalwände und Kanalrückwand) bedingt sind und zu parasitären Störfaktoren beispielsweise in Form von Reflexionen führen. Bei Reflexionen an Wänden oder Hindernissen kommt es zur Überlagerung von einlaufenden und reflektierten Wellenzügen. Infolgedessen entstehen beispielsweise teilweise bzw. vollständig stehende Wellen. Letztere begünstigen die Entstehung von sogenannten *cross-modes*, welche sich senkrecht zur Wellenrichtung ausbreiten.

Für die Analyse der Versuche ist es notwendig, die Signale der einlaufenden und reflektierten Welle voneinander zu trennen, da entweder nur die Eigenschaften des einlaufenden Wellenzuges von Interesse sind oder die Reflexionseigenschaften eines Bauwerks (und somit nur der reflektierte Wellenteil) untersucht werden sollen. Um zuverlässige Ergebnisse aus einem Experiment zu erhalten, ist es daher wichtig, die vorhandene Reflexion korrekt zu modellieren.

Eine gängige Methode zur Trennung von einlaufendem und reflektiertem Signal in einem physikalischen Modell ist die gleichzeitige Messung der Wellenauslenkung an mehreren Stellen vor bzw. in der Nähe eines reflektierenden Hindernisses und die anschließende Auswertung der Messwerte. Dabei wird unterschieden in Analysen, die für einen zweidimensionalen, langkämmigen Seegang (Wellenkanal) oder für dreidimensionale, Wellenfelder (multidirektionales Wellenbecken) angewendet werden. Die Abschätzung von Reflexionen zweidimensionaler Wellen kann mithilfe einer Auswertung der Messwerte sowohl im Frequenzbereich (z. B. Mansard und Funke (1980)) als auch im Zeitbereich (SIWR-Methode, vgl. Frigaard und Andersen (2014)) erfolgen. Reflektierte Anteile dreidimensionaler Wellenfelder werden mithilfe von Analysemethoden im Frequenzbereich bestimmt. Auf die allgemeine Analyse von Wellen im Zeit- und Frequenzbereich wird im nachfolgenden Kap. 2.2.3 eingegangen. Kap. 2.2.6 behandelt die Analyse dreidimensionaler Wellenfelder.

Frigaard et al. (1997) definieren den Reflexionskoeffizient  $k_r$  im Fall von dreidimensionalen Wellenfeldern als Funktion der Frequenz  $f$  und der Abweichung von der Hauptwellenrichtung  $\theta$ . Der Reflexionskoeffizient wird aus der Wurzel des Quotienten von reflektierter und einlaufender Wellenenergie berechnet:

$$k_r(f, \theta) = \sqrt{\frac{S_r(f, \theta_r)}{S_i(f, \theta_i)}} \quad (2.23)$$

mit

$S_r(f, \theta_r)$ : Wellenenergie der reflektierten Welle,

$S_i(f, \theta_i)$ : Wellenenergie der einlaufenden Welle.

Das Gesetz nach Snellius ist weiterhin gültig (Frigaard et al. 1997).

### 2.2.3 Parametrisierung von Seegang

Natürlicher Seegang, der durch den Einfluss des Windes entsteht, ist unregelmäßig, kurzkämmig und besteht aus der Überlagerung von Wellen verschiedener Höhen, Perioden und Richtungen. Deterministische Wellentheorien beruhen jedoch auf der Annahme eines regelmäßigen Wellenfeldes mit konstanten Parametern. Um demnach deterministische Theorien auf einen Seegang anwenden zu können, bedarf es einer Vereinfachung der realen Prozesse: Das ungeordnete, kurzkämmige und dreidimensionale Wellenfeld eines natürlichen Seegangs wird in einen regelmäßigen und, unter Vernachlässigung der Richtungsstrukturen, zweidimensionalen Seegang überführt (s. Abb. 2.17). Durch die Reduktion des ursprünglich dreidimensionalen Wellenfeldes in ein zweidimensionales Wellenfeld kann eine Bestimmung von konstanten Wellenparameter wie Wellenhöhe und Wellenperiode erfolgen. Hierfür können zwei Verfahren verwendet werden:

- Zeitreihenanalyse,
- Frequenzanalyse
- Zeit-Frequenzanalyse.

In den nachfolgenden Kapiteln werden diese drei Methoden zur Parametrisierung kurz erläutert.



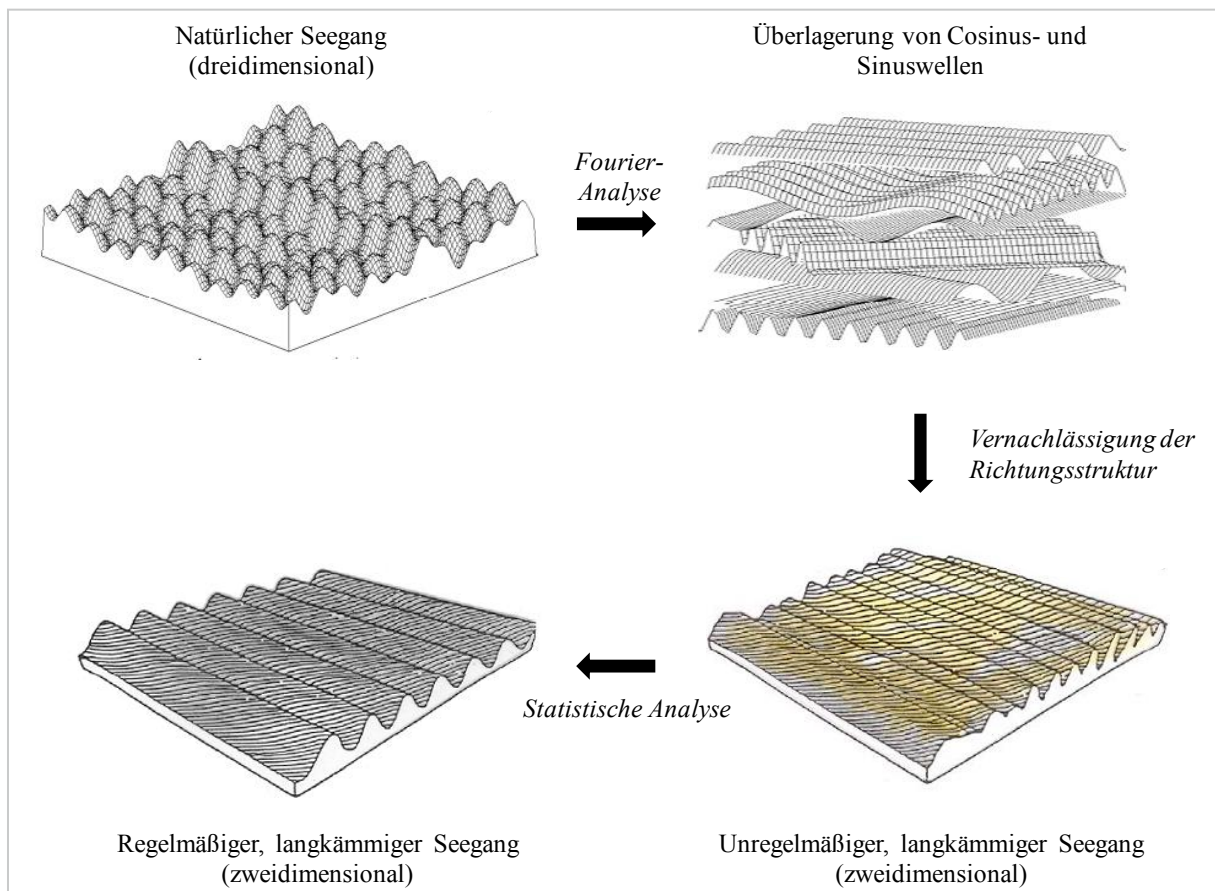


Abb. 2.17: Überführung des natürlichen Seegangs in einen regelmäßigen, zweidimensionalen Seegang (Oumeraci (1996a))

#### 2.2.4 Zeitreihenanalyse

Bei der Analyse des Seegangs im Zeitbereich werden Wellenhöhe und Wellenperiode unregelmäßiger Wellen mithilfe des sogenannten Nulldurchgangsverfahrens (*Zero-crossing*) bestimmt. Bei diesem Verfahren wird eine Zeitreihe der Wellenauslenkung  $\eta(t)$  in ihre Einzelwellen zerlegt. Definiert wird dabei eine einzelne Welle als das Ereignis, welches zwischen zwei gleichgerichtete Nulldurchgängen des Ruhewasserspiegels beginnt und endet. Wie in Abb. 2.18 veranschaulicht, wird dabei unterschieden in *Zero-up-crossing*, welches die Wellenereignisse zwischen zwei Nulldurchgängen mit steigender Flanke betrachtet, und *Zero-down-crossing*, bei dem das Wellenereignis am Nulldurchgang mit einem Wellental (d.h. einer negativen Steigung) beginnt.

Im Allgemeinen wird heute das Zero-down-crossing entsprechend der Definition der International Association of Hydraulic Research (IAHR) angewendet (IAHR 1986). Das zur Analyse gewählte Verfahren sollte dennoch angegeben bzw. die ermittelten Parameter durch einen Index o. ä. gekennzeichnet werden.

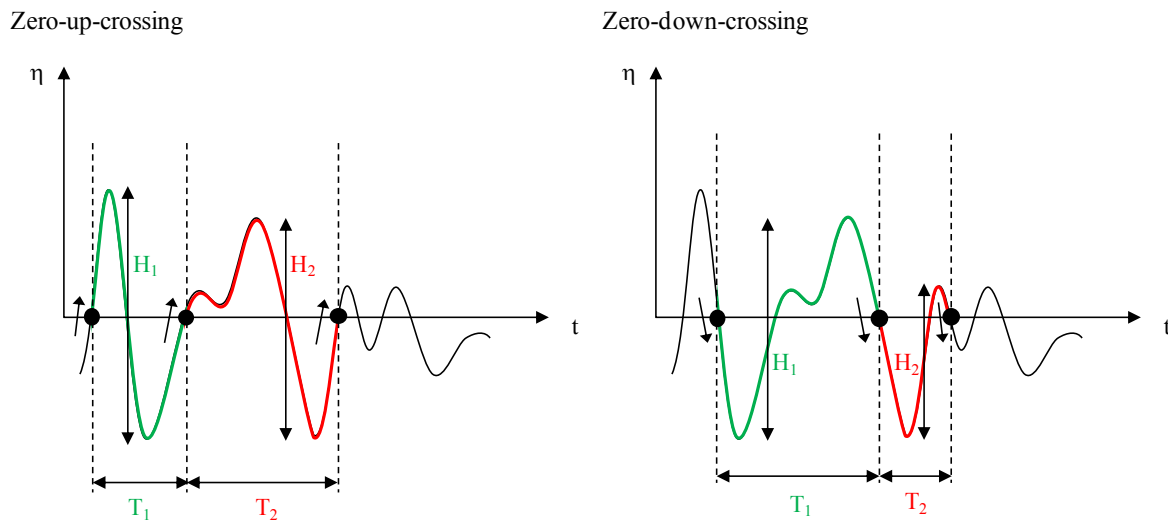


Abb. 2.18: Definition der Welle bei *Zero-up-crossing* und *Zero-down-crossing*

Mithilfe des Analyseverfahrens werden für jedes einzelne Welleneignis die Wellenhöhe  $H_j$  und die Wellenperiode  $T_j$  bestimmt. Anschließend wird durch die Mittelwertbildung ein repräsentativer Parameter für die Zeitreihe ermittelt. Charakteristische Größen sind beispielsweise

- $H_m$ : mittlere Wellenhöhe einer Zeitreihe ( $H_m = \sum_1^n H_j / n$ , mit  $n$ : Anzahl der betrachteten Einzelereignisse)
- $T_m$ : mittlere Wellenperiode einer Zeitreihe ( $T_m = \sum_1^n T_j / n$ ),
- $H_{1/3}$ : mittlere Wellenhöhe der 33,3 % höchsten Wellen (wird auch als signifikante Wellenhöhe  $H_s$  bezeichnet),
- $T_{1/3}$ : Mittelwert der Perioden der 33,3 % höchsten Wellen (=  $T_s$ , signifikante Wellenperiode),
- $H_{rms}$ : quadratischer Mittelwert, unregelmäßiger Seegang mit dieser Wellenhöhe besitzt die gleiche Energie wie eine regelmäßige Welle dieser Höhe, (rms: root mean square,  $H_{rms} = \sqrt{\sum_1^n H_i^2 / n}$ ).

Definitionen der Wellenrichtungen sind bei der Analyse im Zeitbereich nicht berücksichtigt.

### 2.2.5 Frequenzanalyse

Die Ermittlung von Wellenparametern mittels der Analyse im Frequenzbereich basiert auf der Annahme, dass natürlicher Seegang eine Überlagerung von einfachen trigonometrischen Funktionen verschiedener Höhe, Periode und Richtung ist. Die Zerlegung des dreidimensionalen Wellenfeldes in seine Einzelkomponenten erfolgt über eine Fourier-Transformation. Das Ergebnis ist ein Amplituden- und Phasenspektrum des Seegangs (s. Abb. 2.19). Das Amplitudenspektrum gibt die Höhen der Amplitude einer Welle in Abhängigkeit einer Frequenz an, das Phasenspektrum beschreibt den Wert der Phasenverschiebung der Welle einer bestimmten Frequenz.

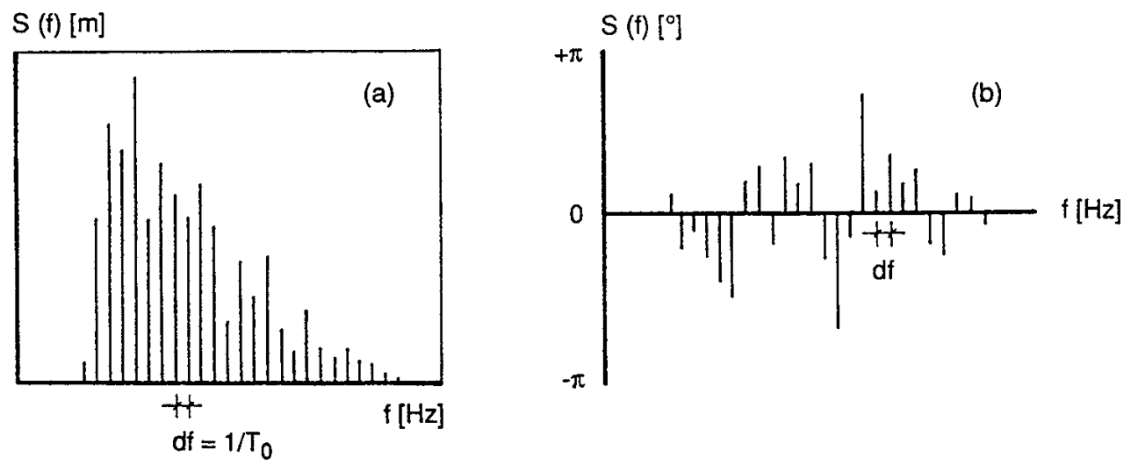


Abb. 2.19: a) Amplitudenspektrum und b) Phasenspektrum einer Messung (Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen 2002)

Üblicherweise dargestellt wird das Ergebnis einer Frequenzanalyse als Energiedichtespektrum  $S(f)$  [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ ] auch Wellenspektrum genannt, welches den Zusammenhang zwischen den ermittelten Amplituden der Seegangskomponenten  $c(f)$  und dem Frequenzintervall  $\Delta f$  beschreibt:

$$s(f) = \frac{c^2}{2 \cdot f} \quad (2.24)$$

Mithilfe der Fourier-Transformation (FT) wird ein Signal aus dem Zeitbereich, in dem die Amplitude des zu untersuchenden Signals in Abhängigkeit der Zeit vorliegt, in den Frequenzbereich überführt. Durch die Darstellung im Frequenzbereich kann festgestellt werden, welche Frequenzkomponenten in einem zu analysierenden Signal auftreten.

Das Prinzip der Fourier-Analyse beruht darauf, dass sich jedes periodische Signal durch eine Überlagerung von mehreren trigonometrischen Funktionen zusammensetzen lässt. Das Signal kann als Fourier-Reihe  $f(t)$ ,

$$f(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k \cos \omega_k t + b_k \sin \omega_k t) \quad (2.25)$$

mit

$a_0$ ,  $a_k$  und  $b_k$ : Fourierkoeffizienten,

$\omega_k$ : Kreisfrequenz [ $1/\text{s}$ ],

dargestellt werden. Neben der Grundfrequenz  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$  treten nur ganzzahlige Vielfache  $\omega_k = k \cdot \frac{2\pi}{T_0}$  der Frequenz  $\omega_0$  auf.

Einen Vorteil gegenüber der reellen Schreibweise der Fourier-Reihe aus Gl. (2.25) hinsichtlich vieler Berechnungen bietet eine komplexe Darstellung der Gleichung. Unter Berücksichtigung der Eulerschen Formel,



$$e^{iy} = \cos y + i \sin y, \quad (2.26)$$

und der imaginären Einheit  $i^2 = -1$  geht die reelle Fourier-Reihe aus Gl. (2.25) über in

$$f(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \left( \frac{a_k - ib_k}{2} e^{i\omega_k t} + \frac{a_k + ib_k}{2} e^{-i\omega_k t} \right) \quad (2.27)$$

bzw. mit den komplexen Fourierkoeffizienten  $c_k$  in

$$f(t) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k e^{i\omega_k t}, \quad (2.28)$$

mit

$c_k$ : komplexe Fourierkoeffizienten.

Zwischen den komplexen Fourierkoeffizienten  $c_k$  und den reellen Fourierkoeffizienten  $a_k$  sowie  $b_k$  gilt folgender Zusammenhang:

$$c_k = \frac{a_k - ib_k}{2} \quad (2.29)$$

$$a_k = 2 \cdot \operatorname{Re}\{c_k\}, \quad (2.30)$$

$$b_k = -2 \cdot \operatorname{Im}\{c_k\}. \quad (2.31)$$

Die Fourierkoeffizienten  $c_k$  lassen sich durch die Integration der komplexen Fourier-Reihe über eine Periode für  $-\infty \leq k \leq \infty$  ermitteln zu

$$c_k = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} f(t) e^{-i\omega_k t} dt \quad (2.32)$$

Die Fourier-Reihe wird zur Transformation von periodischen und kontinuierlichen Zeitreihen herangezogen. In der Praxis liegt ein aufgenommenes Signal jedoch meist als diskretes Signal vor, dessen Funktionswerte in regelmäßigen Zeitabständen  $\Delta t$  bzw. mit einer konstanten Abtastfrequenz  $f_s = 1/\Delta t$  gemessen werden. Die Berechnung der Fourier-Koeffizienten für ein diskretes Signal mithilfe der Fourier-Reihe ist sehr rechenaufwändig. Für Signale, die zeitdiskret vorliegen und sich periodisch sowohl in negativer als auch in positiver Richtung unendlich fortsetzen lassen, wird daher die Diskrete Fourier-Transformation (DFT) angewendet.

Die Frequenzen eines diskret vorliegenden Signals lassen sich nur ermitteln, wenn die Abtastfrequenz  $f_s$  mehr als doppelt so groß wie die höchste in der Zeitreihe auftretende Frequenz  $f_N$  ist:

$$f_s > 2f_N \quad (2.33)$$

mit

$f_s$ : Abtastfrequenz [Hz],

$f_N$ : höchste im Signal vorhanden Frequenz [Hz].

Dieser Zusammenhang wird als Abtasttheorem nach Nyquist und Shannon bezeichnet. Die halbe Abtastfrequenz  $f_N$  wird auch Nyquist-Frequenz genannt.

Häufig wird zur Auswertung der Diskreten Fourier-Transformation die sogenannte Schnelle Fourier-Transformation (*Fast Fourier Transform*, FFT) verwendet. Die FFT ist ein Algorithmus, welcher die Rechenzeit der DFT verkürzt und somit eine effiziente Auswertung ermöglicht.

Im Anschluss an eine Fourier-Analyse kann eine gemessene Zeitreihe im Frequenzbereich durch ein Phasen- oder Amplitudenspektrum dargestellt werden. Das Phasenspektrum gibt die Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Frequenz an, dem Amplitudenspektrum kann die Höhe der Amplitude des Signals bei bestimmten Frequenzen entnommen werden.

Das Amplitudenspektrum kann in ein Energiedichtespektrum  $S(f)$  überführt werden. Das Energiedichtespektrum ergibt sich aus dem Zusammenhang zwischen den normierten Fourier-Koeffizienten  $a_k^2$  und  $b_k^2$  sowie der Frequenzauflösung  $\Delta f$ :

$$S(f) = \frac{a^2(f) + b^2(f)}{2 \cdot \Delta f} \quad (2.34)$$

mit

$S(f)$ : Energiedichtespektrum [ $\text{m}^2 \cdot \text{s}$ ],

und mit der Frequenzauflösung  $\Delta f$ :

$$\Delta f = \frac{1}{t_{ges}} \quad (2.35)$$

mit

$t_{ges}$ : Aufzeichnungsdauer des Signals [s].

Mithilfe des Energiedichtespektrums ist eine statistische Auswertung des Signals, wie beispielsweise die Berechnung von Bemessungsparametern eines Wellensignals, möglich. Dies geschieht unter der Verwendung von Momenten  $n$ -ter Ordnung ( $m_n$ ) des Spektrums,

$$m_n = \int S(f) \cdot f^n df \quad (2.36)$$

mit

$n = 0, 1, 2, \dots$ ,

wobei das Moment 0-ter Ordnung  $m_0$  der Fläche unterhalb des Energiedichtespektrums und somit der Gesamtenergie des Signals entspricht:

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (2.37)$$

da  $n = 0$  und somit  $f^n = f^0 = 1$ . Anhand der Momente lassen sich beispielsweise folgende charakteristische Wellenparameter ermitteln:

- $H_{m0}$ :  $H_{m0} = 4 \cdot \sqrt{m_0}$ , entspricht ungefähr der signifikanten Wellenhöhe des gemessenen Wellenfeldes,
- $T_p$ : Peakperiode,  $T_p = 1/f_p$ , mit  $f_p$ : Peakfrequenz, an der die Energiedichtefunktion ihr Maximum besitzt,
- $T_{0,1}$ : mittlere Periode ermittelt aus 0. und 1. Moment,  $T_{0,1} = m_0/m_1 \approx T_m$ .

### 2.2.6 Zeit-Frequenzanalyse

Die Hilbert-Huang-Transformation (HHT) ist eine Methode zur Datenanalyse, welche im Gegensatz zur Fourier-Analyse zeit-frequenzabhängige Spektren liefert. Die HHT wurde durch Huang et al. (1998) entwickelt und stellt eine Erweiterung der Hilbert-Analyse dar.

Die Hilbert-Analyse ist ein bewährtes Verfahren zur Zeit-Frequenz-Analyse von nichtlinearen und instationären Prozessen. Ein Kennzeichen für ein nichtlineares System sind zeitabhängige Veränderungen der Frequenz eines Signals. In der Vergangenheit wurden diese zeitlich schwankenden Frequenzen durch die Überlagerung von harmonischen Funktionen ausgedrückt, was physikalisch jedoch wenig Sinn ergibt (Huang und Wu 2008). Besser geeignet zur Beschreibung von nichtlinearen und instationären Prozessen ist die Momentanfrequenz (*instantaneous frequency*) eines Signals, welche durch die Hilbert-Transformation ermittelt werden kann. Die Analyse mittels Hilbert-Transformation liefert jedoch nur für schmalbandige Signale physikalisch sinnvolle Ergebnisse (Huang et al. 1999).

Um die Anwendung der Hilbert-Analyse auf breitbandige Signale zu ermöglichen, entwickelten Huang et al. (1998) die Methode der *Empirical Mode Decomposition* (EMD). Mithilfe der EMD kann die empirische Zerlegung eines breitbandigen in schmalbandige Signale erfolgen, indem das Ursprungssignal in seine charakteristischen Wellenanteile, die sogenannten *Intrinsic Mode Functions* (IMF), aufgespalten wird. Eine Hilbert-Transformation der IMFs liefert schließlich ein zeitabhängiges Frequenz- und Amplitudenspektrum, das sogenannte Hilbert-Spektrum.

In den nachfolgenden Unterkapiteln werden der Ablauf der EMD sowie die Eigenschaften der IMFs, die aus der Zerlegung des Signals mittels EMD resultieren, beschrieben. Eine Weiterentwicklung der EMD ist die *Ensemble Empirical Mode Decomposition* (EEMD), die von Wu und Huang (2005, 2009) eingeführt wurde. Bei der Anwendung der EEMD wird dem Ausgangssignal ein weißes Rauschen hinzugefügt, das für ein verbessertes Ergebnis bei der Ermittlung der IMFs sorgt.

## Empirical Mode Decomposition (EMD)

Die EMD ist eine Methode zur Zerlegung eines Signals in eine endliche und meist kleine Anzahl (Huang et al. 1998) von Komponenten, die sogenannten *Intrinsic Mode Functions* (IMF). Jede IMF repräsentiert einen einzelnen Oszillationsmodus, welcher zusammen und überlagert mit weiteren Oszillationsmodi das Ursprungssignal bildet. Dabei muss eine IMF folgende zwei Kriterien erfüllen:

1. Die Anzahl der Nulldurchgänge und die Zahl der Extremwerte der IMF müssen identisch sein bzw. dürfen sich maximal um Eins unterscheiden.
2. Der Mittelwert der Einhüllenden, welche durch die lokalen Maxima und lokalen Minima definiert werden, muss an jeder Stelle Null sein, wodurch eine lokale Symmetrie zur x-Achse gewährleistet wird.

Die Ermittlung der IMFs mithilfe der EMD wird als *sifting* bezeichnet und setzt sich aus mehreren Schritten zusammen. Zunächst werden die lokalen Extremwerte eines zu untersuchenden Datensatzes ermittelt. Die lokalen Maxima sowie die lokalen Minima werden jeweils mit einer kubischen Interpolationsfunktion miteinander verbunden. Diese zwei Interpolationsfunktionen bilden die obere und die untere Einhüllende der Zeitreihe des Ausgangssignals  $x(t)$  und sollten im Idealfall alle Daten des Signals einschließen. Anschließend wird für jeden Zeitpunkt ein Mittelwert  $m_1$  aus der oberen und unteren Einhüllenden gebildet. Der Mittelwert  $m_1$  wird in einem nächsten Schritt von dem Ausgangssignal  $x(t)$  subtrahiert:

$$x(t) - m_1 = h_1, \quad (2.38)$$

mit

$x(t)$ : Ausgangssignal,

$m_1$ : Mittelwertfunktion der oberen und unteren Einhüllenden,

$h_1$ : erster mittels *sifting* erzeugter Datensatz.

Abb. 2.20 veranschaulicht die einzelnen Schritte des *sifting*-Prozesses. Im Idealfall handelt es sich bei dem Datensatz  $h_1$  bereits um eine IMF. Normalerweise erfüllt  $h_1$  die notwendigen Kriterien jedoch nicht, sodass der *sifting*-Prozess wiederholt werden muss.

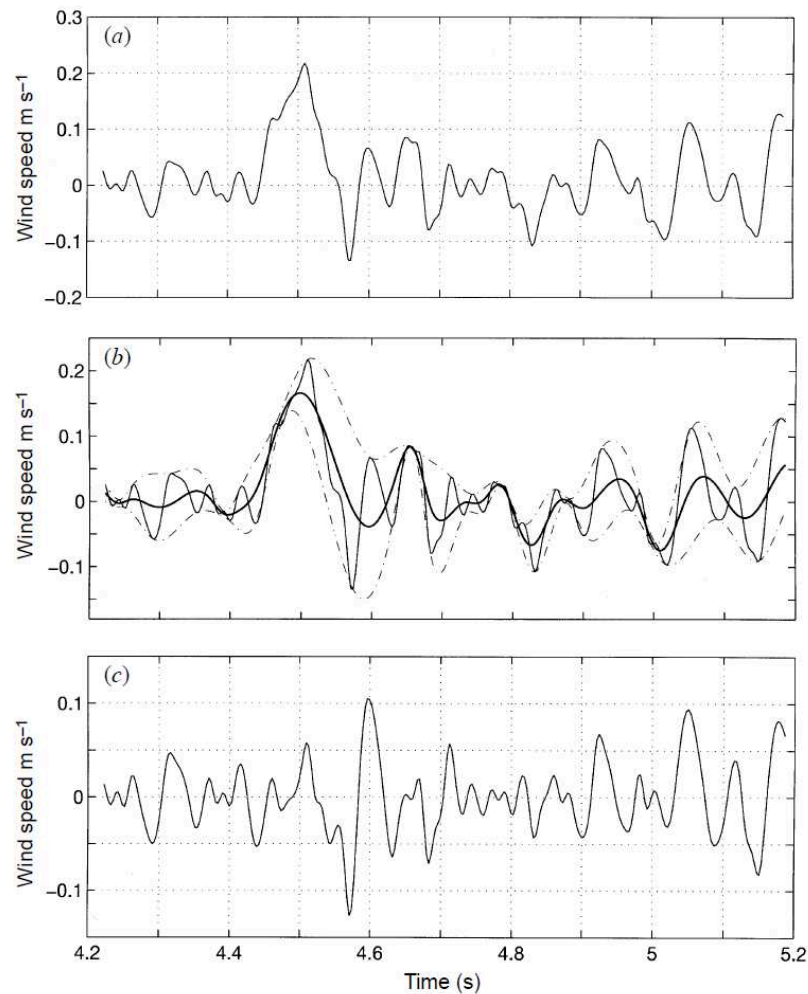


Abb. 2.20: *Sifting*-Vorgang: a) Ausgangssignal  $x(t)$ , b) Bilden der oberen und unteren Eihüllenden (gestrichelt) um das Ausgangssignal (dünne Linie) und Mittelwertsfunktion  $m_1$  (dicke Linie), c) Datensatz  $h_1$  nach Abzug der Mittelwertsfunktion  $m_1$  vom Ausgangssignal  $x(t)$  (Huang et al. 1998)

Der Datensatz  $h_1$  wird in einem zweiten *sifting* wie das Ursprungssignal behandelt, das heißt die obere und untere Umhüllende sowie die Mittelwertfunktion werden nun anhand von  $h_1$  ermittelt. Anschließend wird die neue Mittelwertfunktion  $m_{11}$  entsprechend dem Vorgehen nach dem ersten *sifting* (vgl. Gl. (2.38)) von  $h_1$  subtrahiert, sodass eine neue Zeitreihe  $h_{11}$  gebildet wird:

$$h_1 - m_{11} = h_{11} \quad (2.39)$$

Theoretisch wird dieses Vorgehen  $k$ -mal wiederholt, bis es sich bei dem Ergebnis  $h_{1k}$  aus der Subtraktion um eine IMF handelt,

$$h_{1(k-1)} - m_{1k} = h_{1k} \quad (2.40)$$

sodass die erste IMF zu

$$h_{1k} = c_1, \quad (2.41)$$

mit

$c_1$ : erste IMF aus dem Ausgangssignal,

bestimmt werden kann.

Ein zu häufiges Ausführen von *sifting*-Vorgängen kann jedoch dazu führen, dass ein Signal zu stark geglättet wird und Schwankungen der Amplitude, die möglicherweise physikalisch relevant sind, verloren gehen, sodass letztendlich eine frequenzmodulierte IMF mit einer konstanten Amplitude vorliegt (Huang et al. 1998). Aus diesem Grund sollte die Anzahl der *siftings* begrenzt werden. Dies kann beispielsweise durch das Beenden des *siftings* nach Erreichen eines vorher festgelegten Abbruchkriteriums geschehen. Ein von Huang et al. (1998) vorgeschlagenes Kriterium begrenzt den Wert der Standardabweichung  $SD$  zwischen zwei aufeinander folgenden *sifting*-Ergebnissen,

$$SD = \sum_{t=0}^{T_{signal}} \left[ \frac{|h_{1(k-1)}(t) - h_{1k}(t)|^2}{h_{1(k-1)}^2(t)} \right], \quad (2.42)$$

mit

$T_{signal}$ : Länge des untersuchten Signals [s],

wobei ein typischer Wert für  $SD$  zwischen 0,2 und 0,3 liegt. Eine Begrenzung der *sifting*-Vorgänge kann außerdem auch durch die Festlegung der maximalen Anzahl der *siftings* vorgenommen werden.

Die erste IMF  $c_1$  wird nun vom Ausgangssignal getrennt:

$$x(t) - c_1 = r_1, \quad (2.43)$$

mit

$r_1$ : Residuum nach Abzug der ersten IMF vom Ausgangssignal.

Die EMD filtert aus einem zu untersuchenden Signal die höchsten Frequenzkomponenten heraus, sodass die erste ermittelte IMF  $c_1$  im Allgemeinen die kürzesten Perioden enthält. Im ersten Residuum  $r_1$  sind demnach noch langperiodische Anteile des Ausgangssignals enthalten.  $r_1$  wird daher wieder als neuer Datensatz behandelt und einem weiteren Durchgang mehreren *siftings* unterzogen. Die Frequenzkomponenten der in weiteren Durchgängen des *sifting* ermittelten IMFs werden jeweils kleiner sein als die Frequenzen einer zuvor berechneten IMF (Dätig und Schlurmann 2004).

Ist die zweite IMF  $c_2$  gefunden, wird diese wiederum von  $r_1$  subtrahiert, sodass nochmals ein Residuum zurückbleibt:

$$r_1 - c_2 = r_2 \cdot \quad (2.44)$$

Dieses Residuum wird abermals als neuer Datensatz behandelt und mehreren *siftings* unterzogen (Gl. (2.45)). Der Vorgang wird solange wiederholt, bis ein Residuum  $r_n$  keine Oszillationen mehr abbildet und keine weitere IMF aus  $r_n$  gebildet werden kann. Für Daten, die einen Trend aufweisen, kann dieser aus dem letzten Residuum  $r_n$  abgelesen werden.

$$r_2 - c_3 = r_3 \quad (2.45)$$

$$\dots \quad (2.46)$$

$$r_{n-1} - c_n = r_n \cdot \quad (2.47)$$

Durch das *sifting* werden demnach  $n$  empirische Modi sowie ein konstantes oder einen Trend darstellendes Residuum  $r_n$  ermittelt. Das Ausgangssignal  $x(t)$  lässt sich durch eine Aufsummierung der einzelnen IMFs  $c_j$  und des letzten Residuums  $r_n$  wieder zusammensetzen:

$$x(t) = \sum_{j=1}^n c_j + r_n \cdot \quad (2.48)$$

### Ensemble Empirical Mode Decomposition (EEMD)

Ein Nachteil bei der Anwendung der im vorigen Abschnitt vorgestellten EMD ist das Auftreten eines sogenannten *mode mixing*. *Mode mixing* bedeutet, dass innerhalb einer IMF Frequenzen sehr unterschiedlicher Größenordnung oder Oszillationen gleicher Frequenz-Größenordnung in zwei unterschiedlichen IMFs auftreten. Das heißt, dass eine einzelne IMF im Falle des *mode mixing* somit nicht wie angestrebt lediglich einen einzigen charakteristischen Oszillationsmodus enthält.

Die Ursache für das *mode mixing* ist eine Störung des Ausgangssignals. Exemplarisch ist in Abb. 2.21a eine derartige Zeitreihe dargestellt. Das zu sehende Signal beschreibt eine sinusförmige Grundschiwingung mit konstanter Amplitude. Innerhalb einer einzelnen Oszillation der Grundschiwingung treten jedoch periodisch weitere Oszillationen sehr viel geringerer Amplitude und Periode auf. Werden nun im ersten Schritt der EMD die lokalen Extremwerte des Signals zur Bestimmung der Einhüllenden festgelegt (Abb. 2.21b), so bewirken die unterschiedlichen Größenordnungen eine Verzerrung der oberen und unteren Umhüllenden. Die resultierende Mittelwertfunktion (graue durchgezogene Linie in Abb. 2.21c) repräsentiert damit weder die Umhüllenden der Grundschiwingung noch der intermittierenden Schwingung. Der erste mittels *sifting* ermittelte Datensatz (Abb. 2.21d) und auch die erste IMF  $c_1$  (Abb. 2.22) enthalten somit zwei Oszillationsmodi: sowohl die nieder- als auch die hochfrequenten Anteile des Ausgangssignals.

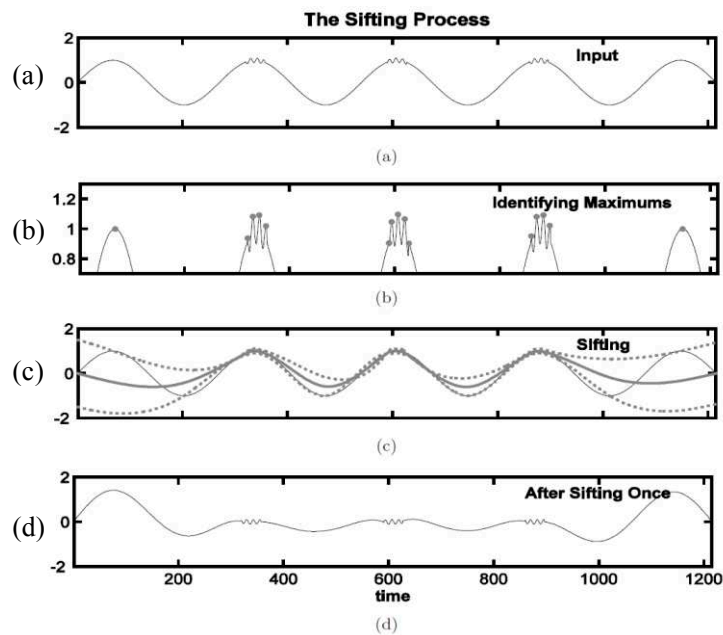


Abb. 2.21: *Sifting*-Prozess bei gestörtem Ausgangssignal: (a) Ausgangssignal, (b) Festlegen der lokalen Maxima, (c) Festlegen der Umhüllenden, (d) Zeitreihe nach dem ersten *sifting* (Wu und Huang 2009)

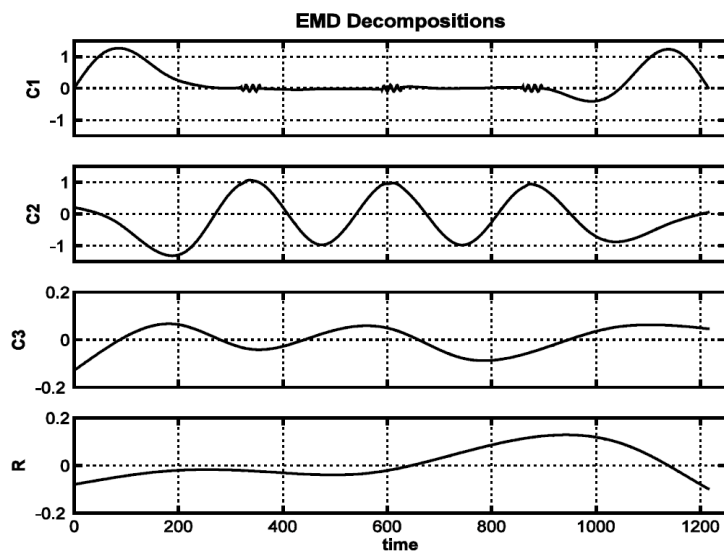


Abb. 2.22: *Mode mixing* bei der Ermittlung von IMFs mittels EMD (Wu und Huang 2009)

Um das *mode mixing* zu verhindern, wurde die EMD von Wu und Huang (2005, 2009) zur *Ensemble Empirical Mode Decomposition* (EEMD) weiterentwickelt. Das neue Konzept der EEMD beruht auf Ergebnissen, die aus Untersuchungen bezüglich der Anwendung der EMD auf weißes Rauschen stammen. Wu und Huang (2004) stellten fest, dass die EMD bei der Zerlegung eines weißen Rauschens in einzelne IMFs als dyadischer Filter wirkt: Abb. 2.23 zeigt die Fourierpektren der in IMFs zerlegten Signale eines weißen Rauschens. Es ist zu erkennen, dass die Formen der verschiedenen Spektren, mit Ausnahme des ersten Spektrums, entlang



einer logarithmischen Skale identische Formen besitzen und die Maxima jedes benachbarten Frequenzbandes jeweils den gleichen Abstand besitzen.

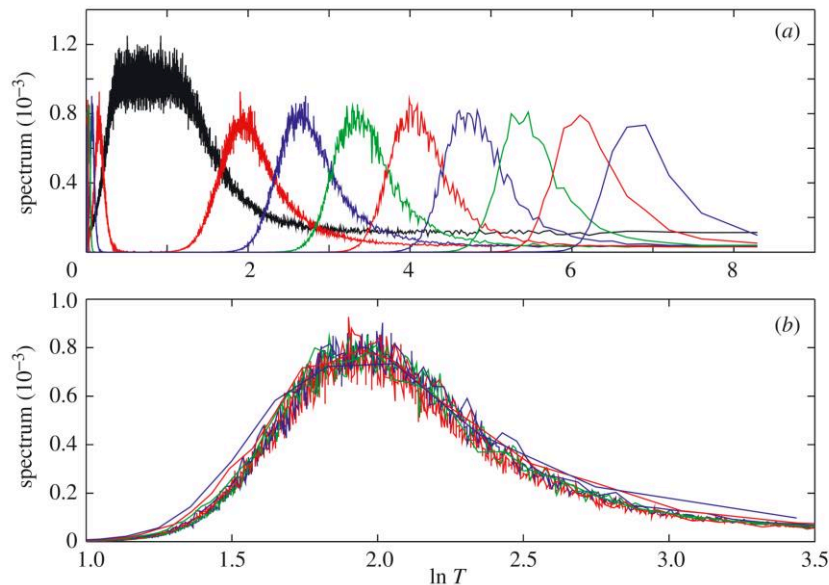


Abb. 2.23: Fourierspektren der IMFs von weißem Rauschen mit logarithmischer Auftragung der Periode  $T$  auf der Abszisse: (a) Fourier-Spektrum der IMF 1 in Schwarz, Spektren der IMFs 2-9 in aufsteigender Reihenfolge versetzt daneben, (b) Fourier-Spektren der IMF 2-9 um  $(n - 2) \cdot \ln 2$  auf der Abszisse nach links verschoben (Wu und Huang 2004)

Wird einem zu untersuchendem Signal ein weißes Rauschen hinzuaddiert, bietet das Rauschen einen Bezugsrahmen für die Ermittlung der Stützstellen zur Bildung der Einhüllen des Signals während eines *sifting*-Prozesses (Wu und Huang 2009). Auf diese Weise kann die Aufteilung unterschiedlicher Frequenzskalen in separate IMFs ermöglicht werden. Bei der EEMD wird dieser Aspekt zur Vermeidung des *mode mixing* berücksichtigt. Dem zu untersuchenden Signal  $x(t)$  wird daher ein weißes Rauschen  $w_j(t)$  hinzugefügt:

$$x_j(t) = x(t) + w_j(t) \quad (2.49)$$

mit

$x_j(t)$ : verrauschtes Signal,

$x(t)$ : Ausgangssignal,

$w_i(t)$ : weißes Rauschen.

Wu und Huang (2009) weisen darauf hin, dass einem Signal hinzugefügte unterschiedliche Serien von Rauschen sich durch eine Mittelung wieder herauskürzen. Auf diese Weise kann ein verrauschtes Signal am Ende wieder bereinigt werden. Aus diesem Grund werden dem Ausgangssignal  $x(t)$  im Rahmen der EEMD mehrere Male verschiedene Varianten des Rauschens  $w_j(t)$  hinzuaddiert. Die einzelnen Schritte der EEMD sind wie folgt:

1. Dem Ausgangssignal  $x(t)$  wird ein weißes Rauschen  $w_j(t)$  hinzugefügt (vgl. Gl. (2.49)).

2. Das verrauschte Signal  $x_j(t)$  wird in einzelne IMFs zerlegt. Die Zerlegung geschieht dabei entsprechend dem Vorgehen bei der EMD.
3. Die Schritte 1 und 2 werden mehrere Male wiederholt. Das hinzugefügte Rauschen  $w_j(t)$  ist dabei jedes Mal unterschiedlich, die jeweiligen Reihen der IMFs entstammen daher aus der Zerlegung jeweils verschiedener Zeitreihen  $x_j(t)$ .
4. Es wird der Mittelwert (*ensemble mean*) jeder korrespondierenden IMF (d.h. der Mittelwert aus allen ersten IMFs, allen zweiten IMFs etc.) gebildet. Dadurch wird das jeweils hinzugefügte Rauschen  $w_j(t)$  entfernt und das endgültige Ergebnis für die einzelnen IMFs ermittelt.

In Abb. 2.24 ist exemplarisch die Zerlegung des Signals aus Abb. 2.21, diesmal unter Zuhilfenahme von weißem Rauschen, dargestellt. Weißes Rauschen wurde in diesem Fall nur einmalig hinzugefügt. Im Gegensatz zu den IMFs aus der EMD (ohne Addition von weißem Rauschen) in Abb. 2.22 ist die niederfrequente Schwingungskomponente aus dem Ausgangssignal sehr gut in der 5. IMF ( $c_5$ ) dargestellt. Die ersten Signale stellen die aus dem hinzugefügten weißen Rauschen ermittelten IMFs dar, welches aufgrund des nur einmaligen Hinzufügens nicht durch eine Mittelung herausgekürzt wurde. Die hochfrequenten Anteile des Signals sind noch nicht auffindbar.

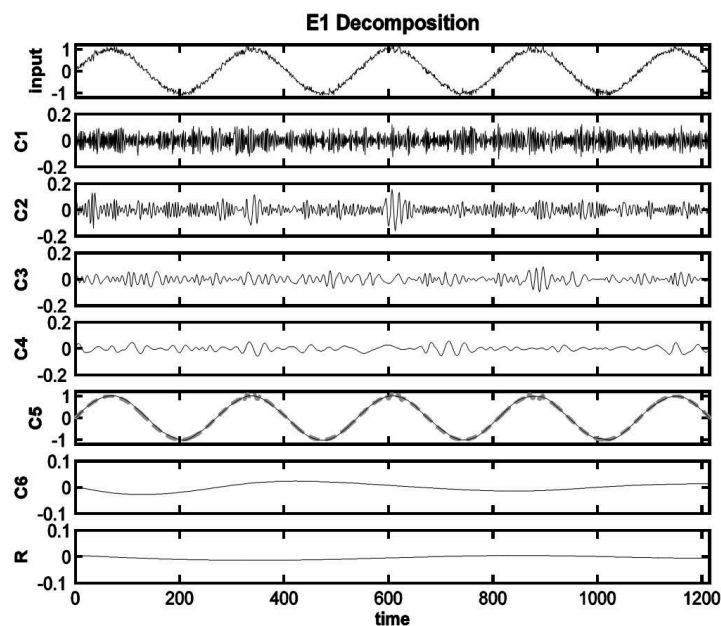


Abb. 2.24: IMFs nach der Zerlegung mittels EEMD nach einmaligem Hinzufügen von weißem Rauschen (Wu und Huang 2009)

Wird das weiße Rauschen hingegen 50-mal hinzugefügt (Abb. 2.25), erfolgt nach der Mittelung eine bessere Auslöschung des Rauschens und die hochfrequente Schwingungskomponente aus dem Signal wird in der 2. und 3. IMF ( $c_2$  und  $c_3$ ) deutlich erkennbar. Die niederfrequente Oszillation ist unverändert in der 5. IMF vorzufinden. Die Trennung verschiedener Frequenzgrößenordnungen eines Signals gelingt demnach besser mithilfe der EEMD, insbesondere im zweiten Beispiel unter mehrmaligem Hinzufügen weißen Rauschens.

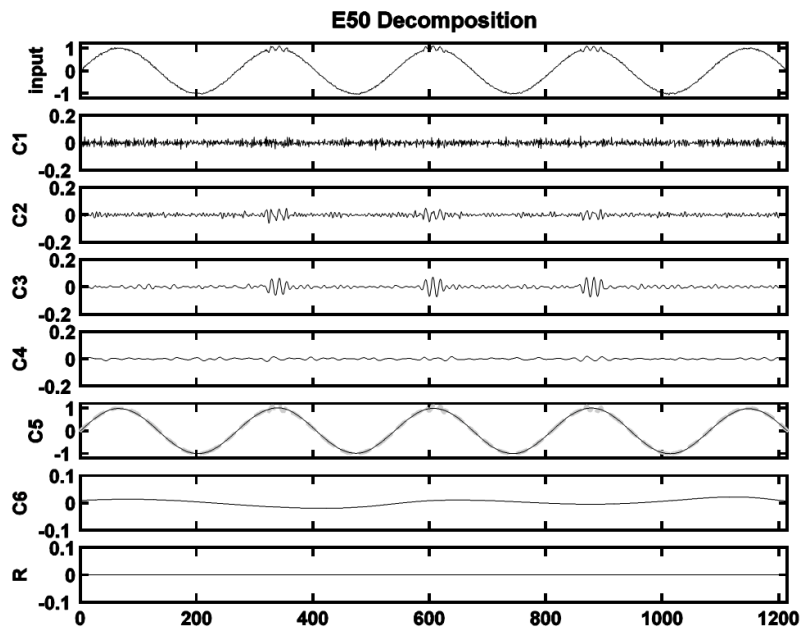


Abb. 2.25: IMFs nach der Zerlegung mittels EEMD nach 50-maligem Hinzufügen von weißem Rauschen (Wu und Huang 2009)

### Hilbert-Transformation

Nachdem ein zu untersuchender Datensatz mittels EMD bzw. EEMD zerlegt wurde, kann die Hilbert-Transformation auf die einzelnen IMFs angewendet werden. Die Hilbert-Transformation  $HT$  eines Signals  $x(t)$  ist definiert als

$$HT[x(t)] = y(t) = \frac{1}{\pi} P \int \frac{x(t')}{t-t'} dt' \quad (2.50)$$

mit

$P$ : Cauchy'scher Hauptwert,

$y(t)$ : Hilbert-Transformierte.

Das Signal  $x(t)$  und die Hilbert-Transformierte  $y(t)$  bilden ein komplex konjugiertes Paar, durch welches das analytische Signal  $z(t)$  ausgedrückt werden kann:

$$z(t) = x(t) + iy(t) = a(t)e^{i\theta(t)} \quad (2.51)$$

mit

$z(t)$ : analytisches Signal,

$i^2 = -1$ ,

$a(t)$ : momentane Amplitude ( $= \sqrt{x(t)^2 + y(t)^2}$ ),

$\theta(t)$ : momentane Phasenfunktion ( $= \arctan\left(\frac{y(t)}{x(t)}\right)$ ).

Die Änderungsrate der Phasenfunktion  $d\theta(t)$  pro Zeit  $dt$  wird als Momentanfrequenz bezeichnet und ist definiert als

$$\omega(t) = \frac{d\theta(t)}{dt}. \quad (2.52)$$

Mithilfe der Hilbert-Transformation können somit sowohl die Amplitude  $a(t)$  als auch die Frequenz  $\omega(t)$  als Funktion der Zeit  $t$  ausgedrückt werden. Mit der Definition der Momentanfrequenz wird ausgedrückt, dass zu jedem Zeitpunkt  $t$  lediglich ein konkreter Wert für die Größe der Frequenz  $\omega(t)$  vorliegt. Dies bedeutet, dass die Momentanfrequenz einzig eine einzelne Komponente darstellen kann. Die Bestimmung der Momentanfrequenz bzw. demnach die Anwendung der Hilbert-Transformation ist daher nur sinnvoll, wenn ein schmalbandiges Signal untersucht wird (Huang et al. 1998). Die IMFs, welche aus der Zerlegung einer breitbandigen Zeitreihe mithilfe der EMD bzw. EEMD stammen, erfüllen diese Bedingung und liefern somit physikalisch sinnvolle Ergebnisse aus der Hilbert-Transformation.

Wird die Hilbert-Transformation auf die IMFs eines Signals angewendet, kann das Ausgangssignal  $x(t)$  anschließend dargestellt werden als

$$x(t) = \text{Re} \left\{ \sum_{j=1}^n a_j(t) e^{i \int \omega_j(t) dt} \right\}, \quad (2.53)$$

wobei  $x(t)$  durch den Realteil des in den Klammern befindlichen Ausdrucks beschrieben wird (Huang et al. 1999). Diese Zeit-Frequenz-Verteilung der Amplitude einer Zeitreihe wird als Hilbert-Spektrum  $H(\omega, t)$  bezeichnet.

Mithilfe des Hilbert-Spektrums kann des Weiteren das Marginalspektrum  $h(\omega)$

$$h(\omega) = \int_0^{T_{\text{signal}}} H(\omega, t) dt \quad (2.54)$$

ermittelt werden. Das Marginalspektrum gibt für eine ermittelte Amplitude einer bestimmten Frequenz an, dass eine Welle mit dieser Frequenz mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit lokal aufgetreten sei. Folglich gibt der Frequenzwert im Marginalspektrum nur die Eintrittswahrscheinlichkeit einer Oszillation mit einer dementsprechenden Frequenz an. Der Zeitpunkt des Auftretens dieser Schwingung kann erst mithilfe des Hilbert-Spektrums ermittelt werden (Huang et al. 1999).

Zusätzlich kann ein Grad der momentanen Energiedichte  $IE$  durch

$$IE(t) = \int_{\omega} H^2(\omega, t) d\omega \quad (2.55)$$

ausgedrückt und zur Überprüfung von Energiefluktuationen der Zeitreihe herangezogen werden.

## Grad der Nichtlinearität

Huang et al. (2013) führen in ihrer Veröffentlichung einen sogenannten Grad der Nichtlinearität (*Degree of Nonlinearity*,  $DN$ ) ein, welcher mithilfe der im Hilbert-Spektrum dargestellten Momentanfrequenz bestimmt werden kann zu:

$$DN = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n \left[ \left( \frac{f_{j,inst} - f_{const}}{f_{const}} \right) \frac{a_{j,z}}{\bar{a}_z} \right]^2}, \text{ mit } 0 \leq DN \leq 1, \quad (2.56)$$

mit

$DN$ : Grad der Nichtlinearität [-],

$f_{inst}$ : Momentanfrequenz [Hz],

$f_{const}$ : konstante Frequenz einer linearen Welle mit der gleichen Periode,

$a_z$ : Amplitude zwischen zwei Nulldurchgängen einer lokalen Welle,

$\bar{a}_z$ : Mittelwert von  $a_z$ .

Die Bestimmung von  $DN$  beruht auf der Annahme, dass die Momentanfrequenz einer trigonometrischen Funktion als einer Sinuswelle konstant ist. Die Momentanfrequenz einer nichtlinearen Welle hingegen variiert innerhalb einer Schwingungsdauer (Brühl 2014). Die Nichtlinearität eines untersuchten Signals wird anhand des Vergleichs seiner Momentanfrequenz mit der Momentanfrequenz einer linearen Welle innerhalb einer Schwingungsperiode ermittelt. Der Grad der Nichtlinearität nimmt für lineare sinus- bzw. kosinusförmige Wellen einen Wert von  $DN = 0$  an und nimmt mit Größerwerden der Nichtlinearität eines Signals zu. Für regelmäßige Wellen ist nach Huang et al. (2013) der Einfluss der Amplituden weniger relevant, sodass Gl. (2.56) angepasst wird zu

$$DN' = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n \left[ \left( \frac{f_{j,inst} - f_{const}}{f_{const}} \right) \right]^2} \quad (2.57)$$

mit

$DN'$ : modifizierter Grad der Nichtlinearität.

### 2.2.7 3D-Wellenanalyse

Zur Beschreibung eines dreidimensionalen Wellenfeldes ohne vorherige Überführung in ein zweidimensionales System wird eine Richtungsverteilungs-Funktion  $D(\omega, \theta)$  (*directional spreading function*) in Abhängigkeit der Kreisfrequenz  $\omega$  und der Ausbreitungsrichtung bzw. Wellenrichtung  $\theta$  eingeführt. Diese Funktion drückt aus, welche Abweichungen die Wellen von ihrer Hauptausbreitungsrichtung haben. Die Parameter zur Darstellung der Richtungsverteilung eines dreidimensionalen Wellenfeldes in Form eines Richtungsspektrums  $S(\omega, \theta)$  (*directional spectrum*) werden aus dem Energiedichtespektrum  $S(\omega)$  und der Richtungsverteilungs-Funktion  $D(\omega, \theta)$  für die einzelnen Kreisfrequenzen ermittelt:

$$S(\omega, \theta) = S(\omega) \cdot D(\omega, \theta), \quad (2.58)$$

mit

$S(\omega, \theta)$ : Richtungsspektrum  $\left[\frac{\text{m}^2 \cdot \text{s}}{\text{rad}}\right]$ ,

$S(\omega)$ : Energiedichtespektrum  $[\text{m}^2 \cdot \text{s}]$ ,

$D(\omega, \theta)$ : Richtungsverteilungsfunktion  $\left[\frac{1}{\text{rad}}\right]$ .

Die Richtungsverteilungsfunktion stellt die Verteilung der Wellenenergie des eindimensionalen Wellenspektrums über den verschiedenen Wellenausbreitungswinkeln dar. Die Gesamtenergie des Wellenfeldes bleibt jedoch unverändert, sodass für die Richtungsverteilungsfunktion  $D(\omega, \theta)$  gilt:

$$\int_{-\pi}^{\pi} D(\omega, \theta) d\theta = 1. \quad (2.59)$$

Abb. 2.26 zeigt exemplarisch das Richtungsspektrum  $S(f, \theta)$  eines Wellenfeldes. Der größere Peak dieses Spektrums beschreibt die Hauptausbreitungsrichtung der Welle, der kleinere Peak deutet auf Wellenreflexionen mit anderer Frequenz und Richtung hin.

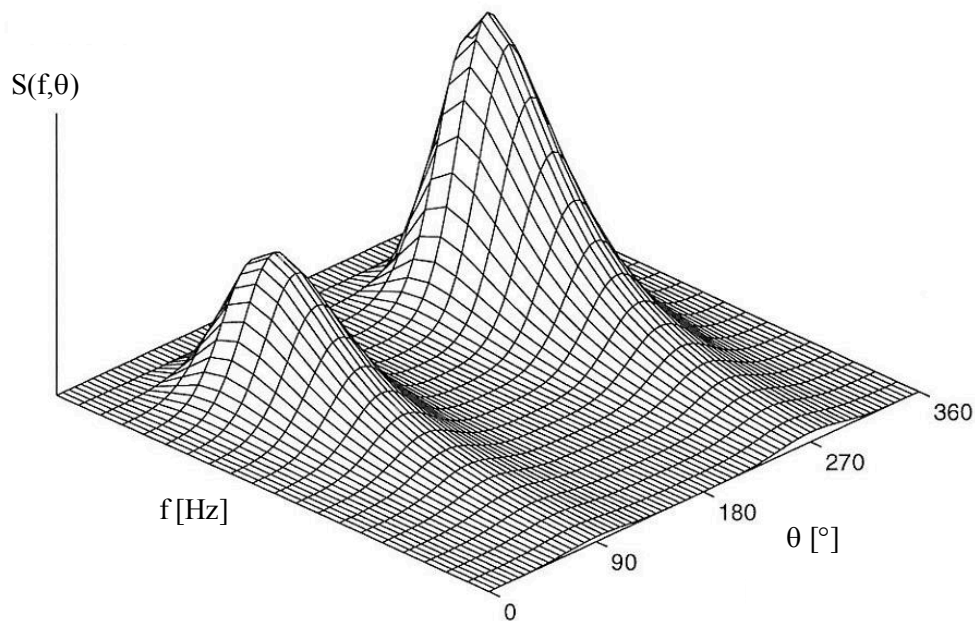


Abb. 2.26: Beispiel für eine Richtungsspektrum mit Reflexion (nach Frigaard et al. 1997)

Im Folgenden wird das Verfahren zur Abschätzung von dreidimensionalen Spektren, wie es bei Frigaard und Andersen (2014) dargestellt wird, zusammengefasst. Wie bei zweidimensionalem Seegang werden zur Analyse von dreidimensionalen Wellen zunächst Daten benötigt, in denen die Wellenauslenkung im Zeitbereich erfasst wird. Die Auslenkung im dreidimensionalen Fall  $\eta(\mathbf{x}, t)$  lässt sich durch die folgende Gleichung beschreiben:

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M a_{mn} \cos(\mathbf{k}_{mn} \mathbf{x} - \omega_n t + \Phi_{mn}), \quad (2.60)$$

mit

$a_{mn}$ : Amplitude  $\left( = \frac{H}{2} \right)$  [m],

$\mathbf{k}_{mn}$ : Wellenzahl-Vektor [ $m^{-1}$ ],

$\mathbf{x}$ : Position des Wellenpegels im vordefinierten Koordinatensystem [m],

$\omega_n$ : Kreisfrequenz  $\left( 2\pi f = 2\pi \frac{1}{t} \right)$  [ $s^{-1}$ ],

t: Zeit [s],

$\Phi_{mn}$ : Phasenwinkel [-].

Ein einzelner Summand auf der rechten Seite der Gl. (2.60) beschreibt eine kosinusförmige, regelmäßige und langkämmige Welle mit einer diskreten Amplitude  $a_{mn}$ , einem Wellenzahlvektor  $\mathbf{k}_{mn}$ , einer Frequenz  $\omega_n$  sowie einer Phasenverschiebung  $\Phi_{mn}$ . In Gl. (2.60) ist zu erkennen, dass jede beliebige kurz-kämmige Welle  $\eta(\mathbf{x}, t)$  durch eine Summe und somit Überlagerung von langkämmigen Wellen ausgedrückt werden kann.

Unter Verwendung des Wellenspektrums  $S(\omega_m, \theta_n)$  gilt

$$\frac{1}{2} a_{mn}^2 = S(\omega_m, \theta_n) \Delta\theta \Delta\omega, \quad (2.61)$$

womit die Amplitude  $a_{mn}$  alternativ nach Umformen auch als

$$a_{mn} = \sqrt{2S(\omega_m, \theta_n) \Delta\theta \Delta\omega} \quad (2.62)$$

definiert werden kann. Eingesetzt in Gl. (2.60) folgt

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \sqrt{2S(\omega_m, \theta_n) \Delta\theta \Delta\omega} \cos(\mathbf{k}_{mn} \mathbf{x} - \omega_n t + \Phi_{mn}). \quad (2.63)$$

Durch den Übergang von  $\Delta\theta \rightarrow d\theta$  und  $\Delta\omega \rightarrow d\omega$  wird Gl. (2.64) umgeformt in ein Doppelintegral:

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(\mathbf{k}\mathbf{x} - \omega t + \Phi(\omega, \theta)) \sqrt{2S(\omega, \theta)} d\theta d\omega. \quad (2.64)$$

Werden die Auslenkungen des Wasserspiegels von zwei Wellenpegeln mit den in Abb. 2.27 dargestellten Positionen gemessen, gilt für die Wasseroberflächenauslenkung  $\eta_1$  an Wellenpegel 1

$$\eta_1 = \eta(\mathbf{x}_1, t) = \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(\mathbf{k}\mathbf{x}_1 - \omega t + \Phi(\omega, \theta)) \sqrt{2S(\omega, \theta)} d\theta d\omega \quad (2.65)$$

und für die Wasserspiegelauslenkung  $\eta_2$  an Wellenpegel 2

$$\eta_2 = \eta(\mathbf{x}_2, t) = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \cos(\mathbf{k}\mathbf{x}_2 - \omega t + \Phi(\omega, \theta)) \cdot \sqrt{2S(\omega, \theta)} d\theta d\omega. \quad (2.66)$$

Für alle weiteren Rechenschritte ist Gl. (2.66) zunächst umzuformen. Die Position  $\mathbf{x}_2$  des Wellenpegels 2 lässt sich dazu in Abhängigkeit der Position  $\mathbf{x}_1$  von Wellenpegel 1 ausdrücken. Die rechte Seite von Abb. 2.27 veranschaulicht dies. Senkrecht zur Wellenrichtung, die durch den Vektor  $\mathbf{k}$  definiert ist, verlaufen parallele Wellenfronten (in der Abb. 2.27 durch gestrichelte Linien dargestellt). Da diese Wellenfronten unendlich ausgedehnt sind, ist die Wasseroberflächenauslenkung am Punkt  $\mathbf{x}_2'$  identisch zu der Wasserspiegelauslenkung am Punkt  $\mathbf{x}_2$ . Die Wasserspiegelauslenkung  $\eta_2$  am Punkt  $\mathbf{x}_2$  bzw.  $\mathbf{x}_2'$  kann folglich aus der Wasserspiegelauslenkung  $\eta_1$  am Punkt  $\mathbf{x}_1$  unter Berücksichtigung einer Phasenverschiebung berechnet werden. Als Maß für diese Phasenverschiebung wird in Abb. 2.27 die Strecke  $S$  definiert. Es gilt

$$\cos(\theta - \beta_{12}) = \frac{S}{r_{12}} \rightarrow S = r_{12} \cdot \cos(\theta - \beta_{12}) \quad (2.67)$$

Mit der Festlegung

$$|\mathbf{k}| = k \quad (2.68)$$

ergibt sich

$$\mathbf{k}\mathbf{x}_2 = \mathbf{k}\mathbf{x}_1 + k r_{12} \cos(\theta - \beta_{12}) \quad (2.69)$$

und folglich

$$\eta(\mathbf{x}_2, t) = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \cos(\mathbf{k}\mathbf{x}_1 + k r_{12} \cos(\theta - \beta_{12}) - \omega t + \Phi(\omega, \theta)) \cdot \sqrt{2S(\omega, \theta)} d\theta d\omega \quad (2.70)$$

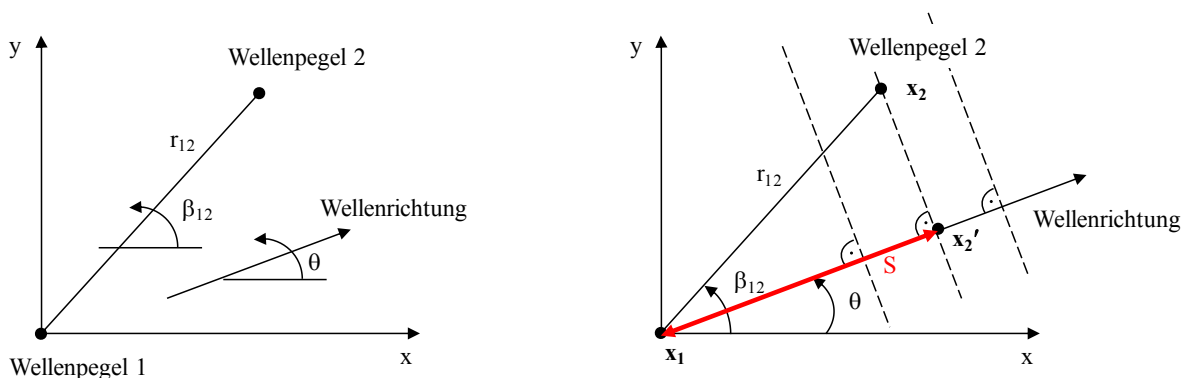


Abb. 2.27: Position der Wellenpegel und Definition der Winkel (nach Frigaard und Andersen (2014))



Die Beziehung zwischen zwei gemessenen Wellenauslenkungen  $\eta_1$  und  $\eta_2$  mit einer Verschiebung der zwei Signale um die Zeit  $\tau$  wird durch die Kreuzkorrelation  $R_{\eta_1\eta_2}$  beschrieben:

$$R_{\eta_1\eta_2}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T \eta_1(t) \eta_2(t + \tau) dt . \quad (2.71)$$

Gemäß Frigaard und Andersen (2014) werden die Zeitargumente zu  $\eta_1(t) = \eta_1$  und  $\eta_2(t) = \eta_2$  gesetzt. Werden Gl. (2.65) und Gl. (2.70) in Gl. (2.71) eingesetzt, folgt

$$R_{\eta_1\eta_2}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \cos(\mathbf{k}\mathbf{x}_1 - \omega t + \Phi(\omega, \theta)) \cdot \cos(\mathbf{k}\mathbf{x}_1 - \omega(t + \tau)) \cdot kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12} + \Phi(\omega, \theta)) \cdot 2S(\omega, \theta) d\theta d\omega dt . \quad (2.72)$$

Unter Berücksichtigung der für beliebige  $\alpha$  und  $\beta$  gültigen trigonometrischen Zusammenhänge

$$\begin{aligned} 2 \cos \alpha \cos \beta &= \cos(\alpha - \beta) + \cos(\alpha + \beta), \\ \cos(\alpha \pm \beta) &= \cos \alpha \cos \beta \pm \sin \alpha \sin \beta, \end{aligned} \quad (2.73)$$

lässt sich Gl. (2.72) umformen zu

$$R_{\eta_1\eta_2}(\tau) = \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \left[ \cos(\omega\tau) \cos(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) + \sin(\omega\tau) \sin(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) \right] \cdot S(\omega, \theta) d\theta d\omega . \quad (2.74)$$

Die Kreuzkorrelation  $R_{\eta_1\eta_2}$  ist die inverse Fouriertransformierte des Kreuzspektrums. Dieses Kreuzspektrum  $S_{\eta_1\eta_2}(\omega)$  setzt sich aus einem Kospektrum  $c_{12}(\omega)$  und einem Quadratspektrum  $q_{12}(\omega)$  zusammen:

$$S_{\eta_1\eta_2}(\omega) = c_{12}(\omega) - iq_{12}(\omega), \quad (2.75)$$

wobei das Kospektrum den Realteil und das Quadratspektrum den Imaginärteil bilden.

Ko- und Quadratspektrum werden durch die Fouriertransformation der Kreuzkorrelations-Funktion berechnet. Der sogenannte gerade Teil der Kreuzkorrelations-Funktion liefert das Kospektrum, aus der Fouriertransformierten des ungeraden Teils wird das Quadratspektrum ermittelt (Schönwiese 2013).

Für die Funktion der Kreuzkorrelation gilt somit

$$R_{\eta_1\eta_2}(\tau) = \int_0^\infty c_{12}(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega + \int_0^\infty q_{12}(\omega) \sin(\omega\tau) d\omega \quad (2.76)$$

Das Ko- und Quadratspektrum ergeben sich nach einem Koeffizientenvergleich zwischen Gl. (2.74) und Gl. (2.76). Dazu wird zunächst Gl. (2.74) umgeformt:

$$\begin{aligned}
 R_{\eta_1\eta_2}(\tau) &= \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} \left[ \cos(\omega\tau) \cos(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) \right. \\
 &\quad \left. + \sin(\omega\tau) \sin(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) \right] \cdot S(\omega, \theta) d\theta d\omega \\
 &= \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} \underbrace{\cos(\omega\tau) \cos(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12}))}_{c_{12}} \cdot S(\omega, \theta) d\theta d\omega \\
 &\quad + \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} \underbrace{\sin(\omega\tau) \sin(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12}))}_{q_{12}} \cdot S(\omega, \theta) d\theta d\omega
 \end{aligned} \tag{2.77}$$

Daraus folgen für das Kospektrum  $c_{12}$  und das Quadraturpektrum  $q_{12}$ :

$$c_{12} = \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) \cos(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) d\theta, \tag{2.78}$$

$$q_{12} = \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) \sin(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) d\theta. \tag{2.79}$$

Einsetzen der Gl. (2.78) und (2.79) in Gl. (2.75) führt unter Berücksichtigung der Eulerschen Formel

$$\exp[i\varphi] = \cos \varphi + i \sin \varphi. \tag{2.80}$$

zu

$$\begin{aligned}
 S_{\eta_1\eta_2}(\omega) &= c_{12}(\omega) - iq_{12}(\omega) \\
 &= \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) \cos(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) d\theta - i \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) \sin(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) d\theta \\
 &= \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) \underbrace{\left[ \cos(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) - i \sin(kr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})) \right]}_{\exp[-ikr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})]} d\theta \\
 S_{\eta_1\eta_2}(\omega) &= \int_{-\pi}^{\pi} S(\omega, \theta) \exp[-ikr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})] d\theta.
 \end{aligned} \tag{2.81}$$

Mit  $S(\omega, \theta) = S_{\eta\eta}(\omega) \cdot D(\omega, \theta)$  (vgl. Gl. (2.58)) ergibt sich

$$\frac{S_{\eta_1\eta_2}(\omega)}{S_{\eta\eta}(\omega)} = \int_{-\pi}^{\pi} D(\omega, \theta) \exp[-ikr_{12} \cos(\theta - \beta_{12})] d\theta. \tag{2.82}$$

Mithilfe von Gl.(2.80), das heißt mittels des Kreuzspektrums  $S_{\eta_1\eta_2}(\omega)$  und des Energiedichtespektrums  $S_{\eta\eta}(\omega)$  kann schließlich die gesuchte Richtungsverteilungsfunktion  $D(\omega, \theta)$  ermittelt werden. Die Genauigkeit des Ergebnisses hängt dabei von der Anzahl der möglichen komplexen Kreuzspektren ab und diese wiederum von der Zahl der zur Messung verwendeten Wellenpegel (Andersen und Frigaard 2014b):

Wird eine Anzahl von  $M$  Wellenpegel eingesetzt, so stehen  $N = \frac{M \cdot (M-1)}{2}$  Kreuzspektren für die Berechnung zur Verfügung. Eine Übersicht hierzu bietet Tab. 2.1.

Tab. 2.1: Zusammenhang zwischen der Anzahl der Wellenpegel und der Häufigkeit der Kreuzspektren (nach Andersen und Frigaard (2014b))

Anzahl der Wellenpegel $M$ [-]	Anzahl der Kreuzspektren $N$ [-]
3	3
4	6
5	10
6	15
7	21
10	45
15	105

Da eine analytische Lösung der Gl. (2.80) nicht möglich ist, werden spezielle Methoden benötigt, um eine verlässliche Abschätzung des gesuchten Richtungsspektrums durchzuführen. Eine Option zur Bestimmung der Richtungsfunktion  $D(\omega, \theta)$  und somit auch des Richtungsspektrums  $S(\omega, \theta)$  ist die Verwendung statistischer Methoden, wie zum Beispiel die *Maximum-Likelihood-Method* (MLM) oder die *Bayesian Directional Spectrum Estimation Method* (BDM).

Bei der Wahl der Methode ist zu beachten, ob ein sogenanntes *phase locking* berücksichtigt werden muss. *Phase locking* tritt in der Nähe eines reflektierenden Hindernisses auf und bedeutet, dass die Phasenabweichung zwischen der Phase der reflektierten und der einlaufenden Welle sehr gering ist. Die Einteilung in Methoden mit und ohne Berücksichtigung von *phase locking* geschieht in Abhängigkeit des Verhältnisses der zeitlichen Verzögerung  $L$  zwischen der ursprünglichen und reflektierten Welle zu der verwendeten Segmentlänge in der *Fast Fourier Transformation* (FFT). Die Segmentlänge wird mit  $S$  bezeichnet.

- Befindet sich das Messfeld in großer Entfernung zu der reflektierenden Struktur ( $L/S > 0,5$ ), liefern Methoden ohne *phase locking* zuverlässige Ergebnisse. Für Messungen in der Nähe einer Struktur sind diese Methoden jedoch nicht geeignet.
- Methoden, die ein *phase locking* berücksichtigen, sind anzuwenden für Messungen in der Nähe eines reflektierenden Hindernisses ( $L/S < 0,2$ ), das als Reflexionslinie mit unendlicher Ausdehnung betrachtet wird.

Falls das Verhältnis zwischen  $L$  und  $S$  weder größer als 0,5 noch kleiner als 0,2 ist ( $0,2 < L/S < 0,5$ ), liefert keine der oben genannten Methoden laut Andersen und Frigaard (2014b) plausible Ergebnisse.

Im Folgenden werden die *Maximum-Likelihood-Method* (MLM), die ein *phase locking* berücksichtigt, sowie die *Bayesian Directional Spectrum Estimation Method* (BDM) als Beispiel für eine Methode ohne *phase*

*locking* skizziert. Für ausführlichere Darstellungen beider statistischer Verfahren und weiterführende Literaturhinweise sei auf Frigaard und Andersen (2014) verwiesen, auf deren Beschreibung die nachfolgenden Zusammenfassungen beruhen.

Die MLM und die BDM stehen im Programm *WaveLab3* für die Analyse dreidimensionaler Wellen zur Verfügung.

### Maximum-Likelihood-Method

Mithilfe der Maximum-Likelihood-Method (MLM) wird das Richtungsspektrum durch Minimierung der Fehler zwischen einem abgeschätzten Richtungsspektrum  $S(\omega, \theta)$  und den gemessenen Wellendaten bzw. dem Kreuzspektrum, berechnet. Die MLM wurde erstmals von Capon et al. (1967) eingeführt und seitdem von verschiedenen Autoren abgewandelt bzw. erweitert (z. B. Davis und Regier (1977), Isobe et al. (1984)). Bei der Analyse mittels MLM muss die Position des reflektierenden Hindernisses, welches als Reflexionslinie mit unendlicher Ausdehnung angenommen wird, angegeben werden. Die Messwerterfassung muss desweiteren in der Nähe dieser Reflexionslinie geschehen, da die MLM ein *phase locking* der Wellenphasen berücksichtigt.

Die Methode basiert auf der Annahme, dass die anhand der MLM zu ermittelnde Richtungsverteilungsfunktion als Linearkombination der zuvor berechneten Kreuzspektren ausgedrückt werden kann (Frigaard und Andersen 2014)):

$$\hat{S}(\omega, \theta) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \alpha_{mn}(\omega, \theta) \cdot S_{mn}(\omega) \quad (2.83)$$

mit

$\hat{S}(\omega, \theta)$ : geschätztes Richtungsspektrum [ $m^2s/rad$ ],

$\alpha_{mn}(\omega, \theta)$ : Wichtung des Kreuzspektrums,

$S_{mn}(\omega)$ : Kreuzspektrum.

Setzt man das Kreuzspektrum  $S_{mn}(\omega)$

$$S_{mn}(\omega) = \int_0^{2\pi} \exp[-i\mathbf{k}(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_m)] \cdot S(\omega, \theta) d\theta, \quad (2.84)$$

in Gl. (2.83) ein, erhält man

$$\hat{S}(\omega, \theta) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \alpha_{mn}(\omega, \theta) \int_0^{2\pi} \exp[-i\mathbf{k}'(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_m)] \cdot S(\omega, \theta') d\theta', \quad (2.85)$$

mit

$$\mathbf{k}' = \begin{Bmatrix} k \cos \theta' \\ k \sin \theta' \end{Bmatrix},$$

$\theta'$ : integrierte Wellenrichtung.

Das gesuchte Richtungsspektrum  $\hat{S}(\omega, \theta)$  ist, wie die nachfolgende Gl. (2.85) zeigt, eine Faltung des wahren Richtungsspektrums  $S(\omega, \theta)$  mit einer Fensterfunktion  $w(\omega, \theta, \theta')$ :

$$\hat{S}(\omega, \theta) = \int_0^{2\pi} S(\omega, \theta') \cdot w(\omega, \theta, \theta') d\theta', \quad (2.86)$$

wobei für die Fensterfunktion gilt:

$$w(\omega, \theta, \theta') = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \alpha_{mn}(\omega, \theta) \cdot \exp[-ik'(\mathbf{x}_n - \mathbf{x}_m)]. \quad (2.87)$$

Nach Frigaard und Andersen (2014) kann angenommen werden, dass die Wichtung der Kreuzspektren  $\alpha_{mn}$  ausgedrückt werden kann als

$$\alpha_{mn}(\omega, \theta) = \gamma_m(\omega, \theta) \gamma_n^*(\omega, \theta). \quad (2.88)$$

Des Weiteren wird durch die Normierung der Fensterfunktion ( $w(\omega, \theta, \theta') = 1$ ) aus Gl. (2.86) ersichtlich, dass die beste Abschätzung des Richtungsspektrums erfolgen kann, wenn die Fensterfunktion einer Delta-Distribution entspricht. Dies bedeutet, dass das Richtungsspektrum nach Einführung einer Variablen  $\gamma_o$  abgeschätzt werden kann zu

$$\hat{S}(\omega, \theta) = \frac{\kappa}{\gamma_o^T \mathbf{S}^{-1} \gamma_o^*}, \quad (2.89)$$

mit

$\mathbf{S}^{-1}$ : Elemente der Inversen der Kreuzspektralmatrix,

$\kappa$ : Proportionalitätskonstante.

Alle Unbekannten der Gl. (2.89) können nach Frigaard und Andersen (2014) im Rahmen einer Messung ermittelt werden. Die Kreuzspektralmatrix  $\mathbf{S}$  wird dabei aus der Zeitreihe berechnet,  $\gamma_o$  ist abhängig von dem Wellenzahl-Vektor und der der Geometrie.

### Bayesian Directional Spectrum Estimation Method

Eine weitere Methode zur Ermittlung des Richtungsspektrums ist die Bayesian Directional Spectrum Estimation Method (BDM), welche von Hashimoto et al. (1987) an die Analyse von Richtungsseegang angepasst wurde. Grundlage der BDM ist die sogenannte bayessche Statistik; im Wesentlichen ähnelt sie jedoch der Analyse mithilfe der MLM. Die bayessche Statistik unterscheidet sich von der traditionellen Statistik durch die Verwendung von Wahrscheinlichkeitsverteilungen, deren Form die Genauigkeit der Methoden bzw. Plausibilität der Daten und der Methode beschreibt. Für die Anwendung der BDM ist es erforderlich, dass die Erfassung der Messwerte weit entfernt von einem reflektierenden Bauwerk stattgefunden hat.

Frigaard und Andersen (2014) setzen voraus, dass die mit der BDM abzuschätzende Richtungsverteilungsfunktion  $H(\omega, \theta)$  als abschnittsweise konstant angenommen wird und nur positive Werte annehmen kann. Durch die Einteilung der Richtungsverteilungsfunktion in  $K$  Intervalle mit dem Wert  $x_l(\omega)$ , für den gilt:

$$x_l(\omega) = \ln H(\omega, \theta_l). \quad (2.90)$$

mit

$$l = 1, 2, \dots, K,$$

$$\theta_l = \left(l - \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta\theta$$

und der Breite eines Winkelsegments von  $\Delta\theta = \frac{2\pi}{K}$  kann die Richtungsverteilungsfunktion  $H(\omega, \theta)$  angenähert werden zu

$$H(\omega, \theta) \approx \sum_{l=1}^K \exp[x_l(\omega)] \cdot I_l(\theta). \quad (2.91)$$

mit

$$I_l = \begin{cases} 1: & \text{für } (l-1)\Delta\theta \leq \theta < l\Delta\theta \\ 0: & \text{sonst} \end{cases}.$$

Üblicherweise beträgt die Anzahl  $K$  der einzelnen Intervalle der Richtungsverteilungsfunktion zwischen 40 und 90, was einer hohen Zahl von Unbekannten entspricht (Benoit et al. 1997).

Der allgemeine Zusammenhang zwischen dem Kreuzspektrum  $S_{mn}(\omega)$  und dem Richtungsspektrum  $S(\omega, \theta)$  lässt sich nach Frigaard und Andersen (2014) durch folgenden Ausdruck darstellen, analog zu Gl. (2.81):

$$S_{mn}(\omega) = \int_0^{2\pi} S(\omega, \theta) \exp[-ikr_{mn} \cos(\theta - \beta_{mn})] d\theta. \quad (2.92)$$

Durch Einsetzen von Gl. (2.91) und Dividieren durch  $S(\omega)$  folgt für Gl. (2.92):

$$\begin{aligned} \frac{S_{mn}(\omega)}{S(\omega)} &\approx \int_0^{2\pi} \exp[x_l(\omega)] \cdot I_l(\theta) \cdot \exp[-ikr_{mn} \cos(\theta - \beta_{mn})] d\theta \\ &\approx \sum_{l=1}^K \exp[x_l(\omega)] \cdot \exp[-ikr_{mn} \cos(\theta_l - \beta_{mn})] \Delta\theta \end{aligned} \quad (2.93)$$

mit

$$\frac{S(\omega, \theta)}{S(\omega)} = H(\omega, \theta) \text{ (vgl. Gl. (2.58)).}$$

Unter Hinzufügen eines Fehlerterms  $\varepsilon_j(\omega)$  des Kreuzspektrums  $S_{mn}(\omega)$  kann Gl. (2.93) zur Abschätzung des Richtungsspektrums umgeformt werden zu

$$S_j(\omega) = \sum_{l=1}^K \alpha_{jl}(\omega) \exp[x_l(\omega)] + \varepsilon_j(\omega). \quad (2.94)$$

wobei

$$j = 1, 2, \dots, M.$$

M bezeichnet dabei die Anzahl der verwendeten Wellenpegel, sodass  $N = \frac{M \cdot (M+1)}{2}$  Kreuzspektren zur Verfügung stehen (vgl. Tab. 2.1). Es gilt:

$$\alpha_{ji}(\omega) = \frac{\exp[-ikr_{mn} \cos(\theta_i - \beta_{mn})] \Delta\theta}{\sqrt{S_{mm}(\omega) S_{nn}(\omega)}}. \quad (2.95)$$

$$S_j(\omega) = \frac{S_{mn}(\omega)}{S(\omega) \cdot \sqrt{S_{mm}(\omega) S_{nn}(\omega)}}. \quad (2.96)$$

$$\varepsilon_j(\omega) = \frac{\varepsilon_{mn}(\omega)}{\sqrt{S_{mm}(\omega) S_{nn}(\omega)}}. \quad (2.97)$$

während  $j = 1, \dots, N$  die Realteile und  $j = N+1, \dots, 2N$  die Imaginärteile kennzeichnet (Frigaard und Andersen 2014).

Die Gleichung zur Abschätzung des Richtungsspektrums (Gl. (2.91)) wird ergänzt durch eine Funktion zur Glättung,

$$\sum_{l=1}^K (x_l - 2x_{l-1} + x_{l-2})^2 \rightarrow 0. \quad (2.98)$$

Benoit et al. (1997) beschreiben, dass durch die Einführung eines Hyperparameters  $u$  die Kombination von Glättungsfunktion Gl. (2.17) und den durch das Kreuzspektrum gegebenen Gleichungen erfolgen kann. Der Hyperparameter nimmt dabei den Wert an, den das sogenannte Akaike Bayesian Information Criterion (ABIC, Akaike (1973)) vorgibt.

Nach Benoit et al. (1997) eignet sich die BDM, um nahezu jede Form des Richtungsspektrums abzuschätzen, wie beispielsweise Spektren unimodaler (nur einlaufende Wellenanteile) als auch bimodaler (einlaufende und reflektierte Wellenanteile) Wellen wie auch symmetrische oder unsymmetrische Peakverläufe. Für tiefere Erläuterungen zu dem hier gegebenen Überblick über die Abschätzung eines Richtungsspektrums mit Hilfe der BDM sei auf Frigaard und Andersen (2014) und Hashimoto et al. (1987) verwiesen.

## 2.3 Wellen-Strömungs-Interaktion

Dieses Kapitel beinhaltet die theoretischen Grundlagen zur Wellen-Strömungs-Interaktion. Im ersten Teil (Kap. 2.3.1) wird ausführlich der Einfluss von Strömungen auf Wellen dargestellt. Zur besseren Übersicht ist dieser Abschnitt zum Ende hin in zwei Unterkapitel unterteilt:

- Physikalischen Modellversuche zur Wellen-Strömungs-Interaktion und
- Berechnungsansätze zur Wellen-Strömungs-Interaktion.

Der zweite Teil (Kapitel 2.3.2) behandelt die Fragestellung zum Einfluss von Wellen auf Strömungen. In Tab. 2.2 sind die Veröffentlichungen aufgeführt, die im Rahmen dieses Abschnitts näher analysiert wurden. Zusätzlich sind die wesentlichen Inhalte, in Form von Themenschwerpunkten, auf der rechten Seite der Tabelle durch ein X in den jeweiligen Spalten kenntlich gemacht. Dabei wird in folgende Themen untergliedert:

- Beschreibung von Wellenparametern (WP),
- Beschreibung von Strömungsparametern (SP),
- Erwähnung von Berechnungsansätzen (BA),
- Energieerhaltung (EE),
- Strömungseigenschaften (SE),
- Turbulenz (T),
- Physikalische Modellierung (PM),
- Numerische Modellierung (NM)

Diese Auflistung der Themenschwerpunkte in den Veröffentlichungen entspricht jedoch nicht der Gliederung des Textes in diesem Kapitel. Sie soll lediglich dem interessierten Leser als Hilfe dienen, weiterführende Informationen zu bestimmten Themen in den jeweiligen Veröffentlichungen zielgerichtet finden zu können. Die ersten 14 Autoren in Tab. 2.2 befassen sich maßgeblich mit dem Einfluss von Strömung auf Wellen, während sich die restlichen sieben Autoren hauptsächlich mit Fragestellungen bezüglich des Einflusses von Wellen auf Strömungen auseinandersetzen.

### 2.3.1 Einfluss von Strömung auf Wellen

Der Einfluss von Wellen-Strömungs-Interaktion, nach Peregrine (1976), wird im Küstennahbereich vernachlässigt. Andere Prozesse, wie die wassertiefenbedingte Transformation der Wellen durch Refraktion und Diffraktion, sind vermeintlich von größerer Bedeutung. Ein weiterer Grund für diese Vernachlässigung war die Tatsache, dass zu vielen Strömungen, aufgrund ihrer Komplexität, wichtige Informationen für eine theoretische Betrachtung fehlten.

Durch ihre zyklische Variation sind umfassende Analysen zu Tidenströmungen zum Beispiel nur dann zu realisieren, wenn die Messdauer mindestens einen ganzen Mondzyklus umfassen würde (Peregrine 1976). Des Weiteren können durch schwere Sturmereignisse lokale Strömungen erzeugt werden, die in der Größenordnung von Tidenströmungen liegen auch ähneln. Ebenfalls sind Flussmündungen verantwortlich für das Auftreten von lokal begrenzten Strömungen. Die Kombination all dieser Einflüsse führt zu einer komplexen und teilweise nur schwer durch Messtechnik zu erfassenden Gesamtsituation. (Peregrine 1976)

Neben den zyklisch auftretenden Tidenströmungen sowie durch Sturmereignisse induzierte Strömungen existieren noch die von den einlaufenden und ggf. brechenden Wellenzügen hervorgerufenen lokalen Strömungen, wie z.B. die parallele Küstenlängsströmung und die Rippströmungen. All diese Strömungen können zu einer Beeinflussung der einlaufenden, originären Wellen führen. (Peregrine 1976)

Zu den ersten Untersuchungen zur Wellen-Strömungs-Interaktion zählen die Experimente von Yu aus dem Jahr 1952 (zitiert in Thomas (1981)), in denen das Brechen von Wellen durch eine entgegengesetzte Strömung untersucht wurde. Für Offshore-Ingenieure ist es von großer Bedeutung die maximale Wellenhöhe und die dazugehörige Periode einer Welle auf einer Strömung in einer bestimmten Wassertiefe zu kennen, um die Belastungen, zum Beispiel auf ein Offshore-Bauwerk richtig einschätzen zu können. (Dalrymple und Dean 1975)

Zu Bemessungszwecken kann Seegang leicht überdimensioniert werden, sollten die Faktoren der Strömung in hydraulischen Versuchsstudien nicht berücksichtigt werden, da Strömungen mitunter eine



gewisse Schutzwirkung gegen Wellenangriff darstellen können. Beobachtungen haben gezeigt, dass Wellen, die über Rippströmungen laufen, aufgrund der Wellenaufsteilung und frühzeitig eingeleiteten Brechens der Welle, an der Uferlinie meist flacher ausfallen und dort weniger oft brechen. Sollte es einen Winkel größer Null zwischen der Wellenfortschrittrichtung und der Fließrichtung der Strömung geben, kommt es zu einer Refraktion der Welle. (Peregrine 1976)

Tab. 2.2: Auflistung der relevanten Autoren zur Wellen-Strömungs-Interaktion sowie deren Schwerpunkte (X)

	<b>Autor</b>	<b>WP</b>	<b>SP</b>	<b>BA</b>	<b>EE</b>	<b>SE</b>	<b>T</b>	<b>PM</b>	<b>NM</b>
Einfluss von Strömung auf Wellenparameter	Dalrymple & Dean (1975)	X		X					
	Peregrine (1976)	X	X	X		X	X		
	Jonsson & Skovgaard (1978)	X		X	X				
	Brevik (1980)	X	X					X	
	Brevik & Aas (1980)	X	X					X	
	Herchenroder (1981)	X		X	X				
	Thomas (1981)	X	X	X			X		
	Peregrine & Jonsson (1983)	X	X	X				X	
	Jonsson & Christoffersen (1984)	X		X	X				
	Thomas (1990)	X					X		X
	Swan & James (1998)	X	X	X	X		X	X	X
	MacIver et al. (2006)	X	X	X					X
	Toffoli et al. (2010)	X	X	X					X
	Toffoli et al. (2011)	X	X	X					X
Einfluss von Wellen auf Strömungsparameter	Kemp & Simons (1982)	X	X	X				X	
	Kemp & Simons (1983)	X	X	X			X	X	
	Groenweg & Klopman (1998)		X						X
	Fredsø et al. (1999)	X	X					X	
	Groenweg & Battjes (2003)	X	X				X	X	X
	Musumeci et al. (2006)	X	X				X	X	
	Faraci et al. (2008)	X	X				X	X	

WP = Wellenparameter; SP = Strömungsparameter; BA = Berechnungsansätze; EE = Energieerhaltung; SE = Strömungseigenschaften; T = Turbulenz; PM = Physikalische Modellierung; NM = Numerische Modellierung

Die Wellen-Strömungs-Interaktion kann einen großen Einfluss auf morphologische Veränderungen der Küstenlinie oder auf die Stabilität von Bauwerken des Küstenschutzes haben. Für die Planung von Maßnahmen im Küstenschutz ist es eine weit verbreitete Praxis die Wellencharakteristika im Tiefwasserbereich zu ermitteln und mithilfe der Refraktionstheorie in den Küstennahbereich zu transferieren, ohne dabei den Einfluss von Strömungen zu berücksichtigen. Da Strömungen jedoch das Potenzial haben, die Höhe und

die Fortschrittsrichtung der Wellen maßgeblich zu verändern, können sich Änderungen bezüglich der Magnitude einstellen, was letztendlich auch den Entwurf von baulichen Küstenschutzmaßnahmen beeinflussen kann. (Peregrine und Jonsson 1983)

Wasserwellen breiten sich als Störung an der Wasseroberfläche aus, der Wellenfortschritt ist direkt von der Wassertiefe abhängig. Während sich die Wellenorbitale im Tiefwasser noch ungestört bewegen können, kommt es im Übergangsbereich und vor allem im Flachwasserbereich zu einem Kontakt der Welle mit der Sohle, was zu einer Stauchung der Wellenorbitale führt. Im Falle einer in der Wassersäule auftretenden Strömung, die sich im Einflussbereich der Wellenorbitale bewegt, kann es zu einer Beeinflussung der Oberflächenwelle durch die Strömung kommen. (Peregrine 1976)

Windwellen in der Natur werden meist durch Wind erzeugt. Strömungen können den effektiven Wind beeinflussen, da sich die relative Geschwindigkeit des Windes zu einer bewegten Wasseroberfläche zur relativen Geschwindigkeit des Windes zu einem festen Boden unterscheidet. Frei laufende Wellen werden sowohl durch die Grundberührung als auch durch Interaktion mit Strömungen refraktiert, wobei sich dieser Effekt in Küstennähe aufgrund der größeren Strömungsgradienten stärker ausprägen kann als auf offener See. (Peregrine und Jonsson 1983)

Es gibt zwei wesentliche Einflüsse von Strömungen auf windgenerierte Wellen (Peregrine und Jonsson 1983). Einerseits wird die relative Geschwindigkeit zwischen Luft und Wasser entweder erhöht oder gesenkt (größerer Einfluss bei entgegengesetzter Strömung) und andererseits die Änderung der effektiven Streichlänge (-dauer) des Windes. Bei entgegengesetzter Strömung erhöht sich die effektive Streichlänge und bei Strömungen in gleicher Richtung verringert sie sich entsprechend.

