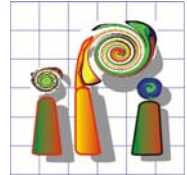




Institut für Strömungsmechanik
und Elektronisches Rechnen im Bauwesen
Universität Hannover



Institut für Photogrammetrie
und GeoInformation
Universität Hannover

WAVESCAN

Automatisierte Erfassung und Modellierung von Brandungszonen auf Basis digitaler Bildsequenzen

Abschlussbericht

Förderkennzeichen: 03KIS026

Projektleitung:

Prof. Dr.-Ing. Werner Zielke
Prof. Dr.-Ing. Christian Heipke

Projektbearbeitung:

Dipl.-Ing. Folke Santel
Dipl.-Ing. Stefan Schimmels

Hannover, Dezember 2004

Abschlussbericht

Zuwendungsempfänger: Universität Hannover - Institut für Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen ISEB - Institut für Photogrammetrie und GeoInformation IPI	Förderkennzeichen: 03KIS026
Vorhabenbezeichnung: WAVESCAN Automatisierte Erfassung und Modellierung von Brandungszonen auf Basis digitaler Bildsequenzen	
Laufzeit des Vorhabens: 01.02.2001 bis 30.04.2004	
Berichtszeitraum: 01.02.2002 bis 30.04.2004	

Projektleitung:

Prof. Dr.-Ing. Werner Zielke
Prof. Dr.-Ing. Christian Heipke

Projektbearbeitung:

Dipl.-Ing. Folke Santel
Dipl.-Ing. Stefan Schimmels

Hannover, Dezember 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Numerisches Wellenmodell	3
2.1	Grundlagen des Modells.....	3
2.1.1	Grundgleichungen	3
2.1.2	Dispersionsverhalten	4
2.1.3	Numerisches Verfahren.....	6
2.2	Randbedingungen.....	9
2.2.1	„Echte“ Randbedingungen	9
2.2.2	Spongelaye.....	10
2.2.3	Quellfunktion	11
2.2.4	Verifikation	19
2.3	Wellenbrechen.....	23
2.3.1	Allgemeines.....	23
2.3.2	Surface-Roller-Concept.....	26
2.3.3	Eddy-Viscosity-Concept	29
2.3.4	Verifikation	34
2.4	Wellenauflauf	41
2.4.1	Slot-Concept.....	41
2.4.2	Wet-Slope-Concept	43
2.4.3	Dry-Node-Concept	45
2.4.4	Verifikation	48
2.5	Validierung des Gesamtmodells.....	53
3	Photogrammetrische Komponente	58
3.1	Digitale Bildzuordnung.....	58
3.1.1	Korrelationskoeffizient.....	58
3.1.2	Bildzuordnung im Objektraum.....	60
3.2	Entwickelter Algorithmus	61
3.2.1	Punktweise Zuordnung.....	61
3.2.2	Flächenhafte Ausbreitung	66
3.2.3	Bildsequenzen	67

4	Messkampagnen Norderney	70
4.1	Punktuelle Wellenmessungen	71
4.2	Vermessung der Topographie	73
4.3	Photogrammetrische Datenerfassung	74
4.3.1	Aufnahmekonfiguration	74
4.3.2	Genauigkeitsabschätzung	75
4.3.3	Verwendete Hardware	77
4.3.4	Synchronisation	78
4.3.5	Aufnahme	79
5	Photogrammetrische Auswertung	81
5.1	Automatische, dynamische Ableitung der Wasseroberfläche	81
5.2	Vergleich zu manueller Auswertung	83
5.3	Vergleich zu Wellenmessdraht und Druck-Geschwindigkeits-Sonde	86
5.4	Abgeleitete Seegangparameter und Richtungsspektren	88
5.5	Bewertung	89
6	Simulationsrechnungen	92
6.1	Ansteuerung und Vergleich mit Pegelmessdaten	92
6.2	Ansteuerung und Vergleich mit photogrammetrischen Daten	100
7	Bewertung der entwickelten Methode	112
8	Zusammenfassung	113
9	Literatur	115
10	Anhang	120

1 Einleitung

Im Küstenschutz weicht der Neubau von Systemen aus Deckwerken und Buhnen zunehmend einer Kombination aus Strandaufspülungen und ingenieurb biologischen Maßnahmen, wie z.B. dem Dünenbau. Aus diesem Grund rückt verstärkt die Optimierung der Auffüllungen in den Mittelpunkt des Interesses. Durch gezieltes Einbringen möglichst kleiner Massen an speziell ausgewählten Positionen soll die Standzeit von Strandaufspülungen erhöht und damit die Zahl notwendiger und sehr kostenintensiver Wiederholungen reduziert werden.

Durch die numerische Modellierung der Prozesse in der Brandungszone wie dem Wellenbrechen, Wellenauflauf und Wellenüberlauf können langfristig Gebiete des Massenauf- und Massenabtrags bestimmt werden. Die Entwicklung numerischer Modelle ist in den letzten Jahren im Zusammenhang mit dem rasanten Fortschritt in der Computertechnologie weit vorangegangen. Dennoch ist es notwendig einige physikalische Prozesse zu parametrisieren, um sie im Modell berücksichtigen zu können. Zur Kalibrierung und Validierung solcher Ansätze sind Labor- und Naturmessdaten unabdingbar. Diese liegen aber zumeist nur als zeitlich aufgelöste Punktmessungen oder räumlich aufgelöste, zeitlich gemittelte Daten vor.

Ziel des Projekts ist daher zum einen die Erweiterung des am Institut für Strömungsmechanik entwickelten Boussinesq-Modells BOWAM2 zur Simulation der Prozesse in der Brandungszone. Dabei müssen Wellen über den gesamten spektralen Einsatzbereich des Modells am Rand eingesteuert werden können und die Prozesse des Wellenbrechens und Wellenaufbaus über Strategien simuliert werden. Zum anderen soll eine Methode zur flächendeckenden, dreidimensionalen und zeitlich kontinuierlichen Bestimmung der Wasseroberfläche in der Brandungszone entwickelt werden, um diese Strategien zu kalibrieren und validieren. Um die Kinematik der Wasseroberfläche ausreichend beschreiben zu können, sollte eine Genauigkeit im Subdezimeter und eine zeitliche Auflösung von ca. 10 Hz erreicht werden. Um statistische Auswertungen zu ermöglichen, muss das Aufnahmesystem in der Lage sein Daten einer Zeitdauer von bis zu 20 Minuten aufzuzeichnen.

Durch den Einsatz der Photogrammetrie kann die erforderliche hohe zeitliche und räumliche Auflösung erreicht werden (Strybny et al., 2001). Zur Bestimmung von Seegangsparemtern aus einzelnen Stereobildpaaren konnte die digitale Bildzuordnung bereits in der Vergangenheit erfolgreich eingesetzt werden (Redweik, 1993). Die Verwendung digitaler Aufnahmesysteme ermöglicht die kontinuierliche Aufnahme des Seegangs über ausreichend lange Zeit-

intervalle. Ferner ist die automatisierte zeit- und ortsdiskrete Bestimmung der Wasseroberfläche durch den Einsatz der digitalen Photogrammetrie realisierbar.

Die Datengrundlage für das Projekt wurde im Rahmen zweier Messkampagnen auf Norderney gesammelt. Das Untersuchungsgebiet war hierbei das Bühnenfeld D1/E1 am Nordstrand der Insel. Neben den photogrammetrischen Messungen wurden ebenfalls punktuelle Daten mit Bojen, Wellenmessdrähten und Druck-Geschwindigkeits-Sonden ermittelt, die für spätere Vergleiche herangezogen werden sollten. Da die Wassertiefe die Ergebnisse der numerischen Simulation erheblich beeinflusst, wurde während beider Messkampagnen mittels GPS gestützter terrestrischer Vermessung und Singlebeam Echolotpeilung die Topographie innerhalb des Bühnenfelds und in der näheren Umgebung vermessen.

Die folgenden Kapitel fassen die Ergebnisse des Projekts zusammen. Beginnend mit den Grundlagen wird in Kapitel 2 ein Einblick in das numerische Seegangmodell gegeben und die im Laufe des Projekts vorgenommenen Erweiterungen werden ausführlich erläutert. Die photogrammetrische Komponente wird in Kapitel 3 besprochen. Ausführlich wird die Kreuzkorrelation als ein Verfahren der digitalen Bildzuordnung beschrieben und im Detail auf den entwickelten Algorithmus zur Bestimmung von Wasseroberflächen aus Bildsequenzen eingegangen. In Kapitel 4 erfolgt eine Beschreibung der durchgeführten Messkampagnen auf Norderney. Es wird näher auf die unterschiedlich erfassten Daten eingegangen und die photogrammetrischen Planungsgrundlagen werden erläutert. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der photogrammetrischen Auswertung vorgestellt. Die automatisch bestimmte Wasseroberfläche wird mit einer manuellen Messung und den Seegangsmessungen eines Wellenmessdrahts und einer Druck-Geschwindigkeits-Sonde verglichen. Für weitere Untersuchungen werden zusätzlich Seegangparameter und Richtungsspektren aus den photogrammetrischen Daten abgeleitet. Kapitel 6 stellt die Ergebnisse von Simulationsrechnungen zu den Messkampagnen vor. Das numerische Modell wird einmal auf Basis punktueller Messdaten und einmal mit photogrammetrisch ermittelten Daten angesteuert. Eine Bewertung der entwickelten Methode folgt in Kapitel 7. Die abschließende Zusammenfassung in Kapitel 8 beinhaltet einen Ausblick auf weitere Entwicklungen und die Einsatzfähigkeit des photogrammetrischen Systems.

2 Numerisches Wellenmodell

Ein wesentliches Ziel des Projekts war die Weiterentwicklung des numerischen Seegangsmodells BOWAM2. Dieses Modell basiert auf tiefengemittelten Flachwassergleichungen mit Boussinesq-Termen, so dass Wellen konstanter Form berechnet werden können. Die Erweiterungen konzentrierten sich im Wesentlichen auf das Wellenbrechen, den Wellenauflauf und eine Verbesserung der nicht reflektierenden Randbedingung. Somit sollte es möglich sein, den Seegang an der Küste naturnah zu berechnen.

2.1 Grundlagen des Modells

2.1.1 Grundgleichungen

Die Grundlage des Modells bilden die von Schröter (1995) hergeleiteten dispersionsoptimierten Boussinesq-Gleichungen:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [(D + \eta) \mathbf{u}] \\ & + [(a_{11} + a^{(1)}) (\nabla D^2 \nabla) + a^{(2)} D (\nabla D \nabla)] \nabla \cdot (D \mathbf{u}) + a_{12} (\nabla D^3 \nabla) \nabla \cdot \mathbf{u} \\ & + [a^{(1)} (\nabla D^2 \nabla) + a^{(2)} D (\nabla D \nabla)] \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \end{aligned} \quad (2-1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + g \nabla \eta + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \\ & + [(b_{11} + b^{(1)}) D \nabla + b^{(2)} \nabla D] \nabla \cdot \left(D \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right) + b_{12} D^2 \nabla \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \\ & + g [b^{(1)} D \nabla + b^{(2)} \nabla D] (\nabla D \nabla) \eta = 0 \end{aligned} \quad (2-2)$$

wobei:

- H : Wasserspiegelauslenkung
- $\mathbf{U}$: Geschwindigkeit in x- und y-Richtung
- D : Wassertiefe
- G : Erdbeschleunigung

$a_{11}, a_{12}, b_{11}, b_{12},$
 $a^{(1)}, a^{(2)}, b^{(1)}, b^{(2)}$: Konstanten in Abhängigkeit der Formulierung

∇ : Horizontaler Nabla-Operator: $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$

Den Geschwindigkeiten kommt hierbei eine besondere Bedeutung zu. Im Gegensatz zu den Flachwassergleichungen oder den klassischen Boussinesq-Gleichungen von Peregrine (1967), stellen sie nicht tiefengemittelte Größen dar. Vielmehr repräsentieren sie entweder die Geschwindigkeit in einer bestimmten Wassertiefe oder sind als eine, zwischen Boden und einer bestimmten Wassertiefe, gemittelte Geschwindigkeit definiert. Die Wahl der Geschwindigkeit bestimmt die Konstanten a_{11} , a_{12} , b_{11} und b_{12} , die, wie später noch gezeigt wird, für die dispersiven Eigenschaften der Gleichungen verantwortlich sind. Die Optimierung der Dispersions-eigenschaften bestimmt weiterhin zwei der Konstanten $a^{(1)}$, $a^{(2)}$, $b^{(1)}$ und $b^{(2)}$, so dass die zwei verbleibenden Konstanten dazu verwendet werden können die nichtlinearen Eigenschaften der Gleichungen, die sich z.B. im Shoalingverhalten der Wellen widerspiegeln, zu optimieren. Für weitere Details sei auf Schröter (1995) verwiesen.

2.1.2 Dispersionsverhalten

Setzt man in die linearisierten Gleichungen (2-1) und (2-2) eine harmonische Lösung der Form $\eta = \eta_0 \cdot e^{i \cdot (kx - \omega t)}$ und $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \cdot e^{i \cdot (kx - \omega t)}$ ein, erhält man folgende Beziehung:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = gD \cdot \frac{(1 - (kD)^2 \cdot (a_1 + a)) \cdot (1 - (kD)^2 \cdot b)}{(1 - (kD)^2 \cdot (b_1 + b)) \cdot (1 - (kD)^2 \cdot a)} \quad (2-3)$$

mit

ω	: Kreisfrequenz		$a_1 = a_{11} + a_{12}$
K	: Wellenzahl		$b_1 = b_{11} + b_{12} = a_1 - \frac{1}{3}$
D	: Wassertiefe	und	$a = a^{(1)} + a^{(2)}$
G	: Erdbeschleunigung		$b = b^{(1)} + b^{(2)}$

Diese entspricht einer Näherung an die bekannte Dispersionsbeziehung nach linearer Wellentheorie.

$$\frac{\omega^2}{k^2} = gD \cdot \frac{\tanh(kD)}{kD} \quad (2-4)$$

Durch geeignete Wahl der Parameter a_1 , a und b erhält man Padé-Approximationen der linearen Dispersionsbeziehung. Somit erhält man mit

$$a_1 = 0, a = 0, b = 0 \Rightarrow \frac{\omega^2}{k^2} = gD \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{3}(kD)^2} \quad \text{eine (0,2)-Padé-Approximation,}$$

mit

$$a_1 = 0, a = 0, b = -\frac{1}{15} \Rightarrow \frac{\omega^2}{k^2} = gD \cdot \frac{1 + \frac{1}{15}(kD)^2}{1 + \frac{2}{5}(kD)^2} \quad \text{eine (2,2)-Padé-Approximation}$$

oder mit

$$a_1 = -\frac{\sqrt{805}}{630} + \frac{\sqrt{133}}{63} + \frac{1}{6}, a = -\frac{\sqrt{133}}{63} - \frac{2}{9}, b = \frac{\sqrt{805}}{630} - \frac{1}{18}$$

$$\Rightarrow \frac{\omega^2}{k^2} = gD \cdot \frac{1 + \frac{1}{9}(kD)^2 + \frac{1}{945}(kD)^4}{1 + \frac{4}{9}(kD)^2 + \frac{1}{63}(kD)^4} \quad \text{eine (4,4)-Padé-Approximation,}$$

die gleichzeitig die bestmögliche Näherung bei drei freien Parametern darstellt.

Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 2-1 ein Vergleich zwischen der linearen Dispersionsbeziehung und den aufgeführten Padé-Approximationen dargestellt. Die Kurven zeigen das Verhältnis der Wellengeschwindigkeit zur Geschwindigkeit im Flachwasser über dem Verhältnis von Wassertiefe zu Wellenlänge. Bis etwa $D/L = 1.0$ ($kD = 6.28$) sind die lineare Lösung und die (4,4)-Padé-Approximation annähernd identisch und bei einem Verhältnis von etwa $D/L = 1.5$ ($kD = 9.42$) beträgt die Abweichung erst 5 %. Die (2,2)-Approximation zeigt erste Abweichungen bei ungefähr $D/L = 0.3$ ($kD = 1.88$) und weist bereits bei ungefähr $D/L = 0.5$ ($kD = 3.14$) einen Fehler von 5 % auf. Für die (0,2)-Padé-Approximation liegen die Grenzen etwa bei $D/L = 0.15$ ($kD = 0.94$) bzw. $D/L = 0.25$ ($kD = 1.57$).

Festzustellen bleibt, dass es bei beginnenden Tiefwasserverhältnissen, also $D/L > 0.5$, nur mit der (4,4)-Padé-Approximation möglich ist realistische Wellengeschwindigkeiten zu erhalten. Interessant ist, dass die (2,2)- und die (4,4)-Padé-Approximationen mit zunehmendem Verhältnis D/L die Phasengeschwindigkeit der Welle überschätzen während die (0,2)-Approximation diese unterschätzt. Prinzipiell lassen sich, wie gezeigt, mit den Gleichungen (2-1) und (2-2) zwar etliche Boussinesq-Formulierungen realisieren, aufgrund der guten Dispersionseigenschaften wird im Folgenden aber immer der Parametersatz zur (4,4)-Padé-Approximation verwendet.

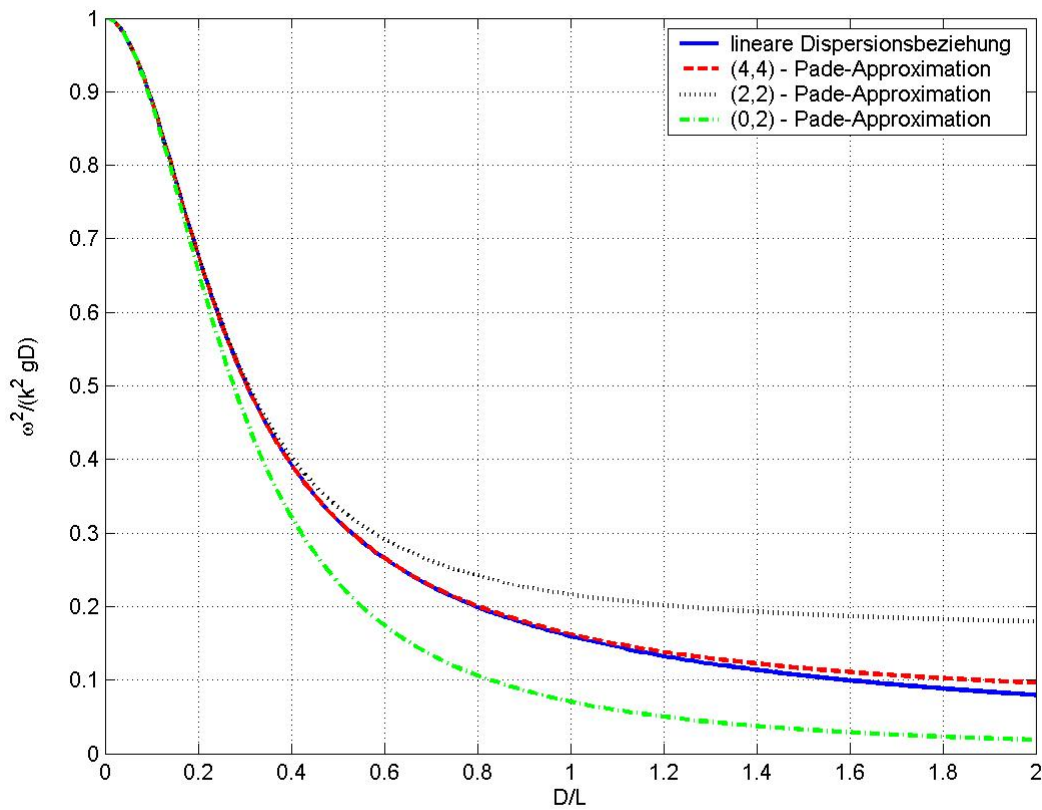


Abbildung 2-1: Vergleich unterschiedlicher Padé-Approximationen mit der linearen Dispersionsbeziehung.

2.1.3 Numerisches Verfahren

Zur numerischen Behandlung der Grundgleichungen (2-1) und (2-2) wird die Methode der Finiten-Differenzen verwendet. Dieses Verfahren findet aufgrund seiner einfachen Handhabung bei der Lösung der Boussinesq-Gleichungen sehr häufig Anwendung. Im vorliegenden Fall wird über das Untersuchungsgebiet ein rechtwinkliges, kartesisches Gitter mit konstanten Knotenabständen dx in x -Richtung und dy in y -Richtung gelegt und die Ortsableitungen mit zentralen Differenzen approximiert. Somit ergibt sich beispielsweise für die erste Ableitung in x -Richtung

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{w_{i+1,j} - w_{i-1,j}}{2dx} + O(dx^2) \quad (2-5)$$

Dabei steht w für eine der Größen η , u oder D , i und j bezeichnen den Knotenindex in x - bzw. y -Richtung und der letzte Term auf der rechten Seite repräsentiert alle Terme höherer Ordnung, die bei der Herleitung des Differenzenausdrucks vernachlässigt wurden. Er stellt somit ein Maß für den Fehler bzw. die Genauigkeit der Approximation dar.

Die Zeitableitung wird ebenfalls zentral diskretisiert, wobei der Entwicklungspunkt genau in der Mitte zwischen zwei Zeitebenen liegt. Dadurch ergibt sich auch für die Zeitableitung ein Abbruchfehler zweiter Ordnung:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{w^{n+1} - w^n}{dt} + O(dt^2) \quad (2-6)$$

wobei dt die Schrittweite in Zeitrichtung ist und der Index n die Zeitebene repräsentiert. Die Voraussetzung dafür, dass die Zeitdiskretisierung als zentrale Differenz mit einem Abbruchfehler zweiter Ordnung interpretiert werden kann, liegt darin, zu welchem Zeitpunkt alle weiteren Terme der Grundgleichungen ausgewertet werden. Wählt man hierfür die Zeitebene n , die als bekannt vorausgesetzt wird, ist die zeitliche Approximation nur erster Ordnung und man erhält ein explizit zu lösendes Gleichungssystem. Die gleiche Ordnung erhält man für den Zeitpunkt $n+1$, der dem unbekannten, zu bestimmenden Zustand entspricht, was somit zu einem implizit zu lösenden Gleichungssystem führt. Nur wenn alle Terme auf der Zeitebene $n + \frac{1}{2}$ mit $w^{n+\frac{1}{2}} = (w^{n+1} + w^n)/2$ ausgewertet werden, ist die Approximationsgüte der Zeitableitung von zweiter Ordnung genau und man erhält ebenfalls ein implizit zu lösendes Gleichungssystem.

Da für die ersten Ableitungen der Abbruchfehler zweiter Ordnung zum Teil ebenso groß werden kann wie die Boussinesq-Terme in den Gleichungen (2-1) und (2-2) selbst, ist diese Approximationsgüte der Diskretisierung also zu gering und muss verbessert werden. Hierfür kommt zunächst eine Vergrößerung des Differenzensterns auf mehr als drei Knoten in Orts- bzw. zwei Ebenen in Zeitrichtung in Frage. So ist z.B. die Diskretisierung der Form

$$\frac{\partial w}{\partial x} = \frac{-w_{i+2,j} + 8w_{i+1,j} - 8w_{i,j} + w_{i-1,j}}{12dx} + O(dx^4) \quad (2-7)$$

ebenfalls zentral und von vierter Ordnung genau. Hierdurch erhöht sich aber auch der Berechnungsaufwand und der Speicherbedarf bei der Lösung des Gleichungssystems, was unter Umständen nicht immer tolerierbar ist.

Eine Alternative hierzu bietet die Berücksichtigung der ersten Restglieder, die zu Orts- bzw. Zeitableitungen bis zur dritten Ordnung gehören. Durch Verwendung der linearisierten Flachwassergleichungen können, ohne die Approximationsordnung zu verringern, Orts- und Zeitableitungen vertauscht werden. Damit können auch die Restglieder mit dem einfachen

Differenzenstern diskretisiert werden und den Differenzenausdrücken niedriger Ordnung als Korrekturterme hinzuaddiert werden. Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt auf der Hand. Zum einen bleibt die Größe des Differenzensterns erhalten und somit der Berechnungs- und Speicheraufwand geringer und zum anderen erhält man somit ein konsistentes Verfahren bei dem alle auftretenden Ableitungen mit der erforderlichen Genauigkeit approximiert werden.

Die nichtlinearen Terme $\nabla(\eta \cdot \mathbf{u})$ und $\mathbf{u} \nabla \mathbf{u}$ führen zu einem nichtlinearen Gleichungssystem, das zur Lösung entsprechend linearisiert werden muss. Auch hierfür bieten sich zwei Alternativen an. Zum einen können die unbekannten Größen η und $\mathbf{u}$ auf der Zeitebene $n + \frac{1}{2}$ durch Verwendung einer Taylorreihenentwicklung explizit approximiert und als konstante Koeffizienten in die Gleichungen (2-1) und (2-2) eingesetzt werden. Zum anderen kann das nichtlineare Gleichungssystem mit Hilfe einer Picard-Iteration gelöst werden, indem für einen Teil der auf der unbekannten Zeitebene $n+1$ auszuwertenden Terme – in jedem Fall die nichtlinearen Terme – immer das Ergebnis des vorangegangenen Iterationsschritts eingesetzt wird, sie also als Konstanten in die rechte Seite des Gleichungssystems eingehen, das sich somit linearisiert. Die Anzahl der benötigten Iterationen bis zum Erreichen der endgültigen Lösung hängt davon ab, welcher Teil der Ausdrücke iteriert wird und welcher Teil die Systemmatrix bildet. Werden beispielsweise alle Terme bis auf die Zeitableitungen iteriert, erhält man ein explizites Verfahren, dass allerdings instabil ist. Die Iteration der nichtlinearen Terme und aller Terme mit Ortsableitungen dritter Ordnung konvergiert in etwa zwei bis vier Schritten und stellt damit auch die beste Möglichkeit dar. Gleichzeitig müssen somit die dritten Ortsableitungen nicht in gemischte Orts- und Zeitableitungen umgewandelt werden, um die Größe des Differenzensterns zu erhalten. Da die explizite Approximation der nichtlinearen Terme vergleichsweise rechenaufwendig ist, ist die Picard-Iteration nicht zuletzt aufgrund ihrer einfachen Implementierung in diesem Falle vorteilhafter.

Die oben beschriebene Diskretisierung unter Berücksichtigung von Korrekturtermen ist also von dritter Ordnung in Ort und Zeit genau und liefert für jeden Iterationsschritt ein lineares Gleichungssystem, das neben der bekannten Zeitebene n auch Größen des vorangegangenen Iterationsschritts auf der rechten Seite enthält. Die Systemmatrix hat Tridiagonalstruktur für jede Koordinatenrichtung, so dass das Gleichungssystem sehr einfach und effizient mit Hilfe eines ADI-Verfahrens und dem Thomas-Algorithmus zur Lösung tridiagonaler Gleichungssysteme gelöst werden kann. Nähere Einzelheiten zu den numerischen Verfahren geben die Arbeiten von Schaper (1985), Schröter (1991) und Schröter (1995).

2.2 Randbedingungen

2.2.1 „Echte“ Randbedingungen

Die ursprünglich in BOWAM2 implementierten Randbedingungen sind Randbedingungen im klassischen Sinne, da an den Randknoten die Grundgleichungen durch entsprechende, den Zustand am Rand beschreibende Gleichungen, ersetzt werden. Somit wird für einen voll reflektierenden Rand beispielsweise die Impulsgleichung senkrecht zum Rand durch die Bedingung $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$ ersetzt, wobei $\mathbf{n}$ der Normaleneinheitsvektor auf dem Rand ist.

Schwieriger gestaltet sich die Bedingung für einen nicht reflektierenden Rand. Hierbei wird auf eine Idee von Thompson (1987) zurückgegriffen, die auf den nichtlinearen Flachwassergleichungen, also auf den Gleichungen (2-1) und (2-2) ohne die Boussinesq-Terme, basiert. Die nicht reflektierende Randbedingung lautet:

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} \cdot \frac{c}{D} \cdot \eta = 0 \quad (2-8)$$

wobei $\mathbf{r}$ der Einheitsvektor der Wellenrichtung $(\cos(\theta), \sin(\theta))^T$, $\mathbf{n}$ der Normaleneinheitsvektor auf dem Rand und c die Wellengeschwindigkeit sind. Der Wellenrichtungsvektor ergibt sich einfach aus den Geschwindigkeiten:

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|} \quad (2-9)$$

Mit einem Reflektionskoeffizienten s ($0 \leq s \leq 1$) lässt sich auch eine teilweise Reflektion erreichen:

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} - (1 - s) \cdot \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} \cdot \frac{c}{D} \cdot \eta = 0 \quad (2-10)$$

Dabei ergibt sich eine Totalreflektion ($\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$) für $s = 1$ und keine Reflektion (Gleichung (2-8)) für $s = 0$. Werte dazwischen wirken teilreflektierend, um z.B. eine Böschung zu simulieren.

Die Einsteuerung von Wellen lässt sich ebenfalls über Bedingung (2-10) realisieren, indem dieselbe Bedingung für die einlaufende Welle auf der rechten Seite angesetzt wird:

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} - (1-s) \cdot \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} \cdot \frac{c}{D} \cdot \eta = \mathbf{u}_{ein} \cdot \mathbf{n} - (1-s) \cdot \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} \cdot \frac{c}{D} \cdot \eta_{ein} \quad (2-11)$$

Für einen offenen Rand, an dem keine Wellen eingesteuert und keine Wellen reflektiert werden sollen, sind also $s = 0$ und $\mathbf{u}_{ein} \cdot \mathbf{n} = \eta_{ein} = 0$ zu setzen. Ebenso ist es möglich eine Wellenmaschine zu simulieren, bei der den Wasserpartikeln durch das Wellenblatt eine Geschwindigkeit induziert wird. Die entsprechende Randbedingung lässt sich einfach mit $s = 1$ und $\eta_{ein} = 0$ realisieren.

Mit Gleichung (2-11) lassen sich also unterschiedliche Randbedingungen berücksichtigen. Bei der nicht- oder teilreflektierenden Randbedingung besteht jedoch die Schwierigkeit in der Bestimmung der Wellengeschwindigkeit. Im Flachwasser ist diese mit $c_0 = \sqrt{g(D + \eta)}$ nicht von der Wellenlänge, sondern nur von der totalen Wassertiefe $(D + \eta)$ abhängig und einfach zu bestimmen. Daher funktioniert die Randbedingung für diese Verhältnisse, für die sie ja auch hergeleitet wurde, einwandfrei. Die Phasengeschwindigkeit von kürzeren Wellen, die also nicht mehr dem Flachwasserbereich zugeordnet werden können, hängt von deren Wellenlänge ab. Um diesem Aspekt in den Randbedingungen Rechnung zu tragen, wird die Flachwasserwellengeschwindigkeit mit einem Faktor in Abhängigkeit der Größe kD bzw. D/L multipliziert – siehe z.B. Prüser (1991), Schröter (1991), Schröter (1995)¹. Nach wie vor besteht dabei aber das Problem, insbesondere bei irregulären Wellen, die richtige Wellenzahl zu bestimmen. Weiterhin führt diese Vorgehensweise zwar zu einer Verbesserung im beginnenden Flachwasserbereich ($D/L > 0.05$), mit zunehmendem kD bzw. D/L entstehen aber immer mehr Reflektionen und es lassen sich deshalb auch keine Wellen mehr einsteuern. Daher wird diese Randbedingung noch vor Beginn des Tiefwasserbereichs ($D/L > 0.5$), für den die Grundgleichungen noch sehr gute Ergebnisse liefern, unbrauchbar.

2.2.2 Spongelaye

Offene Ränder können sehr einfach über Spongelaye realisiert werden. Hierbei wird das Berechnungsgebiet um eine Randzone erweitert, in der die Wasserspiegelauslenkung und die Geschwindigkeiten auf Null gedämpft werden. Ein Nachteil dieser Methode ist sicher die Erweiterung des Berechnungsgebietes und somit eine größere Anzahl an Knoten und entsprechend längere Rechenzeiten. Dieser Nachteil wird aber dadurch aufgewogen, dass mit dieser

¹ Für weitere Details sei im Übrigen auch auf diese Arbeiten verwiesen.

Methode eine nicht reflektierende Randbedingung für beliebige Wellenlängen erreicht werden kann, was das Einsatzgebiet des Modells im Vergleich zu der oben beschriebenen nicht reflektierenden Randbedingung erheblich erweitert.

Die Dämpfung der Wellen erfolgt auf die einfachste Art und Weise, indem die tatsächlichen Zustandsgrößen mit einer Funktion multipliziert werden, die von eins am Beginn des Spongelayers zum Rand hin auf Null abnimmt. Hierzu eignet sich zum Beispiel eine Sinusfunktion, so dass sich innerhalb der Spongelayers folgende Gleichungen ergeben:

$$\begin{aligned} w(x, y) &= \cos\left(\frac{|x - x_b|}{|x_b - x_e|} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \cdot w(x, y) && \text{am linken und rechten Rand} \\ w(x, y) &= \cos\left(\frac{|y - y_b|}{|y_b - y_e|} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \cdot w(x, y) && \text{am oberen und unteren Rand} \end{aligned} \quad (2-12)$$

wobei $w(x, y)$ jeweils für die Größen η bzw. $\mathbf{u}$ steht und x_b, y_b die Koordinaten am Beginn des jeweiligen Spongelayers und x_e, y_e die Koordinaten des jeweiligen Randes repräsentieren.