Die meisten theoretischen Arbeiten über Wellen-Strömungs-Interaktion basieren auf einer idealisierten, gleichförmigen Strömung. Strömungen die für die Wellen-Strömungs-Interaktion von Bedeutung sind, beinhalten Tideströmungen, Meeresströmungen, lokale Strömungen (windgeneriert), Flusströmungen und wellengenerierte Strömungen. Die regelmäßigsten und berechenbarsten dieser Strömungen sind die Tideströmungen, welche gleichzeitig in den meisten Fällen auch die maßgeblichen Strömungen darstellen. Sie haben den größten Einfluss auf die sich oberhalb der Strömung ausbreitenden Wellen. (Peregrine und Jonsson 1983)

Um das Berechnen von veränderten Wellenlängen ( $L_1 \rightarrow L_2$ ) und Wellenhöhen ( $H_1 \rightarrow H_2$ ) eines Wellenzuges durch die Interaktion mit einer großmaßstäblichen Scherströmung über einer horizontalen Sohle zu ermöglichen (vgl. Abb. 2.28), wurde die sogenannte Erhaltung der „wave action“ eingeführt (Jonsson und Skovgaard 1978). Diese neue Größe wird beschrieben als Energieeinheit pro Wellenkammlänge, dividiert durch die Kreisfrequenz der Welle (Gl. (2.102)). Eine Scherströmung repräsentiert eine horizontal in gleiche Richtung verlaufende Strömung, die zwei unterschiedliche vertikale Strömungsgeschwindigkeiten aufweist. Diese beiden Geschwindigkeiten sind, wie in Abb. 2.28 zu sehen ist, durch einen Übergangsbereich, die sogenannte vertikale Scherschicht, voneinander getrennt. Dieser Umstand kann zum Beispiel auf eine Tideströmung zutreffen (Jonsson und Skovgaard 1978). Die einlaufenden Wellen werden an der Scherschicht, die theoretisch mehrere Wellenlängen breit sein kann (Jonsson und Skovgaard 1978), aufgrund des Geschwindigkeitsgradienten refraktiert.

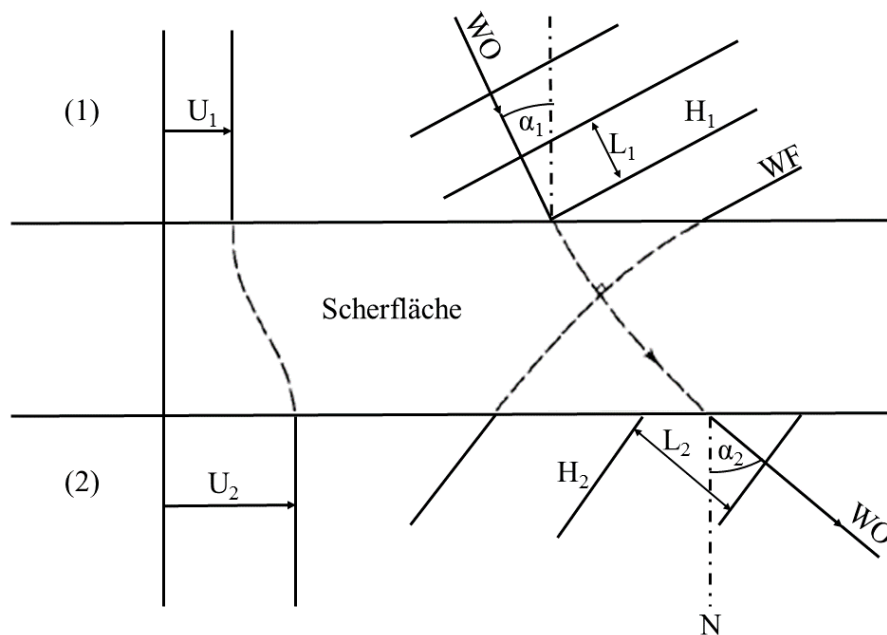


Abb. 2.28: Fortschreiten einer Welle auf einer Scherströmung vom Geschwindigkeitsbereich eins ( $U_1$ ) in den Geschwindigkeitsbereich zwei ( $U_2$ ). Mittlere Wellenfront (WF) und Wellenorthogonale (WO) in horizontaler Draufsicht (nach Jonsson und Skovgaard 1978)

In Wellen-Strömungs-Systemen, wie sie oben beschrieben werden, wird zwischen drei Kurven unterschieden (Jonsson und Skovgaard 1978):

- Stromlinien,
- Wellenorthogonalen und
- Wellenstrahlen (wave rays).

Eine Stromlinie gibt die mittlere lokale Fließrichtung der Strömung an. Bei der Wellenorthogonale handelt es sich um die Senkrechte zum Wellenkamm und beim Wellenstrahl um eine parallele Linie zum lokalen Gruppengeschwindigkeitsvektor. Ohne Strömungseinfluss würde es sich beim Wellenstrahl um eine Parallele zur Wellenfront handeln, jedoch weicht sie, im Gegensatz zur Wellenorthogonalen, unter Einfluss einer schräg wirkenden Strömung davon ab (Herchenroder 1981), so wie in Abb. 2.29 dargestellt.

Große gleichgerichtete und entgegen gerichtete Strömungen sind gemäß Jonsson und Skovgaard (1978) in der Lage, die Wellensteilheit signifikant zu erhöhen. Durch die Scherströmung kann es zu einem sogenannten Filterungseffekt bezüglich der Wellen kommen. Dabei werden kurze Wellen, auf Grund ihrer geringeren Geschwindigkeit, im Bereich der Scherfläche soweit aufgestellt, dass sie brechen, bevor sie die Fläche vollständig passieren.

Die Veränderung einer Welle durch eine horizontale Strömung kann auf mehrere Wege erfolgen. Zum einen kann die Wellenlänge dahingehend modifiziert werden, dass Wellenzüge lokal gestreckt oder gestaucht werden und sich aus dieser Verzerrung eine Dopplerverschiebung ergibt. Dies resultiert darin, dass aus einer stationären Beobachtung eine andere Periode ermittelt wird, als aus einer Beobachtung, die sich mit der lokalen Strömungsgeschwindigkeit bewegt. Zum anderen verändern sich die Richtungen der Wellenorthogonale, der Wellenkämme und der Wellenstrahlen. (Herchenroder 1981)

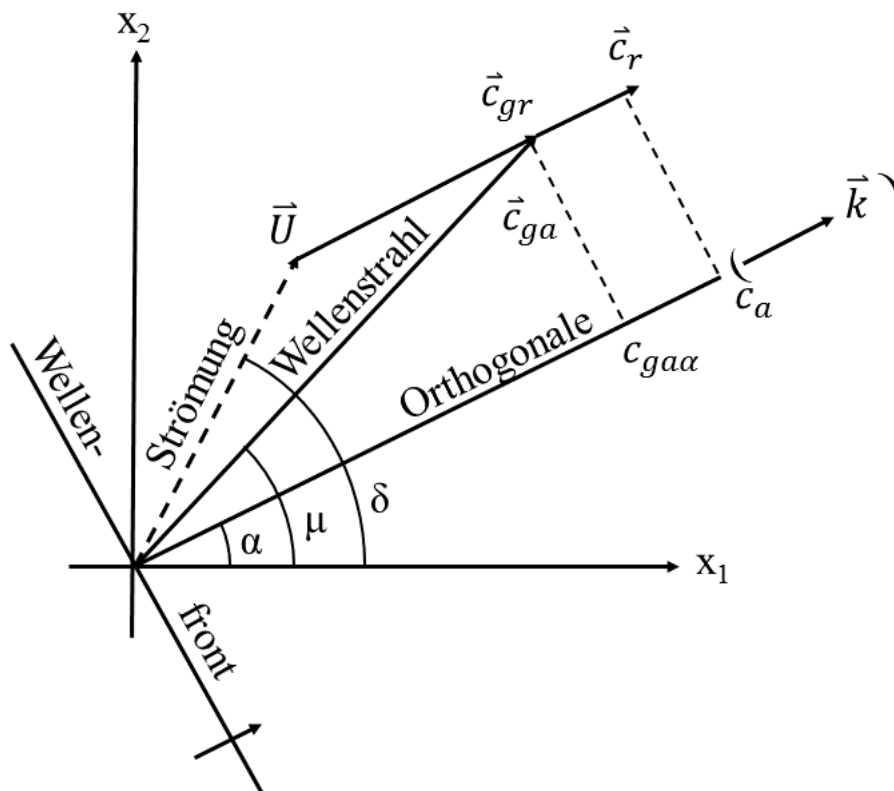


Abb. 2.29: Skizze der horizontalen Darstellung der Wellenstrahlen, der absoluten Gruppengeschwindigkeit  $c_{ga}$ , der absoluten Phasengeschwindigkeit  $c_a$  sowie des Wellenzahlvektors  $\vec{k}$  (nach Jonsson 1990)

Die Dopplerverschiebung ergibt sich aus der Änderung in der beobachteten Frequenz einer Welle, die durch die relative Bewegung zwischen Quelle und Empfänger entsteht. Dadurch wird eine andere Frequenz wahrgenommen, als die tatsächlich von der Welle erzeugte Frequenz (vgl. Abb. 2.30). Die Frequenz erhöht sich scheinbar, wenn der Empfänger sich zur Quelle hin bewegt und mündet in einer Verringerung der Frequenz bei einer Entfernung von der Quelle (Baldenhofer und Marschall 2015).

Eine klare Trennung bzw. Identifizierung der Geschwindigkeitskomponenten von Wellen und Strömung, ist laut Peregrine und Jonsson (1983) unbedingt anzustreben. Nur so ist eine eindeutige Festlegung der relevanten Rahmenbedingungen für die Wellen-Strömungs-Interaktion möglich. Das Ziel ist die Definition zweier unterschiedlicher Bezugsrahmen. Der erste Bezugsrahmen ist stationär und soll die Wellenbewegungen erfassen. Der zweite Bezugsrahmen soll sich mit der Strömung bewegen und deren Parameter abbilden. Diesbezüglich bestehen allerdings häufig Unsicherheiten, da der zweite Rahmen nur für eine perfekt gleichförmige Strömung einfach zu definieren ist, weshalb es bei einer ungleichförmigen Strömung leicht zu einer Fehlinterpretation der praktischen oder analytischen Ergebnisse kommen kann.

Die meisten Ergebnisse bezüglich Refraktion, die in Peregrine und Jonsson (1983) Erwähnung finden, basieren auf linearen Wellentheorien, welche jedoch teilweise auf nichtlineare Fälle angewendet werden können, wie im Fall der Dopplerrelation Gl. (2.20). Viele weitere lineare Lösungen müssen modifiziert werden. Bezogen auf herkömmliche Wellenrefraktion bestehen bei auftretender Refraktion unter Strömungseinfluss zwei wesentliche Unterschiede:

- Die Strömung transportiert das Wasser, weshalb Energie zusammen mit der Welle in die gleiche Richtung transportiert werden kann, was sonst nicht der Fall ist,
- Wellenenergie wird, aufgrund des Energieaustauschs mit der Strömung, auch ohne den Einfluss von Reibungsverlusten dissipiert.

Bezüglich der Refraktionstheorie besteht die vordergründige Annahme von lokalen, flachen Wellen, wodurch sich Wellen jederzeit durch flache Wellenzüge auf einer lokalen Ebene erkennen lassen (Peregrine und Jonsson 1983).

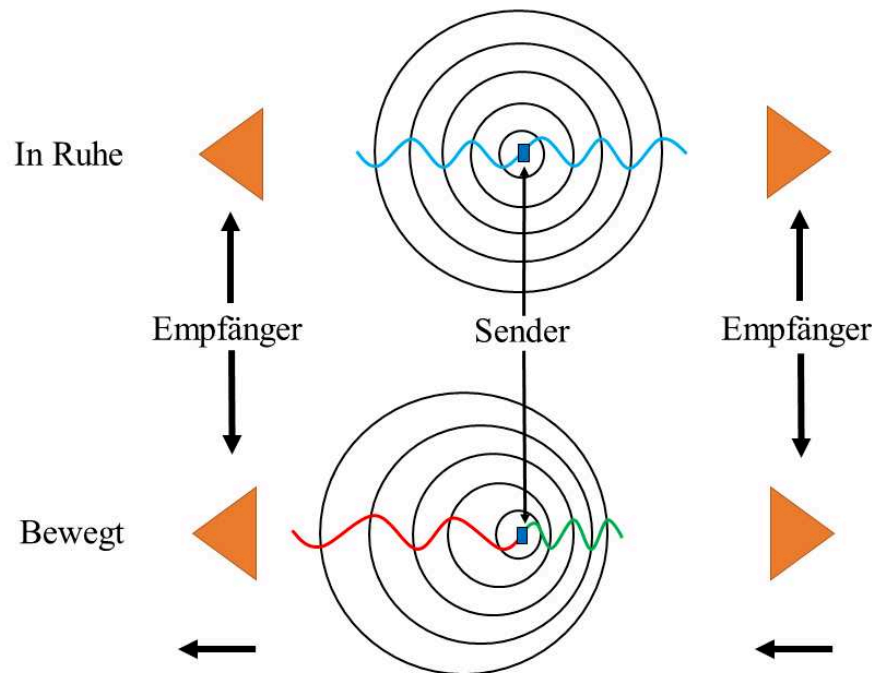


Abb. 2.30: Schematische Darstellung der Dopplerverschiebung. Oben befinden sich Sender (Mitte) und Empfänger (links und rechts) in Ruhe, beide aufgenommenen Frequenzen sind identisch. Unten bewegen sich beide Empfänger relativ zum Sender, links vom Sender weg und rechts auf den Sender zu. Links wird die Frequenz, aufgrund der Bewegung, scheinbar kleiner und rechts größer (nach Kronawitter 2002)

Eine Strömung ist durch Turbulenz gekennzeichnet und wird mithilfe einer mittleren Strömung annähernd beschrieben. Durch die vorhandene Turbulenz der Strömung besteht eine Interaktion mit der Wasserwelle. Aufgrund von Turbulenz in einer Strömung, lässt sich die mittlere Fließgeschwindigkeit  $U$  nicht mit Hilfe von einfachen mathematischen Formeln beschreiben. (Peregrine 1976)

Der größte Unterschied im Vergleich zum Fall ohne Strömung (nur Wellen) ist die Tatsache, dass die Richtung der Wellenstrahlen vom Wellenzahl-Vektor abweichen kann. Der Wellenstrahl ist üblicherweise nicht normal zur Wellenkante, es sei denn Wellen und Strömung hätten die gleiche Fortschrittsrichtung. Daraus folgt, dass die Wellenorthogonalen der Wellenkämme nicht unbedingt die Fortschrittsrichtung anzeigen. (Peregrine und Jonsson 1983)

Es erfolgt in Thomas (1990) ein Vergleich von Modellergebnisse mit Daten aus Experimenten. Dabei kommt es zu einer sehr guten Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Wellenlängen und

Geschwindigkeitsprofilen. Basierend auf diesen Vergleichen können Rückschlüsse auf den Einfluss der Turbulenzverteilung auf die Fließkinematik und die Anwendbarkeit von verschiedenen Wellentheorien gezogen werden. Die gewonnenen Ergebnisse werden in einem größeren Rahmen, unter Anwendung der Theorie nach Whitham (1974) (zitiert in Thomas (1990)) und der Berücksichtigung von Amplituden- und Wellenlängenmodulationen unter einer langsam variierenden Strömung, gesehen.

Gerade die Turbulenzverteilung in der Strömung zeigt sich als eine sehr wichtige Komponente im Zusammenhang mit der Wellen-Strömungs-Interaktion. Insbesondere der Einfluss auf die Entwicklung der Wellenlänge und der Geschwindigkeiten wird deutlich. Ein sich langsam anpassender Ansatz für finite Wellenamplituden auf konstanten Strömungen wird im Zusammenhang mit den experimentellen Daten aufgestellt. (Thomas 1990)

Swan und James (1998) führen an, dass ein funktionierendes Wellen-Strömungsmodell die Dopplerverschiebung sowohl der Oberflächenströmung als auch der oberflächennahen Wirbelverteilung berücksichtigen muss. Die wesentlichen Eigenschaften der Wellen-Strömungs-Interaktion, wobei die Strömung über die Tiefe variiert, resultieren aus einer wechselseitigen Beeinflussung von Welle und Strömung, wobei beide Komponenten sich durch die jeweils andere verändern. Diese Wechselwirkungen sind sehr stark von Wirbeln abhängig. Besonders im Bereich von Uferunregelmäßigkeiten, wie Landzungen oder Prielen, ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von turbulenten Strömungen sehr hoch (Peregrine und Jonsson 1983).

Die Beschreibung der Interaktion zwischen einer stetigen Strömung und eines regulären Wellenzuges kann, laut Thomas (1990), nur dann analytisch erfolgen, wenn sich die Welle rotationsfrei zu einer gleichmäßigen Strömung oder zu einer Strömung mit gleichmäßiger Turbulenzverteilung bewegt. Sollte jedoch eine zufällige Turbulenzverteilung vorhanden sein, ist die Berechnung auch von linearen Wellen nicht möglich. In diesem Falle ist eine numerische Lösung zu suchen. Da in Thomas (1981) der Fokus auf linearen Wellen liegt, konzentriert sich die Arbeit von Thomas (1990) auf Methoden zum Umgang mit Wellen finiter Amplitude. Das in Thomas (1990) beschriebene Modell soll eine lückenlose Beschreibung der Wellenkinematik darbieten, welche üblicherweise durch die Wellenlänge und die Geschwindigkeitsprofile unter der Welle charakterisiert werden.

### Physikalische Modellversuche zur Wellen-Strömungs-Interaktion

Wellen-Strömungs-Interaktion ist ein Phänomen von beträchtlichem praktischem Interesse (Brevik und Bjørn 1979). Der von Brevik und Bjørn (1979) erstellte Bericht umfasst drei Fragestellungen bezüglich der Wellen-Strömungs-Interaktion:

- die Änderung der Wellen-Amplitude nach der Wellenausbreitung über einer folgenden oder entgegengesetzten Strömung,
- den Unterschied in der Wellen-Abschwächung mit und ohne Strömung und somit der Bestimmung des Wellen-Strömungs-Reibungsfaktors  $f_{wc}$  und
- die Reduktion der mittleren horizontalen Geschwindigkeitsverteilung der Strömung.

Bezüglich der oben genannten Fragestellungen führten Brevik und Bjørn (1979) verschiedene großmaßstäbliche Versuche in einem Wellenkanal (Sjøfrid, NTNU Trondheim) mit Strömungsinduktion und großmaßstäblich welliger Sohle durch. Die Änderung der Wellenamplituden (i) befand sich im Bereich der theoretischen Berechnungen, insofern es sich um nichtbrechende Wellen handelte. Die wellige Sohle war



maßgeblich für die Abschwächung der Wellen (ii) verantwortlich. Für den Fall einer Periode von  $T = 2,0$  s wurden die Wellen-Strömungs-Reibungsfaktoren  $f_{wc}$  ermittelt. Aus den Messungen der horizontalen Geschwindigkeitsprofile mit einem Messflügel (iii) ging hervor, dass zwischen den Profilen mit freier Oberfläche und den horizontalen Geschwindigkeitskomponenten nur eine kleine bis gar keine Phasenverschiebung vorlag. Dieses Verhalten wurde bereits durch die von Brevik und Bjørn (1979) genutzte Theorie prognostiziert. Hierbei wäre allerdings zu hinterfragen, ob ein Messflügel, welcher Geschwindigkeiten nur in einer Dimension aufnehmen kann, die durch Turbulenzen hervorgerufenen dreidimensionalen Prozesse ausreichend abbildet. Des Weiteren wird durch Brevik und Bjørn (1979) eine Reduktion der mittleren horizontalen Geschwindigkeit bei Wellenpräsenz festgestellt. Die Zielsetzungen in Brevik (1980) entsprechen denselben Kriterien wie in Brevik und Bjørn (1979), mit dem Unterschied, dass die Versuche in einem kleineren Wellenkanal mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten und einer glatten Sohle stattfanden. Dadurch wurde es ermöglicht eine größere Bandbreite an Experimenten durchzuführen.

Im Gegensatz zu den vorherigen Versuchen in Brevik und Bjørn (1979), kam es zu einer Phasenverschiebung von ca.  $30^\circ$  zwischen der Strömungsgeschwindigkeit und der Oberflächengeschwindigkeit. Ebenfalls trat eine Reduktion der mittleren horizontalen Strömungsgeschwindigkeit unter Welleneinfluss auf. Brevik (1980) beobachtete eine hohe Korrelation zwischen der Theorie und experimentellen Daten.

Die Untersuchung der Wellen-Strömungs-Interaktion in Thomas (1981) erfolgt auf Basis eines regulären Wellenzuges auf einer entgegengesetzt gerichteten Strömung, der Berücksichtigung einer Turbulenzverteilung in zwei Dimensionen sowie der Verwendung der linearen Wellentheorie. Zur Vorhersage der Wellenlänge und der Partikelgeschwindigkeit unter der Welle bedarf es der Verwendung eines numerischen Modells, welches durch experimentelle Daten kalibriert und validiert wird.

In physikalischen Modellversuchen ist es wichtig, den mittleren Stand des Wasserspiegels zu kennen, welcher sich im Allgemeinen vom Ruhewasserstand unterscheidet. Diese Differenz kann aufgrund einer Umverteilung des Wassers an der Oberfläche durch die Bewegung der Wellenmaschine und deren generierte Wellen auftreten. Dieser Effekt kann besonders bei sehr steilen, irregulären Tiefwasserwellen zur Geltung kommen, da es bei brechenden Wellen zu einem Impulsaustausch mit der Strömung kommt, wird diese im Normalfall verstärkt. (Peregrine und Jonsson 1983)

Für die Untersuchung in Swan und James (1998) wurden Versuche in einem kombinierten Wellen-Strömungskanal im hydraulischen Laboratorium des Imperial College in London unternommen. Der Kanal hat eine Länge von 25 m, eine Breite von 0,3 m und eine Tiefe von 0,7 m. Die Wellenerzeugung erfolgt durch ein computergesteuertes Klappen-Wellenpaddel, wohingegen die Strömungserzeugung mittels dreier Rohrstrrecken mit geschlossenem Kreislauf und integrierten Pumpen realisiert wird. Der maximale Durchfluss der Strömung beträgt  $0,05 \text{ m}^3/\text{s}$  und kann beidseitig beaufschlagt werden. Die Messwerterfassung erfolgt mithilfe von Wellenpegeln (für die Wasserspiegelauslenkung) und einem Laser-Doppler-Anemometer für die Partikelgeschwindigkeiten.

Änderungen im Wellenspektrum werden durch Swan und James (1998) ermittelt, indem zuerst Wellen (Pierson-Moskowitz-Spektrum) ohne Strömung erzeugt werden und anschließend die gleichen Wellen mit einer zusätzlichen, unterhalb fließenden Scherströmung. Dabei kommen dieselben Methoden der Messwerterfassung zur Anwendung. Ein Beispielergebnis ist in Abb. 2.31 zu sehen. Auf der Abszisse befindet sich die Frequenz und auf der Ordinate die Energiedichte. Abb. 2.31 a) bezieht sich auf die tatsächlich gemessenen Daten und Abb. 2.31 b) auf die Ergebnisse aus der analytischen und numerischen Berechnung.

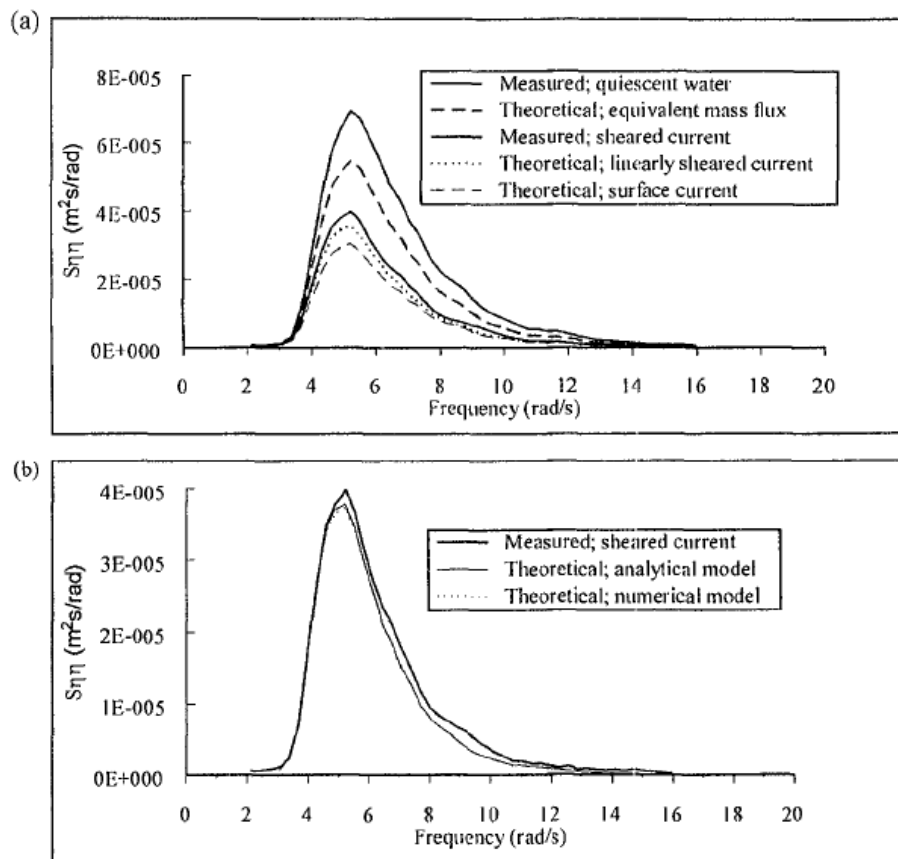


Abb. 2.31: Änderungen im linearen Wellenspektrum aufgrund von gleichgerichteter Wellen-Strömungs-Interaktion: a) Gemessene Wellenspektren mit und ohne Strömung, b) analytisch und numerisch berechnete Wellenspektren (Swan & James, 1998)

Die oberste, durchgezogene Kurve in a) stellt das Ausgangswellenspektrum ohne Strömungseinfluss dar, während die zweite durchgezogene Kurve das Wellenspektrum unter Strömungseinfluss anzeigt. Die gestrichelten Kurven beziehen sich auf die theoretischen Komponenten äquivalenten Massestroms, lineare Scherströmung und Oberflächenströmung. In Abb. 2.31 b) beschreibt die durchgezogene Kurve das gemessene Spektrum und die gestrichelten Linien die Ergebnisse aus der analytischen sowie der numerischen Methode (Swan und James 1998).

Da beide Methoden, die analytische als auch die numerische Methode, die Dopplerverschiebung und die Turbulenzverteilung berücksichtigen, sind die ermittelten, iterativen Ergebnisse von Swan und James (1998) sehr nah am gemessenen Spektrum. Ältere Methoden ziehen zumeist nur die Dopplerverschiebung in ihre Berechnungen mit ein, nicht jedoch die Turbulenzverteilung. Des Weiteren zeigt sich, dass die Bedeutung der Turbulenzverteilung äquivalent zur Dopplerverschiebung sein kann, wenn der Einfluss von Scherströmungen vorherrscht (Swan und James 1998).

Auch die Strömungen wurden ohne Einfluss von Wellen gemessen, um ihr ursprüngliches Strömungsfeld aufzuzeichnen und diese Daten in den soeben erwähnten Berechnungen zu verwenden. Es wird festgestellt, dass die Änderung der Strömungsmagnitude im Verhältnis zur Wellenhöhe, bzw. Wellensteilheit steht. In Abb. 2.32 sind exemplarisch die Wellensteilheiten der gleichen regelmäßigen Wellen mit unterschiedlicher



Steilheit bei WCI aufgezeigt. Daraus geht hervor, dass die Wellensteilheit mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ansteigt. Aus der Analyse der gleichmäßigen Wellen geht hervor, dass in einem unregelmäßigen Wellenspektrum wahrscheinlich mit einer kontinuierlichen Veränderung der Strömungscharakteristika zu rechnen ist. Dies würde eine Auseinanderhaltung von Bewegungskomponenten der Flüssigkeit, die individuell aus den komplexen Wechselwirkungen aus Wellen und Strömung resultieren, erheblich erschweren (Swan und James 1998).

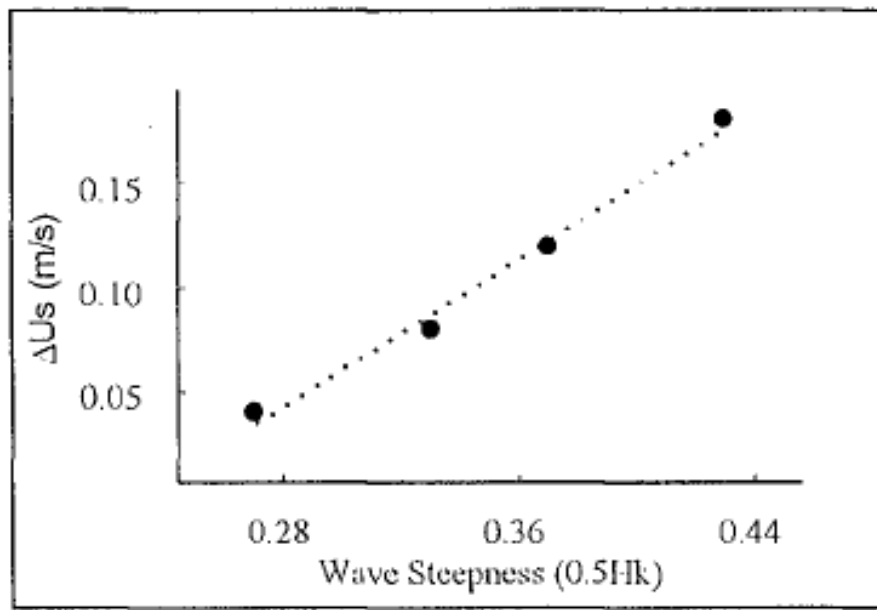


Abb. 2.32: Veränderung der Oberflächenströmung mit variierender Wellensteilheit bei einer Wassertiefe von 0,7 m (Swan & James, 1998)

Maclver et al. (2006) untersuchen die Umwandlung von nichtlinearen Wellen während der Fortbewegung auf einer schmalen, strahlähnlichen, horizontal verlaufenden Strömung, in einem Wellenbecken mit Strömungserzeugung in Wallingford, England. Dabei wird der Angriffswinkel der Wellen auf die Strömung so variiert, dass sie, je nach Versuchsaufbau, entweder orthogonal ( $90^\circ$ ) oder schräg (gleichgerichtet ( $60^\circ$ ), entgegengerichtet ( $120^\circ$ )) aufeinander treffen. Die Beschaffenheit der Wellen wird nicht verändert, so dass sie untereinander vergleichbar bleiben. Dabei ist das Längenverhältnis der Strömung vergleichbar mit der einfallenden Wellenlänge (Maclver et al. 2006). Die aus den Versuchen resultierenden Datensätze bieten die Möglichkeit des direkten Vergleichs der Versuchsvarianten, bezüglich der Kinematik und Dynamik der Wellen-Strömungs-Interaktion. Der Fokus der Wellen-Strömungs-Interaktion liegt auf der Veränderung der Oberflächenauslenkung und der Strömungsprofile. Es wurden zum ersten Mal Versuche dieser Art durchgeführt.

Der Grund für das Fehlen von aussagekräftigen Untersuchungen der Wellen-Strömungs-Interaktion in drei Dimensionen zum Zeitpunkt der Versuche, liegt an der Tatsache, dass es zum damaligen Zeitpunkt keine passenden Versuchsanlagen gab (Thomas & Klopman (1997), zitiert in Maclver et al. (2006)). Dies hat sich mit dem Bau des Wellenbeckens in Wallingford, England im Jahr 1995 geändert, da dieses Wellenbecken in der Lage ist, im großen Maßstab und in drei Dimensionen die Wellen-Strömungs-Interaktion nachzubilden.

Als zu untersuchende Strömung erfolgt die Generierung einer orthogonal zur Wellenmaschine verlaufenden, strahlähnlichen, ca. 4,0 m breiten Scherströmung in der Mitte des Wellenbeckens. Die erforderliche Entwicklungslänge der Strömung in Längsrichtung beträgt in etwa das Zehnfache der Wassertiefe. Über die Breite der Scherströmung nimmt die Geschwindigkeit der Strömung zu den Rändern hin ab, wobei sich ein Kernbereich mit relativ konstanter Geschwindigkeit von ca. 2,0 m Breite herausbildet. Mit zunehmendem Abstand zur Strömungseinleitung wird die generierte Strömung langsamer und tendiert zu einer größeren Streuung. Während der Versuche treten klein- und großräumige, turbulente Strukturen in der Strömung auf, die eine Länge von bis zu 2,44 m und eine Periode von bis zu 300 s aufweisen können. Diese Parameter können nach der „gefrorenen Konvektions-Methode“ nach Taylor (1938) berechnet werden (Maclver et al. 2006).

Es werden vernachlässigbare Reflexionen der einlaufenden Wellen am Strömungsrand der Strömung festgestellt. Es stellen sich ebenfalls die typischen Refraktionsverhalten der Wellen ein, bei denen eine der Strömung folgende Welle sich parallel zur Strömung ausrichtet und sich durch erhöhte Wellenlängen und reduzierte Wellenhöhen auszeichnet. Eine der Strömung entgegengesetzte Welle verhält sich entgegengesetzt und ist geprägt durch eine eher normale Ausrichtung an der Strömung sowie kürzeren Wellenlängen und gesteigerten Wellenhöhen. (Maclver et al. 2006)

Diese sich verändernden Eigenschaften der Wellen können von Maclver et al. (2006) mit einem relativ einfachen Wellenstrahlmodell berechnet werden, welche die Transformation der Wellen auf einer sich über die Tiefe konstant und langsam variierenden Strömung berücksichtigt. Die Berechnung mit einem anspruchsvolleren Strömungs-Annäherungsmodell, wobei die effektive vertikale Spannung Berücksichtigung findet, zeigt keine besonderen Verbesserungen bezüglich der Prognose. Jedoch ist eine weitere Verfolgung des Einflusses der vertikalen Spannungen erstrebenswert.

Für die Untersuchung zur Entstehung von Freak Waves und dem Einfluss einer Strömung auf dieses Phänomen, wurden Experimente im multi-direktionalen Wellenbecken, unter Aufschlag von Strömung, im *Ocean Basin* von Marintek in Trondheim (vgl. Abschnitt 2.5) durchgeführt (Toffoli et al. 2010). Das Thema der Untersuchung ist die nichtlineare Dynamik von Oberflächenwellen und das Auftreten von extremen Wellenereignissen, wenn das Wellenfeld schräg auf eine Strömung trifft und sich über dieser fortsetzt. Toffoli et al. (2010) listen eine Vielzahl von Versuchen mit entgegengesetzter, gleichmäßiger Strömung auf. Gemäß der linearen Dispersionsrelation wird davon ausgegangen, dass die Wellenlängen sich beim Kontakt mit einer entgegengesetzten Strömung verkürzen und sich die Wellen in diesem Zuge stärker aufsteilen. Dadurch werden nichtlineare Prozesse wahrscheinlicher.

Das Ziel der Versuche ist die Untersuchung, inwiefern das Aufsteilen der Wellen durch die Wellen-Strömungs-Interaktion das Entstehen von extremen Wellen begünstigt. Es stellt sich heraus, dass die Interaktion von regulären Wellen mit einer teilweise entgegengesetzten Strömung zu einer Zunahme der nichtlinearen Effekte führt. Für unregelmäßige Wellen kann die Wahrscheinlichkeit von extremen Wellen mit Hilfe der Berechnung der vorherrschenden Kurtosis bestimmt werden. (Toffoli et al. 2010)

Laborversuche im Zusammenhang mit der Dynamik von dreidimensionalen, mechanisch generierten Wellen über einer schrägen, teilweise entgegengesetzten Strömung sind in Toffoli et al. (2011) aufgeführt. Die Versuche fanden, wie schon zuvor in Toffoli et al. (2010), im *Ocean Wave Laboratory* von Marintek in Trondheim statt.

Die Fließgeschwindigkeit variiert in Richtung der mittleren Wellenfortschrittsrichtung mit einem ansteigenden Trend. Tests mit regulären Wellen entgegen der Strömungsrichtung zeigen einer Zunahme der Wellensteilheit und somit ein begünstigendes Verhalten für das Auftreten von sehr großen Wellenamplituden. Bei unregelmäßigen Wellenspektren resultiert die Gegenwart einer schrägen Strömung in einer schwachen Verstärkung der Welleninstabilität und einer höheren Wahrscheinlichkeit von extremen Wellenereignissen (Toffoli et al. 2011).

### Berechnungsansätze zur Wellen-Strömungs-Interaktion

Nach Dalrymple und Dean (1975) kann die maximale Wellenhöhe, für den einfachsten Fall einer Strömung, mit konstanter und gleichmäßiger Strömung in horizontaler und vertikaler Ausdehnung, dadurch bestimmt werden, indem eine Relation hergestellt wird, zwischen einer Welle, die sich auf einer Strömung fortbewegt und einer Welle, die sich ohne das Vorhandensein einer Strömung fortbewegt.

Mithilfe eines iterativen Verfahrens, in Verbindung mit der Streamfunction-Wellentheorie, wird es durch Dalrymple und Dean (1975) ermöglicht, die maximal vorkommenden Wellenhöhen über einer Strömung mit einer definierten Wassertiefe zu bestimmen. Sie stellten fest, dass durch die Strömung limitierte Wellenhöhen sowie der Anteil des Wellenberges über dem mittleren Wasserspiegel sich erhöhen, sollte sich die Strömung in die gleiche Richtung fortbewegen wie die Welle. Bei einer sich entgegen der Wellenfortschrittsrichtung bewegendem Strömung, ist das Verhalten umgekehrt.

Ohne den Einfluss einer Strömung lässt sich nach Peregrine (1976) die Wellenlänge  $L$  über die Dispersionsrelation bestimmen, angenommen  $L = L_A$ :

$$\frac{2\pi}{T^2 g} = \frac{1}{L_A} \tanh\left(\frac{2\pi \bar{d}_T}{L_A}\right), \quad (2.99)$$

mit:

- $T$  = Wellenperiode,
- $g$  = Erdbeschleunigung (9,81 m/s<sup>2</sup>),
- $L_A$  = unbeeinflusste Wellenlänge,
- $\bar{d}_T$  = zeitgemittelte Wassertiefe.

In Gegenwart einer Strömung wird nach Peregrine (1976) die Wellenlänge  $L = L_V$  angenommen, die wie folgt berechnet wird:

$$2\pi \frac{[(1/T) - (V \cos \theta / L_V)]^2}{g} = \frac{1}{L_V} \tanh\left(\frac{2\pi \bar{d}_T}{L_V}\right), \quad (2.100)$$

mit:

- $V$  = Horizontale Strömungsgeschwindigkeit,
- $\theta$  = Winkel zwischen horizontalem Strömungsvektor und horizontalem Wellenvektor,
- $L_V$  = Beeinflusste Wellenlänge.

Wellenstrahlen können, im Zusammenhang mit der „wave action“, zur Bestimmung der Wellenhöhe genutzt werden. Die Wellenstrahlen  $\vec{c}_{ga}$  lassen sich wie folgt ermitteln (Jonsson und Skovgaard 1978):

$$\vec{c}_{ga} = \vec{c}_{gr} + \vec{U} \quad (2.101)$$

mit:

$\vec{c}_{gr}$  = relative Gruppengeschwindigkeit in orthogonaler Richtung zur Wellenfront,  
 $\vec{U}$  = Geschwindigkeitsvektor der Strömung.

Die Wellenhöhe kann theoretisch entlang der Wellenstrahlen konserviert werden und wird definiert als wave action (Jonsson und Skovgaard 1978):

$$A = \frac{E}{\omega_r} \quad (2.102)$$

mit der spezifischen Wellenenergie E:

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (2.103)$$

mit:

$\omega_r$  = relative Kreisfrequenz,  
 $\rho$  = Dichte des Wassers  
 $H$  = Wellenhöhe.

Die Strömungsgeschwindigkeit wird in Jonsson und Skovgaard (1978) über die Zeit und die Tiefe als konstant angenommen. Der resultierende Refraktionswinkel wird durch das Snellius'sche Brechungsgesetz kalkuliert. Für die Lösung der Gleichungen in Jonsson und Skovgaard (1978) ist die Kenntnis der folgenden Parameter Voraussetzung:

- Wassertiefe (d),
- Wellenperiode ( $T_a$ ),
- Einfallswinkel der Welle ( $\alpha_1$ ),
- Geschwindigkeiten der Strömung ( $U_1$  und  $U_2$ ) und
- die Eingangswellenhöhe ( $H_1$ ).

Die Berechnung von strömungsbeeinflussten Wellenparametern beansprucht die Verwendung von aufwendigen numerischen Modellen. Relativ einfache Berechnungen können jedoch auch ohne die Inanspruchnahme von numerischen Simulationen erfolgen. Einige dieser Methoden werden in Herchenroder (1981) präsentiert.

Im Bericht von Herchenroder (1981) wird im Besonderen auf den Einfluss einer horizontalen Strömung auf Wellen sowie deren Messbarkeit eingegangen. Es resultieren relativ einfache Kalkulationsmethoden zur (i) Berechnung der durch die Strömung beeinflussten Wellenlänge sowie (ii) zur Abschätzung, ob die Strömung eine Welle daran hindern kann, ein bestimmtes Gebiet zu erreichen. Herchenroder (1981) verweist, in Bezug auf die (i) Berechnungsansätze zur modifizierten Wellenlänge (Gl. (2.100)), auf Peregrine (1976).

Bezüglich der (ii) Wellenblockade wurde ein Diagramm entwickelt (s. Abb. 2.33), welches einerseits auf der Relation:

$$L_V = (R_L) \left( \frac{L_V}{d_T} \right) (\bar{d}_T) \quad (2.104)$$

mit:

- $L_V$  = durch Strömung beeinflusste Wellenlänge,
- $R_L$  = dimensionsloser Wellenlängenfaktor,

sowie andererseits auf der Gl. (2.100) basiert und einen Wertebereich (für  $F$  und  $\Omega$ ) kenntlich macht, in den Wellen, durch den Einfluss der Strömung, nicht vordringen können.  $R_L$  steht für einen dimensionslosen Wellenlängenfaktor. Die beeinflusste Wellenlänge  $L_V$  kann mit der Gl. (2.100) bestimmt werden.

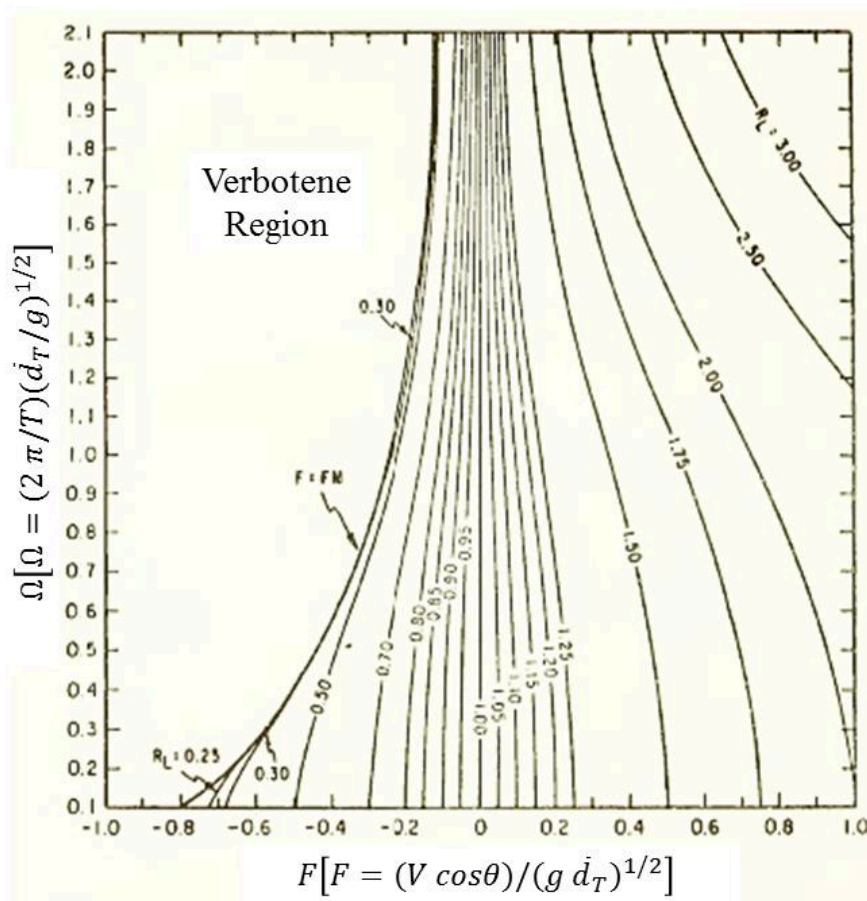


Abb. 2.33: Konturen der dimensionslosen Faktoren  $R_L$  der Wellenlänge, durch Gl. (2.104). Kurven repräsentieren dimensionslose Lösung für Gl. (2.100). Wellen können nicht fortschreiten, wenn sie mit  $F$  und  $\Omega$  innerhalb der verbotenen Region liegen (nach Herchenroder 1981)

Häufig zutreffende Vorhersagen ergeben sich in Thomas (1981), aus einem rotationsfreien Wellen-Strömungsmodell. Änderungen in der Wellenamplitude mit ansteigender Strömungsamplitude werden berechnet und ergeben eine gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten.

Eine Studie über die Interaktion zwischen einer kontinuierlich wechselnden Strömung und einem regulären Wellenzug, unter Berücksichtigung einer sich zufällig verändernden Turbulenzverteilung in der Strömung, findet in Thomas (1981) zum ersten Mal statt. Eine gute Übereinstimmung erfährt der von Thomas (1981) betriebene Vergleich zwischen experimentellen Daten und eines einfachen, analytischen Modells zur Beschreibung von rotationsfreier Interaktion zwischen einem linearen Wellenzug und einer konstanten Strömung.

Für das Auswerten und Modellieren von Wellen-Strömungs-Interaktion, ist es nach Peregrine und Jonsson (1983) sinnvoll, eine klare Vorstellung von den relativen Größenordnungen der Zeit- und Längenverhältnisse für beide Vorkommnisse zu haben. Dies ist insofern wichtig, als dass viele mathematische und physikalische Konzepte, zum Beispiel die Dispersionsrelation, nur dann richtig anwendbar sind, wenn die Größenordnung der Strömung die der Wellen deutlich übersteigt. Gute Beispiele zu Zeit- und Längengrößen von Wellen bieten die Wellenperiode  $T$  und die Wellenlänge  $L$ . Eine Strömung kann als großräumig definiert werden, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

$$T_c = |u_{max}| / |\partial u / \partial t|_{max} \gg T, \quad (2.105)$$

$$L_c = |u_{max}| / |\nabla u|_{max} \gg L, \quad (2.106)$$

mit:

- $u_{max}$  = Maximale Strömungsgeschwindigkeit,
- $T_c$  = Periode des Strömungsintervalls,
- $T$  = Wellenperiode,
- $L_c$  = Länge des Strömungsintervalls,
- $L$  = Wellenlänge.

Diese Bedingungen treffen laut Peregrine und Jonsson (1983) häufig zu. Von einer kleinräumigen Strömung wird im Allgemeinen gesprochen wenn  $T_c \cong T$  und  $L_c \cong L$ , als auch wenn  $T_c \ll T$  und  $L_c \ll L$ .

Peregrine und Jonsson (1983) schreiben, dass eine perfekt gleichförmige Strömung die gleiche Strömungsrichtung und Magnitude über einen großen Bereich und an allen Punkten, von der Sohle zur Oberfläche, aufweist. So gesehen, wäre die Strömung als eine ruhige Wasseroberfläche zu betrachten, wenn davon auszugehen ist, dass die Strömung von einem, mit identischer Geschwindigkeit folgendem Bezugssystem, aus beobachtet würde.

Je nachdem wie sich ein Bezugsrahmen verhält, kann sich die Wahrnehmung des Wellenfeldes (Wellenperiode, -länge und -höhe, Wellenfortschrittsrichtung) verändern, nicht jedoch die physikalische Eigenschaften der Wellen. Sollte sich das Bezugssystem, zum Beispiel die Messeinrichtung auf einem fahrenden Schiff, entgegen der Wellenfortschrittsrichtung bewegen, treffen mehr Wellenberge pro Zeiteinheit auf das Bezugssystem, was die Frequenz der Wellen höher erscheinen lässt. Wenn sich das Bezugssystem jedoch mit den Wellen bewegt, erscheint die Frequenz geringer, da weniger Wellenberge pro Zeiteinheit auftreten (Dopplereffekt).

Im Extremfall bewegt sich das Bezugssystem mit derselben Phasengeschwindigkeit mit der Welle mit, was den Anschein einer stationären Welle mit unendlicher Periode und keiner Frequenz erzeugt. Zu bemerken

gilt, dass eine Änderung des Bezugsrahmens nicht die Wellengeometrie verändert, alle Wellenlängen und weiteren Größeneinheiten bleiben unverändert (Peregrine und Jonsson 1983). Diese Beobachtungen stehen im Gegensatz zu einem stationären Bezugssystem, wie dem fest eingebauten Wellenpegel in einem Wellenbecken, an dem das Wellenfeld vorbei zieht. Der allgemeine Fall wird durch die Dopplerverschiebung beschrieben (siehe auch Peregrine (1976)):

$$\omega = \sigma + u \cdot k \quad (2.107)$$

mit:

- $u$  = Strömungsgeschwindigkeit,
- $k$  = Wellenzahlvektor (Magnitude  $k = 2\pi/L$ , Richtung senkrecht zu Wellenberg, bzw. zur Richtung der Wellenausbreitung),
- $\omega$  = Kreisfrequenz der Wellen im Bezugssystem, in dem  $u$  die Strömungsgeschwindigkeit ist,
- $\sigma$  = Kreisfrequenz der Wellen relativ zum Wasser, das sich mit der Strömung  $u$  fortbewegt.

Wie bereits in Peregrine (1976) beschrieben, kommt bei Detailfragen zum Wellenfeld die Dispersionsrelation zum Einsatz:

$$\sigma^2 = gk \cdot \tanh(kd) \quad (2.108)$$

mit:

- $d$  = Wassertiefe,

welche in Verbindung mit der Dopplerrelation (2.20) zu folgender Gleichung führt:

$$(\omega - k \cdot u)^2 = gk \tanh kd \quad (2.109)$$

Dadurch ergeben sich nach Peregrine und Jonsson (1983) mehrere mögliche Lösungsvarianten für  $k$ . Werden die Ergebnisse der reduzierten Dopplerfunktion

$$\omega - ku = \pm \sigma \quad (2.110)$$

in einem Diagramm dargestellt (s. Abb. 2.34), ergeben sich die theoretisch möglichen vier Ergebnisse für  $k$  bei parallel laufenden Wellen und Strömungen. Die in Abb. 2.34 dargestellten Schnittpunkte A und C geben Situationen an, in denen die Strömung entgegengesetzt der Wellenangriffsrichtung verläuft und die Schnittpunkte B und D zeigen die Punkte, an denen sowohl Wellen als auch Strömung in dieselbe Richtung laufen. Entlang der gestrichelten Linie existiert theoretisch keine Strömung (vgl. auch Peregrine (1976)).

Für die Praxis der Küsteningenieure sind die Punkte A und B von größter Relevanz, da diese beiden Punkte den Bereich markieren, in dem Wellen aus einem strömungsberuhigten Bereich in einen Strömungsbereich übergehen. Davon ausgehend erhöht sich die Wellenlänge im Falle einer gleichgerichteten Strömung



(Punkt D), bzw. verringert sich die Wellenlänge im Falle einer entgegengesetzten Strömung (Punkt C) (Peregrine und Jonsson 1983).

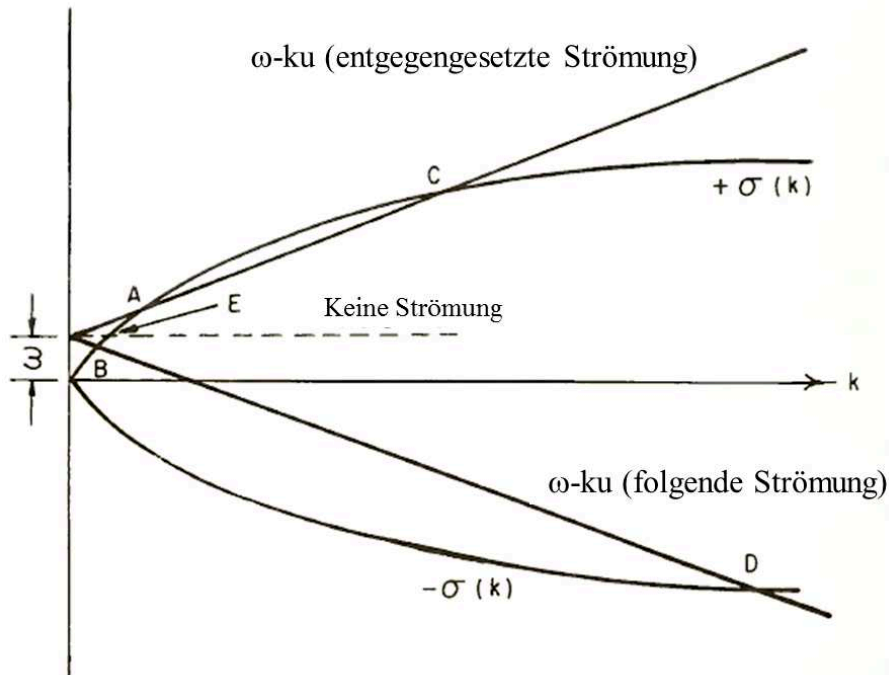


Abb. 2.34: Mögliche Werte für  $k$  bei Anwendung der reduzierten Dopplerfunktion (2.23), bei kollinearen Wellen und Strömungen, wenn  $\omega d$  und  $u$  bekannt sind (Peregrine & Jonsson, 1983)

Formeln zur Berechnung der Refraktion in einem Modell sind, nach Peregrine und Jonsson (1983), im Folgenden gegeben:

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{u} + \mathbf{c}_g) \cdot \nabla \right] k_\alpha = \frac{\partial \sigma}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial x_\alpha} - k_\beta \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha}, \quad (2.111)$$

$$\left[ \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{u} + \mathbf{c}_g) \cdot \nabla \right] \omega = k \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial t} \quad (2.112)$$

und

$$\mathbf{x} / dt = \mathbf{u} \rightarrow \mathbf{C}_g \quad (2.113)$$

mit:

- $u$  = Strömungsgeschwindigkeit,
- $c_g$  = Wellengruppengeschwindigkeit,
- $k_\alpha$  = Wellenzahlvektor in Richtung  $\alpha$ ,
- $k_\beta$  = Wellenzahlvektor in Richtung  $\beta$ ,
- $\omega$  = Kreisfrequenz der Wellen im Bezugssystem, in dem  $u$  die Strömungsgeschwindigkeit ist,



- $\sigma$  = Kreisfrequenz der Wellen relativ zum Wasser, das sich mit der Strömung  $u$  fortbewegt.  
 $x_\alpha$  = Entfernungscoordinate in Richtung  $\alpha$ ,  
 $\nabla$  = Skalar Gradient.

Die möglichen Ableitungen in den Gl. (2.111) und Gl. (2.112) betreffen die Unbekannten  $k$  und  $\omega$ . Gl. (2.113) beschreibt die Wellenstrahlen, die sich in Richtung der Gesamt-Gruppengeschwindigkeit orientieren und charakterisierend sind, für die beiden oberen Formeln. Nähere Definitionen zur Wellenstrahltheorie finden sich z.B. in Skovgaard & Jonsson (1976) oder Christoffersen & Jonsson (1980) (vgl. Peregrine und Jonsson 1983).

In Jonsson und Christoffersen (1984) werden Formeln zur Berechnung der Eigenschaften von kleinen Oberflächenwellen auf großräumigen Strömungen über einer sich schrittweise verändernden Sohle hergeleitet. Sie sind in der Lage sowohl die Wellenlänge und – höhe, als auch die Fortbewegungsrichtung der Wellen zu bestimmen. Ebenfalls wird die Dissipation von Energie durch die Oberflächenrauheit der Sohle mit berücksichtigt. Das übergeordnete Ziel der Untersuchung von Jonsson und Christoffersen (1984) ist die Wegbereitung für einen Ansatz zur Berechnung der tiefenabhängigen Refraktion von schwachen, nichtlinearen Wellen über einer Strömung. In Annahme einer lokal sehr flachen Welle, in Verbindung mit der Dispersionsrelation und einer Erhaltung von „wave action“, ist es möglich, eine Sammlung von Formeln zur Berechnung der tiefenabhängigen Refraktion von linearen Wellen über einer Strömung herzuleiten. Es handelt sich dabei um einfache Differenzialgleichungen erster Ordnung, die für alle Wellengrößen anwendbar sind, wenn sie in Relation zu den Wellenstrahlen formuliert werden (Jonsson und Christoffersen 1984).

Die Veröffentlichung von Swan und James (1998) konzentriert sich auf die Abwandlung eines nichtlinearen Wellenspektrums aufgrund der Interaktion mit einer über die Tiefe variierenden Strömung. Eine auf dem Prinzip des Energieflusses basierende Gleichung mit befriedigenden Ergebnissen kann präsentiert werden. Jedoch verbleiben gewisse Schwierigkeiten im Abbilden eines Strömungsprofils unter Wellenbeaufschlagung.

Bisherige Berechnungsmethoden basieren laut Swan und James (1998) auf der Annahme von regulären Wellen auf Strömungen, was in der Praxis jedoch kaum anzutreffen ist. Gerade die Änderungen im Wellenspektrum unregelmäßiger Wellen aufgrund der Interaktion mit einer Scherströmung können von praktischer Bedeutung sein.

Im Folgenden sind die Rahmenbedingungen des Wellenstrahlmodells, oder auch WKBJ-Approximation (Wentzel-Kramer-Brillouin-Jeffreys-Approximation (2015)) genannt, aufgeführt (MacIver et al. 2006):

- Strömung ist über die Tiefe uniform und variiert langsam zu den Rändern hin,
- Wellenfortschritt wird als linear auf einer uniformen Strömung angenommen,
- Reflektion an der Strömung ist nicht gestattet,
- Erhaltungssätze werden verwendet, um Änderungen über die Refraktion an der Strömung zu ermitteln.

Einen Überblick über die Lage der Wellenstrahlen, der absoluten Gruppengeschwindigkeit, die absolute Phasengeschwindigkeit sowie der absolute Wellenzahlvektor sind in Abb. 2.29 aufgezeichnet. Die Variation der Amplitude ist abhängig von der Erhaltung der „wave action“ und wird üblicherweise mit dem einfallenden Wellenfeld in Verbindung gebracht.

Kaustiken begrenzen die horizontale Ausbreitung von Wellen und können zu deren Brechen führen. Es kann in zwei unterschiedliche Entstehungsmuster differenziert werden (Peregrine und Jonsson 1983):

- a) Zahlreiche Überschneidungen von einigen Wellenstrahlen, aufgrund von schwacher Fokussierung, führen zu schwachen Kaustiken.
- b) Eindeutige, wohldefinierte Fokussierungen und durch topografische Besonderheiten hervorgerufene Kaustiken, führen zu starken Kaustiken.

Für das Küsteningenieurwesen und die Navigation auf See ist vor Allem Fall b) relevant, da dieser zu einer starken Reflektion von Wellen führen kann. Des Weiteren stellt Fall b) die einzige Variante für die Wellen-Strömungs-Interaktion dar. Aufgrund von starker Nichtlinearität führt das Auftreten einer starken Kaustik normalerweise zum Brechen von Wellen, es sei denn die entsprechenden einlaufenden Amplituden wären sehr klein (Peregrine und Jonsson 1983).

Kaustiken treten üblicherweise nicht allein auf, sondern oft werden zwei Kaustiken durch die Anwesenheit eines Höckers oder eines Scheitelpunktes auf dem Meeresgrund hervorgerufen, wenn mehrere Wellenstrahlen aufgrund dieser Störung umgelenkt und gebündelt werden (s. Abb. 2.35). An der Störung überschneiden sich die beiden Kaustiken (Peregrine und Jonsson 1983). Kaustik kann auch dann auftreten, wenn Wellenkämme an einer Strömung refraktiert werden und anfangen sich parallel zur Strömung stellen (Marchant und Roberts 1988). Bei der Wellen-Strömungs-Interaktion kann dies nur im Fall der gleichgerichteten Strömung auftreten (Maclver et al. 2006).

In Abb. 2.36 ist die perspektivische Zeichnung einer kreisrunden Kaustik dargestellt, die von insgesamt acht verschiedenen Wellenlängen umhüllt ist. Kaustik kann zum Beispiel auch in Flachwasserbereichen über Erhebungen (z.B. Linsen) auf der Meeressohle vorkommen (Berry 2007). In Abb. 2.37 ist die Kaustik einer Tsunamiwelle über einer Linse auf dem Meeresboden dargestellt. Aufgrund der Refraktion bündeln sich die Wellenkämme hinter dem Störbereich. Im Fall von Oberflächenwellen kann dieser Effekt zu einer Aufsteilung und dem Brechen der Wellen führen.

Für Tiefwasserbedingungen und dem Fall einer Kaustik aufgrund von Refraktion an einer Strömung, kann das Auftreten von Kaustik wie folgt berechnet werden:

$$\frac{U_c}{c_0} = \frac{1 - \sqrt{\cos \alpha_0}}{\cos \alpha_0}, \quad (2.114)$$

$$c_0 = \omega / k_0, \quad (2.115)$$

mit:

- $U_c$  = Strömungsgeschwindigkeit,  
 $c_0$  = Tiefwasserwellengeschwindigkeit (ohne Strömung).

Die moderate Strömungs-Abschätzung (Moderate Current Approximation) stellt die Erweiterung eines von Thomas & Klopman (1997) (zitiert in Maclver et al. (2006)) entwickelten, gemittelten zweidimensionalen Lagrange-Modells in die dritte Dimension dar. Die Strömung wird zu den horizontalen Randbereichen hin als sehr langsam variierend angenommen, was eine Wellenreflexion ausschließt.

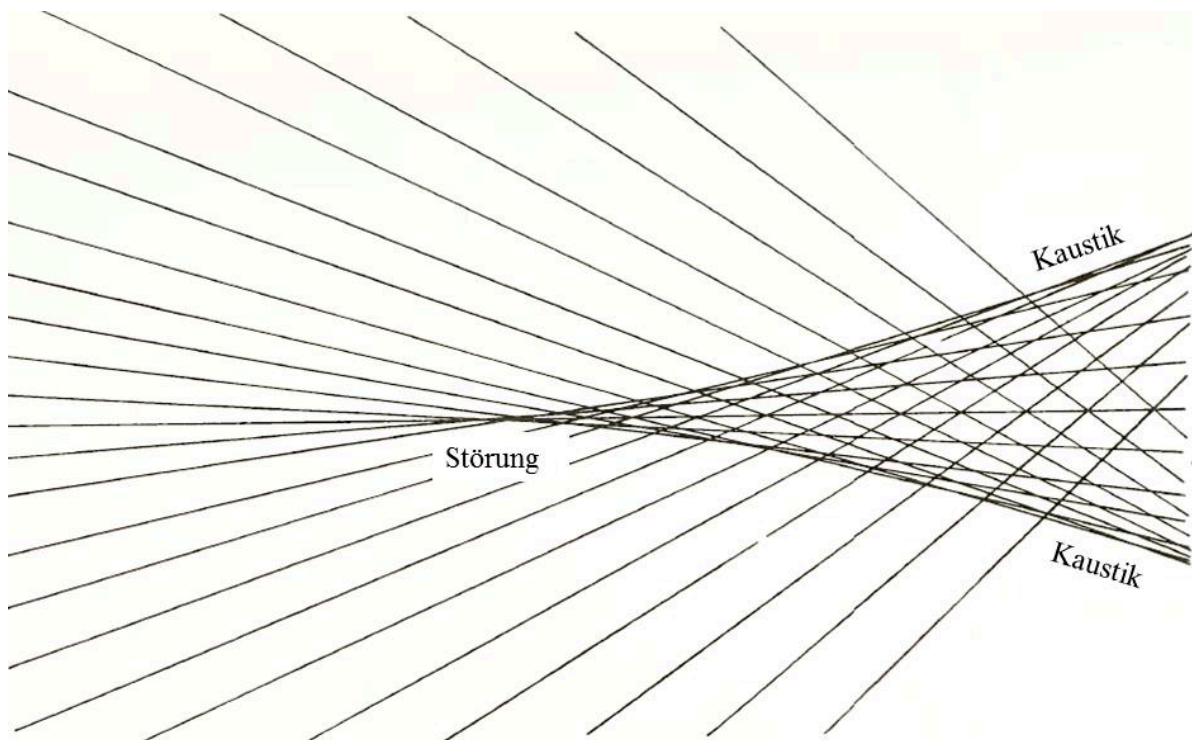


Abb. 2.35: Wellenstrahlen, die aufgrund einer Störung auf der Meeressohle (z.B. ein Höcker oder eine Schlucht) umgelenkt und fokussiert werden. An der Störung überschneiden sich die beiden Kaustiken (nach Peregrine und Jonsson 1983).

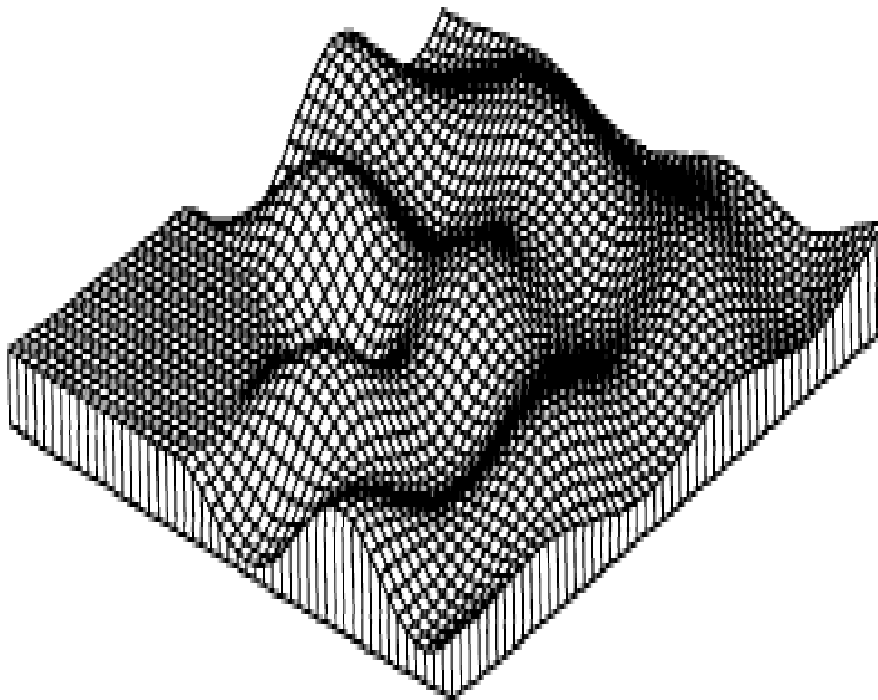


Abb. 2.36: Perspektivische Zeichnung eines Wellenfeldes mit einer kreisförmigen Kaustik, wenn sich acht Wellenlängen um die Kaustik hüllen. Das Zentrum der Kaustik befindet sich in der linken Ecke der Zeichnung (Marchant und Roberts 1988)

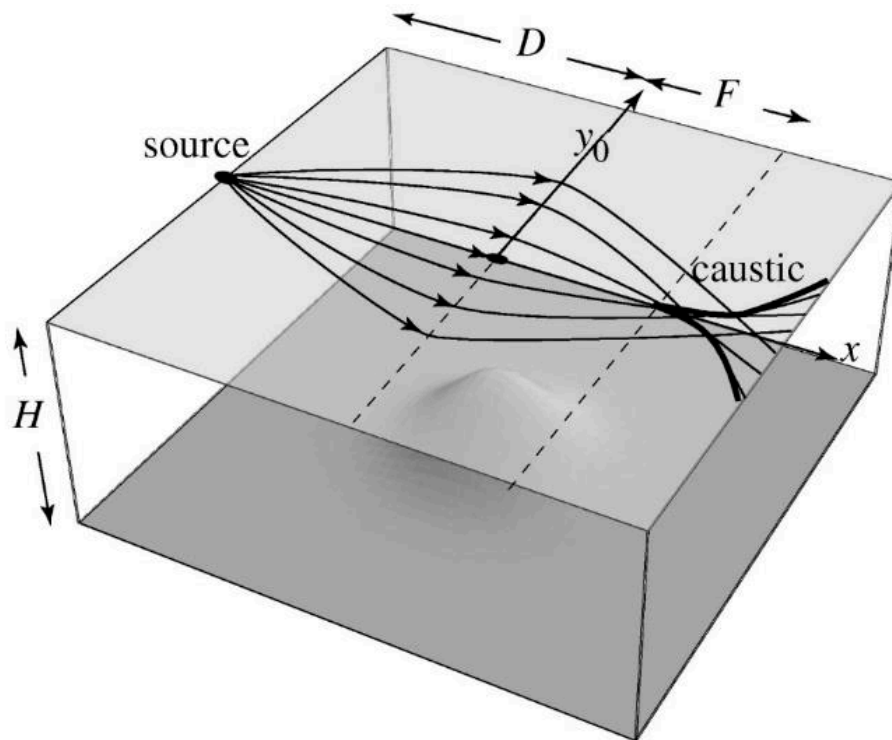


Abb. 2.37: Eine durch eine Linse am Meeresboden hervorgerufene Kaustik bewirkt eine Fokussierung der Wellenkämme einer Tsunamiwelle hinter der Linse (Berry 2007)

### 2.3.2 Einfluss von Wellen auf Strömung

In Kemp und Simons (1982) werden Versuche zur Interaktion zwischen einer gleichgerichteten turbulenten Strömung und Wellen über einer glatten und einer rauen Sohle in einer Laborrinne aufgeführt. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf möglichen Änderungen in den mittleren Strömungsprofilen, turbulenten Fluktuationen, Sohlschubspannungen und den Wellenverringerraten entlang des Wellenkanals (für die Bestimmung des annähernden Grenz-Reibungsfaktors  $f_w$  nach Kamphuis (1978), zitiert in Kemp und Simons (1982)). Diese Tests finden für unterschiedliche Wellenhöhen bei gleich bleibender Wellenperiode statt. Für die Messungen der Strömungsprofile wird die Verwendung eines Laser-Anemometers beschrieben. Im Vorfeld der Interaktionsversuche sind Testreihen mit Wellen (ohne Strömung) und Strömung (ohne Wellen) aufgeführt. Diese zusätzlichen Versuche dienen der besseren Vergleichbarkeit der gewonnenen Daten. Ohne diese Messungen, könnten die Strömungs- und Wellenanteile in der Wellen-Strömungs-Interaktion nicht mit ungestörten Strömungs- bzw. Wellendaten verglichen werden. Zusätzlich erfolgt der Vergleich der Messdaten mit einer Berechnungsmethode (vgl. Kemp und Simons (1982)), unter der Annahme der linearen Überlagerung.

Kemp und Simons (1982) machen deutlich, dass sich die turbulente Grenzschicht, sowohl über einer glatten als auch über einer rauen Sohle, in ihrer Mächtigkeit reduziert, sobald Wellen die Strömung überlagern. In der Nähe der Sohle kommt es unter allen erprobten Bedingungen zu einer Umkehr der Strömung. Über einer glatten Sohle erhöhen sich unter Welleneinfluss die mittleren Geschwindigkeiten in Nähe der Sohle, während sich die Geschwindigkeit über einer rauen Sohle verringert. Die Turbulenz erhöht sich über der rauen Sohle, während der Wellen-Strömungs-Interaktion, mitunter um den dreifachen Wert.

In Kemp und Simons (1983) sind die gleichen Fragestellungen maßgebend wie in Kemp und Simons (1982), mit dem Unterschied, dass es sich um Versuche mit der Strömung entgegen gerichteten Wellen handelt. Eine Schlussfolgerung von Kemp und Simons (1983) ist, dass die relative Richtung der Wellen keinen Einfluss auf die Sohlinteraktion hat, wohingegen die mittleren Geschwindigkeiten in den oberen Lagen abhängig sind von der Wellenfortschrittsrichtung. Die Wellendämpfung erfährt eine Verringerung, d.h. die Wellenhöhen werden größer.

In Groeneweg und Klopman (1998) erfolgt die Beschreibung der Wellen-Strömungs-Interaktion mit Hilfe eines mittleren, generalisierten Lagrange'schen Formalismus (GLM). Dieser hat gegenüber der Eulerschen Funktion den Vorteil, dass zwischen der mittleren und der oszillatorischen Bewegung über die gesamte Tiefe unterschieden werden kann. Der Fokus der Untersuchung liegt auf den nichtlinearen Änderungen in der vertikalen Geschwindigkeitsverteilung der Strömung, unter Einfluss von nichtbrechenden, langkämmigen, regulären Wellen. Der Winkel der Wellenrichtung zur Strömung variiert dabei zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$ .

Zu diesem Zwecke wurde die GLM soweit modifiziert, dass sie auf die Kombination von Wellen und Strömungen anwendbar ist. Es bedarf der Implementierung eines WKBJ-Perturbationsserienansatzes, um die Modifikation der Amplituden der Orbitalgeschwindigkeiten und die Änderungen der mittleren Geschwindigkeitsprofile, induziert durch die Wellen-Strömungs-Interaktion, zu implementieren (vgl. Groeneweg und Klopman (1998)).

Fredsø et al. (1999) untersucht die Interaktion von Wellen und Strömung über einer gleichmäßig geriffelten Sohle und nutzt dazu Experimente aus einem Wellen-Strömungskanal sowie eine numerische Modellstudie. Das Ziel der Untersuchung ist die Erforschung des Strömungsverhaltens unter Wellenbeaufschlagung. Für die Messung der Strömungsgeschwindigkeit wird ein Laser Doppler Anemometer genutzt. Das Verhältnis von Wellengeschwindigkeit zu Strömungsgeschwindigkeit variiert zwischen 1,0 und 2,4. Somit ist die Wellengeschwindigkeit teilweise doppelt so schnell wie die Strömungsgeschwindigkeit, womit eine wellendominierte Wellen-Strömungsinteraktion vorherrscht.

Der auffälligste Effekt, der laut Fredsø et al. (1999) bei einer Überlagerung von Wellen und Strömung zustande kommt, ist eine Erhöhung der Geschwindigkeitsprofile. Die Geschwindigkeitsprofile der Strömung können, aufgrund der Versuchsergebnisse, in zwei horizontale logarithmische Ebenen unterschieden werden:

- die untere Schicht wird der Rauigkeit der Sohlstruktur zugeordnet (hervorgerufen durch die Riffelstruktur) und
- die obere Schicht der, durch die welleninduzierten, scheinbaren Rauigkeit.

Dabei bildet sich die scheinbare Rauigkeit der Wellen doppelt so groß aus, als die Rauigkeit der Sohle. Turbulenzen hinter den Riffeln beeinflussen die Sohlrauigkeiten, zeigen sich gegenüber den Wellen jedoch unbeeinflusst (Fredsø et al. 1999).

Groeneweg und Battjes (2003) untersuchen die welleninduzierte Veränderung der vertikalen Geschwindigkeitsprofile, einer horizontalen Strömung mit Hilfe von Versuchen in einer Laborrinne. Zur Verbesserung des Verständnisses über diesen Prozess werden zwei theoretische Erklärungen in Betracht gezogen, welche mit Hilfe eines zweidimensionalen Modells (2DV, basierend auf einer GLM) validiert werden sollen. Zum einen das lokale Kräftegleichgewicht in longitudinaler Richtung und zum anderen die sekundäre Zirkula-



tion in der Querschnittsebene. Die Berechnungen erfolgen für regelmäßige Wellen, die auf einer horizontalen Sohle, einer turbulenten Strömung entweder folgen oder sich ihr entgegengesetzt bewegen. Die experimentellen und die numerischen Ergebnisse werden im Anschluss miteinander verglichen.

Im Ergebnis sticht das lokale Gleichgewicht in longitudinaler Richtung als dominierende Kraft gegenüber der sekundären Zirkulation eindeutig hervor. Das zur Anwendung gekommene Modell erbringt sowohl für gleichgerichtete als auch für entgegen gerichtete Wellen zufriedenstellende Resultate. Unter dem Einfluss der Entstehung von Turbulenzen und des Wellenzerfalls, entsteht, nach Groenweg und Battjes (2003), ein Ungleichgewicht in der Schubspannung. Diese kann in einer Änderung der Strömungsschubspannung und der vertikalen Verteilung der horizontalen Geschwindigkeit resultieren. Die gewonnenen Erkenntnisse sind, laut Groenweg und Battjes (2003), relevant für eine Vielzahl von Problemen innerhalb des Gebiets der Wellen-Strömungs-Interaktion, wie zum Beispiel in der Turbulenzentwicklung, bei Prozessen zur Wellendämpfung sowie der Verteilung von vertikalen Strömungsgeschwindigkeiten.

Musumeci et al. (2006) führen Versuche zur welleninduzierten Hydrodynamik, auf eine orthogonal zur Welle fließenden Strömung auf. Der Fokus liegt anderem auf der Änderung der mittleren Geschwindigkeitsprofile der Strömung sowie der turbulenten Strömungsverhältnisse nahe der Sohle. Hierzu werden Experimente in einem Wellenkanal an der Universität von Calabria (Italien) dargestellt. Die Strömung wird auf der Mitte des 18 m langen Kanals seitlich zugeführt und auf der anderen Seite aus dem Becken herausgeführt. Die Beaufschlagung der Strömung durch Wellen erfolgt mit regelmäßigen Wellen unter einem Winkel von  $90^\circ$  zwischen Welle und Strömung. Instrumentiert ist die Strömung mit einem Acoustic Doppler Velocimeter (ADV), womit die Aufnahme der Strömungsprofile gewährleistet wird. Es gibt drei Messreihen:

- Strömung (ohne Wellen),
- Wellen (ohne Strömung) und
- Wellen mit Strömung.

Des Weiteren erfolgt eine Variation der Sohlrauheiten von  $d_{50}=0,24$  mm bis  $d_{50}=30$  mm. Innerhalb des Messbereiches von ca.  $1 \text{ m}^2$  werden die Eigenschaften von Wellen und Strömung als laminar angesehen. Eine umfangreiche räumliche Betrachtung der Wellen-Strömungs-Interaktion ist das Ziel der Untersuchung von Musumeci et al. (2006). Dies gelingt durch ein sehr feines Messnetz auf einer definierten Fläche, in dem die Wellen-Strömungs-Interaktion im Wellenkanal stattfindet.

Bezogen auf die variierenden Sohlrauheiten wird ein abweichendes Verhalten der sohlnahen Turbulenzen und der resultierenden Rauheiten in der Grenzschicht festgestellt. Für die kleine Rauheit wird eine laminare Grenzschicht der Wellen beobachtet, während sich die Grenzschicht der Wellen im Falle der rauen Sohle turbulent ausbildet. Dies hat direkten Einfluss auf die Scheinrauheit  $k_s$ , welche sich im Falle einer glatten Sohle verringert und über der rauen Sohle um bis zu eine Magnitude erhöht (Musumeci et al. 2006).

So wie in Musumeci et al. (2006) zuvor, finden auch die Experimente von Faraci et al. (2008) in demselben kombinierten Wellen-Strömungs-Kanal der Universität von Calabria statt. Der Fokus liegt auf der Modifikation der Strömungsprofile durch senkrechten Welleneinfluss über einer gleichmäßig geriffelten Sohle. Die Versuche sind aufgrund des Versuchsaufbaus durchgängig wellendominiert, was daran liegt, dass die horizontalen Orbitalgeschwindigkeiten der Wellen höher sind als die Geschwindigkeit der horizontalen



Strömung. In Erweiterung zu den Experimenten erfolgt deshalb eine zusätzliche  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenz-Modellierung, um ein weiteres Feld an Parametern zu studieren, einschließlich dem Fall eines strömungsdominierten Regimes (Faraci et al. 2008).

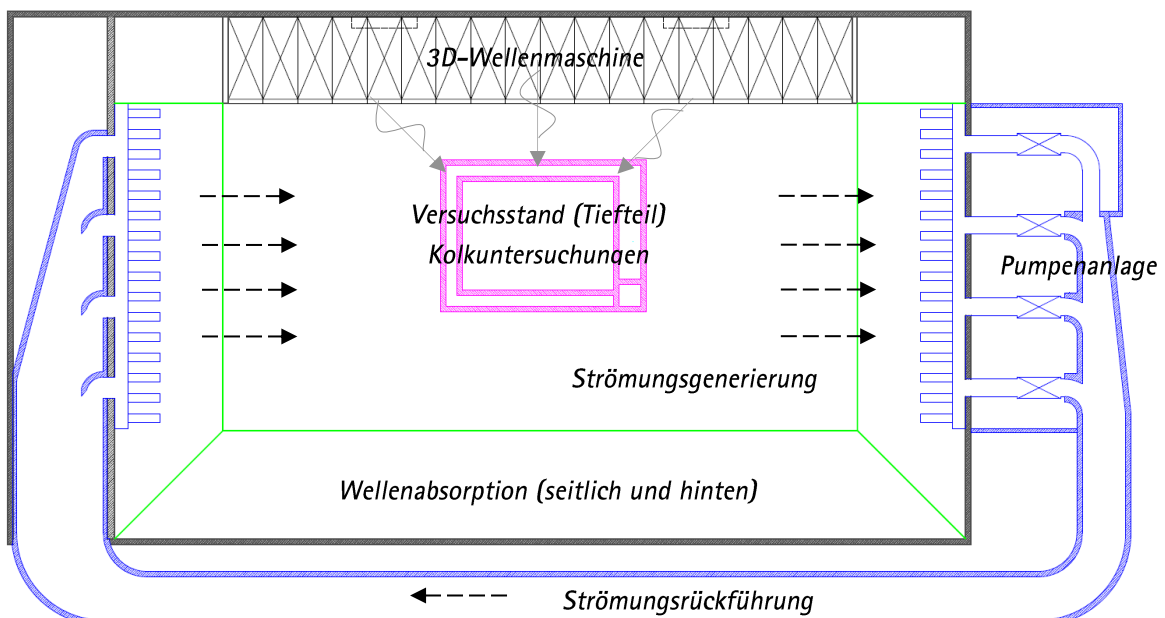
Im Gegensatz zum Fall der glatten Sohle, ergeben sich Unterschiede hinsichtlich der Sohlschubspannung. Im geriffelten Fall fungiert die geriffelte Oberfläche der Sohle als eine Art Mikrorauheit, die eine turbulente Ausprägung der Wellen-Grenzschicht verursacht. Dieses Phänomen führt zu einer Reduktion der sohnahen Strömungsgeschwindigkeiten, verglichen zum Strömungsfall ohne Welleneinfluss. Es kommt quasi zu einer Erhöhung der Strömungs-Sohlrauheit (Faraci et al. 2008).

### 3 Erweiterungsmaßnahmen des 3D-Wellenbeckens

In diesem Kapitel werden die notwendigen Erweiterungsmaßnahmen des 3D-Wellenbeckens im Rahmen des Forschungsprojekts von der Plan bis zur Realisierung dargestellt. Der endgültige Endzustand ist in Kap. 4 dargestellt.

#### 3.1 Erweiterungsmaßnahmen bei Antragstellung

Das Grundkonzept zur Erweiterung der Versuchsstände sah vor, das am Ludwig-Franzius-Institut vorhandene 3D-Wellenbecken mit einer Grundabmessungen von 40 x 24 m um eine Strömungsgenerierung mittels Pumpensystemen zu erweitern (s. Abb. 3.1). Dazu wurde eine maximal zu untersuchenden Wassertiefe der Nordsee von rd. 25 bis 40m angesetzt. Im Wellenbecken sollte es damit möglich sein bei einer Wassertiefe von  $d = 1,0$  m Modellversuche mit einem maximalen Modellmaßstab von 1:40 durchzuführen. Die Geschwindigkeiten der Tideströmung in der Nordsee können im Mittel bis zu  $v = 1,5$  m/s betragen, wodurch sich eine zu generierende Strömungsgeschwindigkeit von  $v = 0,25$  m/s bei maximalem Modellmaßstab ergibt. Um Randeffekte auf ein Minimum zu reduzieren sowie eine spätere Interaktion des Wellenfeldes mit der Strömung kontrollieren zu können, wurde die Strömung über die gesamte Breite des Wellenbeckens geplant.



Schwarz: vorhandene Anlage, Blau: Strömungsgenerierung, Magenta: Tiefteil, Grün: Wellenabsorption

Abb. 3.1: Prinzipskizze der Planung bei Antragstellung zur Erweiterung des 3D-Wellenbeckens



Technisch sollte die Strömungsgenerierung über vier Rezirkulationspumpen erfolgen, die den Wasserkörper in horizontaler Richtung in Bewegung setzen. Hierzu war geplant das Wasser mit Hilfe der Pumpenanlage über ein Rezirkulationssystem, bestehend aus Einlass- und Auslassbauwerken sowie einem Druckkanal zur Strömungsrückführung von einer Seite des Wellenbeckens zur anderen zu befördern.

Der im Becken vorhandene, passive Wellenabsorber zur Dämpfung der Wellenreflexion musste durch die neue Strömungskomponente umgestaltet werden, da er in seiner Funktionsweise außer Kraft gesetzt und technisch nicht mehr nutzbar war. Durch die Planung eines passiven „Screen“-Absorbers wären die Gewährleistung eines homogenen Wellenfelds und die Strömungsgenerierung möglich.

Zur Untersuchung von Fragestellungen in größeren, lokalen Wassertiefen sowie einer Analyse der lokalen Kolkentstehung wurde zudem ein modularer Tieftteil eingeplant, der je nach Bedarf geöffnet oder geschlossen werden kann. Die nutzbare Grundfläche wurde mit von 7 x 5 m und 1,2 m Tiefe eingeplant.

Die im Zuge der Antragstellung für das Forschungsprojekt erarbeiteten technischen Konzepte und Anlagen wurden zu Projektbeginn zunächst näher spezifiziert und einer Detailauslegung unterzogen. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, dass aufgrund übergeordneter Bestimmungen nur Teilarbeiten der Planung, Beauftragung und Abwicklung durch das Ludwig-Franzius-Institut selbst durchgeführt werden konnten.

Im Speziellen gibt die niedersächsische Bauordnung vor, dass bei baulichen Erweiterungsmaßnahmen wie im vorliegenden Fall geltend für die Errichtung von Tieftteil und Dükersystem im Bestand vorhandener baulicher Anlagen (Wellenbecken, Laborhalle) auf dem Gelände der Leibniz Universität Hannover das Staatliche Baumanagement Nds., Hannover (SBH) mit der Planung, Bauaufsicht und Abnahme der Erweiterungsmaßnahmen durch die Leibniz Universität Hannover zu beauftragen ist. Im Zuge dieser Maßnahmen beauftragte das SBH zu Projektbeginn das Planungsbüro Marx Krontal aus Hannover mit der Ausführung der konstruktiven Planung und Bauüberwachung für die Erweiterungsmaßnahmen "Tieftteil" und "Dükersystem" zur Errichtung des Forschungsgerätes. Kostenmäßig spiegeln sich diese zusätzlichen externen Planungsleistungen jedoch nicht direkt im Projektbudget wieder, da diese separat aus Eigenmitteln der LUH bzw. des Ludwig-Franzius-Instituts getragen werden.

## 3.2 Durchgeführte Erweiterungsmaßnahmen und Endzustand des 3D-Wellen-Strömungsbeckens

### 3.2.1 Strömungsführung

Die ursprünglich geplante und in Abb. 3.1 dargestellte Strömungsanlage sah vor, diese in Stahlbauweise als geschlossene Systeme mit Ein- und Auslässen und den vier Rezirkulationspumpen auszuführen. Detailliertere Untersuchungen im Rahmen der Planung führten zu Änderungen des Systems. Gründe waren u. a. lokal auftretenden Strömungsverluste und bezogen auf die Druckverhältnisse eine vergleichsweise geringe Leistungsfähigkeit der Rezirkulationspumpen.

Die finale Ausbildung sah stattdessen eine lokale Erweiterung im Bereich der Rezirkulationspumpen vor. Es wurde ein Pumpensumpf mit Vertiefung und geneigter Böschung erstellt, in dem die vier Rezirkulationspumpen installiert sind (s. Abb. 3.3).

Die Strömungsrückführung erfolgte über einen unterhalb der Hallensohle verlaufenden Rückführungskanal außerhalb des Wellenbeckens mit einem vorherrschenden Innenquerschnitt von 2,0 x 1,3 m. Im Bereich des Beckeneinlaufes geht dieser zunächst über eine trichterförmige Querschnittsänderung in einen Rückführungskanal mit Innenquerschnitt von anfänglichen 4,3 x 0,5 m und stetiger Verengung in der horizontalen Ebene über und mündet abschließend in einer seitlichen Querschnittsöffnung des Beckens mit den Abmessungen 15,0 x 0,5 m (Abb. 3.2, linker Bereich). Die Umlenkung der Strömung innerhalb des Kanals in das Becken erfolgt über Strömungsleitbleche, welche gleichzeitig als konstruktive Lastaufnahmepunkte der darüber liegenden, begehbaren Kanalabdeckung dienen. Gegenüber der Ursprungsplanung entfallen somit alle strömungsungünstigen Stahlbauteile. Die Strömungsleitung in den Ein- und Auslassbereichen des Beckens selbst erfolgt des Weiteren über eine konstruktive Integration in den passiven Wellenabsorber.

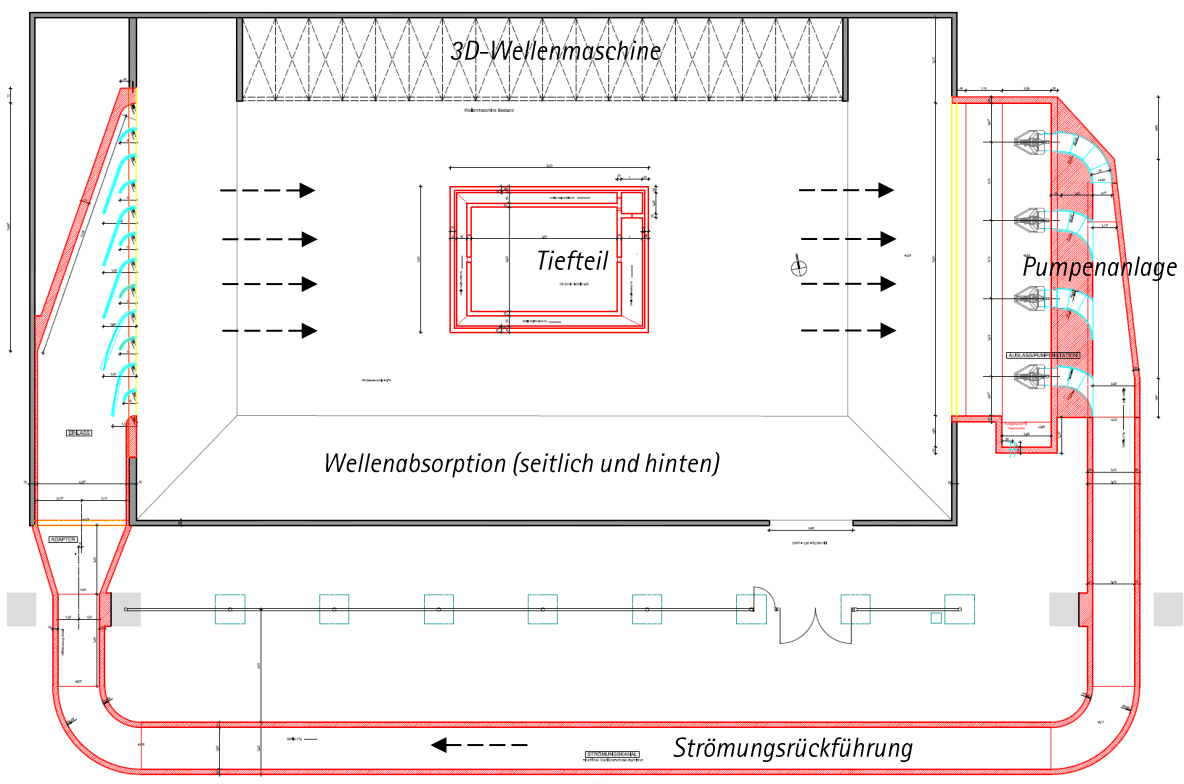


Abb. 3.2: Übersicht im Grundriss zur finalen Beckenerweiterung mit Tiefteil, Ein- und Auslasselementen, Pumpenanlage und Rückführungskanal.