Die Größe der Dämpfungszone sollte aus Sicht des Speicherbedarfs und der Rechenzeit möglichst gering sein, ohne dabei Wellen zu reflektieren. In der Literatur findet man Angaben von etwa dem ein- bis anderthalbfachen einer typischen Wellenlänge. Eigene Versuche mit der oben aufgeführten Dämpfungszone haben aber gezeigt, dass mit diesem Modell bereits sehr viel geringere Breiten ausreichen ohne dass Reflektionen auftreten. Dieser positive Effekt wertet die Verwendung von Spongelayern abermals auf.

2.2.3 Quellfunktion

Werden Spongelayers als offene Randbedingung verwendet, können zwangsläufig über den Rand keine Wellen mehr in das Gebiet eingesteuert werden. Da die Wellenerzeugung direkt am Rand, wie oben gezeigt, auf den Flachwasser- und Übergangsbereich beschränkt ist, muss aber ohnehin nach einer Alternative gesucht werden. Es bietet sich an, die Wellen innerhalb des Berechnungsgebietes, also vor den Spongelayern, zu erzeugen. Dabei wird in der Massen- oder Impulsbilanz (Gleichung (2-1) bzw. (2-2)) ein Quellterm angesetzt, der die entsprechende Masse oder den entsprechenden Impuls einer Welle dem System hinzufügt (Wellenberg) bzw. entzieht (Wellental). Die Wellen breiten sich dann in Richtung der Ränder aus, wo sie von den Spongelayern gedämpft werden.

Die Idee, eine Quellfunktion in einem Boussinesq-Modell zu verwenden, geht auf Larsen und Dancy (1983) zurück. Basierend auf den Boussinesq-Gleichungen von Peregrine (1967) fügten sie dem System eine Masse entlang einer Linie hinzu, was in ihrem Modell mit versetztem Gitter sehr gut funktionierte. In einem nichtversetzten Gitter hingegen entstehen dabei ungewollte Oszillationen, so dass Wei et al. (1999) einen anderen Weg einschlugen. In ihrem voll nichtlinearen Modell mit (2,2)-Padé-Approximation für die Dispersionsbeziehung verteilen sie die Quellfunktion in einem bestimmten Bereich um die Quelle herum, wobei die Verteilungsfunktion als gaußförmig definiert wird.

Im Folgenden wird die Vorgehensweise von Wei et al. (1999) adaptiert und auf die BOWAM2 zugrunde liegenden Gleichungen (2-1) und (2-2) angewandt. Dabei wird nur eine Massenquelle berücksichtigt. Die Herleitung für eine Impulsquelle ist analog und kann bei Wei et al. (1999) nachvollzogen werden. Abbildung 2-2 skizziert die Wellengenerierung über eine Quellfunktion innerhalb des entlang der y -Achse orientierten, grau schraffierten Bereichs. Dabei wird davon ausgegangen, dass die vorherrschende Wellenfortschrittsrichtung entlang der x -Achse liegt. θ ist der Winkel zwischen der x -Achse und der Fortschrittsrichtung einer einzelnen Welle und die Breite des Bereichs, in dem die Quellfunktion gaußförmig verteilt ist, wird mit W definiert.

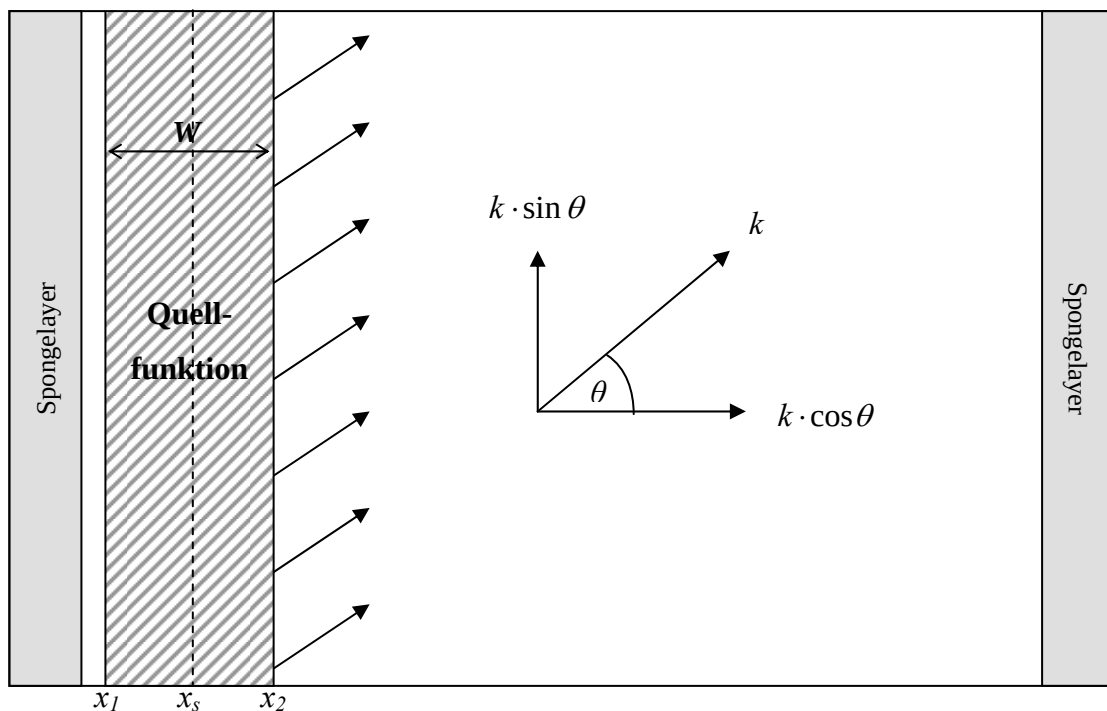


Abbildung 2-2: Definition einer Quellfunktion im Berechnungsgebiet.

Gesucht wird ein analytischer Zusammenhang zwischen den charakteristischen Größen einer einzusteuern Welle, wie Amplitude, Frequenz und Richtung, und der Amplitude der Quellfunktion. Den Ausgangspunkt hierfür bilden die linearisierten Gleichungen (2-1) und (2-2) unter der Annahme einer konstanten Wassertiefe. Zunächst wird ein Geschwindigkeitspotential ϕ mit $\nabla\phi = \mathbf{u}$ eingeführt und die Impulserhaltung integriert. Die Grundgleichungen lauten somit:

$$\eta_t + D\nabla^2\phi + (a_1 + a)D^3\nabla^2\nabla^2\phi + aD^2\eta_t = 0 \quad (2-14)$$

$$\phi_t + g\eta + (b_1 + b)D^2\nabla\phi + b g D^2\nabla^2\eta = 0 \quad (2-15)$$

wobei ∇ der horizontale Nabla-Operator ist, der Index t für die Zeitableitung steht und die Konstanten a_1 , b_1 , a und b wie in Gleichung (2-3) definiert sind.

Durch Einsetzen einer harmonischen Lösung $\eta = \eta_0 \cdot e^{i \cdot (kx - \omega t)}$ und $\phi = \phi_0 \cdot e^{i \cdot (kx - \omega t)}$ erhält man die bekannte Dispersionsbeziehung (2-3) und eine Beziehung zwischen der Amplitude des Geschwindigkeitspotentials ϕ_0 und der Wellenamplitude η_0 :

$$\eta_0 = \frac{i\omega}{g} \cdot \frac{(b_1 + b)D^2k^2 - 1}{1 - gD^2k^2} \cdot \phi_0 \quad (2-16)$$

Im ersten Schritt wird eine Quellfunktion in die Massenbilanz eingeführt und die beiden Gleichungen (2-14) und (2-15) zu einer Gleichung zusammengefasst. Hierzu wird Gleichung (2-15) nach t abgeleitet, Gleichung (2-14) mit g multipliziert, und von (2-15) subtrahiert. Anschließend wird η durch $\eta = \eta_0/\phi_0 \cdot \phi$ substituiert und es folgt:

$$\phi_{tt} - gD\nabla^2\phi + (b_1 + b)D^2\nabla^2\phi_{tt} - (a_1 + a)gD^3\nabla^2\nabla^2\phi + (b - a)gD^2\frac{\eta_0}{\phi_0}\nabla^2\phi_t = -g \cdot f(x, y, t) \quad (2-17)$$

Unter der Annahme, dass sich das Geschwindigkeitspotential und die Quellfunktion über y und t fouriertransformieren lassen, können sie wie folgt geschrieben werden:

$$\phi(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\phi}(x, \lambda, \omega) e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \quad (2-18)$$

$$f(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(x, \lambda, \omega) e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \quad (2-19)$$

wobei $\lambda = k \cdot \sin(\theta)$ die Wellenzahl in y-Richtung und ω die Kreisfrequenz der Welle darstellen.

Einsetzen der Gleichungen (2-18) und (2-19) in (2-17) liefert eine gewöhnliche Differentialgleichung 4. Ordnung:

$$A\hat{\phi}^{(4)} + B\hat{\phi}^{(2)} + C\hat{\phi} = g\hat{f} \quad (2-20)$$

wobei die Zahlen in Klammern die Ordnung der Ableitung angeben und

$$A = (a_1 + a)gD^3$$

$$B = gD + (b_1 + b)D^2\omega^2 - 2(a_1 + a)gD^3\lambda^2 + (b - a)gD^2 \frac{\eta_0}{\phi_0} i\omega \quad (2-21)$$

$$C = \omega^2 - gD\lambda^2 - (b_1 + b)D^2\omega^2\lambda^2 + (a_1 + a)gD^3\lambda^4 - (b - a)gD^2 \frac{\eta_0}{\phi_0} i\omega\lambda^2$$

Die homogene Lösung der Gleichung (2-20) ist harmonisch und lautet:

$$\hat{\phi}_h(x) = e^{\pm ilx} \quad (2-22)$$

wobei $l = k \cdot \cos(\theta) = \sqrt{k^2 - \lambda^2}$ die Wellenzahl in x-Richtung ist.

Die partikuläre Lösung erhält man über den Ansatz einer Green'schen Funktion $G(x, x')$, die der Gleichung

$$AG^{(4)} + BG^{(2)} + CG = \delta(x - x') \quad (2-23)$$

genügt, wobei $\delta(x - x')$ die Dirac'sche Deltafunktion ist. Unter der Annahme, dass sich die Wellen von der Quelle wegbewegen, gelten die folgenden Randbedingungen:

$$G^{(n)} \rightarrow \pm (il)^n G, \quad \hat{\phi}^{(n)} \rightarrow \pm (il)^n \hat{\phi}; \quad x \rightarrow \pm \infty \quad (2-24)$$

Für die Green'sche Funktion wird eine Lösung in Form der homogenen Lösung für $\hat{\phi}$ angenommen, die die Randbedingungen (2-24) erfüllt und kontinuierlich an der Stelle $x = x'$ ist:

$$G(x, x') = \begin{cases} a \cdot e^{il(x-x')} & \text{für } x > x' \\ a \cdot e^{il(x'-x)} & \text{für } x < x' \end{cases} \quad (2-25)$$

Einsetzen von (2-25) in (2-23), ergibt das folgende Polynom:

$$Al^4 + Bl^2 + Cl = 0 \quad (2-26)$$

das zwei Nullstellen besitzt:

$$l_1 = \sqrt{\frac{B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}} \quad (2-27)$$

$$l_2 = \sqrt{\frac{B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}} \quad (2-28)$$

wobei $l_1 = l = k \cos \theta$ eine reelle Nullstelle ist, die der Wellenzahl in x -Richtung entspricht und l_2 eine imaginäre Nullstelle darstellt.

Somit kann die Green'sche Funktion wie folgt angenommen werden:

$$G(x, x') = \begin{cases} a \cdot e^{il_1(x-x')} + b \cdot e^{il_2(x-x')} & \text{für } x > x' \\ a \cdot e^{il_1(x'-x)} + b \cdot e^{il_2(x'-x)} & \text{für } x < x' \end{cases} \quad (2-29)$$

was ebenfalls die Randbedingungen (2-24) erfüllt und kontinuierlich an der Stelle $x = x'$ ist.

Die Integration von Gleichung (2-23) über $x = x' + 0$ bis $x = x' - 0$ und die weitere Annahme, dass $G^{(1)}$, $G^{(2)}$ kontinuierlich an der Stelle $x = x'$ sind, liefert die folgenden Bedingungen:

$$\begin{aligned}
G\Big|_{x'=-0}^{x'=+0} &= 0 \\
G^{(1)}\Big|_{x'=-0}^{x'=+0} &= 0 \\
G^{(2)}\Big|_{x'=-0}^{x'=+0} &= 0 \\
G^{(3)}\Big|_{x'=-0}^{x'=+0} &= \frac{1}{A}
\end{aligned} \tag{2-30}$$

Einsetzen von (2-29) in (2-30) und auflösen liefert:

$$a = \frac{i}{2Al_1(l_1^2 - l_2^2)} \tag{2-31}$$

Womit man durch die Definition von l_1 und l_2 und unter Verwendung der linearen Dispersionsbeziehung (2-3) schließlich

$$a = \frac{ik}{2(\omega^2 - (a_1 + a)gk^4 D^3) \cdot \cos \theta} \tag{2-32}$$

erhält. Da die zu b gehörigen Terme von der imaginären Nullstelle l_2 abhängen, klingen sie mit zunehmendem $|x - x'|$ immer weiter ab und können vernachlässigt werden. Eine Auswertung von b ist somit überflüssig.

Die gesuchte Lösung für $\hat{\phi}$ ergibt sich durch Multiplikation von Gleichung (2-23) mit $\hat{\phi}(x')$ und Integration über x' von $-\infty$ bis $+\infty$. Man erhält:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\phi}(x') [AG^{(4)}(x, x') + BG^{(2)}(x, x') + CG(x, x')] dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\phi}(x') \delta(x - x') dx' \tag{2-33}$$

Die partielle Integration unter Verwendung der Randbedingungen (2-24) und der Definition der Deltafunktion liefert

$$\hat{\phi}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, x') g \hat{f}(x') dx' = \int_{-\infty}^x G_-(x, x') g \hat{f}(x') dx' + \int_x^{+\infty} G_+(x, x') g \hat{f}(x') dx' \tag{2-34}$$

Die Quellfunktion $\hat{f}$ kann vom Prinzip her jede beliebige Form haben. Wie bereits gesagt wird hier, dem Beispiel von Wei et al. (1999) folgend, eine Gaußfunktion angesetzt:

$$\hat{f}(x) = A_q \cdot e^{-\beta(x-x_s)} \quad (2-35)$$

Hierbei ist A_q die noch zu bestimmende Amplitude, x_s die Koordinate des Mittelpunkts und β ein Parameter für die Breite der Quellfunktion. Alle diese Größen werden später noch genauer erläutert.

Für genügend große x kann der zweite Term vernachlässigt werden und man bekommt:

$$\hat{\phi}(x) = \int_{-\infty}^x G_-(x, x') g \hat{f}(x') dx' = g A_q [a I_1 e^{i l_1 x} + b I_2 e^{i l_2 x}] \quad (2-36)$$

Da l_2 , wie bereits erwähnt, eine imaginäre Zahl ist, verschwindet der letzte Term für genügend große x und kann daher vernachlässigt werden. Das Geschwindigkeitspotential ist somit

$$\hat{\phi}(x) = g A_q a I_1 \cdot e^{i l x} = \phi_0 \cdot e^{i l x} \quad (2-37)$$

mit

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\beta x'^2} e^{-i l x'} dx' = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} e^{\frac{l^2}{4\beta}} \quad (2-38)$$

Mit Gleichungen (2-37) und (2-32) sowie Beziehung (2-16) erhält man schließlich den gesuchten Ausdruck für die Amplitude der Quellfunktion:

$$A_q = \frac{2\eta_0(1 - b k^2 D^2)(\omega^2 - (a_1 + a)g k^4 D^3) \cdot \cos \theta}{\omega I_1 k (1 - (b_1 + b)k^2 D^2)} \quad (2-39)$$

Für vorgegebene Amplitude η_0 , Frequenz ω und Richtung θ einer einzusteuernenden Welle kann somit die Amplitude der Quellfunktion in Abhängigkeit von der Wassertiefe A_q und der Wellenzahl k , die durch die Dispersionsbeziehung (2-3) festgeschrieben ist, berechnet werden. Dabei wird die Verteilung der Quellfunktion in x -Richtung – in diesem Falle gaußförmig – über das Integral I_1 berücksichtigt.

Die Verteilungsfunktion ist in Gleichung (2-35) gegeben und ist abhängig vom Parameter β mit dem die Breite W der Quellfunktion gesteuert wird. Es ist anzustreben die Breite der Quellfunktion möglichst gering zu halten, da die Wellen innerhalb dieses Bereichs nicht dieselben sind, wie die anzusteuernenden Wellen, die in das Gebiet hineinwandern. Gleichzeitig

darf der Definitionsbereich der Quellfunktion aber auch nicht zu schmal sein, da ansonsten die Wellengenerierung aus numerischen Gründen instabil wird. Ein Wert von 5 für den Parameter β wird dieser Anforderung am besten gerecht.