Die zuvor aufgeführten technischen Änderungen und konstruktiven bzw. strömungstechnischen Ausbildungen wurden im Zuge der Erweiterungsplanung am Ludwig-Franzius-Institut mittels numerischer CFD Analysen ermittelt. Als Software zur Strömungsberechnung wurde das Open-Source Software-Paket OpenFOAM® verwendet.

Eine strömungstechnische Optimierung der Strömungsführung (s. Abb. 3.4) mit Einfluss auf die konstruktive Ausbildung fand hierbei insbesondere für folgende Bereiche statt:

- Richtungsumlenkung hinter den Pumpen sowie Zusammenfluss im Strömungskanal
- Richtungsumlenkung im Bereich des Trichters beim Übergang der zwei verschiedenen Kanalquerschnitte und Höhenlagen
- Strömungsleitbleche in Strömungskanal und Absorbieren am Wellenbeckeneinlass

Die strömungstechnische Optimierung fand dabei insbesondere in Bezug auf eine Minimierung von lokal hohen Strömungsgeschwindigkeiten und damit Strömungsverlusten sowie die Verhinderung lokaler Wirbelbildungen im System statt. Die abschließende Berechnung der Druckverluste im System, welche insbesondere zur Auslegung bzw. Überprüfung der Pumpenanlage erforderlich war, fand anschließend anhand von Literaturwerten bzw. empirisch ermittelten Formulierungen zu Rohrströmungen statt.

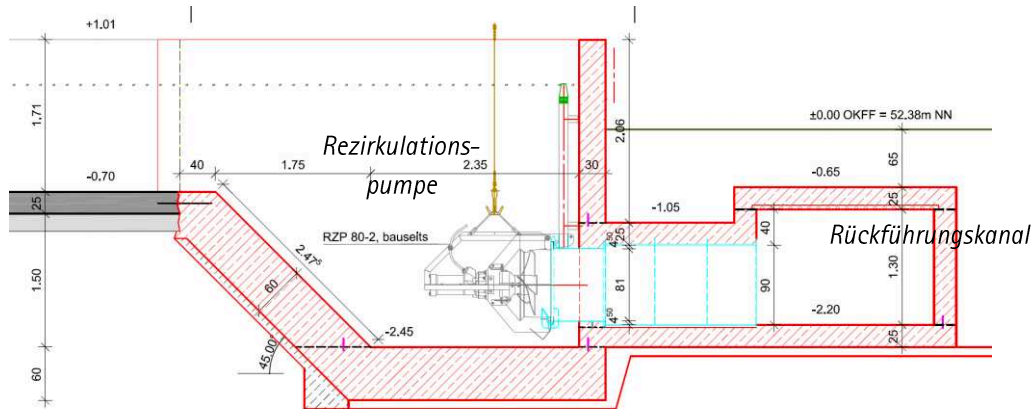


Abb. 3.3: Detailansicht des realisierten Pumpensumpfes mit den Rezirkulationspumpen und dem Rückführungskanal

Auf Basis der final ermittelten, strömungstechnischen Anlagenauslegung erfolgte anschließend die konstruktive Planung durch das Planungsbüro, wobei hier mehrfache Iterationsprozesse und Abstimmungen zwischen dem Planungsbüro und dem Ludwig-Franzius-Institut bis zur endgültigen Auslegung notwendig waren. Hierbei ergaben sich im Planungsprozess aufgrund örtlicher Gegebenheiten Änderungen, vor allem in der Lage des Rückführungskanals, welche jeweils in Rückkopplung mit den numerischen Untersuchungen abgestimmt wurden.

Durch unzureichende Platzverhältnisse für die Ausbildung des Kanals im direkten Anschluss an das Wellenbecken aufgrund der vorhandenen Hallenstützen der Bestandshalle (vgl. Abb. 3.1, unterer Bereich und Abb. 3.2) musste der Rückführungskanal auf die südliche Seite der Hallenstützen und damit in einen anderen Abschnitt der Bestandshalle verlegt werden, bei Durchkreuzung zweier Abschnitte der Hallenstützen. Die bautechnische Umsetzung des Rückführungskanals und der Umlenkbereich zum Beckeneinlass sind in Abb. 3.5 dargestellt.

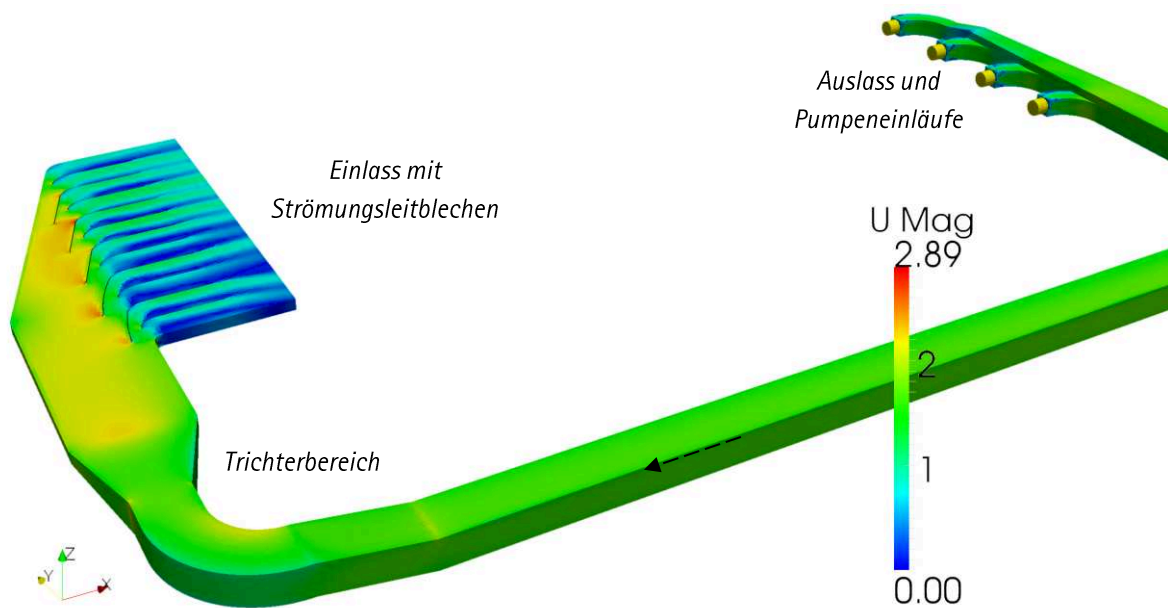


Abb. 3.4: Strömungsberechnung mittels OpenFOAM® CFD ohne Wellenbecken; Magnitude der Strömungsgeschwindigkeit in m/s; Pumpeneinlass vorgegeben mit  $v = 2,19$  m/s (Beckenströmung  $\bar{u} = 0,25$  m/s).



Abb. 3.5: a) Baugrube für den Rückführungskanal mit betonierter Sauberkeitsschicht und Grundwasserabsenkung; b) Detailausbildung der Bewehrung im Umlenkbereich des Rückführungskanals und Übergang.

Für das Pumpensystem als Herzstück der Strömungsanlage wurden vier Rezirkulationspumpen der Fa. WILO vom Typ RZP80-2 installiert, welche im Bereich des Pumpensumpfes in spezielle Anschlusshalterungen der Druckrohre beim Übergang vom Pumpensumpf zum Rückführungskanal eingehängt werden (s. Abb. 3.6 und Abb. 3.7). Der Durchflussquerschnitt pro Pumpe beträgt hier 800 mm.



Die wichtigsten Leistungsdaten pro RZP80-2 Pumpe der Firma wilo sind:

- max. Durchflussleistung rd.  $1,25 \text{ m}^3/\text{s}$  ( $4.500 \text{ m}^3/\text{h}$ ) im Betriebspunkt bei vorhandener Anschluss-, Becken- und Absorber-Konfiguration,
- Pumpenregelung im Bereich 15–50 Hz,
- max. Leistungsaufnahme 22 kW, max. Stromaufnahme 73 A.

Die elektrische Ansteuerung der Pumpen erfolgt über eine in das Gesamtkonzept des Wellenbeckens eingebundene (externe, automatisierbare) Steuerung.



Abb. 3.6: Bewehrung um die Druckrohre im Bereich des Pumpensumpfes, Anschluss der Rezykulationspumpen und Übergang in den Rückführungskanal.



Abb. 3.7: Pumpensumpf der Strömungsanlage des 3D-Wellen-Strömungsbeckens

### 3.2.2 Modularer Tieftteil

Der im Detail in 2013 geplante modulare Tieftteil mit einer Grundfläche von  $9,0 \text{ m} \times 6,6 \text{ m}$  und einer nutzbaren Fläche von  $7,0 \text{ m} \times 5,0 \text{ m}$  und einer Tiefe von  $1,2 \text{ m}$  wurde ohne Änderungen gegenüber der Ur-

sprungsplanung in 2013/2014 errichtet. Nach Fertigstellung wurde dieser mit herausnehmbaren Abdeckung, bestehend aus insg. 26 in sich verzahnten Stahlbeton-Platten (StB-Platten) und einer über die Gesamtlänge des Tiefteils verlaufenden Trägerkonstruktion, abgedeckt. Somit kann für die verschiedenen Versuchsprogramme und -konstellationen gewährleistet werden, dass sowohl Untersuchungen mit beweglicher Sohle im Tiefteil bzw. lokal höheren Wassertiefen, wie auch mit komplett ebener Sohle im Becken durchgeführt werden können.



Abb. 3.8: links: Ausbildung der Bewehrung der Beckenwände im Tiefteil, rechts: fertiggestellter Tiefteil mit teilweise verlegten StB-Platten.

Als Verfahrenseinheit zur Messgerätepositionierung wurde ein System der Firma R+K Rose Krieger aus Minden zur Fertigung beauftragt, welche aufgrund der großen Spannweite des Systems zur Überspannung eines Großteils des Tiefteils als Sonderkonstruktion ausgeführt wurde.

### 3.2.3 Passiver Wellenabsorber

Der im Wellenbecken vorhandene und aus einer umlaufenden Steinschüttung als Böschung ausgebildete Wellenabsorber war aufgrund seiner Nicht-Durchlässigkeit für die Strömungsgenerierung in vorliegender Form nicht mehr nutzbar. Der passive Wellenabsorber wurde im Rahmen des Projekts durch einen sog. vertikalen "Screen"-Absorber ersetzt, welcher in den Bereichen des Beckeneinlasses und -auslasses sowie im gegenüberliegenden Bereich der Wellenmaschine vorgesehen war.

Beim konstruktiven Aufbau des Wellenabsorbers handelt es sich um eine modular auf-gebaute Stahlrahmenkonstruktion mit Vertikalelementen. Die einzelnen Module bestehen jeweils aus einem Stahlrahmen zur Halterung und Aussteifung des Gesamtmoduls und acht vertikalen Streckmetall-Kassetten (s. Abb. 3.9). Die Streckmetall-Bleche weisen dabei unterschiedliche Durchlässigkeiten auf und dienen dem Abbau der Wellenenergie und somit der Verringerung der Wellenreflexionen. Die Durchlässigkeitsgrade liegen für im Bereich von 10 bis 51%, wobei die Durchlässigkeit ausgehend von der Vorderseite des Wellenabsorbers in Beckenmitte zur Beckenwand hin abnimmt.





Abb. 3.9: links: rückseitige Ansicht der passiven Absorberelemente, vor der Montage der begehbare Gitterroste, rechts: vorderseitige Ansicht während der Montage.

Eine Literatursichtung für bestehende Anlagen zur Wellengenerierung mit ähnlichem konstruktivem Aufbau ergab, dass keine (ausreichenden) Erkenntnisse zur Auslegung der Konstruktion und vor allem zur Durchlässigkeit der Streckmetalle in Bezug auf a) die Durchströmbarkeit bei Strömungsgenerierung im Wellenbecken und b) die gleichzeitige Gewährleistung der Wellenabsorption vorliegen. Insbesondere der Punkt a) ist entscheidend bei der Dimensionierung der Pumpenanlage bzw. der Rezirkulationspumpen selbst, da diese bei hohem Volumenstrom bzw. Durchfluss nur eine sehr begrenzte Druckhöhe überwinden können. Die Druckhöhe wird hierbei vor allem bestimmt durch die Druckverluste im Rückführungssystem, aber auch durch die Druckverluste bei Durchströmung der Wellenabsorber. Aus diesem Grund wurden Vorversuche zur Dimensionierung der Wellenabsorber im Strömungskanal und im Wellenkanal am Schneiderberg (WKS) des Ludwig-Franzius-Instituts durchgeführt.

Die Bauweise der Wellenabsorberelemente mit der Möglichkeit der Variation der Bodenabstände für die Ein- und Auslassseiten (s. Abb. 4.6) ermöglicht künftig eine weitere Erforschung bzw. Optimierung der Anlage in Bezug auf die Durchlässigkeiten und dem Wellenabsorptionsgrade im Wellen-Strömungsbecken bei überlagerter Strömungs- und Wellenbelastung. In Kap. 4.2 wird der Endzustand des 3D-Wellen-Strömungsbeckens nochmal im Detail dargestellt.

### Dimensionierungsvorversuche in der Strömungsrinne am Schneiderberg

Zur Auslegung der Durchströmbarkeit bei konstanter Strömung wurde ein in den Abmessungen, Durchlässigkeiten der Streckmetall-Bleche und Abstände der einzelnen Streckmetall-Kassetten wurde ein Prototyp eines Absorberelements angefertigt. In der Strömungsrinne am Schneiderberg mit den Abmessungen  $L \times B \times H = 20 \text{ m} \times 1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$  mit einer max. Durchflussmenge von  $Q = 0,3 \text{ m}^3/\text{s}$  wurde der Prototyp installiert und zuerst für die Untersuchung der Beckeneinlassseite (s. Abb. 3.10) untersucht.

Als Messtechnik kamen hierbei Flügelsonden (1D) und Elektromagnetische Sonden (2D) sowie optische Wasserstandsmessungen zum Einsatz. Die Ermittlung der Druckverluste durch den Prototyp erfolgte dabei primär anhand der Wasserspiegeldifferenzen zwischen vorderster und hinterster Streckmetall-Kassette. Für die Ermittlung der Druckverluste gingen hierbei unterschiedliche Durchflussmengen und Abstände der einzelnen Streckmetall-Kassetten zur Rinnensohle, d.h. offener Querschnitt, ein.

Dieselbe Versuchsdurchführung erfolgte anschließend für den umgekehrt in die Strömungsrinne eingebauten Prototyp, d.h. Untersuchung der Beckenauslassseite. Die Abb. 3.11 zeigt beispielhaft eine untersuchte Konfiguration mit definierten Bodenabständen und den sich einstellenden Wasserspiellagen bei einem Durchfluss von 280 l/s.



Abb. 3.10: Versuchseinbau des Prototyps der passiven Wellenabsorption in der Strömungsrinne zur Untersuchung der Durchströmung.

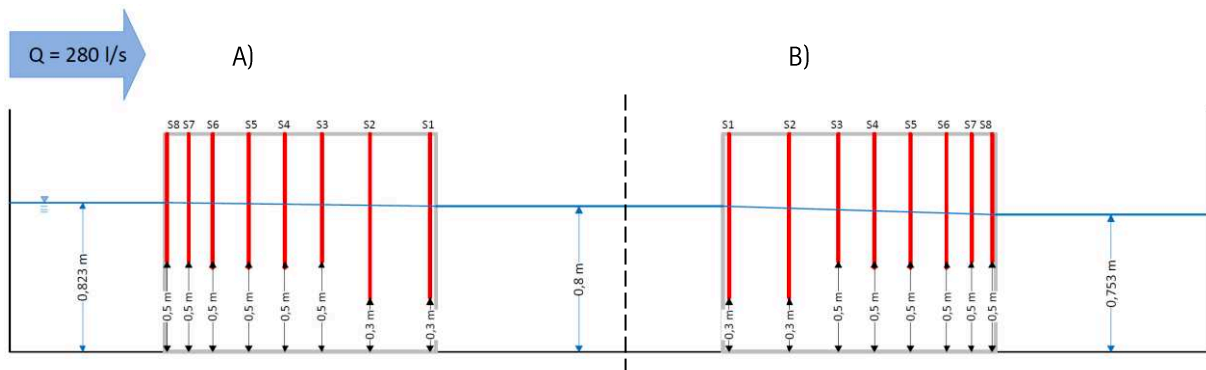


Abb. 3.11: links: Versuchsaufbau in der Strömungsrinne für den Beckeneinlass, rechts: Versuchsaufbau in Strömungsrinne für den Beckenauslass.

### Dimensionierungsversuche Wellenkanal

Dach Beendigung der Durchströmungsversuche und der Festlegung der benötigten Screen-Konfiguration erfolgte die Untersuchung des Wellenabsorptionsgrads im Wellenkanal am Schneiderberg (WKS). Die Abmessungen des WKS betragen  $L \times B \times H = 110 \text{ m} \times 2,2 \text{ m} \times 2,0 \text{ m}$  Tiefe mit einer max. Wellenhöhe von  $H = 0,5 \text{ m}$ . Beim Einbau erfolgte eine mittige Unterteilung des Wellenkanals bei einseitigem Einbau des Wellenabsorbers, sowie der Einbau einer Wand am Ende des Wellenabsorbers (s. Abb. 3.13). Dadurch konnten die geometrischen Verhältnisse im Wellenbecken im WKS abgebildet werden. Als Messtechnik kamen



eine Elektromagnetische Sonde (2D) sowie kapazitive Wellenpegel zum Einsatz. Die Ermittlung der Leistungsfähigkeit in Bezug auf den Wellenabsorptionsgrad erfolgte über Reflexionsanalysen der Wellenpegelmessungen. Bei der Versuchsdurchführung wurden variierte Wasserstände, Wellenparameter und Abstände der einzelnen Streckmetall-Kassetten zur Beckensohle, d.h. offener Querschnitt, untersucht.

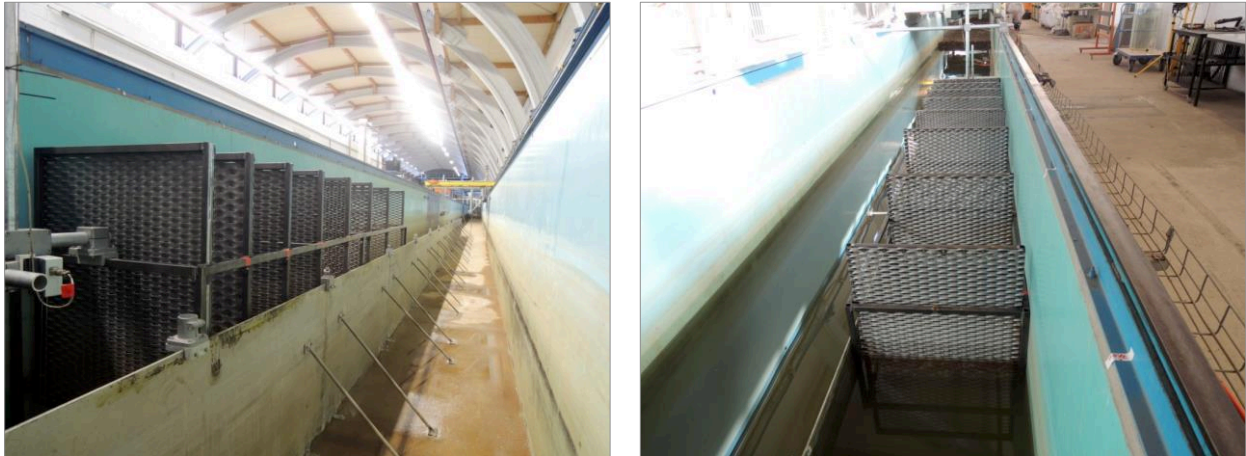


Abb. 3.12: Versuchsaufbau des Prototyps der passiven Wellenabsorption im Wellenkanal Schneiderberg (Draufsicht) zur Ermittlung der Absorptionsgrade.

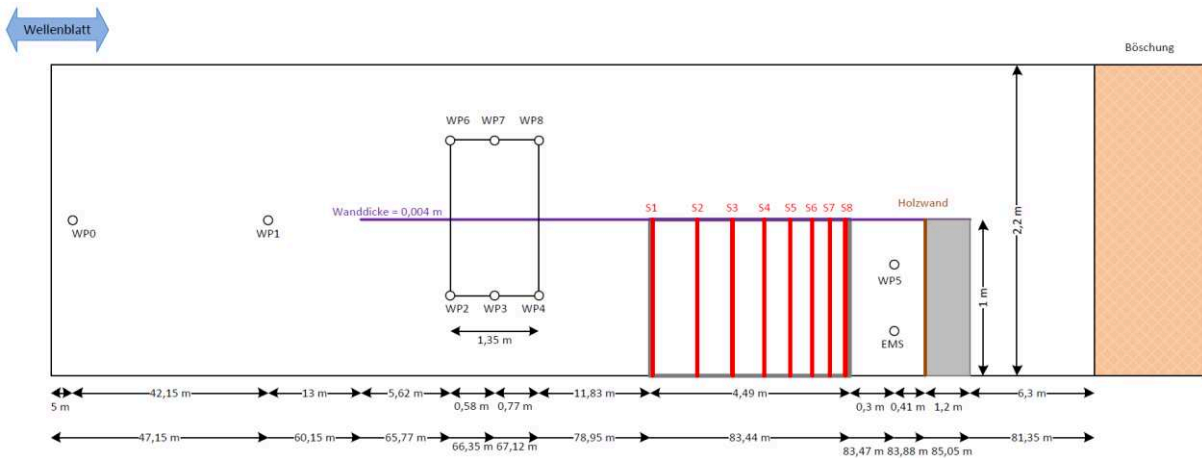


Abb. 3.13: Versuchsaufbau des Prototyps der passiven Wellenabsorption im Wellenkanal Schneiderberg (Draufsicht) mit der verwendeten Messtechnik.

## 4 Physikalischen Modellversuche im 3D-Wellen-Strömungsbecken

Die empirischen Untersuchungen zur schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion, die im Rahmen des Forschungsprojekts "Seegangsbelastungen" (See/e) durchgeführt wurden, werden im Folgenden ausführlich beschrieben. Dabei stehen die Methodik und Zielsetzung, die Messtechnik, die Versuchseinrichtung, der Versuchsaufbau, das Versuchsprogramm und die Versuchsdurchführung der physikalischen Modellversuche im Fokus der Beschreibung.

### 4.1 Zielsetzung und Methodik

Zur Untersuchung der physikalischen Prozesse bei der Wellen-Strömungs-Interaktion (wave current interaction - WCI) sind entsprechende Modellversuche nach wie vor notwendig. Sie bilden dabei vereinfacht die natürlichen Prozesse unter kontrollierten Randbedingungen ab. Die Ergebnisse aus den Versuchen werden u.a. zur Bewertung analytischer Ansätze und Kalibrierung numerischer Modelle benötigt. Besonders für den Fall der schrägen WCI (d.h., die Wellenrichtung zur Strömungsrichtung verläuft schräg oder orthogonal zueinander) besteht ein großer Bedarf an Messergebnissen aus physikalische Modellversuchen (s. 2.3). Die übergeordnete Zielsetzung bei den durchgeführten Messungen beinhaltet ein vertieftes Verständnis und Wissen zum Wellenverhalten bei schräger oder orthogonaler WCI für unterschiedliche Wellenperioden, Wellenrichtungen und Strömungsgeschwindigkeiten.

Daher ist für die Ermittlung der physikalischen Zusammenhänge der WCI wie folgt vorzugehen:

1. Strömungsversuche ohne Wellen (current alone - CA) und Strömungsanalyse, um die ungestörten Strömungsverhältnisse zu erfassen.
2. Wellenversuche ohne Strömung mit Wellenanalyse ohne Strömung (wave alone - WA), um die ungestörten Wellenverhältnisse zu erfassen.
3. Schräge und orthogonale Wellen-Strömungsversuche (wave-current - WC) und deren Analyse, um die veränderten Wellenverhältnisse zu erfassen.
4. Vergleichsanalyse, um die Abweichungen zwischen CA, WA und WC zu ermitteln und damit die Effekte der schrägen und orthogonalen WCI aufzuzeigen.

Das beschriebene Vorgehen ist in Abb. 4.1 dargestellt. Das erste Ziel der Strömungsversuche ohne Wellen und der Wellenversuche ohne Strömung, waren die Erfassung und Dokumentation der neuen Verhältnisse im 3D-Wellen-Strömungsbecken bzgl. der Strömungsanlage und der passiven Wellenabsorber zu ermitteln. Ein weiteres Ziel lag darin, eine Datengrundlage für die anschließende Vergleichsanalyse zu den schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungsversuchen zu schaffen. Durch diese Methodik können Aussagen über

Modelleffekte der Versuchseinrichtung und die Effekte der schrägen und orthogonalen WCI getroffen werden.

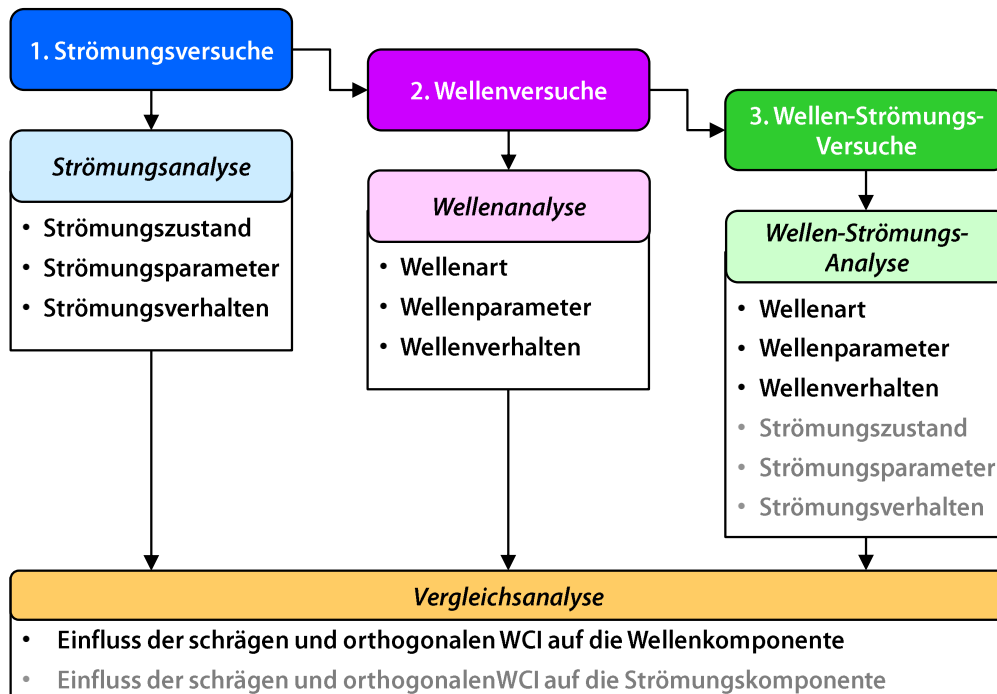


Abb. 4.1: Methodik der physikalischen Modellversuche zur schrägen WCI

Die Modellversuche wurden im Maßstab 1:10 nach dem Ähnlichkeitsgesetz von Froude (s. Tab. 1.1) für den Küstennahbereich mit nichtbrechende Wellen (Ausschuß für Küstenschutzwerke et al. 2015) durchgeführt. Die in den Versuchen verwendeten Parameter (s. Kap. 4.4.4 und 4.4.5) bilden Wellen- und Strömungsergebnisse in der Nordsee vornehmlich im Bereich der Ostfriesischen Küste und deren vorgelagerten Inseln ab (s. Tab. 4.2). Die vorhandenen Wellen- und die Strömungsverhältnisse in dem Bereich der Nordsee können dem Seegangsatlas der deutschen Nordseeküste (Mai 2004) und dem Strömungsatlas der BSH (Dick et al. 2010) entnommen werden.

Die durchgeführten Modellversuche waren die ersten physikalischen Modellversuche im umgebauten 3D-Wellen-Strömungsbecken, so dass neben der fachlichen Zielsetzung der schrägen WCI die modeltechnische Umsetzung gleichrangig erfolgte. Die so gewonnen Daten und Erkenntnisse aus den Versuchen können als Basiswissen für alle folgenden Modellversuche im Becken genutzt werden.

Tab. 4.1: Maßstabparameter nach dem Ähnlichkeitsgesetz von Froude

Bezeichnung	Maßstabsfaktor	Umrechnung in Modellmaßstab	Einheit
Länge, Breite, Höhe	$N_L$	$1/N_L$	[m]
Zeit	$\sqrt{N_L}$	$1/\sqrt{N_L}$	[s]
Geschwindigkeit	$\sqrt{N_L}$	$1/\sqrt{N_L}$	[m/s]
Dichte	1,0	1,0	[kg/m <sup>3</sup> ]

## 4.2 Versuchseinrichtung

Das Ludwig-Franzius-Institut besitzt seit 2011 ein 3D-Wellenbecken am Standort Marienwerder (s. Abb. 4.2). Dazu gehört die 3D-Wellenmaschine von Rexroth® und eine passiver Wellenabsorber, der als Stein-schüttung mit der Neigung 1:5 ausgebildet war. Die Abmessungen des Beckens sind 40,0 m x 20,0 m. Die maximale Wassertiefe betrug  $d = 0,80$  m bei maximalen Wellenhöhen von  $H_{max} = 0,40$  m.

Tab. 4.2: Umrechnung Naturmaßstab in Modellmaßstab

Bezeichnung	Modellmaßstab	Naturmaßstab	Einheit
Wellenhöhe H	0,066	0,66	[m]
	0,103	1,03	
	0,139	1,39	
Wellenperiode T	1,2	3,79	[s]
	1,6	5,09	
	2,0	6,32	
mittlere Strömungs- geschwindigkeit $\bar{u}$	0,18	0,57	[m/s]
	0,30	0,95	
	0,45	1,42	

Mit Genehmigung des Forschungsprojekts Seegangsbelastungen (Seele) wurden grundlegende bauliche Erweiterungsmaßnahmen am Wellenbecken vorgenommen (s. Kap. 3). Dazu gehörten

1. die Erhöhung der Beckenwand,
2. die Strömungserzeugung,
3. ein neuer passiver Wellenabsorber,
4. ein modularer Tieftteil in Beckenmitte.





Abb. 4.2: 3D-Wellenbecken 2011

Abb. 4.3 zeigt den Endzustand des Wellenbeckens nach der Erweiterungsmaßnahme 2015 und in Abb. 4.4 sind die einzelnen Erweiterungskomponenten schematisch dargestellt.

Die Erhöhung der Beckenwand ermöglicht Modellversuche mit Wassertiefen bis zu  $d = 1,0$  m bei maximalen Wellenhöhen von  $H_{max} = 0,40$  m. Damit kann im Vergleich zu vorher ein größerer Bereich des Übergangsbereichs im Wellen-Strömungsbecken abgebildet werden.

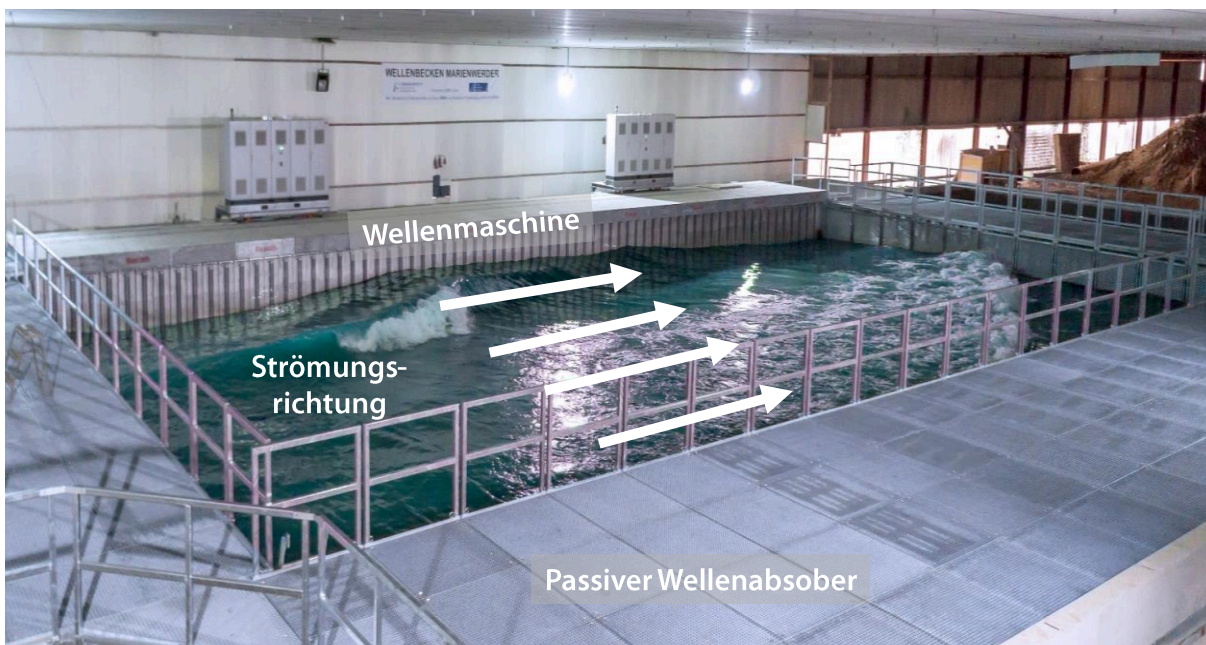


Abb. 4.3: 3D-Wellen-Strömungsbecken Februar 2015

Die Strömungsanlage erzeugt mit vier leistungsstarken Rezirkulationspumpen (s. Abb. 3.7) eine Strömung im Becken von West nach Ost. Die maximale Fördermenge jeder Pumpe beträgt  $Q_P = 1,25$  m<sup>3</sup>/s (4500 m<sup>3</sup>/h), so dass mit allen Pumpen eine maximale Fördermenge  $Q_{P,max} = 5,0$  m<sup>3</sup>/s gefördert werden kann. Die Pum-

penregelung erfolgt über die Drehzahl der jeweiligen Pumpe im Bereich von 15–50 Hz. Über die Strömungsrückführung wird das Wasser vom Pumpensumpf zum Strömungseinlass gefördert und mit Hilfe von Leitblechen ins Becken geleitet. Der Einlass erfolgt über die gesamte nutzbare Beckenbreite von 15,10 m. Die ermittelten Strömungsgeschwindigkeiten der Anlage können der Strömungsanalyse in Kap. 5 entnommen werden.

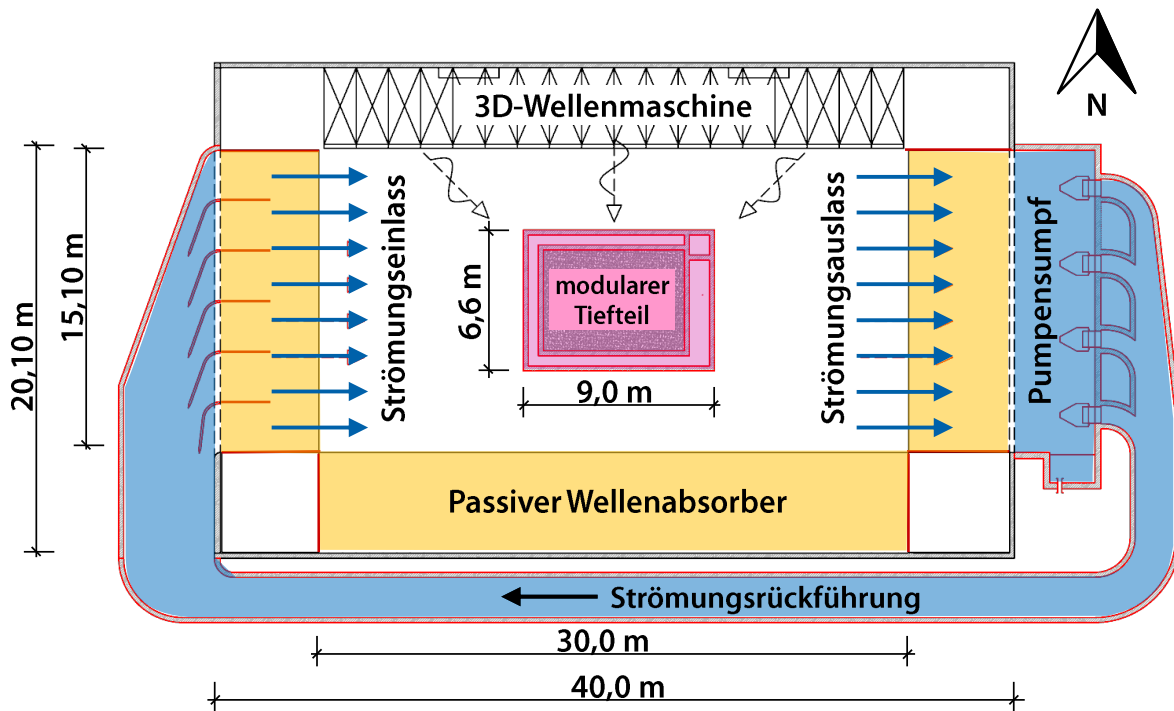


Abb. 4.4: Schematische Darstellung des 3D-Wellen-Strömungsbeckens



Abb. 4.5: Pumpensumpf der Strömungsanlage des 3D-Wellen-Strömungsbeckens



Durch die vorhandene Steinschüttung (s. Abb. 4.2) wäre eine Strömungserzeugung aufgrund der niedrigen Durchlässigkeit nicht möglich gewesen. Daher wurde zur Strömungsgenerierung der passive Wellenabsorber geändert. Dieser wurde durch einen vertikalen „Screen“-Absorber ersetzt, der aus mehreren Elementen besteht (s. Abb. 4.6). Die Abmessung jedes Elements beträgt 5,0 m x 1,25 m x 1,4 m und enthält 8 Layer. Die einzelnen Layer sind Streckmetall-Kassetten mit abnehmender Durchlässigkeit, um die Wellenenergie über die Länge eines Elements abzubauen. Im Bereich des Strömungseinlasses und -auslasses enden die Layer 0,50 m oberhalb des Beckenbodens, um eine Durchströmung zu gewährleisten. Diese konstruktive Ausbildung des passiven Wellenabsorbers ermöglicht eine Strömungsgenerierung über die Beckenlänge von West nach Ost. Dagegen gehen die Layer an der Südseite des Beckens bis hinunter auf den Beckenboden.

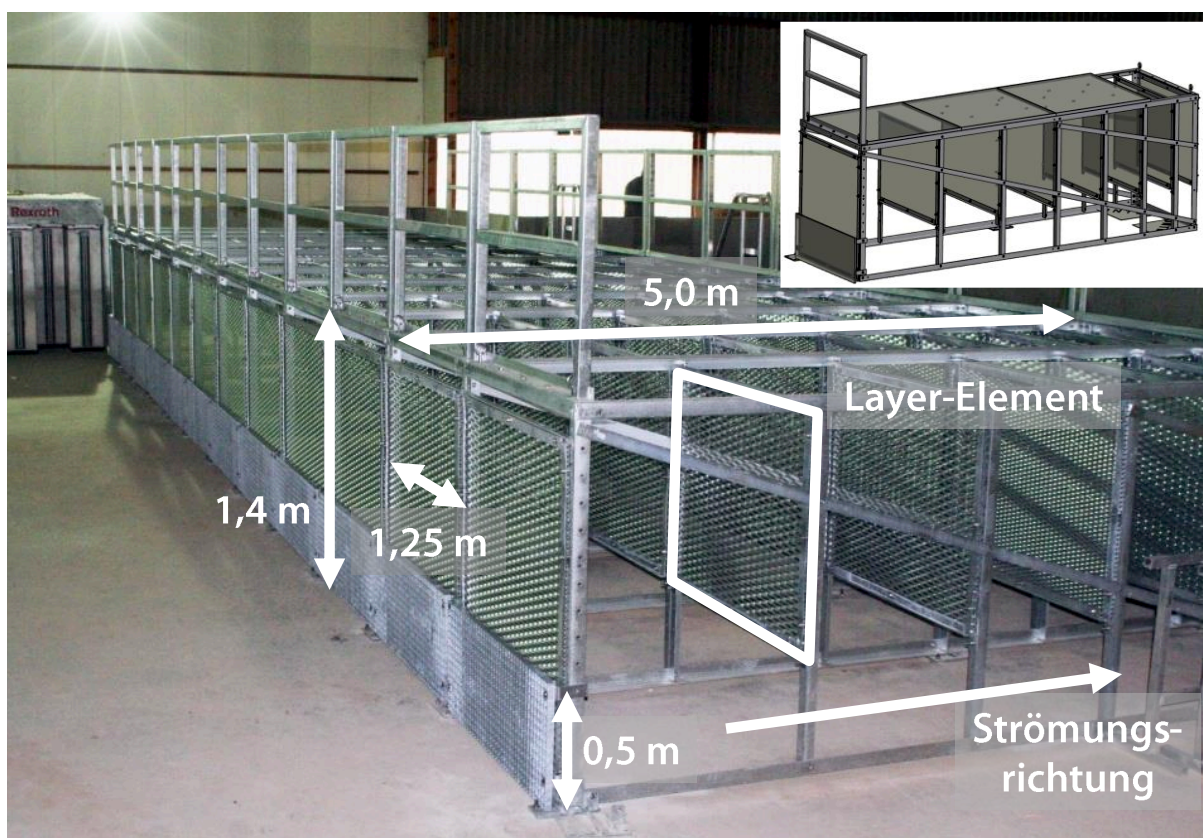


Abb. 4.6: Passiver Wellenabsorber am Strömungsauslass (westliche Seite)

Die letzte Komponente der Erweiterungsmaßnahme ist der modulare Tieftteil in der Beckenmitte. Die Grundfläche beträgt 9,0 m x 6,6 m mit einer nutzbaren Fläche von 7,0 m x 5,0 m und einer Tiefe von 1,2 m (s. Abb. 4.7). Der Tieftteil ist außerdem so gestaltet, dass er je nach Anwendungsfall geschlossen (s. Abb. 4.7a) oder geöffnet (s. Abb. 4.7b) werden kann. Die herausnehmbare Abdeckung besteht aus 26 in sich verzahnten Stahlbeton-Platten (StB-Platten).

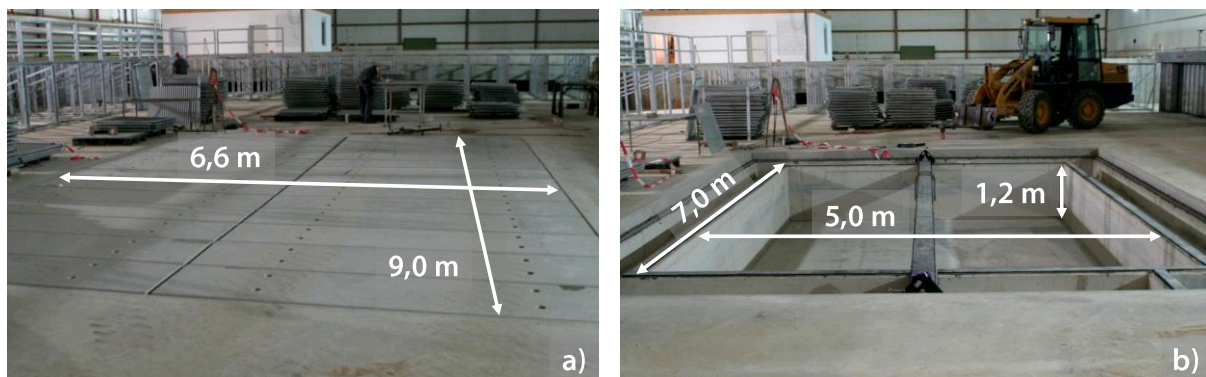


Abb. 4.7: Modularer Tiefteil im 3D-Wellen-Strömungsbecken Marienwerder im a) geschlossenen und b) geöffneten Zustand

### 4.3 Messtechnik

Im Folgenden wird die verwendete Messtechnik für die unterschiedlichen Versuchskonfigurationen der Strömungs-, Wellen- und Wellenströmungsversuche dargestellt. Es wird ein allgemeiner Überblick über das jeweilige Messprinzip und der Messeinstellungen gegeben.

#### 4.3.1 Acoustic Doppler Velocimeter

In diesem Abschnitt werden die Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) zur Strömungsmessung beschrieben. Außerdem wurde eine Anlage zur kontrollierten Zufuhr von Seeding-Material (Seeding-Anlage) entwickelt, um die Qualität der Messungen zu gewährleisten.

#### Vectrino Plus und Vectrino Profiler

Die Kenntnisse aus diesem Abschnitt stammen aus folgenden Quellen: Nortek AS (2009), Nortek AS (2012), Nortek AS (2013a), Nortek AS (2013b) und Sokoray-Varga und Höger (2014).

Für die Strömungsmessungen standen drei ADV zur Verfügung. Zwei davon waren vom Typ Vectrino Plus und eine vom Typ Vectrino Profiler der Firma Nortek®. Die Sonden bestehen aus einem Gehäuse welches durch ein Kabel mit dem Sensorkopf und einem Datenkabel mit dem Messrechner verbunden ist (s. Abb. 4.8). Das Kabel zum Sensorkopf ist 1,50 m lang und ermöglicht einen flexiblen Einsatz. So kann mit den ADVs ein dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor der Strömung erfasst werden.

Das Funktionsprinzip der ADVs ist ein akustisches Messverfahren. Dabei wird vom Sender am Sensorkopf (s. Abb. 4.9a) ein akustisches Signal mit festgelegter Frequenz ausgesendet. Der ausgesendete Puls wird an den kleinen Partikeln gestreut und teilweise reflektiert. Dadurch verändert sich die Frequenz des Signals proportional zur Geschwindigkeit der streuenden Partikel. Dieser Effekt ist eine Dopplerverschiebung auch bekannt als Doppler-Effekt. Dabei wird die Phasenverschiebung eines Puls-Paares mit bekanntem zeitlichem Versatz bestimmt und damit indirekt auch die Frequenzveränderung. Die Angabe der maximalen Geschwindigkeit über die Nominale Velocity Range (NVR) bei der Vectrino Plus und der Velocity Range (VR) beim Vectrino Profiler bestimmt die Sonde den zeitliche Versatz. Somit determiniert der zeitliche Versatz die maximal messbare Geschwindigkeit. Die Strömungsgeschwindigkeit der Partikel kann so über den



Doppler-Effekt und über die Annahme, dass sich die Partikel mit der gleichen Geschwindigkeit wie das sie umgebende Wasser bewegen, ermittelt werden. (Sokoray-Varga und Höger 2014)



Abb. 4.8: ADV-Sonde vom Typ Vectrino Plus und Profiler (Nortek AS 2012)

Das Messprinzip der ADVs zählt zu den berührungslosen Strömungsmessverfahren, unabhängig davon, dass der Sensorkopf in den Wasserkörper eingetaucht wird. Abb. 4.9a zeigt den Sensorkopf mit den charakteristischen Messflügeln (Empfänger). In der Mitte befindet sich der Sender, welcher das akustische Signal aussendet. In einer Entfernung von 5,0 cm unterhalb des Senders wird das Signal im Messvolumen von den Partikeln reflektiert und an den Messflügeln empfangen (s. Abb. 4.9b). Dadurch bleibt die Messung berührungslos, obwohl der Sensorkopf eingetaucht ist.

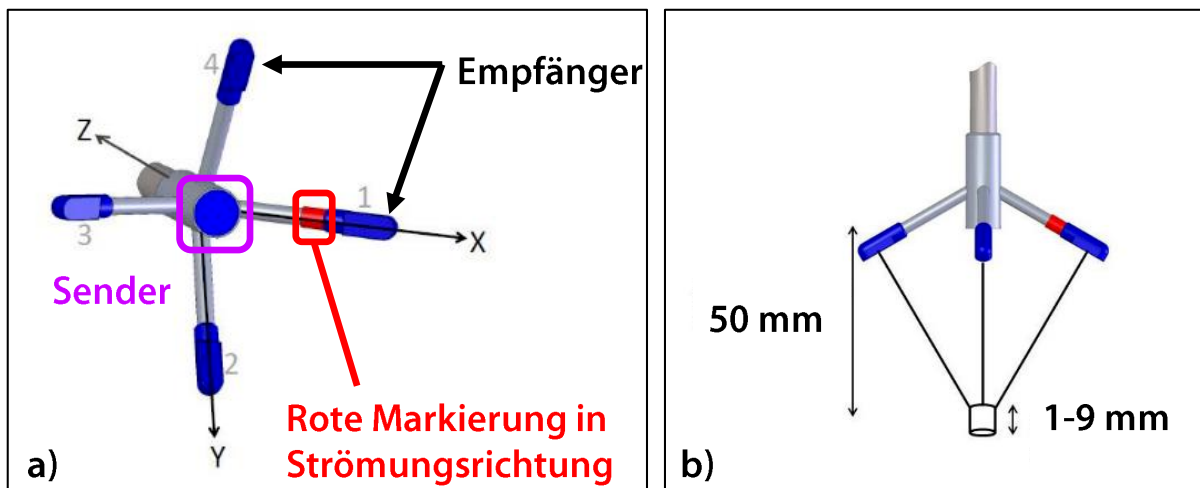


Abb. 4.9: Messflügel der ADV-Sonde (nach Nortek AS 2013a): a) Untersicht; b) Seitenansicht

Ein Flügelpaar misst jeweils eine Richtungskomponente und die z-Richtung. Das Empfängerpaar 1 und 3 misst die x- und z1-Komponente und das Paar 2 und 4 die y- und z2-Komponente (s. Abb. 4.9a). Die z-Richtung wird zweifach gemessen und sollte annähernd dasselbe Ergebnis liefern.

Die Vectrino Plus und Vectrino Profiler Sonden sehen äußerlich identisch aus. Der Hauptunterschied besteht darin, dass mit der Vectrino Profiler Sonde neben der Punktmessung auch ein Geschwindigkeitsprofil über eine Höhe von 10 mm gemessen werden kann. Weitere technische Unterschiede können der Tab. 4.3 entnommen werden.

Tab. 4.3: Technische Daten der ADV-Sonden des Typs Vectrino Plus und Vectrino Profiler (Nortek AS 2013a)

	Vectrino Plus	Vectrino Profiler
(Nominale) Velocity Range	$\pm 0,01; \pm 0,1; \pm 0,3;$ $\pm 1,0; \pm 2,0; \pm 4,0$ [m/s]	$\pm 0,1$ bis $\pm 3,0$ [m/s] (Schrittweite 0,1 m/s)
Messgenauigkeit	$0,5\% \cdot u \pm 1$ mm	$0,5\% \cdot u \pm 1$ mm
Sampling rate (output)	1 – 200 Hz	1 – 100 Hz
Akustische Frequenz	10 MHz	10 MHz
Auflösung	linear	linear & logarithmisch
Sampling volume	50 mm	45 – 55 mm

Maßgebend für die Qualität der Ergebnisse von ADV-Sonden ist die Partikelkonzentration im Wasser. Nur bei einer ausreichenden Menge an Partikeln funktioniert das Messprinzip zuverlässig und die Messergebnisse sind valide. Die Qualität der Daten wird anhand der Geräteparameter Korrelation (COR) und „Signal to noise ratio“ (SRN) beurteilt. In Tab. 4.4 sind die vom Hersteller genannten Grenzwerte zur Qualitätsprüfung der Messergebnisse angegeben.

Der COR gibt die Korrelation zwischen dem reflektierten Puls-Paar für jeden Messwert an. Er gibt an, wie ähnlich die beiden Pulse sind. Der COR ist damit das wichtigste Qualitätskriterium, denn je größer der Wert ist, umso genauer kann die richtige Geschwindigkeit bestimmt werden. Bei Werten, die niedriger als der Grenzwert liegen, weicht der zweite Puls stärker vom ersten ab und bedeutet, dass die Messunsicherheit steigt. Gründe für einen niedrigen COR können u.a. schnelle Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeit, Störsignale oder eine zu geringe Partikelkonzentration im Wasser sein.

Das zweite Qualitätskriterium der SNR-Wert gibt die Stärke des empfangenen Signals zum Hintergrundrauschen an. Mit abnehmenden Wert verschwindet das Messsignal immer mehr im Hintergrundrauschen. Die Sonde misst daher das Hintergrundrauschen immer zu Beginn der Messung als Referenzwert. (Sokoray-Varga und Höger 2014)

Tab. 4.4: Grenzwerte der Qualitätskriterien für die ADV-Sonden laut Hersteller (Nortek AS 2013a), (Nortek AS 2013b)

	COR [%]	SNR [db]
Vectrino Plus	$\geq 80$	$\geq 15$
Vectrino Profiler	$\geq 90$	$\geq 30$

## Seeding-Anlage

Die Partikelkonzentration im Grundwasser, mit dem das 3D-Wellen-Strömungsbecken befüllt wird, hat eine zu geringe Partikelkonzentration, um die Grenzwerte einzuhalten zu können. Daher wurde eine Seeding-Anlage entwickelt und konstruiert (s. Abb. 4 1), um die Qualität und Validität der Messergebnisse zu sichern. Die Einheit der Anlage besteht aus einem 50 l Behälter mit im Deckel eingebautem Rührwerk, einer Förderpumpe und einer Injektionslanze mit einem Durchmesser von  $\varnothing = 8$  mm. Mit Hilfe dieser Anlage

wird Seeding-Material mit dem Wasser aus der Versuchseinrichtung im Behälter angerührt und die Partikel mit dem Rührwerk in Schwebelage gehalten. Das Seeding-Wassergemisch wird über die Injektionslanze dem Versuchsstand zugeführt und somit die Partikelkonzentration erhöht (s. Abb. 4.10b). Das Seeding-Wassergemisch ist als weiße Wolke im Wasser zu erkennen. Die notwendige Bedingung an das Seeding-Material besteht darin, eine sehr geringe Dichte zu besitzen. Dadurch wird sichergestellt, dass sich die Seeding-Partikel wie Wasserpartikel verhalten. Gängiges Seeding-Material ist bei wasserbaulichen Modellversuchen – wegen seiner Wasser unlöslichen Eigenschaft und seiner geringen Dichte von  $\rho = 4,24 \text{ g/m}^3$  – Titan-IV-Oxid.

Um einen Einfluss des Seeding-Materials auf andere Messgeräte, wie z.B. induktive Widerstandsdrahtpegel, ausschließen zu können, wurde die Auswirkung des Seeding-Materials auf die Leitfähigkeit des Wassers getestet. Dafür wurde ein Konduktometer verwendet, welches die Leitfähigkeit des Wassers in Abhängigkeit der Wassertemperatur in  $\mu\text{S/cm}$  misst. Die Referenztemperatur des Konduktometers beträgt  $T = 20 \text{ °C}$ . Die Messung wurde dreifach mit einer Initial- und zwei Wiederholungsmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.5 aufgeführt und zeigen keine maßgebliche Beeinflussung der Leitfähigkeit durch das Seeding-Material, sie liegt im Mittel bei  $568 \mu\text{S/cm}$  mit einer Standardabweichung von  $1,02 \mu\text{S/cm}$ .

Tab. 4.5: Leitfähigkeit von Wasser mit Seeding-Material

Seeding-Material [g/l]	Initialmessung		1. Wiederholung		2. Wiederholung	
	L1 [ $\mu\text{S/cm}$ ]	T1 [ $^{\circ}\text{C}$ ]	L2 [ $\mu\text{S/cm}$ ]	T2 [ $^{\circ}\text{C}$ ]	L3 [ $\mu\text{S/cm}$ ]	T3 [ $^{\circ}\text{C}$ ]
0,0	567	19,1	567	19,1	567	19,1
0,1	567	19,1	567	19,1	567	19,1
0,2	567	19,3	567	19,3	567	19,3
0,3	567	19,5	567	19,5	567	19,5
0,4	567	19,7	567	19,7	567	19,7
0,5	568	19,8	567	19,9	567	19,9
1,0	568	20,0	568	20,0	568	20,0
1,5	568	20,2	568	20,2	568	20,2
3,0	568	20,4	568	20,4	568	20,4
5,0	568	20,5	568	20,5	568	20,5
8,0	569	20,7	569	20,8	569	20,8
12,0	569	20,8	570	20,8	569	20,8
16,0	571	21,0	570	20,8	569	20,8
20,0	571	21,1	568	21,2	567	21,2

Nach Fertigstellung der Seeding-Anlage wurden Untersuchungen zur Injektion des Seeding-Materials durchgeführt, um eine optimale Einstellung der Injektionslanze zum Sensorkopf zu erhalten und um eine Beeinflussung der Strömungsverhältnisse auszuschließen.

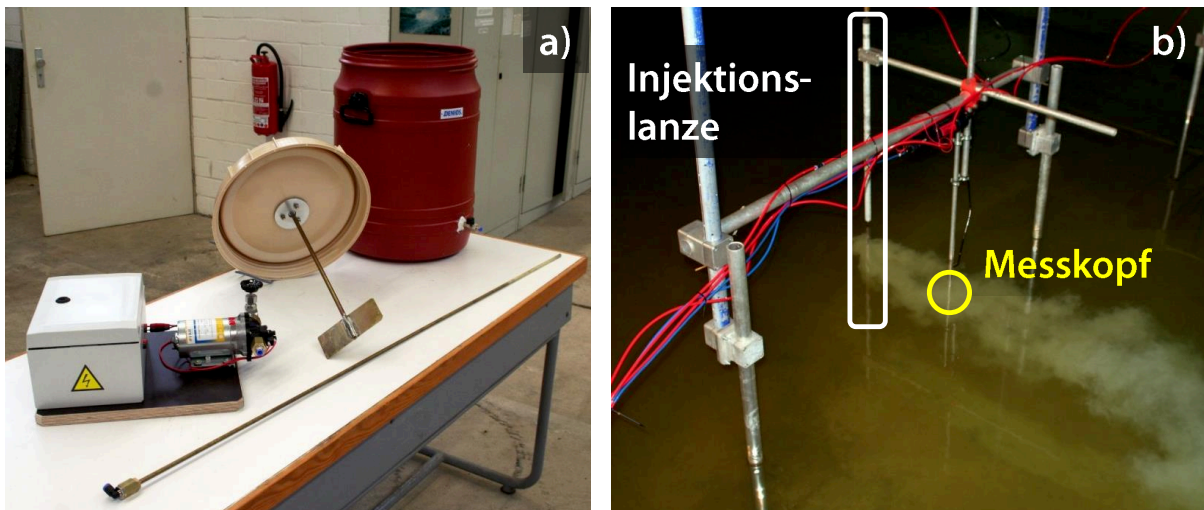


Abb. 4.10: Seeding-Anlage: a) Förderpumpe, Injektionslanze, Deckel mit Rührwerk und Behälter; b) Versuchsaufbau mit Injektionslanze im 3D-Wellen-Strömungsbecken

#### 4.3.2 Druckmessdosen

Die verwendeten Druckmesssensoren (DS) zur Ermittlung der Wassertiefe und der Wasserspiegelauslenkung über die Beckenlänge und -breite sind Präzision Drucktransmitter vom Typ ATM.1ST der STS Sensoren Transmitter Systeme GmbH (STS Sensoren Transmitter Systeme 2017). In Abb. 4.11 ist eine DS dargestellt und in Tab. 4.6 sind die wichtigsten technischen Daten genannt.



Abb. 4.11: Druckmesssensor vom Typ ATM.1ST (STS Sensoren Transmitter Systeme 2017)

Das Funktionsprinzip der DS entspricht einem piezoresistiven Drucksensor. Die integrierte Membran ist über elektrische Widerstände angeschlossen, welche bei einer druckabhängigen Verformung zu einer Widerstandsänderung führt. Durch die Kalibrierung der DS mit dem Messprogramm catmaneasy wird die Widerstandsänderung als Druckänderung in mbar ausgegeben. Die Kalibrierung der DS erfolgt mit Hilfe

eines Kalibriergeräts. Dabei werden jeder DS zwei kontrollierte Drücke manuell über eine Handpumpe aufgegeben und mit einem Handrad fein abgestimmt. Bei den aufgebrauchten Drücken wird ein niedriger  $p_1 = 1$  bar und ein hoher Druck  $p_2 = 100$  bar gewählt und im Messprogramm gespeichert.

Tab. 4.6: Technische Daten der Druckmessdosen (STS Sensoren Transmitter Systeme 2017)

	DS Typ ATM.1ST
Druckmessbereich	100 mbar – 1000 bar
Kennlinie	$\leq \pm 0,10 / 0,05$ % FS
Mediumtemperatur	-40 – 150 °C
Ausgangssignal	4 – 20 mA
Gesamtfehler (0 – 70 °C)	$\leq \pm 0,30$ % FS

### 4.3.3 Induktive Widerstandsdrahtpegel

Die verwendeten Wellenpegel (WP) zur Messung der Wasserspiegelauslenkung sind induktive Widerstandsdrahtpegel vom Typ GHM wave-height meter der Delft Hydraulics Laboratory (Delft Hydraulics 1988). In Abb. 4.13 ist ein WP dargestellt. Dieser besteht aus einem Vorverstärker im Kunststoffgehäuse, zwei Edelstahlelektroden und einem separaten Hauptverstärker (in Abb. 4.13 nicht dargestellt). Die wichtigsten technischen Daten sind in Tab. 4.7 zusammengefasst.

Das Funktionsprinzip der WP basiert auf der unterschiedlichen Leitfähigkeit von Luft und Wasser. Im direkten Vergleich besitzt Wasser eine höhere Leitfähigkeit als Luft. Abb. 4.12 zeigt das Messprinzip eines Drahtwellenpegels. Es sind zwei Messelektroden in das Wasser eingetaucht, die mit der Referenzelektroden den Wasserstandpegel darstellen. Dabei ist der gemessene Widerstand zwischen den beiden Messelektroden umgekehrt proportional zur Eintauchtiefe  $d$  und zur spezifischen Leitfähigkeit des Wassers. Die Referenzelektrode dient der Minimierung des Einflusses von Leitfähigkeitsschwankungen und muss im Betrieb des Wellenpegels dauerhaft benetzt sein. (Mai 2001, S. 109–110)

Der separate Hauptverstärker hat die Aufgabe den WP mit Strom zu versorgen und das Messsignal zu verstärken. Das Messsignal wird an den Messrechner weitergegeben und aufgezeichnet. Der Messbereich wird ebenfalls am Verstärker eingestellt. Er betrug bei den durchgeführten Versuchen 50 cm.

Mit Hilfe des Messprogramms catmaneasy® werden die Wellenpegel schrittweise im 1 cm Intervall kalibriert, so dass die Messdaten als Wasserspielauslenkung  $\eta$  ausgegeben werden. Eine sorgfältige Kalibrierung der WP ist für die Qualität der Messergebnisse unumgänglich (s. Kap. 4.4.4).

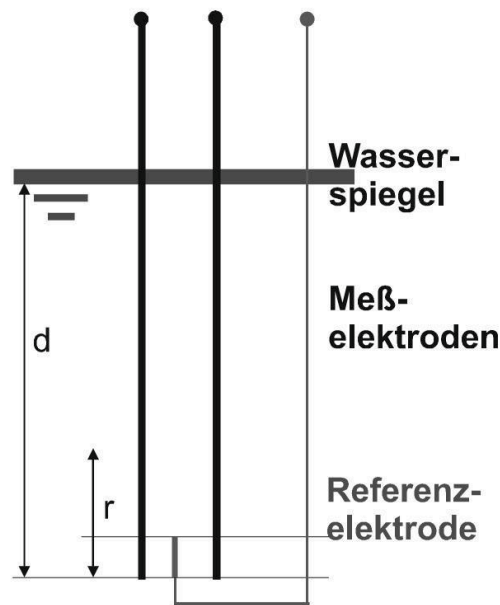


Abb. 4.12: Messprinzip von Drahtwellenpegeln (Mai 2001, S. 109)

Tab. 4.7: Technische Daten der induktiven Widerstandsdrahtpegel (Delft Hydraulics 1988)

	WP Typ GHM wave-height meter
Pegelelektroden	Edelstahlstangen, 4 mm
Referenzelektrode	Platin, 5 · 2 mm
Nichtlinearität	± 0,5% der gewählten Range
Analoger Spannungsausgang	± 10 mDC
Messbereich am Wellenpegel	± 5; ± 10; ± 20; ± 50 [cm]



Abb. 4.13: Induktiver Widerstandsdrahtpegel vom Typ GHM Wave Height Meter

#### 4.3.4 CERC6-Wellenpegelfeld

Für die Untersuchungen der multidirektionalen Wellenverhältnisse im 3D-Wellen-Strömungsbecken wurde eine Wellenpegelanordnung nach der CERC6-Anordnung ausgewählt. CERC steht für Coastal Engineering Research Center und die Zahl für die Anzahl der WP. Die CERC6-Anordnung wurde ausführlich von Hawkes



et al. (1997) in einer IAHR Arbeitsgruppe zur multidirektionalen Wellenanalyse getestet und hat sich gegenüber der CERC5-Anordnung mit einem Pegel weniger bewährt (s. Abb. 4.15).

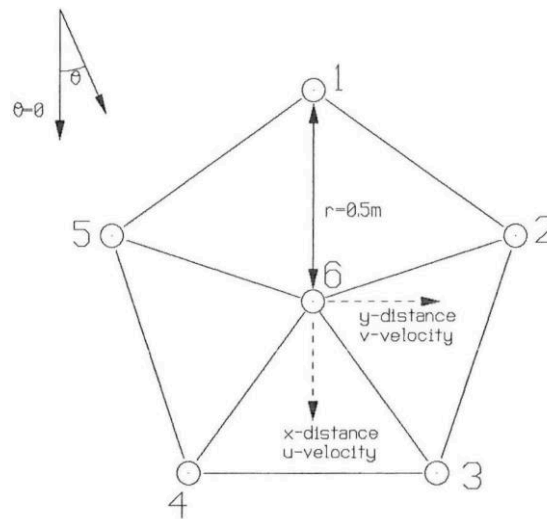


Abb. 4.14: Wellenpegelanordnung und Maße nach Hawkes et al. (1997)

Die 6 WP werden in einem CERC6-Wellenpegelfeld (WPF) als Fünfeck angeordnet. Die verwendete Konstruktion des WPF wurde im Rahmen des Forschungsprojekts *Seele* entwickelt. Ausgehend von den Maßen der Anordnung von Hawkes et al. (1997) mit einem Umkreisradius  $r = 0,50$  m (s. Abb. 4.14) wurde das WPF so konstruiert, dass der Radius zwischen den WP verstellbar ist. In Abb. 4.16 a) ist das WPF in der Draufsicht dargestellt. Über die Langlöcher wird der Abstand zum zentralen WP mit Hilfe des gleitenden WP-Schuhs eingestellt. Ein fest montiertes Stahllineal, welches zum zentralen WP eingemessen wurde, ermöglicht ein genaues Einstellen des Umkreisradiuses. Der maximale Radius beträgt  $r_{max} = 0,50$  m und der minimale Radius  $r_{min} = 0,10$  m.

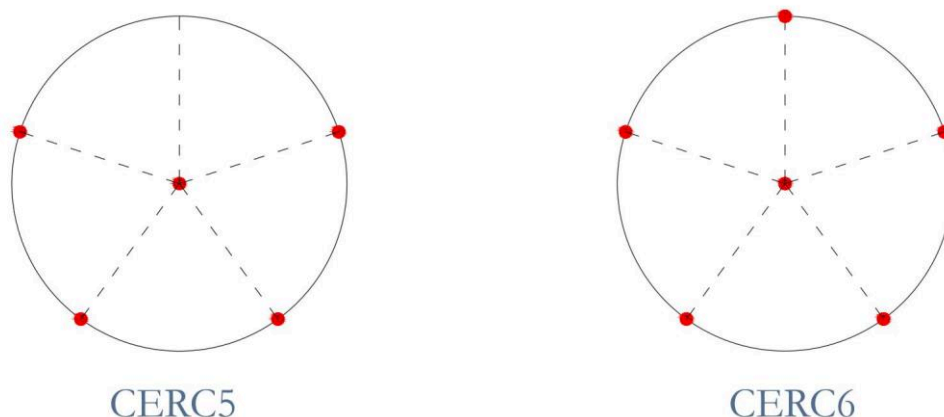


Abb. 4.15: Wellenpegelanordnung nach CERC5 und CERC6 (Andersen und Frigaard 2014a)

Das WPF ist aus einer 1200 mm x 1200 mm x 20 mm Aluminiumplatte gearbeitet. Es wurden 5 dreieckförmige Fenster eingeschnitten, um das Gewicht auf 30 kg zu reduzieren. An den vier Ecken der Platte

wurden Rose & Krieger (R+K) Elemente angebracht. Damit ist es möglich, dass WPF universell an das im Institut verwendete R+K System anzubringen.

Abb. 4.16b zeigt das WPF mit 6 WP im 3D-Wellen-Strömungsbecken. Es ist an einer Haltekonstruktion (s. Abb. 4.22) höhenverstellbar angebracht. Bei einer Wasserstandsänderung im Becken kann die Höhe des WPF dadurch angepasst werden.

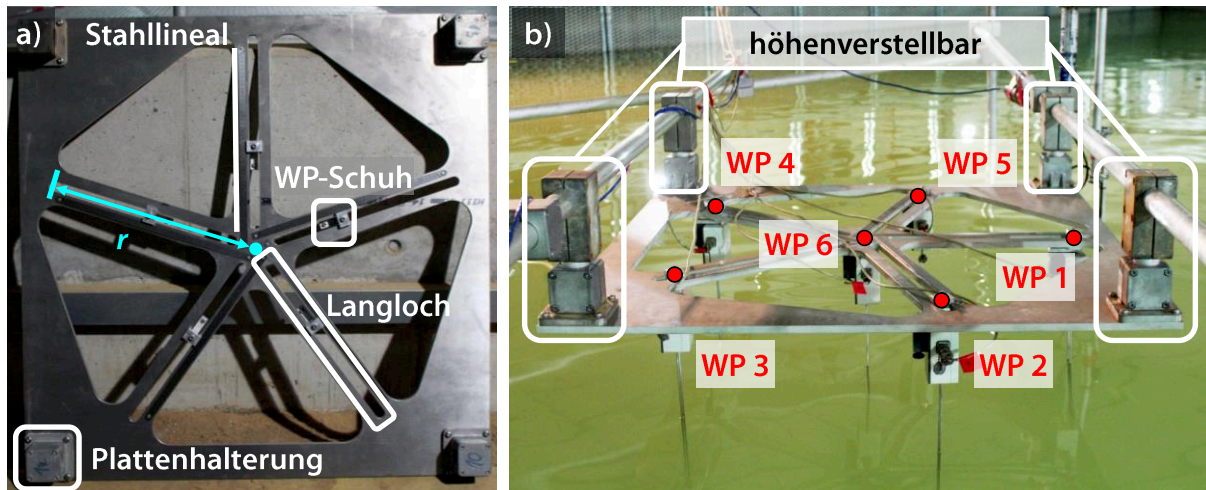


Abb. 4.16: CERC6-Wellenpegelfeld: a) Draufsicht; b) 3D-WellenStrömungsbecken

#### 4.4 Versuchsaufbau, –programm und –durchführung

In diesem Abschnitt wird der Versuchsaufbau, das Versuchsprogramm und die Versuchsdurchführung der drei Versuchsgruppen

1. Strömungsversuche ohne Wellen,
2. Wellenversuche ohne Strömung und
3. Wellen-Strömungs-Versuche

beschrieben. Die Planung der Gruppen wurde so abgestimmt, dass die Versuche aufeinander aufbauen (s. Abb. 4.1) und so die einzelnen Messpositionen miteinander verglichen und analysiert werden können.

##### 4.4.1 Rasterung des 3D-Wellen-Strömungsbeckens

Für die Durchführung der Versuchsgruppen wurde eine Rasterung des 3D-Wellen-Strömungsbeckens vorgenommen. Sie half bei der Positionierung, Benennung der Positionen und der Gegenüberstellung der Ergebnisse.

Das Becken wurde zunächst in drei Längsprofile (LP) A, B, und C (s. Abb. 4.17) eingeteilt. Die Abstände der LP wurden so ausgewählt, dass das erste LP A außerhalb der Wellengenerierungszone (disturbance distance –  $DD$ ) und vor dem modularen Tieftal lag (s. Abb. 4.17). Die  $DD$  berechnet sich nach Gl. (2.1) bei der maximalen Wassertiefe von  $d_{max} = 1,0$  m zu  $DD = 3,0$  m. Damit ist sichergestellt, dass LP A auch bei niedrige-



ren Wassertiefen  $d_i < d_{max}$  außerhalb der  $DD$  lag. LP-B lag mittig auf der kurzen Seite des modularen Tiefteils und LP-C wieder außerhalb des modularen Tiefteils im südlichen Bereich des Beckens. Die genauen Abstände zum Becken und zwischen den LP können der Abb. 4.17 entnommen werden.

$$DD = 3 \cdot d \quad (4.1)$$

Anschließend wurden 9 Querprofile (QP) 0 bis 8 definiert wodurch ein Raster entstand. QP-0 und QP-8 wurden für die Druckmessungen zur Bestimmung der Wassertiefe und Wasserspiegelauslenkung im Becken aufgrund der Strömung angebracht. QP-1 bis QP-7 waren für die Strömungsmessungen vorgesehen. QP-2 und QP-6 lagen vor bzw. hinter dem modularen Tiefteil. QP-3 lag am Anfang, QP-4 mittig und QP-5 am Ende des modularen Tiefteils. Die Intention der Positionierung von QP-2, QP-3, QP-5 und QP-6 war, die Auswirkung des modularen Tiefteils auf die sohnahen Strömungsmessungen zu ermitteln und als möglichen Modelleffekt zu erfassen. Die QP mit den jeweiligen Abständen untereinander und zum Becken sind ebenfalls der Abb. 4.17 zu entnehmen.

Mit Hilfe der LP und QP lassen sich die Messpositionen an den Schnittpunkten einfach benennen, z.B. A0 oder B4, und durch die Bemaßung ist die Position jederzeit im 3D-Wellen-Strömungsbecken erneut nutzbar und ermöglicht eine Reproduktion der Messungen.

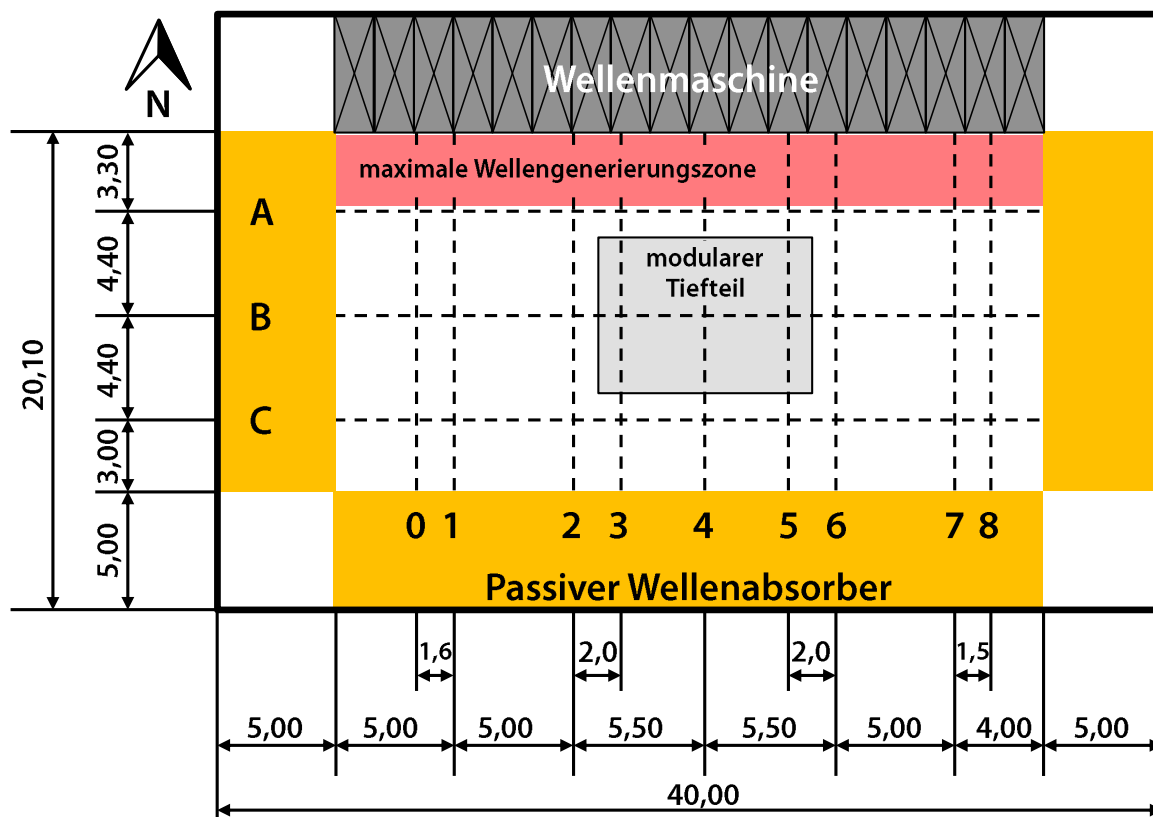


Abb. 4.17: Rasterung des Wellenbeckens in Längs- und Querprofile und Bemaßung der Abstände

#### 4.4.2 Mittlere Sohlhöhe im 3D-Wellen-Strömungsbecken

Bevor die eigentlichen Versuche durchgeführt wurden, musste die mittlere Sohlhöhe im nutzbaren Beckenbereich ermittelt werden. Dazu wurde die Beckensohle an 106 Punkten zu gesetzten Bezugspunkt mit einem Nivelliergerät aufgemessen. Die Werte ergaben eine mittlere Sohlhöhe zum Bezugspunkt von  $h_{S,m} = -0,26$  cm. Die 106 Messwerte konnten dem entsprechend angepasst werden und das Ergebnis der Sohlhöhe im 3D-Wellen-Strömungsbecken konnte in Abb. 4.18 visualisiert werden. Es ist zu erkennen, dass es vier Positionen im Bereich A0, C0, A5 und B8 gibt, die 1,0 cm über der mittleren Sohlhöhe liegen (rote Bereiche). Daneben gibt es zwei Bereiche (blaue Bereiche), die -2,6 cm unterhalb der mittleren Sohlhöhe liegen. Der eine Bereich liegt im östlichen Bereich des Beckens zwischen LP-A, LP-B, QP-6 und QP-7. Der zweite Bereich liegt im südlichen Bereich von LP-C zwischen QP-2 und QP-4. In den beiden Bereichen befinden sich zwei kleine Pumpensümpfe, um bei Bedarf das Becken komplett trocken zu legen.

Die Höhenunterschiede im Becken beruhen auf zwei Ursachen

1. der Verfahrenstechnik beim Gießen der Betonsohle in einem Guss und
2. der Möglichkeit das Becken trocken zu legen.

Die Kenntnis der Höhenverhältnisse der Sohle ermöglicht zum einen die Festlegung der Wassertiefe zur mittleren Sohlhöhe und bietet zum anderen die Möglichkeit der Interpretation der Versuchsergebnisse in Bezug auf Modelleffekte.

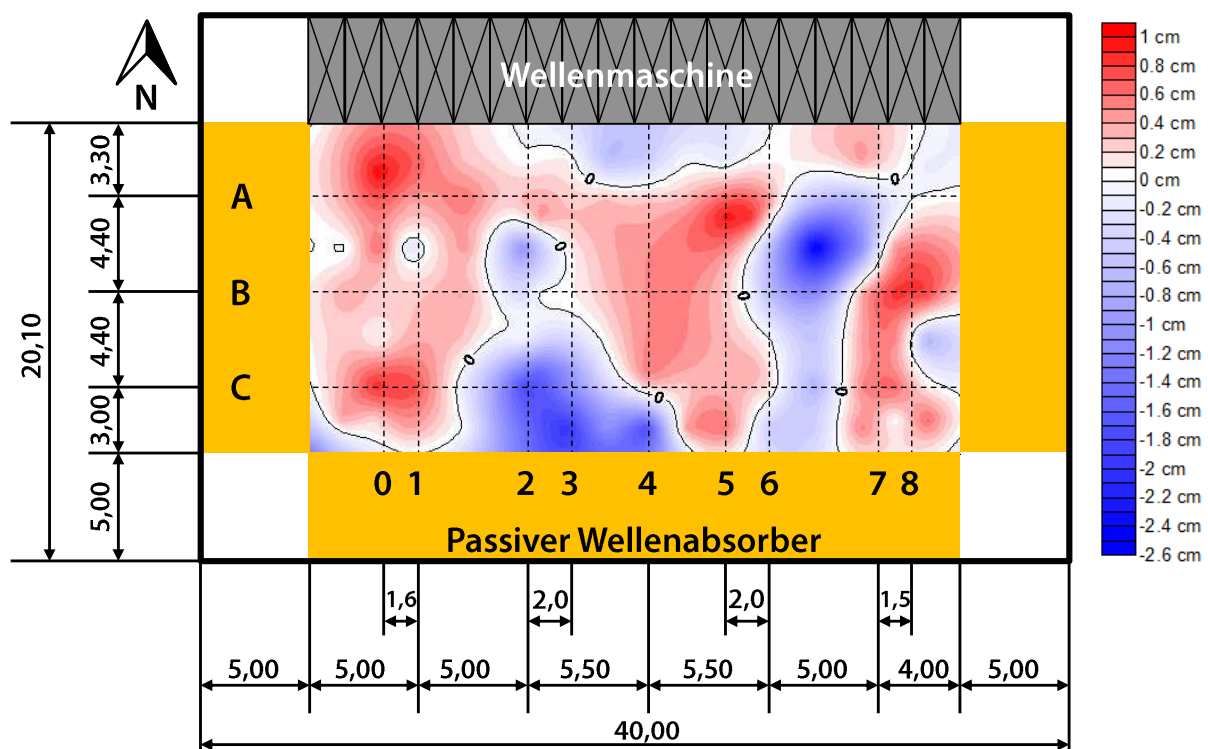


Abb. 4.18: Höhenunterschiede zur mittleren Sohlhöhe im 3D-Wellen-Strömungsbecken

### 4.4.3 Strömungsversuche

Die Strömungsmessungen wurden an den definierten Messpositionen (s. Kap. 4.4.1) im Untersuchungsgebiet aufgemessen. Zur Gewährleistung der Reproduzierbarkeit der Strömungsversuche (s. Kap. 5) wurden entlang der LP A und C an den QP1 bis QP7 die Messtraversen aus R+K Elementen am Wellenbeckenboden fest installiert und die Schnittpunkte der LP und QP geben die Messpositionen der Messgeräte an. In Abb. 4.19 sind am Beispiel von QP-2 die fest installierten Messtraversen in LP-A und LP-C gezeigt. An den Messpositionen sind die ADV-Sonden (s. Kap. 4.3.1) an der Traverse angebracht. Entlang des LP-B wurde eine bewegliche Rahmenkonstruktion aus R+K Elementen verwendet, um die 26 Betonplatten des modularen Tiefteils nicht zu perforieren. An der Rahmenkonstruktion wurde ebenfalls an Messposition B4 eine ADV-Sonde angebracht, so dass ein Querprofil immer mit drei ADV-Sonden bestückt war. In Abb. 4.20 ist die Messtraverse mit einer ADV-Sonde an der Messposition C2 dargestellt.

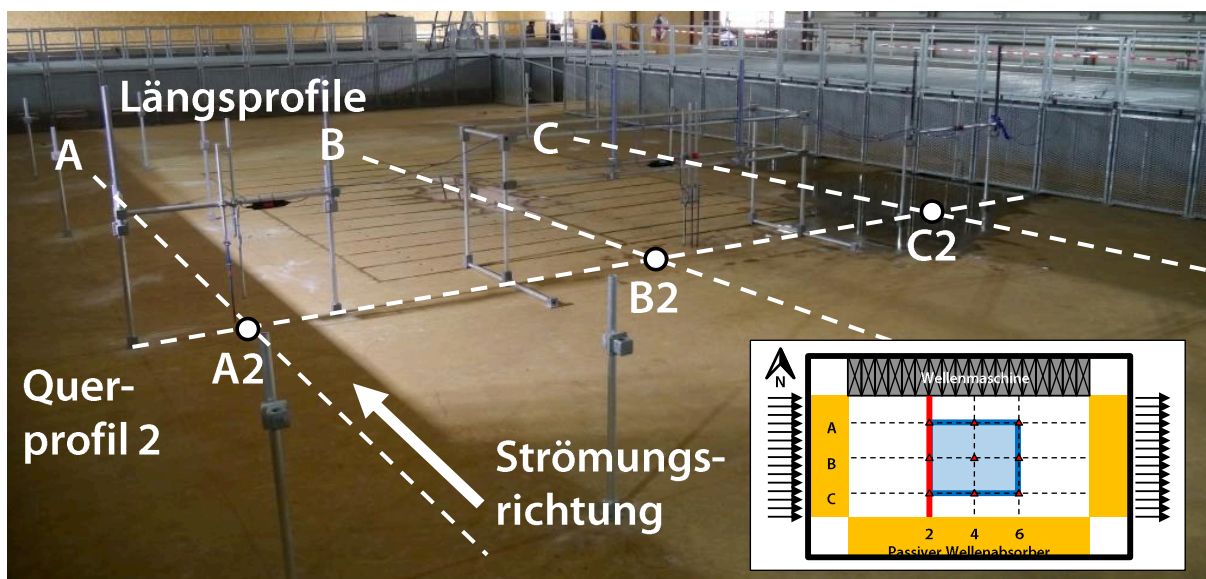


Abb. 4.19: Messtraversen und Messpositionen der Messgeräte am Beispiel von Querprofil 2

An den jeweiligen Positionen wurden fünf Messtiefen  $m_i$  über die Wassertiefe  $d_i$  vordefiniert und sind in Abb. 4.21 am Bsp. von Position B4 schematisch dargestellt. Die Messtiefen wurden so festgelegt, dass ausgehend vom RWS der Messkopf auf einer festgelegten prozentualen Messtiefe liegt. Die prozentuale Messtiefe bezieht sich dabei immer auf die jeweilige Wassertiefe. Aufgrund des Messprinzips der ADV-Sonden (s. Kap. 4.3.1, Abb. 4.9b) befindet sich der Messpunkt weitere 5 cm unterhalb des Messkopfes. Nach diesem Prinzip können die Messtiefen  $m_1$  bis  $m_4$  der Tab. 4.8 entnommen werden.

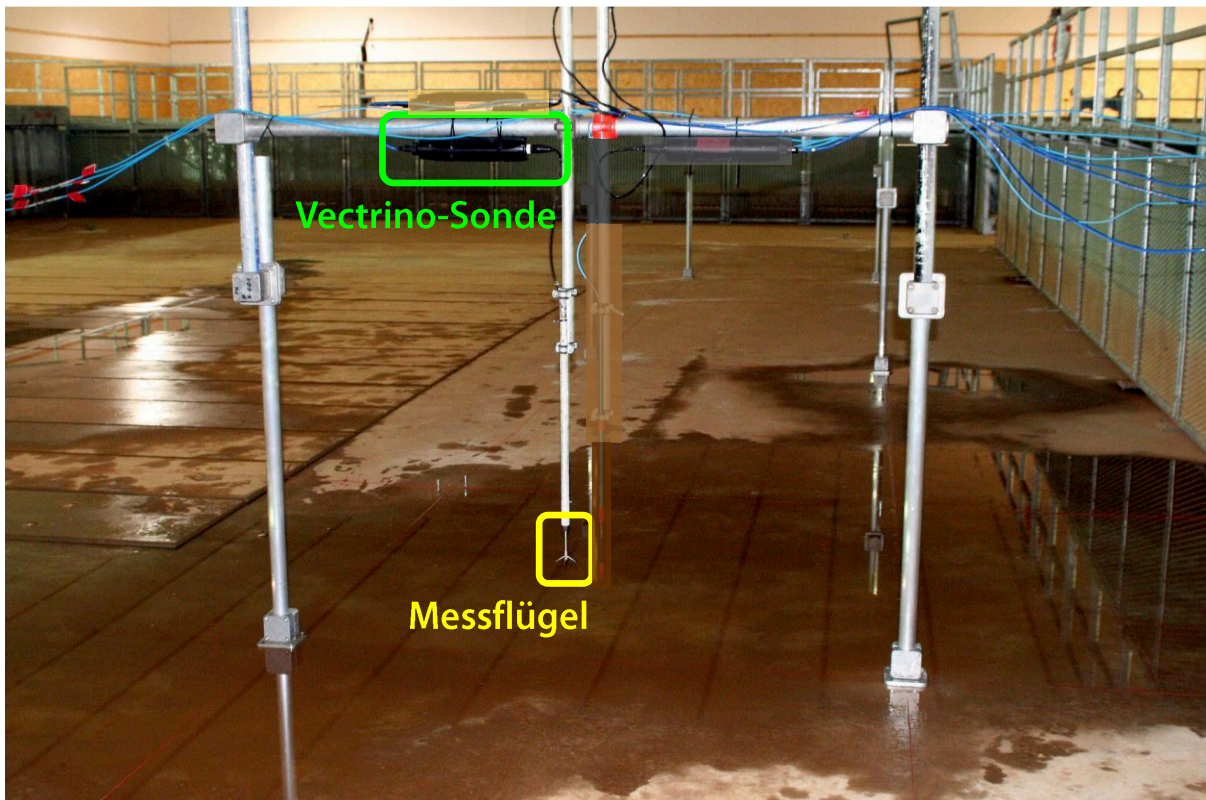


Abb. 4.20: ADV-Sonde vom Typ Vectrino Plus im 3D-Wellen-Strömungsbecken

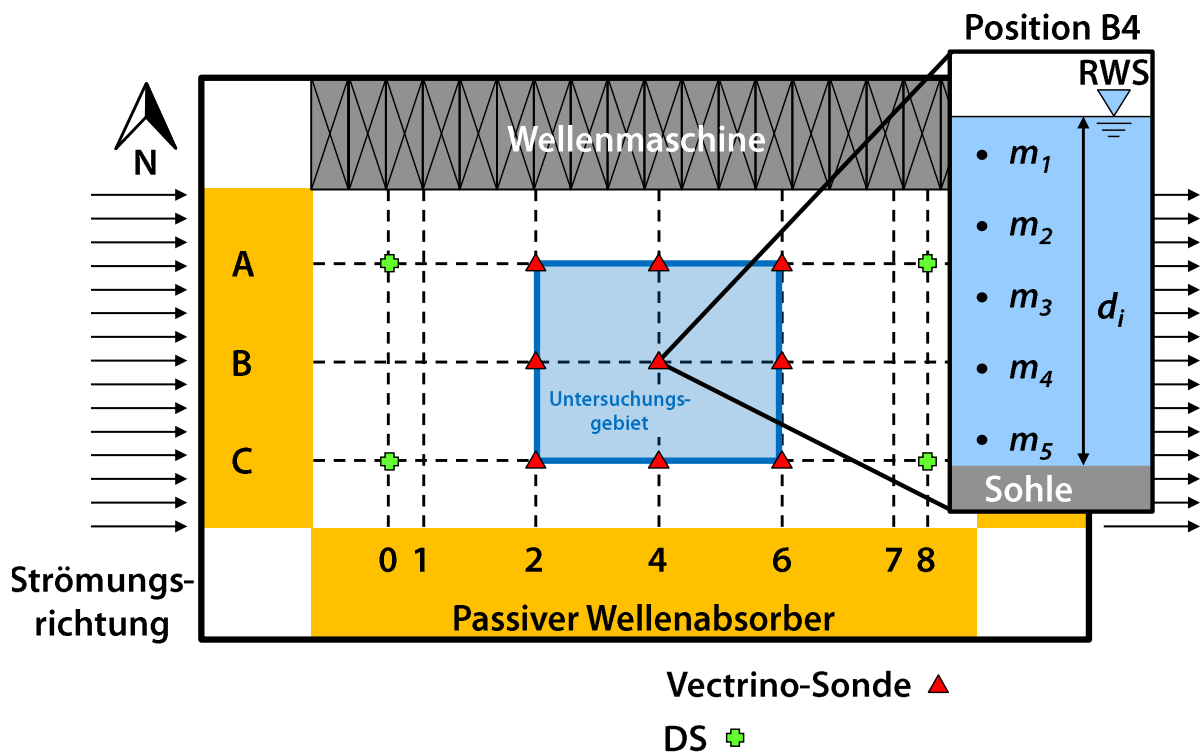


Abb. 4.21: Untersuchungsgebiet mit den Längsprofilen, Querprofilen, Messpositionen, Messtiefen  $m_i$  und Wassertiefen  $d_i$



Bei der sohnlahen Messung  $m_5$  wurde die Messtiefe nicht relativ zum RWS sondern wegen der Höhenunterschiede der Beckensohle (s. Kap. 4.4.2) im Bezug zur Sohle festgelegt. Der Abstand von der Sohle zum Messkopf betrug immer 10 cm und damit zum Messpunkt 5 cm. Dadurch konnte ein erster Eindruck zum sohnlahen Verhalten bei unterschiedlichen Wassertiefen im 3D-Wellen-Strömungsbecken dargestellt werden.