Der Bereich der Quellfunktion ist über den Anfangs- und Endpunkt x_1 und x_2 definiert und der Mittelpunkt sei bei x_s (vgl. Abbildung 2-2). Somit ist die Breite der Quellfunktion

$$W = |x_2 - x_1| \quad (2-40)$$

wobei x_1 und x_2 die Nullstellen der Gleichung

$$e^{-\beta(x-x_s)^2} = e^{-5} = 0.0067 \quad (2-41)$$

sind, womit sich aus Gleichung (2-40) und (2-41) also

$$W = 2\sqrt{5/\beta} \quad (2-42)$$

ergibt.

Die Breite der Quellfunktion sollte in Abhängigkeit von der Wellenlänge definiert werden, da kurze Wellen innerhalb eines schmalen Bereichs definiert werden können als lange Wellen. Dieser Zusammenhang kann beispielsweise wie folgt berücksichtigt werden:

$$W = \delta \cdot \frac{L}{2} \quad (2-43)$$

womit sich β zu

$$\beta = \frac{80}{\delta^2 L^2} \quad (2-44)$$

ergibt. Die Größenordnung des Parameters δ liegt im Bereich zwischen 0.3 und 0.5, was einer Breite der Quellfunktion von etwa dem 0.15 bis 0.25-fachen der Wellenlänge entspricht. Bei irregulären Wellen wählen Wei et al. (1999) eine konstante Breite der Quellfunktion in Abhängigkeit einer typischen Wellenlänge, die z.B. zur Peakfrequenz des Spektrums gehört. Im vorliegenden Modell hingegen wird der Parameter δ konstant gehalten, und die Breite der Quellfunktion ist somit für jede einzelne Komponente des Spektrums unterschiedlich.

Der zur Massenbilanz (2-1) hinzu zu addierende Quellterm lautet also:

$$f(x, y, t) = \frac{1}{4\pi^2} \iint A_q(\lambda, \omega) \cdot e^{-\beta(\omega) \cdot (x-x_s)^2} \cdot e^{i(\lambda y - \omega t)} d\lambda d\omega \quad (2-45)$$

der sich auch in diskreter Form mit N Komponenten im Frequenzbereich und M Komponenten in der Wellenrichtung darstellen lässt:

$$f(x, y, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M A_{q_{i,j}} \cdot e^{-\beta_i(x-x_s)^2} \cdot \cos(k_i \cos(\theta_j)y - \omega_i t + \varphi_{i,j}) \quad (2-46)$$

wobei φ ($0 \leq \varphi \leq 1$) die Phasenverschiebung jeder einzelnen Wellenkomponente ist und A_q sich aus Gleichung (2-39) ergibt. Diese Form ist auch im numerischen Modell implementiert, so dass sich der Quellterm für irregulären Seegang oder nichtlineare Wellen durch die Superponierung der einzelnen linearen Komponenten ergibt.

2.2.4 Verifikation

Im Folgenden soll anhand zweier Beispiele die Generierung von Wellen mit einer Quellfunktion verifiziert werden. Das Berechnungsgebiet ist hierbei der in Abbildung 2-3 skizzierte Kanal mit einer Länge von $L = 50.00$ m und einer konstanten Wassertiefe von $D = 1.00$ m.

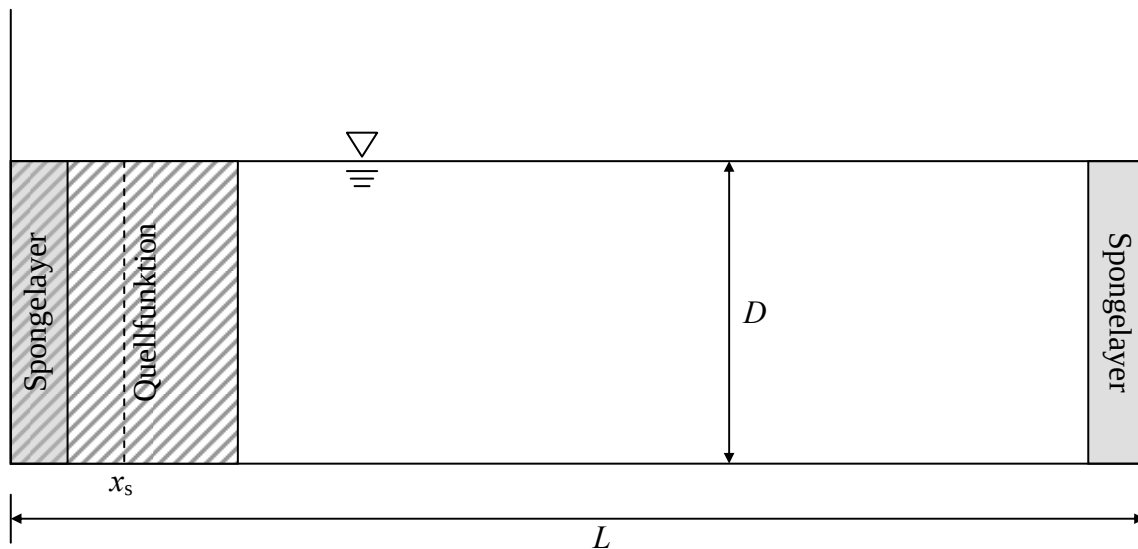


Abbildung 2-3: Skizze des numerischen Wellenkanals zur Verifikation der Quellfunktion.

Auf den ersten und letzten 2.50 m des Kanals sind Spongelay angeordnet, die die auslaufenden Wellen ohne Reflektionen dämpfen. Der Mittelpunkt der Quellfunktion liegt bei $x_s = 5.00$ m, wobei die Breite der Quellfunktion jeweils ein Viertel der eingesteuerten Welle beträgt ($\delta = 0.50$). Der Kanal ist über seine Länge mit 1001 Knoten diskretisiert, was einem

Knotenabstand von $dx = 0.05$ m entspricht. Der Zeitschritt beträgt $dt = 0.01$ s und wird ebenso wie die Ortsdiskretisierung über alle Versuche konstant gehalten.

Zunächst soll anhand der linearisierten Boussinesq-Gleichungen gezeigt werden, dass es mit der Quellfunktion möglich ist, Wellen über den gesamten Anwendungsbereich der Gleichungen ($D/L < 1.50$) zu generieren. Hierzu sind in Abbildung 2-4 entlang eines Längsschnitts durch den Kanal fünf Momentaufnahmen der Wasserspiegelauslenkung verschiedener Wellen dargestellt. Jede Welle hat eine Höhe von 10.0 cm bei unterschiedlichen relativen Wassertiefen von $D/L = 1.5, 1.0, 0.5, 0.2$ und 0.05 .

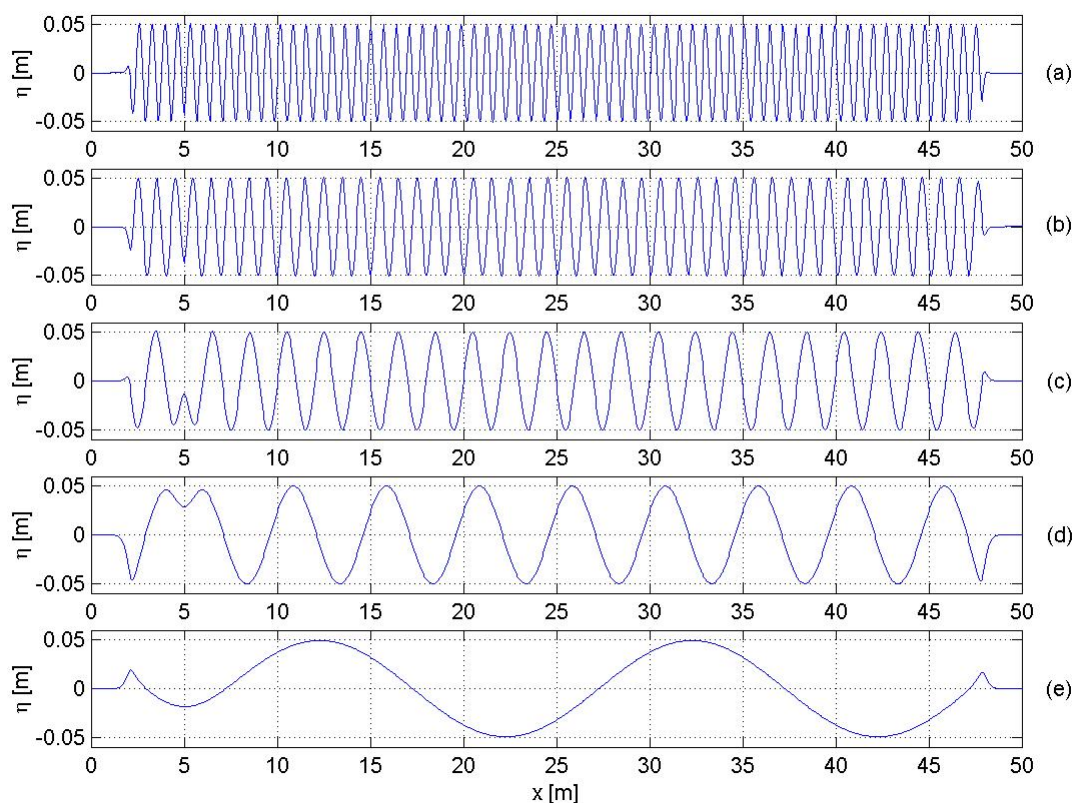


Abbildung 2-4: Längsschnitt durch den Kanal. Wasserspiegelauslenkungen für relative Wassertiefen D/L von (a) 1.5, (b) 1.0, (c) 0.5, (d) 0.2 und (e) 0.05.

Da die linearisierten Gleichungen verwendet wurden, sind die Wellen ebenfalls linear, was sich durch die horizontale Symmetrie zwischen Berg und Tal ausdrückt. Bei der gewünschten Wellenhöhe von 10.0 cm sollten alle Wellen also eine Amplitude von 5.0 cm aufweisen und symmetrisch zum Ruhewasserspiegel sein, was in Abbildung 2-4 auch für alle Frequenzen bestätigt wird. Ferner sieht man wie die Wellen am linken und rechten Rand durch die Spongelayern gedämpft werden, ohne dass dabei Reflektionen entstehen, die ansonsten im

Innengebiet durch unterschiedliche Wellenhöhen erkennbar wären. Dieser Test demonstriert somit auch, insbesondere am Beispiel (e), dass die Spongelayern bereits mit sehr viel geringeren Breiten als eine Wellenlänge durchaus reflektionsfrei arbeiten. Da bis auf die Frequenz alle Parameter in diesem Beispiel konstant gehalten wurden, zeigen die Ergebnisse, dass es also auch möglich ist, irregulären Seegang, mit unterschiedlichen Frequenzen und Richtungen, mit Hilfe der Quellfunktion zu generieren. Dies ist, wie bereits erwähnt, mit den klassischen Randbedingungen nicht über das gesamte Spektrum, sondern nur im niederfrequenten Bereich möglich.

Die Beziehung zwischen der Quellfunktionsamplitude und den charakteristischen Größen der einzusteuern Welle wurde auf Grundlage der linearisierten Boussinesq-Gleichungen hergeleitet und funktioniert hierfür, wie im vorangegangenen Beispiel gezeigt, auch tadellos. Dieses Beispiel zeigt auch, dass es möglich ist, mehrere Wellen unterschiedlicher Frequenz zu generieren, was nun für die Erzeugung nichtlinearer Wellen ausgenutzt werden soll. Wie die diskrete Form des Quellterms (Gleichung (2-46)) zeigt, ergibt sich die Quellfunktion aus einer Überlagerung unterschiedlicher linearer Wellen. Wird eine nichtlineare Welle mittels Fouriertransformation in den Frequenzbereich überführt, erhält man mehrere lineare Komponenten, die zueinander gebunden sind. Abbildung 2-5 verdeutlicht dies am Beispiel einer Welle mit einer Höhe von $H = 10$ cm, einer Frequenz von $f = 0.20$ Hz bei einer Wassertiefe von $D = 1.00$ m. Im oberen Teil der Abbildung ist die Wasserspiegelauslenkung über die Zeit dargestellt. Die Nichtlinearität ist gut erkennbar durch den steilen Wellenberg und das flache Wellental, die zu einer horizontalen Asymmetrie um den Ruhewasserspiegel führen. Im Frequenzbereich zeigen sich die Nichtlinearitäten durch das Auftreten mehrerer Frequenzkomponenten, wie dem unteren Teil der Abbildung 2-5 entnommen werden kann. Neben der fundamentalen Frequenz von $f = 0.20$ Hz treten auch Superharmonische mit einem vielfachen der fundamentalen Frequenz auf: $f_1 = 0.40$ Hz, $f_2 = 0.60$ Hz usw.. Die zugehörigen Wellen gehorchen nicht einer eigenen Dispersionsbeziehung, sondern sind an die Geschwindigkeit der fundamentalen Frequenz gebunden. Dadurch entsteht beim Fortschreiten eine stabile Form der Wasserspiegelauslenkung, die unter Verwendung der nichtlinearen Boussinesq-Gleichungen reproduziert werden sollte.

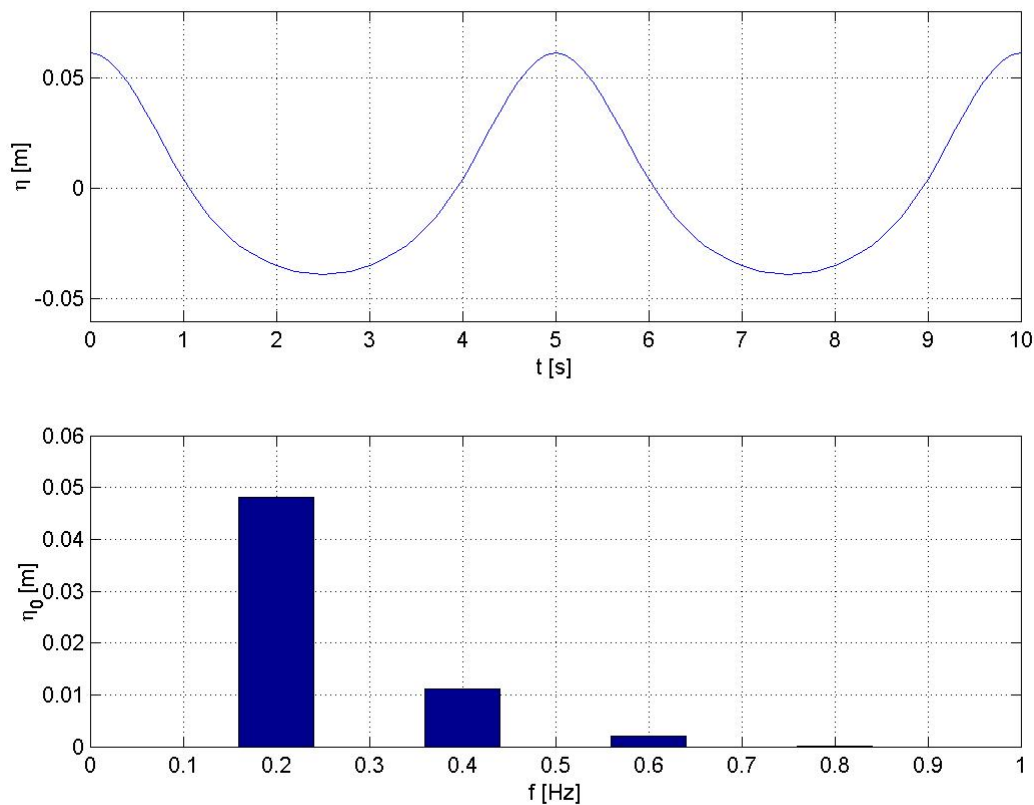


Abbildung 2-5: Nichtlineare Welle mit $H = 10.0$ cm, $f = 0.20$ Hz und $D = 1.00$ m.

Um die Generierung nichtlinearer Wellen mit der Quellfunktion zu testen, wird die oben beschriebene Welle mit $H = 10.0$ cm, $f = 0.20$ Hz und $D = 1.00$ m in einem Kanal mit $L = 200.00$ m Länge eingesteuert, wobei die räumliche Auflösung $dx = 0.25$ m und die zeitliche Auflösung $dt = 0.05$ s beträgt. Die Quellfunktion setzt sich aus den drei, im unteren Teil der Abbildung 2-5 dargestellten, linearen Wellen zusammen. Höhere Frequenzen werden aufgrund ihrer sehr geringen Amplituden nicht berücksichtigt. Der Mittelpunkt der Quellfunktion liegt bei $x_s = 15.00$ m und die Wellen werden am Anfang und Ende des Kanals über 10.00 m breite Spongelayern reflektionsfrei gedämpft.

Abbildung 2-6 zeigt vier Momentaufnahmen zu den Zeitpunkten $t/T = 2$, $t/T = 6$, $t/T = 10$ und $t/T = 20$ entlang eines Längsschnitts durch den Kanal. Gut zu erkennen ist, wie dem monochromatischen Wellenzug eine etwas längere Welle mit gleicher Frequenz aber entsprechend höherer Geschwindigkeit voraneilt. Dieser durch den plötzlichen Energieeintrag in das ruhende Wasser entstehende Effekt kann auch in Laborkanälen beobachtet werden und deutet auf die physikalisch korrekte Reproduktion der Wellen im numerischen Modell hin. Daher werden auch die eigentlich als freie, lineare Wellen eingesteuerten Superharmonischen über

die nichtlinearen Boussinesq-Gleichungen an die fundamentale Frequenz gebunden und die fortschreitende Welle hat dieselbe stabile Form, wie in Abbildung 2-5 oben. Aber nicht nur die Form, sondern auch die Asymmetrie wird sehr genau nachgebildet, so dass, wie erwartet, der Wellenberg 6.0 cm über und das Wellental 4.0 cm unter dem Ruhewasserspiegel liegen. Es ist also, trotz des linearen Ursprungs der Quellfunktion möglich, nichtlineare Wellen mit dieser Methode zu generieren.

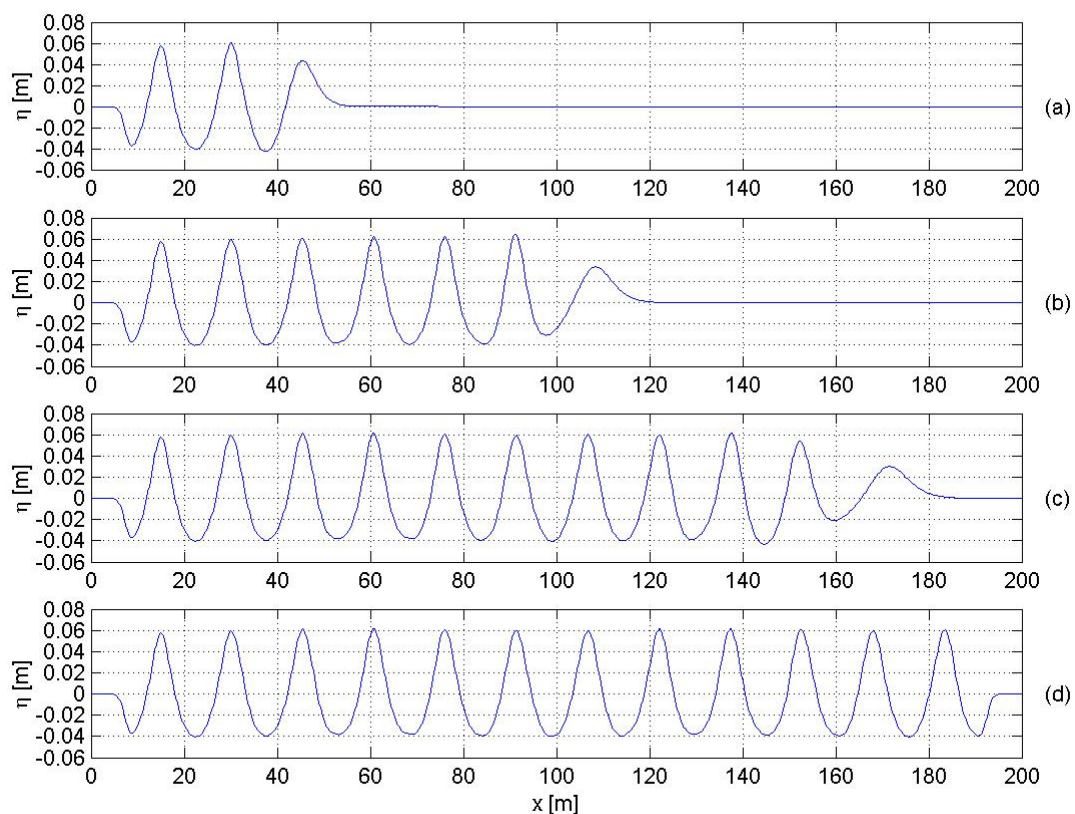


Abbildung 2-6: Längsschnitt durch den Kanal. Wasserspiegelauslenkungen für die Zeitpunkte (a) $t/T = 2$, (b) $t/T = 6$, (c) $t/T = 10$ und (d) $t/T = 20$.

2.3 Wellenbrechen

2.3.1 Allgemeines

Die genauen physikalischen Prozesse, die sich beim Brechen einer Welle abspielen, sind bis heute nicht annähernd endgültig erforscht. Daher versucht man diesen hochkomplexen Prozess durch einfache Modelle zu beschreiben. Läuft eine Welle vom offenen Meer in Richtung Strand, also in einen Bereich mit abnehmender Wassertiefe, erfährt sie irgendwann Kontakt mit dem Boden. Dadurch richten sich die Wellenkämme parallel zu den Isolinien der Topographie aus, da die Wellenlänge mit abnehmender Wassertiefe kürzer wird und somit die Ge-

schwindigkeit in flachem Wasser geringer ist als in tieferen Bereichen (Refraktion). Soll die Gesamtenergie der Welle erhalten bleiben, muss die Wellenhöhe und damit die Steilheit der Welle, also das Verhältnis von Wellenhöhe zu Wellenlänge H/L , zunehmen (Shoaling). Schließlich wird die Steilheit bei abnehmender Wassertiefe irgendwann so groß, dass ein stabiles Fortschreiten der Welle nicht mehr möglich ist und sie bricht.

In Abhängigkeit von der Wellensteilheit im Tiefwasser und der Neigung der Topographie lassen sich brechende Wellen prinzipiell in drei verschiedene Typen einteilen, die in Abbildung 2-7 skizziert sind.

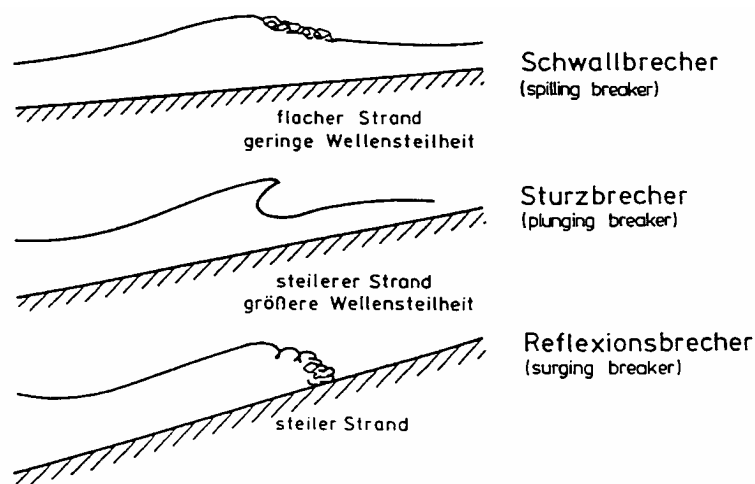


Abbildung 2-7: Schematische Klassifizierung von Brechertypen (EAK, 2002).

Der wahrscheinlich markanteste Typ ist der Sturzbrecher (plunging breaker), der an mäßig steilen Stränden bei mittleren bis großen Tiefwasserwellensteilheiten auftritt. Hierbei bildet sich an der Wellenkrone eine Wasserzunge, die vor der Welle ins Wasser eintaucht und damit einen Lufttunnel bildet, was z.B. an den Küsten Hawaiis bei starker Dünung in eindrucksvoller Weise beobachtet werden kann. Bei sehr geringen Strandneigungen und geringen bis mittleren Wellensteilheiten tritt der Schwallbrecher (spilling breaker) auf, der sich in der Kinematik wenig von nichtbrechenden Wellen unterscheidet und nur an seiner Krone einen turbulenten Bereich mit sich führt. Der Reflexionsbrecher (surging breaker) tritt an sehr steilen Stränden bei geringen Wellensteilheiten im Tiefwasser auf und wird, wie der Name schon sagt, zu einem großen Teil ins offene Meer reflektiert, wodurch stehende Wellen auftreten, was auch den englischen Namen hierfür begründet (surging => wogend).

In der Literatur begegnet man hin und wieder noch einem vierten Typ, der als kollabierender Brecher (collapsing breaker) bezeichnet wird und zwischen Reflexions- und Sturzbrecher

einzuordnen ist. Dies zeigt, dass die Übergänge zwischen einzelnen Brechertypen keineswegs starr sind, sondern vielmehr fließend erfolgen. Mit der von Battjes (1974) eingeführten Irribarren-Zahl (surf similarity parameter), die die Strandneigung α und die Wellensteilheit mit einander verknüpft,

$$\xi = \frac{\tan(\alpha)}{\sqrt{H/L_0}} \quad (2-47)$$

lassen sich ungefähre Grenzen für die einzelnen Typen definieren. Je nach dem, ob die Wellenhöhe auf Tiefwasserverhältnisse ξ_0 oder den Brechpunkt ξ_b bezogen ist, können folgende Werte zur Orientierung angegeben werden:

Brechertyp	ξ_0	ξ_b
Schwallbrecher	< 0.5	< 0.4
Sturzbrecher	0.5 bis 3.3	0.4 bis 2.0
Reflexionsbrecher	> 3.3	> 2.0

Tabelle 2-1: Klassifizierung von Brechertypen mit der Irribarren-Zahl.

Egal welche Form eine brechende Welle letztlich annimmt, allen Typen ist eines gemeinsam. Während die Welle bricht wird ein Teil ihrer potentiellen und kinetischen Energie durch Turbulenz in Wärmeenergie umgewandelt und somit der Welle entzogen. Dadurch verliert sie kontinuierlich an Höhe. Es bleibt die Frage, wie viel Energie beim Brechen verloren geht und wann und wo der Brechvorgang einsetzt (Brechpunkt).

Letzteres beschäftigt die Wissenschaft seit über einem Jahrhundert und kann grob wie folgt zusammengefasst werden. Prinzipiell beginnt der Brechvorgang damit, dass die Fortschrittsgeschwindigkeit der Welle kleiner wird als die Orbitalgeschwindigkeiten der Wasserpartikel und diese somit die Welle an der Front überholen. Dies führt entweder zu Turbulenz an der Krone, wie beim Schwallbrecher, oder, wie beim Sturzbrecher, zu einer ganzen Wasserzunge, die vor der Welle eintaucht und dabei eine entsprechend große Turbulenz hervorruft. Da die Kinematik der Wasserpartikel aber eine schwer zu bestimmende Größe darstellt, versuchte man den einsetzenden Brechvorgang über einfacher zu erfassende Parameter, wie Wellenhöhe, Wellenlänge und Wassertiefe zu bestimmen. Mit dieser Vorgehensweise lassen sich für das Verhältnis von Wellenhöhe zu Wellenlänge H/L , also die Wellensteilheit, oder das Verhältnis von Wellenhöhe zu Wassertiefe H/D verschiedene Grenzen angeben, die in etlichen

Untersuchungen zum Teil theoretisch, zum Teil durch Versuche ermittelt wurden. McCowan (1891) gab auf Grundlage der Theorie der Einzelwelle bereits Ende des 19. Jahrhunderts eine bis heute häufig verwendete Beziehung zwischen Wellenhöhe und Wassertiefe im Brechpunkt an:

$$\frac{H_b}{D_b} = 0.78 \quad (2-48)$$

Miche (1944) entwickelte ein ebenfalls bis heute sehr oft verwendetes Kriterium, das die drei Kenngrößen H , L und D im Brechpunkt mit einander verknüpft:

$$\frac{H_b}{L_b} = \frac{1}{7} \cdot \tanh\left(2\pi \frac{D_b}{L_b}\right) \quad (2-49)$$

Im Tiefwasser ist dabei die Wellensteilheit mit $H/L = 1/7$ begrenzt und in flachem Wasser wirkt die Wassertiefe mit $H/D = 0.89$ limitierend. Alle Kriterien beruhen allerdings auf stark vereinfachenden Annahmen, wie regelmäßige Wellen oder konstante Böschungsneigungen, weshalb man sie lediglich als Anhaltspunkte auffassen sollte. Einen ausführlicheren Überblick erhält man z.B. in Empfehlungen zum Küstenschutz, wie EAK (2002) oder CEM (2002).

Schwieriger noch als die Bestimmung des Brechpunkts gestaltet sich die Frage nach dem brechbedingten Energieverlust und der damit verbundenen Wellenhöhenabnahme. Unter der Annahme, dass die Welle nach dem Brechpunkt mit einem turbulenten Bereich an der Front wie eine Bore weiterläuft, lassen sich einige Analogmodelle entwickeln, auf die jedoch nicht näher eingegangen werden soll. Für nähere Einzelheiten sei wieder auf EAK (2002) und CEM (2002) verwiesen. Hier sollen vielmehr die Möglichkeiten betrachtet werden den Energieverlust durch das Wellenbrechen in einem Boussinesq-Modell zu berücksichtigen. Dafür sind zwei Alternativen entwickelt worden, die sich ebenso in der Bestimmung des Brechpunkts unterscheiden.

2.3.2 *Surface-Roller-Concept*

Die Idee des Surface-Roller-Concepts geht auf ein einfaches Modell von Svendsen (1984) zurück und wird im Folgenden für den eindimensionalen Fall hergeleitet. Das Prinzip besteht darin, den Surface-Roller als ein passives Wasservolumen an der Front der Welle anzunehmen, das mit der Fortschrittsgeschwindigkeit c der Welle transportiert wird (siehe Abbildung

2-8). Dabei wird die ebenfalls in Abbildung 2-8 dargestellte Geschwindigkeitsverteilung über die Tiefe vorausgesetzt.

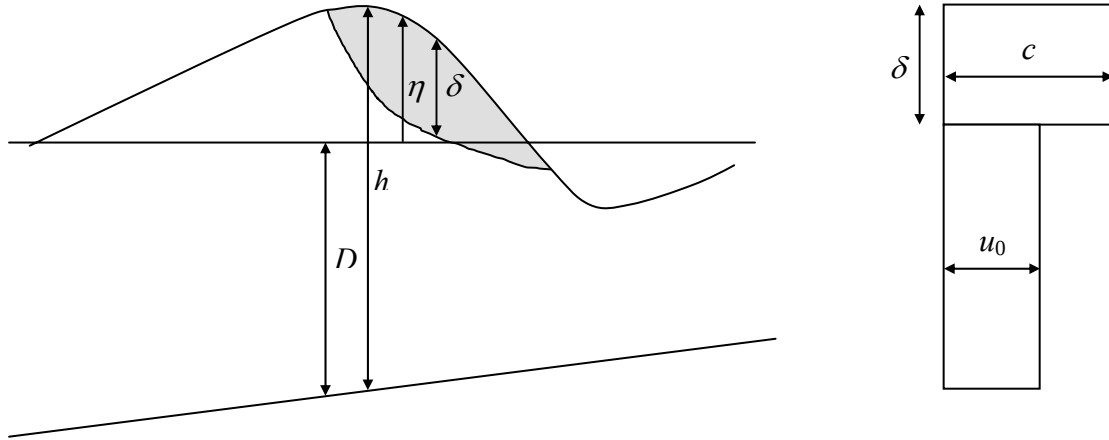


Abbildung 2-8: Schematische Darstellung einer brechenden Welle mit Surface-Roller und angenommenes Geschwindigkeitsprofil.

Die ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung über die Tiefe wirkt sich auf die konvektiven Terme der Impulsgleichungen (2-2) aus und verursacht einen zusätzlichen Impuls der Größe

$$R = (c - u_0)^2 \delta \left(1 - \frac{\delta}{h} \right) \quad (2-50)$$

wobei δ die Dicke des Rollers ist, die durch den Abstand der Wasseroberfläche zur Stromlinie, die den Roller vom Rest der Strömung trennt, definiert ist. Für eine Durchflussformulierung der Boussinesq-Gleichungen, für die dieses Konzept erstmals von Schäffer et al. (1993) implementiert wurde, wird der Geschwindigkeitsunterschied $c - u_0$ ersetzt durch

$$c - u_0 = \frac{ch - q}{h - \delta} \quad (2-51)$$

wobei q den Durchfluss pro Meter Breite definiert. Damit ergibt sich der zusätzliche Impuls R zu

$$R = \frac{\delta}{1 - \delta/h} \left(c - \frac{q}{h} \right)^2 \quad (2-52)$$

und geht als konvektiver Senkenterm B in die rechte Seite der Impulserhaltung ein:

$$B = -\frac{\partial R}{\partial x} \quad (2-53)$$

Zur Bestimmung von R müssen noch die Dicke des Rollers δ und die Fortschrittsgeschwindigkeit c ermittelt werden. Weiterhin wurde bislang noch keine Aussage darüber getroffen, wann die Welle zu brechen beginnt.