Anhand der Messungen über die Wassertiefe ist es möglich das Strömungsverhalten der drei untersuchten Wassertiefen  $d_1 = 0,6$  m,  $d_2 = 0,8$  m und  $d_3 = 1,0$  m zu ermitteln und bewerten.

Die jeweiligen QP und Messpunkte wurden mit den drei Sonden aufgemessen und anschließend zum nächsten QP wechselt. Dabei wurden fünf Fördermengen der Strömungsanlage  $Q_{P,1} = 1,5$  m<sup>3</sup>/s,  $Q_{P,2} = 2,0$  m<sup>3</sup>/s,  $Q_{P,3} = 3,0$  m<sup>3</sup>/s,  $Q_{P,4} = 4,0$  m<sup>3</sup>/s und  $Q_{P,5} = 5,0$  m<sup>3</sup>/s mit jeweils drei Wassertiefen  $d_1 = 0,6$  m,  $d_2 = 0,8$  m und  $d_3 = 1,0$  m untersucht, um ein breites Spektrum der möglichen Betriebskonfigurationen der Anlage abzudecken und damit die passende Konfiguration für die WCI-Versuche auswählen zu können.

Tab. 4.8: Messtiefen der Strömungsversuche ausgehend vom RWS für die Messtiefen  $m_1$  bis  $m_4$  und ausgehend von der Sohle für  $m_5$  bei  $d_1 = 0,6$  m,  $d_2 = 0,8$  m und  $d_3 = 1,0$  m

Messtiefe in z	$d_1 = 0,60$ m	$d_2 = 0,80$ m	$d_3 = 1,00$ m	Bezugs- punkt	Sensor- kopfhöhe [m]	Messpunkt- höhe [m]
$m_1$ [m]	- 0,08	- 0,09	- 0,10	RWS	$0,050 \cdot d_i$	- 0,05
$m_2$ [m]	- 0,22	- 0,27	- 0,33	RWS	$0,275 \cdot d_i$	- 0,05
$m_3$ [m]	- 0,35	- 0,45	- 0,55	RWS	$0,500 \cdot d_i$	- 0,05
$m_4$ [m]	- 0,49	- 0,63	- 0,78	RWS	$0,725 \cdot d_i$	- 0,05
$m_5$ [m]	- 0,55	- 0,75	- 0,95	RWS	$d_i + 0,10$	- 0,05

Im Folgenden sind die Einstellungen der ADV-Sonden im Detail aufgeführt. Es sind die allgemeinen Einstellungen der Vectrino Plus und Vectrino Profiler ADV-Sonde in Tab. 4.9 und Tab. 4.10 angegeben. Dazu gehört bei der Vectrino Plus die Messrate, die transmit length des Pulses, die Höhe des Messvolumens über das sampling volume und die Stärke des Pulses über den power level. Beim Vectrino Profiler werden die gleichen Einstellungen getätigt bei anderer Benennung der Parameter. Vergleichsmessungen zeigten, dass die Sonden bei den unten angegebenen Einstellungen dieselben Strömungsgeschwindigkeiten lieferten.

Tab. 4.9: Vectrino Plus allg. Einstellungen

Vectrino Plus	
Messrate	100 Hz
transmit length	2,4 mm
sampling volume	9,1 mm
power level	high

Tab. 4.10: Vectrino Profiler allg. Einstellungen

Vectrino Profiler	
Messrate	100 Hz
transmit pulse size	3,0 mm
cell size	3,0 mm
power level	high

Die benötigten Angaben über die maximal zu erwartenden Geschwindigkeitsbereiche der Strömung für die untersuchten Wassertiefen  $d_i$  und den jeweiligen Messtiefen  $m_i$  wurden über die NVR und VR eingestellt. Aufgrund der Tatsache, dass zu Beginn der Untersuchungen nur die möglichen Umdrehungszahlen der Förderpumpen bekannt waren, mussten zuerst die Geschwindigkeitsbereiche ermittelt werden. Das Ergebnis ist in Tab. 4.11 dargestellt. Es ist damit erkennbar, dass der Vectrino Profiler eine feinere Einstellung der VR ermöglicht. Ebenso musste zwischen den Messtiefen  $m_1 - m_4$  und der sohlnahen Messtiefe  $m_5$  unterschieden werden. Je besser die NVR und VR bei den Strömungsmessungen eingestellt wird, umso geringer fällt der Aufwand bei der Datenaufbereitung der Messdaten aus. Bei künftigen Strömungsmessungen kann auf Tab. 4.11 zurückgegriffen werden.

An den Positionen A0, A8, C0 und C8 wurden DS eingebaut, um das 3D-Wellen-Strömungsbecken auf die benötigten Wassertiefen  $d_f$  zu befüllen und den Grad der Wasserspiegelauslenkung im Becken während der Strömungsversuche zu ermitteln. Die DS wurden ebenfalls an denselben Positionen bei den Wellenversuchen ohne Strömung und den Wellen-Strömungsversuchen verwendet.

Tab. 4.11: NVR der Vectrino Plus Sonden und VR der Vectrino Profiler Sonde für unterschiedliche Wassertiefen  $d_i$  und Messtiefen  $m_i$

Wassertiefe	$d_1 = 0,60$ m				$d_2 = 0,80$ m				$d_3 = 1,00$ m			
	$m_1 - m_4$		$m_5$		$m_1 - m_4$		$m_5$		$m_1 - m_4$		$m_5$	
Pumpenfrequenz [Hz]	NVR	VR	NVR	VR	NVR	VR	NVR	VR	NVR	VR	NVR	VR
	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]	[m/s]
15	0,1	0,3	0,1	0,2	0,1	0,3	0,1	0,2	0,1	0,2	0,1	0,2
20	0,1	0,4	0,1	0,3	0,1	0,4	0,1	0,3	0,1	0,3	0,1	0,3
30	0,3	0,6	0,3	0,4	0,3	0,5	0,1	0,4	0,3	0,5	0,1	0,4
40	0,3	0,7	0,3	0,6	0,3	0,7	0,3	0,5	0,3	0,5	0,3	0,4
50	0,3	0,9	0,3	0,7	0,3	0,8	0,3	0,6	0,3	0,6	0,3	0,5

#### 4.4.4 Wellenversuche

Zum Erreichen der Ziele, die Wellenverhältnisse in der erweiterten Versuchseinrichtung zu ermitteln und zum anderen die Daten als Grundlage für die Untersuchung der WCI zu nutzen, wurden unidirektionale, regelmäßige Wellen im 3D-Wellen-Strömungsbecken generiert.

Die Messtechnik wurde im selben Untersuchungsgebiet wie bei den Strömungsversuchen an Position B4 installiert (s. Kap. 1.4). Die Lage bietet folgende Vorteile:

1. Es befindet sich im Zentrum des Wellenbeckens, so dass für alle Wellenrichtungen die gleichen Entfernungen zu den passiven Wellenabsorbern bestehen.
2. Der Standort kann ebenso für die Wellen-Strömungsversuche genutzt werden, da für dieses Gebiet die Strömungsverhältnisse aus vorangegangenen Strömungsversuchen vorhanden sind.

Aus diesen Gründen wurden die Wellenversuche ohne Strömung im Zentrum des Untersuchungsgebiets bei einer Wassertiefe von  $d_1 = 0,60$  m durchgeführt. Die Wassertiefen  $d_2 = 0,80$  m und  $d_3 = 1,00$  m aus den Strömungsversuchen wurden bei den Wellenversuchen nicht untersucht. Die Messtechnik bestand aus einem WPF bestückt mit 6 WP, zwei ADV-Sonden des Typs Vectrino Plus und vier DS (s. Abb. 4.28). Bei den DS handelt es sich um dieselben, wie bei den Strömungsversuchen und denselben Messpositionen. Sie wurden weiterhin dafür verwendet, die Wassertiefe zu bestimmen. Außerdem sollte ein möglicher Wasseraufstau in den Ecken des Wellen-Strömungsbeckens untersucht werden.

Bevor das WPF im Becken installiert werden konnte, mussten die WP kalibriert werden. Dazu wurden die WP auf einen Messbereich der Messelektroden von 45 cm von maximal 50 cm in 1,5 cm Schritten kalibriert. Am oberen und unteren Ende der Messelektroden wurde jeweils ein Abstand von 2,5 cm gelassen, da es in diesen Bereichen zu Randeffekten kommt. Sie würden bei der Messwerterfassung zu fehlerhaften Ergebnissen führen. Bei der Kalibrierung ist unbedingt darauf zu achten, dass der Spannungsbereich des Hauptverstärkers für jeden WP im Bereich  $\pm 10$  V liegt. In Abb. 4.23 sind die jeweiligen Kalibrierkurven, welche jeweils aus 31 Werten bestehen, dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Spannungsbereich der 6 WP teilweise unterschiedlich am Hauptverstärker eingestellt ist. Diese Abweichungen mussten korrigiert werden, damit für alle WP ein einheitlicher Mess- und Spannungsbereich besteht. Abb. 4.24 zeigt die Neukalibrierung der WP und des Hauptverstärkers mit identischen Kalibrierkurven der WP.

Das WPF wurde höhenverstellbar an der Halterungskonstruktion aus R&K Elementen angebracht. Diese war dreieckig ausgebildet, um den Verbaugrad und die Anzahl an Standbeinen, welche Störwellen generieren, so gering wie möglich zu halten. Die fertige Haltekonstruktion mit dem WPF und den zwei Vectrino Plus Sonden im Wellen-Strömungsbecken ist in Abb. 4.22 und die schematische Darstellung mit der Bemaßung in Abb. 4.25 dargestellt. Das WPF wurde so angebracht, dass der Messbereich der Messelektroden zur Hälfte im Wasser eingetaucht war.



Abb. 4.22: Haltekonstruktion des CERC6-Wellenpegelfeldes im Untersuchungsgebiet

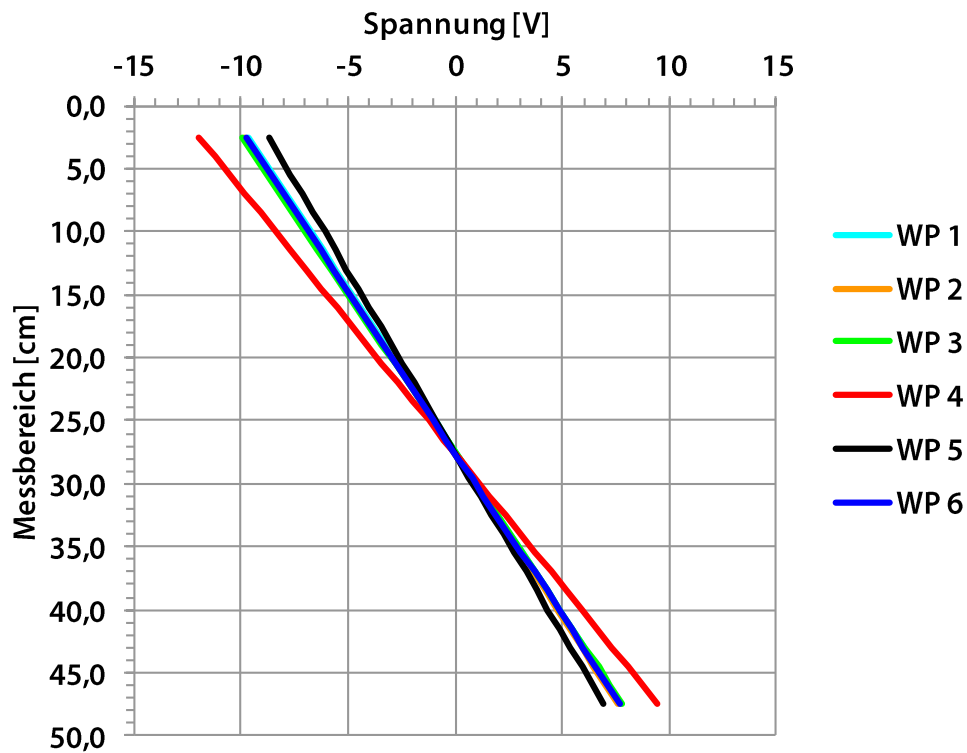


Abb. 4.23: Kalibrierte Wellenpegel mit verstelltem Spannungsbereich am Hauptverstärker

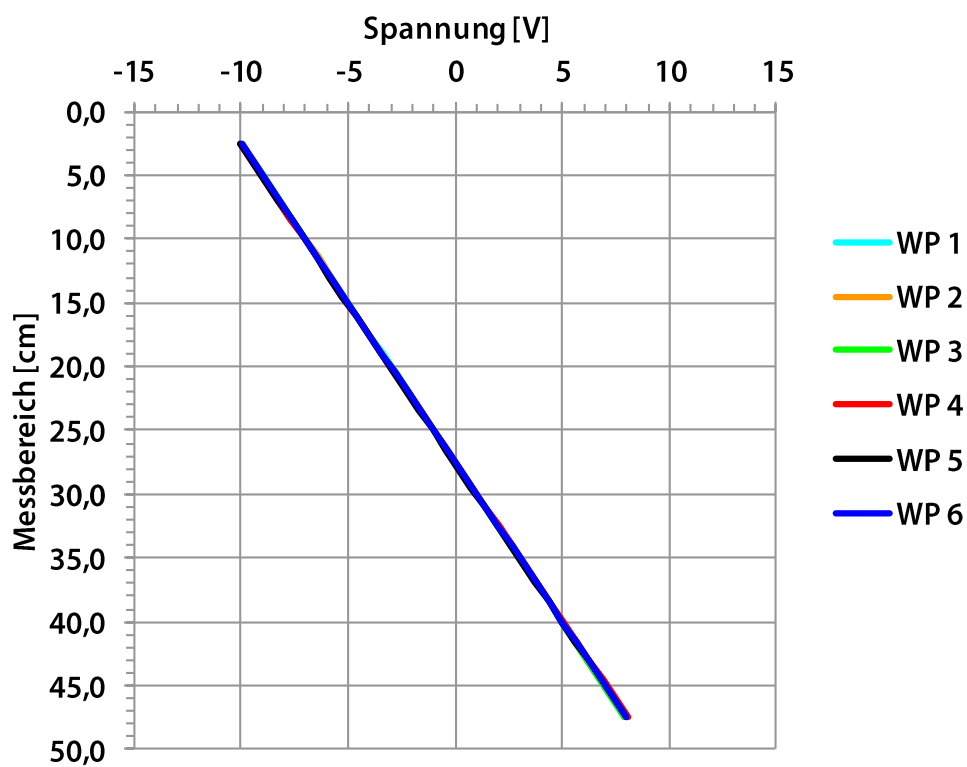


Abb. 4.24: Neukalibrierung der Wellenpegel und des Hauptverstärkers



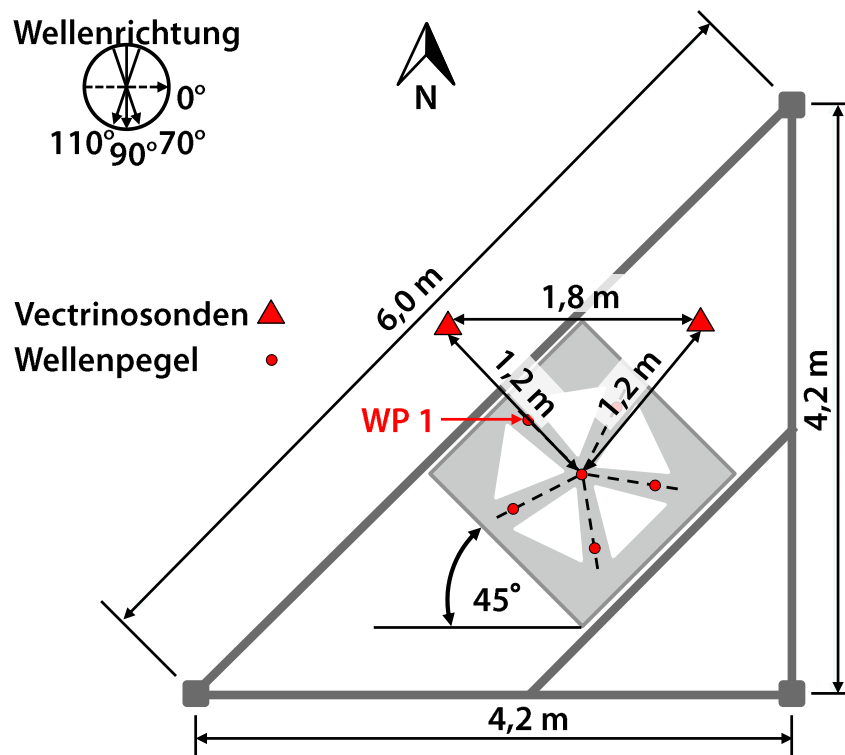


Abb. 4.25: Schematische Darstellung der Haltekonstruktion des CERC6-Wellenpegelfelds

Das WPF mit der Haltekonstruktion wurde über Messposition B4 installiert. Dabei waren zwei Standbeine der Haltekonstruktion südlich vom WPF angeordnet, damit nur ein Standbein zwischen Wellenmaschine und WPF und zwischen Strömungseinlass und WPF lag. Das WPF war dadurch um  $45^\circ$  zur Wellenmaschine gedreht. Die ADV-Sonden waren nördlich vom WPF in einer Entfernung von 85 cm angeordnet, um eine gegenseitige Beeinflussung der Sonden und WP zu vermeiden.

Für das Versuchsprogramm wurden drei Wellenkonfigurationen im Übergangsbereich festgelegt (s. Abb. 4.26 und Tab. 4.2). Die drei Wellenperioden betragen  $T_1 = 1,2$  s,  $T_2 = 1,6$  s und  $T_3 = 2,0$  s und wurden ebenfalls bei den Wellen-Strömungsversuchen verwendet (s. Kap. 4.4.5). Die Wellenhöhen wurden so ausgewählt, dass bei variierenden Wellenperioden eine einheitliche Wellensteilheit  $H/L = 0,0315$  erreicht werden sollte und sie im Bereich der Wellentheorien Stokes II lagen. Diese Bedingung wurde mit den Wellenhöhen  $H_1 = 0,066$  m,  $H_2 = 0,103$  m und  $H_3 = 0,139$  m erfüllt. Es muss aber erwähnt werden, dass die Wellenperioden  $T_2$  und  $T_3$  zwar im Stokes II Bereich liegen, sie aber auch im Fall von  $T_2$  an der Grenze zur Stromfunktionstheorie und bei  $T_3$  im Stromfunktionstheoriebereich sowie an der Grenze zu Stokes III lagen.

Für die festgelegten Wellenparameter musste noch der Umkreisradius im WPF eingestellt werden. Dazu wurde Gl. (4.2) verwendet, bei der das Verhältnis des Durchmessers  $D$  des Umkreisradius  $r$  zur Wellenlänge  $L$  zwischen den Grenzen 0,1 und 0,45 liegen muss.

$$0,1 < \frac{D}{L} < 0,45 \quad (4.2)$$

mit:  $D$  = Durchmesser im WPF [m]  
 $L$  = Wellenlänge [m]

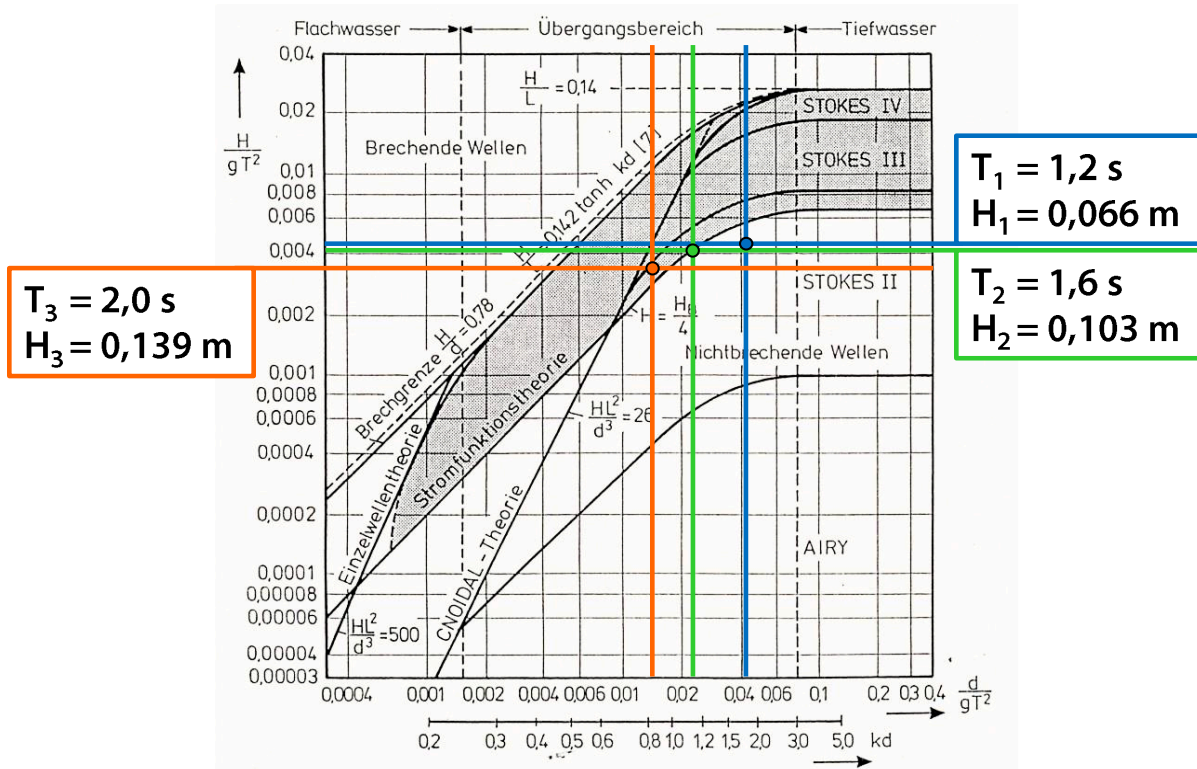


Abb. 4.26: Wellentheoriebereiche der gewählten Wellenparameter (nach SPM 1984)

In Tab. 4.12 sind die maximalen und minimalen Wellenperioden bzw. -längen für die gewählten Umkreisradien 0,10 m, 0,20 m, 0,30 m, 0,40 m und 0,50 m dargestellt. Die Wellenlängen wurden mit der Dispersionsgleichung (s. Gl. (4.3)) berechnet.

$$L = \frac{g \cdot T^2}{\omega} \cdot \tanh(k \cdot d)$$

- mit:
- $T$  = Wellenperiode [s]
  - $\omega$  = Kreisfrequenz [1/s]
  - $k$  = Wellenzahl [1/m]
  - $d$  = Wassertiefe [m]
  - $g$  = Erdbeschleunigung [m/s<sup>2</sup>]
- (4.3)

Die Tabelle gibt somit ausgewählte Messbereiche des WPF an. Für die Wellenperioden  $T_1$ ,  $T_2$  und  $T_3$  wurde ein Umkreisradius  $r = 0,30$  m gewählt und die Bedingung in Gl. (4.2) erfüllt. Damit ergibt sich die Seitenlänge  $a = 0,35$  m und die Diagonale  $d = 0,57$  m. Die Abstände zwischen den WP ist beispielhaft in Abb. 4.27 dargestellt.

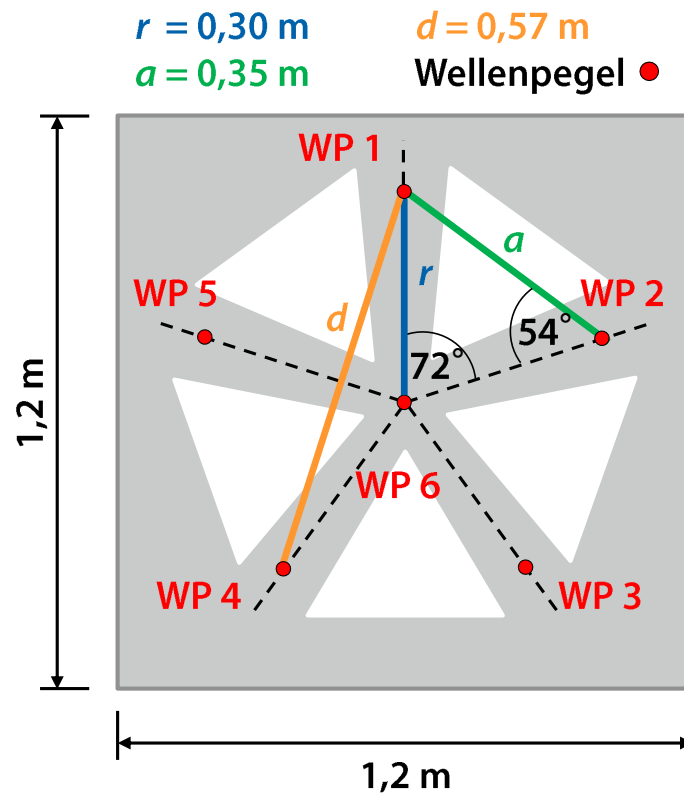


Abb. 4.27: Schematische Darstellung des CERC6-WPF mit Angaben über Umkreisradius  $r$ , Seitenlänge  $a$  und Diagonale  $d$

Für die Vectrino Plus Sonden sind die Einstellungen der Messrate, der transmit length des Pulses, das sampling volume und die Stärke des Pulses Tab. 4.13 dargestellt und wurden gegenüber den Strömungsversuchen nicht geändert (s. Kap. 4.4.3).

Tab. 4.12: Messbereich des CERC6-WPF in Abhängigkeit von Umkreisradius und Wellenlänge

Wassertiefe $d$ [m]	Wellenperiode $T$ [s]	Wellenlänge $L$ [m]	Umkreisradius $r$ [m]	Durchmesser $D$ [m]	$D/L$ [-]
0,60	1,10	1,80	0,10	0,20	0,11
0,60	0,54	0,46	0,10	0,20	0,44
0,60	1,70	4,51	0,20	0,40	0,11
0,60	0,76	0,91	0,20	0,40	0,44
0,60	2,40	5,50	0,30	0,60	0,11
0,60	0,94	1,35	0,30	0,60	0,44
0,60	3,10	15,0	0,40	0,80	0,11
0,60	1,10	1,89	0,40	0,80	0,44
0,60	3,80	9,08	0,50	1,00	0,11
0,60	1,26	2,27	0,50	1,00	0,44

Wie bei den Strömungsversuchen musste ebenfalls für die Wellenversuche ohne Strömung der maximal zu erwartende Geschwindigkeitsbereich für die NVR-Einstellung ermittelt werden. Das Ergebnis ist in Tab. 4.14 dargestellt und zeigt, dass für die drei gewählten Wellenkonfigurationen eine einzige Einstellung verwendet werden konnte. Gemessen wurde bei den Wellenversuchen ohne Strömung in Höhe der Messtiefen  $m_3$  und  $m_4$ .

Tab. 4.13: Vectrino Plus Einstellungen bei den Wellenversuchen

Vectrino Plus	
Messrate	100 Hz
transmit length	2,4 mm
sampling volume	9,1 mm
power level	high

Tab. 4.14: NVR der Vectrino Plus Sonden bei den Wellenversuchen

Wassertiefe	$d_1 = 0,60$ m
Messtiefe	$m_3$ und $m_4$
Pumpenfrequenz [Hz]	NVR [m/s]
-	0,3

Für die drei Wellenperioden wurden bei gleichbleibender Wassertiefe unterschiedliche Wellenrichtungen regelmäßiger Wellen getestet. Hierbei ist  $\theta = 0^\circ$  so definiert, dass es die Richtung der Hauptströmung von Westen nach Osten angibt und eine Wellenrichtung von  $\theta = 90^\circ$  senkrecht zur Strömung verläuft (s. Abb. 4.30). Die Wellenrichtung wurden schrittweise um  $10^\circ$  von  $\theta = 50^\circ$  bis  $\theta = 140^\circ$  variiert, um ein möglichst breites Spektrum der in Frage kommenden Wellenrichtungen und deren Auswirkung auf das Verhalten im Wellenbecken untersuchen zu können. Die Abb. 4.28 zeigt den Versuchsaufbau für die Wellenversuche und die wichtigsten Versuchsparameter.

Das durchgeführte Versuchsprogramm ist in Tab. 4.15 abgebildet. Die Tabelle stellt eine Übersicht der vier benötigten Versuchsparameter dar. Oben ist die Wassertiefe  $d$  und die Wellenrichtung  $\theta$  dargestellt, so dass alle untergeordneten Spalten einer Wassertiefe und zudem jede Spalte einer Richtung zugeordnet ist. Auf der linken Seite werden die Wellenperioden  $T$  und auf der rechten Seite die Wellenhöhen  $H$  für die jeweilige Zeile definiert.

Tab. 4.15: Versuchsprogramm der Wellenversuche ohne Strömungen

		Wassertiefe $d$ [m] und Wellenrichtung $\theta$ [°]											
		0,60											
		50	60	70	80	90	100	110	120	130	140		
Wellenperiode $T$ [s]	2,0		X	X	X	X	X	X	X	X		Wellenhöhe $H$ [m]	0,139
	1,6		X	X	X	X	X	X	X	X	X		0,103
	1,2	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X		0,066
	0,86		X			X			X				0,037

So können mit Hilfe der Tabelle die Versuchskonfigurationen mit den maßgebenden Parametern dargestellt werden. Zudem sind die durchgeführten Versuche mit einem 'X' gekennzeichnet. Mit diesem Versuchsaufbau und -programm konnte das Wellenverhalten systematisch untersucht werden.

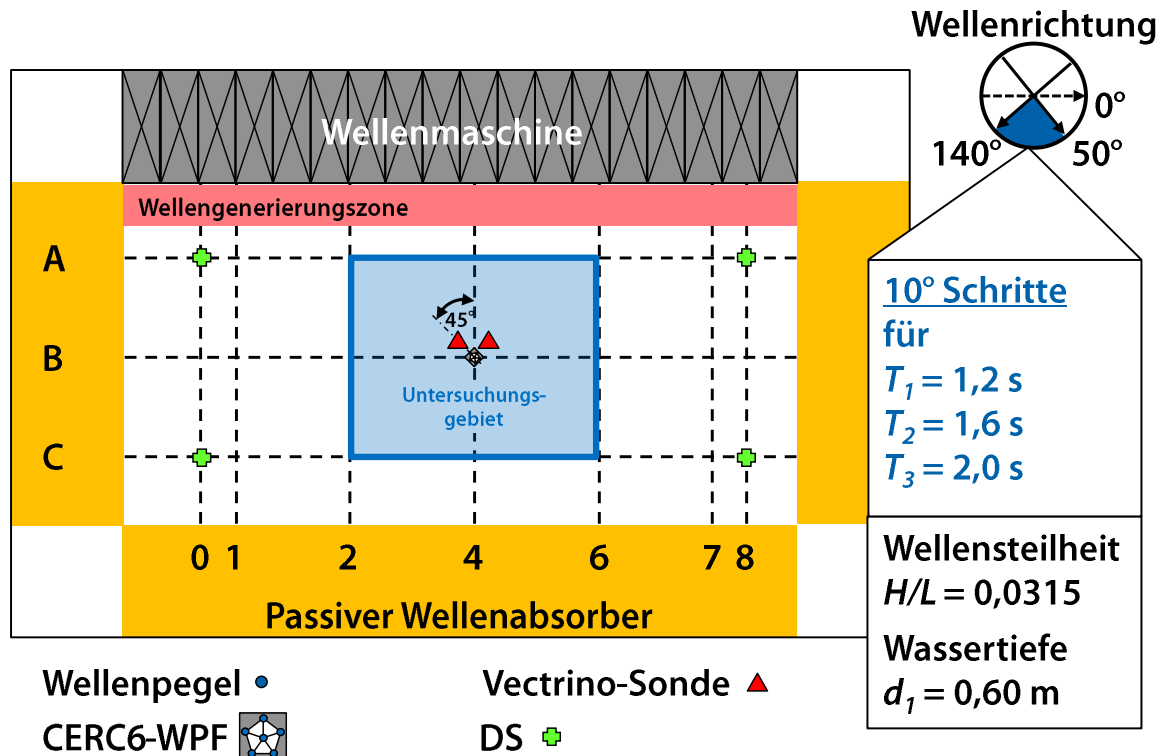


Abb. 4.28: Untersuchungsgebiet mit Wellenpegelfeld im Zentrum an Messposition B4

#### 4.4.5 Wellen-Strömungsversuche

Im letzten Schritt der physikalischen Modellversuche wurden die Wellen-Strömungsversuche durchgeführt. Der Versuchsaufbau für die Wellen-Strömungsversuche war der gleiche wie bei den Wellenversuchen ohne Strömung (s. Kap. 1.4.2). Das Wellen-Strömungsverhalten wurde ebenfalls im Zentrum des Untersuchungsgebiets an Messposition B4 untersucht. Dabei wurde dasselbe WPF mit der Halterungskonstruktion den zwei VECTRINO Plus Sonden verwendet. Ebenfalls waren die vier DS im Wellen-Strömungsbecken installiert.

Es wurden die gleichen Wellenperioden  $T_1 = 1,2\text{ s}$ ,  $T_2 = 1,6\text{ s}$  und  $T_3 = 2,0\text{ s}$  untersucht, die auch bei den Wellenversuchen (s. Kap. 4.4.4) untersucht wurden. Ebenso wurde die gleiche Wassertiefe  $d_1 = 0,6\text{ m}$ , Wellensteilheit  $H/L = 0,0315$  und Wellenhöhen  $H_1 = 0,066\text{ m}$ ,  $H_2 = 0,103\text{ m}$  und  $H_3 = 0,139\text{ m}$  ausgewählt, die von der Wellenmaschine eingesteuert wurden. Anhand der Auswertung der Wellenversuche ohne Strömung (s. Kap. 6) wurden drei Wellenrichtungen  $\theta_1 = 70^\circ$ ,  $\theta_2 = 90^\circ$  und  $\theta_3 = 110^\circ$  für die Wellen-Strömungsversuche festgelegt. Für die Fördermengen der Strömungsanlage wurden die minimale, maximale und mittlere Fördermenge  $Q_{P,1} = 1,5\text{ m}^3/\text{s}$ ,  $Q_{P,3} = 3,0\text{ m}^3/\text{s}$ ,  $Q_{P,5} = 5,0\text{ m}^3/\text{s}$  ausgewählt. Die dazugehörigen mittleren Strömungsgeschwindigkeit an Messposition B4 sind  $\bar{u}_1 = 0,18\text{ m/s}$ ,  $\bar{u}_3 = 0,30\text{ m/s}$  und  $\bar{u}_5 = 0,45\text{ m/s}$  und können Kap. 5 entnommen werden. In Abb. 4.29 ist der Versuchsstand bei den Wellen-Strömungsversuchen an Messposition B4 bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_5 = 0,45\text{ m/s}$  und Wellenperiode  $T_3 = 2,0\text{ s}$  dargestellt.

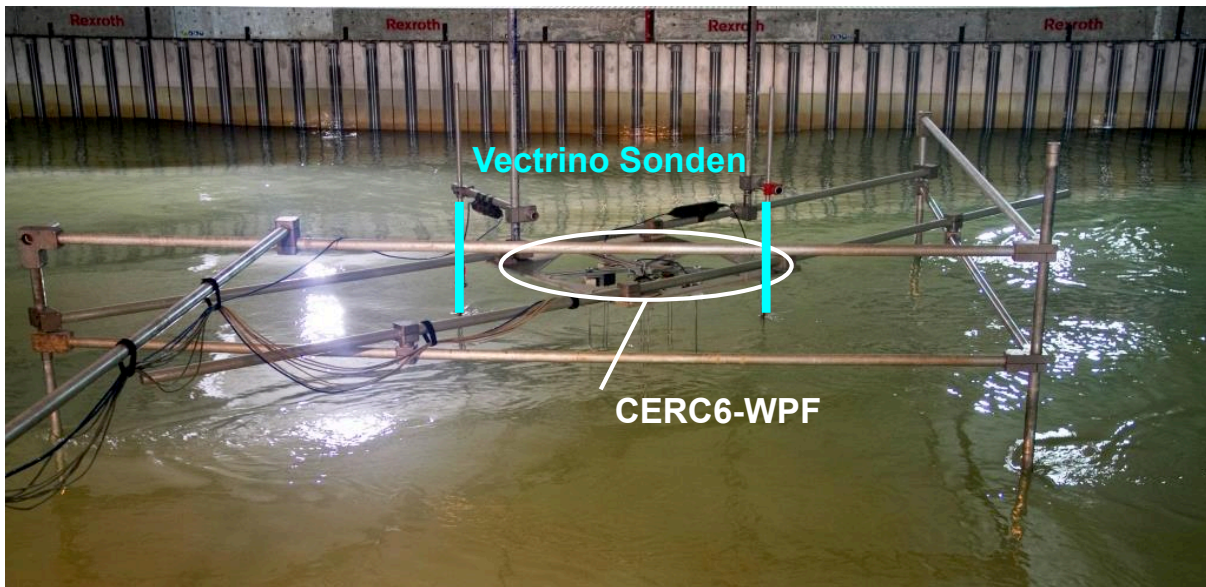


Abb. 4.29: Wellen-Strömungsversuch an Messposition B4 bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_5 = 0,45$  m/s und Wellenperiode  $T_3 = 2,0$  s

Das durchgeführte Versuchsprogramm ist in Tab. 4.16 abgebildet. Die Tabelle stellt, ebenso wie Tab. 4.15 eine Übersicht der vier benötigten Versuchsparameter sowie den fünften Parameter, die mittlere Strömungsgeschwindigkeit dar. Oben ist wieder die Wassertiefe  $d$  und die Wellenrichtung  $\theta$  dargestellt, so dass alle untergeordneten Spalten einer Wassertiefe und zudem jede Spalte für eine Richtung stehen. Unten stehen nun für die Spalten die verwendeten mittleren Strömungsgeschwindigkeiten  $\bar{u}_1 = 0,18$  m/s,  $\bar{u}_2 = 0,30$  m/s und  $\bar{u}_3 = 0,45$  m/s. Auf der linken Seite werden die Wellenperioden  $T$  und auf der rechten Seite die Wellenhöhen  $H$  für die jeweilige Zeile definiert.

Tab. 4.16: Versuchsprogramm der Wellen-Strömungsversuche

Wassertiefe $d$ [m] und Wellenangriffswinkel $\theta$ [°]										
0,60										
70 90 110 70 90 110 70 90 110										
Wellenperiode $T$ [s]	2,0	X	X	X	X	X	X	X	X	Wellenhöhe $H$ [m]
	1,6	X	X	X	X	X	X	X	X	0,139
	1,2	X	X	X	X	X	X	X	X	0,103
		0,18			0,30			0,45		
mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}$ [m/s]										

So können mit Hilfe der Tab. 4.16 die Versuchskonfigurationen der Wellen-Strömungsversuche dargestellt und die durchgeführten Versuche mit einem 'X' gekennzeichnet werden. Abb. 4.30 zeigt den schematischen



Versuchsaufbau der Wellen-Strömungsversuche mit den Messinstrumenten, der Strömungsrichtung, den drei Wellenrichtungen  $\theta_i$ , der Wassertiefe  $d_i$  und den drei mittleren Strömungsgeschwindigkeiten  $\bar{u}_i$ .

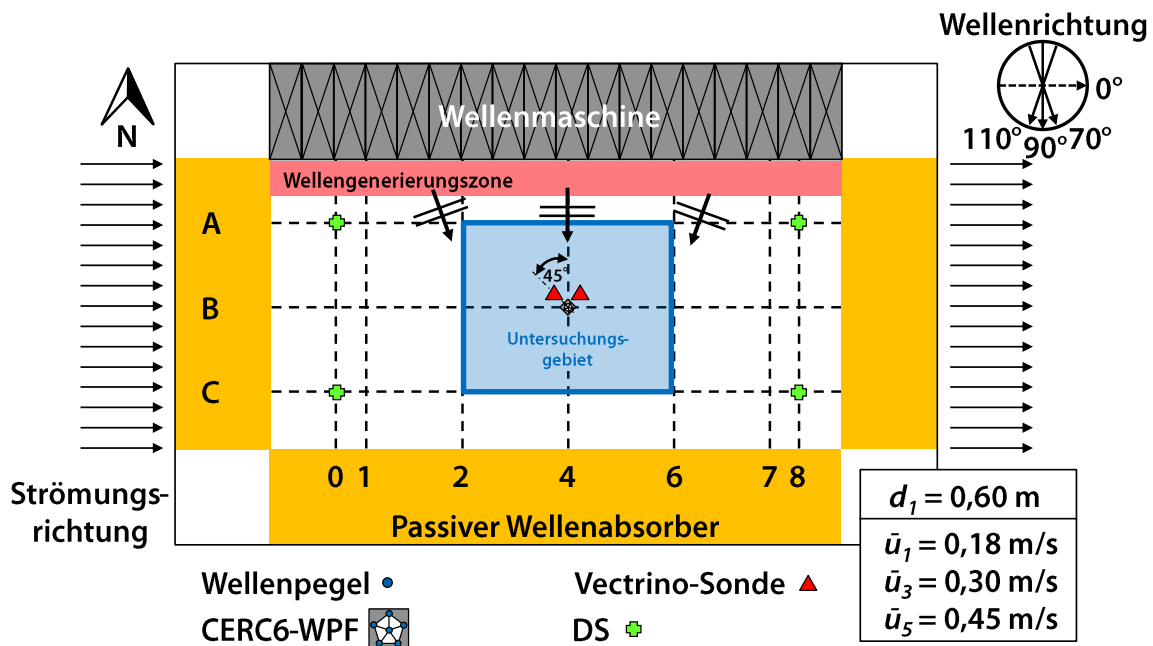


Abb. 4.30: Untersuchungsgebiet mit Wellenpegelfeld und Vectrino Sonden im Zentrum an Messposition B4 für die Wellen-Strömungsversuche

Die mit der Wellenmaschine eingesteuerten Wellenkonfigurationen wurden gegenüber den Konfigurationen der Wellenversuche ohne Strömung nicht geändert, so dass für das WPF derselbe Umkreisradius  $r = 0,30$  m für die WP gewählt wurde. Die Kalibrierung der WP erfolgte ebenfalls wie bei den Wellenversuchen ohne Strömung.

Die Einstellungen der zwei Vectrino Plus Sonden bei den Wellen-Strömungsversuchen mussten so erfolgen, dass die Vergleichbarkeit zu den Strömungs- und Wellenversuchen gegeben war und die Strömungs- und Orbitalgeschwindigkeiten gleichzeitig gemessen werden konnten. Daher wurden die Einstellungen der Messrate, der transmit length, das sampling volume und die Stärke des Pulses nicht verändert (s. Tab. 4.17). Die Auswertung der Strömungs- und Wellenversuche (s. Kap. 5.2 und 5.3) ergab, dass die NVR bei den Wellen-Strömungsversuchen ebenfalls konstant bei  $\pm 0,3$  m/s eingestellt werden kann (s. Tab. 4.18).

Tab. 4.17: Vectrino Plus Einstellungen bei den Wellen-Strömungs-Versuchen

Vectrino Plus	
Messrate	100 Hz
transmit length	2,4 mm
sampling volume	9,1 mm
power level	high

Tab. 4.18: NVR der Vectrino Plus Sonden bei den Wellen-Strömungs-Versuchen

Wassertiefe	$d_1 = 0,60$ m
Messtiefe	$m_3$ und $m_4$
Pumpenfrequ. [Hz]	NVR [m/s]
15	0,3
30	0,3
50	0,3

## 5 Auswertung der Strömungsversuche

In diesem Kapitel wird schrittweise beschrieben, wie die Daten hinsichtlich der Strömungsgeschwindigkeit und der Turbulenzintensität (RMS-Werte), die im Rahmen des Projektes Seele erhoben wurden, ausgewertet wurden und welche Methoden dabei Anwendung gefunden haben. Die Auswertung beginnt mit einer Sichtung der aufgezeichneten Geschwindigkeitswerte über die Zeit, welche ein erstes Indiz für die Qualität einer Messung herangezogen werden kann. Dabei dienen objektive Qualitätskriterien wie der SNR- (Signal to Noise Ratio) und der Korrelationswert als Kontrollwerte für die Qualität der Messungen. Nachdem diese Schritte zur Qualitätsprüfung vollzogen wurden, erfolgt die Auswertung von Geschwindigkeits- und Turbulenzintensitätsverteilungen. Ergänzend erfolgt ein Vergleich zur Literatur. Abschließend findet eine kritische Analyse statt, in der Gründe für die Diskrepanz zwischen den in Modellversuchen erhobenen Daten und der Literatur erläutert werden.

### 5.1 Auswertung der Messdaten

Bereits während der Versuchsdurchführung wurde darauf geachtet, dass die Qualitätskriterien SNR und Korrelation über den vom Hersteller empfohlenen Grenzwerten liegen. Die tatsächliche Qualität einer Messung offenbart sich jedoch erst bei der detaillierten Auswertung. Das Vorgehen zur Auswertung wird in den Kap. 5.1.1 bis Kap. 5.1.4 beschrieben bevor in den folgenden Kapiteln die Daten hinsichtlich Strömungsgeschwindigkeit und Turbulenzintensität analysiert werden.

Die im Folgenden verwendeten Beispiele sind jeweils exemplarisch, wobei die einzelnen Analyseschritte für jeden Versuch individuell durchgeführt wurden.

#### 5.1.1 Strömungsgeschwindigkeiten

Die erste Betrachtung bei der Auswertung einer Geschwindigkeitsmessung einer turbulenten Strömung gilt i.d.R. der Strömungsgeschwindigkeit (s. Abb. 5.1). Es deutlich sichtbar, wie die Strömungsgeschwindigkeit fluktuiert. Diese Fluktuationen können als einzelne Geschwindigkeitswerte wie in Abb. 5.1 sichtbar etwa 50 % um den Mittelwert schwanken oder wie in Abb. 5.2 erkennbar, als Ausreißer über 180 % vom Mittelwert abweichen.

Die Gründe für die Ausbildung unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten sind vielfältig. Ein Grund sind Turbulenzen. Eine erhöhte Turbulenz ist auch durch fluktuierende Geschwindigkeitswerte identifizierbar. Dabei ist es physikalisch durchaus möglich, dass die Geschwindigkeitswerte zeitweise negativ sind. Dies ist der Fall wenn die Geschwindigkeit im Rücklauf eines Wirbels erfasst wird.

Im vorliegenden Beispiel gilt es jedoch einen weiteren Aspekt zu beachten. Die Qualität der Messung ist aufgrund eines falschen Phasenwinkels der Messpulse in Abb. 5.2 geringer. Dies hat zur Folge, dass zum einen die COR-Werte (s. Kap. 4.3.1) in diesem Versuch sehr schlecht sind und es zum anderen zu fehlerhaften Geschwindigkeitsmessungen kommt, die in Abb. 5.2 als Ausreißer (Spikes) erkennbar sind.

Da solche Ausreißer die Ergebnisse der weiteren Analyse verfälschen, werden diese mithilfe von Filtern entfernt und ersetzt. Um welche Filter es sich dabei handelt und wie diese angewendet wurden, wird im nachfolgenden Abschnitt erläutert.

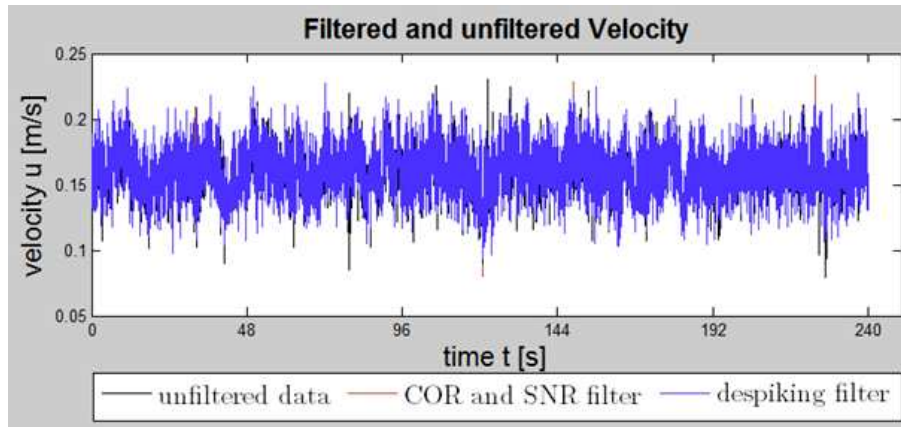


Abb. 5.1: Strömungsgeschwindigkeit (Versuch 1010, Position A4)

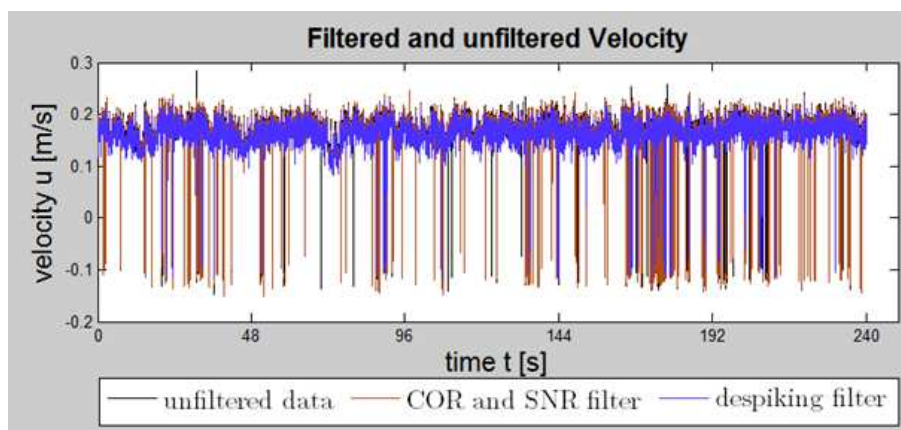


Abb. 5.2: Strömungsgeschwindigkeit (Versuch 1010, Position B4)

### 5.1.2 Filterkriterien

Für die qualitative Auswertung der Rohdaten werden die bereits angesprochenen Filter SNR und COR angewendet. Der Hersteller der ADV-Sonden, die Fa. Nortek, gibt für die korrekte Anwendung der Geräte Grenzwerte vor. Die vorgegebenen Grenzwerte für die Vectrino Plus ADV-Sonde liegen bei einem minimalen SNR-Wert von 15 dB und einem minimal zulässigen COR-Wert von 80 %. Bei der Vectrino Profiler ADV-Sonde ist ein Minimum von 30 dB für SNR und 90 % COR gefordert. Entsprechen die Messwerte der jeweiligen Geschwindigkeitsmessung nicht den Grenzwerten werden diese entfernt und später ersetzt.

Abb. 5.3 zeigt die zugehörigen SNR- und COR-Werte zu der in Abb. 5.2 dargestellten Strömungsgeschwindigkeit (Versuch 1010, Position B4). Die Messung erfolgte bei diesem Versuch mit dem Vectrino Profiler. Wie in Abb. 5.3 zu erkennen, liegt der grün eingezeichnete SNR-Wert zwar größtenteils über 30 dB, jedoch 20% der Messdaten erfüllen das Qualitätskriterium nicht und werden demzufolge aussortiert. Die aussortierten Werte sind in der Abbildung schwarz dargestellt.

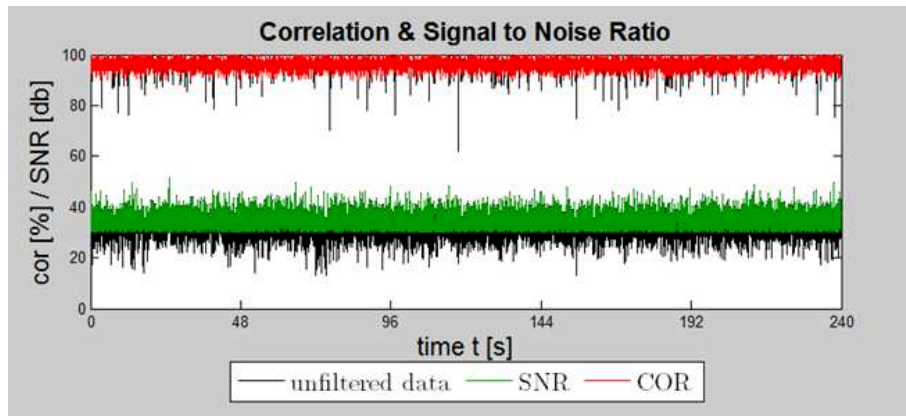


Abb. 5.3: Zeitreihe mit SNR- (grün) und Correlation-Werten (rot) (Versuch 1010, Position B4)

Im nächsten Schritt wird der Despiking-Filter angewendet, der auf der Phase-Space Threshold method (PST) basiert, die bereits in Kap. 2.1.4 erläutert wurde. Liegen die Datenpunkte außerhalb eines vorgegebenen Ellipsoids, werden diese entfernt.

Ersetzt werden die entfernten Werte mithilfe einer 12-Punkte-Polynom-Interpolation. Hierbei werden die mangelhaften Daten durch ein Polynom ersetzt, das sich bestmöglich in die entstandene Lücke einpasst. Eine ausführliche Betrachtung und weitere Erläuterungen zur Entfernung von Spikes und wie diese zu handhaben ist, findet sich in Goring und Nikora 2002.

### 5.1.3 Weitere Qualitätskriterien

Durch die Anwendung der Qualitätsfilter ergibt sich die in Abb. 5.4 dargestellte Strömungsgeschwindigkeit. Zum Vergleich findet sich diese bereits in Abb. 5.1, jedoch ist die Zeitreihe diesmal durch die Darstellung des Mittelwertes und den Median ergänzt. Nicht mehr dargestellt sind die Zeitreihen vor Anwendung der Qualitätsfilter. Mittelwert und Median weisen eine Abweichung von 0,17 % zueinander auf. Die beiden Werte sind in diesem Beispiel sehr ähnlich, was aber nicht für jeden Versuch der Fall ist. Die Begründung liegt in der Verteilung der Fluktuationen, die gleichmäßig um den Mittelwert von 0,1602 m/s verteilt sind. Wie gleichmäßig die Fluktuationen um den Mittelwert verteilt sind, lässt sich ebenfalls aus der relativen Häufigkeitsverteilung erkennen (s. Abb. 5.5). An ihr lässt sich ablesen, wie häufig ein bestimmter Geschwindigkeitswert in der gemessenen Zeitreihe im Verhältnis zur Gesamtzahl der Geschwindigkeitswerte vorkommt. Dargestellt ist die relative Häufigkeitsverteilung in Prozent für alle auftretenden Geschwindigkeitswerte, aufgeteilt in eine Schrittweite von 2 mm/s. Betrachtet wird die Geschwindigkeit in x-Richtung (positive Strömungsrichtung von links nach rechts). Die relative Häufigkeitsverteilung für den Versuch 1010 an Position A4 entspricht in diesem Fall in etwa einer Gauß'schen Normalverteilung.

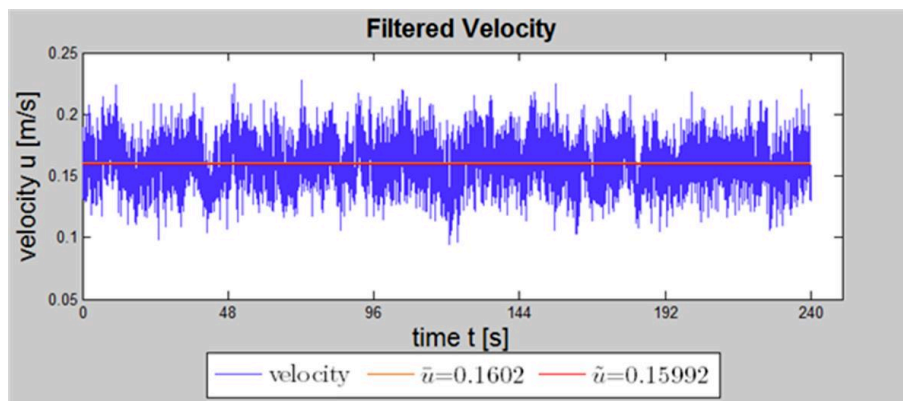


Abb. 5.4: Strömungsgeschwindigkeit (Versuch 1010, Position A4) mit Mittelwert (orange) und Median (rot)

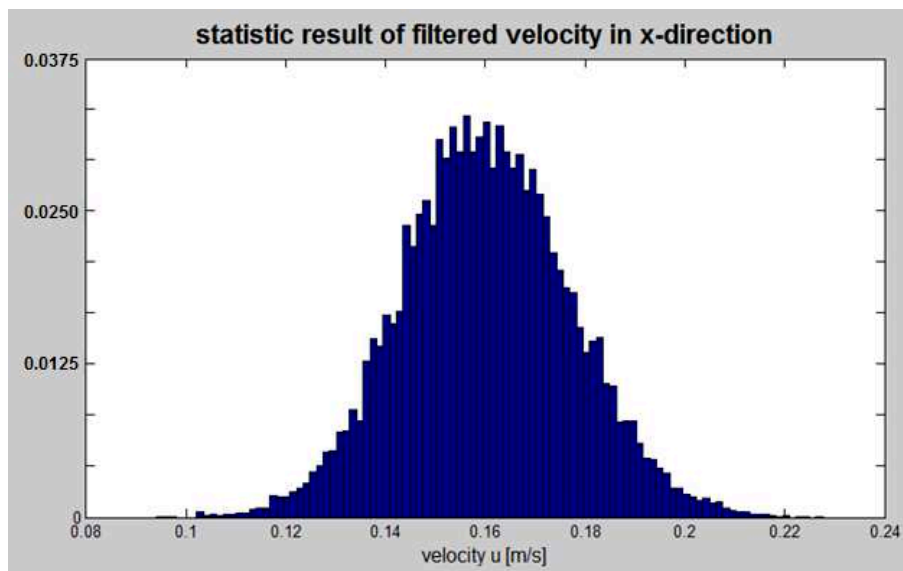


Abb. 5.5: Relative Häufigkeitsverteilung (Versuch 1010, Position A4)

Als weiteres Beispiel wird Versuch 1047 an der Position C4 aufgeführt. Dieser Versuch unterscheidet sich deutlich von dem vorangegangenen Beispiel, wie in Abb. 5.6 und Abb. 5.7 erkennbar ist. Abb. 5.7 zeigt die Strömungsgeschwindigkeit mit den zugehörigen Werten der SNR und COR sowie die Zeitreihe die aus der Anwendung des Despiking-Filters resultiert. Abb. 5.6 zeigt die Verteilung der relativen Häufigkeit. Die Häufigkeitsverteilung von Versuch 1047 an der Position C4 weist zwei Maxima auf. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass die Velocity Range der ADV-Sonde nicht richtig gewählt ist und die Phasenverschiebung des zweiten Pulses teilweise größer als eine volle Periode ist, sodass eine falsche Geschwindigkeit aufgezeichnet wurde. Dies führt dazu, dass neben der korrekten mittleren Geschwindigkeit von ca. 0,12 m/s ein zweites Maximum mit einer mittleren Geschwindigkeit von -0,07 m/s, angegeben wird. Ein negativer Wert für die Geschwindigkeit ist jedoch physikalisch unsinnig, da dies eine Strömung entgegen der vorgesehenen Fließrichtung bedeuten würde.

Um auszuschließen, dass tatsächlich keine negativen Geschwindigkeitswerte in der Zeitreihe auftauchen, werden sowohl die Strömungsgeschwindigkeit als auch die SNR- und COR-Werte betrachtet (s. Abb. 5.7). Wie im vorangegangenen Beispiel ist eine deutliche Fluktuation einzelner Werte erkennbar. Ein solcher

sprunghafter Wechsel der Geschwindigkeit, bzw. ein abrupter Richtungswechsel, kann an dieser Stelle ausgeschlossen werden, da es physikalisch nicht möglich ist. Somit liegt die Vermutung nahe, dass die aufgezeichnete Strömungsgeschwindigkeit fehlerhaft ist.

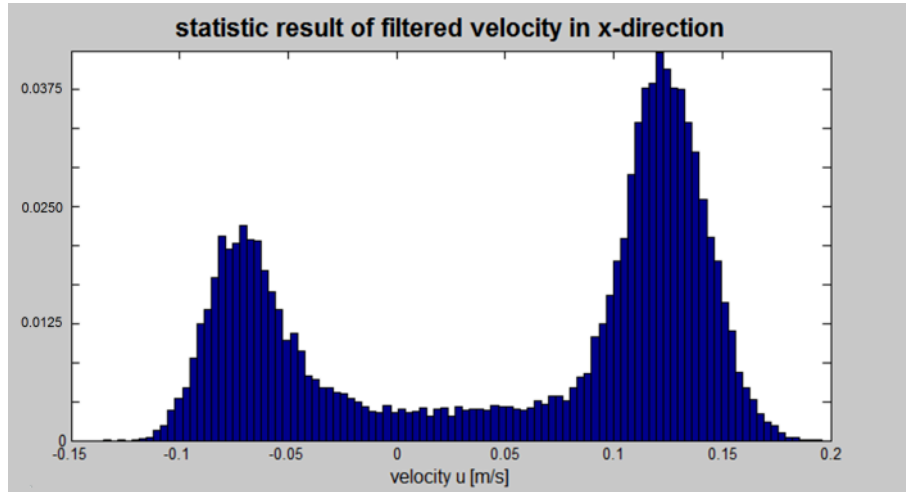


Abb. 5.6: Relative Häufigkeitsverteilung (Versuch 1047, Position C4)

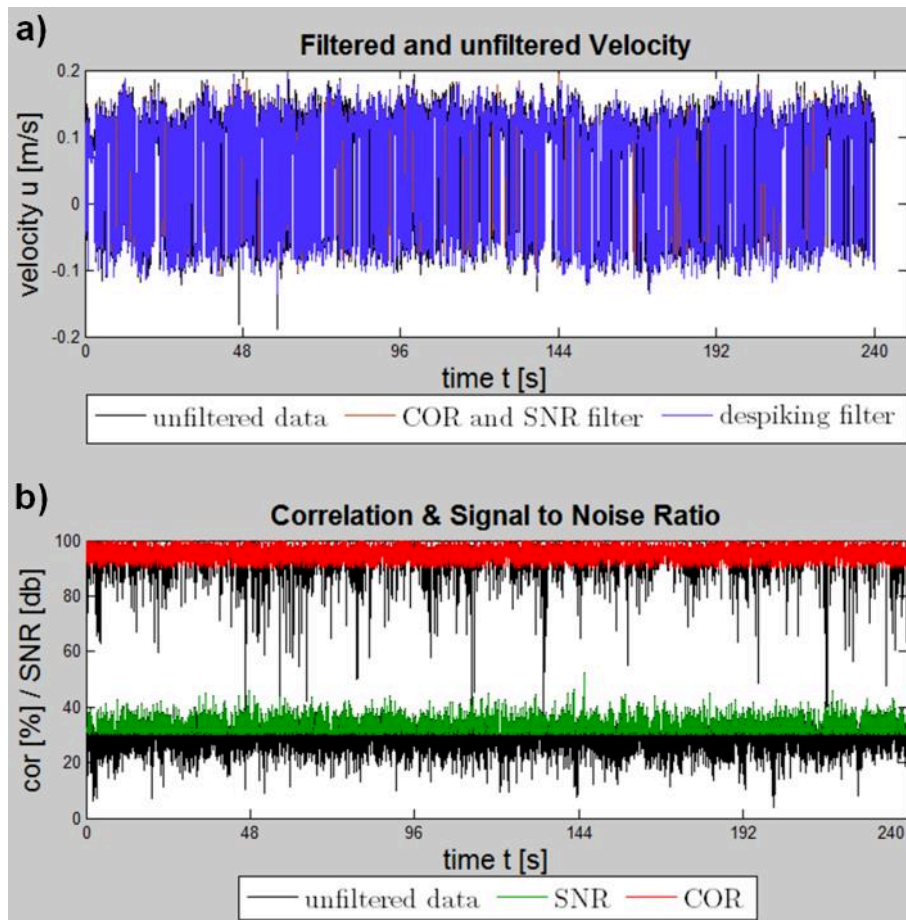


Abb. 5.7: a) Strömungsgeschwindigkeit; b) SNR- (grün) und Correlation Werten (rot) (Versuch 1047, Position C4)



Diese Vermutung wird durch die SNR- und COR-Werte zusätzlich bekräftigt. So liegen 54 % der Daten unterhalb der Qualitätskriterien von 30 dB für den SNR-Wert und 90 % für den COR-Wert. Die Daten, die nicht den Qualitätskriterien entsprechen werden aussortiert und aus der Zeitreihe entfernt. Bei einer großen Anzahl an fehlerhaften Daten ist eine weitergehende Analyse nur noch bedingt sinnvoll. Für den Fall das Messungen aufgrund mangelnder Qualität nicht valide sind, wird auf die Wiederholungsmessungen zurückgegriffen.

#### 5.1.4 Messdauer

Die abschließende Prüfung zur Qualität der Daten gilt der Messdauer der jeweiligen Versuche. Es soll überprüft werden, ob die Messdauer von 240 Sekunden ausreichend lang ist, um auftretende Turbulenzprozesse angemessen abzubilden. Dazu werden in Anlehnung an Muste et al. 2004 die Mittelwerte der Turbulenz und der mittleren Geschwindigkeit über die Zeit aufgetragen (s. Abb. 5.8).

Nach anfänglichen Fluktuationen sowohl bei der mittleren Geschwindigkeit als auch bei der Intensität bzw. RMS-Wert sind für den vorliegenden Versuch 1010 ab ca. 50 Sekunden geringe Änderungen der erfassten Werte zu verzeichnen. Diese Form der Darstellung lässt darauf schließen, dass eine Messdauer von 240 Sekunden als ausreichend betrachtet werden kann.

Neben dieser subjektiven Betrachtungsweise (das Problem dieser Form der Analyse wurde bereits in Kap. 2.1.4 angesprochen) kann auch die Messgenauigkeit des verwendeten Vectrino Profilers herangezogen werden. Diese liegt laut Hersteller bei 0,5 % der gemessenen Geschwindigkeit  $\pm 1 \text{ mm/s}$  (Nortek AS 2013a). Im dargestellten Beispiel (s. Abb. 5.8) beträgt die mittlere Fließgeschwindigkeit  $0,16013 \text{ m/s}$ , woraus sich die Messgenauigkeit wie folgt ergibt:

$$\text{untere Grenze: } 0,16013 \frac{\text{m}}{\text{s}} - \left( 0,16013 \frac{\text{m}}{\text{s}} * 0,005 + 0,001 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) = 0,158329 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (5.1)$$

$$\text{obere Grenze: } 0,16013 \frac{\text{m}}{\text{s}} + \left( 0,16013 \frac{\text{m}}{\text{s}} * 0,005 + 0,001 \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) = 0,161931 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (5.2)$$

Abb. 5.8 zeigt, dass bereits nach ca. 18 Sekunden die mittlere Geschwindigkeit innerhalb der Messgenauigkeit liegt. Aus den Gl. (5.1) und Gl. (5.2) zur Ermittlung der Messgenauigkeit lässt sich zudem erkennen, dass die Messgenauigkeit mit Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit abnimmt. Auch die Fälle der hohen Fließgeschwindigkeiten sind untersucht worden, mit dem Ergebnis, dass eine Messdauer von 240 Sekunden als mehr als ausreichend betrachtet werden kann.

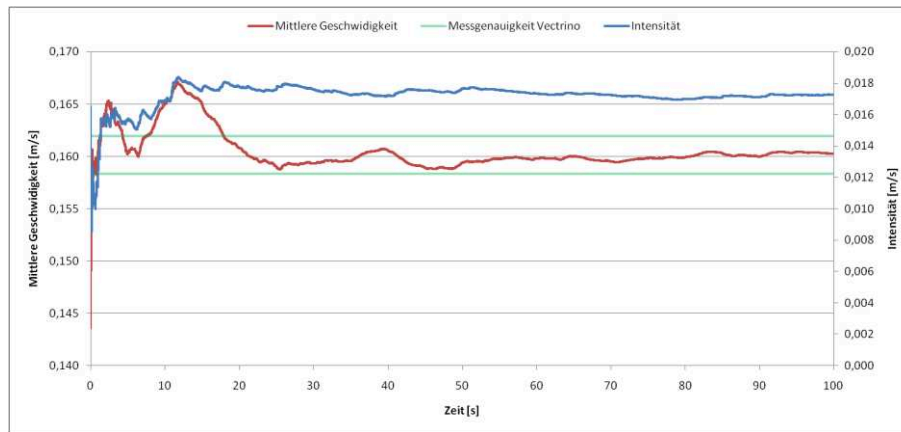


Abb. 5.8 Mittlere Geschwindigkeit und Intensität über die Zeit (Versuch 1010, Position A4)

### 5.1.5 Mittlere Fließgeschwindigkeiten

Der nächste Schritt der Auswertung ist die graphische Darstellung der mittleren Geschwindigkeiten über die Wassertiefe. Dabei seien als Beispiel die Ergebnisse der mittleren Fließgeschwindigkeit an Position A4 im Wellenbecken (s. Abb. 5.9) gegenüber der idealen Geschwindigkeitsverteilung in einer Gerinneströmung aufgetragen (s. Abb. 5.10). Auf der y-Achse ist die Wassertiefe in Metern aufgetragen und auf der x-Achse die Strömungsgeschwindigkeit in Meter pro Sekunde. Die unterschiedlichen Farben geben die jeweilige Fördermenge an, die durch die Pumpen ins Becken eingetragen wurde. Die Markierungen zeigen die gemessenen Geschwindigkeiten an den Messpositionen m1 bis m5 an, welche dann jeweils für eine Fördermenge linear miteinander verbunden sind. Die Verbindungen lassen keine Rückschlüsse auf mögliche Geschwindigkeitswerte zu.

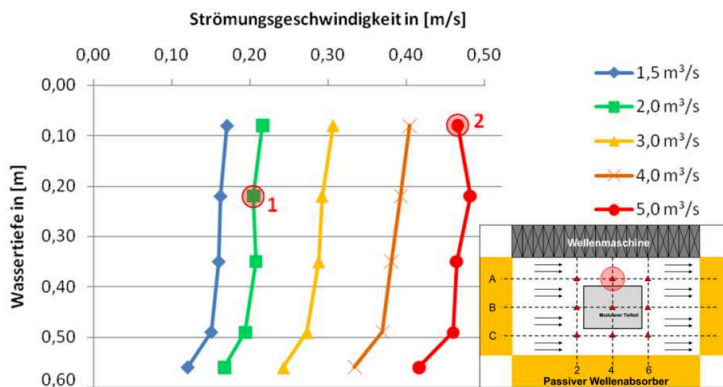


Abb. 5.9 Verteilung der mittleren Fließgeschw. über die Tiefe (Position A4) (Übersicht u. re. nach Lieske 2015)

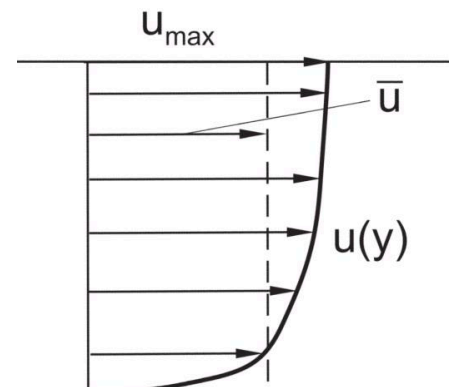


Abb. 5.10 Geschwindigkeitsverteilung einer idealen Gerinneströmung (Jirka, 2009)

In der Abb. 5.9 lassen sich einige Parallelen zu der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung einer Gerinneströmung erkennen. So nimmt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mit zunehmender Wassertiefe ab. Da die Turbulenz und somit auch die turbulenten Scheinschubspannungen im sohnahen Bereich besonders stark sind, nimmt die mittlere Fließgeschwindigkeit hier überproportional ab.

Allerdings lassen sich auch Unstimmigkeiten erkennen, welche in Abb. 5.9 rot gekennzeichnet sind. So ist am Punkt 1 die Geschwindigkeit, resultierend aus der Fördermenge  $2,0 \text{ m}^3/\text{s}$  in der Messtiefe m2 (0,22 m

unter Ruhewasserspiegel (RWS)) geringer, als die tiefer gemessene mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Messposition m3 (0,35 m unter RWS). Laut Theorie nehmen sowohl die Schubspannungen, die durch innere Reibung oder Reibung mit der Sohle entstehen, als auch die turbulenten Schubspannungen mit der Tiefe zu. Daher sollte die mittlere Strömungsgeschwindigkeit mit zunehmender Tiefe abnehmen.

Selbiges gilt für Punkt 2 in Abb. 5.9. Die Geschwindigkeit nahe der Oberfläche ist geringer, als im darunter liegenden Messpunkt m2. Mögliche Gründe für diese Abweichungen werden im Kap. 5.2 erläutert.

Um eine bessere Übersicht über die Geschwindigkeitsverhältnisse bei unterschiedlichen Durchflussmengen im Wellenbecken zu erhalten, sind die Strömungsgeschwindigkeiten in Abb. 5.12 dargestellt. Mithilfe dieser Darstellung ist es qualitativ möglich zu untersuchen, wie sich die Geschwindigkeiten sowohl in Längs- als auch Querrichtung entwickeln. Wie in Abb. 5.9 sind die unterschiedlichen Durchflussmengen unterschiedlich farblich gekennzeichnet. In x-Richtung ist die Strömungsgeschwindigkeit und das jeweilige Querprofil aufgetragen, in y-Richtung das Längsprofil und in z-Richtung die Wassertiefe.

Abb. 5.11 dient der Übersicht aller aufgezeichneten Strömungsprofile im Untersuchungsgebiet. Sie soll einen groben Überblick auf die einzelnen Strömungsprofile im gesamten Wellen-Strömungsbecken bieten und die einzelnen Positionen sind in der Abbildung so angeordnet wie es auch während der Versuche der Fall gewesen ist. Die Abbildung zeigt nur die aufgezeichnete Strömung in x-Richtung. Die Beschriftung identifiziert eindeutig die jeweilige Position. Für jede Position ist die aus der Fördermenge der Pumpen resultierende mittlere Geschwindigkeit aufgetragen. Die Wassertiefe betrug während der Versuche 0,6 m. Zur Orientierung der Geschwindigkeitswerte sind oberhalb der Profile Geschwindigkeitswerte in m/s aufgetragen. Das Koordinatensystem in der linken Ecke der Abbildung bezieht sich auf die räumliche Ausbreitung ist ohne Maßeinheit angegeben. Die unterschiedlichen Fördermengen sind farblich abgestuft (blau = 1,5 m<sup>3</sup>/s, grün = 2,0 m<sup>3</sup>/s, gelb = 3,0 m<sup>3</sup>/s, orange = 4,0 m<sup>3</sup>/s, rot = 5,0 m<sup>3</sup>/s). Diese Farbcodierung ist im Laufe dieses Abschnitts beibehalten.

Eine detaillierte quantitative Beschreibung der vertikalen Strömungsprofile erfolgt mit Hilfe von Abb. 5.12. Die Abb. 5.12 zeigt Strömungsprofile, die im Rahmen des Projektes Seele aufgezeichnet wurden. Die Abbildung zeigt die mittlere Geschwindigkeit über die Wassertiefe an jeder Position. Ergänzend dazu können Tab. 5.1 die Zahlenwerte entnommen werden, die der Abbildung zugrunde liegen. Durch verschiedene Farben ist es möglich die unterschiedlichen Fördermengen von 1,5 m<sup>3</sup>/s bis 5,0 m<sup>3</sup>/s zu identifizieren. Die Messtiefen m1 bis m5 verlaufen stufenweise von der Wasseroberfläche zum Grund des Wellen-Strömungsbeckens. Die einzelnen Messpunkte, die der gleichen Fördermenge und einer Position zuzuordnen sind, sind linear verbunden. Diese Verbindung lässt keine Rückschlüsse auf zusätzliche Geschwindigkeitswerte zu sondern ist als optische Orientierungshilfe gedacht.

Für jede Position gilt, dass mit der Fördermenge die mittlere Geschwindigkeit zunimmt. Weiterhin ist die Strömungsgeschwindigkeit in Sohlhöhe (Messtiefe m5) innerhalb eines Strömungsprofiles am niedrigsten, mit Ausnahme von Position C6 und einer Fördermenge von 1,5 m<sup>3</sup>/s. Alle Strömungsprofile weisen eine gut sichtbare Ähnlichkeit zu einem idealen Strömungsprofil, wie es in Abb. 5.10 dargestellt ist, auf.

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit nimmt auf ihrem Weg durch das Wellen-Strömungsbecken sukzessive ab. Für das Querprofil 2 können für den überwiegenden Anteil aller Messtiefen höhere Geschwindigkeitswerte abgelesen werden als für das Querprofil 6, bei jeweils gleicher Fördermenge.

Eine deutliche Abweichung vom idealen Profil weist das Strömungsprofil an Position A4 für eine Fördermenge von 5,0 m<sup>3</sup>/s auf. Der wasseroberflächennahe Messpunkt m1 weist einen niedrigen Geschwindigkeitswert als der darunter befindliche Messpunkt m2. Dieses Verhalten lässt sich für das gesamte Querprofil 4 beobachten. Auch an Position C6 ist eine Abweichung für die beiden höchsten Fördermengen an der Messtiefe m1 zu erkennen. Die quantitativen Abweichungen sind jedoch an der Position A4 und der Messtiefe m1 am größten und daher in Tab. 5.1 hervorgehoben. Darüber hinaus fällt auf, dass an der Position A6 die Geschwindigkeit für eine Fördermenge von 5,0 m<sup>3</sup>/s in der Messtiefe m1 wieder zugenommen hat und damit der allgemeinen Beobachtung der reduzierten Geschwindigkeit von Querprofil 2 Richtung Querprofil 6 widerspricht.

Bevor eine detaillierte Analyse der Ergebnisse zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit stattfindet werden zunächst die Ergebnisse der mittleren Turbulenzintensität (RMS-Werte) präsentiert.

Tab. 5.1: Übersicht mittlere Strömungsgeschwindigkeiten [m/s]

		<b>2</b>					<b>4</b>					<b>6</b>				
Längsprofil:	Querprofil:	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0
	Pos:	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s	m <sup>3</sup> /s
<b>A</b>	m1	0,169	0,215	0,302	0,406	0,502	0,171	0,216	0,307	0,405	0,466	0,156	0,206	0,309	0,401	0,492
	m2	0,160	0,206	0,295	0,397	0,491	0,162	0,204	0,292	0,393	0,482	0,168	0,214	0,301	0,393	0,475
	m3	0,158	0,203	0,285	0,392	0,485	0,160	0,208	0,288	0,381	0,464	0,161	0,205	0,295	0,389	0,455
	m4	0,156	0,203	0,283	0,385	0,492	0,151	0,194	0,273	0,370	0,460	0,153	0,199	0,269	0,365	0,438
	m5	0,136	0,181	0,258	0,349	0,445	0,121	0,168	0,243	0,334	0,416	0,113	0,156	0,246	0,317	0,409
<b>B</b>	m1	0,180	0,226	0,309	0,405	0,481	0,189	0,244	0,335	0,416	0,464	0,170	0,211	0,314	0,418	0,458
	m2	0,166	0,217	0,299	0,388	0,461	0,174	0,218	0,306	0,386	0,465	0,160	0,213	0,319	0,413	0,457
	m3	0,155	0,197	0,294	0,378	0,438	0,177	0,218	0,302	0,380	0,453	0,147	0,202	0,309	0,407	0,457
	m4	0,152	0,187	0,277	0,366	0,444	0,167	0,208	0,289	0,367	0,453	0,146	0,198	0,313	0,400	0,436
	m5	0,136	0,176	0,257	0,330	0,424	0,110	0,158	0,244	0,323	0,407	0,123	0,164	0,237	0,306	0,387
<b>C</b>	m1	0,191	0,234	0,338	0,433	0,522	0,164	0,231	0,330	0,431	0,463	0,140	0,189	0,279	0,375	0,458
	m2	0,178	0,234	0,324	0,425	0,506	0,162	0,219	0,326	0,425	0,469	0,137	0,187	0,279	0,376	0,465
	m3	0,179	0,226	0,302	0,407	0,476	0,160	0,219	0,312	0,412	0,451	0,132	0,181	0,271	0,365	0,451
	m4	0,173	0,215	0,305	0,365	0,463	0,159	0,221	0,306	0,393		0,121	0,169	0,257	0,345	0,427
	m5	0,128	0,171	0,253	0,334	0,408	0,110	0,158	0,250	0,338	0,407	0,122	0,161	0,239	0,325	0,402

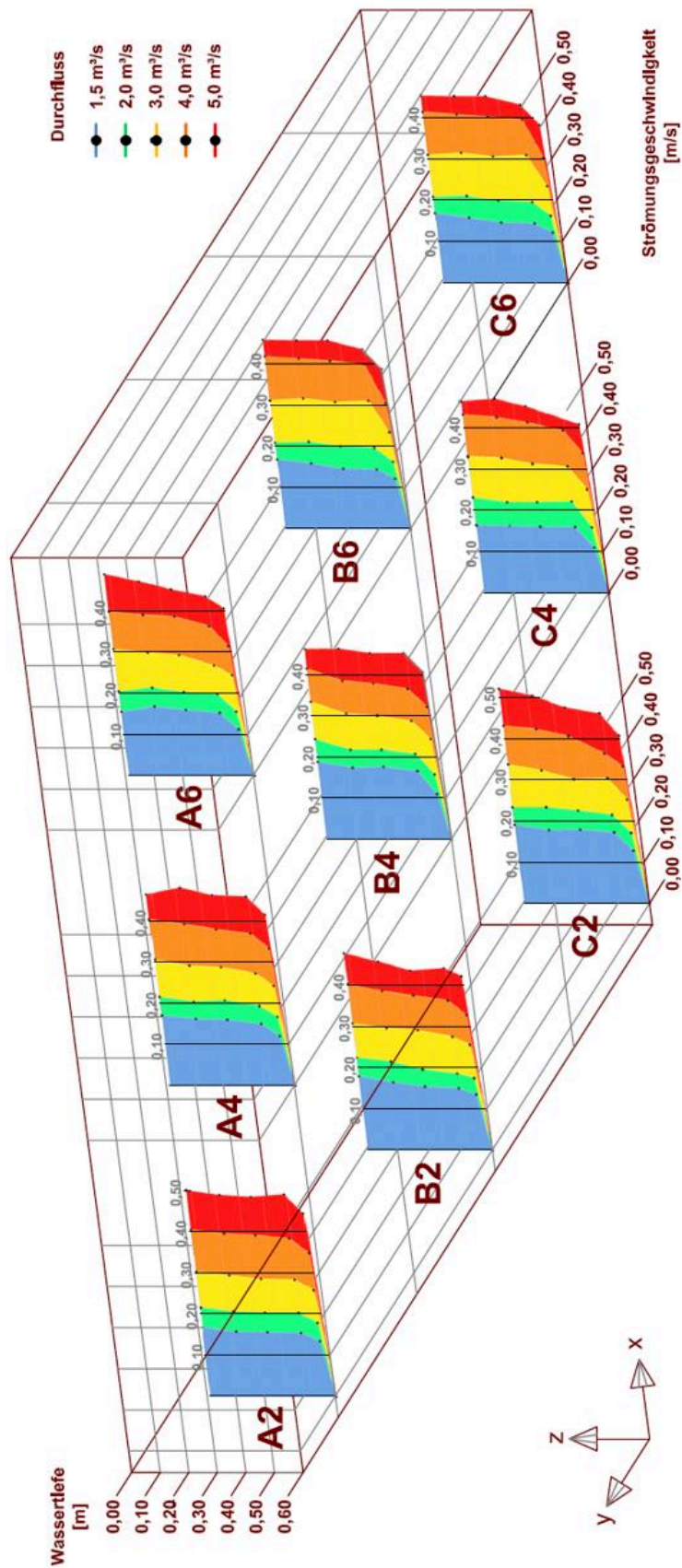


Abb. 5.11: Übersicht mittlere Strömungsgeschwindigkeitsverteilungen über die Tiefe im Wellenbecken



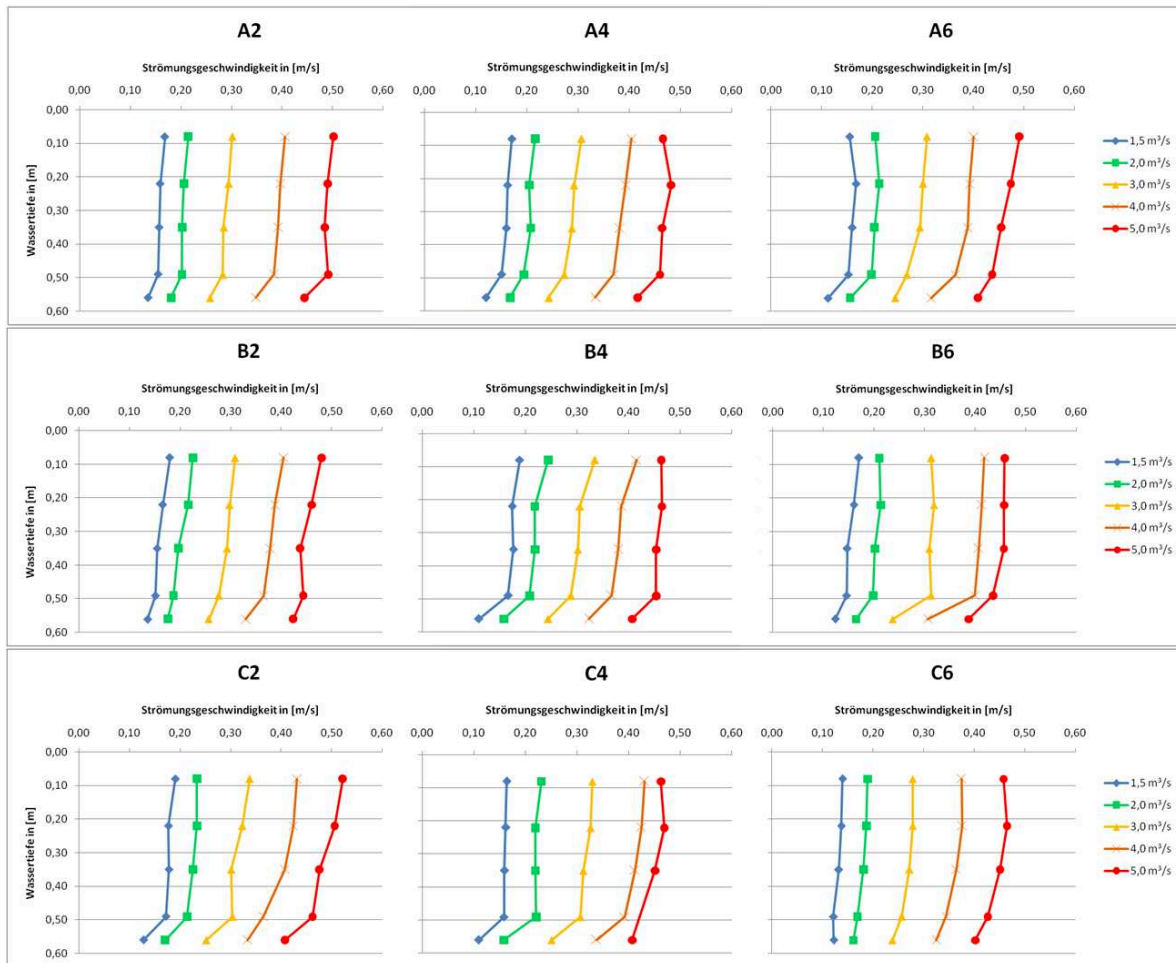


Abb. 5.12: Mittlere Strömungsgeschwindigkeitsverteilung über die Tiefe

### 5.1.6 Mittlere Turbulenzintensität

Die Turbulenzintensität bzw. der RMS-Wert dient als erster Indikator für die Ausprägung der Turbulenz. Die Auswertung betrachtet lediglich die x-Komponente, da diese in Hauptströmungsrichtung liegt. Weiterhin ist somit die Vergleichbarkeit mit Muste et al. 2004 gegeben.

Im Gegensatz zur Strömungsgeschwindigkeit basiert die Turbulenzverteilung in einem Gerinne auf nicht so umfassenden theoretischen Grundlagen. Jedoch finden sich in der Literatur zahlreichen Untersuchungen, wie z.B. Nezu und Nakagawa 1993 oder Roussinova et al. 2008. Die Autoren kommen dabei auf ähnliche Ergebnisse zur Verteilung der Turbulenzintensität. Als Beispiel ist in Abb. 5.13 ein Ergebnis von Roussinova et al. 2008 dargestellt. Dabei ist auf der y-Achse die relative Tiefe abgebildet und auf der x-Achse die qualitative Turbulenzintensität.



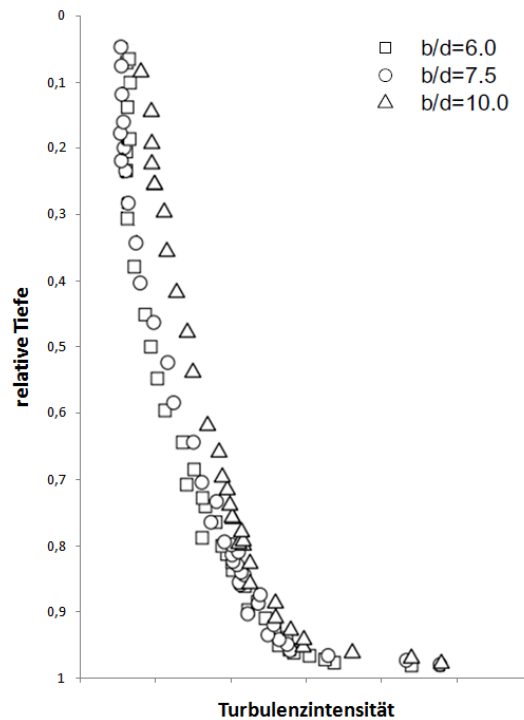


Abb. 5.13: Verteilung der mittleren Turbulenzintensität über die Tiefe (Roussinova et al. 2008)

Prinzipiell ist erkennbar, dass die Turbulenzintensität zunächst stetig mit der relativen Tiefe zunimmt bevor sie im sohnahen Bereich exponentiell ansteigt. Dies ist ähnlich zur Verteilung der mittleren Fließgeschwindigkeit (s. Abb. 5.10) mit dem Unterschied, dass die Messwerte an einem undefinierten  $x$ -Wert vertikal gespiegelt scheinen. Grund dafür sind sowohl die durch Reibung entstehenden Schubspannungen als auch die turbulenten Schubspannungen, welche bei geringer werdendem Wand- bzw. Sohlabstand zunehmen.

Die Abb. 5.14 zeigt eine Übersicht der Verteilung der mittleren Turbulenzintensitätsverteilung im gesamten Wellen-Strömungsbecken. Die Art der Darstellung ist dabei analog zu Abb. 5.11 gewählt und zeigt die Turbulenzverteilung an jeder Position über die gesamte Wassertiefe für die verschiedenen Fördermengen. Diese sind wieder farblich unterschiedlich gekennzeichnet. Anstelle von mittleren Strömungsgeschwindigkeiten zeigt die Abbildung die RMS-Werte in m/s.

Bei der Betrachtung der Abbildung fällt auf, dass RMS-Werte weniger regelmäßig sind als die Geschwindigkeitswerte. Für eine bessere quantitative Darstellung der Turbulenzwerte sind in Abb. 5.15 die Messwerte über die Wassertiefe zweidimensional aufgetragen. Die Darstellung erfolgt analog zu Abb. 5.12. Die jeweiligen aufgetragenen Zahlenwerte können zusätzlich Tab. 5.2 entnommen werden.

Ähnlich wie bei den Geschwindigkeitsprofilen fällt auf, dass mit steigender Pumpenleistung und erhöhter Fördermenge die Turbulenzen zunehmen. Eine Vielzahl der abgebildeten Turbulenzprofile ähnelt dabei den Profilen von Roussinova et al. 2008, dargestellt in Abb. 5.13. An dieser Stelle sei erwähnt, dass es sich bei Roussinova et al. 2008 um eine voll ausgeprägte turbulente Strömung in einem Gerinne handelt. Die an dieser Stelle präsentierten Ergebnisse basieren auf Versuchen, die in einem neu konfigurierten 3D-Wellen-Strömungsbecken stattgefunden haben, von dem noch nicht bekannt ist, ob und wann die Strömung sich vollends entwickelt hat und wie stark der seitliche Einfluss der Absorber bzw. der Wellenmaschine ist. Die

erhöhten RMS-Werte an der Sohle des Beckens, repräsentiert von den Messwerten in der Messtiefe m5, sind jedoch ein Indikator für eine ausgeprägten turbulente Strömung. Auch an der Wasseroberfläche nehmen die Turbulenzen zu.

Ein abweichendes Turbulenzprofil lässt sich an der Position A6 für die kleinste Fördermenge von 1,5 m<sup>3</sup>/s beobachten. Die Turbulenzen sowohl an der Wasseroberfläche als auch an der Sohle sind geringer als über die Höhe des Wasserkörpers. Mit einem Anstieg der Fördermenge wandelt sich dieses Bild jedoch und für 5,0 m<sup>3</sup>/s sind die Turbulenzen in den Messtiefen m1 und m5 höher als in den Messtiefen m2 bis m4.

Weiterhin auffällig sind die Turbulenzen an der Position A2. Die mittlere Turbulenzintensität streut sehr breit und nur an dieser Position wird ein RMS-Wert von 0,06 überschritten. Dies ist für die maximale Fördermenge der Fall, wohin gegen die RMS-Werte für die kleinste Fördermenge ähnlich sind zu den anderen Positionen.

Ein besonders homogenes Bild ergibt sich für die Position C6. Die Turbulenzen scheinen für steigende Fördermengen gleichmäßig verteilt und sämtliche Profile harmonisieren mit der Darstellung von Roussinova et al. 2008. Weiterhin lässt sich ein Trend für abklingende Turbulenzen im Längsverlauf des Beckens erkennen. Im Querprofil 2 sind die Turbulenzen ausgeprägter und quantitativ größer als im Querprofil 6.