Letzteres lässt sich über ein einfaches geometrisches Kriterium lösen, das von Deigaard (1989) vorgeschlagen wurde. Die Front einer Welle, die auf die Küste zuläuft, wird durch den oben beschriebenen Effekt des Shoalings immer steiler, bis die Welle schließlich bricht. Definiert man den Gradienten der Front mit $\tan\phi$ ist der Brechpunkt erreicht, wenn dieser Gradient einen Grenzwert $\tan\phi_B$ überschreitet. ϕ_B ist also ein freier Parameter bei diesem Ansatz, der kalibriert werden muss und für den Schäffer et al. (1993) einen typischen Wert von $\phi_B \approx 20^\circ$ vorschlagen. Madsen et al. (1997) zeigen später, dass dieser Wert einen guten Anhaltspunkt gibt, durch Variation zwischen $\phi_B = 14^\circ$ und $\phi_B = 25^\circ$ erreichen sie aber in einigen Fällen bessere Ergebnisse.

Die zeitliche und räumliche Bestimmung der Roller Dicke δ basiert auf einem heuristischen, geometrischen Ansatz. Der Roller wird als das Volumen zwischen der Wasseroberfläche und der Tangente an den Gradienten $\tan\phi$ im Fußpunkt der Wellenfront definiert. Um der Form des Rollers Rechnung zu tragen, wird weiterhin ein Formfaktor f_δ eingeführt, der einen typischen Wert von 1.5 hat. In jedem Zeitschritt wird also die Roller Dicke $\delta(x)$ bestimmt und diese mit dem Formfaktor f_δ multipliziert, bevor der Einfluss des Rollers berechnet wird. Die Dicke des Rollers und damit verbunden der aus dem Brechen der Welle resultierende Energieverlust hängen maßgeblich vom Gradienten der Wellenfront ab. Nach dem Brechpunkt geht die Welle in einen Zustand, ähnlich einer Bore über, wobei die Neigung der Front zurückgeht. Um diesen Prozess zu berücksichtigen, wird der endgültige Winkel ϕ_0 eingeführt, in den der Winkel im Brechpunkt ϕ_B innerhalb der Zeit t^* exponentiell übergeht. Der momentane Gradient der Wellenfront lautet:

$$\tan\phi(t) = \tan\phi_0 + (\tan\phi_B - \tan\phi_0)e^{-\ln\left(2\frac{t-t_B}{t^*}\right)} \quad (2-54)$$

Der Nachteil dieser heuristischen Bestimmung der Surface-Roller liegt darin, dass neben ϕ_B drei weitere Parameter ϕ_0 , t^* und f_δ eingeführt wurden, deren Einfluss ausführlich von Madsen

et al. (1997) untersucht wurde. Daraus resultieren die folgenden Standardwerte für das Surface-Roller-Concept: $\phi_B = 20^\circ$, $\phi_0 = 10^\circ$, $t^* = T/5$ (T entspricht einer charakteristischen Periode des Seegangs) und $f_\delta = 1.5$, die je nach Fall ggf. leicht zu modifizieren sind.

Neben der Dicke des Rollers δ wird auch die Fortschrittsgeschwindigkeit der Welle c für die Berechnung des Senkenterms benötigt. Schäffer et al. (1993) benutzen hierfür einfach die nur von der Wassertiefe abhängige Wellengeschwindigkeit im Flachwasser und multiplizieren diese mit einem Faktor, so dass $c = 1.3\sqrt{gh}$ ergibt. Dieser simple Ansatz funktioniert sehr gut für regelmäßige Wellen, außer im Bereich des Wellenaufbaus. Für unregelmäßigen Seegang ist diese Formulierung jedoch ungeeignet, da sie z.B. die Interaktion zwischen langen und kurzen Wellen in der Brandungszone unberücksichtigt lässt. Madsen et al. (1997) erhalten die Fortschrittsgeschwindigkeiten der einzelnen Wellen direkt aus der Wasserspiegelauslenkung

$$c = \nabla \eta \frac{\frac{\partial \eta}{\partial t}}{(\nabla \eta) \cdot (\nabla \eta)} \quad (2-55)$$

unter der Annahme eines regulären, linearen Wellenzugs mit $\eta = f(k_x x + k_y y - \omega t)$, so dass nach Definition $(c_x, c_y) = (k_x, k_y) \frac{\omega}{k^2}$ gilt.

2.3.3 Eddy-Viscosity-Concept

Eine Alternative zu dem relativ komplizierten und von etlichen Parametern abhängigen Surface-Roller-Concept stellt die Modellierung der durch das Brechen der Welle verursachten Turbulenz dar. Nach einem Schließungsansatz, der von Boussinesq (1877) vorgeschlagen wurde und nichts mit den hier betrachteten Grundgleichungen zu tun hat, wirken sich die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen als Schubspannungen auf die Strömung aus und können, entsprechend den viskositätsbedingten Schubspannungen auf molekularer Ebene, proportional zu den Scherungen der mittleren Geschwindigkeiten angenommen werden:

$$\boldsymbol{\tau} = \rho \nu_t \begin{pmatrix} 2 \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} & 2 \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \\ \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} & \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} & 2 \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2-56)$$

Der Proportionalitätsfaktor ν_t wird als „turbulente“ Viskosität oder auch Wirbelviskosität (eddy-viscosity) bezeichnet und ist um einige Zehnerpotenzen größer als sein molekulares Pendant. Werden die turbulenten Schubspannungen in den tiefengemittelten Boussinesq-Gleichungen berücksichtigt, gehen sie als diffusiver Senkenterm B in die rechte Seite der Impulserhaltung ein:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{D + \eta} (\nabla \nu_t (D + \eta) \nabla) \cdot \mathbf{u} \quad (2-57)$$

Dadurch reduziert sich die Problemstellung nur noch auf die Bestimmung der Wirbelviskosität ν_t . Hiermit befasst sich die Turbulenzforschung bereits seit langer Zeit und die Ansätze gehen von der einfachsten Annahme einer konstanten Wirbelviskosität über algebraische Modelle unter Berücksichtigung einer Mischungsweglänge bis hin zu k- ϵ - und k- ω -Modellen, bei denen zwei zusätzliche Differentialgleichung zu lösen sind. Für Details hierzu sei auf die einschlägige Literatur verwiesen, die sich mit dieser Thematik auseinander setzt.

Für brechende Wellen sind Zwei-Gleichungs-Modelle wie die k- ϵ - oder k- ω -Modelle bisher nicht verwendet worden, sondern man hat sich auf einfachere Ansätze, wie das Mischungsmodell beschränkt. Dieses von Prandtl (1925) vorgeschlagene Modell nimmt an, dass die Wirbelviskosität proportional dem Betrag der Scherung des Geschwindigkeitsfeldes ist, wobei die bedeutendsten Gradienten der Strömung zu berücksichtigen sind. Für Oberflächengewässer hat sich der Ansatz

$$\nu_t = l_m^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad (2-58)$$

bewährt, da das horizontale Geschwindigkeitsfeld die größten Scherungen in der Vertikalen aufweist. Dabei ist der Proportionalitätsfaktor die Mischungsweglänge l_m , die eine Abschätzung der durch die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen hervorgerufenen Lageänderungen der Wasserpartikel darstellt und somit keine Konstante ist.

Eigentlich ist die Turbulenz ein dreidimensionales Phänomen und entsprechendes gilt auch für die Wirbelviskosität und die Mischungsweglänge. Für tiefengemittelte Strömungsgleichungen, wie die Boussinesq-Gleichungen, muss daher die Wirbelviskosität ebenfalls über die Wassertiefe gemittelt werden, was in Gleichung (2-57) bereits stillschweigend vorausgesetzt wurde. Man erhält:

$$\nu_t = \frac{1}{6} \kappa^2 D^2 \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{6} \kappa Du^* \quad (2-59)$$

wobei u^* die Wandschubspannungsgeschwindigkeit und κ die Kàrmànkonstante ist und den universellen Wert 0.41 hat. Die Mischungsweglänge ergibt sich entsprechend Gleichung (2-58) zu $l_m = \sqrt{1/6} \kappa D$ und ist abhängig von der Wassertiefe. Dieser Proportionalitätsfaktor hat sich in der Praxis jedoch als viel zu gering herausgestellt und so hat sich das Gesetz von Elder durchgesetzt, das eigentlich nach dem Verfahren von Taylor für die Stoffausbreitung hergeleitet und auf den turbulenten Impulsaustausch übertragen wurde.

$$\nu_t = \begin{cases} 6.0 Du^* & \text{in Strömungsrichtung} \\ 0.6 Du^* & \text{senkrecht zur Strömungsrichtung} \end{cases} \quad (2-60)$$

Es zeigt sich also, dass die Wirbelviskosität aus dem Produkt einer der Wassertiefe proportionalen Mischungsweglänge und einer repräsentativen Geschwindigkeit ermittelt werden kann. Diese Eigenschaft kann man sich bei der Bestimmung der turbulenzbedingten Energieverluste brechender Wellen zu Nutze machen. Nach einem Vorschlag von Zelt (1991) kann für die repräsentative Geschwindigkeit die lokale Geschwindigkeit der Wasseroberfläche angenommen werden, so dass sich die Wirbelviskosität wie folgt ergibt:

$$\nu_t = \delta_b^2 (D + \eta) \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2-61)$$

Dabei ist für den Proportionalitätsfaktor δ_b auf Basis vieler Tests von Kennedy et al. (2000) ein Wert von 1.2 empfohlen worden, wenngleich sich dieser Faktor nur sehr gering auf die Ergebnisse auswirkt.

Es verbleibt festzulegen, wann der Brechvorgang beginnt und wo die Turbulenz, also der brechbedingte Energieverlust, angenommen werden soll. Beim Surface-Roller-Concept wurde ein geometrisches Kriterium für die Bestimmung des Brechpunkts verwendet, indem angenommen wurde, dass die Welle bricht, wenn der Gradient der Wasseroberfläche an der Front

der Welle einen Grenzwert überschreitet. Hierfür kann ebenso eine kinematische Bedingung herangezogen werden, da bei der Herleitung der Boussinesq-Gleichungen auch Ausdrücke für die Verteilung der Geschwindigkeiten über die Wassertiefe entstehen. Die zu den Grundgleichungen (2-1) und (2-2) gehörigen Profile lauten:

$$\mathbf{u}(z) = \hat{\mathbf{u}} + (c_1 D - z) \nabla (\nabla \cdot (D \hat{\mathbf{u}})) + \left(c_2 D^2 - \frac{1}{2} z^2 \right) \nabla (\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}) \quad (2-62)$$

$$w(z) = \nabla \cdot (D \hat{\mathbf{u}}) + z \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} \quad (2-63)$$

Dabei ist $\hat{\mathbf{u}}$ die Zustandsgröße der Grundgleichungen, die je nach Formulierung eine Geschwindigkeit $\mathbf{u}_0$ in der Wassertiefe z_0 repräsentiert oder die über die Tiefe $(D - z_2)$ gemittelte Geschwindigkeit $\bar{\mathbf{u}}_2$ darstellt (vgl. Kapitel 2.1.1). Die Konstanten c_1 und c_2 werden analog zu den Konstanten a und b der Grundgleichungen über den Typ der Formulierung bestimmt und lauten im Allgemeinen:

Konstante	$\mathbf{u}_0$	$\bar{\mathbf{u}}_2$
c_1	z_0	$\frac{1}{2} z_0^2$
c_2	$\frac{1}{2} (z_2 - 1)$	$\frac{1}{6} (1 - z_2 + z_2^2)$

Tabelle 2-2: Konstanten für die Geschwindigkeitsprofile.

Die Geschwindigkeitsprofile (2-62) und (2-63) sind eine quadratische bzw. lineare Näherung an die hyperbolischen Funktionen der linearen Wellentheorie und stimmen mit dieser bis etwa einem Verhältnis von $D/L = 0.5$ gut überein. Die Tatsache, dass die Partikelgeschwindigkeiten nicht so gute Approximationen sind wie die Phasengeschwindigkeit (vgl. Kapitel 2.1.2), spielt für das Wellenbrechen aber keine Rolle, da dieses in relativen Wassertiefen stattfindet, die dem Übergangsbereich ($D/L < 0.5$) zuzuordnen sind.

Abbildung 2-9 skizziert eine mit der Geschwindigkeit c fortschreitende, brechende Welle mit zugehörigen Tiefenprofilen der Partikelgeschwindigkeiten an einem Ort an der Wellenfront. Die Punkte an der Wasseroberfläche stellen die Knoten eines Finite-Differenzen-Gitters dar und der dick unterlegte Bereich kennzeichnet den Ort an dem die Energiedissipation angesetzt wird.

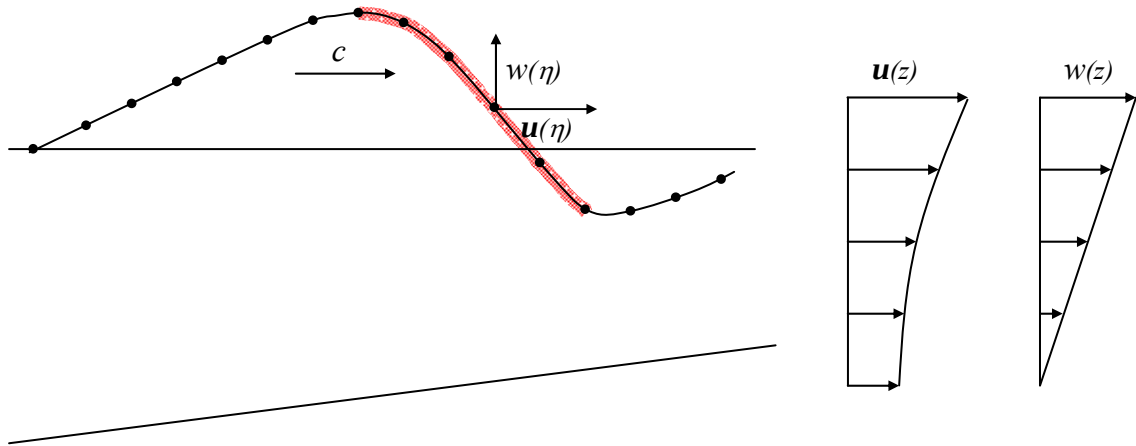


Abbildung 2-9: Schematische Darstellung einer brechenden Welle und Vertikalprofile der Partikelgeschwindigkeiten nach Gleichungen (2-62) und (2-63).

Das grundlegendste Kriterium für das Erreichen des Brechpunkts wurde bereits in Kapitel 2.3.1 erläutert und besagt, dass der Brechvorgang in dem Moment einsetzt, wo die Partikelgeschwindigkeiten die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit überschreiten. Die Partikelgeschwindigkeiten an der Wasseroberfläche lassen sich mit Gleichungen (2-62) und (2-63) bestimmen und damit kann die Energiedissipation gleichzeitig auch auf die Frontseite der Welle konzentriert werden, in dem weiterhin gefordert wird, dass die Vertikalgeschwindigkeit $w > 0$ sein muss. Somit werden bei der numerischen Berechnung in jedem Knoten die Kriterien

$$|\mathbf{u}(\eta)| > \gamma \cdot c \text{ und } w(\eta) > 0 \quad (2-64)$$

überprüft und bei Erfüllung die Wirbelviskosität nach Gleichung (2-61) berechnet und den Grundgleichungen der diffusive Senkenterm (2-57) hinzuaddiert. Der Proportionalitätsfaktor γ dient dabei als freier Parameter für die Kalibrierung des Brechpunkts und hat einen typischen Wert von $\gamma = 0.8$.

Kennedy et al. (2000) verwenden auch ein Eddy-Viscosity-Concept in ihrem Modell und geben eine ähnliche Bedingung für das Einsetzen des Brechvorgangs an. Sie fordern, dass im Brechpunkt die zeitliche Ableitung der Wasserspiegelauslenkung größer als ein Grenzwert sein muss, damit die Energiedissipation angesetzt wird. Dies hat den Vorteil, dass somit der turbulente Bereich automatisch an der Front der Welle konzentriert ist. Der Ansatz unterscheidet sich aber ansonsten nicht von dem oben beschriebenen Kriterium. Der Grenzwert wurde durch Versuche ermittelt und wird mit einem typischen Wert $0.65(gD)^{1/2}$ angegeben, was verdeutlicht, dass alle erläuterten Kriterien trotz ihrer mehr oder weniger physikalisch begründbaren Ansätze einer gewissen Empirie unterliegen.

2.3.4 Verifikation

Anhand der folgenden zwei Beispiele aus einer von Grüne (2001) durchgeführten Messreihe im Großen Wellenkanal von Hannover soll zunächst verdeutlicht werden, wie das Wellenbrechen im vorliegenden Boussinesq-Modell berücksichtigt wird, und durch den Vergleich mit Messwerten der zugehörige Algorithmus verifiziert werden.

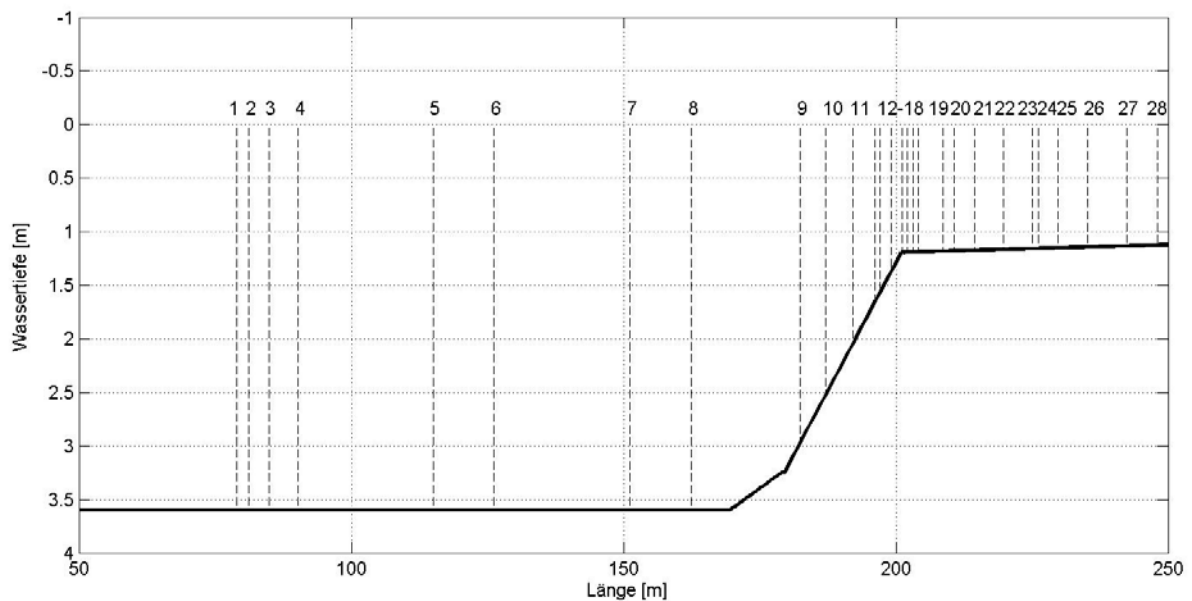


Abbildung 2-10: Versuchsaufbau für die Messungen von Grüne (2001).

Abbildung 2-10 zeigt den Versuchsaufbau mit den einzelnen Pegelpositionen. Untersucht wurde die Wellentransformation an einer Rampe mit einer Steigung von etwa 1:10, wobei sich die Wassertiefe um 2.40 m reduziert. Grüne (2001) untersuchte unterschiedliche Wassertiefen, von denen hier exemplarisch der Fall mit $D = 3.60$ m vor der Rampe und $D = 1.20$ m auf dem Vorland ausgewählt wurde.

Im numerischen Modell wurde der Kanal über seine Länge mit einem Knotenabstand von $dx = 0.50$ m diskretisiert, wobei die zeitliche Auflösung $dt = 0.05$ s beträgt. Die Generierung der Wellen erfolgt mit der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Quellfunktion. Dabei wird die gemessene Zeitreihe der Wasserspiegelauslenkung des ersten Pegels mittels einer Fast-Fouriertransformation (FFT) in den Frequenzbereich transformiert, die Amplitude der Quellfunktion zu jeder Frequenz mit Gleichung (2-39) berechnet und der endgültige Quellterm in jedem Zeitschritt mit Gleichung (2-46) bestimmt. An den Rändern werden die Wellen reflexionsfrei über Spongelayern gedämpft, was im physikalischen Modell links über eine interaktive Ansteuerung des Wellenblatts und rechts über einen künstlichen Strand realisiert wird.

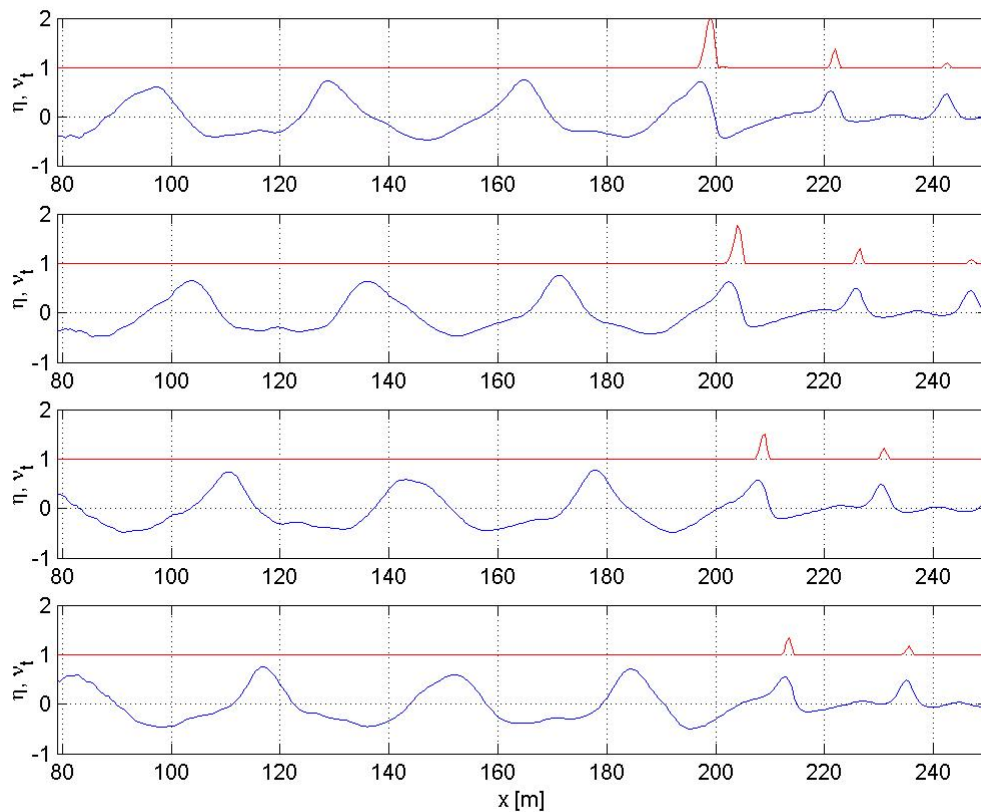


Abbildung 2-11: Längsschnitt durch den Kanal. Blau: Wasserspiegelauslenkung, rot: Wirbelviskosität zu verschiedenen Zeitpunkten über eine Periode.

Zunächst soll anhand einer monochromatischen Welle mit einer Höhe von $H = 1.20$ m und einer Periode von $T = 6.0$ s die zeitliche und räumliche Entwicklung des Brechvorgangs im numerischen Modell erörtert werden. Abbildung 2-11 zeigt an einem Längsschnitt durch den Kanal die Wasserspiegelauslenkung (blau) und die Wirbelviskosität (rot) zu vier aufeinander folgenden Zeitpunkten. Die Wirbelviskosität ist aus Darstellungsgründen mit dem Faktor $1/20$ skaliert und um 1.0 nach oben versetzt worden. Es ist auf den ersten Blick zu erkennen, dass die Wirbelviskosität an der Front der Welle konzentriert ist, wo die Kriterien (2-64) erfüllt sind. Dabei befindet sich der Maximalwert, wie nach Gleichung (2-61) auch zu erwarten, im Bereich des größten Gradienten der Wasserspiegelauslenkung an der Wellenkrone. Der Brechpunkt liegt etwa bei $x = 195$ m und somit rund 5 m vor dem Ende der Rampe und stimmt im Wesentlichen auch mit dem aus den Messungen ermittelbaren Brechpunkt überein. Eine Untersuchung des Wellenbrechens als isolierter Prozess ist leider nicht möglich, da das Brechen, wie eingangs erwähnt, ein Aufsteilen der Welle (Shoaling) voraussetzt und somit mit großen nichtlinearen Transformationen einhergeht. Ebenso darf nicht vergessen werden, dass der durch den Brechvorgang verursachte tatsächliche Energieverlust im numerischen

Modell lediglich approximiert wird und eine Simulation von Sturzbrechern aufgrund des tiefengemittelten Ursprungs der Boussinesq-Gleichungen natürlich auch nur Näherungsweise erfolgen kann. Das vorangegangene Beispiel hat gezeigt, dass der im numerischen Modell implementierte Algorithmus zur Berücksichtigung des Wellenbrechens qualitativ korrekt funktioniert und mit dem folgenden Vergleich soll versucht werden, dies quantitativ zu verifizieren.

Hierzu wird ein Versuch mit irregulärem Seegang im numerischen Modell simuliert und die Ergebnisse den entsprechenden Messungen gegenübergestellt. Das Eingangsspektrum für diesen Versuch ist ein TMA-Spektrum mit einer Signifikanten Wellenhöhe von $H_s = 1.10$ m und einer Peakperiode von $T_p = 6.0$ s. Der Vorteil bei der Untersuchung irregulärer Wellen liegt darin, dass durch die Verteilung der Gesamtenergie auf unterschiedliche Wellenlängen und -höhen, die Steilheit im Tiefwasser so verteilt ist, dass verschiedene Brechertypen entstehen (vgl. Gleichung (2-47) und Tabelle 2-1). Dadurch kann der Algorithmus in seiner Gesamtheit überprüft werden.

Die Einsteuerung der Wellen im numerischen Modell geschieht wieder mit der Quellfunktion, wobei die entsprechenden Wellenkomponenten aus einer Fouriertransformation der Zeitreihe am ersten Pegel gewonnen werden. Die Gesamtdauer des Versuchs beträgt 600 s. Abbildung 2-12 zeigt an einem 100 s langen Ausschnitt den Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Wasserspiegelauslenkungen an sieben verschiedenen Pegelpositionen. Pegel 1 liegt in der Mitte des Bereiches, in dem die Quellfunktion angesetzt wird und Pegel 5 ebenfalls noch im konstant tiefen Bereich 36 m dahinter. Pegel 9 befindet sich am Beginn der Rampe und die Pegel 13 und 17 liegen etwa im Bereich des Brechpunkts, der ja für jede Welle leicht variiert. Die Pegel 21 und 25 befinden sich auf dem Vorland und zeigen die Restabilisierung der Wellen nach dem Brechen.

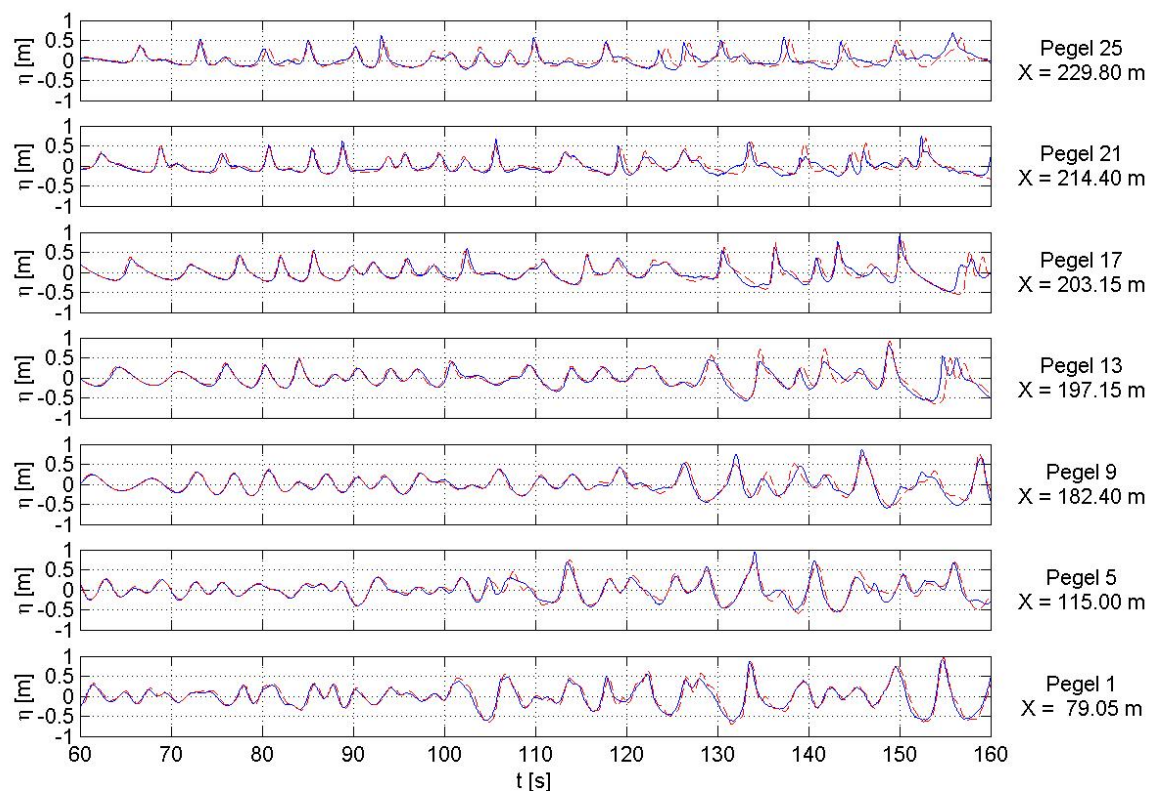


Abbildung 2-12: Vergleich der Wasserspiegelauslenkungen an verschiedenen Pegeln.
Blau: Messung, rot: BOWAM2.

Die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Wasserspiegelauslenkungen ist durchaus sehr zufrieden stellend, wobei auffällt, dass sie innerhalb der ersten 50 s, wo geringere Wellenhöhen aufgetreten sind, noch besser ist als danach. Dies hat zwei Gründe, zum einen liegt der dargestellte Ausschnitt ziemlich am Anfang des Versuchs, so dass bis dahin noch keine Reflexionen, die sich mit einem künstlichen Strand im physikalischen Modell nie ganz ausschalten lassen, die Ergebnisse beeinflusst haben. Zum anderen sind die Boussinesq-Gleichungen (2-1) und (2-2), die dem numerischen Modell zugrunde liegen, zwar bezüglich ihres Dispersionsverhaltens optimiert, können aber nichtlineare Effekte und somit extrem hohe Wellen nur bis zu einem gewissen Grad korrekt erfassen. Dennoch zeigen die Zeitreihen die durchaus hohe Leistungsfähigkeit des gesamten numerischen Modells und verdeutlichen an den Pegeln 17, 21 und 25, dass die Wasserspiegelauslenkungen sowohl für Schwall- als auch für Sturzbrecher gut simuliert werden können. Dies lässt den Schluss zu, dass die Annahme, den Energieverlust der Wellen global durch die Simulation der dadurch entstehenden Turbulenz abzubilden, gerechtfertigt ist.

Durch den Vergleich zeitgemittelter, statistischer Größen kann das numerische Modell weiter verifiziert werden. Hierzu bieten sich prinzipiell viele Möglichkeiten, von denen einige im Folgenden näher betrachtet werden sollen. Ein Maß für die Zunahme der Wellenhöhe durch Shoaling über der Rampe und die anschließende Abnahme durch das Brechen der Wellen sind z.B. die mittleren maximalen und minimalen Wasserspiegelauslenkungen η_{max} und η_{min} , also die mittleren Höhen der Wellenberge und -täler, sowie die Signifikante Wellenhöhe H_s . Letztere kann nach IAHR/PIANC (1986) z.B. über die Standardabweichung der Zeitreihe definiert werden:

$$H_s = 4.0 \cdot \sigma = 4.0 \cdot \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^2} \quad (2-65)$$

wobei $\bar{\eta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \eta_i$ der Mittelwert der Zeitreihe ist. Die mittleren maximalen und minimalen Wasserspiegelauslenkungen werden, anlog zu einer anderen Definition der Signifikanten Wellenhöhe $H_{1/3}$ nach IAHR/PIANC (1986), als Mittelwert des oberen Drittels der höchsten Wellenberge und tiefsten Wellentäler festgelegt.

Eine weitere wichtige Größe, neben der Wellenhöhe ist die oben bereits definierte mittlere Wasserspiegelauslenkung $\bar{\eta}$. In Folge des Wellenbrechens wird diese im Bereich des Brechpunkts abgesenkt, um kurz dahinter anzusteigen (wave-setup). Dadurch entsteht ein mittleres Gefälle des Wasserspiegels, das Strömungen verursacht, die wiederum den Sedimenttransport an der Küste mobilisieren.