Tab. 5.2: Übersicht über mittlere Turbulenzintensitäten [m/s]

Inten- sität	Quer- profil:	2						4						6										
		1,5 m <sup>3</sup> /s	2,0 m <sup>3</sup> /s	3,0 m <sup>3</sup> /s	4,0 m <sup>3</sup> /s	5,0 m <sup>3</sup> /s	∅	1,5 m <sup>3</sup> /s	2,0 m <sup>3</sup> /s	3,0 m <sup>3</sup> /s	4,0 m <sup>3</sup> /s	5,0 m <sup>3</sup> /s	∅	1,5 m <sup>3</sup> /s	2,0 m <sup>3</sup> /s	3,0 m <sup>3</sup> /s	4,0 m <sup>3</sup> /s	5,0 m <sup>3</sup> /s	∅					
<b>A</b>	m1	0,0266	0,0321	0,0407	0,0521	0,0661	0,0435	0,0272	0,0271	0,0307	0,0356	0,0469	0,0335	0,0254	0,0287	0,0335	0,0381	0,0461	0,0344					
	m2	0,0236	0,0264	0,0388	0,0484	0,0627	0,0400	0,0169	0,0193	0,0241	0,0342	0,0439	0,0277	0,0296	0,0307	0,0327	0,0350	0,0442	0,0344					
	m3	0,0206	0,0277	0,0378	0,0460	0,0638	0,0392	0,0172	0,0202	0,0254	0,0337	0,0465	0,0286	0,0292	0,0308	0,0339	0,0387	0,0427	0,0351					
	m4	0,0239	0,0258	0,0367	0,0479	0,0630	0,0395	0,0189	0,0210	0,0281	0,0363	0,0426	0,0294	0,0311	0,0313	0,0342	0,0433	0,0468	0,0373					
	m5	0,0272	0,0322	0,0384	0,0492	0,0608	0,0416	0,0253	0,0272	0,0343	0,0442	0,0519	0,0366	0,0193	0,0261	0,0345	0,0427	0,0523	0,0350					
	∅	0,0244	0,0288	0,0385	0,0487	0,0633	0,0407	0,0211	0,0230	0,0285	0,0368	0,0464	0,0311	0,0269	0,0295	0,0338	0,0396	0,0464	0,0352					
<b>B</b>	m1	0,0247	0,0274	0,0291	0,0416	0,0470	0,0340	0,0269	0,0293	0,0312	0,0312	0,0423	0,0322	0,0235	0,0239	0,0312	0,0344	0,0395	0,0305					
	m2	0,0221	0,0205	0,0282	0,0373	0,0438	0,0304	0,0198	0,0196	0,0224	0,0286	0,0389	0,0259	0,0220	0,0245	0,0283	0,0316	0,0379	0,0289					
	m3	0,0213	0,0221	0,0276	0,0360	0,0444	0,0303	0,0189	0,0194	0,0216	0,0274	0,0371	0,0249	0,0186	0,0272	0,0303	0,0313	0,0371	0,0289					
	m4	0,0199	0,0222	0,0266	0,0353	0,0445	0,0297	0,0208	0,0214	0,0257	0,0302	0,0380	0,0272	0,0228	0,0303	0,0332	0,0351	0,0425	0,0328					
	m5	0,0228	0,0283	0,0313	0,0378	0,0426	0,0326	0,0190	0,0223	0,0296	0,0343	0,0426	0,0296	0,0243	0,0296	0,0340	0,0419	0,0522	0,0364					
	∅	0,0222	0,0241	0,0286	0,0376	0,0445	0,0314	0,0211	0,0224	0,0261	0,0303	0,0398	0,0279	0,0222	0,0271	0,0314	0,0349	0,0418	0,0315					
<b>C</b>	m1	0,0259	0,0254	0,0299	0,0408	0,0463	0,0337	0,0232	0,0270	0,0273	0,0341	0,0413	0,0306	0,0120	0,0169	0,0235	0,0333	0,0387	0,0249					
	m2	0,0216	0,0247	0,0292	0,0380	0,0453	0,0318	0,0201	0,0271	0,0306	0,0346	0,0392	0,0303	0,0120	0,0161	0,0224	0,0322	0,0359	0,0237					
	m3	0,0233	0,0258	0,0316	0,0411	0,0500	0,0344	0,0241	0,0302	0,0348	0,0368	0,0386	0,0329	0,0122	0,0175	0,0232	0,0333	0,0387	0,0250					
	m4	0,0246	0,0250	0,0336	0,0458	0,0526	0,0363	0,0245	0,0339	0,0337	0,0402		0,0331	0,0154	0,0194	0,0276	0,0374	0,0419	0,0283					
	m5	0,0226	0,0226	0,0342	0,0464	0,0591	0,0370	0,0223	0,0293	0,0367	0,0412	0,0453	0,0350	0,0221	0,0287	0,0310	0,0411	0,0500	0,0346					
	∅	0,0236	0,0247	0,0317	0,0424	0,0507	0,0346	0,0228	0,0295	0,0326	0,0374	0,0411	0,0327	0,0147	0,0197	0,0255	0,0355	0,0410	0,0273					
		Minimum	Mittel			Maximum																		

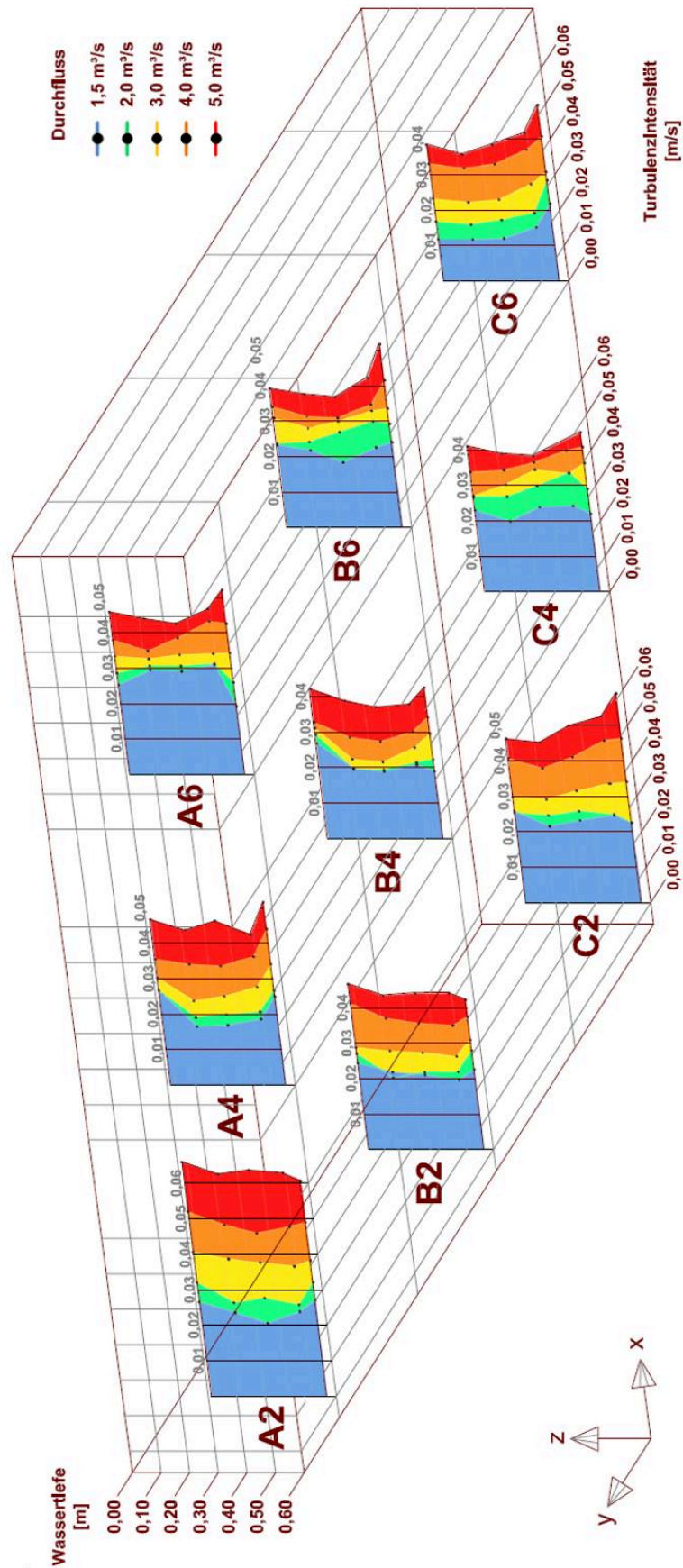


Abb. 5.14: Übersicht mittlere Turbulenzintensitätsverteilungen über die Tiefe im Wellenbecken

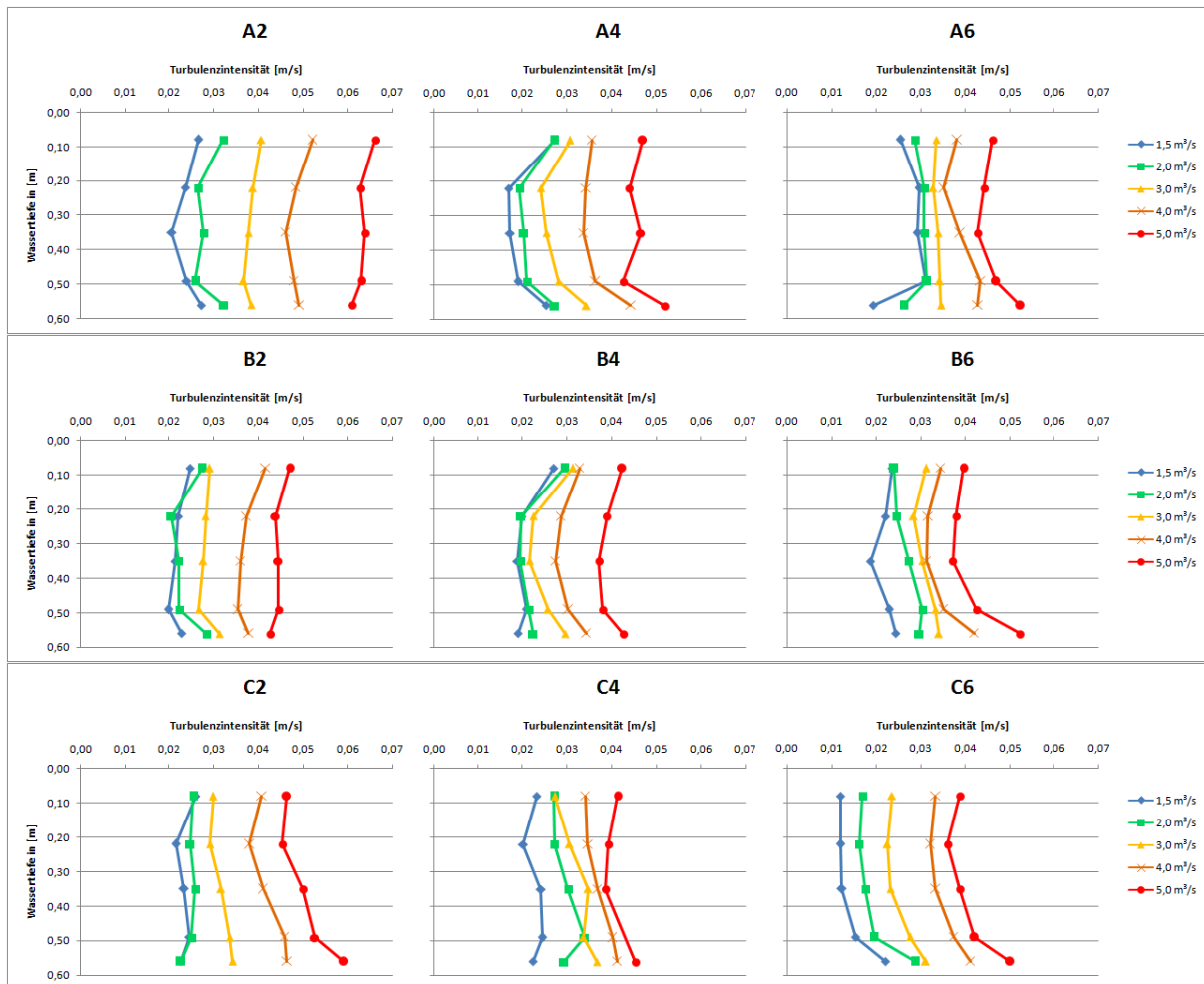


Abb. 5.15: Mittlere Turbulenzintensitätsverteilung über die Tiefe

## 5.2 Kritische Bewertung der Strömungsversuche

Dieses Kapitel dient der kritischen Bewertung der zuvor diskutierten Ergebnisse. Es sollen einige Punkte angesprochen werden, die einen Einfluss auf die erhobenen Daten haben und Erklärungen gesucht werden für auffällige Messergebnisse.

Eine große Unbekannte während der Versuche war die erstmalige Inbetriebnahme des 3D-Wellen-Strömungsbeckens und die fehlende Erfahrung mit dem Umgang der gesamten Anlage. So waren die durchgeführten Untersuchungen die ersten, die mit neuen Beckenkonfiguration durchgeführt wurden. Des Weiteren wurden vergleichbare Versuche anderer Veröffentlichungen immer in Strömungskanälen durchgeführt. Diese sind vom Querschnitt deutlich kleiner und die Ausbildung von Strömungen quer zur Hauptfließrichtung ist deutlich begrenzter als in einem Wellenbecken.

Die begrenzenden Beckenränder unterscheiden sich konstruktiv voneinander und nehmen so unterschiedlichen Einfluss auf die Versuche und deren Ergebnisse. So befindet auf der linken Seite in Hauptfließrichtung die Wellenmaschine, welche beispielsweise eine andere Rauheit aufweist, als die betonierte Sohle. Auch der Einfluss der seitlichen passiven Wellenabsorber ist unbekannt. Während der Versuchsdurchführung ist ersichtlich gewesen, dass sich dort kleinere Wirbel gebildet haben. Es gilt zu prüfen, inwieweit

diese Einfluss auf die im Becken stattgefunden Messungen haben. Im Zug der Datenauswertung ist aufgefallen, dass die Turbulenzen in der Mitte des Beckens am geringsten sind, sprich aufgrund der Rauheit sowohl der Wellenmaschine als auch der seitlichem Absorber die Turbulenzen in den äußeren Bereichen ausgeprägter sind.

Eine Ausnahme bildet das Querprofil 6. Hier sind Turbulenzintensitäten in der Beckenmitte (Position B6) etwas höher als seitlich am Absorber (Position C6). Es liegt die Vermutung nahe, dass der modulare Tieftteil die Strömung beeinflusst. Dieser befindet sich in der Beckenmitte und ist mit Betonplatten abgedeckt, (s. Abb. 5.16). Zum einen sollten durch die Unebenheiten zwischen den Platten in diesem Bereich eine deutlich erhöhte Reibung vorhanden sein, doch besonders bei der in Strömungsrichtung hinteren Kante (s. Abb. 5.17, rot eingezeichnet) gibt es einen leichten Versatz, an dem es zur stationären Wirbelbildung kommt.



Abb. 5.16: Mit Betonplatten bedeckter modularer Tieftteil (Lieske 2015)

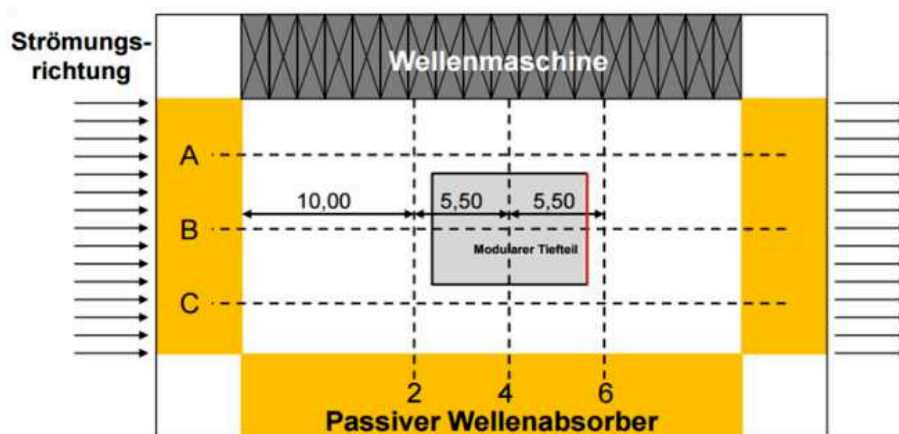


Abb. 5.17: Prinzipskizze modularer Tieftteil (Lieske 2015)

Diese Kante befindet sich direkt vor der ADV-Sonde an der Position B6, sodass im sohnahen Bereich erhöhte Turbulenzen zu erwarten sind. Um diese These zu überprüfen werden die über die Durchflussmenge gemittelten normierten mittleren Turbulenzintensitäten in Längsrichtung betrachtet (s. Tab. 5.3). So fällt auf, dass im Querprofil 2 nahezu durchgehend die höchsten Intensitäten auftreten. Es liegt die Vermutung



nahe, dass beim Eintritt des Wassers eine hohe Turbulenz ins Becken eingetragen wird, welche im Profil 2 noch stark ausgeprägt ist. Für die genauere Analyse zu diesem Sachverhalt sei auf Kap. 5.2.1 verwiesen.

Zur Überprüfung, ob die Kante des modularen Tiefteils einen Einfluss auf die Strömung hat, sei der Fokus auf den rot markierte Bereich in Tab. 5.3 gerichtet. Dort sind die Turbulenzintensitäten als einziges größer als die im Querprofil 2. Dieser Einfluss nimmt zur Wasseroberfläche hin ab. Dies kann als eindeutiges Indiz gesehen werden, dass durch die Kante eine stationäre Wirbelbildung entsteht. Um diese These zu bestätigen könnten weitere Versuche im Querprofil 5 und Querprofil 7 durchgeführt werden.

### 5.2.1 Einfluss Strömungsauslass und Absorber

Wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt sind im Querprofil 2 die höchsten durchschnittlichen Turbulenzintensitäten zu verzeichnen. Zwar beträgt der Abstand zwischen den an dieser Position gemessenen Werten und dem Strömungsauslass zehn Meter, doch es ist davon auszugehen, dass die Auslässe die Strömung beeinflussen. So konnte bei den Versuchen beobachtet werden, dass die installierten Absorber am Strömungsauslass (s. Abb. 5.18 und Abb. 5.19) eine gewisse Aufstauwirkung erzeugen, wodurch beim Eintritt in das Wellenbecken ein Überfall erzeugt wird und somit zusätzliche Verwirbelungen bzw. Turbulenzen in das Becken eingetragen werden. Um dies genauer zu quantifizieren ist es notwendig weitere Strömungsmessungen in geringerem Abstand zum Strömungsauslass durchzuführen. Weisen diese eine noch höhere Turbulenzintensität auf, ist das ein deutliches Zeichen, dass der Strömungsauslass entweder neu konzipiert werden sollte oder Turbulenzuntersuchungen erst ab einer gewissen Distanz zum Auslass durchgeführt werden können.



Abb. 5.18: Strömungseinlass (Lieske 2015)





Abb. 5.19: Strömungsauslass (Lieske 2015)

Tab. 5.3 Vergleich der über die Durchflussmenge gemittelten normierten mittleren Turbulenzintensitäten in Längsrichtung

Inten- sität	Quer- profil:	2	4	6
Längs- profil:	Q: Pos:	∅	∅	∅
<b>A</b>	m1	65,8	50,7	52,0
	m2	60,5	41,9	52,1
	m3	59,3	43,3	53,0
	m4	59,7	44,4	56,5
	m5	62,9	55,3	52,9
<b>B</b>	m1	51,4	48,7	46,1
	m2	46,0	39,1	43,7
	m3	45,8	37,6	43,7
	m4	44,9	41,2	49,6
	m5	49,3	44,7	55,1
<b>C</b>	m1	50,9	46,3	37,6
	m2	48,0	45,9	35,9
	m3	52,0	49,8	37,8
	m4	54,9	50,0	42,9
	m5	55,9	52,9	52,3
Min	Mittel	Maximum		

Die nächste Unbekannte ist der Strömungsauslass bzw. die Verengung vor diesem (s. Abb. 5.20, rot eingezeichnet). Mit der Verminderung des Querschnittes soll bewirkt werden, dass der Druck in allen Austrittsöffnungen möglichst gleich groß ist, sodass die Strömungsgeschwindigkeit über den gesamten Querschnitt dieselbe ist. Ein Problem dabei ist, dass eine geänderte Durchflussmenge einen anderen Verjüngungsgrad benötigt, um vergleichbare Durchflussmengen zu erhalten.

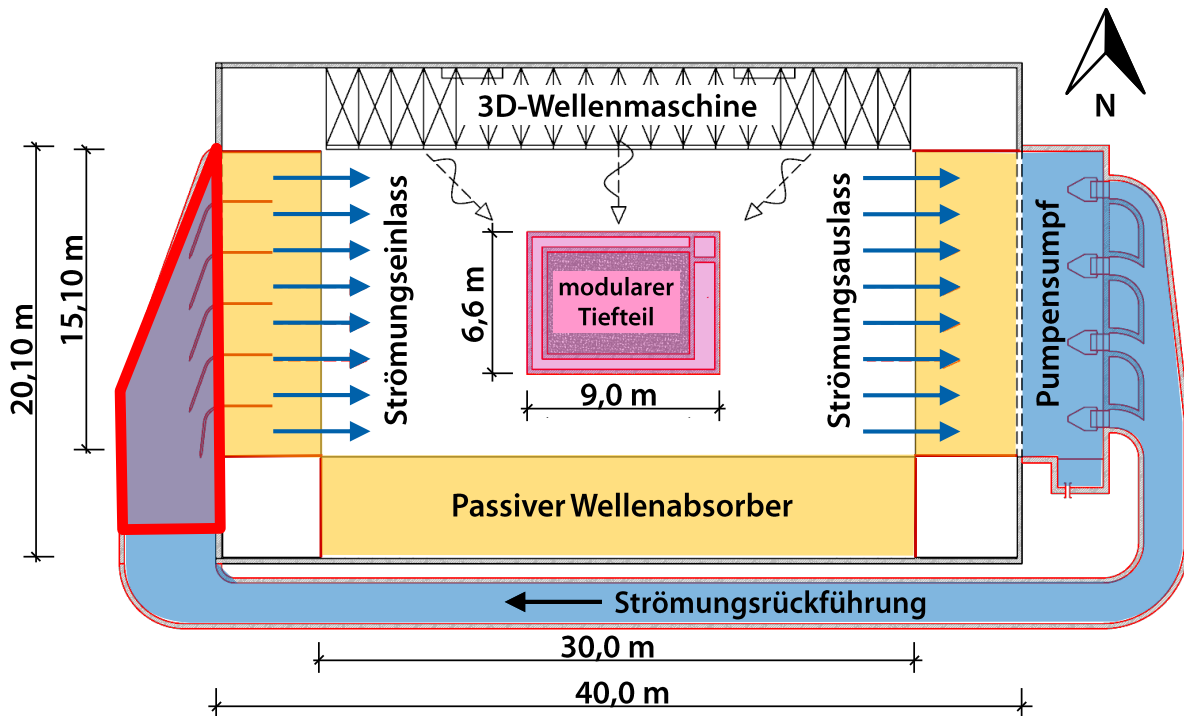


Abb. 5.20: Draufsicht Wellenbecken Marienwerder mit Strömungsrückführung (nach Lieske 2015)

Um dies zu überprüfen wird die mittlere Fließgeschwindigkeit im Querprofil 2 betrachtet (s. Tab. 5.4). Es fällt auf, dass die höchsten Strömungsgeschwindigkeiten im Längsprofil C vorhanden sind, mit Ausnahme der Fördermenge von  $5,0 \text{ m}^3/\text{s}$ . Betrachtet man den Unterschied zwischen der höchsten und niedrigsten Geschwindigkeit bei einer Fördermenge von  $1,5 \text{ m}^3/\text{s}$  so beträgt dieser  $0,014 \text{ m/s}$  oder  $8,2 \%$ . Bei einer Fördermenge von  $2,0 \text{ m}^3/\text{s}$  beträgt der Unterschied nur noch  $6,5 \%$ . Lediglich bei einer Fördermenge von  $5,0 \text{ m}^3/\text{s}$  steigt die Differenz wieder auf  $6,9 \%$  an.

Es ist prinzipiell möglich durch die Verjüngung des Strömungsauslasses eine über den Querschnitt konstante Geschwindigkeit zu erzeugen. Wie bereits erwähnt funktioniert dies aber nur für eine Fördermenge optimal. Diese scheint für die vorhandene Konfiguration zwischen  $4,0$  und  $5,0 \text{ m}^3/\text{s}$  zu liegen.

Auch die Form des Strömungsauslasses hat einen möglichen Effekt auf die Strömungsgeschwindigkeit. So ist dieser wie eine Doppel-Rechtskurve aufgebaut (s. Abb. 5.21). Befindet sich das Wasser am Ende der Strömungsrückführung fließt es auf einer Art Kreisbahn bevor es durch die Auslässe wieder dem Wasserkörper zugeführt wird. Auf dieser Kreisbahn erfahren die Wassermoleküle die Zentrifugalkraft. Solange sich das Wasser im Rohrsystem befindet, wird es durch die Außenwand gestützt. Strömen die Wassermoleküle jedoch durch den Auslass fehlt diese Stütze und sie werden nach außen getragen und von ihrer Bahn abgelenkt. Um dies auszugleichen fließen andere Wassermoleküle von innen nach, sodass eine Wirbelbewegung bzw. ein Drehimpuls entsteht was zu einer Erhöhung der Turbulenzintensität führt.

Tab. 5.4: Übersicht Fließgeschwindigkeiten im Querprofil 2

Fließgeschw.	Querprofil:	2				
		Q: 1,5 m <sup>3</sup> /s	2,0 m <sup>3</sup> /s	3,0 m <sup>3</sup> /s	4,0 m <sup>3</sup> /s	5,0 m <sup>3</sup> /s
Längsprofil:	Pos:					
<b>A</b>	m1	0,169	0,215	0,302	0,406	0,502
	m2	0,160	0,206	0,295	0,397	0,491
	m3	0,158	0,203	0,285	0,392	0,485
	m4	0,156	0,203	0,283	0,385	0,492
	m5	0,136	0,181	0,258	0,349	0,445
	∅	0,1558	0,2016	0,2846	0,3858	0,4830
<b>B</b>	m1	0,180	0,226	0,309	0,405	0,481
	m2	0,166	0,217	0,299	0,388	0,461
	m3	0,155	0,197	0,294	0,378	0,438
	m4	0,152	0,187	0,277	0,366	0,444
	m5	0,136	0,176	0,257	0,330	0,424
	∅	0,1578	0,2006	0,2872	0,3734	0,4496
<b>C</b>	m1	0,191	0,234	0,338	0,433	0,522
	m2	0,178	0,234	0,324	0,425	0,506
	m3	0,179	0,226	0,302	0,407	0,476
	m4	0,173	0,215	0,305	0,365	0,463
	m5	0,128	0,171	0,253	0,334	0,408
	∅	0,1698	0,2160	0,3044	0,3928	0,4750
%		8,2	7,1	6,5	4,9	6,9
Minimum		Mittel		Maximum		

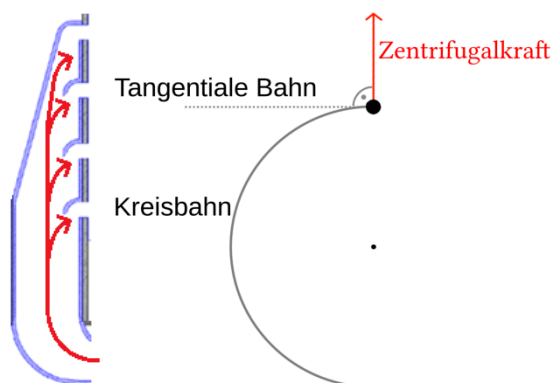


Abb. 5.21: Detail Strömungsauslass und physikalisches Prinzip der Zentrifugalkraft

## 5.2.2 Einfluss der Injektionslanzen

Um die Partikeldichte im Wasser zu erhöhen und somit die Messgenauigkeit zu verbessern, wurde Seeding-Material eingesetzt (s. Kap 4.3.1). Um dies gleichmäßig verteilt ins Wasser einzubringen waren Injektionslanzen nötig. Zwar wurde darauf geachtet, den optimalen Kompromiss zwischen Effekt des Seeding-Materials und größtmöglicher Distanz zur ADV-Sonde zu erreichen, jedoch kann ein negativer Einfluss nicht ausgeschlossen werden. So ist auf Abb. 5.22 zu erkennen, dass sich eine Schwallwelle hinter der Haltestange der Injektionslanze bildet.



Abb. 5.22: Injektionslanze mit Haltestange bei Strömungsversuchen (Lieske 2015)

Bei der Abb. 5.22 handelt es sich um die Aufzeichnung einer sohltnahen Messung. Für diese Messtiefen war es aus Stabilitätsgründen notwendig, dass die Haltestange mit ins Wasser eintaucht. Da die Haltestange einen größeren Durchmesser hat, als die Injektionslanze, war die Schwallwelle dementsprechend größer. Es gilt festzuhalten, dass sich bei allen Messungen die Injektionslanze in Strömungsrichtung vor der Messsonde befand, wodurch zusätzlich Verwirbelungen ins Wasser eingetragen werden. Die Frage ist, wie groß dieser Einfluss ausfällt oder ob er zu vernachlässigen ist. Für zukünftige Strömungsuntersuchen wäre es wünschenswert, dass die Einbringung von Seeding-Material entweder nicht mehr nötig ist oder auf eine andere Art und Weise vollzogen werden kann.

## 6 Auswertung der Wellenversuche

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus der 3D-Analyse der Versuchsreihe vorgestellt. Zunächst werden in Kap. 6.1 die berechneten Größen für die Wellenhöhe, die Wellenrichtung sowie für den Reflexionskoeffizienten aufgezeigt, miteinander verglichen und graphisch gegenübergestellt. Ergänzend zur 3D-Auswertung erfolgt eine Überprüfung der Ergebnisse mithilfe von bewährten 2D-Methoden, um die Zuverlässigkeit sowie Genauigkeit der 3D-Analyse überprüfen zu können. Diese Plausibilitätsüberprüfung erfolgt in Kap. 6.2 vorgestellt. Abschließend erfolgt eine Zusammenfassung und kritische Bewertung der Ergebnisse aus der 3D-Analyse unter der Berücksichtigung der Erkenntnisse aus der Plausibilitätskontrolle.

### 6.1 Ergebnisse der 3D-Wellenanalyse

Nachfolgend werden die Ergebnisse aus der mittels *WaveLab3*® durchgeführten 3D-Wellenanalyse vorgestellt. Im Rahmen der Auswertung der Wellenversuche wurden die Berechnungen der 3D-Analyse bezüglich

- der einlaufende Wellenhöhe  $H_{m0,i}$ ,
- der reflektierten Wellenhöhe  $H_{m0,r}$ ,
- der Peakperiode der einlaufenden Welle  $T_{p,i}$ ,
- der Peakperiode der reflektierten Welle  $T_{p,r}$ ,
- der einlaufenden Wellenrichtung  $\theta_i$ ,
- der reflektierten Wellenrichtung  $\theta_r$  sowie
- des Reflexionskoeffizienten  $k_r$

herangezogen. Bei der ersten zur Einschätzung der Versuchsergebnisse durchgeführten Betrachtung der Messdaten wurde festgestellt, dass die durch die Analyse ermittelten Wellenperioden zum einen dem Sollwert entsprechen und zum anderen für die verschiedenen Versuche nicht variieren. Diese Beobachtungen werden im Rahmen der in Kap. 6.2 durchgeführten Plausibilitätsüberprüfung näher veranschaulicht. Daher liegt der Schwerpunkt der nachfolgenden Kapitel auf der Erläuterung der Resultate bezüglich der Wellenhöhe, der Wellenrichtung sowie des Reflexionskoeffizienten.

Die einzelnen Ergebnisse werden in den nachfolgenden Unterkapiteln aufgezeigt, graphisch präsentiert und ausgewählte Parameter werden gegenübergestellt. Hierbei wird für die Wellenhöhe anstelle des durch die 3D-Analyse berechneten Wertes  $H_{m0}$  die für regelmäßige Wellen geltende Deltafunktion Gl. (2.58) herangezogen (Holthuijsen 2008). Des Weiteren wird aufgrund der Tatsache, dass regelmäßige Wellen generiert wurden, die Größe  $H$  als mittlere Wellenhöhe  $H_m$  bezeichnet.

$$H = H_{m0} / \sqrt{2} \quad (6.1)$$

Die für die Diagramme verwendete farbliche Einteilung der Datenpunkte geschieht für alle Abbildungen einheitlich. Versuche und Wiederholungsversuche, die nacheinander mit der gleichen Wellenrichtung  $\theta_{i,soll}$

durchgeführt wurden, sind mit derselben Farbe gekennzeichnet. Um die Versuche gleicher Wellenrichtung, das heißt auch gleicher Farbe, voneinander zu unterscheiden, sind die Datenpunkte durch Dreiecke unterschiedlicher Drehung gekennzeichnet. Die Zuordnung der Farben und Symbole ist für alle Diagramme identisch und ist zusätzlich der jeweiligen Legende entnehmbar.

### 6.1.1 Vergleich der einlaufenden Soll-Wellenhöhe mit der gemessenen Wellenhöhe

In diesem Kapitel werden die mittels der 3D-Analyse berechneten einlaufenden Wellenhöhen dem für die Versuchsreihe festgelegten Sollwert der Wellenhöhe gegenübergestellt. Tab. 6.1 zeigt die berechneten Wellenhöhen sowie die prozentualen Abweichungen zwischen diesen. In Abb. 6.1 sind die einlaufenden Wellenhöhen der Sollwellenhöhe  $H_{m,i,soll}$  zusätzlich graphisch gegenübergestellt. Die gemessenen Werte für  $H_{m,i}$  [m] sind auf der Ordinate, die Sollgröße  $H_{m,i,soll}$  [m], die für alle Versuche 0,103 m beträgt, auf der Abszisse aufgetragen. Die durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnete Winkelhalbierende dient zur Orientierung dafür, an welcher Stelle einander entsprechender Größen für  $H_{m,i}$  und  $H_{m,i,soll}$  aufzufinden sein müssten. Des Weiteren sind in der Legende die Sollwellenrichtung  $\theta_{i,soll}$ , die gemessene Wellenrichtung  $\theta_i$  sowie in Klammern die Versuchsnummer angegeben.

Tab. 6.1: Vergleich der Sollwellenhöhe  $H_{m,i,soll}$  mit der einlaufenden Wellenhöhe  $H_{m,i}$

Versuchsnr. [-]	$\theta_{i,soll}$ [°]	$H_{m,i,soll}$ [m]	$H_{m,i}$ [m]	Abweichung $H_{m,i,soll} - H_{m,i}$ [%]
158	60	0,103	0,079	23
159			0,079	23
160			0,079	23
161	70	0,103	0,097	5
162			0,096	7
163	80	0,103	0,098	5
164			0,099	4
165	90	0,103	0,090	13
166			0,089	13
167	100	0,103	0,058	44
168			0,058	44
169	110	0,103	0,112	9
170			0,113	9
171	120	0,103	0,113	9
172			0,113	9
178	120	0,103	0,111	8
179			0,112	9
173	130	0,103	0,128	24
174			0,129	25
175	140	0,103	0,116	13
176			0,117	14
177			0,118	15



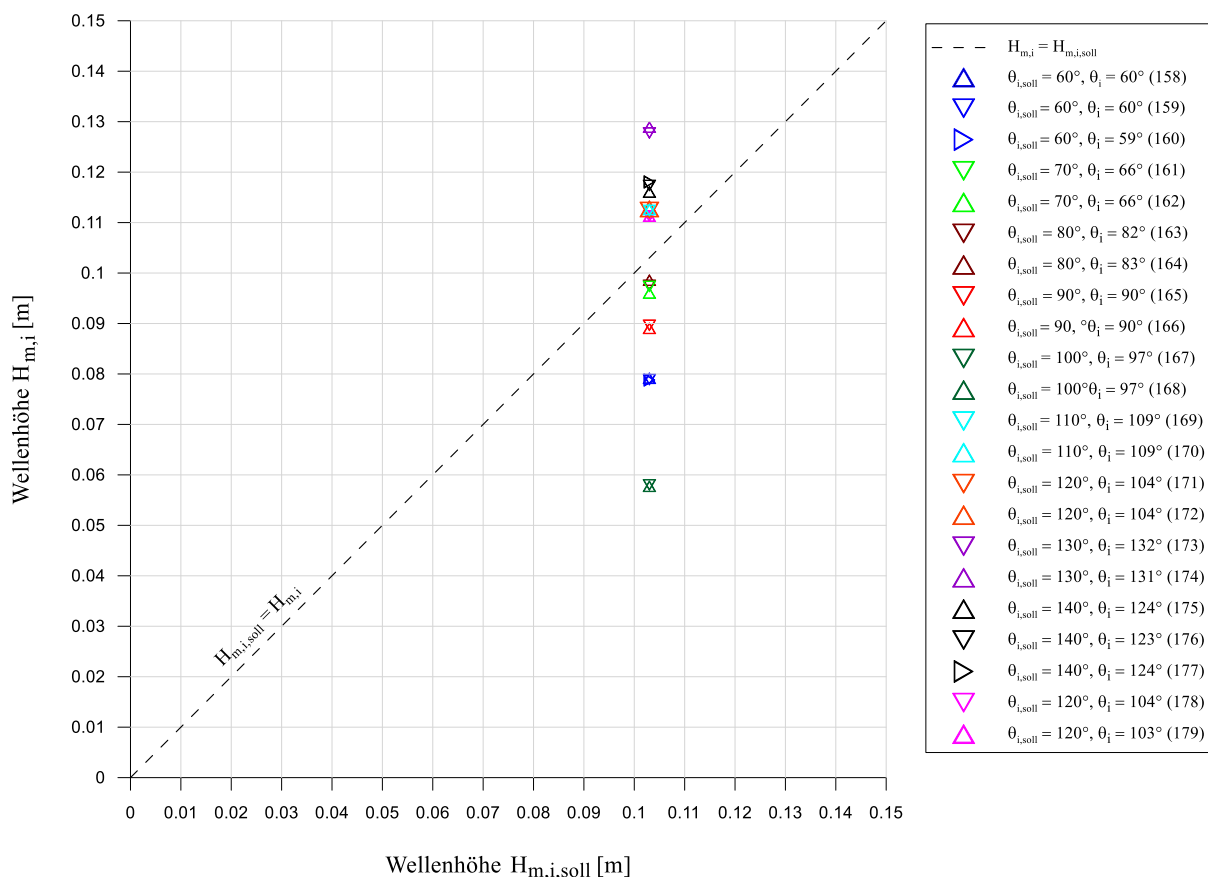


Abb. 6.1: Berechnete einlaufende Wellenhöhe  $H_{m,i}$  [m] über Wellenhöhe  $H_{m,i,soll}$  [m]

Aus der Betrachtung der Sollwerte und der gemessenen Wellenhöhen in der Tabelle wird ersichtlich, dass die berechneten Höhen der einlaufenden Wellen  $H_{m,i}$  bei den Versuchen von der Sollwellenhöhe  $H_{m,i,soll}$  abweichen. Die Differenzen betragen dabei zwischen 4 % (Versuch 164,  $\theta_{i,soll} = 80^\circ$ ) und 44 % (Versuch 167 und 168,  $\theta_{i,soll} = 100^\circ$ ).

Die in Tab. 6.1 festgehaltenen Abweichungen der berechneten Wellenhöhen zum Sollwert sind auch in dem Diagramm gut zu erkennen: Keine der berechneten Wellenhöhen  $H_{m,i}$  stimmt mit der Sollwellenhöhe exakt überein. Der geringste Unterschied zum Sollwert, der durch die Nähe der Diagrammpunkte zur Winkelhalbierende gekennzeichnet ist, ist bei den Versuchen 161 und 162 ( $\theta_{i,soll} = 70^\circ$ ) sowie 163 und 164 ( $\theta_{i,soll} = 80^\circ$ ) vorzufinden. Die für diese Versuche berechneten Werte für  $H_{m,i}$  liegen zwischen 0,096 m und 0,099 m und besitzen somit eine prozentuale Abweichung zum Sollwert von 4 % bis 7 %. Die größte Differenz zwischen  $H_{m,i,soll}$  und  $H_{m,i}$  ist bei Versuch 167 und 168 ( $\theta_{i,soll} = 100^\circ$ ) mit einer Abweichung von fast 50 % von festzustellen.

Zu sehen ist ebenfalls, dass die Datenpunkte oberhalb und unterhalb der Winkelhalbierenden positioniert sind. Das heißt, dass die berechneten Wellenhöhen sowohl größer als auch niedriger als der Sollwert ausfallen. Ein Trend für eine Richtung der Abweichung ist somit nicht vorhanden. Ferner ist auch kein Zusammenhang zwischen dem Ausmaß der Abweichungen und der Wellenrichtung  $\theta_{i,soll}$  festzustellen.

Aus dem Diagramm wird des Weiteren ersichtlich, dass die Datenpunkte gleicher Farbe und somit Versuche gleicher Wellenrichtung jeweils einen nur gering voneinander abweichenden Ordinatenwert besitzen und

dadurch, aufgrund des für alle Versuche identischen Abszissenwertes ( $H_{m,i,soll} = 0,103 \text{ m}$ ), übereinander liegen. Das bedeutet, dass trotz der Abweichung vom Sollwert innerhalb einer untersuchten Wellenrichtung ein nahezu übereinstimmender Wert, mit einer maximalen Abweichung von ungefähr 2 %, für die einlaufende Wellenhöhe  $H_{m,i}$  berechnet wurde. Nachzuvollziehen ist dies auch in der Tab. 6.1.

Als Ursache für die festgestellten Abweichungen wird zunächst die Annahme getroffen, dass ein Berechnungsfehler durch das Analyseprogramm ausgeschlossen werden kann. Die beobachteten Unterschiede zwischen der eingestellten Soll-Wellenhöhe und den mithilfe der 3D-Wellenanalyse festgestellten Wellenhöhen lassen vielmehr vermuten, dass eine Feineinstellung der Wellenmaschine erfolgen muss oder Modelleffekten (Reflexionen) vorliegen. Die Größe der Abweichung ist nicht konstant, sondern variiert in Abhängigkeit des Wellenausbreitungswinkels. Ein fehlerhaftes Messen der Wellenpegel ist auszuschließen. Würde die Wellenmaschine der Soll-Wellenhöhe entsprechende Wellen erzeugen, das heißt eine für alle Versuche identische Wellenhöhe, so wäre im Falle eines Messfehlers durch die Wellenpegel die beobachtete Übereinstimmung der gemessenen Wellenhöhe der gleichen Wellenrichtung nicht möglich.

Die Vermutung, dass der Grund für die Abweichungen der Wellenhöhen bei der Wellenmaschine oder den vorhanden Modelleffekten liegt, kann durch die in Kap. 6.2 durchgeführte Plausibilitätsbetrachtung gestützt werden. Im Rahmen der dort vorgenommenen Untersuchung werden unter anderem die von den Wellenpegeln zu Beginn der Versuche aufgenommene Wellenhöhen bestimmt. In diesem Zeitabschnitt treten noch keine Reflexionen in dem Wellenbecken auf. Somit müssten diese, in den ersten Sekunden des Versuches gemessenen Werte den von der Wellenmaschine erzeugten Wellenhöhen entsprechen. Die von den Wellenpegeln aufgenommenen Wellenhöhen wichen jedoch bis zu 16 % von den zu generierenden, vorgegebenen Sollwellenhöhen ab.

### 6.1.2 Vergleich der einlaufenden Soll-Wellenrichtung mit der gemessenen Wellenrichtung

In Abb. 6.2 ist ein Vergleich zwischen der von der 3D-Analyse ausgegebenen Wellenrichtung der einlaufenden Welle mit der Soll-Wellenrichtung zu sehen. Auf der Ordinate ist die berechnete Wellenrichtung  $\theta_i [^\circ]$  dargestellt, auf der Abszisse die vorgegebene Wellenrichtung  $\theta_{i,soll} [^\circ]$ . Zur Kennzeichnung der Position  $\theta_{i,soll} = \theta_i$  ist eine Winkelhalbierende in Form einer gestrichelten Linie eingefügt.

Wie auch schon bei der Gegenüberstellung der Soll-Wellenhöhen und der berechneten Wellenhöhe (Kap. 6.1.1) ist in dem Diagramm gut zu erkennen, dass sich die Datenpunkte gleicher Farbe überlagern: Die berechneten Wellenrichtungen für zusammengehörende Versuche mit gleicher Soll-Wellenrichtung stimmen miteinander überein.

Mit Ausnahme von drei Versuchsreihen wird zudem eine gute Übereinstimmung zwischen der Soll-Wellenrichtung und der berechneten einlaufenden Wellenrichtung ersichtlich: Bis auf die Versuchsreihe 171/172 (orange,  $\theta_{i,soll} = 120^\circ$ ) und 178/179 (Magenta,  $\theta_{i,soll} = 120^\circ$ ) sowie 175/176/177 (schwarz,  $\theta_{i,soll} = 140^\circ$ ) befinden sich alle Datenpunkte in unmittelbarer Nähe zur Winkelhalbierenden.

Die Abweichungen der genannten Versuche wurden bereits während der Versuchsdurchführung festgestellt. Aus diesem Grund wurde für die Versuche mit einer Wellenausbreitungsrichtung von  $140^\circ$  ein dritter Wiederholungsversuch durchgeführt und die Versuchsreihe mit  $\theta_{i,soll} = 120^\circ$  am Ende wiederholt. Bei der Betrachtung der Ergebnisse fällt auf, dass bei den zusätzlichen Wiederholungsversuchen im Fall beider

Wellenrichtungen identische Abweichungen auftreten. Des Weiteren ist bemerkenswert, dass die berechneten Wellenrichtungen unabhängig von der Sollwellenrichtung um einen Winkel von  $16^\circ$  bzw.  $17^\circ$  (Versuch 176) abweichen.

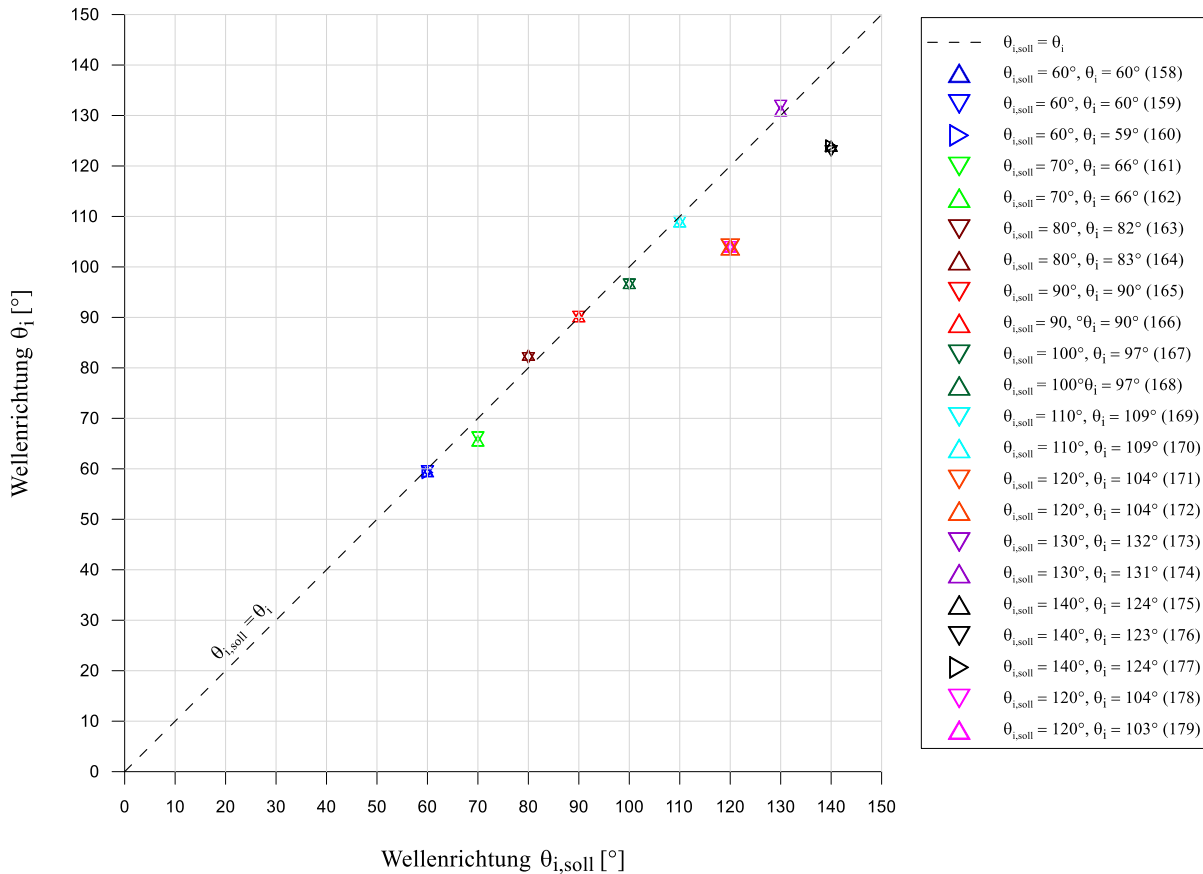


Abb. 6.2: Berechnete einlaufende Wellenrichtung  $\theta_i$  [°] über der Soll-Wellenrichtung der einlaufenden Welle  $\theta_{i,soll}$  [°]

Möglicherweise sind die verhältnismäßig stark abweichenden Wellenrichtungen  $\theta_i$ , wie auch in Kap. 6.1.1 angeführt, einer fehlerhaften Erzeugung der Wellen zuzuschreiben. Für die in diesem Kapitel durchgeführte Betrachtung bedeutet dies, dass bei den Wellenrichtungen  $\theta_{i,soll} = 120^\circ$  und  $\theta_{i,soll} = 140^\circ$  eine abweichende Wellenrichtung generiert wurde. Weiterhin wäre auch denkbar, dass die Abweichungen auf die Berechnungen der 3D-Analysemethode zurückzuführen sind. Die Berechnung der Wellenparameter erfolgt über die Bildung von Kreuzkorrelationen zwischen den gemessenen Signalen der einzelnen Wellenpegel des Pegelfeldes. Je höher dabei die Anzahl der möglichen Kreuzkorrelationen ist, desto genauer kann die Berechnung durchgeführt werden. Möglicherweise ist die Anzahl der Kreuzkorrelationen, die bei einem Einfallswinkel der Welle mit  $\theta_{i,soll} = 120^\circ$  und  $\theta_{i,soll} = 140^\circ$  gebildet werden können, zu gering, sodass daraus eine ungenaue Berechnung der Wellenrichtung resultiert.

### 6.1.3 Zusammenhang zwischen der einlaufenden Wellenhöhe und Wellenrichtung

Der in Kap. 6.1.1 angestellte Vergleich zwischen der einlaufenden Soll-Wellenhöhe und der gemessenen einlaufenden Wellenhöhe hat gezeigt, dass Abweichungen zwischen  $H_{m,i,soll}$  und  $H_{m,i}$  vorliegen und die berechnete Wellenhöhe  $H_{m,i}$  für die unterschiedlichen Versuchsreihen mit verschiedenen Wellenrichtungen

ungleiche Werte annimmt. Wird  $H_{m,i}$  der einlaufenden Wellenrichtung  $\theta_i$  graphisch gegenübergestellt (Abb. 6.3), ist zusätzlich zu beobachten, dass  $H_{m,i}$  die Tendenz zeigt, mit größer werdendem Wellenausbreitungswinkel höhere Werte anzunehmen. Dies ist durch eine Trendlinie in der Abbildung gekennzeichnet.

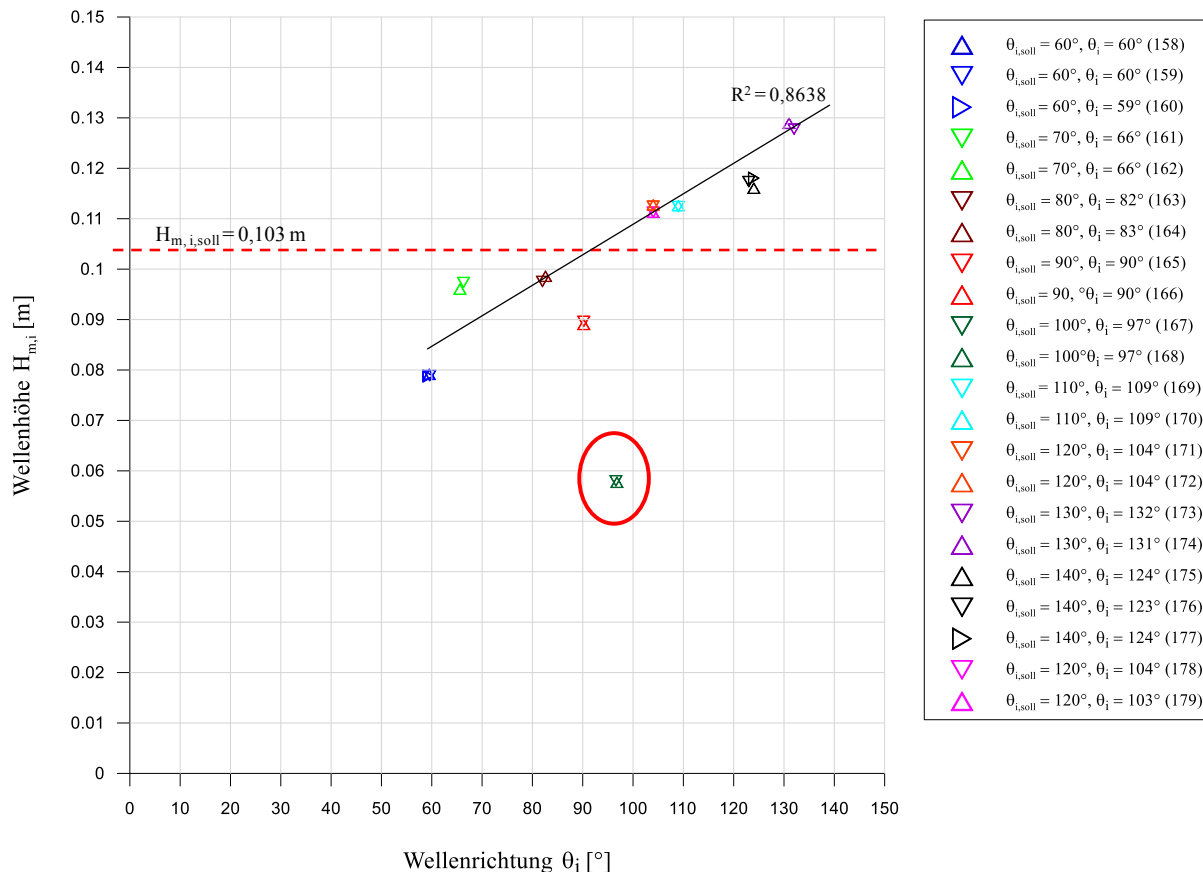


Abb. 6.3: Berechnete einlaufende Wellenhöhe  $H_{m,i}$  [m] über der berechneten einlaufenden Wellenrichtung  $\theta_i$  [°], Versuch 167/168 ( $\theta_{i,soll} = 100^\circ$ ) mit starken Abweichungen in rot markiert

Deutlich abweichend von diesem Trend sind die Versuche 167 und 168, die mit einer Wellenrichtung von  $100^\circ$  ausgeführt wurden. Beim Vergleich mit der Soll-Wellenhöhe konnte für diese Versuchsreihe bereits festgestellt werden, dass die berechnete Größe  $H_{m,i}$  sehr viel geringer ausfällt als  $H_{m,i,soll}$ .

Werden diese abweichenden Versuche bei der Erstellung der Trendlinie nicht berücksichtigt, beträgt das Bestimmtheitsmaß  $R^2 = 0,8638$ .

#### 6.1.4 Zusammenhang zwischen dem Reflexionskoeffizient und Wellenrichtung

Im Folgenden wird der Zusammenhang zwischen dem Reflexionskoeffizienten  $k_r$  und der berechneten, einlaufenden Wellenrichtung  $\theta_i$  betrachtet. In Tab. 6.2 sind die berechneten reflektierten Wellenhöhen  $H_{m,r}$  sowie der zugehörige Reflexionskoeffizient  $k_r$  den Wellenparametern der einlaufenden Welle ( $H_{m,i}$ ,  $\theta_i$ ) gegenübergestellt. Die Versuchsnummer sowie die Soll-Wellenrichtung  $\theta_{i,soll}$  sind ebenfalls aufgeführt.

Der nachfolgenden Tabelle ist zu entnehmen, dass die berechneten Höhen der reflektierten Wellen zwischen 2 mm und 2,4 cm betragen. Der Reflexionskoeffizient  $k_r$  variiert ebenfalls und nimmt Werte zwischen 0,02 und 0,19 an.

Tab. 6.2: Überblick über die berechnete einlaufende Wellenrichtung  $\theta_i$  sowie die ermittelten Wellenhöhen für den einlaufenden Anteil  $H_{m,i}$  und den reflektierten Anteil  $H_{m,r}$

Versuchsnr. [-]	$\theta_{i,soll}$ [°]	$\theta_i$ [°]	$H_{m,i}$ [m]	$H_{m,r}$ [m]	$k_r$ [-]
158	60	60	0,079	0,003	0,04
159		60	0,079	0,005	0,06
160		59	0,079	0,004	0,05
161	70	66	0,097	0,002	0,02
162		66	0,096	0,002	0,02
163	80	82	0,098	0,003	0,04
164		83	0,099	0,002	0,03
165	90	90	0,090	0,006	0,07
166		90	0,089	0,005	0,06
167	100	97	0,058	0,003	0,05
168		97	0,058	0,005	0,09
169	110	109	0,112	0,018	0,16
170		109	0,113	0,018	0,16
171	120	104	0,113	0,014	0,12
172		104	0,113	0,014	0,13
178	120	104	0,111	0,010	0,09
179		103	0,112	0,011	0,10
173	130	132	0,128	0,023	0,18
174		131	0,129	0,024	0,19
175	140	124	0,116	0,015	0,13
176		123	0,117	0,015	0,13
177		124	0,118	0,015	0,13

Wird der Reflexionskoeffizient  $k_r$  [-] über der gemessenen einlaufenden Wellenrichtung  $\theta_i$  [°] graphisch aufgetragen, so zeigt sich die in Abb. 6.4 dargestellte Verteilung der Messpunkte.

Zum einen wird deutlich, dass  $k_r$  tendenziell mit zunehmendem Winkel der Wellenrichtung  $\theta_i$  größer wird. Dies wird das Bestimmtheitsmaß von 0,7452 der eingezeichneten Trendlinie bestätigt. Zum anderen fällt auf, dass nur teilweise eine Überlagerung von Datenpunkten gleicher Farbe vorzufinden ist. Die Reflexionskoeffizienten für die Versuche mit gleicher Wellenrichtung nehmen demnach für Wiederholungsversuche für knapp mehr als die Hälfte der Durchgänge nicht den gleichen Wert an. Eine gute Übereinstimmung von  $k_r$  innerhalb einer Versuchsreihe kann bei Versuch 161/162 ( $\theta_{i,soll} = 70^\circ$ , hellgrün), 169/170 ( $\theta_{i,soll} = 110^\circ$ , hellblau), 171/172 ( $\theta_{i,soll} = 120^\circ$ , orange) sowie 175-177 ( $\theta_{i,soll} = 140^\circ$ , schwarz) festgestellt werden.

Wird der hier festgestellte Verlauf von  $k_r$  über der Wellenrichtung mit dem in Kap. 6.1.3 ermitteltem Zusammenhang zwischen einlaufender Wellenhöhe und der Wellenrichtung (Abb. 6.3) verglichen, so kann beobachtet werden, dass sich die Verteilung der Messpunkte in beiden Diagrammen ähnlich verhält. Sowohl  $H_{m,i}$  als auch  $k_r$  steigen mit zunehmendem Wert für die einlaufende Wellenrichtung  $\theta_i$  an.

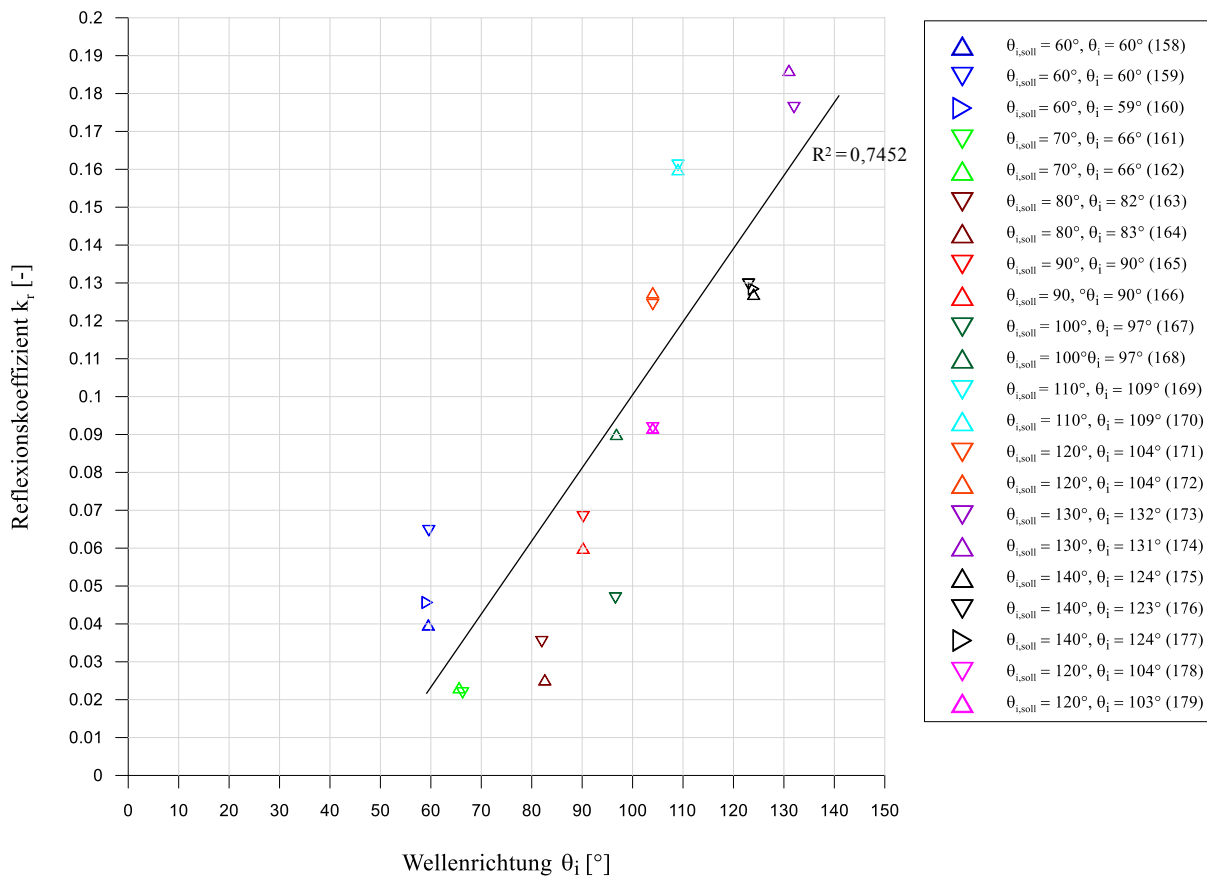


Abb. 6.4: Reflexionskoeffizient  $k_r$  [-] über der berechneten einlaufenden Wellenrichtung  $\theta_i$  [°]

Für die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten von der Wellenrichtung wäre eine gegenüber dem Diagramm (Abb. 6.4) abweichende Verteilung zu erwarten gewesen: Der Zusammenhang zwischen einlaufendem Wellenwinkel und reflektiertem Wellenwinkel folgt dem Gesetz nach Snellius (Einlaufwinkel  $\theta_1$  = Auslaufwinkel  $\theta_2$ ). Abb. 6.5 skizziert diesen Zusammenhang für ein idealisiertes, reflektierendes Hindernis. Eine Welle mit einer Richtung von beispielsweise  $\theta_i = 60^\circ$  besitzt demnach bezüglich eines senkrecht zum Hindernis stehenden Lotes einen Einlaufwinkel von  $\theta_1 = 30^\circ$  und wird mit gleichem Auslaufwinkel  $\theta_2$  und einer Wellenrichtung von  $\theta_r = 120^\circ$  reflektiert. Besitzt eine Welle einen Wellenausbreitungswinkel von  $\theta_i = 120^\circ$ , so betragen der Ein- und Auslaufwinkel ebenfalls  $30^\circ$ . Diese Welle wird auf die gleiche Weise wie eine Welle von  $60^\circ$ -Ausbreitungswinkel ein- und auslaufen, nur spiegelverkehrt. Für den Reflexionskoeffizienten wäre demnach zu erwarten, dass der Zusammenhang  $k_r(\theta_i = 60^\circ) = k_r(\theta_i = 120^\circ)$  gilt und somit eine symmetrische Verteilung des Reflexionskoeffizienten über der Wellenrichtung mit einer Symmetrieachse bei  $\theta_i = 90^\circ$  vorgefunden wird. Dieses Ergebnis liegt jedoch nicht vor.

Für die beobachtete Verteilung der Reflexionskoeffizienten sind zwei mögliche Ursachen denkbar:



1. Die unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten sind auf nicht einheitliche und nicht symmetrische Eigenschaften der Beckenwand-Absorber-Konstruktion zurückzuführen.
2. Es besteht eine Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten von der Höhe der einlaufenden Welle (s. Abb. 6.6). Dies würde bedeuten, dass die passiven Absorber nicht linear arbeiten und mit zunehmender Wellenhöhe der Grad der Absorption abnimmt, so dass die Höhe der reflektierten Wellen ansteigt.

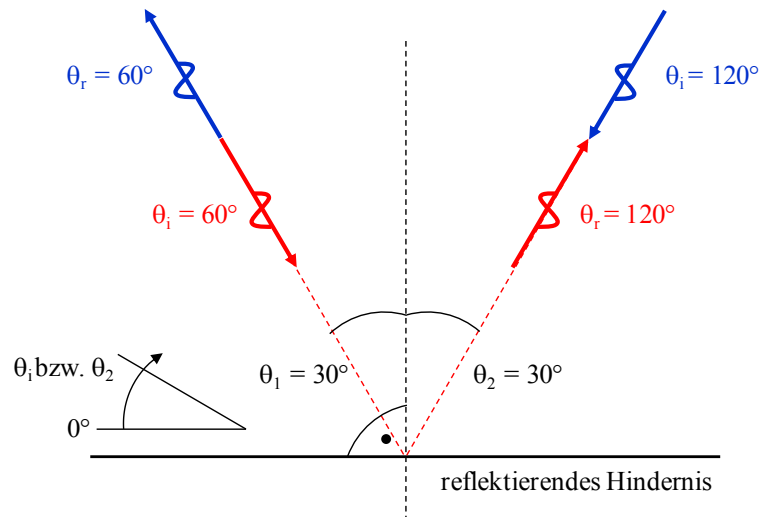


Abb. 6.5: Schematische Darstellung des Verlaufs von einlaufender und reflektierter Welle mit der Wellenrichtung  $\theta_i = 60^\circ$  und  $\theta_i = 120^\circ$

Bezüglich der teilweise auftretenden Abweichungen zwischen den Reflexionskoeffizienten innerhalb einer Versuchsreihe mit gleicher Wellenrichtung lässt sich Folgendes vermuten: Neben der direkten Reflexion der einlaufenden Welle (das heißt, mit dem Einfallswinkel der einlaufenden Welle reflektiert) findet zusätzlich eine Re-Reflexion des reflektierten Wellenanteils an einer weiteren Beckenwand, beispielweise der Seitenwand, statt. Möglicherweise treten diese ungewollten Einflüsse bei bestimmten Wellenrichtungen gehäuft auf, sodass es dem Analyseprogramm für diese Wellenausbreitungswinkel erschwert wird, eine eindeutige Richtung der zuerst reflektierten (das heißt der direkt reflektierten) Welle zu berechnen. Eventuell handelt es sich bei den abweichenden Messpunkten auch um abweichende Einzelwerte. Zur Überprüfung dieser Vermutung und um eine Aussage zur Reproduzierbarkeit der Ergebnisse treffen zu können, sind daher weitere Wiederholungsversuche notwendig. Bei diesen Versuchsreihen sollte der Wellenausbreitungswinkel in feineren Abständen geändert werden und eine Analyse erfolgen, ob die Abweichungen zwischen den aus den Einzelversuchen bestimmten Reflexionsfaktoren  $k_r$  bei bestimmten Winkelausrichtungen gehäuft auftreten.

Möglicherweise weisen die Abweichungen auch auf die bereits in Kap. 6.1.2 angemerkte Schwachstelle der zur 3D-Analyse verwendeten Methode hin. Eventuell ist die Anzahl der möglichen Kreuzkorrelation bei bestimmten Welleneinfallswinkeln zu gering, sodass die Wellenparameter ungenau berechnet werden. Allerdings fällt an dieser Stelle auf, dass die Reflexionskoeffizienten von zwei Versuchsreihen, für die in Kap. 6.1.2 Abweichungen festgestellt wurden, gut miteinander übereinstimmen (Versuch 165/166 mit

$\theta_{i,soll} = 120^\circ$  und Versuch 176/177 mit  $\theta_{i,soll} = 140^\circ$ ). Bei der Überprüfung der Vermutung, dass die 3D-Analysemethode abweichende Ergebnisse für bestimmte Wellenrichtungen liefert, sollten daher weitere Messreihen durchgeführt werden und neben dem Reflexionskoeffizienten weitere Parameter, wie die Wellenrichtung und die Wellenhöhe, in Abhängigkeit der Soll-Wellenrichtung beobachtet werden.

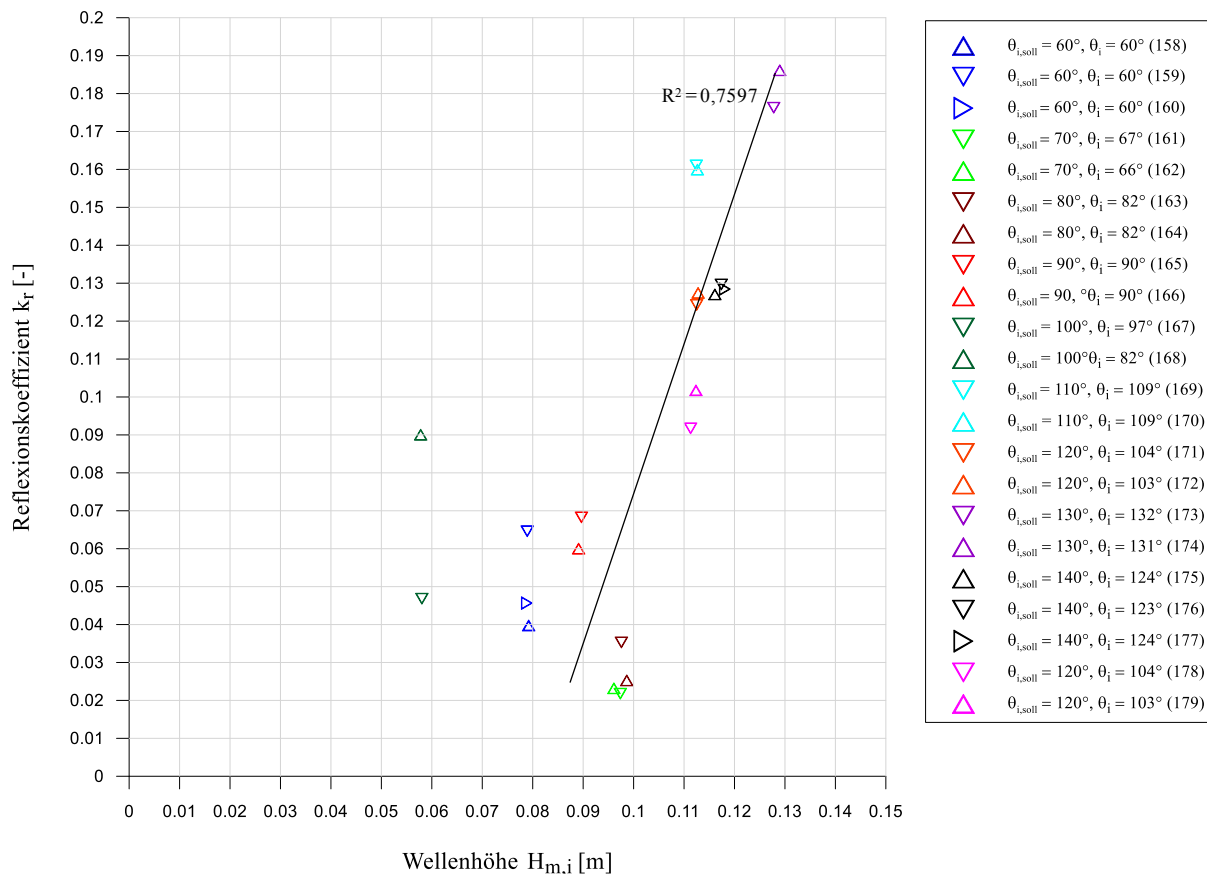


Abb. 6.6: Reflexionskoeffizient  $k_r$  [-] über der berechneten einlaufenden Wellenhöhe  $H_{m,i}$  [°]

### 6.1.5 Vergleich der einlaufenden Wellenhöhe mit der reflektierten Wellenhöhe

Die mittels der 3D-Wellenanalyse berechneten Wellenhöhen für die einlaufende sowie reflektierte Welle werden in Abb. 6.7 graphisch gegenübergestellt. Auf der Ordinate sind die ermittelten Werte für  $H_{m,r}$  [m], auf der Abszisse die berechneten einlaufenden Wellenhöhen  $H_{m,i}$  [m] aufgetragen. Da die reflektierten Wellenhöhen sehr viel geringer ausfallen als die einlaufenden Wellenhöhen, ist zur besseren Übersichtlichkeit die Unterteilung der y-Achse feiner gewählt als die der x-Achse gewählt worden.

Entsprechend der Beobachtung des Reflexionskoeffizienten in Abhängigkeit der einlaufenden Wellenhöhe (Kap. 6.1.4) zeigt sich auch bei dieser graphischen Darstellung, dass keine Übereinstimmung zwischen den reflektierten Wellenhöhen von Wiederholungsversuchen mit gleicher Wellenrichtung und somit eine eingeschränkte Reproduzierbarkeit der Ergebnisse vorliegt.

Auffällig ist jedoch die Verteilung der Datenpunkte insbesondere bei Werten für  $H_{m,i}$  größer als 0,08 m. Der Verlauf der reflektierten Wellenhöhen  $H_{m,r}$  über den einlaufenden Wellenhöhen  $H_{m,i}$  lässt vermuten, dass

ein linearer Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen vorliegt. Zur Veranschaulichung dieses Zusammenhangs ist in dem Diagramm eine Trendlinie eingezeichnet, deren Bestimmtheitsmaß  $R^2 = 0,8312$  beträgt.

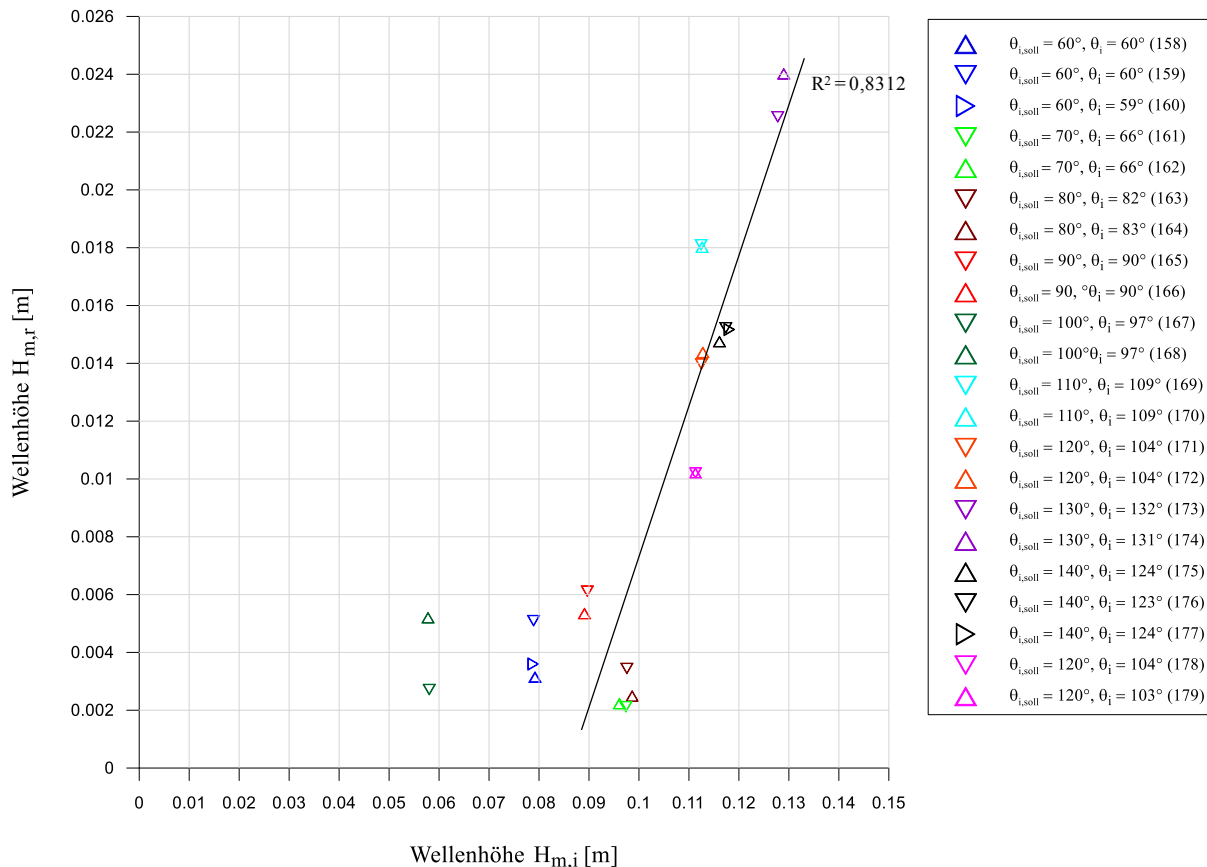


Abb. 6.7: Vergleich der berechneten reflektierten Wellenhöhe  $H_{m,r}$  [m] mit der berechneten einlaufenden Wellenhöhe  $H_{m,i}$  [m]

In Kap. 6.1.4 wurde aufgrund des Verlaufs des Reflexionskoeffizienten über der Wellenrichtung die Vermutung angestellt, dass die im Wellenbecken verwendeten Absorber nicht linear arbeiten. Die hier gemachte Beobachtung hingegen würde das Gegenteil bedeuten, nämlich dass die Absorber – zumindest für  $H_{m,i} > 0,08$  m – ein lineares Absorptionsverhalten zeigen: Mit ansteigender Höhe der einlaufenden Wellen nimmt auch die Wellenhöhe der reflektierten Wellenanteile linear zu. Dies wiederum würde heißen, dass der zwischen dem Reflexionskoeffizienten und der Wellenrichtung festgestellte Zusammenhang nicht auf das Verhalten der Absorber zurückzuführen ist, sondern in erster Linie auf die konstruktive Nicht-Symmetrie des Wellenbeckens.

Zur Untersuchung, ob ein Zusammenhang zwischen der einlaufenden Wellenhöhe und dem Absorptionsverhalten der Absorber vorliegt, wäre eine Durchführung von Messungen mit folgenden Randbedingungen möglich:

- gleichbleibende Wellenrichtung  $\theta_i$ ,
- variierende einlaufende Wellenhöhe  $H_{m,i}$ .

Die reflektierte Wellenhöhe  $H_{m,r}$  sollte beobachtet und der Reflexionskoeffizienten  $k_r$  berechnet werden.

Kann ein – im Rahmen der Messgenauigkeit von 2,5 mm – konstanter Reflexionskoeffizient  $k_r$  festgestellt werden, so wäre davon auszugehen, dass sich das Absorptionsverhalten nicht in Abhängigkeit der einlaufenden Wellenhöhe verändert. Diese Untersuchung sollte für alle Wellenrichtungen  $\theta_i$  reproduzierbar sein.

### 6.1.6 Vergleich der gemessenen reflektierten Wellenrichtung mit der erwarteten Richtung

Die Richtungsänderung von Wasserwellen infolge der Reflexion an Hindernissen folgt dem Reflexionsgesetz nach Snellius. Im Folgenden wird überprüft, ob der Einfallswinkel der einlaufenden Welle dem Ausfallwinkel der reflektierten Welle bei der hier untersuchten Versuchsreihe entspricht.

Hierfür wurden zunächst die mithilfe der 3D-Analyse berechneten Richtungen der einlaufenden Wellen herangezogen. Für jede einlaufende Wellenrichtung wurde unter Berücksichtigung des Gesetzes nach Snellius eine zu erwartende, reflektierte Wellenrichtung  $\theta_{r,erwartet}$  berechnet:

$$\theta_1 = 90^\circ - \theta_i \quad (6.2)$$

$$\theta_1 = \theta_2$$

$$\begin{aligned} \theta_{r,erwartet} &= \theta_i + \theta_1 + \theta_2, \\ \Rightarrow \theta_{r,erwartet} &= \theta_i + 2 \cdot \theta_1 \end{aligned} \quad (6.3)$$

Abb. 6.8 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen  $\theta_i$  und  $\theta_{r,erwartet}$  anhand einer Skizze.

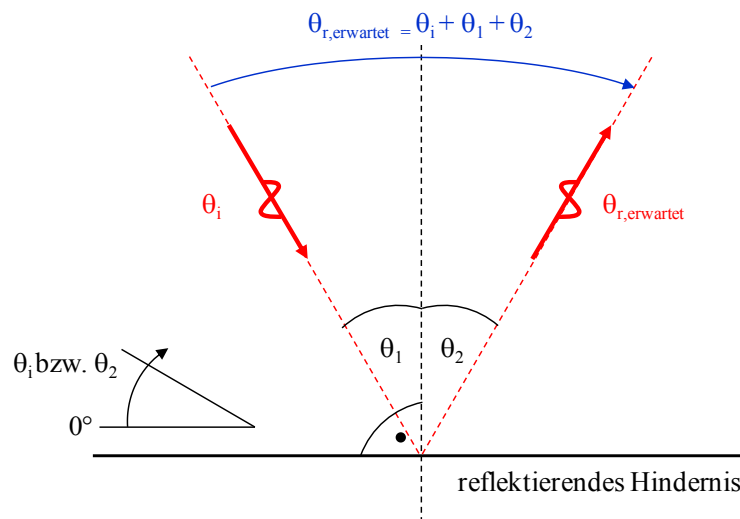


Abb. 6.8: Zusammenhang zwischen einlaufender und reflektierter Wellenrichtung unter Berücksichtigung des Reflexionsgesetzes nach Snellius

In Tab. 6.3 sind die ermittelten, zu erwartenden Richtungen der reflektierten Wellen  $\theta_{r,erwartet}$  in Abhängigkeit der berechneten einlaufenden Wellenrichtung  $\theta_i$  aufgezeigt. Ebenfalls angegeben sind die durch die 3D-Wellenanalyse berechneten reflektierten Wellenausbreitungswinkel  $\theta_r$ . Es wird ersichtlich, dass  $\theta_r$  nicht

den nach dem Reflexionsgesetz zu erwartenden reflektierten Wellenwinkeln  $\theta_{r,erwartet}$  entspricht. Die Abweichungen zwischen dem Erwartungswert und dem aus der Analyse berechneten Wert betragen zwischen 15 % und 58 %. Der Ausfallwinkel  $\theta_2$ , der sich berechnen lässt zu

$$\theta_2 = \begin{cases} \theta_r - 90^\circ & \text{für } \theta_r > 90^\circ \\ 90^\circ - \theta_r & \text{für } \theta_r \leq 90^\circ \end{cases} \quad (6.4)$$

fällt bei allen Versuchen größer aus als der nach dem Reflexionsgesetz erwartete Ausfallwinkel  $\theta_{2,erwartet}$ ,

$$\theta_{2,erwartet} = \begin{cases} 90^\circ - \theta_i & \text{für } \theta_i < 90^\circ \\ \theta_i - 90^\circ & \text{für } \theta_i \geq 90^\circ \end{cases} \quad (6.5)$$

Die Reflexion der einlaufenden Wellen geschieht demnach bei allen untersuchten Wellenrichtungen unter einem stumpferen Winkel als in Bezug auf das Gesetz nach Snellius zu erwarten gewesen wäre. Die für die Ausfallwinkel  $\theta_{2,erwartet}$  sowie  $\theta_2$  berechneten Werte sind ebenfalls in Tab. 6.3 aufgelistet.

Eine Ursache für diese Beobachtung ist vermutlich die Re-Reflexionen der Wellen an den Seitenwänden des Wellenbeckens, aufgrund dessen das Gesetz von Snellius in dem 3D-Wellenbecken nicht uneingeschränkt angewendet werden kann. Zur Bestätigung dieser Annahme sind weitere Untersuchungen erforderlich.

## 6.2 Prüfung der Plausibilität der Ergebnisse

Die Auswertung der Versuchsreihe in den vorangegangenen Abschnitten zeigt, dass die Ergebnisse aus der 3D-Analyse nicht uneingeschränkt mit den zu erwartenden Resultaten übereinstimmen. Es wurde vermutet, dass diese Abweichungen durch die Eigenschaften des Versuchsstands (z.B. konstruktive Nicht-Symmetrie des Wellenbeckens, Absorbereigenschaften) oder möglicherweise durch eine nötige Feineinstellung der Wellenmaschine oder durch Reflexionen im Wellenbecken verursacht werden.

Allerdings ist es ebenfalls denkbar, dass die festgestellten Abweichungen auf eine inkorrekte Auswertung der Messdaten durch die 3D-Analyse zurückzuführen sein könnten. Aus diesem Grund wird im Folgenden eine Plausibilitätsüberprüfung der mit der 3D-Analyse ermittelten Parameter anhand von 2D-Analyseverfahren, deren Anwendung sich im zweidimensionalen Fall bewährt hat und als verifizierter Standard gilt, durchgeführt. Hierdurch sollen die Zuverlässigkeit der 3D-Analyse und die Korrektheit der in Kap. 6.1 ermittelten Versuchsergebnisse bestätigt werden.

Um die Plausibilität der durch die 3D-Wellenanalyse ermittelten Parameter ( $H_{m0,3D}$  bzw.  $H_{i,3D}$  und  $T_{p,3D}$ ) zu kontrollieren, wurden die Datensätze von drei Versuchsreihen, bei denen jeweils unterschiedliche Wellenrichtungen erzeugt wurden, herangezogen. Für diese Daten fand mit Hilfe von zwei zusätzlichen 2D-Analysemethoden ebenfalls eine Untersuchung statt. Hierfür erfolgte einer Auswertung der Messreihen

1. optisch als Zeitreihe (*Show Signal* in *WaveLab3*®) und
2. mithilfe einer Zeitreihenanalyse (*Time Series Analysis* in *WaveLab3*®) im Zeit- und Frequenzbereich.

Die dabei berechneten Parameter für die Wellenhöhe  $H$  und die Wellenperiode  $T$  wurden mit den Parametern aus der 3D-Wellenanalyse verglichen.

Tab. 6.3: Übersicht über die erwartete reflektierte Wellenrichtung  $\theta_{r,erwartet}$ , die berechnete reflektierte Wellenrichtung  $\theta_r$ , die prozentuale Abweichung zwischen  $\theta_{r,erwartet}$  und  $\theta_r$  sowie die Ausfallwinkel  $\theta_{2,erwartet}$  und  $\theta_2$  (Tabelleneinträge gerundet)

Versuchsnummer [-]	$\theta_{soll}$ [°]	$\theta_i$ [°]	$\theta_{r,erwartet}$ [°]	$\theta_r$ [°]	Abweichung $\theta_{r,erwartet} - \theta_r$ [%]	$\theta_{2,erwartet}$ [°]	$\theta_2$ [°]
158	60	60	121	173	44%	31	83
159		60	120	162	35%	30	72
160		59	121	170	41%	31	80
161	70	66	114	171	50%	24	81
162		66	114	173	51%	24	83
163	80	82	98	126	29%	8	36
164		83	97	147	51%	7	57
165	90	90	90	71	21%	0	19
166		90	90	65	28%	0	25
167	100	97	83	52	38%	7	7
168		97	83	71	15%	7	7
169	110	109	71	48	32%	19	19
170		109	71	48	32%	19	19
171	120	104	76	60	21%	14	14
172		104	76	60	21%	14	14
178	120	104	76	54	29%	14	14
179		103	77	57	26%	13	13
173	130	132	48	20	58%	42	42
174		131	49	21	57%	41	41
175	140	124	56	26	54%	34	34
176		123	57	28	51%	33	33
177		124	56	26	54%	34	34

Durch die Darstellung der Messdaten als Zeitreihe ist die optische Abschätzung der zu überprüfenden Parameter aus dem angezeigten Verlauf der Wellenauslenkungen möglich. Repräsentativ für alle Wellenpegel wurde nur das gemessene Signal des ersten Wellenpegels (WP1) betrachtet. Dies ist möglich, da alle Wellenpegel – abgesehen von einer aus der Anordnung des jeweiligen Pegels im Wellenpegelfeld resultierenden



Phasenverschiebung und von geringen Abweichungen – im Rahmen der Messgenauigkeit von 2,5 mm gleiche Wellenhöhen erfassen. Die gemessenen Wellenauslenkungen aller Wellenpegel sind in Abb. 6.9 beispielhaft für den Versuch 165 dargestellt. Die auf der Ordinate ist fälschlicherweise in Volt beschriftet, entspricht aber Metern.

Für die Bestimmung der Wellenparameter  $H_{m,ZR}$  und  $T_{m,ZR}$  wurde ein Zeitfenster von 10 Sekunden nach der Registrierung der ersten Wellenauslenkung durch die Wellenpegel aus der Zeitreihe ausgewählt. Die Wahl dieses Intervalls begründet sich durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle in dem Wellenbecken:

- Die Welle besitzt eine Geschwindigkeit von  $c = 1,5 \text{ m/s}$ .
- Die Rückseite des Beckens, an der der Bereich der Absorber beginnt, ist 8 m von WP1 entfernt. An dieser Stelle treten, wenn auch gedämpft durch die Absorber, erste Reflexionen auf.
- Bei einer Wellenrichtung von  $90^\circ$  beträgt die Summe der Laufzeiten einer einlaufenden und reflektierten Welle mit gleicher Wellenperiode  $t = 2 \cdot \frac{8 \text{ m}}{1,5 \text{ m/s}} = 10,67 \text{ s}$ .

Dies bedeutet, die Zeitspanne von abgerundet 10 s entspricht der Dauer, zwischen der ein einlaufender Wellenkamm den Wellenpegel WP1 des Pegelfeldes passiert und die erste reflektierte Welle denselben Wellenpegel wieder erreicht. Das in diesem Zeitraum betrachtete Signal ist demnach frei von Reflexionen deren Periode gleich oder kleiner der einlaufenden Welle ist. Dieser Zeitabschnitt vergrößert sich bei schrägem Wellenangriff – innerhalb dieser 10 Sekunden wird somit für alle Wellenrichtungen gewährleistet, dass lediglich ein einlaufender Wellenteil erfasst wird.

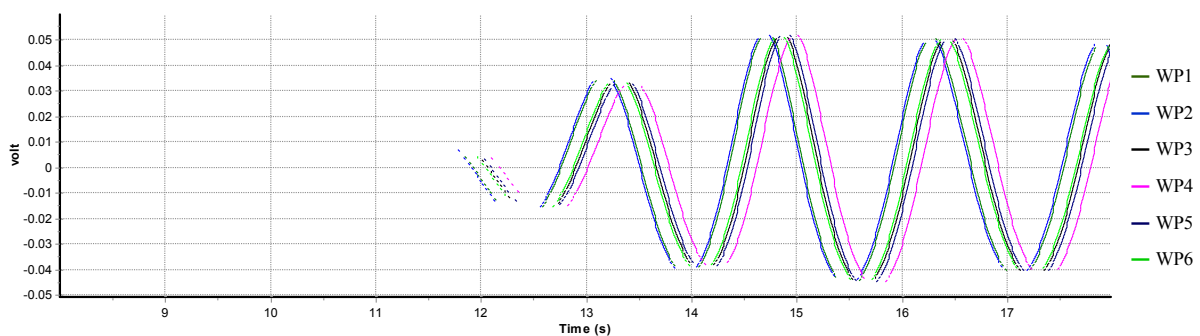


Abb. 6.9: Messsignal der Wellenauslenkungen an den Wellenpegeln WP1-WP6 (Versuch 165)

Da sich das betrachtete Zeitfenster am Anfang der Messung befindet, wird auch das Einschwingen der Welle nach der ersten Auslenkung der Wellenmaschine abgebildet. Für die Bestimmung der mittleren Wellenparameter wird dieses Einschwingen (s. Abb. 6.10) jedoch nicht betrachtet, sondern lediglich die anschließend gemessenen voll ausgebildeten Wellenauslenkungen.

Aus der Differenz zwischen einem abgeschätzten Mittelwert der maximalen und minimalen Werte dieser Wellenauslenkungen wurde eine mittlere Wellenhöhe  $H_{m,ZR}$  abgelesen. Der Wert in Volt entspricht einer Wellenhöhe in Metern. Die Wellenperiode  $T_{m,ZR}$  des Versuches ergibt sich aus dem horizontalen Abstand zwischen zwei Wellentälern oder Wellenbergen, welcher aus der Abbildung in Sekunden abgelesen werden kann. Abb. 6.10 zeigt die durch den WP1 gemessene Wellenauslenkung während der ersten 10 Sekunden des Versuches 165.

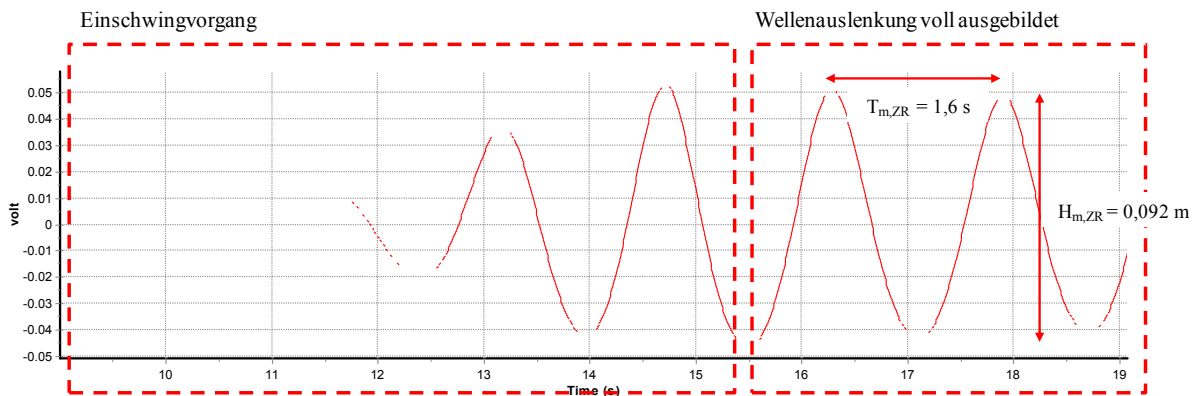


Abb. 6.10: Optische Zeitreihenanalyse zur Bestimmung der Wellenhöhe  $H_{m,ZR}$  und der Wellenperiode  $T_{m,ZR}$  (Versuch 165, WP1)

Die Überprüfung der Wellenparameter anhand einer zweiten Methode erfolgte mithilfe der Zeitreihenanalyse. Für alle gemessenen Signale wurden für jeden der sechs Wellenpegel eine charakteristische Wellenhöhe sowie eine Wellenperiode sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich berechnet ( $H_{m,TD}/T_{m,TD}$ : mittlere Wellenhöhe/-periode im Zeitbereich (*Time Domain*),  $H_{m,FD}$  bzw.  $H_{FD}$ ; Wellenhöhe im Frequenzbereich (*Frequency Domain*);  $T_{p,FD}$ : Peakperiode im Frequenzbereich). Diese Methode unterscheidet nicht zwischen den einlaufenden und den reflektierten Wellenanteilen, sodass die ermittelten Parameter, im Gegensatz zu den durch die 3D-Analyse und die optische Abschätzung ermittelten Werten, für die Überlagerung beider Wellenanteile gelten. Aus diesem Grund werden die mittels Zeitreihenanalyse berechneten Parameter lediglich zur qualitativen Überprüfung der Größenordnung der Werte herangezogen, da eine quantitative Vergleichbarkeit nicht gegeben ist.

Überprüft wurde die Plausibilität der mit der 3D-Analyse berechneten Parameter anhand einer Auswahl von drei Versuchen mit unterschiedlichen Wellenrichtungen und der jeweiligen Wiederholungsversuche. Die betrachteten Wellenausbreitungswinkel wurden dabei zu  $\theta_{i,soll} = 60^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $120^\circ$  gewählt, um drei möglichst unterschiedliche Szenarien zu kontrollieren und einen Einfluss der Ausbreitungsrichtung der Wellen in dem 3D-Wellenbecken auf die Ergebnisse der Plausibilitätsprüfung auszuschließen. Durch die Auswertung der Wiederholungsversuche konnte die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse für Versuche, die unter gleichen Versuchsbedingungen durchgeführt wurden, bewertet werden.

Im Vorfeld dieser Messreihe wurde bei Versuchsreihen festgestellt, dass sich die gemessenen Parameter aus einem Versuch und zwei anschließend durchgeführten Wiederholungsversuchen im Rahmen der Messgenauigkeit der Wellenpegel kaum voneinander unterscheiden. Bei den drei hier untersuchten Wellenrichtungen sind für  $\theta_{i,soll} = 60^\circ$  drei Versuche, für die zwei anderen Wellenrichtungen ( $\theta_{i,soll} = 90^\circ$  und  $120^\circ$ ) lediglich zwei Versuche durchgeführt wurden.

In Tab. 6.4 und Tab. 6.5 sind die Ergebnisse für die Wellenperioden sowie die Wellenhöhen aus der 3D-Analyse, der optischen Zeitreihenanalyse sowie aus der Zeit- und Frequenzanalyse aufgeführt.

Tab. 6.4: Ermittelte Wellenperioden für Plausibilitätsüberprüfung

Versuchsnr.	$\theta_{i,soll}$ [°]	$T_{m,i,soll}$ [s]	3D Wave Analysis		Show Signal			Time Series Analysis						
			$T_{p,i,3D}$ [s]	Abweichung $T_{m,i,soll} - T_{p,i,3D}$ [%]	$T_{m,ZR}$ [s]	Abweichung $T_{p,i,3D} - T_{m,ZR}$ [%]	Abweichung $T_{m,i,soll} - T_{m,ZR}$ [%]	WP [-]	Zeitbereich		Frequenzbereich			
									$T_{m,TD}$ [s]	Abweichung $T_{p,i,3D} - T_{m,TD}$ [%]	Abweichung $T_{m,i,soll} - T_{m,TD}$ [%]	$T_{p,FD}$ [s]	Abweichung $T_{p,i,3D} - T_{m,FD}$ [%]	Abweichung $T_{m,i,soll} - T_{m,FD}$ [%]
158	60	1,6	1,606	0,4%	1,6	0,4%	0%	1	1,598	0,5%	0,1%	1,617	0,7%	1,1%
								2	1,6	0,4%	0,0%			
								3	1,599	0,4%	0,1%			
								4	1,6	0,4%	0,0%			
								5	1,6	0,4%	0,0%			
								6	1,6	0,4%	0,0%			
159	60	1,6	1,606	0,4%	1,6	0,4%	0%	1	1,599	0,4%	0,1%	1,617	0,7%	1,1%
								2	1,6	0,4%	0,0%			
								3	1,6	0,4%	0,0%			
								4	1,601	0,3%	0,1%			
								5	1,6	0,4%	0,0%			
								6	1,6	0,4%	0,0%			
160	60	1,6	1,606	0,4%	1,6	0,4%	0%	1	1,599	0,4%	0,1%	1,617	0,7%	1,1%
								2	1,6	0,4%	0,0%			
								3	1,599	0,4%	0,1%			
								4	1,6	0,4%	0,0%			
								5	1,6	0,4%	0,0%			
								6	1,599	0,4%	0,1%			
165	90	1,6	1,606	0,4%	1,6	0,4%	0%	1	1,6	0,4%	0,0%	1,617	0,7%	1,1%
								2	1,6	0,4%	0,0%			
								3	1,6	0,4%	0,0%			
								4	1,6	0,4%	0,0%			
								5	1,6	0,4%	0,0%			
								6	1,6	0,4%	0,0%			
166	90	1,6	1,606	0,4%	1,6	0,4%	0%	1	1,601	0,3%	0,1%	1,617	0,7%	1,1%
								2	1,6	0,4%	0,0%			
								3	1,6	0,4%	0,0%			
								4	1,6	0,4%	0,0%			
								5	1,6	0,4%	0,0%			
								6	1,601	0,3%	0,1%			
171	120	1,6	1,606	0,4%	1,6	0,4%	0%	1	1,6	0,4%	0,0%	1,617	0,7%	1,1%
								2	1,6	0,4%	0,0%			
								3	1,6	0,4%	0,0%			
								4	1,599	0,4%	0,1%			
								5	1,6	0,4%	0,0%			
								6	1,6	0,4%	0,0%			
172	120	1,6	1,606	0,4%	1,6	0,4%	0%	1	1,601	0,3%	0,1%	1,617	0,7%	1,1%
								2	1,6	0,4%	0,0%			
								3	1,6	0,4%	0,0%			
								4	1,6	0,4%	0,0%			
								5	1,6	0,4%	0,0%			
								6	1,6	0,4%	0,0%			

Tab. 6.5: Ermittelte Wellenhöhen für die Plausibilitätsüberprüfung

Versuchsnr.	$\theta_{\text{Soll}}$ [°]	$H_{m,i,\text{Soll}}$ [m]	3D Wave Analysis			Show Signal			W/P	Time Series Analysis						
			$H_{m0,i,3D}$	$H_{i,3D}$ (= $H_{m0,i,3D}/\sqrt{2}$ )	Abweichung $H_{m,i,\text{Soll}} - H_{i,3D}$ [%]	$H_{m,ZR}$ [m]	Abweichung $H_{i,3D} - H_{m,ZR}$ [%]	Abweichung $H_{m,i,\text{Soll}} - H_{m,ZR}$ [%]		Zeitbereich			Frequenzbereich			
										$H_{m,TD}$ [m]	Abweichung $H_{i,3D} - H_{m,TD}$ [%]	Abweichung $H_{m,i,\text{Soll}} - H_{m,TD}$ [%]	$H_{m0,FD}$ [m]	$H_{FD}$ (= $H_{m0,FD}/\sqrt{2}$ ) [m]	Abweichung $H_{i,3D} - H_{FD}$ [%]	Abweichung $H_{m,i,\text{Soll}} - H_{FD}$ [%]
158	60	0,103	0,112	0,079	23%	0,088	11%	15%	1	0,080	2%	22%	0,110	0,078	2%	24%
									2	0,081	3%	21%	0,114	0,081	2%	22%
									3	0,085	7%	18%	0,116	0,082	3%	21%
									4	0,081	2%	22%	0,111	0,078	1%	24%
									5	0,084	6%	18%	0,112	0,079	0%	23%
									6	0,083	4%	20%	0,113	0,080	1%	23%
159	60	0,103	0,112	0,079	23%	0,087	10%	16%	1	0,081	2%	22%	0,110	0,077	2%	25%
									2	0,080	2%	22%	0,114	0,081	2%	22%
									3	0,085	8%	17%	0,116	0,082	4%	20%
									4	0,081	2%	22%	0,110	0,078	2%	25%
									5	0,082	4%	20%	0,111	0,079	0%	24%
									6	0,083	6%	19%	0,113	0,080	1%	23%
160	60	0,103	0,111	0,079	24%	0,087	10%	16%	1	0,081	3%	22%	0,110	0,077	2%	25%
									2	0,081	2%	22%	0,114	0,080	2%	22%
									3	0,086	10%	16%	0,116	0,082	4%	21%
									4	0,079	1%	23%	0,109	0,077	2%	25%
									5	0,082	4%	21%	0,112	0,079	0%	24%
									6	0,083	5%	19%	0,113	0,080	1%	22%
165	90	0,103	0,127	0,090	13%	0,091	2%	12%	1	0,087	3%	16%	0,120	0,084	6%	18%
									2	0,097	8%	6%	0,135	0,095	6%	8%
									3	0,097	9%	5%	0,135	0,095	6%	8%
									4	0,092	2%	11%	0,129	0,091	1%	12%
									5	0,086	4%	16%	0,121	0,086	4%	17%
									6	0,090	0%	13%	0,126	0,089	1%	14%
166	90	0,103	0,126	0,089	13%	0,092	3%	11%	1	0,086	4%	17%	0,118	0,084	6%	19%
									2	0,098	10%	4%	0,134	0,095	7%	8%
									3	0,096	8%	7%	0,134	0,095	6%	8%
									4	0,092	3%	11%	0,128	0,090	1%	12%
									5	0,087	2%	16%	0,120	0,085	4%	17%
									6	0,089	0%	14%	0,124	0,088	1%	15%
171	120	0,103	0,159	0,113	9%	0,098	13%	5%	1	0,116	3%	13%	0,162	0,115	2%	11%
									2	0,122	8%	18%	0,171	0,121	7%	17%
									3	0,118	5%	15%	0,165	0,117	3%	13%
									4	0,111	2%	7%	0,153	0,109	4%	5%
									5	0,107	5%	4%	0,149	0,105	7%	2%
									6	0,117	4%	13%	0,164	0,116	3%	13%
172	120	0,103	0,159	0,113	9%	0,098	13%	5%	1	0,116	3%	13%	0,163	0,115	2%	12%
									2	0,125	11%	21%	0,172	0,122	8%	18%
									3	0,118	5%	15%	0,166	0,117	4%	14%
									4	0,112	1%	8%	0,154	0,109	3%	6%
									5	0,107	5%	4%	0,149	0,105	6%	2%
									6	0,119	6%	15%	0,164	0,116	3%	13%

Bei dem Vergleich der durch alle Methoden berechneten Wellenperioden kann eine gute Übereinstimmung festgestellt werden. Die maximalen Abweichungen der aus der Versuchsreihe berechneten Wellenperioden sowohl vom Sollwert  $T_{m,i,soll}$  als auch von den mittels 3D-Analyse bestimmten Wellenperioden  $T_{p,3D}$  sind nur gering und betragen maximal 1,1 %. Hierzu sei angemerkt, dass bei der Zeit-Frequenzanalyse statt einer mittleren Wellenperiode  $T_m$  eine Peakperiode  $T_p$  ermittelt wird.  $T_m$  und  $T_p$  sollten bei regelmäßigen Wellen unter idealen Bedingungen den gleichen Wert annehmen, da bei regelmäßigen Wellenauslenkungen theoretisch keine Peakfrequenz und somit auch keine Peakperiode auftreten. Unter realen Bedingungen kann es zu Abweichungen in der Regelmäßigkeit der Wellen kommen, sodass Peakfrequenzen vorhanden sein können und die Peakperiode von der mittleren Periode, jedoch nur gering, abweicht.

Die Betrachtung der Wellenhöhe hingegen zeigt, wie auch schon bei der Auswertung der Ergebnisse im vorangegangenen Kap. 6.1 festgestellt werden konnte, dass die berechneten Größen  $H_{i,3D}$  überwiegend nicht mit dem Sollwert der Wellenhöhe  $H_{m,i,soll}$  übereinstimmen. Die Abweichungen liegen in einem Bereich zwischen 9 % und 23 %. Wird jedoch die Wellenhöhen unabhängig vom Sollwert betrachtet, so kann festgestellt werden, dass innerhalb einer Versuchsreihe mit gleicher Wellenrichtung sowohl der Versuch als auch der Wiederholungsversuch bzw. die Wiederholungsversuche in gleicher Weise vom Sollwert abweichen und eine Reproduzierbarkeit gegeben ist.

Erfolgt ein Vergleich der aus der Zeitreihe abgelesenen Wellenhöhe  $H_{m,ZR}$  mit dem Wert  $H_{i,3D}$  aus der 3D-Wellenanalyse, so wird ersichtlich, dass mit Ausnahme der Versuchsreihe 165 und 166 leichte Abweichungen festzustellen sind. Bei Versuch 158-159 wurden 5-8 % höhere Wellenhöhen  $H_{m,ZR}$  ermittelt, Versuch 171-172 hingegen liefert um 10 % niedrigere  $H_{m,ZR}$ . Eine mögliche Begründung für diese Abweichungen liefert die Betrachtung der Zeitreihen für die jeweiligen Versuche (Abb. 6.11 und Abb. 6.12). Die für die Versuchsreihe 158-159 gemessenen Wellenhöhen sind zu Beginn des Versuches etwas höher als während der restlichen Versuchsdauer. Abb. 6.11 zeigt das gemessene Signal (WP1) bis zur 250. Sekunde: Rot markiert ist der Anfang der Zeitreihe mit den leicht höheren Wellenauslenkungen. Da für die optische Bestimmung von  $H_{m,ZR}$  genau dieser Bereich aus dem Anfang der Zeitreihe betrachtet wurde, die Berechnung von  $H_{i,3D}$  indessen anhand der kompletten Messung geschieht, sind aus diesem Grund höhere Werte für  $H_{m,ZR}$  ermittelt worden. Entsprechendes zeigt sich bei der Betrachtung der Zeitreihe von den Versuchen 171-172. Die zu Beginn der Versuchsreihe gemessenen Wellenhöhen fallen niedriger aus als die übrigen Messwerte (Abb. 6.12) – auch der aus dem Anfang der Messung bestimmte Wert für  $H_{m,ZR}$  ist niedriger als  $H_{i,3D}$ .

Bei der Betrachtung der durch die Zeitreihenanalyse berechneten Größen  $H_{m,TD}$  und  $H_{m0,FD}$  bzw. des zum Vergleich herangezogenen Werts  $H_{FD} (= H_{m0,FD}/\sqrt{2})$  ist zunächst auffällig, dass die von den einzelnen Wellenpegeln gemessenen Wellenhöhen nicht immer einander entsprechen. Insbesondere bei Versuch 171 und 172 sind Abweichungen der Wellenpegel untereinander mit einem maximalen Unterschied zwischen den gemessenen Höhen von 18 mm (entsprechend einer Abweichung von 14 % bezüglich des maximal gemessenen Wertes) festzustellen. Beim Vergleich der von den einzelnen Wellenpegeln gemessenen Größen mit den Werten aus der 3D-Analyse kann jedoch festgestellt werden, dass die Abweichungen zur Wellenhöhe aus der 3D-Analyse zwischen 1 % und 11 % betragen, sodass die Größenordnung der Werte aus der Zeit- und Frequenzanalyse und der 3D-Analyse identisch ist.

Die Unterschiede zwischen  $H_{m,TD}$  bzw.  $H_{FD}$  aus der Zeitreihenanalyse und  $H_{i,3D}$  aus der 3D-Analyse sind mit hoher Wahrscheinlichkeit darauf zurückzuführen, dass für die Berechnung der Wellenhöhen mittels der

3D-Wellenanalyse der reflektierte Wellenanteil entfernt wird und somit wie erwartet eine Abweichung der aus diesen zwei Methoden verglichenen Werte auftritt.

Die Schwankungen der gemessenen Höhen zwischen den einzelnen Wellenpegeln, welche auch deutlich in der Zeitreihe erkennbar sind, sind auf Reflexionen zurückzuführen. Aufgrund der konstruktiven Ausbildung der in dem 3D-Wellen-Strömungsbecken kommt es zu Reflexionen, die das gewünschte, homogene Wellenbild stören. Die störenden Wellenanteile nehmen mit fortschreitender Versuchsdauer zu und machen sich daher insbesondere gegen Ende der Versuche bemerkbar. Abb. 6.13 zeigt exemplarisch eine Zeitreihe des Versuches 171 mit allen gemessenen Signalen. Zu Beginn der Messreihe (hier etwa die ersten 100 Sekunden) stimmen die gemessenen Wellenauslenkungen miteinander überein, gegen Ende des Versuches treten starke Abweichungen auf. Rot umrandet ist die Messung von WP2 (blaue Aufzeichnung), dessen erfasste Wellenhöhe die anderen Messwerte deutlich überragt. Auffällig bei diesem Versuch ist jedoch das durch WP6 gemessene Signal, dargestellt in grüner Farbe. Trotz des Vorhandenseins von Reflexionen zeigt sich hier ein stationäres Verhalten.

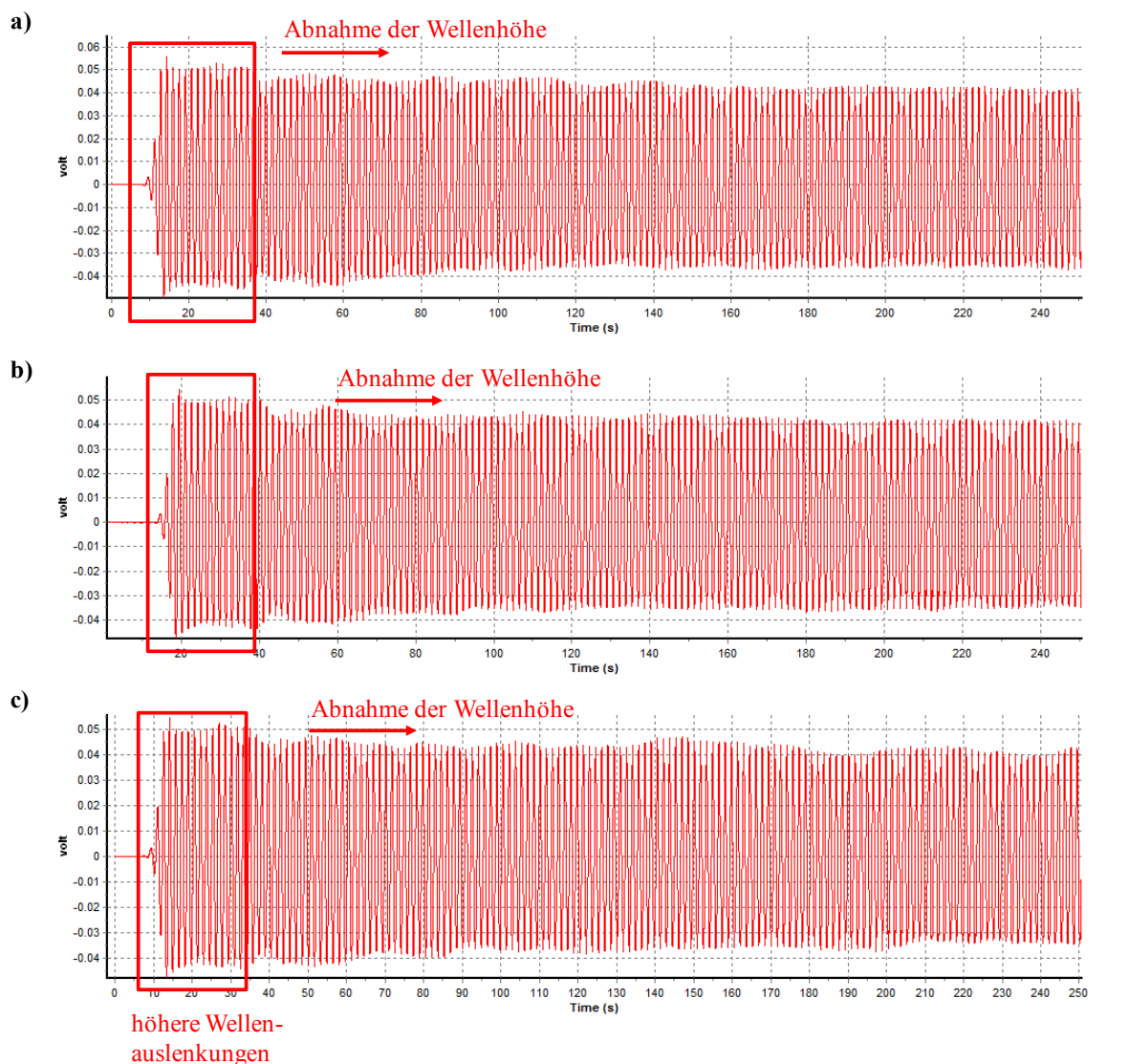


Abb. 6.11: Abweichungen bei den gemessenen Zeitreihen (WP1), Bereich mit höheren Wellenauslenkungen mit rotem Kasten markiert: a) Versuch 158, b) Versuch 159, c) Versuch 160



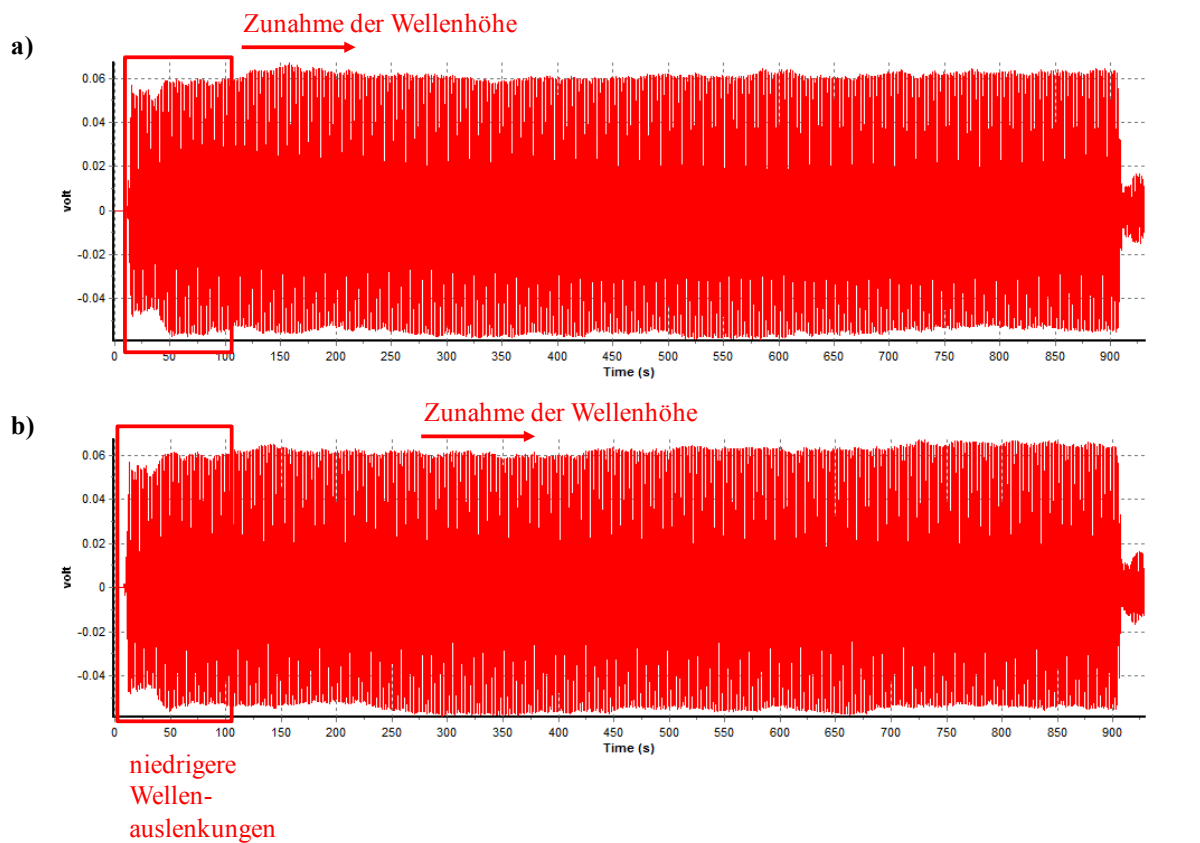


Abb. 6.12: Abweichungen bei den gemessenen Zeitreihen (WP1), Bereich mit niedrigeren Wellenauslenkungen mit rotem Kasten markiert: a) Versuch 171, b) Versuch 172

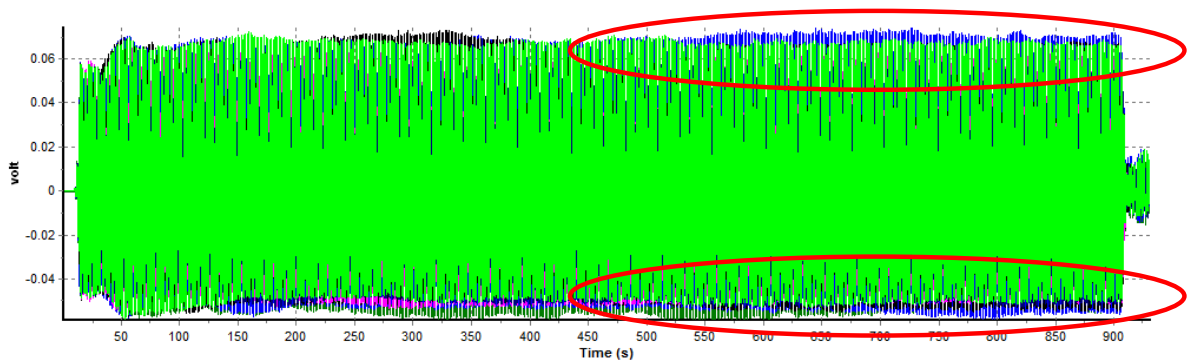


Abb. 6.13: Abweichungen bei der Wellenmessung bei WP2 (Versuch 171)

Die Ursache der Abweichungen zwischen  $H_{i,3D}$  und dem optisch ermittelten Wert  $H_{m,ZR}$  sind wahrscheinlich die während der Versuchsdurchführung auftretenden Reflexionen. Beide Wellenhöhen beziehen sich eigentlich nur auf den einlaufenden Anteil der Wellen. Allerdings wird die Form der Wellen aufgrund von Reflexionen mit fortschreitender Versuchsdauer verändert. Es ist möglich, dass sich ein stationäres Verhalten einstellt, wie beispielsweise in Abb. 6.8 für WP6 (grün) zu erkennen ist. Dies bedeutet, dass  $H_{i,3D}$  auf Grundlage der veränderten Wellenform berechnet wird. Folglich treten Abweichungen der mithilfe der 3D-Analyse errechneten Wellenhöhe gegenüber dem reflexionsfreien Fall, für den hier die Wellenhöhe  $H_{m,ZR}$

optisch bestimmt wurde, auf. Das Festlegen der mittleren Maxima und Minima für das Ablesen der Wellenhöhe ist allerdings als Fehlerquelle auszuschließen. Der durch ungenaues Ablesen der Wellenhöhe entstehende Fehler wird selbst im schlechtesten Fall Werte von 1-2 mm nicht überschreiten, die größte Abweichung zwischen  $H_{m,ZR}$  und  $H_{i,3D}$  beträgt jedoch 13 mm. Diese Problematik ist daher in zukünftigen Versuchsreihen tiefergehend zu untersuchen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass Abweichungen zwischen den Wellenhöhen aus den verschiedenen Analysen erkennbar sind, sich die Werte jedoch in ihrer Größenordnung entsprechen. Grundsätzlich ist also festzustellen, dass die in Kap. 6.1 vorgestellten Ergebnisse aus der 3D-Wellenanalyse in *WaveLab3*® insbesondere vor dem Hintergrund, dass es sich bei den hier ausgewerteten Versuchen um die ersten systematisch in dem erweiterten 3D-Wellenbecken durchgeführten Messungen handelt und dementsprechend eine hohe Notwendigkeit und ein großes Potential für eine Optimierung bei zukünftigen Versuchsreihen bestehen, als plausibel angesehen werden können. Als Ursache für die Abweichungen zwischen der optisch bestimmten Wellenhöhe  $H_{m,ZR}$ , der mit Hilfe der Zeitreihenanalyse berechneten Wellenhöhe  $H_{m,TD}$  sowie  $H_{FD}$  und dem zu validierenden Wert  $H_{i,3D}$  aus der 3D-Wellenanalyse sind voraussichtlich Reflexionen zu benennen, die sich im Verlauf der Versuchsdurchführung im 3D-Wellen-Strömungsbecken einstellen. Diese Vermutung ist in weiteren Messreihen zu überprüfen bzw. zu bestätigen.

### 6.3 Bewertung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurden die durch die 3D-Wellenanalyse berechneten Wellenhöhen, Wellenrichtungen und der Reflexionskoeffizient betrachtet und miteinander verglichen. Dabei konnten einige wesentliche Feststellungen getroffen werden:

- Zwischen den gemessenen einlaufenden Wellenhöhen und den vorgegebenen Wellenhöhen treten Abweichungen auf.
- Für die Versuchsreihen mit den Sollrichtungen  $\theta_{i,soll} = 120^\circ$  und  $\theta_{i,soll} = 140^\circ$  sind Abweichungen der berechneten Wellenrichtung von der Soll-Wellenrichtung festgestellt worden. Die Differenz zwischen Sollwert und Messwert betrug dabei unabhängig von der Wellenrichtung  $15^\circ$  bzw.  $16^\circ$ .
- Die berechnete einlaufende Wellenhöhe variiert in Abhängigkeit des Wellenausbreitungswinkels und steigt tendenziell mit zunehmendem Winkel an.

Aufgrund dieser drei Beobachtungen wurde zum einen die Vermutung geäußert, dass die Wellenmaschine im erweiterten Wellenbecken einer Feineinstellung bedarf oder Modelleffekte aufgrund von Wellenreflexionen vorliegen. Zum anderen wurde angemerkt, dass die Ermittlung der Wellenparameter durch die 3D-Analysemethode bei bestimmten Wellenrichtungen möglicherweise fehlerhafte Ergebnisse liefert. Dies wäre auf eine zu geringe Anzahl der möglichen, zur Berechnung erforderlichen Kreuzkorrelationen bei bestimmten Wellenrichtungen zurückzuführen.

Weiterhin konnte festgestellt werden, dass

- der Reflexionskoeffizient für verschiedene Wellenrichtungen unterschiedliche Werte annimmt.

Vermutet wurde, dass dies entweder auf eine nicht symmetrische Bauweise des Wellenbeckens oder auf nichtlineare Eigenschaften der im Wellenbecken eingesetzten Wellenabsorber zurückzuführen sei. Nach derzeitigem Stand ist insbesondere die Asymmetrie des Wellenbeckens verantwortlich für die Verteilung

der Reflexionskoeffizienten über der Wellenrichtung  $\theta_i$ . Der Vergleich zwischen der einlaufenden und der reflektierten Wellenhöhe ergab, dass

- für einlaufende Wellenhöhen größer als 0,08 m möglicherweise ein linearer Zusammenhang zwischen  $H_{m,i}$  und  $H_{m,r}$  vorliegt.

Dies würde für ein lineares Reflexionsverhalten der Wellenabsorber sprechen. Zur Sicherung dieser Vermutung müssen jedoch weitere Messreihen durchgeführt werden, bei denen  $H_{m,i}$  bei konstanter Wellenausrichtung  $\theta_i$  variiert und die Veränderung von  $H_{m,r}$  beobachtet wird. Ein unabhängig von der Höhe der einlaufenden Wellen konstantes Verhältnis  $H_{m,r}/H_{m,i}$  würde ein lineares Reflexionsverhalten der Wellenabsorber bestätigen.

Um ausschließen zu können, dass die in Kap. 6.1 festgestellten Differenzen zwischen den tatsächlich ermittelten und den erwarteten Wellenhöhen auf ein inkorrektes Verhalten der verwendeten Analyseverfahren zurückzuführen sind, erfolgte in Kap. 6.2 eine Plausibilitätsbetrachtung der Versuchsergebnisse. Diese zeigte, dass die Abweichungen mit hoher Wahrscheinlichkeit aufgrund von der auftretenden Reflexionen entstehen. Diese stören das gewünschte homogene Wellenbild in dem 3D-Wellen-Strömungsbecken und besitzen somit zum Teil, abhängig von dem jeweils untersuchten Szenario, einen Einfluss auf die Ergebnisse der 3D-Analyse. Demzufolge sind die beobachteten Abweichungen voraussichtlich auf die Modelleffekte im Becken zurückzuführen. Die 3D-Analyse selbst liefert hinsichtlich der berechneten Wellenhöhen zufriedenstellende Ergebnisse.

Die Vermutung, dass die Genauigkeit der Berechnung durch die 3D-Analyseverfahren mit dem Einfallswinkel der Welle in das Pegelfeld zusammenhängt, muss in weiteren Untersuchungen geklärt werden. Hierfür sollten für verschiedene Wellenausbreitungswinkel in feineren Abständen (beispielsweise 5°-Abständen) mehrere Wiederholungsversuche durchgeführt werden. Dabei sollte beobachtet werden, ob bei bestimmten Wellenrichtungen Abweichungen der Wellenparameter zu dem Erwartungswert auftreten.

## 7 Auswertung der Wellen-Strömungsversuche

In diesem Kapitel werden die erhobenen Messdaten aus den Wellen-Strömungsversuchen mittels der Frequenz- und Zeit-Frequenzanalyse untersucht und die Ergebnisse dargestellt. Die Gegenüberstellung der erzielten Ergebnisse zeigt die Vor- und Nachteile der beiden Untersuchungsmethoden auf.

### 7.1 Frequenzanalyse mit der Fourier-Transformation

Die Fourier-Transformation (FT) ist eine Methode, die zur Analyse periodischer und stationärer Wellen entwickelt wurde. Für instationäre Fälle ist die Fourier-Analyse streng genommen nicht geeignet. Sie liefert im Allgemeinen jedoch auch für nicht-stationäre Prozesse hinreichend genaue Ergebnisse und ist daher auch für diese Wellen eine verbreitete Analyseverfahren.

Die Messsignale aus den Wellen-Strömungs-Versuchen enthalten sowohl kurz- als auch langperiodische Komponenten und zeigen häufig ein instationäres Verhalten. Es erfolgt daher in Kapitel 7.2 eine Zeit-Frequenzanalyse der Versuchsdaten, welche zur Auswertung instationärer und nichtlinearer Daten geeignet ist. Zunächst werden die Versuchssignale jedoch mithilfe der Fourier-Analyse ausgewertet. Die Ergebnisse aus der FT – als gängiges Verfahren zur Wellenanalyse – dienen als Vergleichswerte für die Resultate aus der Zeit-Frequenzanalyse.

In diesem Kapitel wird in Abschnitt 7.1.1 zunächst ein Überblick über die zur Auswertung wie auch zur Aufbereitung der Messdaten verwendeten *MATLAB*-Routinen gegeben. Die Aufbereitung der Daten wird in Abschnitt 7.1.2 beschrieben. In Abschnitt 7.1.3 erfolgt eine Untersuchung der Ergebnisse hinsichtlich ihrer Reproduzierbarkeit. Anschließend werden in Abschnitt 7.1.4 die Ergebnisse aus der Fourier-Analyse, die mithilfe der Schnellen Fourier-Transformation (FFT) geschieht, vorgestellt. In einer abschließenden Bewertung der Ergebnisse erfolgt darüber hinaus eine Einschätzung, inwieweit die Fourier-Transformation zur Ableitung maßgebender Parameter der Wellen-Strömungs-Interaktion geeignet ist.

#### 7.1.1 Implementierung in *MATLAB*

Die Aufbereitung und die spätere Fourier-Analyse der Messdaten geschehen aufgrund der hohen Komplexität und Datenmenge mit der Software *MATLAB*. Zur Auswertung wurden bereits existierende *MATLAB*-Skripte von Brühl (2016) und die eigens für die Untersuchung einer Wellen-Strömungs-Interaktion entwickelte Analyseroutine *AWaveCI* von Lieske (2016) verwendet und weiterentwickelt.

Bei der von Brühl (2016) bereitgestellten Methode handelt es sich um die Datei *FourierTransform*, die unter anderem mithilfe des in *MATLAB* implementierten FFT-Algorithmus (*fft*) ein Amplitudenspektrum zurückgibt. Die Funktion *FourierTransform* wurde in ein eigenes *MATLAB*-Skript *calc\_FFT* integriert, mit dem das Amplitudenspektrum eines zuvor ausgewählten Datensatzes graphisch dargestellt werden kann.

Die *MATLAB*-Routine *AWaveCI* umfasst zahlreiche Funktionen, die verschiedenen Berechnungen zur Untersuchung der Wellen-Strömungs-Interaktion dienen. Für die Analyse der Datensätze wird die Routine ebenfalls zur Ermittlung eines mithilfe der FFT berechneten Amplitudenspektrums herangezogen.

Beide *MATLAB*-Anwendungen ermöglichen die Auswahl des zu untersuchenden Versuchs sowie eines bzw. mehrerer zu analysierender Wellenpegel. Ebenfalls kann ein auszuwertendes Zeitfenster bestimmt werden, wobei beide Routinen die Auswahl eines periodisch fortsetzbaren Signals berücksichtigen. *AWaveCI* bietet zusätzlich die Option, die Frequenzspektren mehrerer Wellenpegel sowie verschiedener Versuche miteinander zu vergleichen. Des Weiteren ist hier die Verwendung eines Tiefpass- und Hochpassfilters einstellbar. Auf die Auswahl der Wellenpegel, des Zeitfensters, des periodischen Signals sowie der Frequenzfilter wird im nachfolgenden Kap. 7.1.2 näher eingegangen.

### 7.1.2 Aufbereitung der Messdaten

Vor der Analyse mithilfe der FFT erfolgt eine Aufbereitung der Messdaten, indem die Datensätze für die Auswertung hinsichtlich geeigneter Zeitfenster untersucht werden und die Notwendigkeit von Frequenzfiltern überprüft wird. Die Umsetzung der für die Auswertung benötigten Aufbereitungsschritte erfolgt ebenfalls mithilfe der Software *MATLAB* innerhalb der Routine, die auch für die eigentliche Auswertung verwendet wird.

Die Aufbereitung sowie auch die Auswertung der Messdaten geschehen für alle Versuche anhand des von dem Wellenpegel 6 gemessenen Signals.

#### Auswahl eines Zeitfensters

Bei der Generierung von Wellen während der experimentellen Versuche führen verschiedene Randbedingungen zu Störungen und Veränderungen der Wellen, die sich im aufgenommenen Messsignal wiederfinden. Durch das Setzen von Zeitfenstern ist es möglich, einzelne Bereiche der Messdaten von der Analyse auszuschließen und auf diese Weise Störeinflüsse zu minimieren.

Für die Auswahl geeigneter Zeitfenster aus den vorliegenden Daten werden die Zeitreihen der gemessenen Wellensignale herangezogen und Störungen des Signals identifiziert. Erwartungsgemäß sind die Anfahrphase der Wellenmaschine sowie das Ausschwingen der Welle nach Beenden der Wellengenerierung deutlich sichtbar (s. grün markierte Bereiche in Abb. 7.1 und Abb. 7.2). Insbesondere bei den Wellenversuchen ohne Strömung ist des Weiteren festzustellen, dass das Wellenbild ungefähr in den ersten 300 s des Versuchs zum einen etwas unregelmäßiger ist und zum anderen teilweise ein minimaler Trend zu erkennen ist. Die in Abb. 7.1 dargestellte Zeitreihe eines Wellenversuchs spiegelt dies wider: Etwa zwischen 30 s und 50 s ist eine Unregelmäßigkeit in Form einer Zu- und Wiederabnahme der Wellenamplitude zu sehen. Außerdem verschiebt sich das gemessene Wellenband leicht nach oben, bis sich ab ca. 350 s die Wellenauslenkungen wieder achsensymmetrisch zum Ruhewasserspiegel ( $\eta = 0$  m) anordnen.

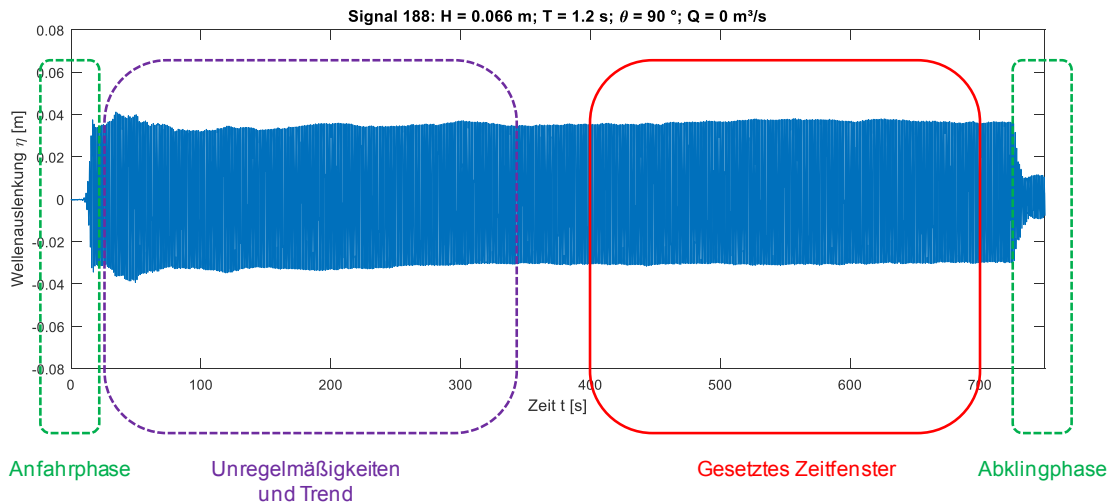


Abb. 7.1: Anfahr- und Abklingphase sowie Abweichungen bei Wellenversuch ( $T = 1,2 \text{ s}$ ) und gewähltes Zeitfenster

Bei den kombinierten Wellen-Strömungs-Versuchen ist das Wellenbild grundsätzlich unregelmäßiger, aber auch hier können zu Beginn der Zeitreihe, wie in Abb. 7.2 zwischen ca. 30 s und 110 s (in Violett markiert), Abweichungen beobachtet werden. Diese erstrecken sich allerdings über einen kürzeren Zeitraum als bei den Wellenversuchen.

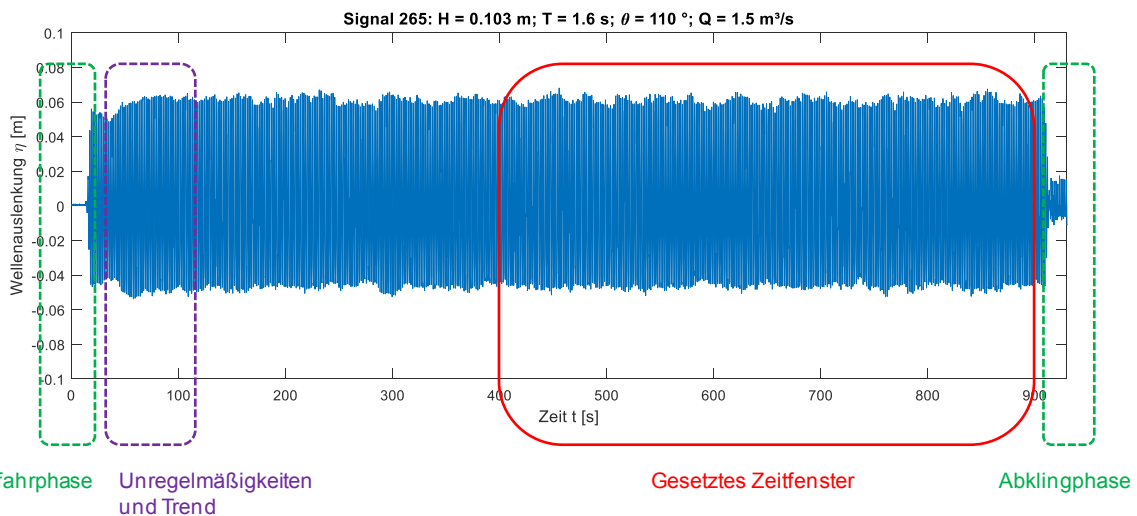


Abb. 7.2: Anfahr- und Abklingphase sowie Abweichungen bei kombiniertem Wellen-Strömungs-Versuch ( $T = 1,6 \text{ s}$ ) und gewähltes Zeitfenster

Um diese in den Zeitreihen beobachteten Abweichungen sowie den Anfahr- und Ausschwingvorgang der Wellenmaschine von der Analyse auszuschließen und gleichzeitig einen für alle Versuche einheitlichen Startzeitpunkt auszuwählen, wird der Beginn aller Zeitfenster auf  $t = 400 \text{ s}$  gesetzt. Die Länge der Zeitfenster variiert in Abhängigkeit der Versuchsdauer, die wiederum von der generierten Wellenperiode abhängt. Exemplarisch sind in Abb. 7.1 und Abb. 7.2 die gesetzten Zeitfenster für  $T = 1,2 \text{ s}$  und  $T = 1,6 \text{ s}$  in Rot gekennzeichnet.

Es erfolgt eine vorläufige erste Zuteilung folgender Zeitfenster:



- $T = 1,2 \text{ s}$ :  $400 \text{ s} \leq t \leq 700 \text{ s}$ ,
- $T = 1,6 \text{ s}$ :  $400 \text{ s} \leq t \leq 900 \text{ s}$ ,
- $T = 2,0 \text{ s}$ :  $400 \text{ s} \leq t \leq 1200 \text{ s}$ .

In der *MATLAB*-Routine *AWaveCl* werden der Start- und der Endwert angegeben, jedoch anschließend noch zusätzlich angepasst, sodass die gefensterte Zeitreihe ein periodisches Signal darstellt.

### Auswahl eines periodischen Signals

Die zur Analyse der Messdaten verwendete Schnelle Fourier-Transformation ist ein Algorithmus zur effizienten Ermittlung einer Diskreten Fourier-Transformation (DFT) (vgl. Kap. 2.2.5). Die Anwendung der DFT setzt jedoch voraus, dass das zu untersuchende Signal außerhalb des gesetzten Zeitfensters periodisch fortgesetzt werden kann.

Beim Festlegen der Intervallgrenzen für die Analyse der gesetzten Zeitfenster muss dieser Aspekt berücksichtigt werden, da andernfalls Abweichungen im resultierenden Frequenzspektrum auftreten können. Die Auswahl des periodischen Signals wird innerhalb der verwendeten *MATLAB*-Routinen umgesetzt. Die wesentlichen Schritte sind dabei folgende: Das zuvor gefensterte Signal wird zunächst auf Nullstellen untersucht. Der Start- und Endwert des Zeitfensters werden anschließend der ersten und der letzten Nullstelle der Zeitreihe ( $\eta(t) = 0$ ) im gefensterten Intervall zugeordnet. Des Weiteren werden die Nullstellen so gewählt, dass auf beide Messwerte eine gleichgerichtete Wellenauslenkung folgt, d.h. entweder mit positiver oder negativer Steigung. Auf diese Weise wird gewährleistet, dass vollständige Wellenperioden erfasst werden.

Zur Veranschaulichung sind in Abb. 7.3a ein gewähltes Zeitfenster zwischen 400 s und 700 s und in Abb. 7.3b bzw. Abb. 7.3c vergrößert der Beginn und das Ende des Zeitfensters dargestellt. Das gefensterte Signal beginnt und endet mit einem Ordinatenwert von nahezu Null sowie mit einer gleichgerichteten Wellenauslenkung. Theoretisch wäre es also möglich, diesen Zeitreihenabschnitt beliebig oft aneinander zu hängen und auf diese Weise das Signal periodisch fortzusetzen.

### Notwendigkeit eines Frequenzfilters

Mithilfe von Frequenzfiltern ist es möglich, bestimmte Frequenzbereiche oberhalb bzw. unterhalb eines festgesetzten Wertes aus dem Frequenzspektrum zu entfernen. Wird ein Tiefpassfilter eingesetzt, werden oberhalb einer festgelegten Frequenz alle Signalanteile entfernt und somit nur der Frequenzbereich unterhalb des Filterwertes berücksichtigt. Umgekehrt bezieht ein Hochpassfilter alle Frequenzen oberhalb eines festgelegten Grenzwertes in die Analyse mit ein und schließt die Bereiche unterhalb der gewählten Frequenz aus. Wird das Frequenzspektrum anschließend wieder in den Zeitbereich transformiert, sind die zuvor herausgefilterten Anteile nicht mehr in der Zeitreihe enthalten. Durch die Anwendung von Frequenzfiltern ist es beispielsweise möglich, instrumentelles Rauschen aus dem Messsignal zu entfernen.

Für die durchzuführende Fourier-Analyse ist das Setzen eines Frequenzfilters nicht zwangsläufig notwendig. Werden die Fourier-Spektren über den gesamten Frequenzbereich erstellt, zeigt sich, dass bei allen Versuchen oberhalb einer Frequenz von 5 Hz keine signifikanten Informationen mehr vorliegen, da die Amplituden der Komponenten vernachlässigbar klein sind. Abb. 7.4 zeigt exemplarisch ein Amplitudenspektrum (Versuch 169). Die ermittelten Frequenzkomponenten sind in einem Bereich zwischen 0 Hz und

5 Hz vorzufinden. Alle oberhalb von 5 Hz noch vorhandenen Komponenten besitzen keine ausgeprägten Amplitudenwerte mehr und beinhalten daher mit hoher Wahrscheinlichkeit keine für das Signal relevante Information.

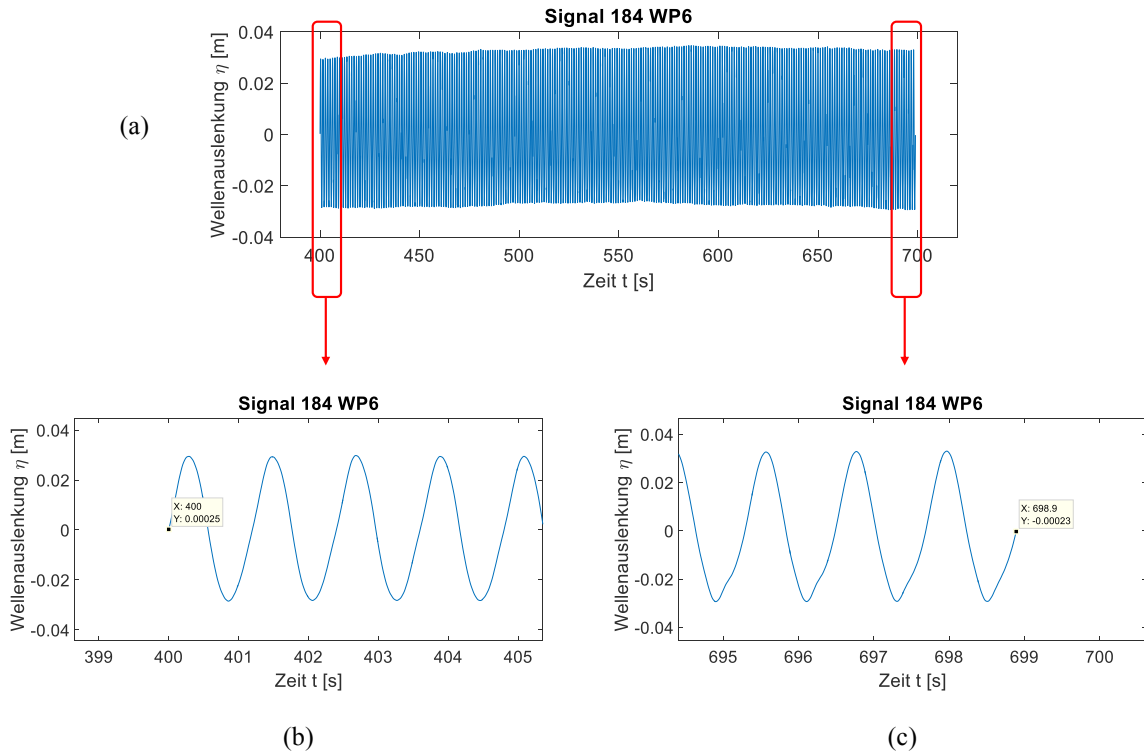


Abb. 7.3: Start- und Endwert eines Zeitfensters: (a) gewähltes Zeitfenster, (b) Beginn des Zeitfensters, (c) Ende des Zeitfensters

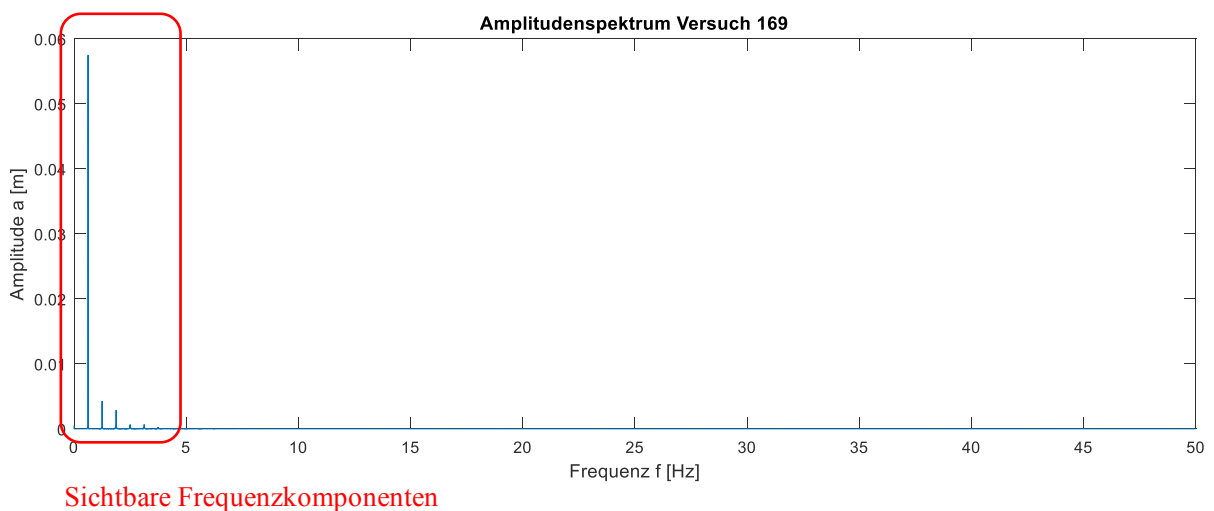


Abb. 7.4: Amplitudenspektrum des Versuchs 169 über den ungefilterten Frequenzbereich

Sowohl für die mit *AWaveCI* als auch mit *calc\_FFT* ausgewerteten Versuche wird daher in sämtlichen nachfolgenden Analysen lediglich der Frequenzbereich zwischen 0 Hz und 5 Hz betrachtet und graphisch ausgegeben. In Abb. 7.5 sind die entsprechenden Spektren des Versuches 169, die mit *AWaveCI* sowie mit *calc\_FFT* berechnet wurden, dargestellt. Angemerkt sei, dass für die Funktion *AWaveCI* bereits eine Funktionalität zum Setzen von Hoch- und Tiefpassfiltern implementiert wurde. Die Grenzwerte der Filter werden im Spektrum durch vertikale grüne (Hochpassfilter) sowie blaue (Tiefpassfilter) Linien gekennzeichnet. Dies ist beispielhaft in Abb. 7.5a zu erkennen.

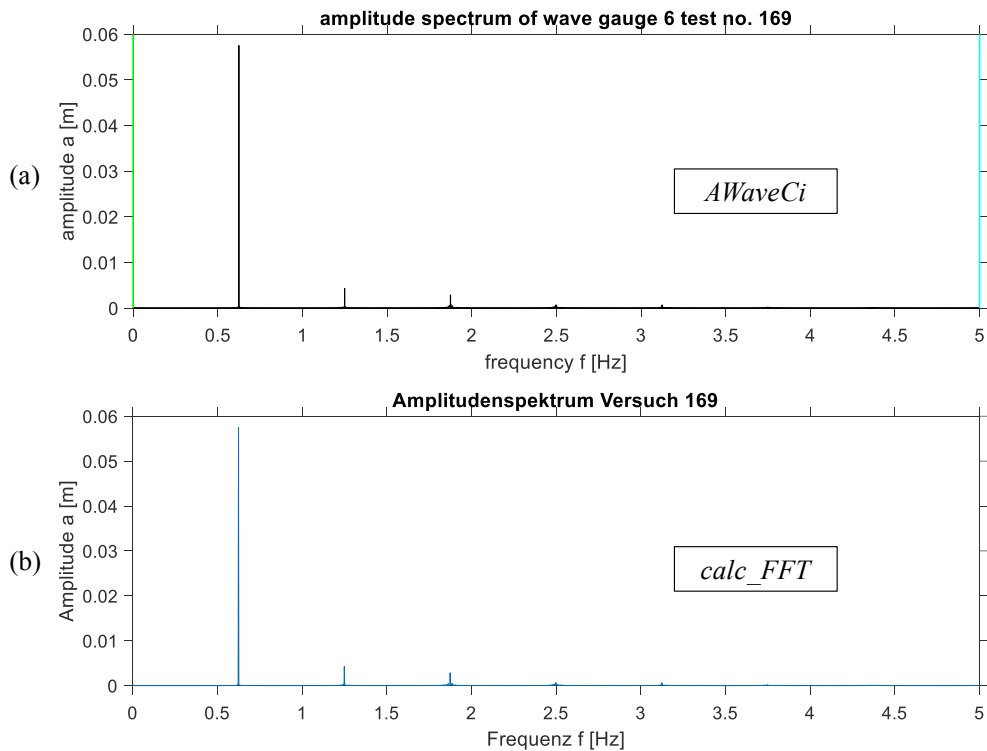


Abb. 7.5: Amplitudenspektrum: (a) berechnet mit *AWaveCI* (Hochpassfilter in grün und Tiefpassfilter in hellblau gekennzeichnet) (b) berechnet mit *calc\_FFT*

### 7.1.3 Reproduzierbarkeit der Versuchsergebnisse

Die Reproduzierbarkeit der durchgeführten Versuche stellt ein wichtiges Kriterium dar, um eine belastbare Deutung von Analyseergebnissen vornehmen zu können. Zur Untersuchung der Versuche und der Wiederholungsversuche hinsichtlich ihrer Übereinstimmung wurden die Fourierspektren der Messungen miteinander verglichen. Für die Fourieranalyse wurden die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Einstellungen übernommen, das heißt es wurde ein Zeitfenster in Abhängigkeit der Wellenperiode gesetzt und ein periodisches Signal in dem Frequenzbereich von 0 bis 5 Hz untersucht. Die Analyse der Reproduzierbarkeit basiert auf den Messwerten des Wellenpegels 6.

Sowohl für die Wellenversuche, deren Versuchsreihen aus einem Versuch und zwei Wiederholungsversuchen bestehen, als auch für die zweiteiligen Versuchsreihen konnte für alle Versuche eine gute Übereinstimmung zwischen den Amplitudenspektren festgestellt werden. Die Frequenzen der Signalkomponenten stimmen innerhalb der Versuchsreihe überein. Auch die Abweichungen zwischen den berechneten Amplitu-

den der sich entsprechenden Peaks im Spektrum sind in allen Fällen geringer als 2 mm. Diese Abweichungen befinden sich demnach innerhalb der Messgenauigkeit von  $\pm 2,5$  mm. In Abb. 7.6 sind exemplarisch die Amplitudenspektren der Versuchsreihe mit  $\theta = 70^\circ$ ,  $T = 1,2$  s und  $H = 0,066$  m dargestellt. Die einzelnen Komponenten der Amplitudenspektren verlaufen deckungsgleich.

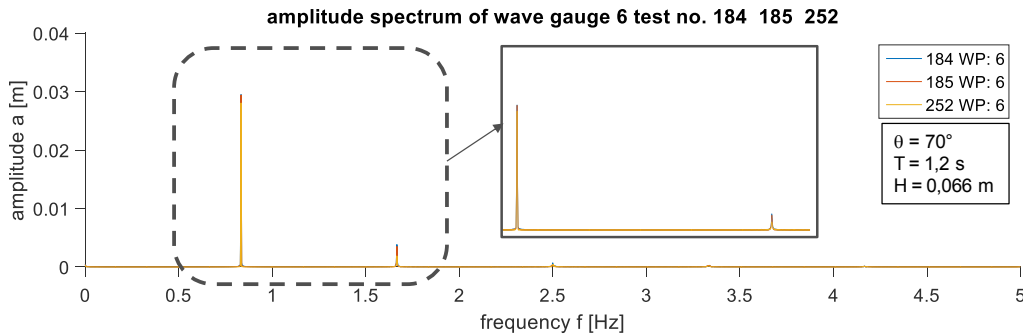


Abb. 7.6: Amplitudenspektrum für Wellenversuch 184, 185, 252 ( $\theta = 70^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m), erstellt mit *AWaveCl*

Auch für die Versuchsreihen der kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche, die sich aus nur einem Versuch und einem Wiederholungsversuch zusammensetzen, konnte festgestellt werden, dass eine gute Übereinstimmung zwischen den Amplitudenspektren vorliegt. Die Abweichungen zwischen den Amplituden eines Versuchs und seines Wiederholungsversuchs betragen mit einer Ausnahme maximal 2,1 mm, welche sich ebenfalls im Rahmen der Messgenauigkeit befinden. Die Frequenzen der sich entsprechenden Peaks im Amplitudenspektrum innerhalb einer Versuchsreihe stimmen bei Ausschluss eines Einzelversuchs noch besser überein, hier beträgt die größte Abweichung weniger als 1 %.

Eine Ausnahme bildet Versuch 304 gebildet, für welche größere Abweichungen zu den übrigen Versuchen festgestellt werden konnten. In Abb. 7.7 sind die Versuche 303 und 304 mit den Parametern  $\theta = 70^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m und  $Q = 5,0$  m<sup>3</sup>/s dargestellt. Auffällig sind die Amplituden der Hauptkomponenten der Versuche. Versuch 304 weist eine Differenz von etwa 6 mm zur Amplitude von Versuch 303 auf. Auch die Frequenz der Hauptkomponente des Versuchs 304 weicht um 0,006 m gegenüber den übrigen Versuchsreihen ab. Es handelt sich jedoch um den einzigen Fall einer Abweichung dieser Größenordnung, sodass der Versuch 304 als Sonderfall betrachtet wird, der wahrscheinlich auf Messfehler oder einen Fehler bei der Versuchsdurchführung zurückzuführen ist.

Da mit Ausnahme einer einzigen auffälligen Versuchsreihe nur geringe Abweichungen vorliegen, die sich im Rahmen der Messgenauigkeit befinden, ist die Reproduzierbarkeit der Versuchsergebnisse für identische Parametereinstellungen hoch. Aus diesem Grund werden nachfolgend sämtliche weitere Auswertungen nur auf der Grundlage des ersten Versuchs der jeweiligen Versuchsreihe durchgeführt.

#### 7.1.4 Auswertung der Amplitudenspektren

Die Analyse der Versuche mithilfe der Fourier-Transformation erfolgt in zwei Schritten: Zunächst werden die Amplitudenspektren der Wellenversuche ohne Strömung ausgewertet, um die charakteristischen Eigenschaften der strömungsunbeeinflussten Wellen zu untersuchen. Die Amplitudenspektren zeigen für

gleiche Wellenperioden ähnliche Merkmale, sodass die Versuche für die Auswertung zu Gruppen in Abhängigkeit ihrer Wellenperiode zusammengefasst werden. Für jede Wellenperiode wird exemplarisch das Spektrum eines Versuchs beschrieben und graphisch dargestellt. Anschließend erfolgt die Auswertung der Amplitudenspektren der Wellen-Strömungs-Versuche. Hier werden die Spektren der Versuche, diesmal zusätzlich sortiert nach der Wellenrichtung, zunächst in Bezug auf ihre grundsätzliche Form beschrieben, um anschließend genauer auf die Amplitudenhöhen sowie die Frequenzen einzugehen. Auch hier werden exemplarisch einzelne Spektren aufgezeigt.

Sämtliche nachfolgend abgebildeten Amplitudenspektren wurden mit *AWaveCI* erstellt.

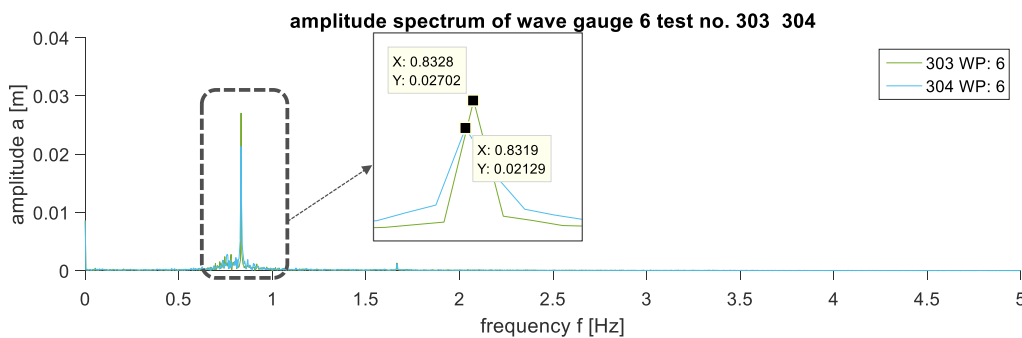


Abb. 7.7: Abweichungen der Hauptkomponente im Amplitudenspektrum für Wellen-Strömungs-Versuche 303 und 304 ( $\theta = 70^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m), erstellt mit *AWaveCI*

### Amplitudenspektren der nominalen generierten Wellen

Zur Einordnung der Ergebnisse aus der Fourier-Analyse der Versuchsdaten aus der Wellengenerierung wird im Folgenden zunächst eine FT der nominalen generierten Wellen durchgeführt. Hierfür werden Stokes'sche Wellen 2. Ordnung erzeugt, welche den für die Versuche eingestellten Parametern sowie der Wassertiefe von 0,6 m entsprechen. Anschließend wird eine Fourier-Analyse dieser Wellen durchgeführt. Die aus der Fourier-Transformation resultierenden Amplitudenspektren dienen als Referenzspektren für die spätere Auswertung der Versuchsdaten. Die ermittelten Amplitudenspektren der drei unterschiedlichen erzeugten Wellen sind der Abb. 7.8 zu entnehmen.

Abb. 7.8a zeigt das Spektrum der generierten Welle mit einer Wellenperiode von 1,2 s und einer Wellenhöhe von 0,066 m. Das Amplitudenspektrum zeigt erwartungsgemäß zwei Ausschläge, welche die zwei sich zur Stokes'schen Welle 2. Ordnung überlagernden Komponenten darstellen. Die Basisfrequenz der Welle, welche der Position des höheren Peaks entnommen werden kann, beträgt 0,83 Hz, während die Frequenz der höherharmonischen Komponente einen Wert von 1,67 Hz annimmt. Diese Frequenz entspricht der doppelten Basisfrequenz. Die Amplitudenhöhe der Hauptkomponente beträgt 0,033 m, die Amplitude der höherharmonischen Komponente ist mit einer Höhe von 0,002 m geringer.

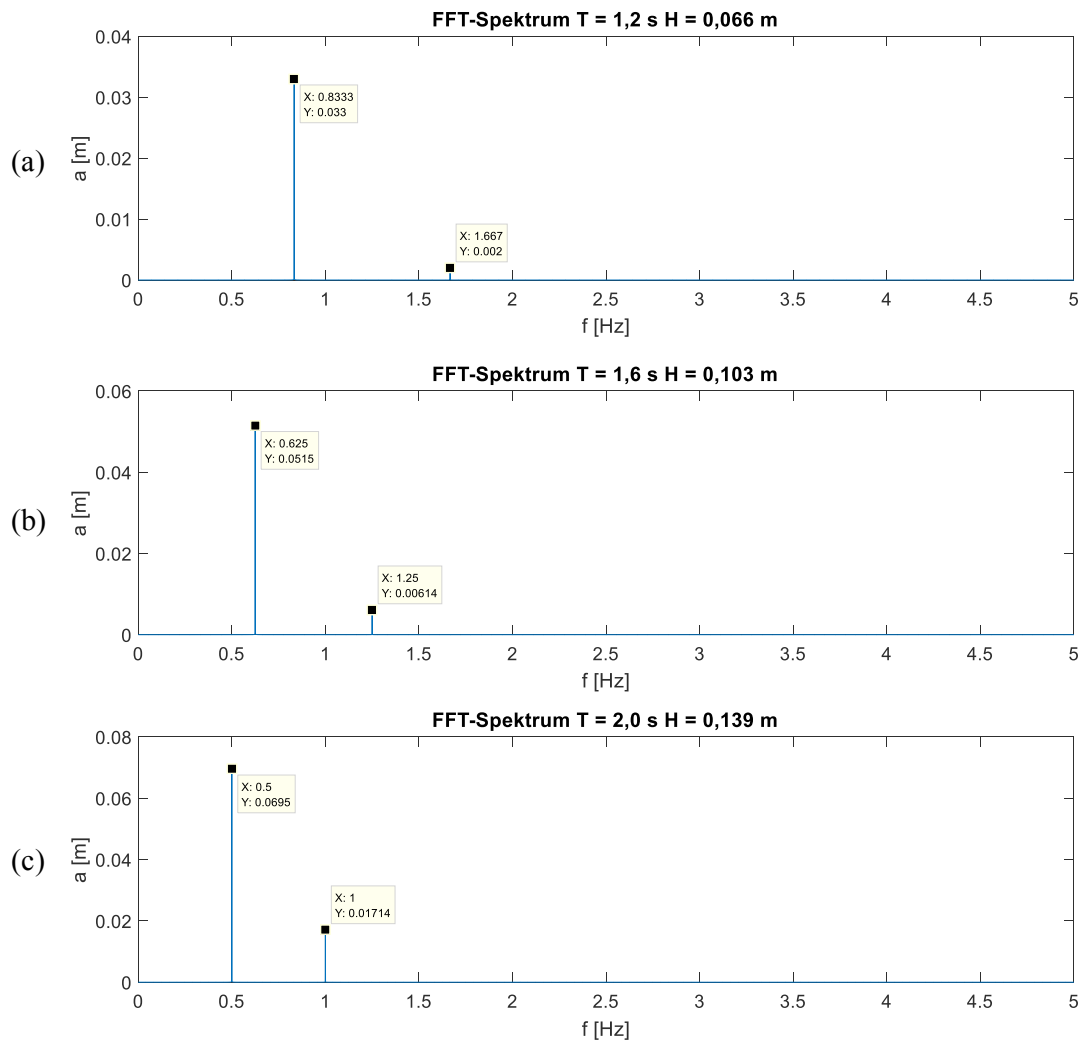


Abb. 7.8: Referenzspektrern für die Wellenversuche: (a)  $T = 1,2 \text{ s}$ ,  $H = 0,066 \text{ m}$ , (b)  $T = 1,6 \text{ s}$ ,  $H = 0,103 \text{ m}$ , (c)  $T = 2,0 \text{ s}$ ,  $H = 0,139 \text{ m}$

Das Amplitudenspektrum der Welle mit den Parametern  $T = 1,6 \text{ s}$  sowie  $H = 0,103 \text{ m}$  ist in Abb. 7.8b dargestellt. Die Frequenz der Hauptkomponente entspricht der generierten Wellenfrequenz von  $0,625 \text{ Hz}$ . Die höherharmonische Komponente besitzt die doppelte Basisfrequenz von  $1,25 \text{ Hz}$ . Die Amplituden der Komponenten betragen für den Hauptpeak  $0,0515 \text{ m}$  sowie für den Nebenpeak  $0,0061 \text{ m}$ .

Das Amplitudenspektrum für die Versuche mit den Eingangsparametern von  $T = 2,0 \text{ s}$  und einer Wellenhöhe von  $H = 0,139 \text{ m}$  (Abb. 7.8c) liefert eine Komponente erster Ordnung der Basisfrequenz von  $0,5 \text{ Hz}$  mit einer Amplitude von  $0,0695 \text{ m}$ . Die Amplitudenhöhe der zweiten höherharmonischen Komponente mit der doppelten Basisfrequenz  $f = 1 \text{ Hz}$  beträgt  $0,0171 \text{ m}$ .

### Amplitudenspektren der Wellenversuche ohne Strömung

Im Folgenden werden zunächst die Amplitudenspektren der Versuche betrachtet, die ohne Strömung durchgeführt wurden (WA, *Wave Alone*). Die aus den nominalen generierten Wellen berechneten Amplitudenspektren, die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellt wurden, dienen dabei als Referenzfälle.



Für die Amplitudenspektren der Versuche mit einer Wellenperiode von 1,2 s konnte festgestellt werden, dass neben den zwei zu erwartenden Peaks drei weitere Ausschläge vorhanden sind. Dies ist exemplarisch für den Versuch 184 in Abb. 7.9 veranschaulicht. Das Spektrum enthält folglich mehr Komponenten als gemäß der Wellentheorie der generierten Welle zu erwarten gewesen wären. Bezüglich der auftretenden Frequenzen ist festzustellen, dass die zusätzlichen Peaks ebenfalls ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz zuzuordnen sind, sodass es sich um höherharmonische Komponenten handelt. Daraus lässt sich schließen, dass die gemessene Welle einer Wellentheorie höherer Ordnung zuzuordnen ist. Es hat demnach eine Verformung der generierten Welle stattgefunden, welche zu einer weiteren Verflachung des Wellentals sowie gleichzeitig zu einem Aufsteilen des Wellenbergs geführt hat. Die Nichtlinearität der Welle hat demzufolge zugenommen. Allerdings sind die Amplituden der vierten und fünften Komponente sehr klein ( $< 1$  mm). Dementsprechend ist anzunehmen, dass der Einfluss dieser Komponenten auf die Wellenform sehr gering ist.

Die Amplitudenspektren der zwei weiteren Versuche, die ebenfalls mit einer Wellenperiode von 1,2 s durchgeführt wurden und lediglich eine andere Wellenausbreitungsrichtung ( $\theta = 90^\circ$  und  $\theta = 110^\circ$ ) besaßen, zeigen eine gleiche Anzahl von Komponenten und identische Positionen dieser auf der Frequenzachse. Somit handelt es sich auch bei diesen Wellen nicht um die mit der Wellenmaschine generierte Stokes'sche Welle 2. Ordnung, sondern um Stokes-Wellen 5. oder 6. Ordnung.

Die Fourierspektren der Versuche mit einer Wellenperiode von 1,6 s zeigen ebenfalls eine größere Anzahl von Komponenten als lediglich die zwei zu erwartenden Komponenten. Abb. 7.10 zeigt exemplarisch für die Versuchsreihen dieser Wellenperiode das Amplitudenspektrum des Versuchs 165 ( $\theta = 90^\circ$ ,  $T = 1,6$  s,  $H = 0,103$  m). Es sind erneut fünf Peaks sowie zusätzlich eine Ansammlung von Komponenten an einer sechsten Stelle zu erkennen. Letzteres stellt jedoch keinen eindeutigen Peak dar.

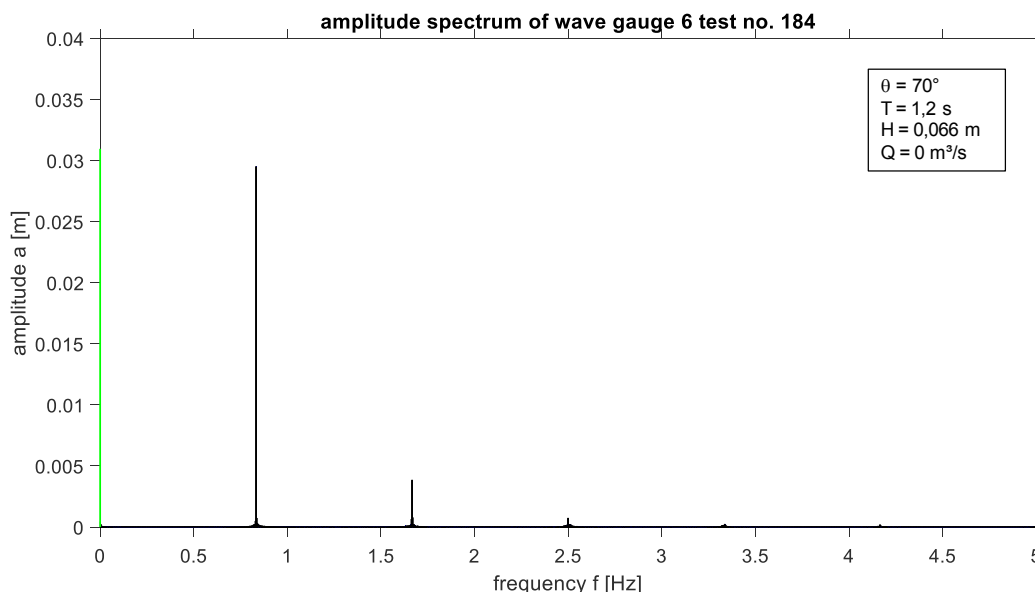


Abb. 7.9: Amplitudenspektrum des Versuchs 184,  $T = 1,2$  s ( $\theta = 70^\circ$ ,  $H = 0,066$  m)

Die Frequenzen der Hauptkomponente und der Komponente erster Ordnung entsprechen den zu erwartenden Werten. Die Frequenzen der zusätzlichen Nebenkomponten sind auch hier ganzzahlige Vielfache der Grundfrequenz des Hauptpeaks. Somit entspricht die gemessene Zeitreihe einer Stokes'schen Welle 5. oder

6. Ordnung. Demnach haben auch für diese Versuchsreihe eine Verformung der Welle und eine Zunahme der Nichtlinearität stattgefunden.

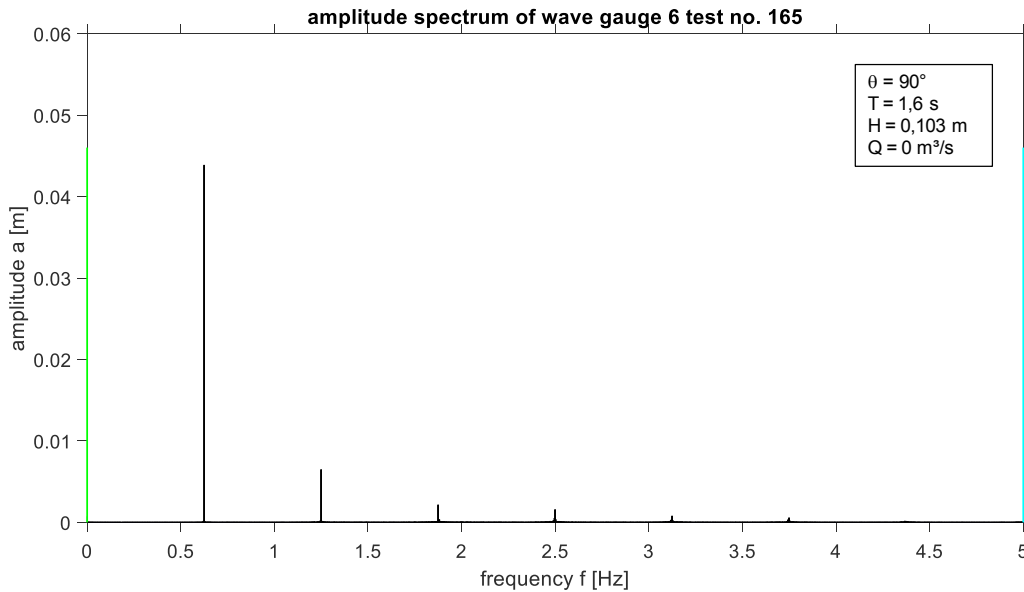


Abb. 7.10: Amplitudenspektrum des Versuchs 165,  $T = 1,6 \text{ s}$  ( $\theta = 90^\circ$ ,  $H = 0,103 \text{ m}$ )

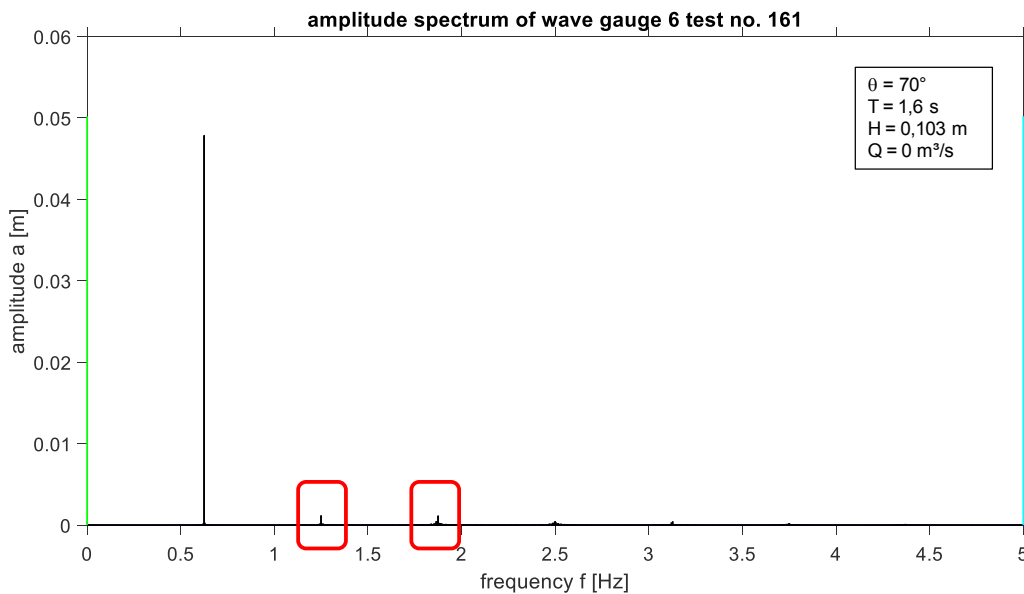


Abb. 7.11: Amplitudenspektrum des Versuchs 161,  $T = 1,6 \text{ s}$  ( $\theta = 70^\circ$ ,  $H = 0,103 \text{ m}$ ), zweite und dritte Komponente in Rot markiert

Eine Ausnahme bildet für diese Wellenperiode der Versuch 161 mit  $\theta = 70^\circ$ : Sowohl die zweite als auch die dritte Komponente besitzen eine sehr kleine Amplitude und sind kaum erkennbar (Abb. 7.11). Dies würde bedeuten, dass die Form der Welle linearer ist als die der anderen Versuche. Der Vergleich eines Ausschnitts der Zeitreihen ( $t = 580 \text{ s}$  bis  $620 \text{ s}$ ) von Versuch 165 und 161 in Abb. 7.12 bestätigt dies. Für Versuch 165 (blau), dessen Spektrum eindeutig ausgeprägte höhere Komponenten enthält, ist im Wellental

eine Einkerbung zu erkennen. Die Auslenkung des Versuchs 161 (rot) hingegen ist regelmäßiger und entspricht nahezu einer sinusförmigen Auslenkung.

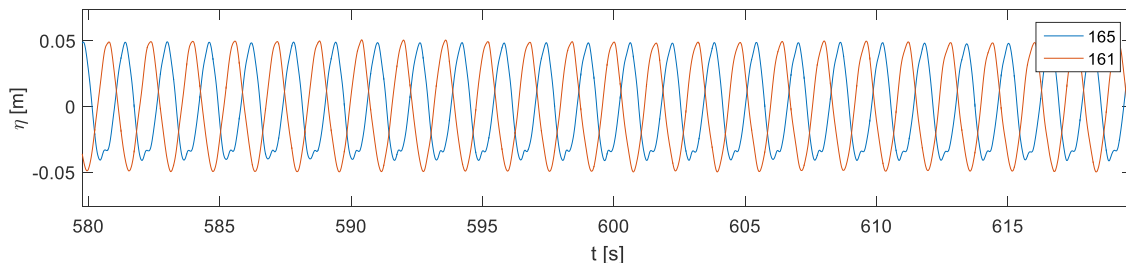


Abb. 7.12: Vergleich der Zeitreihen Versuch 161 und 165

Die Amplitudenspektren der Versuche mit  $T = 2,0$  s weichen ebenfalls von dem Referenzspektrum ab. Neben der Hauptkomponente und der zweiten erwartenden Komponente höherer Ordnung sind erneut weitere Ausschläge festzustellen. Es handelt sich jedoch wie auch bei den zuvor untersuchten Versuchsreihen um Komponenten höherer Ordnung, deren Frequenzen Vielfache der Basisfrequenz darstellen. Exemplarisch für die Versuche mit  $T = 2,0$  s ist in Abb. 7.13 das Amplitudenspektrum des Versuchs 230 ( $\theta = 110^\circ$ ,  $T = 2,0$  s,  $H = 0,139$  m) dargestellt.

Ein Vergleich der Amplitudenhöhen aus den berechneten Amplitudenspektren zeigt, dass die Summe aus den Amplituden der einzelnen Komponenten in den meisten Fällen die geforderte Wellenhöhe ergibt. Allerdings treten bei einzelnen Versuchen auffällige Abweichungen auf. Betrachtet wurden die ersten drei Komponenten des Spektrums, da die Amplituden der Komponenten höherer Ordnung mit einer Größenordnung von  $10^{-4}$  m keinen signifikanten Anteil an der resultierenden Wellenhöhe besitzen.

Ein Überblick über die aus den einzelnen Komponenten ermittelte Wellenhöhe liefert Tab. 7.1. Die maximalen Abweichungen von der generierten Wellenhöhe sind zweimal für Versuche der Wellenrichtung von  $70^\circ$  festzustellen und betragen  $0,012$  m (Versuch 184,  $T = 1,2$  s) und  $0,018$  m (Versuch 205,  $T = 2,0$  s). Für den Versuch 169 ( $T = 1,6$  s,  $\theta = 110^\circ$ ) konnte ebenfalls eine Abweichung von  $0,018$  m von der zu erwartenden Wellenhöhe festgestellt werden. Die Abweichungen befinden sich deutlich außerhalb des Toleranzbereichs der Messgenauigkeit von  $\pm 2,5$  mm. Die Ursache für diese signifikanten Abweichungen ist im Rahmen weiterer Untersuchungen näher zu betrachten.

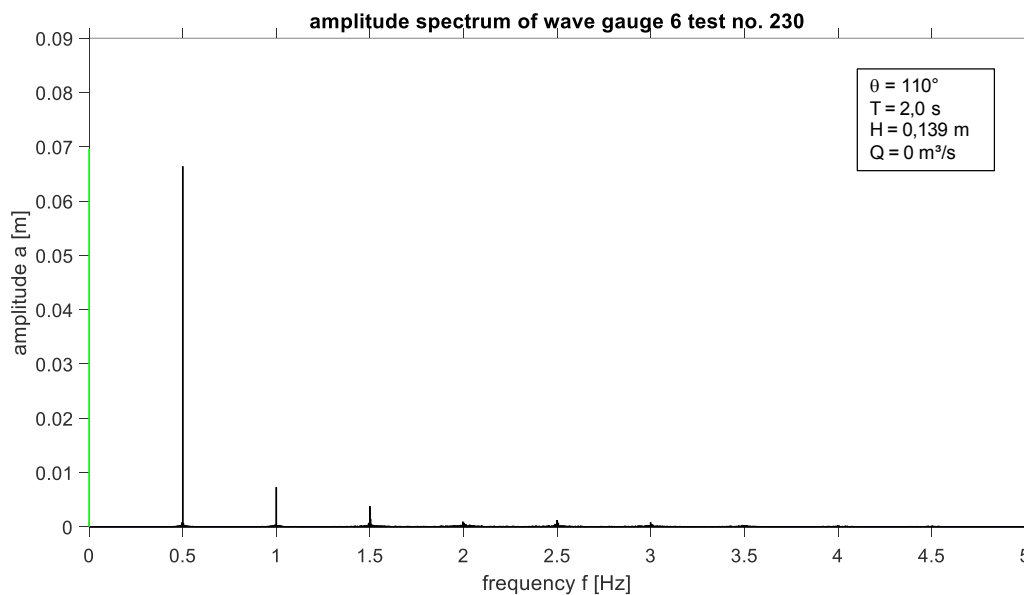


Abb. 7.13: Amplitudenspektrum des Versuchs 230 ( $\theta = 110^\circ$ ,  $T = 2,0$  s,  $H = 0,139$  m)

Tab. 7.1: Vergleich der nominalen Wellenhöhen mit der aus den Amplitudenhöhen berechneten Wellenhöhe

Wellenhöhe der nominal generierten Welle [m]	Wellenrichtung $\theta$ [°]	Amplitude der Komponente 1. Ordnung [m]	Amplitude der Komponente 2. Ordnung [m]	Amplitude der Komponente 3. Ordnung [m]	resultierende Wellenhöhe [m]
0,066	70	0,0295	0,0038	0,0007	0,060
	90	0,0330	0,0034	0,0005	0,067
	110	0,0343	0,0049	0,0005	0,067
0,103	70	0,0478	0,0011	0,0011	0,098
	90	0,0438	0,0064	0,0005	0,089
	110	0,0575	0,0042	0,0029	0,121
0,139	70	0,0796	0,0139	0,0023	0,164
	90	0,0647	0,0109	0,0020	0,133
	110	0,0670	0,0083	0,0012	0,136

### Amplitudenspektren der Wellen-Strömungs-Versuche

Die Fourier-Analyse der kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche (WCI) ergibt, dass die Amplitudenspektren aller Versuche mit einer Wellenperiode von 1,2 s unabhängig von ihrer Wellenrichtung eine Basiskomponente sowie eine weitere höherharmonische Komponente aufweisen. Eine Ausnahme bildet der Versuch 267 ( $\theta = 70^\circ$ ,  $Q = 1,5$  m<sup>2</sup>/s), für den das Amplitudenspektrum lediglich eine Komponente zeigt. Für die anderen Versuche kann jedoch auch festgestellt werden, dass die Amplitude der Komponente 2. Ordnung im Vergleich zum WA-Fall etwas geringer ausfällt.

Die Amplitudenspektren der Wellenversuche ohne Strömung mit der gleichen Wellenperiode enthielten fünf bis sechs Komponenten. Demnach findet im WCI-Fall eine Verformung der Welle statt. Die Anzahl der Komponenten nimmt ab und zusätzlich verringert sich der Einfluss der Komponente 2. Ordnung. Dies lässt vermuten, dass bei Anwesenheit der Strömung die Linearität der Welle im Vergleich zum WA-Fall wieder zunimmt.

Abb. 7.14 veranschaulicht dies am Beispiel des Wellenversuchs 184 und des Wellen-Strömungs-Versuchs 285 ( $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$ ). Abb. 7.14a zeigt das Amplitudenspektrum des WA-Versuchs, welches noch vier Komponenten darstellt. Das Amplitudenspektrum des WCI-Versuchs in Abb. 7.14b zeigt lediglich zwei Komponenten. Die Wellenauslenkungen, welche in Abb. 7.14c aufgetragen sind, spiegeln dies wider: Die Wellenform des Versuchs 285 (rot) ist sinusförmiger und somit linearer als die Form der Welle aus Versuch 184.

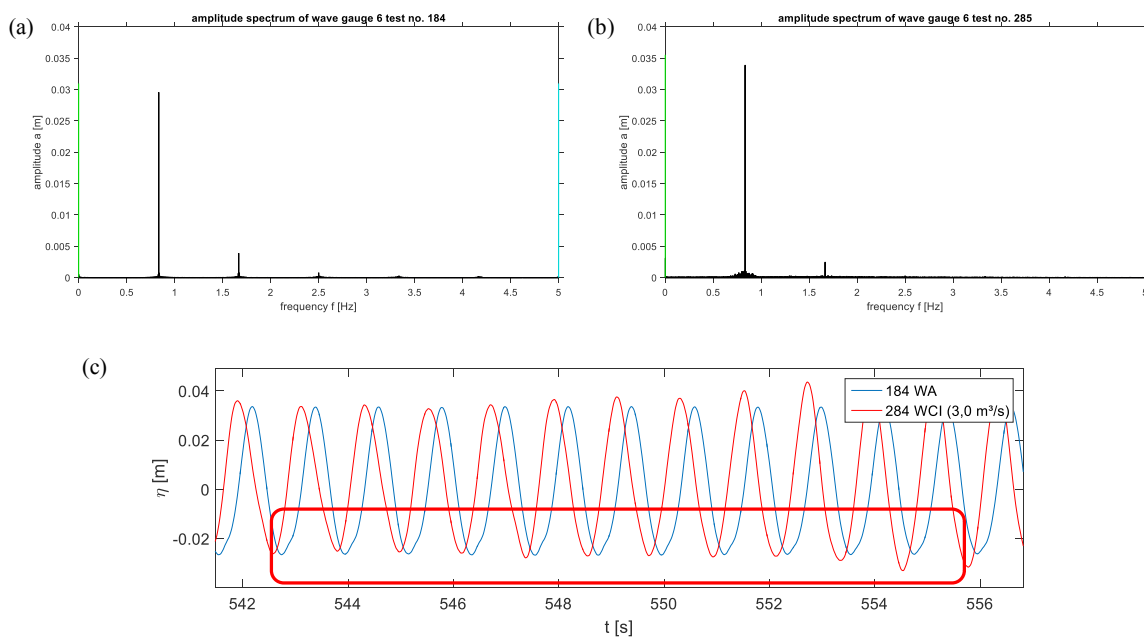


Abb. 7.14: (a) Amplitudenspektrum des Versuchs 184 (WA), (b) Amplitudenspektrum des Versuchs 285 (WCI,  $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$ ), (c) Vergleich der Wellensignale 184 und 285 (Veränderung der Wellenform in rot markiert)

Bezüglich der Frequenzen der Hauptkomponenten ist festzustellen, dass die Basisfrequenz aller Versuche der Frequenz der generierten Welle entspricht. Demnach bleibt die Wellenperiode der Wellen trotz der anwesenden Strömung unverändert.

Die Amplitudenspektren der Versuche mit einer Periode von 1,6 s besitzen für die Wellenrichtung von  $70^\circ$  ebenfalls zwei gut sichtbare Peaks. Die Versuche bei einer Wellenrichtung von  $90^\circ$  und gleicher Wellenperiode zeigen im Amplitudenspektrum für den kleinsten Strömungsdurchfluss von  $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$  sogar eine zusätzliche Komponente, d. h. insgesamt drei Peaks, während für die höheren Durchflüsse  $Q = 3 \text{ m}^3/\text{s}$  und  $Q = 5 \text{ m}^3/\text{s}$  ebenfalls zwei Ausschläge vorhanden sind. Für die Wellenrichtung von  $110^\circ$  enthalten die Amplitudenspektren für alle Strömungsdurchflüsse drei Komponenten.

Demnach hat auch für die Versuche dieser Wellenperiode eine Auslöschung der im WA-Fall noch vorhandenen höheren Komponenten infolge der Strömung und demnach wahrscheinlich eine Verformung der Welle stattgefunden. Für die Wellen der Wellenrichtung von  $\theta = 90^\circ$  scheint der Einfluss der Strömung

mit dem kleinsten Durchfluss etwas geringer zu sein, da das Spektrum dieses Versuchs drei statt in den anderen Fällen zwei Komponenten aufweist. Die Frequenzen aller Komponenten stimmen wiederum mit den in den Spektren der WA-Versuche festgestellten Frequenzen überein. Die Strömung hat erwartungsgemäß demnach auch in diesem Fall keine Veränderung der Wellenperiode bewirkt.

Für die Versuche, die mit einer Wellenperiode von  $T = 2,0$  s durchgeführt wurden, zeigen die Amplitudenspektren im Vergleich zu den WCI-Versuchen der anderen Wellenperioden eine größere Anzahl von Komponenten. Dies war zu erwarten, da bereits die Spektren der WA-Versuche eine größere Anzahl von Komponenten höherer Ordnung aufwiesen.

Für die Wellenrichtung von  $70^\circ$  sind für die zwei höheren Fördermengen drei und für die kleinste Fördermenge vier Ausschläge im Spektrum sichtbar. Die Anzahl der Peaks in den Spektren der Versuche mit  $\theta = 90^\circ$  nimmt ebenfalls mit zunehmender Strömung ab: Für  $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$  sind fünf, für  $Q = 3 \text{ m}^3/\text{s}$  vier und für  $Q = 5 \text{ m}^3/\text{s}$  nur noch drei Komponenten sichtbar. Für die Versuche mit einer entgegen gerichteten Strömung ( $\theta = 110^\circ$ ) sind für die kleinste Strömung noch fünf Komponenten sichtbar ausgeprägt, für die zwei größeren Strömungsdurchflüsse sind jeweils vier Ausschläge vorhanden.

Die Anzahl der Komponenten im Amplitudenspektrum nimmt somit auch für diese Wellenperiode für den WCI-Fall gegenüber dem WA-Fall ab. Zusätzlich wird hier deutlich, dass die Strömungsstärke einen Einfluss auf die Verformung der Welle besitzt. Für die kleinsten Strömungsdurchflüsse ist die Anzahl der vorhandenen Komponenten größer als für die größeren Durchflüsse. Des Weiteren bestätigten die Spektren erneut, dass infolge der Strömung keine Änderung der Wellenperiode auftritt.

Eine Ermittlung der absoluten Wellenhöhe, welche durch die Betrachtung der Amplituden der einzelnen Komponenten geschehen kann, wurde an dieser Stelle nicht vorgenommen. Der Betrachtung der Zeitreihen der Versuche wurde ersichtlich, dass die Amplituden der Wellen im WCI-Fall schwanken. Diese Information hätte dem Amplitudenspektrum nicht entnommen werden können. Möglichkeiten zur Ableitung von charakteristischen Werten aus den Amplitudenspektren, die eine Aussage über die Amplitude der WCI-Versuche zulassen, sind in zukünftigen Analysen zu untersuchen.

Für alle Versuche kann des Weiteren beim Vergleich der Amplitudenspektren ein gemeinsames Merkmal festgestellt werden. Die Spektren der Versuche mit kombinierter Wellen-Strömungs-Erzeugung zeigen in der unmittelbaren Umgebung oberhalb und unterhalb der jeweiligen Peakfrequenzen weitere Komponenten mit kleiner Amplitude. Diese Seitenbänder treten sowohl bei der Haupt- als auch bei den Nebenkomponten auf. Zum einen ist zu beobachten, dass die Amplitude und die Breite der Seitenbänder mit größer werdenden Fördermengen  $Q$  zunehmen, wie in Abb. 7.15 für die Versuche mit  $\theta = 70^\circ$  und  $T = 1,2$  s veranschaulicht ist.



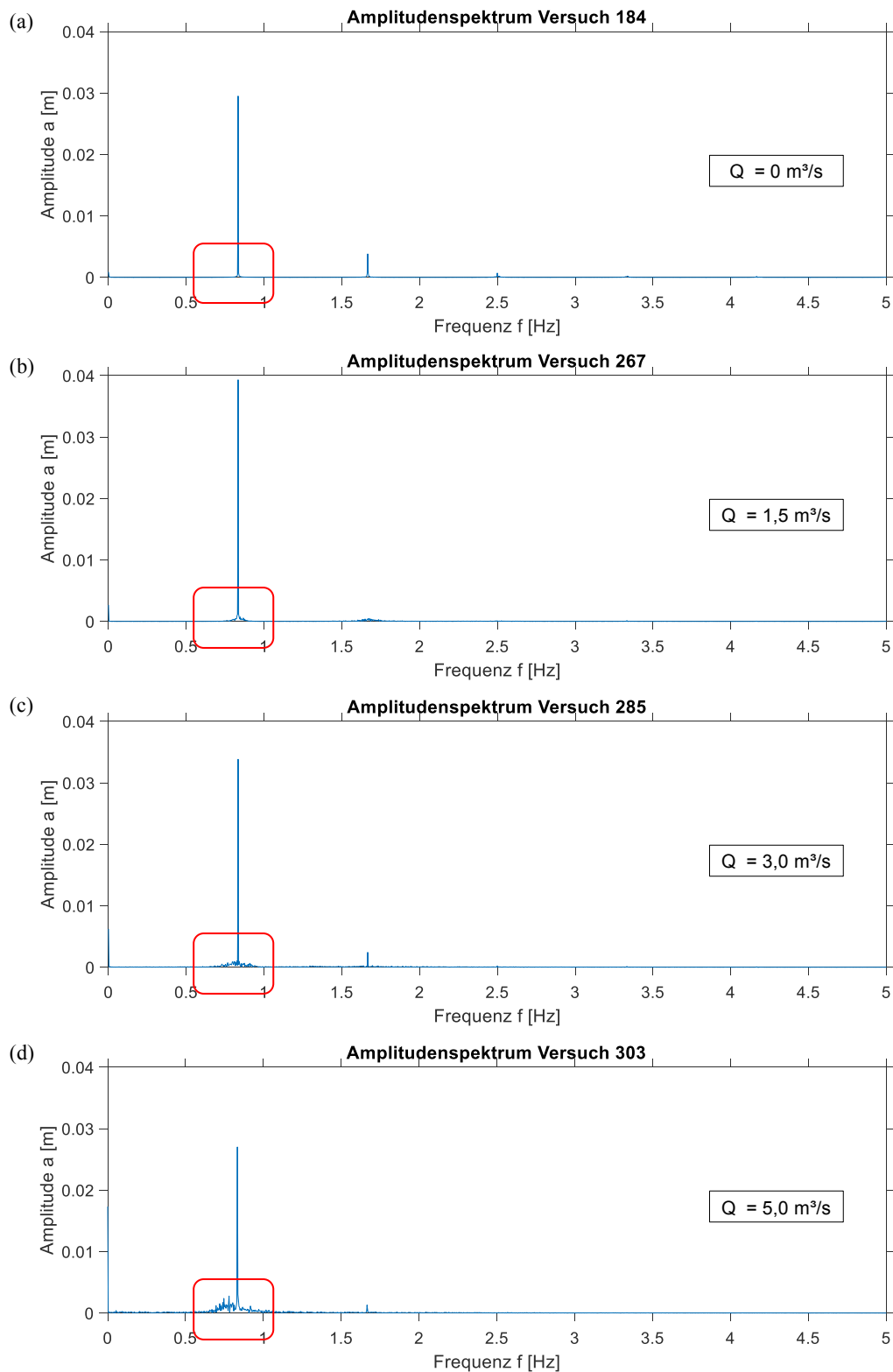


Abb. 7.15: Zunahme der Seitenbänder mit zunehmender Strömung ( $\theta = 70^\circ$ ,  $T = 1,2 \text{ s}$ ,  $H = 0,006 \text{ m}$ ):  
(a)  $Q = 0 \text{ m}^3/\text{s}$ , (b)  $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$ , (c)  $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$ , (d)  $Q = 5,0 \text{ m}^3/\text{s}$

Zum anderen nimmt die Ausprägung der Seitenbänder von der größten zur kleinsten Wellenperiode zu. Abb. 7.16 zeigt die Amplitudenspektren der Versuche mit dem höchsten Strömungsdurchfluss  $Q = 5 \text{ m}^3/\text{s}$ ,

von oben nach unten nach zunehmender Wellenperiode sortiert. Es ist zu erkennen, dass die Ausprägung der Seitenbänder (rot markiert) mit zunehmender Wellenperiode abnimmt.

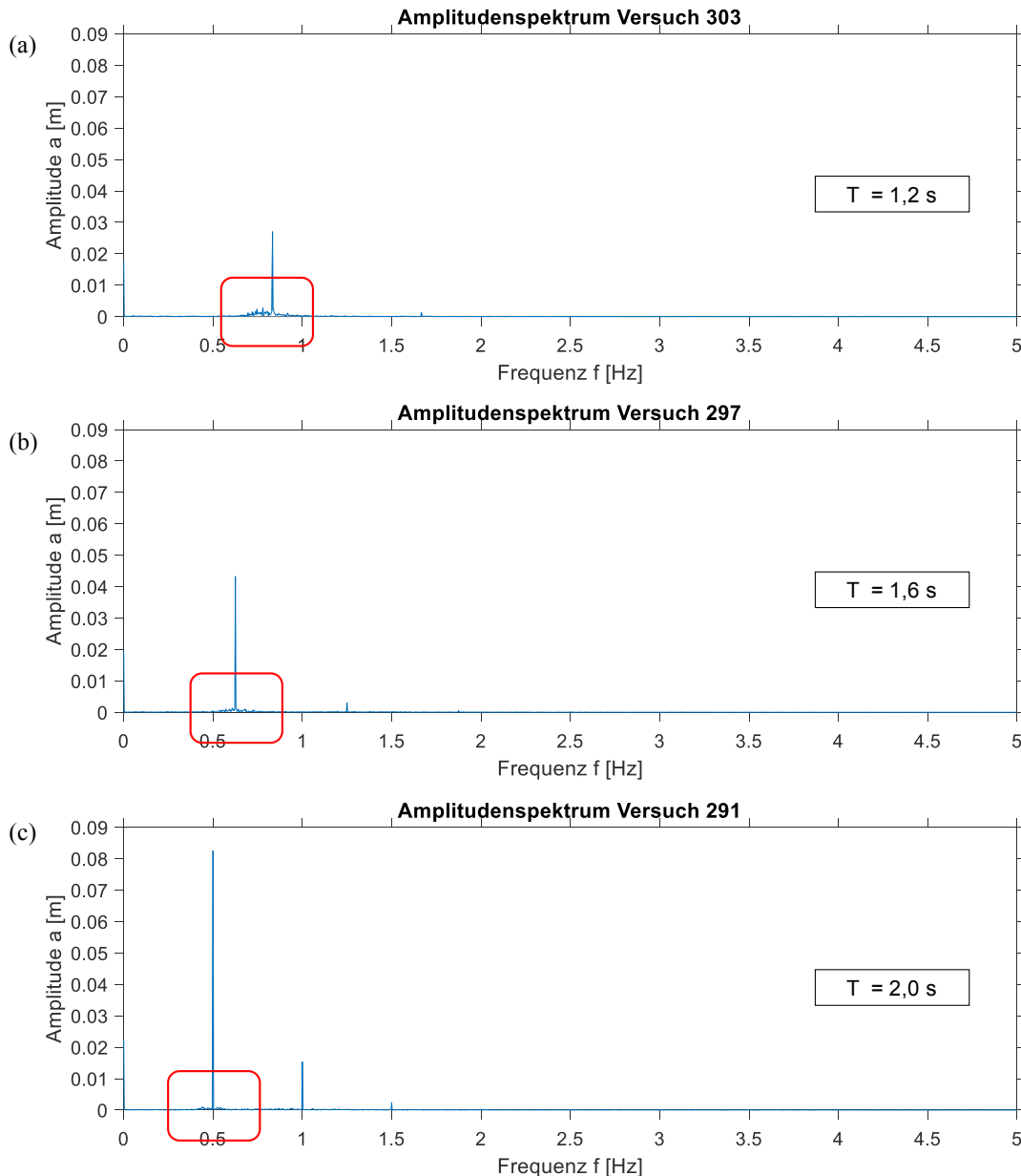


Abb. 7.16: Abnahme der Seitenbänder mit zunehmender Wellenperiode ( $\theta = 70^\circ$ ,  $Q = 5 \text{ m}^3/\text{s}$ ): (a)  $T = 1,2$  s, (b)  $T = 1,6$  s, (c)  $T = 2,0$  s

Bei einer Wellenrichtung von  $90^\circ$  ist des Weiteren zu erkennen, dass bei einer Wellenperiode von  $2,0$  s die Seitenbänder nicht konzentriert um einen Peak versammelt sind, sondern sich eher langgestreckt über einen größeren Frequenzbereich ausbreiten. Abb. 7.17 veranschaulicht dieses Phänomen: Insbesondere in dem vergrößerten Ausschnitt (Abb. 7.17b) wird deutlich, dass die Seitenbänder nicht nur im Bereich der Peaks, sondern vermehrt zwischen diesen und auch in einer ähnlichen Größenordnung wie die Peaks höherer Ordnung in Erscheinung treten.

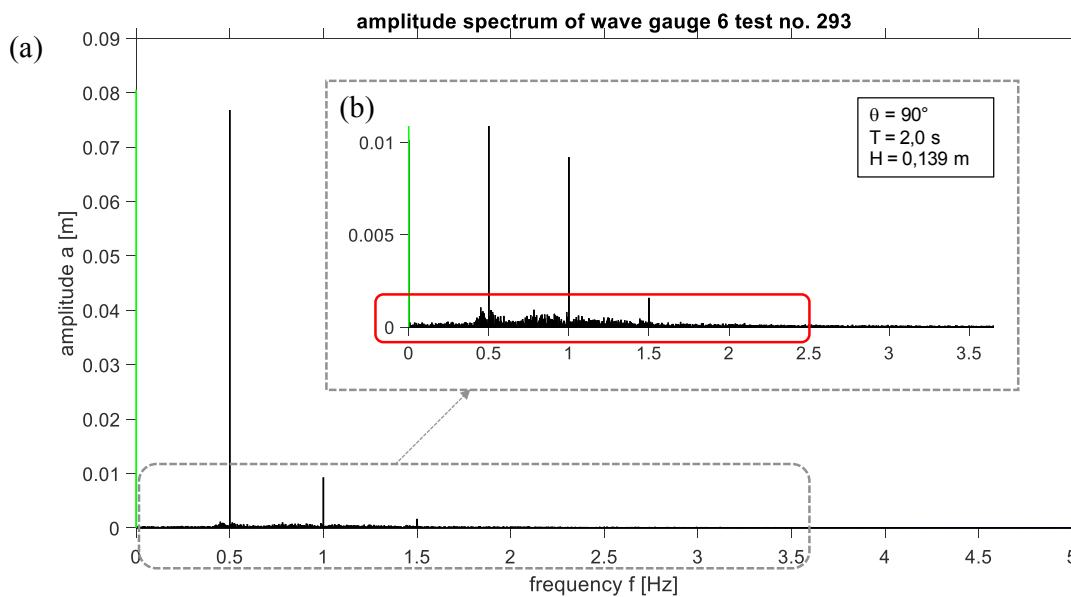


Abb. 7.17: Verteilung der Seitenbänder über einen größeren Frequenzbereich: (a) Überblick über das Amplitudenspektrum, (b) vergrößerter Bereich, in Rot markierte Ausbreitung der Seitenbänder ( $\theta = 90^\circ$ ,  $T = 2,0$  s,  $H = 0,139$  m)

### Bewertung und Vergleich der Ergebnisse

Die Fourieranalyse der Wellenversuche ohne Strömung hat ergeben, dass die Amplitudenspektren dieser Versuche sich von den zuvor ermittelten Referenzfällen unterscheiden. Die Spektren der gemessenen Wellen enthalten nicht wie erwartet zwei sondern insgesamt fünf bis sechs Komponenten höherer Ordnung.

Für das Vorhandensein der überzähligen Peaks sind zwei mögliche Gründe denkbar: (i) Die hochfrequenten Peaks stellen Reflexionsanteile der Welle dar oder (ii) deuten auf eine weitere Verformung der Welle hin, aus der eine Welle der Stokes-Theorie höherer Ordnung resultiert. Die zweite Vermutung ließe sich über die Betrachtung der Phasenfunktion überprüfen, welche jedoch noch nicht durchgeführt wurde.

Für die kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche konnte allerdings festgestellt werden, dass die Anzahl der Peaks höherer Ordnung geringer ausfällt als bei den Spektren der WA-Versuche: Die in den WA-Spektren sichtbaren Peaks ab der dritten Ordnung sind in den meisten Fällen im Amplitudenspektrum der WCI-Versuche nicht mehr vorhanden. Das Wegfallen der höheren Peaks während der Anwesenheit einer Strömung lässt vermuten, dass infolge der Strömung hochfrequente Anteile mit einer vergleichsweise sehr geringen Amplitude ausgelöscht werden und somit eine Verformung der Welle stattfindet. Die Linearität der Welle nimmt mit Anwesenheit der Strömung zu.

Die Betrachtung der Abszissenwerte der Peaks in den Spektren ließ deutlich werden, dass für alle WCI-Versuche innerhalb einer Wellenperiode unabhängig von der Strömungsstärke identische Basisfrequenzen und Frequenzen der jeweiligen Höherharmonischen vorliegen. Gleichzeitig bestehen ebenfalls keine Unterschiede zwischen den Basisfrequenzen der WCI-Versuche zu den Frequenzen der WA-Versuche. Dies bedeutet, dass die Wellenperiode trotz einer anwesenden Strömung, unabhängig von deren Durchfluss, unverändert bleibt.

Daneben konnte festgestellt werden, dass in den Amplitudenspektren der WCI-Versuche Seitenbandfrequenzen auftreten. Seitenbänder treten im Verlauf von Modulationsinstabilitäten in Erscheinung und sind ein Kennzeichen für nichtlineare Vorgänge während der Wellenausbreitung. Es zeigte sich, dass die Anzahl der Seitenbänder desto größer ausfällt, je stärker die Strömung und je kleiner die Wellenperiode sind.

Die Fourier-Analyse und die Berechnung von Amplitudenspektren sind demnach geeignet, um Rückschlüsse auf die Wellenform sowie auf Veränderungen der Form und der Nichtlinearität infolge der Wellen-Strömung-Interaktion zu ziehen. Mithilfe der Amplitudenspektren sind außerdem Veränderungen der Frequenz bzw. der Wellenperiode feststellbar. Gut geeignet ist die Fourier-Analyse zum Auffinden von Seitenbandinstabilitäten. Sie gibt somit Hinweise auf das Auftreten von Modulationsinstabilitäten, die möglicherweise durch den Einfluss der Strömung entstehen. Die Auswertung der Fourierspektren liefert allerdings keinen Zeitbezug. Die Prozesse können identifiziert werden, jedoch nicht der Zeitpunkt ihres Eintretens sowie die Häufigkeit ihres Auftretens während des Versuchs.

## 7.2 Zeit-Frequenzanalyse mit der Hilbert-Huang-Transformation

Nachdem die Messdaten im vorangegangenen Kapitel mithilfe der Fourier-Analyse untersucht wurden, erfolgt in diesem Kapitel eine Zeit-Frequenzanalyse der Versuche mittels Hilbert-Huang-Transformation (HHT). Zunächst werden in Kap. 7.2.1 die zur Durchführung der einzelnen Analyseschritte benötigten *MATLAB*-Routinen vorgestellt.

Da die im Rahmen der HHT erforderliche Zerlegung des Signals in seine Oszillationsmodi entweder mit der EMD oder der weiterentwickelten EEMD geschehen kann, wird in Kap. 7.2.2 zunächst eine Untersuchung zur Findung einer für die vorliegenden Messdaten geeigneten Zerlegungsmethode beschrieben. Anschließend wird eine Parameterstudie zur Untersuchung geeigneter Einstellungsmöglichkeiten für die Zerlegung der Signale vorgestellt.

In Kap. 7.2.3 werden die Ergebnisse aus der Analyse einer ausgewählten Versuchsreihe beschrieben und bewertet.

### 7.2.1 Implementierung in MATLAB

Wie die Fourier-Analyse wird auch die HHT mithilfe der Software *MATLAB* durchgeführt. Für die Zerlegung des Signals mittels EMD bzw. EEMD wurde eine vom RCADA (Research Center for Adaptive Data Analysis) bereitgestellte *MATLAB*-Funktion verwendet (*fast EMD/EEMD/CEEMD code*, Research Center for Adaptive Data Analysis (RCADA) 2013). Eine Besonderheit dieses Codes ist die Ausführung der EMD in einer sogenannten *mex*-Datei, wodurch eine Verkürzung der Rechenzeit erreicht wird. Eine Veränderung des Codes innerhalb der *mex*-Datei ist allerdings nicht möglich.

Der *fast EMD/EEMD/CEEMD*-Code wurde in eine selbst erstellte Routine eingebettet. In dieser werden der zu untersuchende Datensatz sowie der zu analysierende Wellenpegel festgelegt. Das Setzen eines Zeitfensters ist anders als bei der Fourier-Transformation nicht erforderlich. Des Weiteren sind die für die EMD bzw. EEMD benötigten Eingangsparameter für die Ermittlung der IMFs festzulegen. Diese Parameter sind nachfolgend aufgeführt und kurz beschrieben:

- **NoiseLevel**

Aus dem Produkt des *Noise Level*, der Standardabweichung des Eingangssignals und einer Zufallsmatrix wird das weiße Rauschen generiert:

$$temp = randn(1, xsize) \cdot NoiseLevel \cdot Ystd, \quad (7.1)$$

mit

*temp*: weißes Rauschen,

*randn(1, xsize)*: Zufallsmatrix,

*Ystd*: Standardabweichung des Eingangssignals.

Beträgt das *Noise Level* = 0, wird statt einer EEMD eine EMD durchgeführt.

- **NE**

Durch die Ensemble-Zahl *NE* wird festgelegt, wie oft die EEMD eines verrauschten Signals durchgeführt werden soll, um anschließend durch die Mittelwertbildung das endgültige Ergebnis für die IMF zu erhalten.

- **numImf**

Im Vorfeld der Analyse kann festgelegt werden, wie viele IMFs erzeugt werden sollen. Legt man für *numImf* einen negativen Wert (z.B. -1) fest, werden sämtliche mögliche IMFs erzeugt. Die Gesamtanzahl  $Anzahl_{IMF}$  der erzeugbaren IMFs beträgt

$$Anzahl_{IMF} = \log_2 N \quad (7.2)$$

mit

*N*: Anzahl der Datenpunkte des Eingangssignals,

(Wu und Huang 2009).

- **runCEEMD**

Mit einer Eingabe für diesen Parameter ist die Anwendung von Yeh et al. (2010) weiterentwickelte Methode der *CEEMD* (Complementary Ensemble Mode Decomposition) möglich. Im Rahmen dieser Auswertung findet die *CEEMD* keine Anwendung.

- **maxSift**

Dieser Parameter legt die Anzahl der *sifting*-Vorgänge fest.

Weitere Eingangsparameter, deren voreingestellte Werte übernommen wurden, sind:

- **typeSpline**: ermöglicht die Auswahl der Form der Einhüllenden,
- **toModifyBC**: Einstellungen bezüglich der Randbedingungen,
- **randType**: Wahrscheinlichkeitsverteilung des weißen Rauschens,
- **seedNo**: Einstellungen bezüglich eines Startwerts bei der Generierung des weißen Rauschens,
- **checkSignal**: Überprüfung des Eingangssignals.

Zusätzlich zu den IMFs des Eingangssignals werden mittels FT die Amplitudenspektren der einzelnen IMFs berechnet. Die Amplitudenspektren dienen der Orientierung dafür, welcher Frequenzbereich durch die jeweilige IMF abgebildet wird. Für die FT werden die im Rahmen der Frequenzanalyse verwendeten Algorithmen (s. Kapitel 4) eingesetzt und entsprechend angepasst.

Die Analyseergebnisse werden, wie in Abb. 7.18 für den Versuch 184 exemplarisch dargestellt, graphisch ausgegeben. Die erste Zeile der Abbildung zeigt auf der linken Seite das untersuchte Signal sowie auf der rechten Seite das zugehörige Amplitudenspektrum der analysierten Zeitreihe mit halblogarithmischer Auftragung. Sämtlichen nachfolgenden Zeilen sind auf der linken Seite die IMFs zu entnehmen. Die rechte Seite zeigt die den IMFs zuzuordnenden FFT-Spektren sowie zusätzlich das FFT-Spektrum des Eingangssignals. Auf diese Weise wird ersichtlich, welchen Frequenzbereich des Messsignals die jeweilige IMF darstellt. Zur Unterscheidung sind beide Amplitudenspektren farblich voneinander abgegrenzt: Das Amplitudenspektrum des Signals ist in Rot, das Spektrum der IMF in Blau gezeichnet. Für einen ersten Überblick ist der Maßstab der Ordinate an die Größenordnung des FFT-Spektrums des Signals angepasst. Hierdurch wird deutlich, welche IMFs Schwingungsinformationen des untersuchten Messsignals enthalten. Für genauere Betrachtungen ist es möglich, den Maßstab entsprechend anzupassen. Zur besseren Übersichtlichkeit werden je Plot jeweils fünf Zeilen ausgegeben. Alle weiteren IMFs befinden in separaten Graphiken mit wiederum jeweils fünf Zeilen.

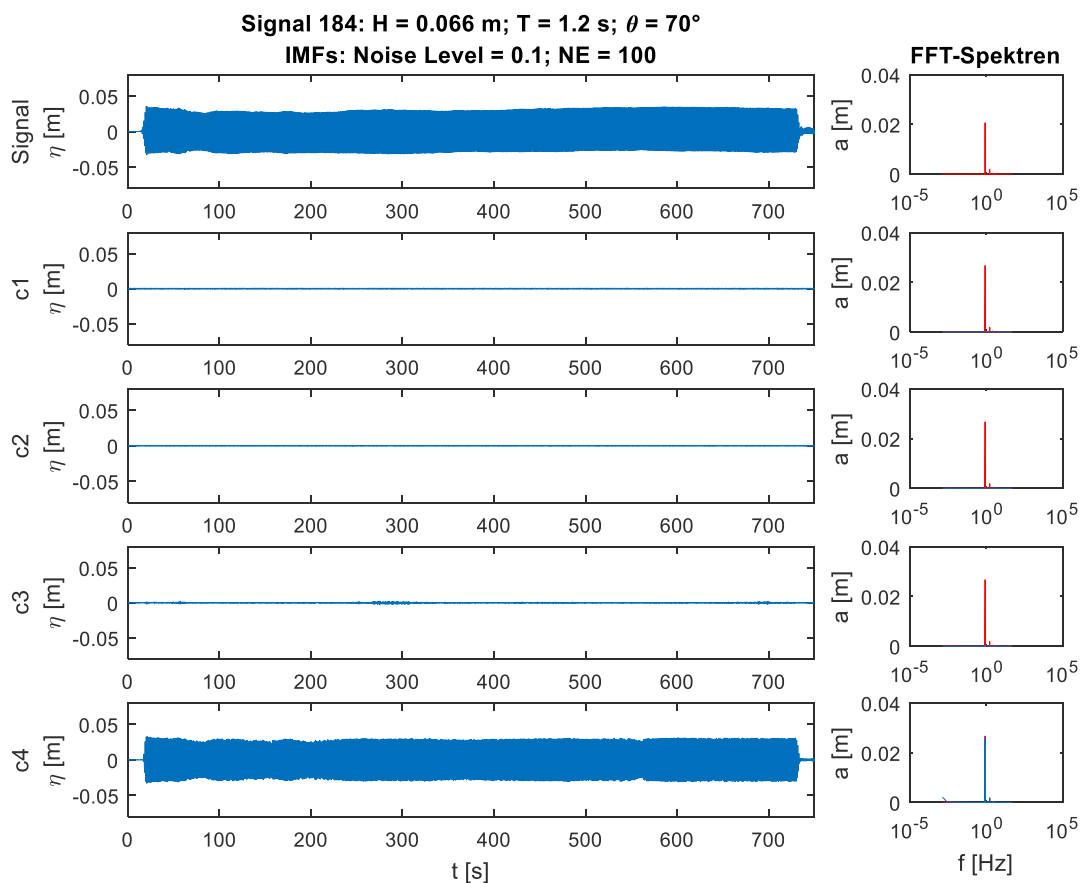


Abb. 7.18: Überblick über das beispielhaft ausgewählte Ausgangssignal, die ersten vier IMFs c1-c4 sowie die zugehörigen Amplitudenspektren

Die Datenpunkte der IMFs liegen im *workspace* von *MATLAB* als Matrix vor und können für die Berechnung des Hilbert-Spektrums weiterverwendet werden. Für die Erstellung der Hilbert-Spektren wird ebenfalls eine *MATLAB*-Funktion verwendet, die vom RCADA bereitgestellt wurde (Arnold et al. 2008). Die Routine liest zunächst die Datensätze der IMFs ein, berechnet die Momentanfrequenz der IMFs und erstellt das Hilbert-



Amplituden-Spektrum, welches exemplarisch in Abb. 7.19 für Versuch 184 dargestellt ist. Das hier abgebildete Hilbert-Spektrum zeigt alle IMFs, die Darstellung einzelner IMFs ist ebenfalls möglich. Die Momentanfrequenzen der IMFs werden über der Zeit aufgetragen, während die Amplitude anhand einer Farbkontur dargestellt wird. Für dieses Beispiel wurde ein maximaler Farbwert für Amplituden von 0,001 m eingestellt. Wird der Farbkontur ein höherer Maximalwert zugeordnet, zeichnen sich die sehr kleinen Amplituden der hochfrequenten IMFs nicht vom Hintergrund ab und sind somit nicht sichtbar. Wenn im Rahmen der späteren Analysen einzelne IMFs mit einer deutlich höheren Amplitude als 0,001 m betrachtet werden, ist die Skalierung der Farbkontur entsprechend anzupassen.

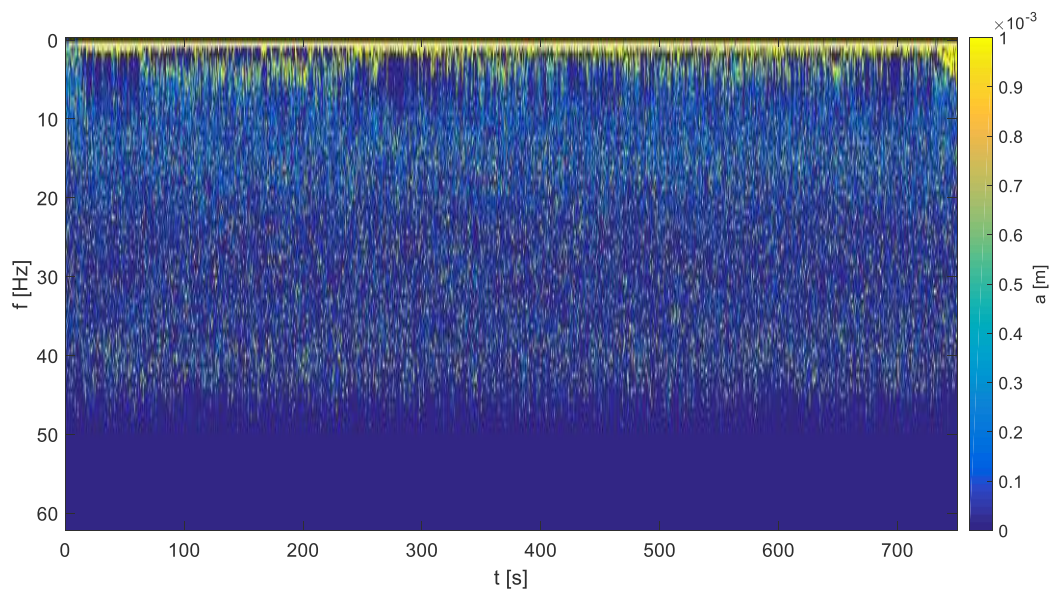


Abb. 7.19: Hilbert-Spektrum eines beispielhaft ausgewählten Signals (Versuch 184)

### 7.2.2 Aufbereitung der Messdaten

Der erste Schritt im Rahmen der Hilbert-Huang-Analyse ist die Zerlegung des Messsignals in seine Oszillationsmodi. Es wird untersucht, welche der beiden Zerlegungsmethoden, die EMD oder die EEMD, für die Analyse der vorliegenden Daten geeignet ist.

Anschließend wird eine Parameterstudie vorgestellt. In Rahmen dieser werden verschiedene Einstellungen bezüglich der Eingangsgrößen für die Zerlegung der IMFs untersucht und deren Auswirkungen auf die Ergebnisse bewertet. Abschließend werden Empfehlungen für die zu wählenden Einstellungen für die nachfolgenden Analysen gegeben.

#### Auswahl der geeigneten Zerlegungsmethode

Die Zerlegung eines Signals in die IMFs kann entweder durch die EMD oder unter Zuhilfenahme von weißem Rauschen durch die EEMD erfolgen. Wie bereits in Kap. 2.2.6 erläutert, tritt bei der Anwendung der EMD unter bestimmten Umständen das Problem des *mode mixing* auf. Nach Wu (2014) ist die Problematik darauf zurückzuführen, dass die Ergebnisse aus der EMD sehr empfindlich gegenüber einem im Signal enthaltenen Rauschanteil sind. Da Messdaten jedoch sehr häufig entweder Rauschen (z.B. Geräuschen)

oder intermittierende Oszillationen enthalten, liefert die EMD nach Wu (2014) in diesen Fällen keine zuverlässigen Resultate und ist daher nicht geeignet für eine physikalische Interpretation der Ergebnisse. In diesen Fällen ist daher die EEMD zu bevorzugen.

Auch bei der Analyse der vorliegenden Messsignale mithilfe der EMD konnte festgestellt werden, dass einzelne IMFs unterschiedliche Frequenzgrößenordnungen enthielten und somit ein *mode mixing* vorliegt. Abb. 7.20 zeigt exemplarisch das Signal eines Wellenversuchs ohne Strömung (Versuch 169,  $H = 0,103$  m,  $T = 1,6$  s,  $\theta = 110^\circ$ ) sowie die ersten aus der Dekomposition mittels EMD resultierenden IMFs. Auf der rechten Seite der Abbildung sind die zugehörigen FFT-Spektren dargestellt. Die erste IMF  $c_1$  zeigt eine Oszillation, die zwischendurch immer wieder unterbrochen wird. Mithilfe der vergrößerten Darstellung, wie in Abb. 7.21 beispielsweise für den Bereich zwischen  $t \approx 710$  s und  $t \approx 810$  s dargestellt, wird ersichtlich, dass die Hauptschwingung von Oszillationen höherer Frequenz unterbrochen wird. Gleichzeitig wird deutlich, dass die IMF  $c_2$  die „fehlenden“ Oszillationen enthält. Dem FFT-Spektrum ist zu entnehmen, dass  $c_1$  hauptsächlich Frequenzanteile des Wellensignals enthält. Somit wird die in  $c_1$  zu sehenden Welleninformation nicht vollständig in einer IMF dargestellt. Es werden demnach nicht nur Oszillationsmodi in einer IMF vermischt, sondern zusätzlich auch auf zwei unterschiedliche IMFs aufgesplittet.

Die klassische Definition des *mode mixing* besagt, dass innerhalb einer IMF Oszillationen verschiedener Frequenzen auftreten. Im weiteren Verlauf wird diese Art des *mode mixing* als Typ 1 bezeichnet. Daneben wird in der Literatur eine weitere Form des *mode mixing* erwähnt: Huang und Wu (2008) beschreiben auch das Vorkommen gleicher Frequenzgrößenordnungen in verschiedenen IMFs als *mode mixing*, welches zur Unterscheidung als Typ 2 bezeichnet wird. Demzufolge tritt bei dem beschriebenen Beispiel nicht nur ein *mode mixing* des Typs 1, sondern gleichzeitig auch ein *mode mixing* bzw. „*mode splitting*“ des Typs 2 auf.

Die Anwendung der EEMD hingegen, welche zur Behebung des *mode mixing* entwickelt wurde, zeigte ebenfalls nicht das angestrebte Ergebnis. In Abb. 7.22 ist das Resultat aus der EEMD desselben Versuchs 169 dargestellt. Zu sehen sind neben dem Signal die vierte und die fünfte IMF. Die Betrachtung der FFT-Spektren macht deutlich, dass beide IMFs Oszillationen mit der Frequenz des Eingangssignals enthalten. Des Weiteren fällt auf, dass die Amplituden der IMFs schwanken und wie im obigen Beispiel Bereiche mit niedrigen Amplituden in der IMF  $c_4$  zeitgleich mit Abschnitten hoher Amplituden in der IMF  $c_5$  auftreten. Besonders deutlich wird dies, wenn  $c_4$  und  $c_5$  wie in Abb. 7.23a übereinander dargestellt werden. Abb. 7.23b zeigt zusätzlich einen vergrößerten Abschnitt aus der Zeitreihe, aus dem nochmals ersichtlich wird, dass die Frequenzen beider IMFs übereinstimmen. Für die generierte Welle in den Versuchen ohne Strömung wäre jedoch anzustreben, dass sich das Wellensignal in einer einzelnen IMF wiederfindet, da Wellen mit gleichbleibender Wellenperiode erzeugt wurden.

Dementsprechend liegt bei den in Abb. 7.22 und Abb. 7.23 dargestellten IMFs trotz der Anwendung der EEMD ebenfalls *mode mixing* bzw. *mode splitting*, hier des Typs 2, vor: Sowohl in der IMF  $c_4$  als auch in der IMF  $c_5$  treten frequenzgleiche Komponenten auf.

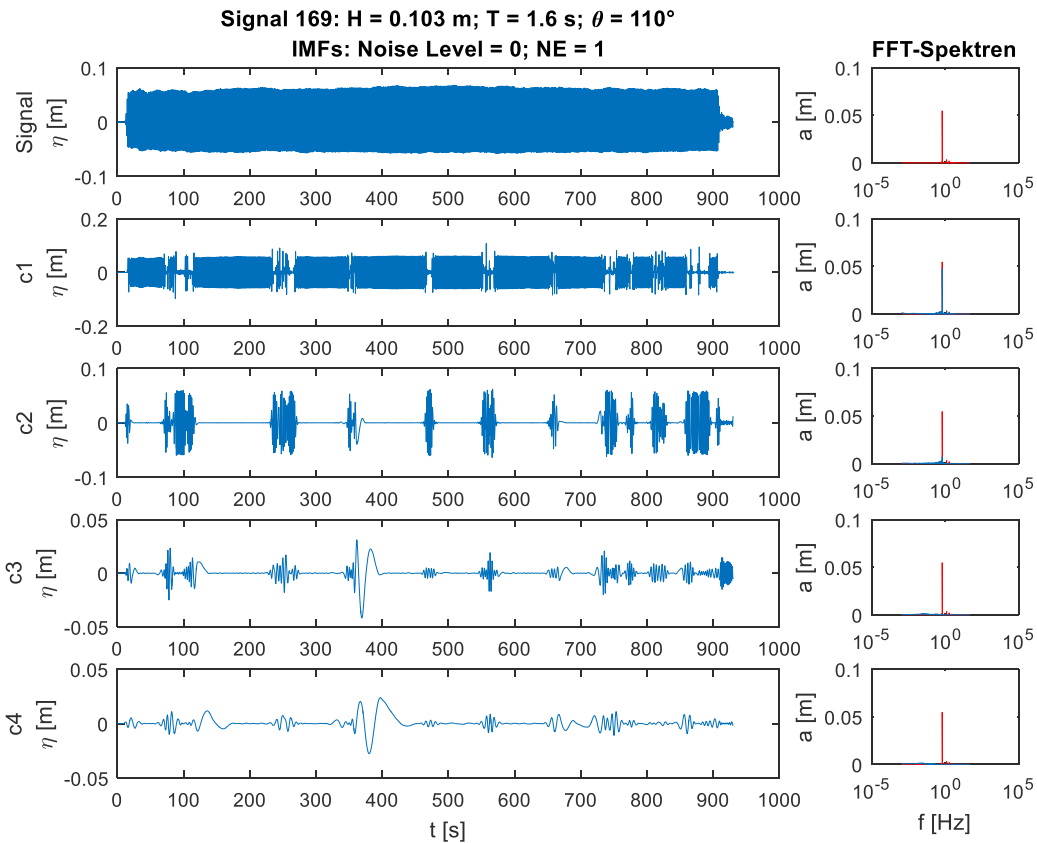


Abb. 7.20: *Mode mixing* bei Zerlegung eines Signals mittels EMD

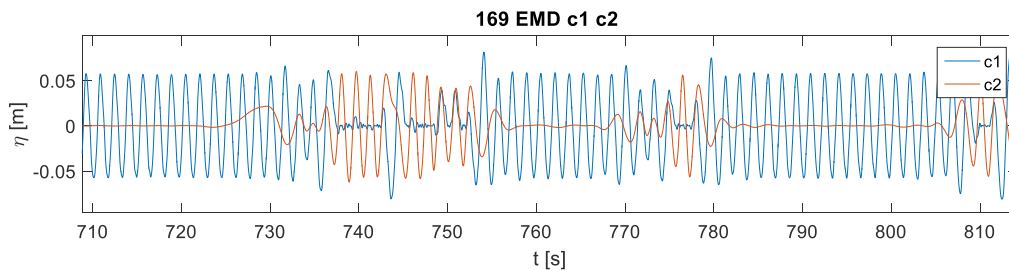


Abb. 7.21: IMFs  $c_1$  und  $c_2$  zwischen  $t = 710$  s und  $t = 810$  s mit *mode mixing*

Auch bei der Anwendung der EEMD auf andere Wellenversuche ohne Strömung tritt diese Problematik des Aufspaltens der Schwingungsinformation auf verschiedene IMFs auf. Für die spätere Deutung und weitere Analysen der IMFs wie beispielsweise mit der Hilbert-Transformation wäre es jedoch notwendig, dass die reine Welleninformation in einer einzelnen IMF enthalten ist. Im Rahmen einer Parameterstudie wird daher durch die Variation der Eingangsgrößen für die EEMD untersucht, ob auf diese Weise die Aufspaltung der Schwingungen verhindert bzw. verbessert werden kann. Die Ergebnisse dieser Analyse werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

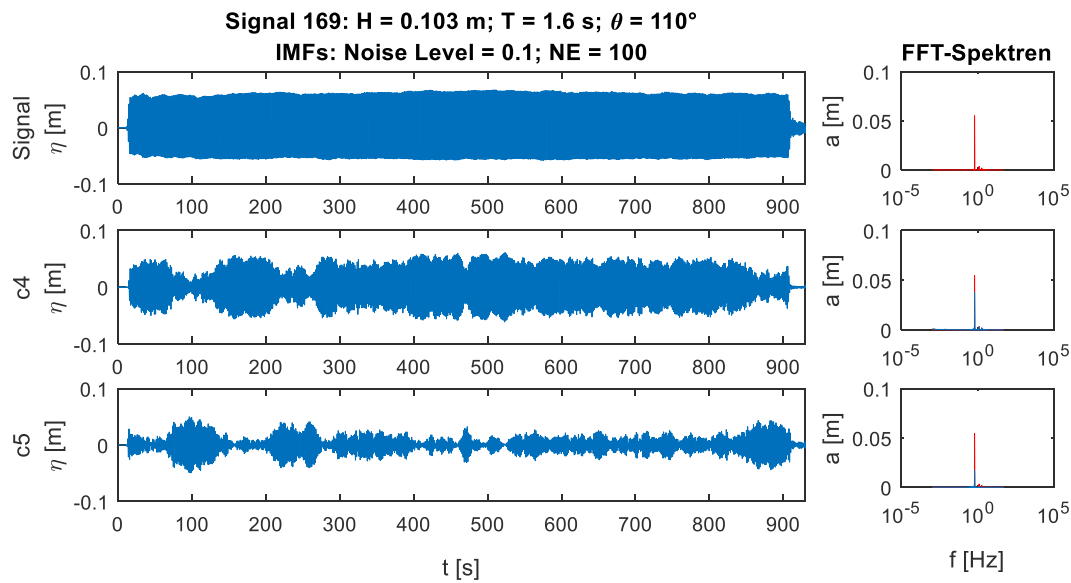


Abb. 7.22: Signal 169 und mit der EEMD berechnete IMFs  $c_4$  und  $c_5$

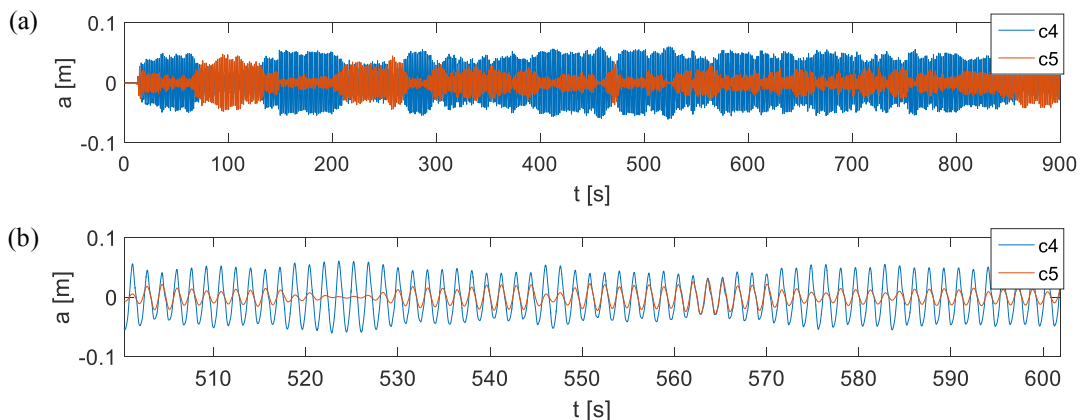


Abb. 7.23: (a)  $c_4$  und  $c_5$  aus der EEMD des Signals 169, (b) vergrößerter Ausschnitt

### Parameteranalyse

Die nachfolgende Parameteranalyse dient der Findung geeigneter Eingangsgrößen für die Anwendung der EEMD auf die zu untersuchenden Versuche. Je nach Eigenschaft des zu untersuchenden Signals können die gewählten Parameter unterschiedliche Ergebnisse liefern, sodass keine allgemeingültigen Eingangsgrößen definiert sind, sondern lediglich Empfehlungen für Wertebereiche gegeben werden können.

Des Weiteren wurde im Rahmen der Datenaufbereitung festgestellt, dass trotz der Anwendung der EEMD *mode mixing* (Typ 2) auftritt. Aus diesem Grund dient die Parameteranalyse zusätzlich der Untersuchung, ob durch die Wahl bestimmter Parameter bzw. Parameterkombination das *mode mixing* verhindert werden kann.

Es konnte festgestellt werden, dass die Variation der Ensemble-Zahl und des *Noise Level* teilweise eine Verbesserung bezüglich der Aufteilung der IMFs liefert. In einigen Fällen konnte jedoch das Auftreten von

*mode mixing* durch keine Parameter-Kombination verhindert werden. Eine Möglichkeit, die Welleninformation dennoch wieder in einer IMF zu vereinen, ist eine nachträgliche manuelle Überlagerung der relevanten IMFs. Dies sollte allerdings mit Vorsicht geschehen: Ob im Einzelfall tatsächlich ein *mode mixing* vorliegt, welches mathematische Ursachen besitzt, oder ob das Auftrennen der Frequenzen auf physikalischen Effekten beruht, ist zu diesem Zeitpunkt der Untersuchungen schwer greifbar.

Nachfolgend wird das Vorgehen bei der Untersuchung geeigneter Parameter für die Ensemble Zahl, das *Noise Level* sowie die Anzahl der *sifting*-Durchgänge vorgestellt. Für die Parameteranalyse werden die Versuche herangezogen, für die ausschließlich Wellen generiert wurden. Auf diese Weise wird ein möglicher Einfluss der Strömung auf das Wellensignal und somit auf die Verteilung des Messsignals auf die IMFs ausgeschlossen.

### **Ensemble-Zahl**

Die Ensemble-Zahl gibt die Anzahl der durchzuführenden EMDs auf ein zuvor durch die Zugabe von weißem Rauschen künstlich verrauschtes Signal vor. Laut Wu und Huang (2009) können mit Ensemble-Zahlen von mehreren Hundert gute Ergebnisse mit der EEMD erzielt werden. Zur Untersuchung, welche Ensemble-Zahl *NE* für die untersuchten Datensätze gut geeignet ist, wurde die EEMD für mehrere Versuche mit den Ensemble-Zahlen 10, 50, 100, 200, 500 und 1000 durchgeführt. Die Größenordnung des Rauschens, das *Noise Level*, wurde für alle betrachteten Ensemble-Zahlen auf 0,1 festgelegt. Die Anzahl der *sifting*-Durchgänge betrug 10.

Zunächst konnte festgestellt werden, dass die Anzahl der Ensemble-Stufen keinen Einfluss auf die grundsätzliche Verteilung der IMFs besitzt und somit eine Variation von *NE* nicht zur Vermeidung des *mode mixing* beiträgt. Die Untersuchung der Ensemble-Zahl dient daher nur der Verbesserung der Qualität des Ergebnisses bezüglich der Form der ermittelten IMFs. Um die Unterschiede der IMFs in Abhängigkeit der Ensemble-Zahl zu verdeutlichen, werden in Abb. 7.24 die vierten IMFs  $c_4$  des Versuchs 188 ( $\theta = 90^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m) untereinander mit verschiedenen Werten für *NE* dargestellt. Für diesen Versuch ist die Welleninformation für das gewählte *Noise Level* von 0,1 idealerweise fast vollständig nur in dieser IMF ( $c_4$ ) enthalten.

Optisch ist ein Unterschied zwischen  $NE = 10$  und  $NE = 50$  gut zu erkennen. Zwischen den IMFs mit Ensemble-Zahlen von 50 und 100 sind bei genauerem Hinsehen ebenfalls noch Abweichungen zu erkennen, ab  $NE = 100$  scheinen sich die IMFs kaum voneinander zu unterscheiden. Es ist anzunehmen, dass für die hier untersuchten Fälle die IMF mit 1000 Ensemble-Stufen die geringsten Störeinflüsse enthält, da für diese IMF die meisten Mittelungen durchgeführt wurden. Bildet man jeweils die Differenz zwischen der IMF mit  $NE = 1000$  und den anderen IMFs, kann die Größenordnung der Abweichungen in Bezug zu der IMF mit den geringsten Störeinflüssen veranschaulicht werden. Abb. 7.25 zeigt das Ergebnis: Mit der Zunahme der Mittelungen, d.h. mit Zunahme der Ensemble-Zahl, wird die Differenz zu  $NE = 1000$  wie erwartet kleiner. Die Größenordnung der Abweichungen bei  $NE = 100$  verringert sich allerdings nur minimal, wenn die Ensemble-Zahl auf 200 verdoppelt wird.

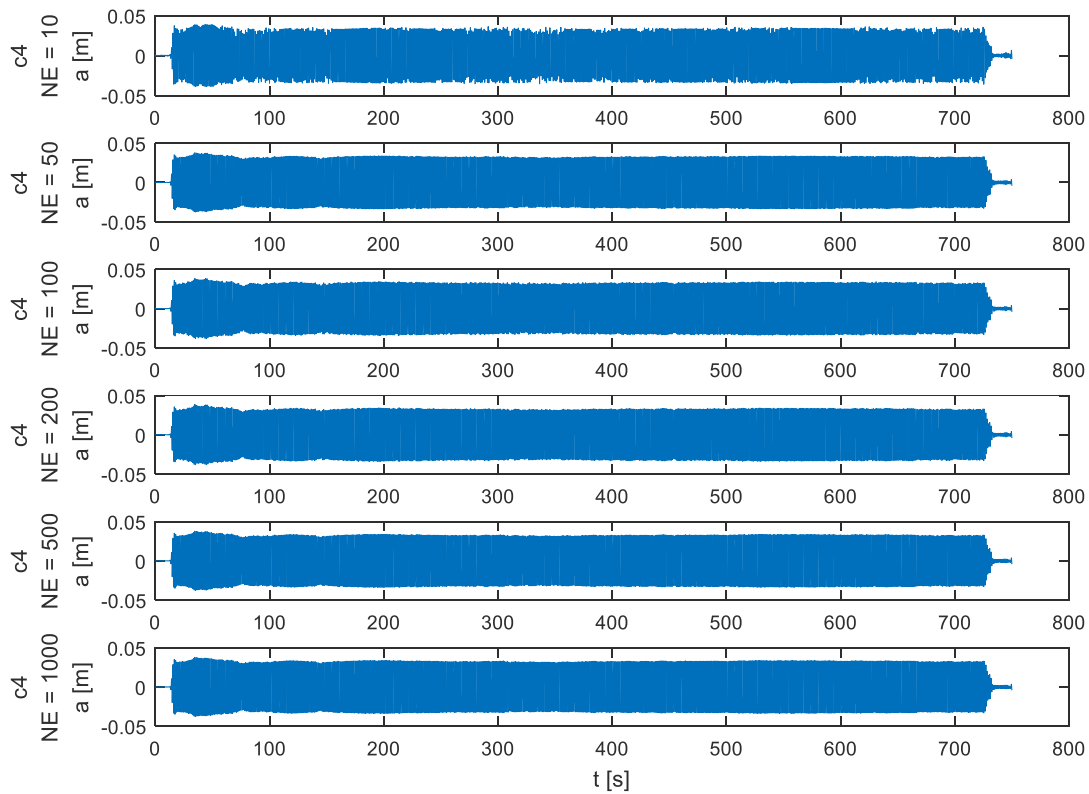


Abb. 7.24: Vierte IMFs des Versuchs 188 ( $\theta = 90^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m) mit verschiedenen Ensemble-Zahlen (NE = 10, 50, 100, 200, 500, 1000)

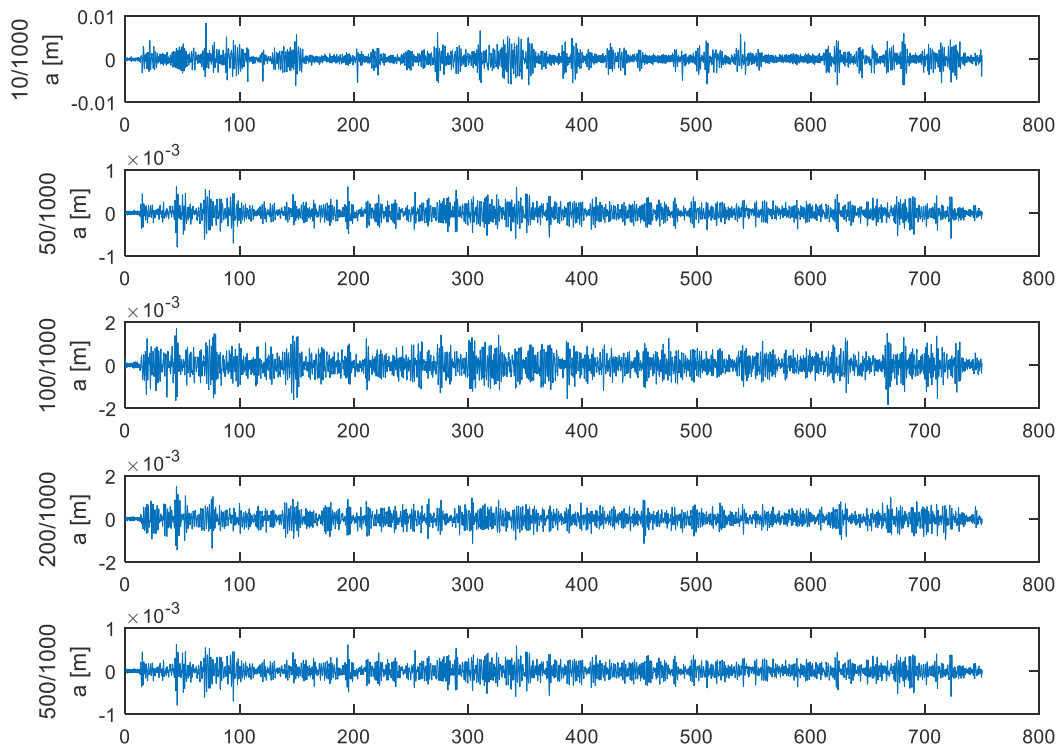


Abb. 7.25: Abweichungen der vierten IMFs des Versuchs 188 ( $\theta = 90^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m) von der IMF mit NE = 1000



Für die Analysen wird auf Grundlage dieser Beobachtungen eine Ensemble-Zahl von 100 gewählt, da die Erhöhung auf  $NE = 200$  keine signifikanten Verbesserungen der IMF mit sich bringt und sich die Rechenzeit verlängern würde.

Zu beachten ist, dass die hier durchgeführte Untersuchung der Ensemble-Zahlen für ein *Noise Level* von 0,1 erfolgte. Wird ein höheres *Noise Level* verwendet, sollte nach Wu und Huang (2009) auch die Ensemble-Zahl erhöht werden.

### *Noise Level*

Zur Untersuchung des Einflusses der Größenordnung des hinzugefügten weißen Rauschens auf das Ergebnis der EEMD wurden verschiedene *Noise Level* auf die Datensätze angewendet. Wu und Huang (2009) empfehlen in ihrer Veröffentlichung ein *Noise Level* von 0,2, wobei für Signale mit hochfrequenten Anteilen ein niedrigeres und umgekehrt für Signale mit niederfrequenten Anteilen ein höheres *Noise Level* gegebenenfalls bessere Ergebnisse liefert.

Auf die hier untersuchten Datensätze wurden *Noise Level* von 0,05, 0,1, 0,2 und 0,3 angewendet. Die Ensemble-Zahl wurde dabei zunächst zu 100 gewählt, die Anzahl *sifting*-Durchgänge betrug wie voreingestellt 10. Es wurden nur Signale aus Wellenversuchen ausgewählt, da bei kombinierten Wellen-Strömungsversuchen das Messsignal gegebenenfalls infolge einer Interaktion beeinflusst wird, sodass eine Aufteilung von Signalinformationen auf verschiedene IMFs physikalische Gründe hätte und nicht auf ein *mode mixing* zurückzuführen wäre.

Für die Ermittlung eines geeigneten *Noise Level* war das Vorgehen wie folgt: Zunächst wurde die EEMD für den Wellenversuch der Wellenrichtung von  $90^\circ$  mit allen oben genannten *Noise Level* durchgeführt. Die Ergebnisse wurden verglichen und das *Noise Level* ermittelt, welches die besten Resultate lieferte. Um zu überprüfen, wie sich das ermittelte *Noise Level* für Versuche anderer Wellenrichtung, aber gleicher Periode, verhält, wurde die EEMD zusätzlich für die Versuche der Wellenrichtungen von  $70^\circ$  und  $110^\circ$  unter Verwendung des zuvor ermittelten Parameters angewendet. Zuerst erfolgte die Untersuchung für die Versuche mit einer Wellenperiode von 1,2 s, danach für die Periode von 1,6 s und zuletzt für die Wellenperiode 2,0 s.

Es stellte sich heraus, dass eine Veränderung des *Noise Level* im Gegensatz zu einer Variation der Ensemble-Stufen einen deutlichen Einfluss auf die Verteilung der Welleninformation besitzt und somit auch die Auswirkungen eines *mode mixing* des Typs 2 verringern kann. Es wurde jedoch auch beobachtet, dass kein *Noise Level* existierte, welches für alle Versuche gleich gute Ergebnisse lieferte. Allerdings konnte für identische Wellenperioden in vielen Fällen auch ein gleiches *Noise Level* gewählt werden, um eine Aufteilung der Signalinformation auf verschiedene IMFs zu vermeiden. Eine Ausnahme bildeten die Versuche der Wellenperiode von 2,0 s. Nachfolgend werden einige repräsentative Ergebnisse aufgezeigt.

Für Versuche der Wellenperiode von 1,2 s erwies sich ein *Noise Level* von 0,1 als geeignet. Abb. 7.26 zeigt die ersten sechs IMFs aus der EEMD des Versuchs 188 ( $\theta = 90^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m) zunächst mit einem *Noise Level* von 0,05. Die Skalierung der Ordinaten wurde bewusst für alle IMFs gleich gewählt, um sichtbar zu machen, welche IMF Oszillationen in der Größenordnung des Signals und somit wahrscheinlich die Information des Wellensignals enthält. In der Abbildung ist zu erkennen, dass die IMFs  $c_3$  und  $c_4$  relevante Schwingungen beinhalten. Das zugehörige Amplitudenspektrum macht deutlich, dass zum einen beide IMFs eine gleiche Frequenz besitzen und diese zum anderen mit der Frequenz des Eingangssignals

übereinstimmt. Das bedeutet, dass *mode mixing* des Typs 2 vorliegt und dieses zusätzlich dazu führt, dass die wichtige Welleninformation auf zwei IMFs aufgeteilt wird.

Wird ein *Noise Level* von 0,1 verwendet, werden die in Abb. 7.27 zu sehenden IMFs ermittelt. Hier enthält nur  $c_4$  eine sichtbare Oszillation. Das FFT-Spektrum dieser IMF zeigt, dass sowohl die Amplitude als auch die Frequenz mit den entsprechenden Größen des Messsignals übereinstimmen. Auch ein optischer Vergleich der IMF mit dem Eingangssignal macht deutlich, dass beide Schwingungen eine sehr ähnliche Form besitzen. Demnach ist es mithilfe eines *Noise Level* von 0,1 möglich, eine Aufteilung zu vermeiden und die Welleninformation in einer einzigen IMF darzustellen. Für *Noise Level* von 0,2 und 0,3 verschlechterte sich das Ergebnis wieder. In beiden Fällen enthielten zwei IMFs Schwingungsinformationen der gleichen Frequenz.

Für die Wellenversuche der gleichen Wellenperiode aber anderer Ausbreitungswinkel von  $70^\circ$  und  $110^\circ$  lieferte ein *Noise Level* von 0,1 ebenfalls gute Ergebnisse.

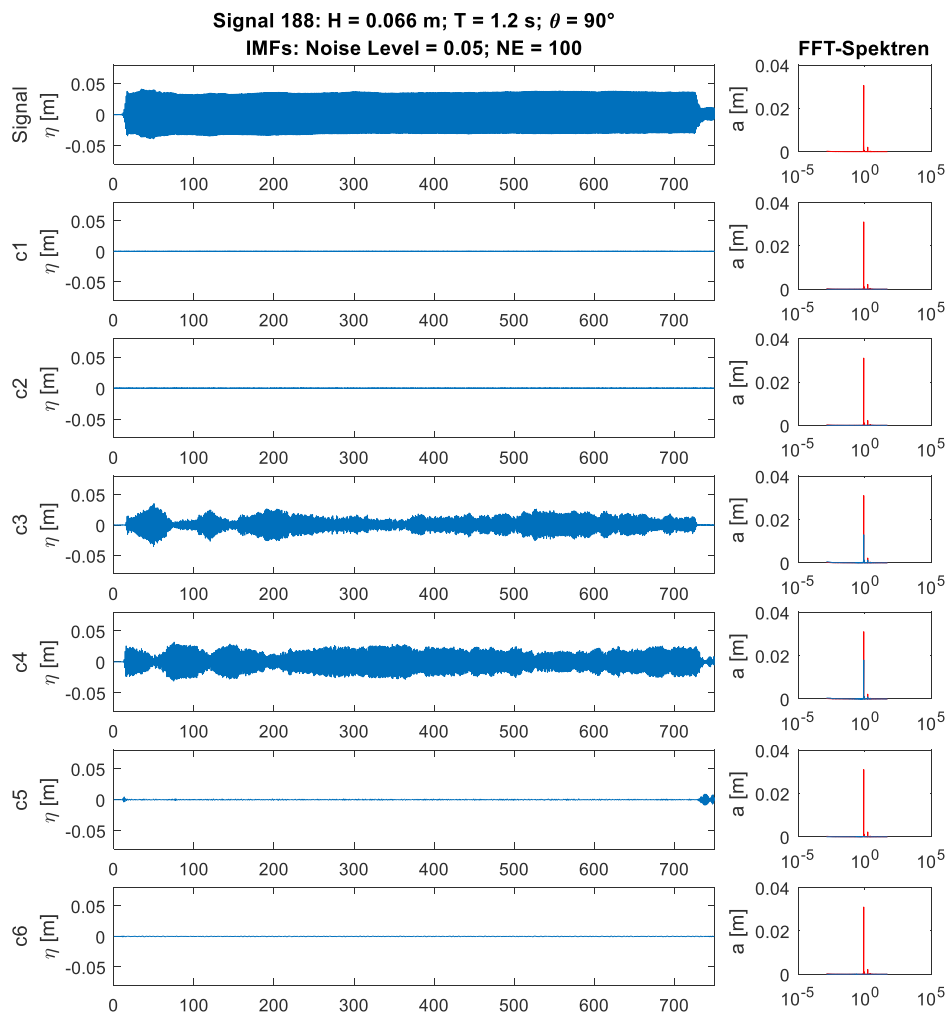


Abb. 7.26: Aufspaltung der Welleninformation auf zwei IMFs  $c_3$  und  $c_4$  bei einem *Noise Level* von 0,05 ( $T = 1,2$  s)

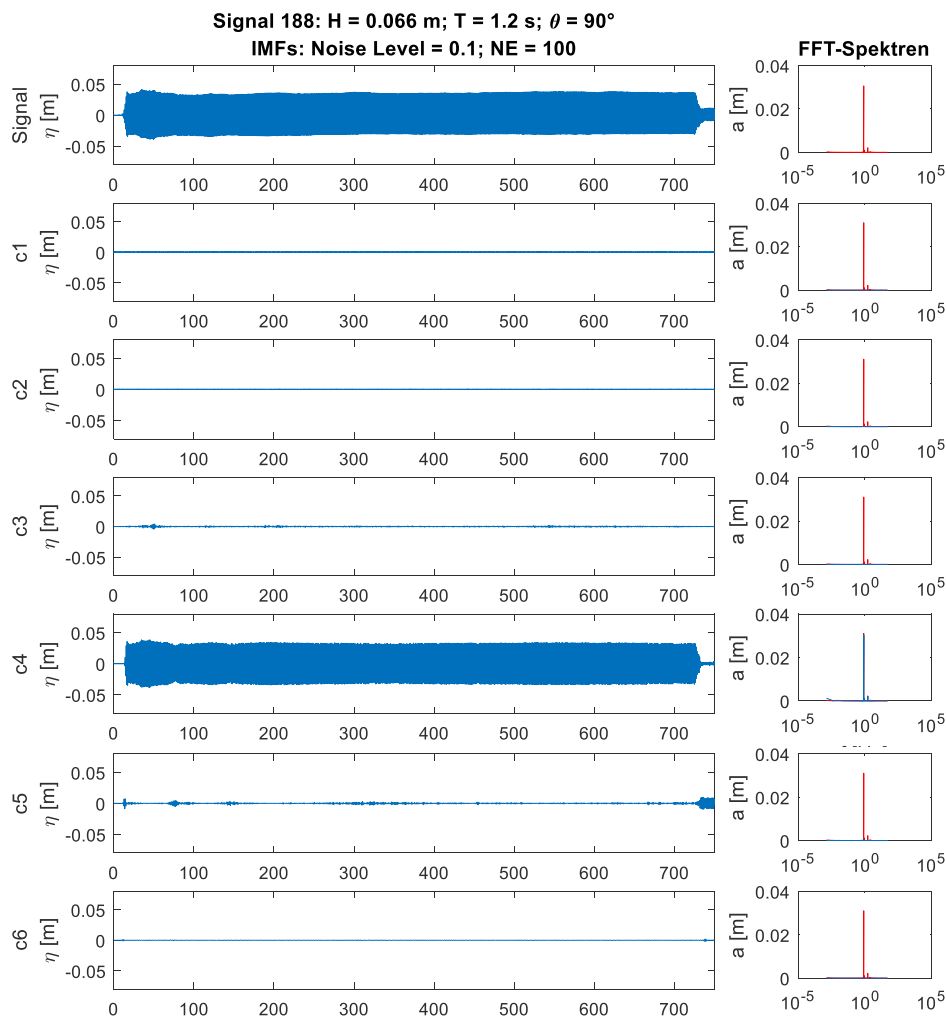


Abb. 7.27. Welleninformation in einer IMF ( $c_4$ ) für  $Noise\ Level = 0,1$  ( $T = 1,2\ s$ )

Die besten Ergebnisse für die Wellenversuche einer Wellenperiode von 1,6 s konnten durch eine EEMD mit einem  $Noise\ Level$  von 0,3 ermittelt werden. Abb. 7.28 zeigt exemplarisch für die Versuche dieser Wellenperiode die IMFs  $c_4$  bis  $c_6$  des Versuchs 161. Die Welleninformation ist hier nicht in der vierten IMF, sondern in der fünften IMF zu finden. Eine Erhöhung der Ensemble-Zahl, wie von Wu und Huang (2009) bei der Wahl eines größeren  $Noise\ Levels$  ( $0,1 < 0,3$ ) empfohlen, lieferte keine besseren Ergebnisse, sodass auch für dieses  $Noise\ Level$  100 Ensemble-Stufen gewählt werden.

Für die Wellenversuche mit einer Wellenperiode von 2,0 s lieferte keines der untersuchten  $Noise\ Level$  ein optimales Ergebnis. Für die Wellenrichtungen  $\theta = 90^\circ$  und  $\theta = 110^\circ$  wurden für ein  $Noise\ Level$  von 0,2 ähnliche Verteilungen der IMFs ermittelt. In Abb. 7.29 sind exemplarisch für den Versuch mit  $\theta = 90^\circ$  die berechneten IMFs  $c_4$  bis  $c_7$  dargestellt. Die Welleninformation ist hauptsächlich in  $c_5$  enthalten. Die IMF  $c_6$  scheint jedoch ebenfalls Anteile des Wellensignals darzustellen. Wie in Abb. 7.30 für den Zeitabschnitt zwischen ca. 200 s und 320 s veranschaulicht ist, zeigen beide IMFs die gleiche Frequenzgrößenordnung. Allerdings ist die Amplitude von  $c_6$  im Vergleich zu  $c_5$  sehr gering. Möglicherweise ist für weitere Analysen das manuelle Zusammenführen von  $c_5$  und  $c_6$  notwendig. Dies muss gegebenenfalls überprüft werden.

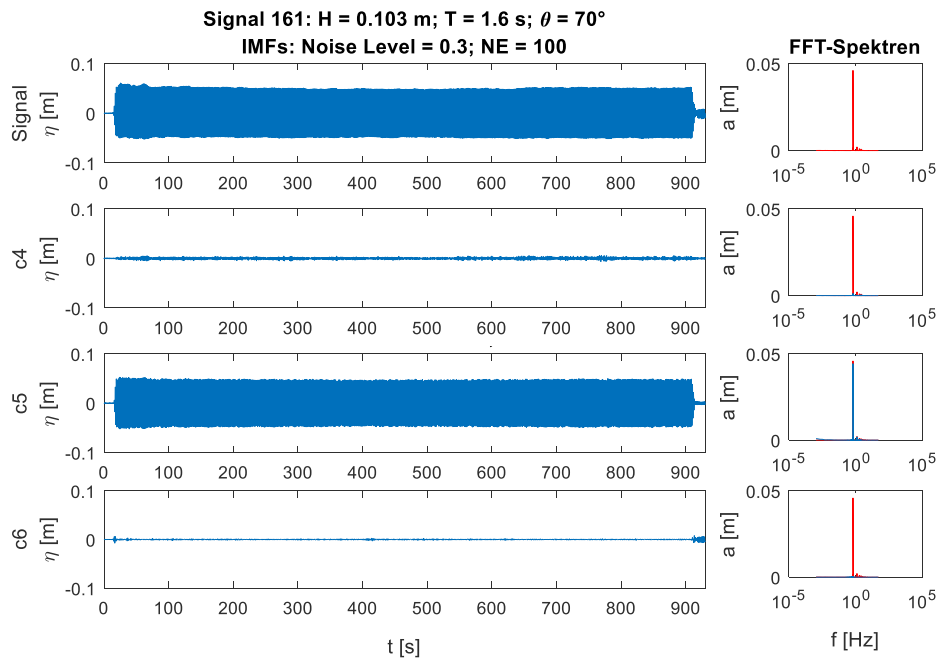


Abb. 7.28: Welleninformation in einer IMF ( $c_5$ ) für  $\text{Noise Level} = 0,3$  ( $T = 1,6 \text{ s}$ )

Wird die EEMD für diese Rauschamplitude auf den Versuch der Wellenrichtung von  $70^\circ$  angewendet (Abb. 7.31a), findet jedoch wieder eine deutliche Aufspaltung der Welleninformation auf zwei IMFs statt (Abb. 7.31b). Hier liefert ein  $\text{Noise Level}$  von 0,1 bessere Ergebnisse (Abb. 7.31c).

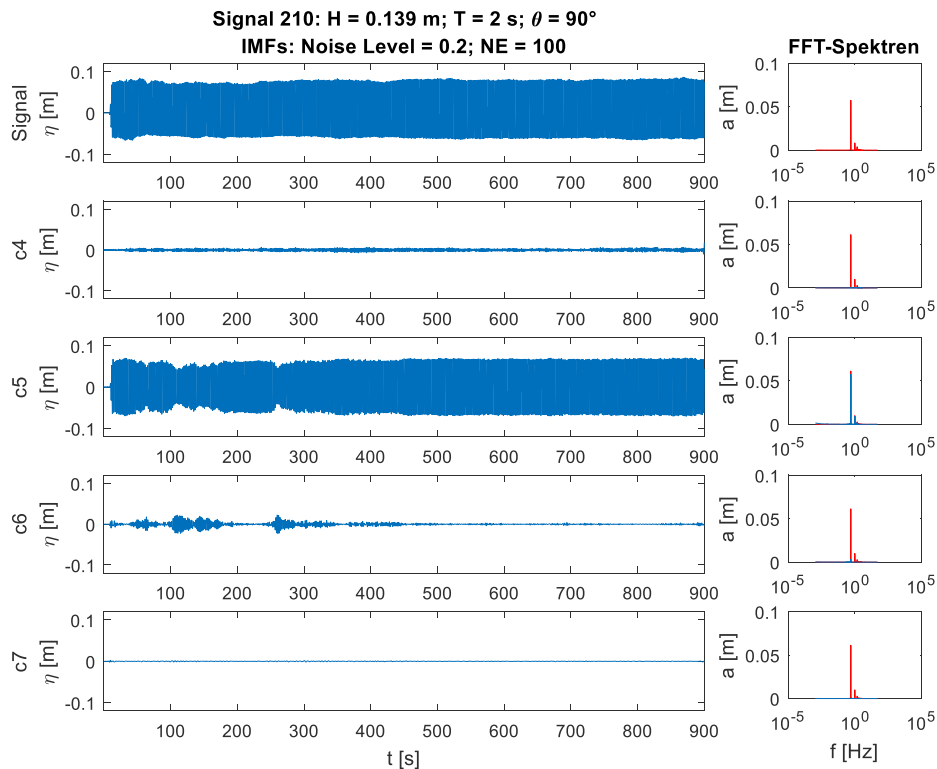


Abb. 7.29: Welleninformation in IMF  $c_5$  und  $c_6$ ,  $\text{Noise Level} = 0,2$  ( $T = 2,0 \text{ s}$ )

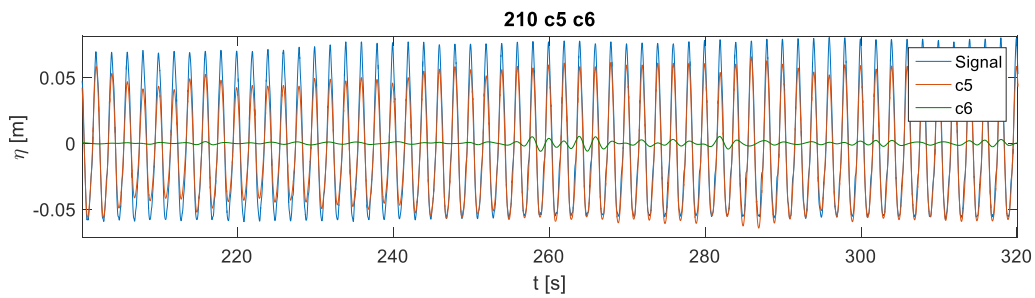


Abb. 7.30: Signal 210,  $c_5$  und  $c_6$  übereinander dargestellt

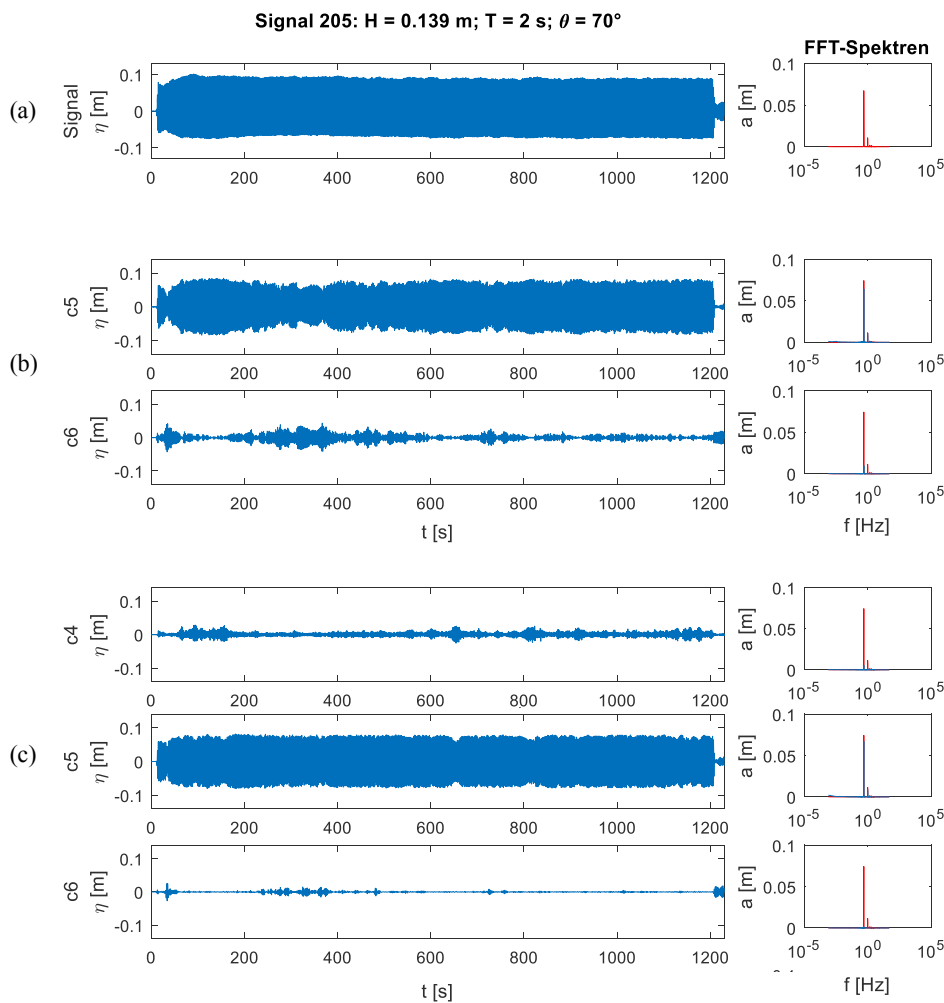


Abb. 7.31: (a) Signal, (b)  $c_5$  und  $c_6$  für *Noise Level* = 0,2, (c)  $c_4$ ,  $c_5$  und  $c_6$  für *Noise Level* = 0,1

### Anzahl der Sifting-Durchgänge

Huang et al. (2009) empfehlen auf Grundlage einer von ihnen durchgeführten Studie eine Anzahl von 10 *sifting*-Durchgängen. Die Untersuchung verschiedener *sifting*-Zahlen bei der Analyse der vorliegenden Daten ergab ebenfalls, dass eine Erhöhung oder Verringerung der voreingestellten 10 *siftings* keine Verbesserung in Bezug auf die Auftrennung von Signalbestandteilen mit gleicher Frequenzgrößenordnungen ergab.

Auch für den Versuch 205, für den kein zufriedenstellendes Ergebnis durch eine Veränderung des *Noise Level* erreicht werden konnte, war es nicht möglich, durch eine Variation der *sifting*-Anzahl die Auswirkungen des *mode mixings* zu reduzieren. Abb. 7.32 zeigt die mit *sifting*-Anzahlen von 5, 10, 15 und 20 erstellten IMFs  $c_4$ ,  $c_5$  und  $c_6$  dieses Versuchs. Die Ensemble-Zahl betrug 100 und die Größenordnung des Rauschens wurde mit einem *Noise Level* von 0,1 festgelegt. Aus Abb. 7.32 wird ersichtlich, dass sich die Verteilung der IMFs durch die Variation der *sifting*-Zahl verändert, dadurch die Auftrennung von zusammengehörenden Oszillationen jedoch nicht unterbunden wird. Für ein 10-maliges *sifting* ist das *mode mixing* am wenigsten ausgeprägt (Abb. 7.32b).

### 7.2.3 Auswertung der IMFs und der Hilbert-Spektren

Nachfolgend wird eine Versuchsreihe mithilfe der Hilbert-Huang-Analyse ausgewertet. Eine Betrachtung der aufgenommenen Messsignale aus den Experimenten hat gezeigt, dass bei der kleinsten Wellenperiode von 1,2 s die Signale der kombinierten Wellen-Strömungsversuche die stärksten Veränderungen erfahren. Des Weiteren konnte im Rahmen der Fourier-Analyse festgestellt werden, dass für die kleinste Wellenperiode die Ausprägung der Seitenbandfrequenzen zunimmt. Für erste Auswertungen mittels der HHT wird eine Versuchsreihe mit einer Wellenperiode von 1,2 s untersucht. Für diese Wellenperiode zeigten die Zeitreihen der Signale die größten Unterschiede zwischen den WA- und den WCI-Versuchen, sodass angenommen wird, dass ein gegebenenfalls vorhandener Einfluss der Strömung auf die Wellen am einfachsten bei diesen Versuchen eindeutig identifiziert werden kann.

Im Folgenden werden die Ergebnisse aus der Hilbert-Huang-Analyse der Versuchsreihe mit den Parametern  $\theta = 70^\circ$  und  $T = 1,2$  s vorgestellt. Als Eingangsgrößen für die EEMD wurden, entsprechend den im Rahmen der Parameteranalyse ermittelten Werten, eine Ensemble-Zahl von 100, ein *Noise Level* von 0,1 und eine *sifting*-Anzahl von 10 verwendet. Die Datensätze der Versuche enthalten 75000 Datenpunkte, sodass die EEMD insgesamt 16 IMFs liefert ( $Anzahl_{IMF} = \log_2 N$ , Gl. (7.2)).

Die Erstellung der IMFs und der Hilbert-Spektren erfolgt für die komplette Zeitreihe des Versuchs und nicht wie bei der Fourier-Analyse für ein gefensterter Signal. Um Ergebnisse aus der FFT mit denen aus der HHT zu vergleichen, werden die Ergebnisse der Hilbert-Spektren bzw. IMFs aus dem gleichen Zeitabschnitt  $t = 400$  s bis  $t = 700$  s herangezogen. Für eine Zeit-Frequenzanalyse verändert sich das Signal nicht in Abhängigkeit des für die Analyse gewählten Ausschnitts aus den Messdaten. Dementsprechend sind die Ergebnisse unabhängig davon, ob ein bestimmter Zeitbereich (beispielsweise 400 s – 700 s) oder der gesamte Zeitbereich (0 s – 700 s) analysiert wurde, identisch.

In den folgenden zwei Abschnitten werden die Ergebnisse aus der HHT des Versuchs ohne Strömung die Auswertung der Wellen-Strömungs-Versuche der ausgewählten Versuchsreihe vorgestellt. In Kap. 7.2.4 werden die Ergebnisse miteinander verglichen und eine abschließende Bewertung bezüglich der Anwendung der HHT auf Wellen-Strömungs-Versuche gegeben.



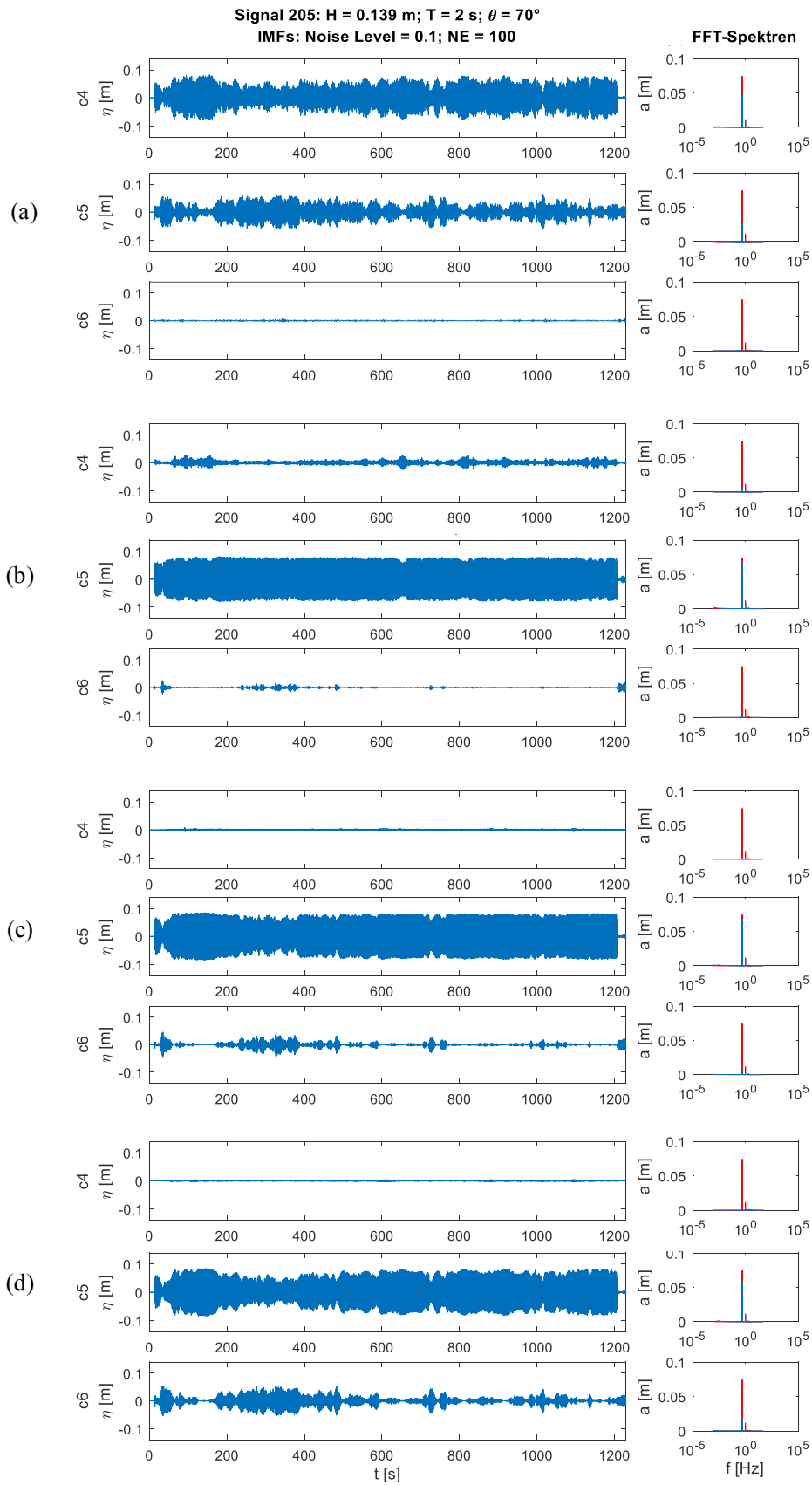


Abb. 7.32: IMFs  $c_4$ - $c_6$ : (a) *sifting*-Anzahl = 5, (b) *sifting*-Anzahl = 10, (c) *sifting*-Anzahl = 15, (d) *sifting*-Anzahl = 20

### Hilbert-Huang-Analyse des Wellenversuchs ohne Strömung ( $\theta = 70^\circ$ , $T = 1,2$ s)

Die IMFs aus der EEMD des Versuchs 184 sind für einen ersten Überblick in Abb. 7.33 aufgezeigt. Die Abbildung zeigt auf der linken Seite in der ersten Zeile das komplette Wellensignal des Versuchs 184 sowie darunter alle 16 IMFs, die aus der Zerlegung des Ausgangssignals resultieren. Sowohl im Signal als auch in den IMFs ist die Wellenauslenkung  $\eta$  [m] über der Zeit  $t$  [s] aufgetragen. Auf der rechten Seite sind die Fourier-Spektren der in der gleichen Zeile befindlichen Signale in blauer Farbe aufgezeigt. Zusätzlich ist das FFT-Spektrum des Eingangssignals in Rot dargestellt. Den Spektren kann die Amplitudenhöhe  $a$  [m] in Abhängigkeit der zur besseren Übersichtlichkeit logarithmisch aufgetragenen Frequenz  $f$  [Hz] entnommen werden. Die Skalierung der Ordinaten ist in dieser Darstellung für eine erste Einschätzung dessen, in welcher IMF Informationen des Signals vorhanden sind, an der Amplitudengrößenordnung des Eingangssignals angepasst.

Wie bereits im Rahmen der Parameteranalyse angeführt, ist für die EEMD der generierten Wellen ohne Strömung anzustreben, dass lediglich eine IMF das Wellensignal wiedergibt. Dies gilt nur unter Voraussetzung, dass eine optimale Parameterkombination gewählt wurde. Für die in Abb. 7.33 aufgezeigten IMFs wird mithilfe des FFT-Spektrums deutlich, dass die vierte IMF  $c_4$  eine gute Übereinstimmung mit dem Eingangssignal bezüglich der Frequenz und der Amplitude zeigt. Eine Überprüfung der Frequenzen der IMF vor und nach  $c_4$  zeigte allerdings, dass auch in  $c_3$  und  $c_5$  Schwingungen im Frequenzbereich des Signals enthalten sind.

In Abb. 7.34 ist ein Ausschnitt des Signals und der IMFs  $c_3$  bis  $c_5$  dargestellt, welche übereinander aufgetragen sind. Ergänzend ist ein vergrößerter Bereich des Signals gegeben. Die Oszillationen der vierten IMF (rot) sind kaum zu erkennen, weil sie sich mit der Auslenkung des Signals überlagern. Lediglich im unteren Bereich zeichnet sich  $c_4$  leicht von dem Signal ab. Dies bestätigt nochmals, dass sowohl die Amplitude als auch die Frequenz dieser IMF mit den Werten des Eingangssignals gut übereinstimmen. Für die dritte und fünfte IMF ist zu erkennen, dass die Amplituden sehr viel geringer sind als die Amplituden des Signals und der vierten IMF. Es wird zudem für die fünfte IMF ersichtlich, dass an mehreren Stellen Auslenkungen mit der Frequenz von  $c_4$  auftreten, die übrigen Oszillationen jedoch eine geringere Frequenz zeigen als  $c_4$ .

Für die dritte IMF  $c_3$  (blau) lässt sich eine Auffälligkeit feststellen: Das Signal zeigt grundsätzlich eine Schwingung einer höheren Frequenzgrößenordnung als die von  $c_4$  und  $c_5$ . Dies war zu erwarten, da bei der Zerlegung zunächst die hohen Frequenzanteile herausgefiltert werden und mit jeder weiteren IMF die Frequenz des Signals abnimmt. Allerdings befindet sich diese hochfrequente Schwingung teilweise innerhalb einer Oszillation mit der Frequenz des Eingangssignals bzw. der vierten IMF.

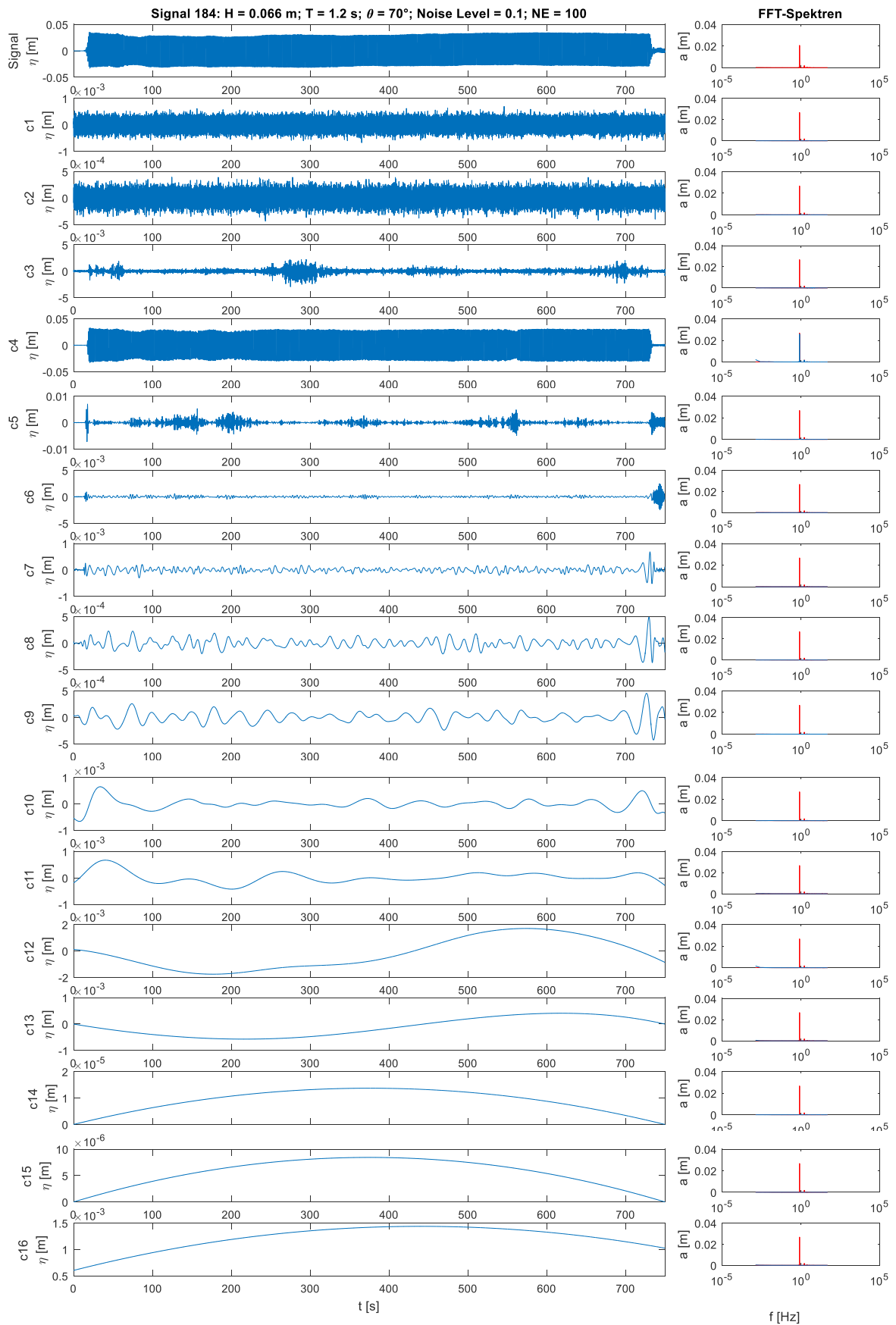


Abb. 7.33: IMFs aus der EEMD des Versuchs 184 ( $\theta = 70^\circ$ ,  $T = 1,2$  s,  $H = 0,066$  m)

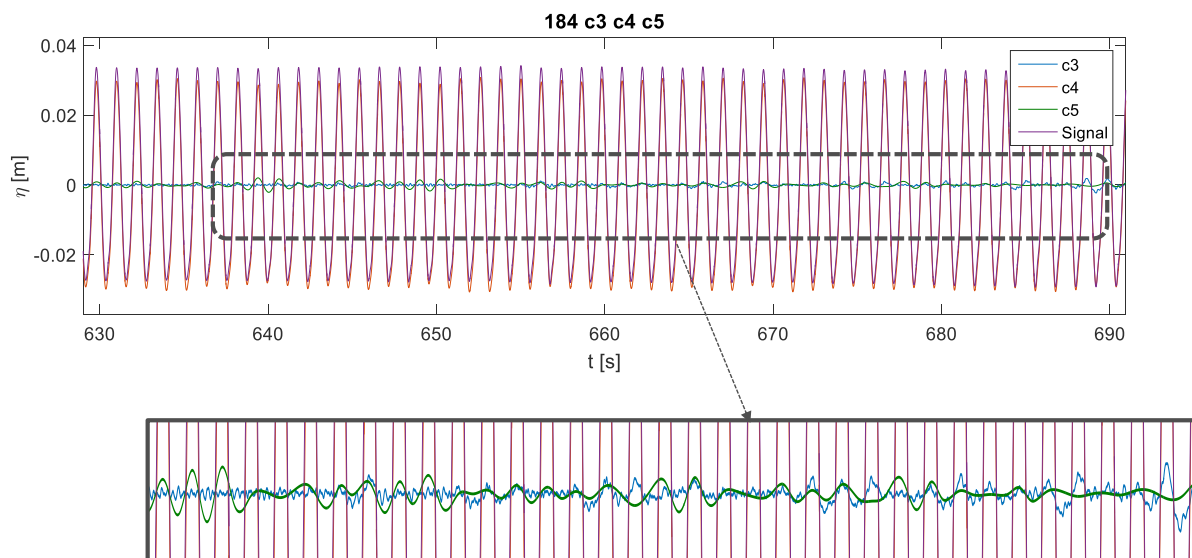


Abb. 7.34: IMF  $c_3$ - $c_5$  des Versuchs 184 (WA) übereinander abgebildet

Für den Versuch 184 ist demnach festzustellen, dass zum einen zusammengehörende Frequenzgrößenordnungen in zwei IMFs auftreten ( $c_4$  und  $c_5$ ). Dies könnte bedeuten, dass möglicherweise das beschriebene *mode mixing* des Typs 2 vorliegt. Zum anderen ist für  $c_3$  eindeutig nachzuvollziehen, dass zwei verschiedene Frequenzgrößenordnungen in einer einzigen IMF auftreten. Dies entspricht vermutlich dem klassischen Fall des *mode mixing* (Typ 1).

Um einen Einfluss des *mode mixing* auf das Ergebnis weiterer Analysen auszuschließen, ist folgendes Vorgehen möglich: Für das *mode mixing* in  $c_3$  könnte mithilfe eines Tiefpassfilters im Rahmen einer Fourier-Transformation die hochfrequente Komponente aus dem Signal entfernt werden, um anschließend durch die Addition von  $c_3$  und  $c_4$  die Grundfrequenz wieder in einer IMF zu vereinen. Im Fall des *mode mixing* des Typs 2 könnten die zusammengehörenden Frequenzgrößenordnungen ebenfalls durch eine Addition der betroffenen IMFs zusammengeführt werden. Allerdings besteht auch die Möglichkeit, dass die Verteilung der Welleninformation auf mehrere IMFs nicht mathematische Ursachen, wie im Fall eines *mode mixings*, sondern physikalische Gründe hat. In diesem Fall könnte das Hilbert-Spektrum zur Aufklärung beitragen.

Auf die ermittelten IMFs wird daher zunächst in einem nächsten Schritt die Hilbert-Transformation angewendet, mithilfe derer die Momentanfrequenzen der Signale ermittelt und anschließend im Hilbert-Spektrum dargestellt werden können. Das Hilbert-Spektrum ermöglicht eine Zeitzuordnung der Frequenzen sowie gleichzeitig die Darstellung der Amplitudenhöhe.

Abb. 7.35 zeigt das Hilbert-Spektrum der vierten IMF. Aufgetragen ist die Momentanfrequenz der IMF über der Zeit. Die Amplitudenhöhe des Signals ist durch unterschiedliche Farben gekennzeichnet. Für diese IMF konnte bereits festgestellt werden, dass sie das Wellensignal gut reproduziert. Das Hilbert-Spektrum bestätigt dieses. Es kann eine Übereinstimmung des ermittelten Frequenzbereiches festgestellt werden: Die Momentanfrequenz schwankt um einen Mittelwert von genau 0,83 Hz (s. auch Abb. 7.36) – die Wellenperiode der generierten Welle betrug 1,2 s, was einer Frequenz von 0,83 Hz entspricht. Die Einfärbung des Signals verdeutlicht, dass Amplituden im Bereich zwischen ca. 0,025 m und 0,05 m vorliegen. Der angezeigte Maximalwert ist demnach etwas höher als die ermittelte Amplitude aus der Fourier-Transformation

( $a_{FFT} = 0,033$  m). Der zur Analyse der Wellen-Strömungs-Interaktion betrachtete Zeitabschnitt zwischen 400 s und 700 s zeigt jedoch, dass dort neben der maximalen Amplitude größtenteils Amplituden von etwa 0,03 m auftreten. Dieser Wert weicht lediglich im Millimeterbereich von der Amplitude der generierten Welle ab, die 0,034 m beträgt.

Darüber hinaus zeigt der Verlauf der Momentanfrequenz, dass es sich bei der im Hilbert-Spektrum dargestellten IMF um eine Stokes-Welle handeln kann, da Wellen höherer Ordnung einen oszillierenden Kurvenverlauf im Hilbert-Spektrum hervorrufen. Abb. 7.36 veranschaulicht den Kurvenverlauf nochmals an einem vergrößerten Zeitabschnitt. Auffällig ist, dass die Schwankungsbreite der Oszillation variiert. Ab dem Zeitpunkt von ungefähr  $t = 400$  s bleibt die Höhe der Schwankungen allerdings etwa konstant. Demnach verändert sich das Signal im Laufe der Versuchsdurchführung und erreicht ab 400 s einen stabilen Zustand. Dies stützt nochmals die Entscheidung, ein zu analysierendes Zeitfenster zwischen 400 s und 700 s auszuwählen, welche im Rahmen der Fourier-Analyse getroffen wurde. Eine Quantifizierung der Schwankungsbreite, welche einer Einschätzung der Nichtlinearität des Signals dient, wird am Ende des Kapitels durchgeführt.

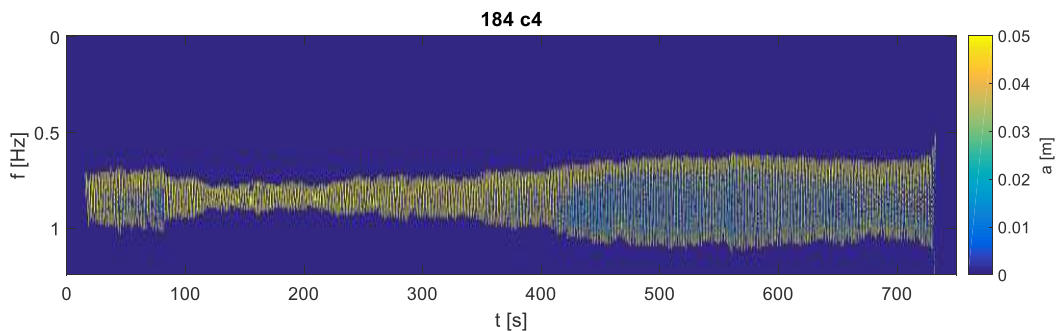


Abb. 7.35: Hilbert-Spektrum der vierten IMF  $c_4$  (Versuch 184, WA)

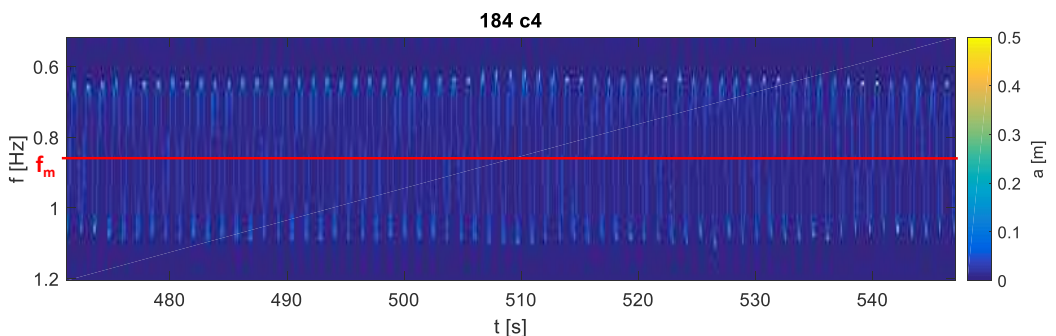


Abb. 7.36: Vergrößerter Bereich aus dem Hilbert-Spektrum ( $c_4$ ): Oszillierender Verlauf und Mittelwert  $f_m$  der Frequenz

Wird das Hilbert-Spektrum der dritten IMF erstellt (s. Abb. 7.37), bestätigen sich ebenso die zuvor gemachten Beobachtungen. Das Signal enthält sowohl Anteile aus dem Frequenzbereich des Wellensignals als auch höherfrequente Anteile. Auch der Mittelwert der Frequenzen liegt mit 3,7 Hz in einem höheren Wertebereich als der des Wellensignals und der vierten IMF. Die Betrachtung der Amplitude zeigt, dass diese durchschnittlich 0,003 m beträgt und somit um den Faktor 10 geringer ist als die Amplitude des Eingangssignals und der vierten IMF. Dies gilt auch für das Zeitfenster zwischen 400 s und 700 s (in rot markiert), welches für die Untersuchung der Wellen-Strömungs-Effekte herangezogen wird.

Auf der Grundlage dieser Beobachtungen wird vermutet, dass die dritte IMF  $c_3$  wegen ihrer geringen Amplitude im Falle einer Addition zur vierten IMF keinen wesentlichen Beitrag zum Hilbert-Spektrum liefert. Zum derzeitigen Stand der Analysen, die noch der Erprobung der Methode dienen, wird daher die Annahme getroffen, dass durch ein Ausschließen der dritten IMF von den weiteren Analysen keine signifikanten Auswirkungen auf die Auswertungsergebnisse zu erwarten sind. Die beobachtete Problematik der Vermischung zweier Frequenzgrößenordnungen sollte in künftigen Analysen dennoch weiter untersucht werden.

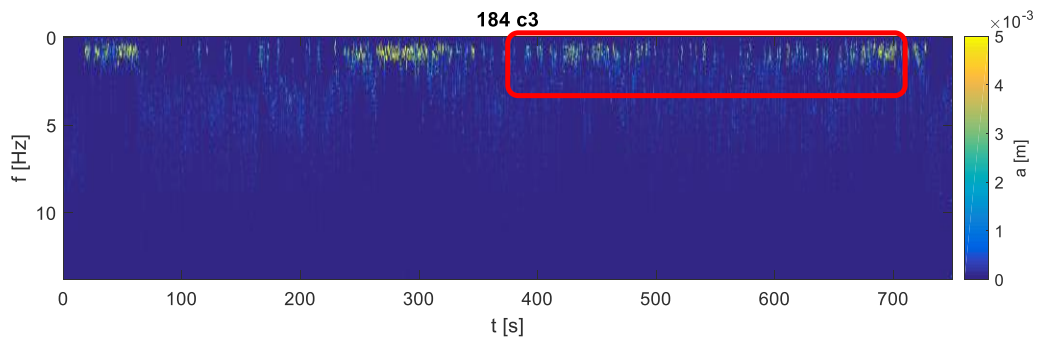


Abb. 7.37: Hilbert-Spektrum der vierten IMF  $c_3$  (Versuch 184, WA)

Für das Signal der fünften IMF wurde vermutet, dass diese Komponenten aufgrund eines *mode mixing* des Typs 2 und daher aus mathematischen Gründen einer separaten IMF zugeteilt wurde. Das Hilbert-Spektrum dieser IMF, welches in Abb. 7.38 aufgezeigt ist, lässt jedoch anderes vermuten: Es ist einerseits zu erkennen, dass die IMF einen der Grundfrequenz des Signals und der IMF  $c_4$  entsprechenden Frequenzbereich darstellt. Der Frequenzmittelwert beträgt jedoch etwa 0,7 Hz und liegt somit unterhalb des Mittelwerts von  $c_4$ . Des Weiteren ist die Schwankungsbreite von  $c_5$  mehr als doppelt so groß wie die von  $c_4$ . Beide Signale sind demnach unterschiedlicher Nichtlinearität. Dies deutet darauf hin, dass keine mathematischen Ursachen für die Aufteilung des Wellensignals auf zwei IMFs vorliegen, sondern dass das Eingangssignal wider Erwarten zwei Komponenten unterschiedlicher Charakteristiken enthält, die aus diesem Grund auf zwei IMFs verteilt wurden.

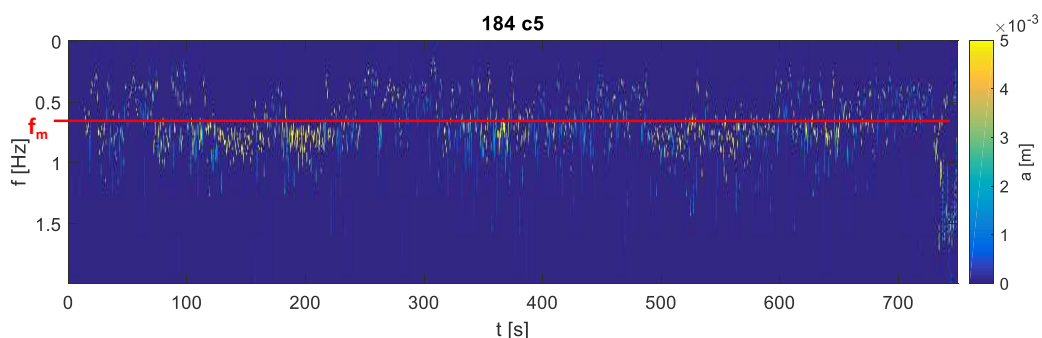


Abb. 7.38: Hilbert-Spektrum der fünften IMF  $c_5$  (Versuch 184, WA)

Die Quantifizierung des Grades der Nichtlinearität ( $DN'$ ) eines Signals erfolgt über die in Kap. 2.2.6 eingeführte Gl. (2.57). Für die vierte IMF  $c_4$  konnte anhand des Hilbert-Spektrums festgestellt werden, dass die Schwankungsbreite des Signals nach etwa 100 s abnimmt und schließlich ab ca. 250 s wieder zunimmt. Daher ist zu vermuten, dass die Nichtlinearität des Signals zunächst etwas größer ist, die Auslenkung dann



linearer und anschließend wieder nichtlinearer wird. Der Grad der Nichtlinearität wird für diesen Versuch jeweils in den Abschnitten zwischen 50 s und 80 s, 250 s und 300 s sowie 400 s und 700 s bestimmt, sodass  $DN'$  als Mittelwert über die betrachteten Zeitabschnitte erhalten wird. Für die gewählten Bereiche bleibt die Schwankungsbreite näherungsweise konstant. Vor bzw. nach den gewählten Abschnitten steigt der Linearitätsgrad ab oder nimmt zu. Die Schwankungsbreite der fünften IMF variiert über die gesamte Versuchsdauer. Daher wird für  $c_5$  und zusätzlich ebenfalls für  $c_4$  der Mittelwert des Grades der Nichtlinearität für das Zeitfenster zwischen 400 s und 700 s bestimmt, um die Nichtlinearität der IMFs für den zur Analyse der Wellen-Strömungs-Effekte ausgewählten Zeitabschnitt vergleichen zu können. Da die Schwankungsbreite des Signals grundsätzlich größer ist, wird erwartet, dass die Nichtlinearität dieser IMF größer ist.

Die für  $c_4$  berechneten Werte für  $DN'$  bestätigen die Vermutungen bezüglich der Nichtlinearität des Signals. Für den Abschnitt  $t = 50 - 80$  s aus dem ersten Teil des Signals konnte ein Grad der Nichtlinearität von 0,12 festgestellt werden. Die Nichtlinearität des nächsten Bereichs nimmt erwartungsgemäß ab und beträgt nur noch 0,09 ( $t = 250-300$  s). Das Signal zwischen 400 s und 700 s, welches auch für die spätere Untersuchung des Wellen-Strömungs-Effekts betrachtet wird, besitzt einen Grad der Nichtlinearität von 0,18 und somit die größte Nichtlinearität der gesamten Zeitreihe (s. Abb. 7.39).

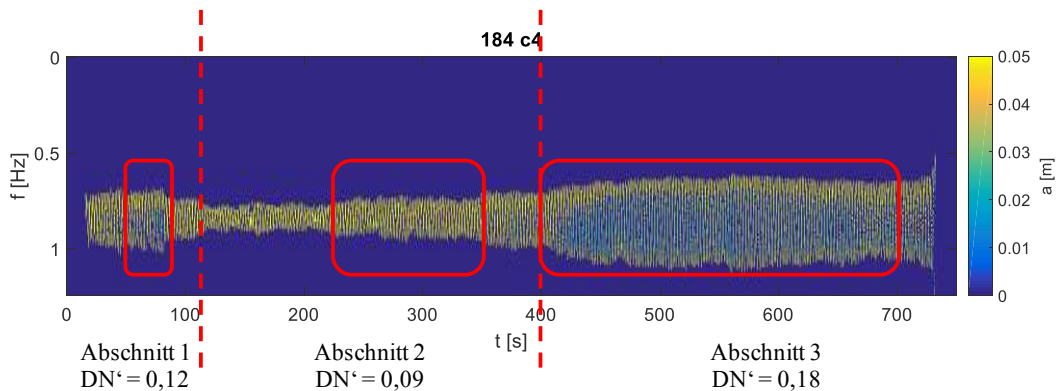


Abb. 7.39: Grad der Nichtlinearität für verschiedene Abschnitte der vierten IMF  $c_4$  (Versuch 184)

Die Grad der Nichtlinearität für das Zeitfenster zwischen 400 s und 700 s der IMF  $c_5$  beträgt 0,42. Die fünfte IMF stellt demnach wie angenommen ein deutlich nichtlineares Signal als  $c_4$  dar.

Unter der Annahme, dass optimale Parametereinstellungen für die EEMD gewählt wurden, wäre für die Wellenversuche anzustreben gewesen, eine der generierten Welle entsprechende Signalinformation in einer einzigen IMF wiederzufinden. Die Hilbert-Spektren und der mithilfe der Spektren berechnete Grad der Nichtlinearität ergeben jedoch, dass das Wellensignal entgegen der Erwartungen zwei gleichzeitig auftretende Komponenten eines ähnlichen Frequenzbereichs, jedoch unterschiedlicher Nichtlinearität enthält. Aus diesem Grund wird das Wellensignal in zwei IMFs dargestellt. Da über die gesamte Versuchsdauer eine Stokes'sche Welle mit konstanten Wellenparametern generiert wurde, ist das hier gefundene Ergebnis im Rahmen zukünftiger Untersuchungen tiefergehend zu bewerten. Nach dem jetzigen Stand der Auswertungen kann noch keine eindeutige Ursache für den Gegensatz zwischen den Erwartungen und den tatsächlichen Versuchsergebnissen angegeben werden.

### Hilbert-Huang-Analyse der Wellenversuche mit Strömung ( $\theta = 70^\circ$ , $T = 1,2$ s)

Die EEMD für alle drei kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche (Versuche 267, 285 und 303) ergibt, dass wie auch im WA-Fall in der vierten IMF eine dem Eingangssignal sehr ähnliche Auslenkung zu finden ist. Hierzu ist anzumerken, dass das Messsignal und somit das Eingangssignal für die EEMD infolge der Einflusses der Strömung nicht regelmäßige Stokes'sche Wellen enthält, sondern Auslenkungen mit schwankenden Wellenamplituden. Zudem zeigen wie auch schon bei dem WA-Versuch die IMFs  $c_3$  und  $c_5$  Signale, deren Frequenz in einem Bereich der Messsignal-Frequenz liegen.

Die Hilbert-Spektren der vierten IMFs bestätigen, dass die Größenordnung der Frequenz und der Amplitude des Signals in  $c_4$  jeweils mit der Frequenz und der Amplitude des Eingangssignals übereinstimmt. Da sich der Effekt der Wellen-Strömungs-Interaktion auf das in  $c_4$  dargestellte Signale durch eine Modulation der Amplitude äußert, jedoch keine Veränderung der Frequenz bzw. Wellenperiode bewirkt, vereint die vierte IMF der WCI-Versuche die Information der reinen unbeeinflussten Welle und die Information der Wellen-Strömungs-Interaktion in einer einzelnen IMF. Durch den Vergleich dieser IMFs mit der vierten IMF aus der Zerlegung des WA-Versuchs bzw. durch den Vergleich der Hilbert-Spektren der vierten IMFs ist es jedoch möglich, Auswirkungen der Wellen-Strömungs-Interaktion zu identifizieren.

Für die dritten IMFs konnte erneut festgestellt werden, dass das Erscheinungsbild des Signals stark an ein *mode mixing* erinnert. Exemplarisch sind die Zeitreihen der IMFs in Abb. 7.40 für den Versuch 267 dargestellt. Es tritt in  $c_3$  wie auch im WA-Fall eine hochfrequente Schwingung innerhalb einer Oszillation der Frequenzgrößenordnung von  $c_4$  auf. Aus diesem Grund wird auch für die kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche unter der Annahme, dass der Einfluss der dritten IMF aufgrund seiner kleinen Amplitude sehr gering ist,  $c_3$  von weiteren Analysen ausgeklammert.

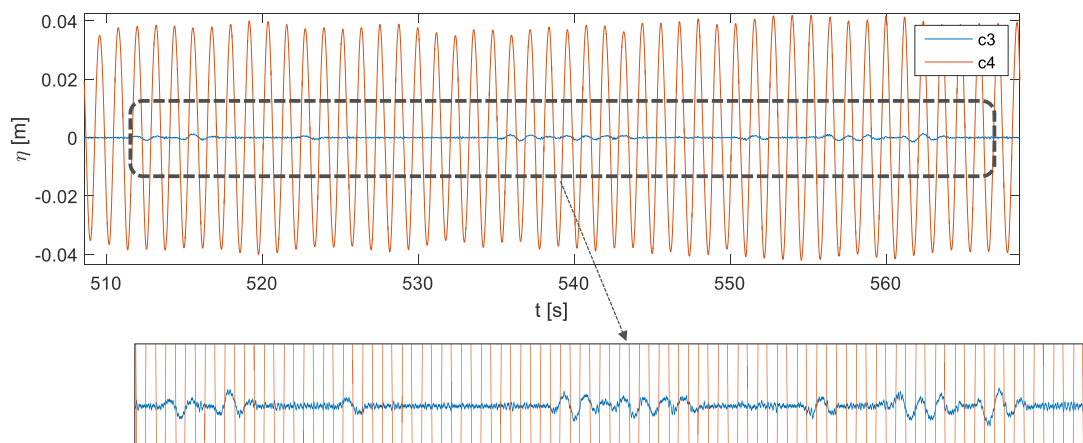


Abb. 7.40: IMFs  $c_3$  und  $c_4$  des Versuchs 267

In Abb. 7.41 sind Hilbert-Spektren der vierten IMFs aus den WCI-Versuchen abgebildet. Der Verlauf der IMFs zeigt ebenfalls eine Oszillation, die im Gegensatz zum WA-Fall jedoch keine gleichmäßige Auslenkung zeigt. Die Frequenzen schwanken jedoch um den gleichen Mittelwert wie das Wellensignal von 0,83 Hz. Gemäß der Farbkontur werden für alle IMFs Amplituden von etwa 0,1 m angezeigt. Dieser Wert ist größer als die Amplitude, die für die Signale zu erwarten gewesen wäre. Eine Betrachtung der Zeitreihen der IMFs zeigt, dass die Auslenkungen Amplituden bis zu 0,039 m besitzen. Die Ursache dieser Abweichung lässt sich zum derzeitigen Stand der Analysen nicht feststellen und sollte in künftigen Untersuchungen geklärt

werden. Aufgrund der guten Übereinstimmung der in  $c_4$  festgestellten Frequenzbereiche und der optischen Übereinstimmung der IMFs mit dem Eingangssignal wird dennoch angenommen, dass wie im WA-Fall das Messsignal durch die vierte IMF  $c_4$  wiedergegeben wird.

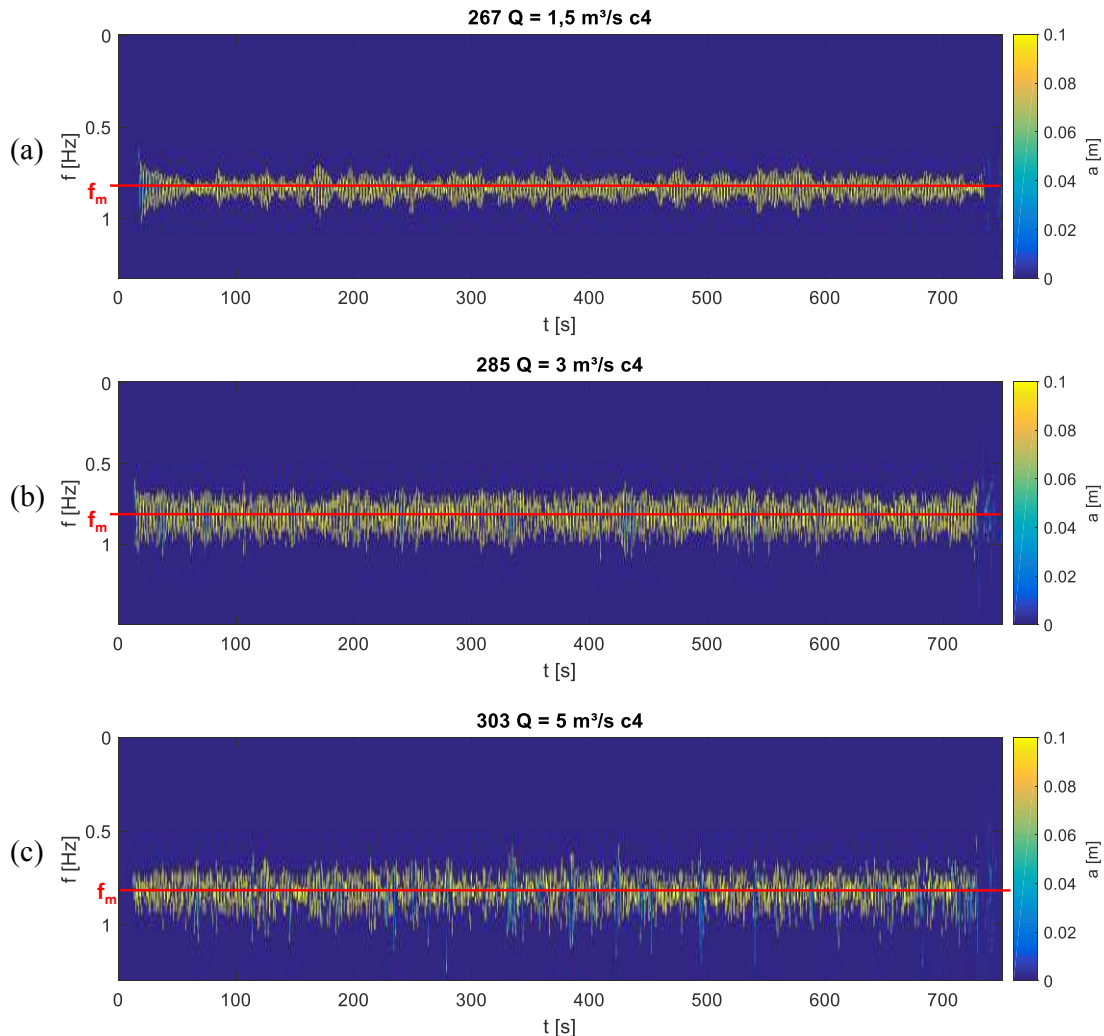


Abb. 7.41: Vierte IMFs der Wellen-Strömungs-Versuche: (a) Versuch 267 ( $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$ ), (b) Versuch 285 ( $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$ ), (c) Versuch 303 ( $Q = 5,0 \text{ m}^3/\text{s}$ )

Bezüglich der Schwankungsbreite ist festzustellen, dass diese für alle WCI-Versuche über die gesamte Versuchsdauer variiert (s. Abb. 7.40). Die Signale der drei Wellen-Strömungs-Versuche könnten nicht, wie in der vierten IMF des WA-Falls, in Bereiche konstanter Schwankungsbreite eingeteilt werden. In Abhängigkeit des Strömungsdurchflusses kann festgestellt werden, dass die Schwankungsbreiten der IMFs des Versuchs 285 mit  $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$  und des Versuchs 303 mit  $Q = 5,0 \text{ m}^3/\text{s}$  etwas größer zu sein scheinen als die Schwankungsbreite des Signals von Versuch 267 mit der kleinsten Fördermenge von  $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$ .

Die Ermittlung des Grades der Nichtlinearität erfolgt für diese IMFs nur für den Zeitbereich zwischen 400 s und 700 s. Die Berechnung ergibt, dass der Grad der Nichtlinearität der vierten IMF des WCI-Versuchs mit dem geringsten Strömungsdurchfluss von  $1,5 \text{ m}^3/\text{s}$  einen Wert von 0,05 annimmt. Für den mittleren Strömungsdurchfluss beträgt  $DN' = 0,101$  und für dem höchsten Durchfluss 0,096. Der Grad der Nichtlinearität für die WCI-Versuche ist demnach geringer als für die vierte IMF des WA-Versuchs ( $DN'_{WA,c4} = 0,18$ ).

Es kann somit ein Zusammenhang der hier ermittelten Graden der Nichtlinearität mit den Ergebnissen aus der Fourier-Analyse hergestellt werden. Hierauf wird in Kap. 7.2.4 nochmals näher eingegangen.

Die Hilbert-Spektren der fünften IMFs der WCI-Versuche, welche ebenfalls Anteile des Wellensignals enthalten, sind in Abb. 7.42 abgebildet. Wie im WA-Fall sind alle IMFs einem ähnlichen Frequenzbereich wie der vierten IMF zuzuordnen. Der Mittelwert der Schwankungen ist jedoch etwas geringer als der der vierten IMF ( $f_{m,267} = 0,69$  Hz,  $f_{m,285} = 0,64$  Hz und  $f_{m,303} = 0,60$  Hz). Dies deutet darauf hin, dass es sich vermutlich nicht um *mode mixing* handelt. Die Schwankungsbreite der fünften IMF ist größer als die von  $c_4$ .

Für die fünften IMFs konnten die über das Zeitfenster zwischen 400 s und 700 s gemittelten Grade der Nichtlinearität von  $DN' = 0,52$  für Versuch 267 ( $Q = 1,5$  m<sup>3</sup>/s),  $DN' = 0,55$  für Versuch 285 ( $Q = 3,0$  m<sup>3</sup>/s) und  $DN' = 0,60$  für Versuch 303 ( $Q = 5,0$  m<sup>3</sup>/s) berechnet werden. Die Größenordnung der ermittelten Werte bestätigt nochmals, dass die IMFs  $c_4$  und  $c_5$  der WCI-Versuche ebenso wie die entsprechenden IMFs des WA-Versuchs von deutlich unterschiedlicher Nichtlinearität sind und wahrscheinlich kein *mode mixing* vorliegt. Die physikalische Erklärung für das Vorhandensein dieser zweiten Komponente ist derzeit unklar und sollte weitergehend untersucht werden. Für den WA-Fall konnte bereits festgestellt werden, dass das Messsignal zwei Komponenten unterschiedlicher Nichtlinearität enthält. Dies deutet darauf hin, dass diese IMF nicht bzw. nicht ausschließlich der Wellen-Strömungs-Interaktion zugeordnet werden kann.

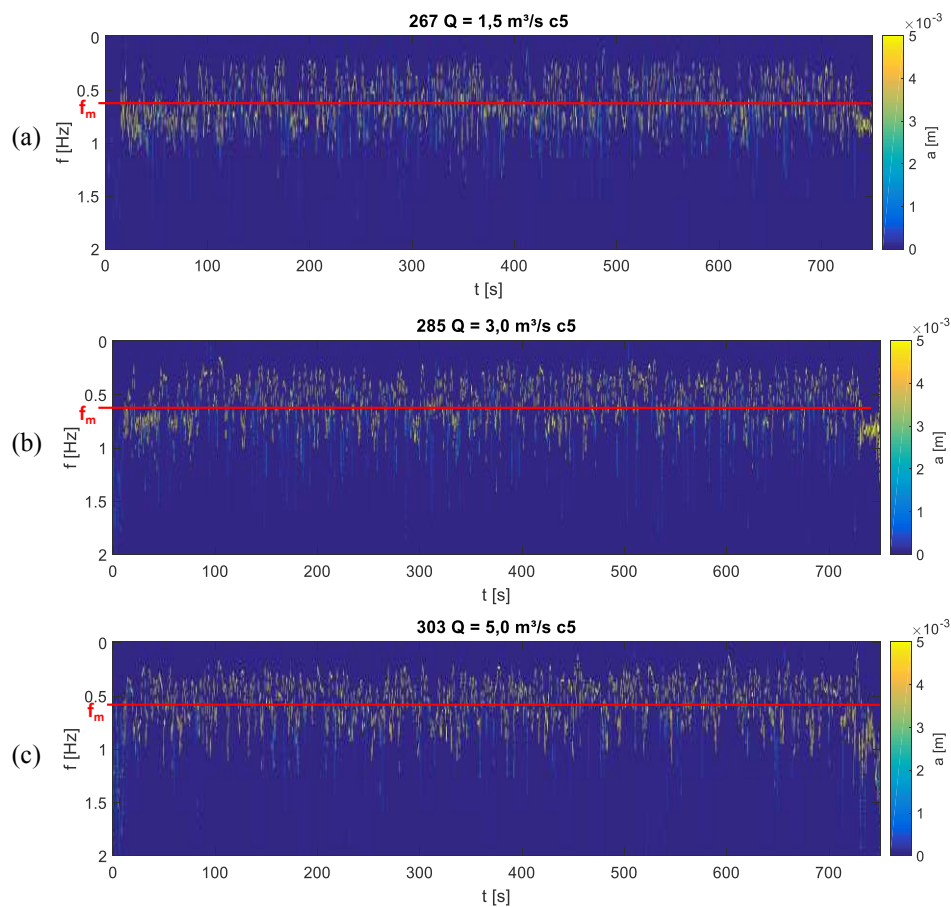


Abb. 7.42: Fünfte IMFs der Wellen-Strömungs-Versuche: (a) Versuch 267 ( $Q = 1,5$  m<sup>3</sup>/s), (b) Versuch 285 ( $Q = 3,0$  m<sup>3</sup>/s), (c) Versuch 303 ( $Q = 5,0$  m<sup>3</sup>/s)

#### 7.2.4 Bewertung und Vergleich der Ergebnisse

Die Hilbert-Huang-Analyse des Wellenversuchs ohne Strömung hat ergeben, dass das generierte Wellensignal entgegen den Erwartungen zwei gleichzeitig auftretende Komponenten enthält, welche in zwei IMFs  $c_4$  und  $c_5$  wiedergegeben werden. Die Berechnung des Grades der Nichtlinearität bestätigt, was bereits durch die Schwankungsbreite der IMFs im Hilbert-Spektrum deutlich wird: Die Nichtlinearität beider Komponenten unterscheidet sich voneinander.

Das Signal, welches in der vierten IMF wiedergegeben wird, zeigt jedoch eine gute Übereinstimmung mit dem Wellensignal. Dies spiegelt sich im Hilbert-Spektrum wider: Der Verlauf der vierten IMF beschreibt eine gleichmäßige Oszillation, welche für Stokes'sche Wellen zu erwarten ist. Der Frequenzmittelwert der Schwingung stimmt zudem mit der Frequenz des Wellensignals überein. Die fünfte IMF hingegen zeigt eine größere Schwankungsbreite und zudem einen etwas geringeren Frequenzmittelwert und reproduziert demnach vermutlich einen anderen Oszillationsmodi und nicht einen durch *mode mixing* abgespaltenen Anteil.

Bei der Betrachtung der vierten IMF fällt jedoch auf, dass die Schwankungsbreite der Oszillation variiert und erst ab  $t = 400$  s einen unveränderten Zustand erreicht. Demnach schwanken die Linearität und damit die Wellenform des Signals während der Versuchsdurchführung. Die Ursache hierfür sollte in weiteren Untersuchungen geklärt werden.

Für die kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche konnte festgestellt werden, dass die Information des Eingangssignals für alle Versuche ebenfalls in zwei IMFs  $c_4$  und  $c_5$  vorliegt. Die vierte IMF, deren Frequenz mit dem Eingangssignal übereinstimmt, enthält nicht nur die Information der unbeeinflussten Welle, sondern reproduziert erwartungsgemäß die bereits verformte Welle.

Der Verlauf der vierten IMFs im Hilbert-Spektrum zeigt ebenfalls eine Oszillation, die jedoch eine variierende Schwankungsbreite besitzt. Die mittlere Schwankungsbreite unterscheidet sich leicht für die verschiedenen Strömungsdurchflüsse. Dementsprechend können für die vierten IMFs der verschiedenen WCI-Versuche unterschiedliche Grade der Nichtlinearität festgestellt werden. Die Hilbert-Spektren der fünften IMFs unterscheiden sich von denen der vierten IMFs: Wie im WA-Fall zeigen die IMFs eine größere Schwankungsbreite und einen von den vierten IMFs abweichenden Frequenzmittelwert. Die ermittelten Grade der Nichtlinearität bestätigen dies.

In Abb. 7.43 sind die berechneten Grade der Nichtlinearität  $DN'$  über den verschiedenen Strömungsdurchflüssen für die vierten (blaue Rauten) und fünften IMFs (rote Dreiecke) des WA-Versuchs ( $Q = 0 \text{ m}^3/\text{s}$ ) sowie der WCI-Versuche graphisch dargestellt. Aus dem Diagramm wird ersichtlich, dass für die vierten IMFs der WCI-Versuche der Grad der Nichtlinearität des betrachteten Zeitfensters zwischen 400 s und 700 s für die Versuche mit  $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$  und  $Q = 5,0 \text{ m}^3/\text{s}$  etwas größer ist als für den Versuch mit dem geringsten Strömungsdurchfluss. Ein Trend in Abhängigkeit des Strömungsdurchflusses kann nicht festgestellt werden, da  $DN'$  für  $Q = 3,0 \text{ m}^3/\text{s}$  und  $Q = 5,0 \text{ m}^3/\text{s}$  etwa gleich groß ist. Im Vergleich zum WA-Versuch ist die Nichtlinearität der vierten IMFs der WCI-Versuche jedoch geringer.

Dieses Ergebnis stimmt mit den Resultaten aus der Fourier-Analyse überein. Für die Amplitudenspektren der Messsignale dieser Versuchsreihe konnte festgestellt werden, dass die Anzahl der Komponenten im Vergleich zum WA-Versuch für alle WCI-Fälle geringer ist. Demnach hat auch die FFT gezeigt, dass die Nichtlinearität des Signals von WA zu WCI abnimmt. Des Weiteren hat die Fourier-Analyse ebenso ergeben,



dass die Nichtlinearität für  $Q = 1,5 \text{ m}^3/\text{s}$  am geringsten ist und für die höheren Durchflüsse wieder zunimmt. Die HHT für die vierten IMFs, für die festgestellt wurde, dass sie das Messsignal gut wiedergeben, zeigt demnach mit den Beobachtungen aus der FFT übereinstimmende Ergebnisse bezüglich der Nichtlinearität.

Die graphische Darstellung der Grade der Nichtlinearität für  $c_5$  macht zum einen nochmals deutlich, dass die Nichtlinearität der fünften IMFs sich deutlich von  $DN'$  der vierten IMFs unterscheidet. Zum anderen wird ersichtlich, dass die Nichtlinearität mit Zunahme des Strömungsdurchflusses größer wird. Allerdings nimmt die Nichtlinearität dieser IMF im Gegensatz zu der vierten IMF auch im Vergleich zum WA-Fall zu.

Anzumerken ist, dass für die Berechnung des Grades der Nichtlinearität ein Mittelwert über das Zeitfenster gebildet wurde. Die für die vierten IMFs des WCI-Falls und für alle fünften IMFs starken Schwankungen im Hilbert-Spektrum werden möglicherweise nicht ausreichend durch einen Mittelwert repräsentiert. Für zukünftige Untersuchungen ist daher zu empfehlen, eine detaillierte Analyse einzelner Schwingungen durchzuführen.

Die Ursache für das Vorhandensein der fünften IMF ist, wie bereits erwähnt, zum derzeitigen Stand der Analysen unklar. Insbesondere ist nicht zu erklären, aus welchem Grund bereits das Wellensignal zwei Komponenten unterschiedlicher Charakteristiken enthält. Möglicherweise ist die zweite Komponente ebenfalls den Modulationsinstabilitäten zuzuordnen, die im Rahmen der FFT-Analyse in Form von Seitenbändern in der Unmittelbaren Umgebung der Frequenzkomponenten beobachtet wurden. Um dies näher zu untersuchen, wäre eine Möglichkeit in künftigen Analysen die Unterschiede zwischen den IMFs  $c_4$  und  $c_5$  für den WA-Fall sowie für den WCI-Fall zu identifizieren. Des Weiteren ist zusätzlich zu beachten, dass auch die dritte IMF Anteile aus dem Eingangssignal enthält, welche jedoch durch ein *mode mixing* gestört werden. Diese Problematik sowie deren Ursache sind ebenfalls in weiteren Untersuchungen zu klären.

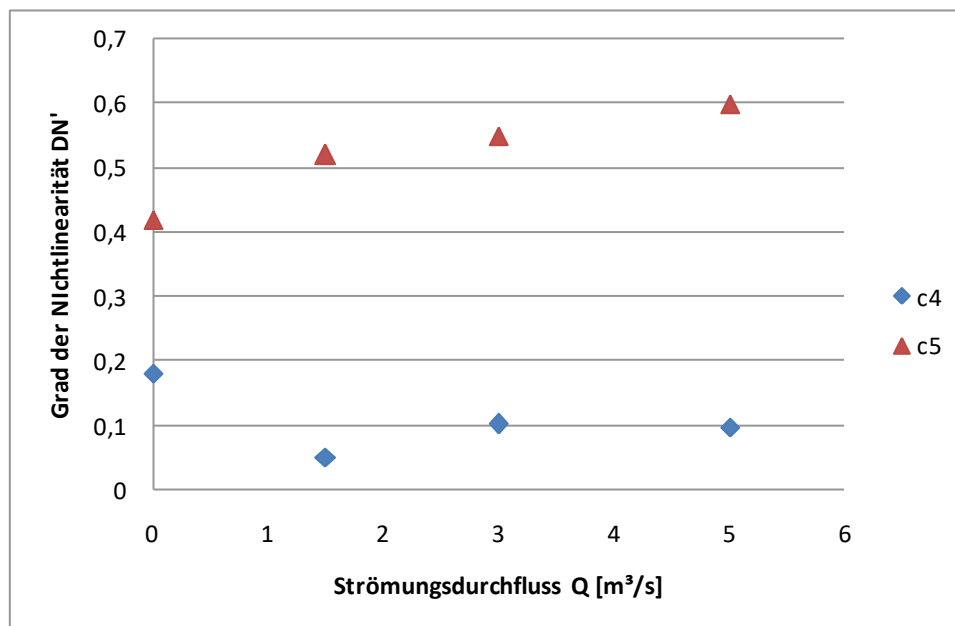


Abb. 7.43: Grad der Nichtlinearität  $DN'$  in Abhängigkeit des Strömungsdurchflusses für  $c_4$  und  $c_5$



Die Anwendung der Hilbert-Huang-Analyse auf die hier untersuchten Versuche hat es demnach ermöglicht, die Eingangssignale des Wellenversuchs und der Wellen-Strömungs-Versuche als schmalbandige Signale in einer IMF wiederzugeben. Durch die Darstellung der IMFs in den Hilbert-Spektren ist es möglich, Unterschiede zwischen dem WA-Fall und dem WCI-Fall festzustellen: Für einen Vergleich konnten im Rahmen dieser Untersuchung (i) der Kurvenverlauf der IMFs im Hilbert-Spektrum, (ii) die Schwankungsbreite der dargestellten Frequenzen sowie deren Mittelwert und (iii) der Grad der Nichtlinearität, der aus den Momentanfrequenzen der IMF berechnet wird, herangezogen werden.

Ein Vorteil gegenüber der Anwendung der Fourier-Analyse ist die Möglichkeit der zeitlichen Zuordnung verschiedener Prozesse. Beispielsweise konnte für den Wellenversuch festgestellt werden, dass die Schwankungsbreite des im Hilbert-Spektrum dargestellten Signals und somit die Nichtlinearität im Versuchsverlauf variiert.

### 7.3 Gegenüberstellung der Ergebnisse aus der Frequenzanalyse und Zeit-Frequenzanalyse

Die Fourier-Transformation der Versuchsdaten hat gezeigt, dass die Wellensignale aus den Versuchen nicht den nominalen generierten Wellen entsprechen. Gemäß den FFT-Spektren entsprechen die gemessenen Wellen nicht der zu erwartenden Stokes'schen Wellentheorie 2. Ordnung, sondern sind einer Wellentheorie 5. oder 6. Ordnung zuzuordnen. Des Weiteren weichen die aus den Amplitudenspektren ermittelten Wellenhöhen von den vorgegebenen Wellenhöhen ab. Die Hilbert-Huang-Analyse des untersuchten Wellensignals hat ebenfalls gezeigt, dass es sich bei dem Messsignal um eine Welle höherer Ordnung handelt, dessen Grad der Nichtlinearität  $DN'$  im für die FFT betrachteten Zeitfenster zwischen 400 s und 700 s einen Wert von 0,18 annimmt. Anhand der Ermittlung von Nichtlinearitätsgraden für generisch erzeugte Referenzfälle könnte im Rahmen künftiger Analysen für den ermittelten Wert untersucht werden, welcher Theorie höherer Ordnung die Welle laut der HHT exakt zuzuordnen ist.

Daneben konnte mithilfe des Hilbert-Spektrums eine zeitliche Veränderung der Linearität des Signals festgestellt werden. Die Linearität des Signals ist zum Zeitpunkt  $t = 100$  s und bis  $t = 400$  s höher als in der restlichen Zeitreihe. Zwar kann für das in der FFT betrachtete Zeitfenster anhand des Hilbert-Spektrums festgestellt werden, dass von einer konstante Linearität auszugehen ist – eine zeitliche Zuordnung der Linearität bzw. eine Veränderung der Linearität des Signals während der gesamten Versuchsdauer jedoch kann mit der FFT jedoch nicht identifiziert werden.

Sowohl die FFT als auch die HHT ergaben für den mit beiden Methoden untersuchten Versuch 184, dass die Frequenz des Messsignals ein Wert von 0,83 Hz aufweist und somit mit der Frequenz der generierten Welle übereinstimmt. Die Übereinstimmung der gemessenen Frequenzen mit den Sollwerten der durch die Wellenmaschine erzeugten Wellen der übrigen WA-Versuche, die nur mit der FFT untersucht wurden, konnte ebenfalls bestätigt werden.

Für die kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche zeigte die Fourieranalyse, dass die Anzahl der höherharmonischen Komponenten im Messsignal im Vergleich zum WA-Fall geringer ist. Die daraus abzuleitende Abnahme der Nichtlinearität zeigte auch die Untersuchung der Hilbert-Spektren der WCI-Signale. Der Grad der Nichtlinearität wurde in den Hilbert-Spektren als Mittelwert über den Zeitraum zwischen 400 s und 700 s berechnet. Der Verlauf des Signals im Hilbert-Spektrum zeigte jedoch, dass die Nichtlinearität des

Signals über die gesamte Versuchsdauer schwankt. Demnach ist es im Vergleich zur FFT mit der HHT möglich, die Nichtlinearität in Abhängigkeit der Zeit zu ermitteln. Bezüglich der Frequenzen zeigt sich auch für die mit beiden Methoden untersuchten WCI-Fälle, dass die Frequenz der Welle keine Änderung infolge der Strömung erfährt. Dies gilt ebenso für die übrigen, nur mit der FFT analysierten Versuche.

Die Amplitudenspektren der FFT zeigten des Weiteren, dass im WCI-Fall Seitenbänder in der unmittelbaren Umgebung der Peaks auftreten. Die Ausprägung der Seitenbänder nimmt mit Anstieg des Strömungsdurchflusses und mit der Abnahme der Wellenperiode zu. Dieser vermutlich durch die Strömung verursachte Effekt konnte mit der HHT zum derzeitigen Stand der Analysen nicht identifiziert werden.

Im Rahmen der HHT konnte sowohl für den Wellenversuch 184 als auch für die kombinierten Wellen-Strömungs-Versuche (Versuche 267, 285 und 303) festgestellt werden, dass neben einer das Eingangssignal gut reproduzierenden IMF zwei weitere IMFs existieren, die ebenfalls Anteile des Messsignals enthalten. Eine Zuordnung der ersten Komponente ist zum derzeitigen Zeitpunkt der Analysen nicht möglich und bedarf weiterer Untersuchungen, da möglicherweise ein *mode mixing* vorliegt. Die zweite Komponente besitzt zwar eine Frequenz des gleichen Frequenzbereichs wie das Messsignal, zeigt allerdings für alle betrachteten WCI-Versuche einen von der Wellenfrequenz abweichenden, geringeren Mittelwert und einen größeren Schwankungsbereich der Frequenzen. Die Grade der Nichtlinearität dieser Komponente zeigen mit Werten zwischen 0,42 und 0,60, dass sich die Nichtlinearität der Komponente deutlich von derjenigen der Eingangssignale unterscheidet. Die Identifizierung dieser sowohl im Wellensignal als auch im WCI-Signal zusätzlich vorhandenen Komponenten ist jedoch nur das Ergebnis der Hilbert-Huang-Analyse. Die Amplitudenspektren der FFT weisen keine zusätzlichen Komponenten anderer Basisfrequenzen auf.

Die Fourier-Transformation erweist sich als geeignete Analysemethode, um einen Überblick über grundsätzliche Eigenschaften des untersuchten Signals zu erhalten. Die durchgeführten Analysen vermitteln zum einen die Frequenz der Basiskomponente, welche der Frequenz der Welle entspricht, und zum anderen die Anzahl und die Amplitude der höherharmonischen Komponenten einen ersten Eindruck über die gemessene Welle. Die Identifizierung möglicher Effekte der Wellen-Strömungs-Interaktion durch diese grundsätzlichen Parameter, d.h. auf Grundlager der ermittelten Wellenperiode und Nichtlinearität bzw. Wellenform, kann über den Vergleich der jeweiligen Spektren eines WA-Falls und eines entsprechenden WCI-Falls geschehen.

Bei der HHT erfolgt die Beurteilung der auftretenden Wellen-Strömungs-Prozesse über den Vergleich der Charakteristik der IMFs, die das Eingangssignal wiedergeben, und deren Hilbert-Spektren. Wie auch bei der FFT können die Ergebnisse bezüglich der Wellenperiode und der Linearität des Signals verglichen werden. Zudem bietet die HHT eine Möglichkeit der Identifizierung und der zeitlichen Zuordnung verschiedener, auch instationärer Prozesse zu den Messergebnissen.

Die Auswertung der Messdaten mit der HHT hat jedoch auch gezeigt, dass die Methode für die Analyse der betrachteten Wellen-Strömungs-Daten noch nicht optimiert ist. Die durchgeführte Parameterstudie hat deutlich gemacht, dass durch nicht optimal gewählte Einstellungsparameter für die Zerlegung des Signals in seine Oszillationsmodi beispielsweise ein *mode mixing* auftritt. Das *mode mixing* führt zu einer mathematisch bedingten Aufspaltungen oder Vermischung von gleichen Frequenzgrößenordnungen in unterschiedlichen IMFs. Die Qualität der Ergebnisse aus der HHT hängt folglich sehr von den zuvor gewählten Einstellungen ab.



Die Interpretation der mittels der HHT erhaltenen Ergebnisse erfolgte unter der Annahme, dass für die durchgeführten Analysen geeignete Einstellungsparameter gewählt wurden. Dennoch kann nicht uneingeschränkt davon ausgegangen werden, dass die Analyseergebnisse tatsächlich ausschließlich physikalische Vorgänge widerspiegeln. Dies gilt beispielsweise für die identifizierte zusätzliche Komponente in den WA- und WCI-Versuchen: Für diese wird zwar aufgrund der festgestellten Charakteristiken ein physikalischer Ursprung vermutet, allerdings kann ein mathematischer Grund für das Erscheinen dieser Komponente ohne tiefergehende Analysen noch nicht sicher ausgeschlossen werden. Gleiches gilt für die weitere Komponente, deren Deutung derzeit nicht möglich ist und für deren Ursache ein *mode mixing* vermutet wird.

Demnach besteht für die Anwendung der Hilbert-Huang-Analyse weiterer grundlegender Analysebedarf, um die Methode für die Untersuchung der Wellen-Strömungs-Daten zu optimieren. Im Gegensatz hierzu ist die Fourier-Transformation eine Methode, die auch im Bereich der Wellenversuche auf eine langjährige Erfahrung zurückblicken kann und folglich als erprobt und ausgereift anzusehen ist. Daher sollte auch bei zukünftigen Untersuchungsreihen stets zusätzlich eine reine Frequenzanalyse der Versuchsergebnisse erfolgen, da die Frequenzanalyse zur Überprüfung der Ergebnisse aus der HHT und damit zur Validierung der Zeit-Frequenzanalyse-Methode herangezogen werden kann.

## 8 Schlussbetrachtung

Als zwingende Voraussetzung zur Ermöglichung der Durchführung der physikalischen Modellversuche zur schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion im Küstennahbereich war die technische Versuchseinrichtung, d.h. deren notwendige Erweiterung und Installation im vorhandenen 3D-Wellenbecken. Diese Arbeiten waren ein wesentlicher Bestandteil des Forschungsvorhabens und konnten erfolgreich durchgeführt werden.

Nach Fertigstellung der erweiterten Versuchseinrichtung wurden die physikalischen Modellversuche zur schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion im erweiterten 3D-Wellen-Strömungsbecken durchgeführt. Es wurde zunächst die Entstehung von hydrodynamischen Belastungen aufgrund der schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion im Küstennahbereich untersucht. Die physikalischen Modellversuche beinhalteten folgende Untersuchungen:

1. Strömungsversuche ohne Wellen, um die ungestörten Strömungsverhältnisse zu erfassen
2. Wellenversuche ohne Strömung, um die ungestörten Wellenverhältnisse zu erfassen
3. Wellen-Strömungs-Versuche, um das Wellen-Strömungs-Verhalten zu erfassen.

Durch diese Vorgehensweise können Aussagen über die stattfindenden Prozesse im 3D-Wellen-Strömungsbecken getroffen und mögliche Randeinflüsse der Versuchseinrichtung ermittelt werden.

Die Ziele der Strömungsversuche ohne Wellen waren die technische Umsetzung von Strömungsmessungen im Wellenbecken, Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeiten bei unterschiedlichen Wassertiefen und die Ermittlung der Strömungscharakteristik. Diese Ziele konnten mit einem hohen Detailgrad erreicht werden, so dass sehr gute Kenntnisse bzgl. der Strömungsgenerierung der erweiterten Versuchseinrichtung bestehen.

Im Anschluss an die Strömungsversuche wurden die physikalischen Modellversuche zu der Wellengenerierung und dem Wellenverhalten ohne Strömung durchgeführt. Die Ziele der Versuche waren zum einen das Verhalten von unidirektionalen, regelmäßigen Wellen mit der neuen passiven Wellenabsorption im Wellenbecken zu ermitteln und zum anderen die Wellencharakteristik der Wellendaten als Grundlage für die folgenden Untersuchungen zur Wellen-Strömungs-Interaktion zu erhalten. Diese Ziele konnten ebenfalls erreicht werden, so dass auch in diesem Fall sehr gute Kenntnisse bzgl. der Wellengenerierung in der erweiterten Versuchseinrichtung bestehen.

Im letzten Schritt der physikalischen Modellversuche wurden die Wellen-Strömungsversuche durchgeführt mit dem Ziel die Wellencharakteristik bei schräger und orthogonaler Wellenrichtung zur Strömungsrichtung bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten zu untersuchen. Dieses Ziel konnte ebenfalls erfolgreich erreicht werden und zeigt interessante Änderungen der Wellencharakteristik. Die vorliegenden Daten bieten die Grundlage für weitere wissenschaftliche Qualifizierungsprojekte (z. B. Promotionsarbeiten).

Des Weiteren ist die hier im Rahmen des Forschungsvorhabens für die Untersuchung der Wellen-Strömungs-Interaktion erweiterte Versuchseinrichtung für generelle Fragestellungen zur funktionalen Optimierung von Küstenschutzbauwerken direkt nutzbar. Grundsätzlich schließen sich, aufbauend auf den in dieser Studie gewonnenen Erkenntnissen, unmittelbare Folgeuntersuchungen zur Analyse unterschiedlicher Fragestellungen an, so z.B. Analysen zu wellen- und strömungsinduzierten Belastungen auf Küsten- und Offshore-Bauwerke mit Fokus auf den Grenzbereich zwischen Boden und Bauwerk, die Untersuchung komplexer Struktursysteme für Bauwerksgründungen und die Auslegung schwimmender Strukturen und Plattformen. Entsprechende Untersuchungen hierzu in entsprechenden Anschlussprojekten werden bereits durchgeführt.

Beispielsweise wird mit dem BMWi (AIF) geförderten Projekt „TexBase“ die Kolkbildung für überlagerte Wellen- und Strömungseinwirkung untersucht, um Grundlagen für die erforderlichen technischen und wissenschaftlichen Planungen und Bemessungen für das innovative OWEA-Schwergewichtsfundament mit aufgelöster Struktur zu schaffen. Darüber hinaus wurden auch Studien zu konventionellen Strukturen bereits im Wellenbecken durchgeführt, die allerdings mit bislang in Versuchseinrichtungen kaum produzierbaren Randbedingungen getestet wurden. Daher konnten mit Hilfe der Strömungs- und Wellenüberlagerung bereits auch die Kolkgenese und die komplexere Lastcharakteristik an einem Monopile untersucht werden (BMU Förderung).

Da die hier vorgestellten Untersuchungen zunächst auf vergleichsweise kleinskaligen Modellversuchen basieren, wären im Anschluss an dieses Forschungsvorhaben erweiterte Studien unabdingbar. Die Studien würden sowohl Modellversuche im großen Maßstab unter verminderten Maßstabeffekten, wie auch Messungen an realen Bauwerken im Rahmen eines Monitoringkonzepts zur Korrelation mit den vorhandenen Messergebnissen, einbeziehen. Im Bereich der Grundlagenforschung gibt es weitere interessante wissenschaftliche Fragestellungen zu den Prozessen der schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion bei turbulenten Strömungen. Der Fokus bei den durchgeführten Untersuchungen lag auf der Beeinflussung der Wellen durch die Strömung. Künftige wissenschaftliche Fragestellungen können als Schwerpunkt die Untersuchung des Einflusses der Wellen auf die turbulente Strömung haben, so dass aus den vorliegenden Ergebnissen und den künftigen Ergebnissen sich weitere Erkenntnisse zu der schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion ergeben.

## 8.1 Veröffentlichungen

Die im Rahmen dieses Forschungsprojekt erhaltenen wissenschaftlichen Ergebnisse wurden und werden auf Fachkonferenzen und Seminaren präsentiert. Im Bearbeitungszeitraum des Forschungsprojekts wurden folgende nationale und internationale Beiträge veröffentlicht und vorgetragen.

Eine Präsentation der Ergebnisse beim 22. KFKI-Seminar 2017 geplant. Spätestens Anfang 2018 soll die Promotionsarbeit von Herrn Dipl.-Ing. M. Lieske zum Thema der schrägen und orthogonalen Wellen-Strömungs-Interaktion mit dem Schwerpunkt der Wellenhöhenänderung veröffentlicht werden. Die Promotion gründet auf den Ergebnissen des durchgeführten Forschungsprojekts.

### 8.1.1 Konferenzbeiträge

Lieske, M., Schlurmann, T. (2016): Effects of obliquely opposing and following currents on wave propagation in a new 3D Wave-Current basin, 8th Chinese-German Joint Symposium on Hydraulic and Ocean Engineering, Qingdao, China

Lieske, M., Schendel, A., Schulz, N., Stahlmann, A., Hildebrandt, A., Schlurmann, T. (2015): Untersuchungen zur Hydro- und Morphodynamik bei Wellen-Strömungs-Interaktion anhand physikalischer Modellversuche (3D-Wellen-Strömungsbecken), Tagungsband zum Kongress der Hafentechnischen Gesellschaft e. V. 2015 – Bremen, Eigenverlag HTG, pp. 163-172

### 8.1.2 Vorträge

Lieske, M., Schlurmann, T. (2016): Effects of obliquely opposing and following currents on wave propagation in a new 3D wave-current basin, European Geoscience Union (EGU) 2016, Austria Center Vienna, Vienna, Austria

Lieske, M., Schlurmann, T. (2015): Auswirkungen einer schräg gleich- oder entgegengesetzt zur Wellenrichtung laufenden Strömung auf die Wellenausbreitung und Wellenhöhe in einem neuen 3D-Wellen-Strömungsbecken (Seegangsbelastungen), 20. KFKI-Seminar, Deutsches Schifffahrtsmuseum, Bremerhaven, Germany, weitere Informationen

## 8.2 Beteiligten Personen vom Ludwig-Franzius-Institut am Forschungsprojekt

Im Folgenden werden alle beteiligten Personen des Ludwig-Franzius-Instituts in alphabetischer Reihenfolge genannt, die zum Gelingen des Forschungsvorhabens beigetragen.

Susanne Banke-Neumann	Buchhaltung
Christina Carstensen, M.Sc.	Masterarbeit, Studienarbeit
Lutz Evers, M.Sc.	Seminararbeit
Marlena Heunecke, M.Sc.	Seminararbeit
Prof. Dr.-Ing. Arndt Hildebrandt	Vorversuche
Ebru Jackson	Buchhaltung
Silvia Kannengießer	Buchhaltung
Dr.-Ing. Nils Kerpen	Antragstellung, Planung, Vorversuche, Baubegleitung
René Klein	Vorversuche, Baubegleitung, Versuchsaufbau
Dipl.-Ing. Mike Lieske	Baubegleitung, Versuchsaufbau & -durchführung, Auswertung der Messdaten, wiss. Bearbeitung
Thomas Mathyl	Baubegleitung, Versuchsaufbau



Stefan Mehlhase, M.Sc.	Masterarbeit
Jannik Meyer, B.Sc.	Projektarbeit
Prof. Dr.-Ing. habil. Torsten Schlurmann	Projektleitung
Dr.-Ing. Arne Stahlmann	Antragstellung, Planung, Vorversuche, Baubegleitung
Andrea Siebert, M.Sc.	Seminararbeit
Dipl.-Ing. Gerhard Streich	Baubegleitung
Jennifer Ullrich, M.Sc.	Masterarbeit
Björn Vortmann	Baubegleitung, Versuchsaufbau
Bastian Waldowski	Projektarbeit
Jonathan Weisheit, M.Sc.	Seminararbeit
Dr.-Ing. Mayumi Wilms	Vorversuche

### 8.3 Autorenübersicht

Abschließend sind die Haupt- und Koautoren der einzelnen Kapitel des Abschlussberichts genannt.

Kapitel 1	Mike Lieske; Torsten Schlurmann
Kapitel 2	Christina Carstensen, Lutz Evers, Stefan Mehlhase, Mike Lieske; Torsten Schlurmann
Kapitel 3	Mike Lieske; Torsten Schlurmann
Kapitel 4	Mike Lieske
Kapitel 5	Lutz Evers; Mike Lieske; Torsten Schlurmann
Kapitel 6	Christina Carstensen; Mike Lieske; Torsten Schlurmann
Kapitel 7	Christina Carstensen; Mike Lieske; Torsten Schlurmann
Kapitel 8	Mike Lieske; Torsten Schlurmann

## 9 Literaturverzeichnis

Akaike, H. (1973): Information theory and an extension of the maximum likelihood principle. In: *2nd Int. Symp. on Information Theory*, pp. 267–281.

Andersen, T.; Frigaard, P. (2014a): Generation and Analysis of Waves in Physical Models. PhD course. Aalborg University. Aalborg University, 2014.

Andersen, T. L.; Frigaard, P. B. (2014b): Methods for estimation of directional wave spectra. Generation and analysis of waves in physical models. PhD Course. Aalborg, Denmark, 2014.

Arnold, K.; Marshak, J.; Chen, X. (2008): Hilbert-Spectrum Code. Version : Research Center for Adaptive Data Analysis (RCADA).

Ausschuß für Küstenschutzwerke; Deutsche Gesellschaft für Geotechnik; Hafenbautechnische Gesellschaft (2015): Die Küste. EAK 2002 Empfehlungen für die Ausführung von Küstenschutzwerken. Korrigierte Ausgabe, unveränderter Nachdruck, [überarbeitete und erweiterte 3. Auflage]. Karlsruhe: Bundesanstalt für Wasserbau (Die Küste, 65. 2002).

Baldenhofer, Kurt; Marschall, Nicolas (2015): Lexikon der Fernerkundung. Online verfügbar unter <http://www.fe-lexikon.info/lexikon-d.htm>, zuletzt aktualisiert am 15.03.2015, zuletzt geprüft am 19.04.2015.

Barua, Dilip K.; Rahman, Khalid H. (1998): Some aspects of turbulent flow structure in large alluvial rivers. In: *Journal of Hydraulic Research* 36 (2), S. 235–252. DOI: 10.1080/00221689809498635.

Benoit, M.; Frigaard, P. B.; Schäffer, A. (1997): Analysing multidirectional wave spectra: A tentative classification of available methods. In: *Proceedings of the IAHR Conference*, pp. 131–158. Online verfügbar unter <http://axystechnologies.com/wp-content/uploads/2013/11/Analysing-multidirectional-wave-spectra.pdf>, zuletzt geprüft am 29.07.2015.

Berry, M. V. (2007): Focused tsunami waves. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 463 (2087), S. 3055–3071. DOI: 10.1098/rspa.2007.0051.

Brevik, Iver (1980): Flume experiment on waves and currents II. Smooth bed. In: *Coastal Engineering* 4, S. 89–110. DOI: 10.1016/0378-3839(80)90009-5.

Brevik, Iver; Bjørn, Aas (1979): Flume experiment on waves and currents. I. Rippled bed. In: *Coastal Engineering* 3, S. 149–177. DOI: 10.1016/0378-3839(79)90019-X.

Brühl, Markus (2014): Direct and inverse nonlinear Fourier transform based on the Korteweg-deVries equation (KdV-NLFT). A spectral analysis of nonlinear surface waves in shallow water. Dissertation. Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, zuletzt geprüft am 28.05.2016.

Brühl, Markus (2016): FourierTransform. Version : MATLAB Code.

- Capon, J.; Greenfield, R. J.; Kolker, R. J. (1967): Multidimensional maximum-likelihood processing of a large aperture seismic array. In: *Proceedings of the IEEE* Vol. 55 (2), S. 192–211. DOI: 10.1109/PROC.1967.5439.
- Dalrymple, Robert A.; Dean, Robert G. (1975): Waves of maximum height of uniform currents. In: *Journal of the waterways harbors and coastal engineering division ; 1975, Aug.*
- Dätig, M.; Schlurmann, T. (2004): Performance and limitations of the Hilbert-Huang transformation (HHT) with an application to irregular water waves. In: *Ocean Engineering* 31 (14-15), S. 1783–1834. DOI: 10.1016/j.oceaneng.2004.03.007.
- Davis, Russ E.; Regier, Lloyd A. (1977): Methods for estimation directional wave spectra from multi-element arrays. In: *Journal of Marine Research* 35 (3), pp. 453–477, zuletzt geprüft am 06.05.2015.
- Delft Hydraulics (1988): GHM Wave Height Meter. dynamic liquid-level measurements.
- Dick, S.; Mittelstaedt, E.; Müller-Navarra, S. H. (2010): Der küstennahe Gezeitenstrom in der Deutschen Bucht. 4., unveränd. Aufl. Hamburg: Bundesamt für Seeschifffahrt und Hydrographie (2348).
- Encyclopedia of Mathematics (2015): WKBJ approximation – Encyclopedia of Mathematics. Online verfügbar unter [http://www.encyclopediaofmath.org/index.php/WKBJ\\_approximation](http://www.encyclopediaofmath.org/index.php/WKBJ_approximation), zuletzt aktualisiert am 12.01.2015, zuletzt geprüft am 16.03.2015.
- Faraci, C.; Foti, E.; Musumeci, R. E. (2008): Waves plus currents at a right angle: The rippled bed case. In: *J. Geophys. Res.* 113 (C7). DOI: 10.1029/2007JC004468.
- Fiedler, H. E. (2003): Turbulente Strömungen. Vorlesungsskript. Hochschule Düsseldorf, Düsseldorf.
- Frederich, Octavian (2010): Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe. Berlin: Univ.-Verl. der TU, Univ.-Bibliothek.
- Fredsø, J.; Andersen, K. H.; Sumer, B. M. (1999): Wave plus current over a ripple-covered bed. In: *Coastal Engineering* 1999 (38), S. 177–221.
- Frigaard, Peter; Andersen, T. L. (2014): Analysis of Waves. Technical documentation for WaveLab3. DCE Lecture Notes, No. 33. Department of Civil Engineering. Aalborg, Denmark, 2014.
- Frigaard et al. (1997): IAHR List of Sea State Parameters – an update for multidirectional waves. In: *Proceedings of the 27th IAHR Congress*, zuletzt geprüft am 04.08.2015.
- González-Castro, Juan A.; Oberg, Kevin; Duncker, James J. (2000): Effect of Temporal Resolution on the Accuracy of ADCP Measurements. In: Rollin H. Hotchkiss (Hg.): Building partnerships. Joint Conference on Water Resource Engineering and Water Resources Planning and Management 2000. Minneapolis, Minnesota, United States, July 30–August 2, 2000. American Society of Civil Engineers; Joint Conference on Water Resources Engineering and Water Resources Planning and Management. [Elektronische Ressource]. Reston, Va.: ASCE American Society of Civil Engineers, S. 1–9.
- Goring, D. G.; Nikora, V. I. (2002): Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data. In: *J. Hydraul. Eng.* 128 (1), S. 117–126. DOI: 10.1061/(ASCE)0733-9429(2002)128:1(117).
- Groeneweg, Jacob; Klopman, G. (1998): Changes of the mean velocity profiles in the combined wave-current motion described in a GLM formulation. In: *J. Fluid Mech.* 370, S. 271–296. DOI: 10.1017/S0022112098002018.

- Groenweg, J.; Battjes, J. (2003): Three-dimensional wave effects on a steady current. In: *J. Fluid Mech.* 478. DOI: 10.1017/S0022112002003476.
- Gunawan, Budi; Neary, Vincent S.; McNutt, James R. (2011): ORNL ADV Post-Processing Guide and Matlab Algorithms for MHK Site Flow and Turbulence Analysis. Oak Ridge, Tennessee.
- Hashimoto, N.; Kobune, K.; Kameyama, Y. (1987): Estimation of directional spectrum using the Bayesian approach and its applications to field data analysis. In: *Report of Port and Harbour Research Inst.* 26.
- Hawkes, P. J.; Ewing, J. A.; Harford, C. M.; Klopman, G.; Standsberg, C. T.; Benoit, M. et al. (1997): Comparative Analyses of Multidirectional Wave Basin Data. In: The 27th IAHR Congress (Hg.): IAHR Seminar Multidirectional waves and their interaction with structures. proceedings. San Francisco, California, 10-08-1997 - 15-08-1997. International Association for Hydraulic Research (IAHR). [Ottawa]: National Research Council of Canada. Online verfügbar unter [http://vbn.aau.dk/en/publications/comparative-analyses-of-multidirectional-wave-basin-data\(6274e150-9c2d-11db-8ed6-000ea68e967b\).html](http://vbn.aau.dk/en/publications/comparative-analyses-of-multidirectional-wave-basin-data(6274e150-9c2d-11db-8ed6-000ea68e967b).html).
- Herchenroder, Barry E. (1981): Effects of currents on waves. Fort Belvoir, Va.: USA Army. Coastal Engineering Research Center (Coastal engineering technical aid, 81,14).
- Herwig, Heinz (2004): Strömungsmechanik A - Z. Eine systematische Einordnung von Begriffen und Konzepten der Strömungsmechanik. 1. Aufl. Wiesbaden: Vieweg (Vieweg Praxiswissen Strömungsmechanik).
- Holthuijsen, L. H. (2008): Waves in oceanic and coastal waters. Reprinted with corr. Cambridge [u.a.]: Cambridge University Press.
- Huang, N. E.; Lo, Men-Tzung; Wu, Z.; Chen, X-Y. (2013): Method for quantifying and modeling degree of nonlinearity, combined nonlinearity, and nonstationarity. In: *Publication, U.S.P.A., Pub. No.: US 2013/0080378 A1* Pub. Date Mar. 28, 2013, S. 44.
- Huang, N. E.; Shen, Z.; Long, S. R. (1999): A new view of nonlinear water waves: the Hilbert spectrum. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 31, S. 417-457. Online verfügbar unter <http://authors.library.caltech.edu/8905/1/HUAarfm99.pdf>, zuletzt geprüft am 12.01.2016.
- Huang, N. E.; Shen, Z.; Long, S. R.; Wu, M. C.; Shih, H. H.; Zheng, Q. et al. (1998): The empirical mode decomposition and Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. In: *Proceedings of Royal Society London*, S. 903-995. Online verfügbar unter <http://tec.earth.sinica.edu.tw/research/report/paper/20070711HHT.pdf>, zuletzt geprüft am 12.01.2016.
- Huang, N. E.; Wu, Zhaohua; Long, S. R.; Arnold, K. C.; Chen, X.; Blank, K. (2009): On instantaneous frequency. In: *Advances in Adaptive Data Analysis* 1 (2), S. 177-299, zuletzt geprüft am 22.02.2016.
- Huang, Norden E.; Wu, Zhaohua (2008): A review on Hilbert-Huang transform. Method and its applications to geophysical studies. In: *Reviews of Geophysics* 46 (2). DOI: 10.1029/2007RG000228.
- IAHR (1986): List of sea state parameters. In: *Bulletin of the Permanent International Association of Navigation Congresses* (52).
- Isobe, M.; Kondo, K.; Horikawa K. (1984): Extension of MLM for estimating directional wave spectrum. In: *Proc. Symp. on Description and Modelling of directional seas*.
- Jirka, G. H.; Lang, C. (2009): Einführung in die Gerinnehydraulik. [2. Aufl.]. Karlsruhe: Universitätsverlag.

- Jischa, Michael (1982): Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag; Imprint (Grundlagen der Ingenieurwissenschaften).
- Jonsson, Ivar G. (1990): WAVE-CURRENT INTERACTIONS. In: Bernard LeMéhauté, Daniel M. Hanes, Maurice Neville Hill und Allan R. Robinson (Hg.): The sea. Ideas and observations on progress in the study of the seas. New York, NY: Interscience Publ.
- Jonsson, Ivar G.; Christoffersen, John B. (1984): CURRENT DEPTH REFRACTION OF REGULAR WAVES. In: Billy L. Edge (Hg.): Nineteenth Coastal Engineering Conference. Proceedings of the international conference ; September 3 - 7 1984 Houston Texas. New York, NY: American Soc. of Civil Engineers.
- Jonsson, Ivar G.; Skovgaard, Ove (1978): Wave refraction across a shearing current. Lyngby: Technical Univ. of Denmark (Report / The Danish Center for Applied Mathematics and Mechanics, DCAMM, 151).
- Kemp, P. H.; Simons, R. R. (1982): The interaction between waves and a turbulent current: waves propagating with the current. In: *J. Fluid Mech.* 116 (-1), S. 227-250. DOI: 10.1017/S0022112082000445.
- Kemp, P. H.; Simons, R. R. (1983): The interaction of waves and a turbulent current: waves propagating against the current. In: *J. Fluid Mech.* 130 (-1), S. 73-89. DOI: 10.1017/S0022112083000981.
- Kronawitter, A. (2002): Sonnensystem. Online verfügbar unter <http://astronomy.meta.org/info-sys/ELisa/Lern/AstroEin/sonnenSysAENF.html>, zuletzt aktualisiert am 12.05.2002, zuletzt geprüft am 20.04.2015.
- Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen (Hg.) (2002): EAK 2002. Empfehlungen für die Ausführung von Küstenschutzwerken durch den Ausschuss für Küstenschutzwerke. Korrigierte Ausgabe 2007. Ausschuss für Küstenschutzwerke. Heide: Westholsteinische Verl.-Anst. Boyens (Die Küste, 65).
- Le Mehaute, B. (1976): An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves. New York, Heidelberg, Berlin: Springer Verlag.
- Lieske, M. (2015): Auswirkungen einer schräg gleich- oder entgegengesetzt zur Wellenrichtung laufenden Strömung auf die Wellenausbreitung und Wellenhöhe in einem neuen 3D-Wellen-Strömungsbecken. 20. KFKI-Seminar. Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen. Deutsches Schifffahrtsmuseum, Bremerhaven, 25.11.2015. Online verfügbar unter [http://www.kfki.de/files/kfki-seminare/0/2015\\_20\\_P\\_3D\\_Stroemungsbecken\\_Lieske.pdf](http://www.kfki.de/files/kfki-seminare/0/2015_20_P_3D_Stroemungsbecken_Lieske.pdf), zuletzt geprüft am 05.04.2017.
- Lieske, Mike (2016): AWaveCI-Tool. Analysis of Wave-Current Interaction Tool. Version 0.5 29.04.2016: MATLAB Code.
- Maclver, R. D.; Simons, R. R.; Thomas, G. P. (2006): Gravity waves interacting with a narrow jet-like current. In: *J. Geophys. Res.* 111 (C3). DOI: 10.1029/2005JC003030.
- Mai, S. (2001): Anwendbarkeit kommerzieller Radar-Wasserstandspegel zur Seegangsmessung. Applicability of standard radar level-gauges in wave-monitoring. In: Ludwig-Franzius-Institut für Wasserbau, Ästuar- und Küsteningenieurwesen (Hg.): Mitteilungen des Franzius-Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Universität Hannover. Heft 86, Bd. 86. Hannover (Mitteilungen des Franzius-Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Universität Hannover, 86), S. 101-151. Online verfügbar unter [https://www.lufi.uni-hannover.de/fileadmin/institut/doku/Franzius-Mitteilungen/Heft86/heft86\\_artikel04.pdf](https://www.lufi.uni-hannover.de/fileadmin/institut/doku/Franzius-Mitteilungen/Heft86/heft86_artikel04.pdf), zuletzt geprüft am 23.03.2017.

- Mai, S. (2004): Seegangsatlas der deutschen Nordseeküste. Hg. v. Ludwig-Franzius-Institut für Wasserbau, Ästuar- und Küsteningenieurwesen. Online verfügbar unter [https://www.lufi.uni-hannover.de/seegangsatlas\\_reg\\_ver/start.htm](https://www.lufi.uni-hannover.de/seegangsatlas_reg_ver/start.htm), zuletzt geprüft am 20.03.2017.
- Mansard, E.; Funke, E. (1980): The Measurement of Incident and Reflected Spectra Using a Least Squares Method. In: *International Conference on Coastal Engineering* (Vol. 1), pp. 154–172. Online verfügbar unter [././\\_Studium/\\_Hannover FI/FI Hiwi/Mansard, Funke 1980 - The Measurement of Incident.pdf](#), zuletzt geprüft am 13.05.2015.
- Marchant, T. R.; Roberts, A. J. (1988): A variational approach to the problem of deep-water waves forming a circular caustic. In: *J. Fluid Mech.* (1988) (vol. 194), S. 581–597.
- Merker, Günter P.; Baumgarten, Carsten (2000): Fluid- und Wärmetransport Strömungslehre. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-322-80129-6>.
- Monin, Andrej Sergeevič; Jaglom, Akiva Moiseevič; Lumley, John L. (Hg.) (1987): Statistical fluid mechanics. Mechanics of turbulence. 5. print. Cambridge: MIT Press.
- Muste, M.; Yu, K.; Pratt, T.; Abraham, D. (2004): Practical aspects of ADCP data use for quantification of mean river flow characteristics; Part II. Fixed-vessel measurements. In: *Flow Measurement and Instrumentation* 15 (1), S. 17–28. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2003.09.002.
- Musumeci, R. E.; Cavallaro, L.; Foti, E.; Scandura, P.; Blondeaux, P. (2006): Waves plus currents crossing at a right angle: Experimental investigation. In: *J. Geophys. Res.* 111 (C7). DOI: 10.1029/2005JC002933.
- Nezu, I.; Nakagawa, H. (1993): Turbulence in open-channel flows. Rotterdam: Balkema (IAHR-AIRH monograph series).
- Nortek AS (2009): Vectrino. Velocimeter. User Guide. Hg. v. Nortek AS.
- Nortek AS (2012): Vectrino Profiler. Profiling Velocimeter. User Guide. Hg. v. Nortek AS.
- Nortek AS (2013a): Comprehensive Manual. Hg. v. Nortek AS. Nortek AS. Online verfügbar unter <http://www.nortek-as.com/en/support/manuals>, zuletzt geprüft am 21.03.2017.
- Nortek AS (2013b): Vectrino II. Configuration. Hg. v. Nortek AS. Nortek AS. Online verfügbar unter <http://www.nortekusa.com/usa/knowledge-center/table-of-contents/vectrino-ii/configuration>, zuletzt aktualisiert am 26.03.2013, zuletzt geprüft am 31.05.2017.
- Oumeraci, H. (1996a): Seegang. Vorlesungsskript. Technische Universität Braunschweig, Braunschweig. Online verfügbar unter [././\\_Studium/Bachelorarbeit\\_aktuell/Literatur/Küste/Vertiefung VL/Dateiordner\\_Küsteningenieurwesen\\_I\\_-\\_Skripte\\_von\\_1998/Oumeraci 1996 - Seegang.pdf](#), zuletzt geprüft am 03.08.2015.
- Oumeraci, H. (1996b): Wellentheorien. Vorlesungsskript. Technische Universität Braunschweig, Braunschweig. Leichtweiß-Institut für Wasserbau. Online verfügbar unter [././\\_Studium/Bachelorarbeit\\_aktuell/Literatur/Vertiefung VL/Dateiordner\\_Küsteningenieurwesen\\_I\\_-\\_Skripte\\_von\\_1998/02\\_-\\_Wellentheorie.pdf](#), zuletzt geprüft am 02.08.2015.
- Oumeraci, H. (2013): Wellentransformation. Vorlesungsskript. Technische Universität Braunschweig, Braunschweig. Online verfügbar unter [././\\_Studium/Bachelorarbeit\\_aktuell/Literatur/Vertiefung VL/03Wellentransformationen\\_Teil\\_1\\_WS\\_2012-13 \(2\).pdf](#), zuletzt geprüft am 26.05.2015.



- Peregrine, D. Howell (1976): Interaction of Water Waves and Currents. In: Richard von Mises, H. L. Dryden und G. G. Chernyi (Hg.): ADVANCES IN APPLIED MECHANICS VOLUME 16. 1. Aufl.: Elsevier textbooks.
- Peregrine, D. Howell; Jonsson, Ivar G. (1983): Interaction of waves and currents. Fort Belvoir, Va.: Coastal Engineering Res. Center (USA, Army, Coastal Engineering Research Center. Miscellaneous report, No. 83,6).
- Research Center for Adaptive Data Analysis (RCADA) (2013): Fast EMD/EEMD Code. Version. Online verfügbar unter <http://rcada.ncu.edu.tw/research1.htm>, zuletzt geprüft am 20.05.2016.
- Roussinova, Vessalina; Biswas, Nihar; Balachandar, Ram (2008): Revisiting turbulence in smooth uniform open channel flow. In: *Journal of Hydraulic Research* 46 (sup1), S. 36–48. DOI: 10.1080/00221686.2008.9521938.
- Schlichting, H.; Gersten, Klaus; Krause, E.; Oertel, H., JR (2006): Grenzschicht-Theorie (German Edition). 10th ed. Dordrecht: Springer. Online verfügbar unter <http://gbv.ebib.com/patron/FullRecord.aspx?p=323664>.
- Schönwiese, C.-D. (2013): Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler. Stuttgart: Borntraeger.
- Sigloch, Herbert (2014): Technische Fluidmechanik. 9., erg. Aufl. Berlin: Springer Vieweg. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-54292-3>.
- Sokoray-Varga, B.; Höger, V. (2014): Messungen mit dem Vectrino. Online verfügbar unter [http://vzb.baw.de/publikationen/empfehlungen/0/BAWEmpfehlung\\_Vectrino\\_Sokoray\\_Hoeger\\_2014.pdf](http://vzb.baw.de/publikationen/empfehlungen/0/BAWEmpfehlung_Vectrino_Sokoray_Hoeger_2014.pdf), zuletzt geprüft am 22.03.2017.
- SPM (1984): Shore protection manual. Volume 1. 4. ed. Washington, DC: U.S. Government Print. Off.
- Spurk, Joseph H. (1992): Dimensionsanalyse in der Strömungslehre. Berlin, Heidelberg, s.l.: Springer Berlin Heidelberg. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-01581-0>.
- Spurk, Joseph H. (1993): Strömungslehre. Einführung in die Theorie der Strömungen. 3. Aufl. Berlin: Springer (Springer-Lehrbuch).
- STS Sensoren Transmitter Systeme (2017): ATM.1ST – Präzisions Drucktransmitter. Technische Spezifikationen. Hg. v. STS Sensoren Transmitter Systeme GmbH. Online verfügbar unter <https://www.stssensoren.de/drucksensoren/>, zuletzt geprüft am 24.03.2017.
- Swan, C.; James, R. L. (1998): Random Waves on a Vertically-sheared Current. Virginia: American Society of Civil Engineers.
- Thomas, G. P. (1981): Wave-current interactions: an experimental and numerical study. Part 1. Linear waves. In: *J. Fluid Mech.* 110, S. 457–474. DOI: 10.1017/S0022112081000839.
- Thomas, G. P. (1990): Wave-current interactions: an experimental and numerical study. Part 2. Nonlinear waves. In: *J. Fluid Mech.* 216, S. 505–536. DOI: 10.1017/S0022112090000519.
- Toffoli, A.; Arduin, F.; Babanin, A. V.; Benoit, M.; Bitner-Gregersen, E. M.; Cavaleri, L. et al. (2010): EXTREME WAVES IN DIRECTIONAL WAVE FIELDS TRAVERSING UNIFORM CURRENTS. In: *Proceedings of the HYDRALAB III Joint User Meeting, Hannover, February 2010*.

- Toffoli, A.; Bitner-Gregersen, E. M.; Osborne, A. R.; Serio, M.; Monbaliu, J.; Onorato, M. (2011): Extreme waves in random crossing seas: Laboratory experiments and numerical simulations. In: *Geophys. Res. Lett.* 38 (6). DOI: 10.1029/2011GL046827.
- Wu, Z. (2014): Ensemble Empirical Mode Decomposition and its multi-dimensional extensions. In: Norden E. Huang und Samuel S. Shen (Hg.): Hilbert-Huang transform and its applications. 2nd edition: World Scientific (Interdisciplinary Mathematical Sciences, 16), S. 27–46.
- Wu, Z.; Huang, N. E. (2004): A study of the characteristics of white noise using the empirical mode decomposition method. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 460 (2046), S. 1597–1611. DOI: 10.1098/rspa.2003.1221.
- Wu, Z.; Huang, N. E. (2005): Ensemble empirical mode decomposition: A noise-assisted data analysis method. In: *COLA Tech. Rep.* 193, zuletzt geprüft am 17.02.2016.
- Wu, Zhaohua; Huang, Norden E. (2009): Ensemble Empirical Mode Decomposition: A noise-assisted data analysis method. In: *Advances in Adaptive Data Analysis* 1 (1), S. 1–41. Online verfügbar unter [http://rcada.ncu.edu.tw/2009%20Vol.1\\_No.1/01.%20ENSEMBLE%20EMPIRICAL%20MODE%20DECOMPOSITION%20A%20NOISE-ASSISTED%20DATA%20ANALYSIS%20METHOD.pdf](http://rcada.ncu.edu.tw/2009%20Vol.1_No.1/01.%20ENSEMBLE%20EMPIRICAL%20MODE%20DECOMPOSITION%20A%20NOISE-ASSISTED%20DATA%20ANALYSIS%20METHOD.pdf), zuletzt geprüft am 08.02.2016.
- Wurpts, Andreas (2014): Modelltechnik im Küsteningenieurwesen. Vorlesungsskript. Ludwig-Franzius-Institut für Wasserbau, Ästuar- und Küsteningenieurwesen, Hannover.
- Yeh, Jia-Rong; Shie, Jiann-Shing; Huang, N. E. (2010): Complementary Ensemble Empirical Mode Decomposition. A novel noise enhanced data analysis method. In: *Advances in Adaptive Data Analysis* 2 (2), S. 135–156.
- Zanke, U. (2013): *Hydraulik für den Wasserbau*. 3. Aufl. 2013. Berlin, Heidelberg: Springer. Online verfügbar unter <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-05489-1>.



Hannover, den 25.07.2017

---

Prof. Dr.-Ing. habil. T. Schlurmann  
Projektleiter

---

Dipl.-Ing. M. Lieske  
Berichtsredaktion