Ein Blick zurück auf die Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung in Abbildung 2-12 zeigt, dass die einzelnen Wellen an den Pegeln 1, 5 und 9 sowohl bezüglich einer horizontalen Achse als auch einer vertikalen Achse relativ symmetrisch sind. Diese Eigenschaft kennzeichnet Wellen im tieferen Wasser und geht mit abnehmender Wassertiefe zurück. So zeigen die Zeitreihen an den Pegeln 13 bis 25 in der horizontalen Symmetrie (skewness) eine Verschiebung nach oben und in der vertikalen Symmetrie eine Verschiebung zur Wellenfront (asymmetry). Skewness und Asymmetry – im Folgenden werden der Kürze halber die englischen Begriffe verwendet – sind also ein Maß für die Transformation der Wellen infolge von Shoaling und Wellenbrechen und stellen somit ein geeignetes Gütekriterium zur Validierung des numerischen Modells dar. Beide Parameter lassen sich direkt aus den Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung bestimmen. Die Skewness ist definiert als:

$$Sk = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^3}{\left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^2 \right]^{\frac{3}{2}}} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^3}{\sigma^3} \quad (2-66)$$

Die Berechnung der Asymmetry ist etwas komplizierter und erfolgt mit:

$$As = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (H(\eta - \bar{\eta}) - \bar{H}(\eta - \bar{\eta}))^3}{\left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^2 \right]^{\frac{3}{2}}} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (H(\eta - \bar{\eta}) - \bar{H}(\eta - \bar{\eta}))^3}{\sigma^3} \quad (2-67)$$

wobei $H(\eta - \bar{\eta})$ die Hilberttransformierte der um den Mittelwert bereinigten Wasserspiegelauslenkung ist.

Die oben erläuterten fünf Parameter wurden für die gemessenen und die numerisch ermittelten Zeitreihen an jedem Pegel bestimmt und sind in Abbildung 2-13 einander gegenübergestellt. Die blauen Kreise repräsentieren die gemessenen und die roten Kreuze die berechneten Ergebnisse. Prinzipiell ist die Übereinstimmung für alle fünf Größen sehr gut. So zeigen die extremalen Wasserspiegelauslenkungen in Diagramm (a) sowie die Signifikante Wellenhöhe in Diagramm (b), dass die Zunahme der Wellenhöhe über der Rampe infolge des Shoalings im numerischen Modell genauso gut erfasst wird wie die anschließende Abnahme infolge des Brechens. Ebenso zeigt die mittlere Wasserspiegellage in Diagramm (c) wie erwartet im Bereich des Brechpunkts eine leichte Degression um danach wieder anzusteigen. Lediglich im Bereich ab etwa $x = 215$ m wird der Setup vom numerischen Modell unterschätzt, was vermutlich auf die Vernachlässigung einiger nichtlinearer Terme bei der Herleitung der Grundgleichungen zurückzuführen ist. Eine ebenfalls etwas größere Abweichung ist bei der Skewness zwischen $x = 215$ m und $x = 235$ m zu verzeichnen, die wahrscheinlich denselben Ursprung hat. Ansonsten werden aber die durch Shoaling und Brechen entstehenden Asymmetrien der Wellen in Diagramm (d) und (e) offensichtlich sehr gut abgebildet.

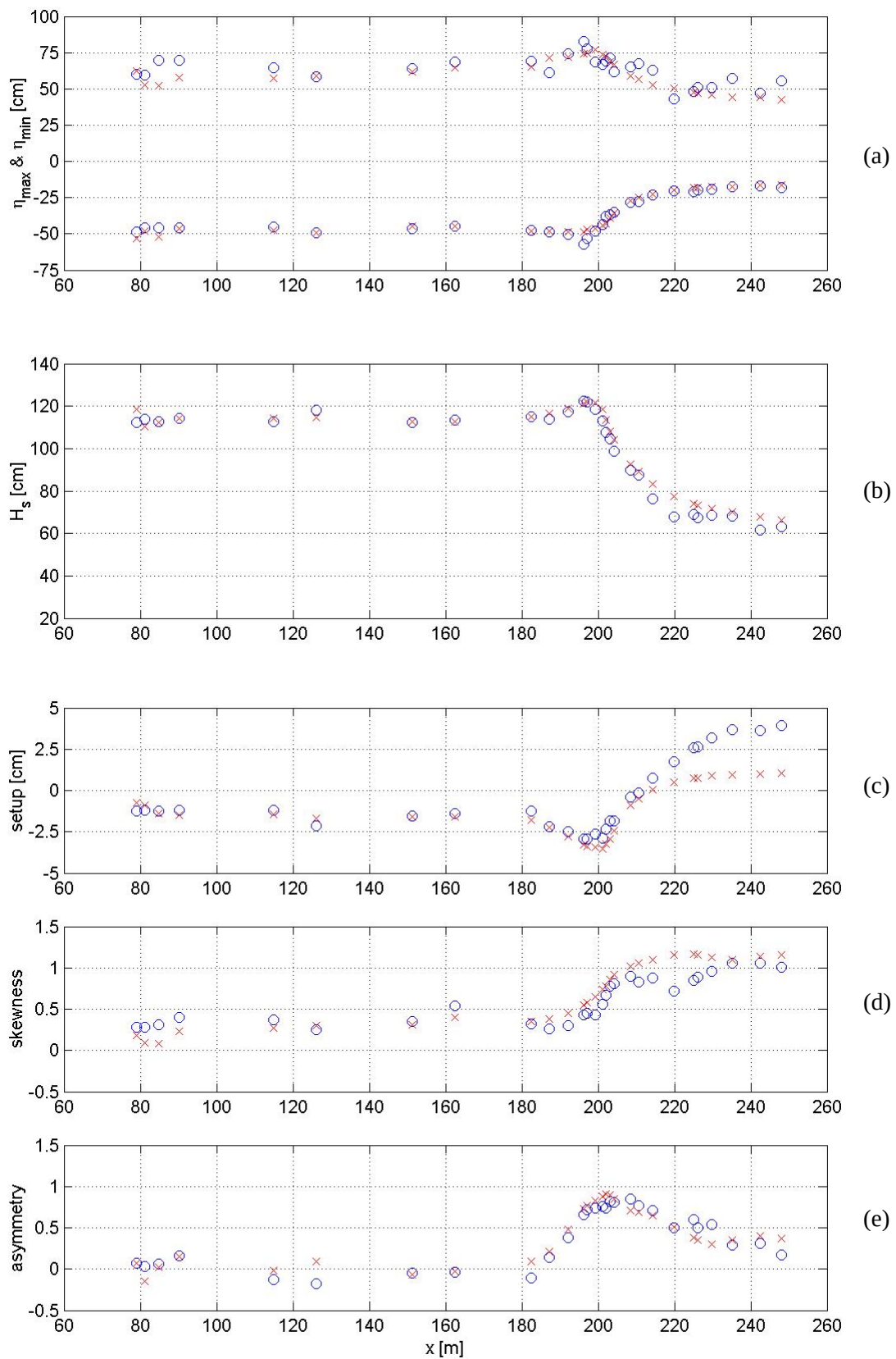


Abbildung 2-13: Vergleich zeitgemittelter, statistischer Parameter an allen Pegelpositionen:
 (a) Mittlere maximale und minimale Wasserspiegelauslenkung,
 (b) Signifikante Wellenhöhe, (c) Setup, (d) Horizontale Asymmetrie und
 (e) vertikale Asymmetrie.

2.4 Wellenauflauf

Mit der Implementierung des Wellenbrechens im numerischen Modell ist ein wesentlicher Schritt in Richtung einer ansprechenden Berechnung der physikalischen Prozesse in der Brandungszone erfolgt. Die im Folgenden erläuterten Strategien zur Simulation der Wellenauflaufzone stellen die abschließende Notwendigkeit für eine einheitliche Simulation des Küstenbereichs vom offenen Meer bis hin zum Auflauf am Strand dar.

Die Auflaufzone ist ein Bereich, der zeitweise mit Wasser bedeckt ist und zeitweise trocken fällt und die Aufgabe bei der Simulation dieses Prozesses besteht darin, den periodisch trockenen Bereich im numerischen Modell zu berücksichtigen. Die Grundgleichungen (2-1) und (2-2) setzen eine Wassertiefe D voraus und werden auf einem äquidistanten, kartesischen Gitter diskretisiert. Die Frage ist, wie trockene Knoten, an denen die Grundgleichungen also ihre Gültigkeit verlieren, in dem zu lösenden Gleichungssystem berücksichtigt werden können. Hierzu bieten sich erneut mehrere Möglichkeiten an, von denen einige im Folgenden anhand des eindimensionalen Falls erörtert werden sollen. Die Erweiterung auf den zweidimensionalen Fall ist einfach und wird jeweils kurz im Anschluss erfolgen.

2.4.1 Slot-Concept

Das Slot-Concept zur Berücksichtigung periodisch trockener Bereiche wurde erstmalig von Tao (1983) für den Wellenauflauf vorgeschlagen und später von Madsen et al. (1997) in modifizierter Form für ein Boussinesq-Modell angewendet. Das Prinzip hierbei ist, dass alle Knoten des Gitters berücksichtigt werden. An Knoten, die oberhalb des Ruhewasserspiegels liegen, wird die Wassertiefe D zu Null gesetzt, wodurch die Boussinesq-Terme verschwinden, und man die absolute Wassertiefe ($D+\eta$) so modifiziert, dass sie immer größer als Null ist. Dabei dienen zwei Gedankenmodelle, die letztlich auf dasselbe Ergebnis führen, als Grundlage. Madsen et al. (1997) beschreiben den trockenen Bereich als poröses Medium, in dem entsprechend immer Wasser vorhanden ist, während Kennedy et al. (2000) von dünnen Schlitten (daher der Name Slot-Concept) im Bereich von trockenen Knoten ausgehen. Legt man letzteres Modell zugrunde, ergibt sich die Skizze nach Abbildung 2-14, die links einen Längsschnitt durch einen Kanal mit Rampe und entsprechendem Wellenauflauf und rechts das an trockenen Knoten angenommene Querprofil zeigt.

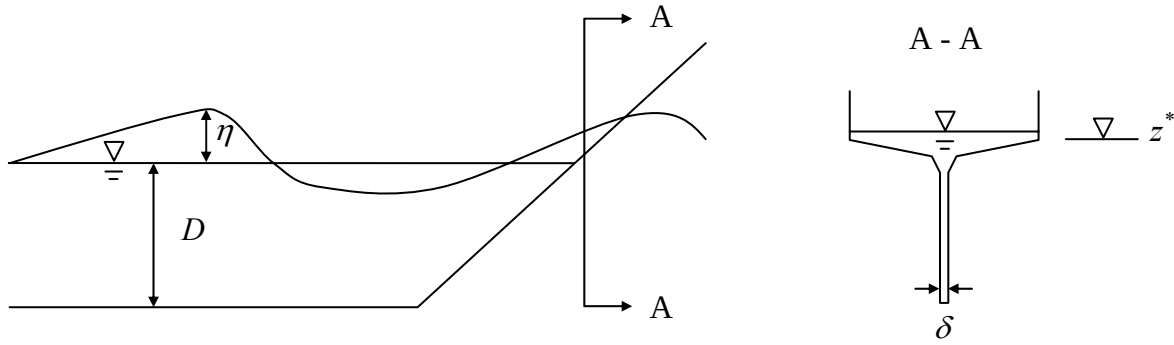


Abbildung 2-14: Skizze zum Slot-Concept. Längs- und Querschnitt durch einen Kanal.

Die relative Breite des Querprofils in Abhängigkeit von der Wasserspiegelauslenkung η lässt sich wie folgt beschreiben:

$$b(\eta) = \begin{cases} 1 & \text{für } \eta > z^* \\ \delta + (1 - \delta)e^{\lambda(\eta - z^*)/D_0} & \text{für } \eta \leq z^* \end{cases} \quad (2-68)$$

Dabei sind z^* die Höhe des Bodens, δ die relative Breite des Schlitzes, λ ein Formfaktor, der den exponentiellen Übergang der Ausgangsbreite zur Schlitzbreite steuert und D_0 eine Referenzwassertiefe, die größer sein muss als die untere Grenze der Auflaufzone. Die Analogie zum Gedankenmodell von Madsen et al. (1997) zeigt sich durch die Interpretation von $b(\eta)$ und δ , die unter Annahme eines porösen Strandes nicht als relative Breiten, sondern als Porositäten gedeutet werden. Ansonsten sind die Formulierungen identisch.

Mit der relativen Breite $b(\eta)$ lässt sich nun auch die Querschnittsfläche bestimmen:

$$A(\eta) = \begin{cases} (\eta - z^*) + \delta(z^* + D_0) + \frac{(1 - \delta)D_0}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda(1 + z^*)/D_0}\right) & \text{für } \eta > z^* \\ \delta(\eta + D_0) + \frac{(1 - \delta)D_0}{\lambda} e^{\lambda(\eta - z^*)/D_0} \left(1 - e^{-\lambda(1 + \eta)/D_0}\right) & \text{für } \eta \leq z^* \end{cases} \quad (2-69)$$

Da die Querschnittsfläche $A(\eta)$ ebenso wie die Breite $b(\eta)$ relative Größen bezogen auf die Breite sind, kann die absolute Wassertiefe ($D + \eta$) in den Grundgleichungen durch $A(\eta)$ ersetzt werden wodurch im vorliegenden Fall die Impulsbilanz (2-2) unbeeinflusst bleibt. Die Massenbilanz hingegen lautet:

$$\begin{aligned}
& b(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot [A(\eta) \mathbf{u}] \\
& + \left[(a_{11} + a^{(1)}) (\nabla D^2 \nabla) + a^{(2)} D (\nabla D \nabla) \right] \nabla \cdot (D \mathbf{u}) + a_{12} (\nabla D^3 \nabla) \nabla \cdot \mathbf{u} \\
& + \left[a^{(1)} (\nabla D^2 \nabla) + a^{(2)} D (\nabla D \nabla) \right] \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0
\end{aligned} \tag{2-70}$$

Das Slot-Concept hängt von den drei Parametern δ , λ und D_0 ab, die jedoch weniger zur Kalibrierung verwendet werden, sondern vielmehr optimale Grenzwerte besitzen bei denen das Verfahren numerisch stabil funktioniert. Die Referenzwassertiefe D_0 stellt den unkritischsten Parameter dar, d.h. ihre Wahl hat auf die Ergebnisse einen sehr geringen Einfluss. Im Normalfall wird für sie die Wassertiefe am Fuß der Böschung gewählt. Anders verhält es sich mit der Schlitzbreite δ und dem Formbeiwert λ . Ein Blick auf das Querprofil in Abbildung 2-14 und Gleichung (2-68) zeigt, dass δ möglichst klein und λ möglichst groß gewählt werden sollte, damit der Übergang vom wasserbedeckten in den trockenen Bereich entsprechend schnell erfolgt. Im Allgemeinen lassen sich stabile Ergebnisse mit den Werten $\delta = 0.005$ und $\lambda = 80$ erzielen.

Eine Erweiterung des Slot-Concept in Küstenlängsrichtung ist praktisch schon in dem Verfahren enthalten. Der zweidimensionale Fall lässt sich ganz einfach dadurch berücksichtigen, dass in jedem trockenen Knoten Querprofile mit dünnen Schlitzten entsprechend Abbildung 2-14 angenommen werden.

2.4.2 Wet-Slope-Concept

Beim Wet-Slope-Concept, das von Strybny (2000) vorgeschlagen wurde, werden, wie beim oben erläuterten Slot-Concept, ebenfalls alle Knoten des Rechengitters berücksichtigt. Hierbei findet allerdings keine Modifikation der Grundgleichungen statt, sondern es wird einfach dafür gesorgt, dass immer eine gewisse Mindestwassertiefe an allen Knoten vorhanden ist. Nach jedem Zeitschritt wird überprüft, ob die vorhandene Wassertiefe an einem Knoten einen gewissen Grenzwert unterschreitet. Falls dies der Fall ist, wird die Wassertiefe an diesem Knoten auf die Mindestwassertiefe ε und die Geschwindigkeiten auf Null gesetzt.

$$\left. \begin{array}{l} \eta = \varepsilon - D \\ \mathbf{u} = \mathbf{0} \end{array} \right\} \text{ wenn } (\eta + D) \leq \varphi \cdot \varepsilon \quad (2-71)$$

Der Grenzwert wird dabei über den Faktor $\varphi > 1.0$ bestimmt, der die Stabilität des Verfahrens steuert, d.h. je größer φ gewählt wird, desto stabiler ist der Algorithmus. Dies erhöht jedoch gleichzeitig auch den Massenverlust - da der Wasserstand ja künstlich von $\varphi \cdot \varepsilon$ auf ε herabgesetzt wird - und führt somit zu einer numerischen Dämpfung des Auflaufprozesses. Es sollte also angestrebt werden, die Dicke des Restwasserfilms ε so klein wie möglich und den Faktor φ nicht wesentlich größer als 1.0 zu wählen.

Das Wet-Slope-Concept ist also äußerst simpel und lässt sich leicht in ein bestehendes Programm implementieren. Ein Nachteil dieses Verfahrens liegt allerdings darin, dass sich ein Ruhezustand nicht zwingend ergibt, sondern nur unter gewissen Voraussetzungen möglich ist. Dies liegt daran, dass ein Wasserfilm an einer Böschung immer durch die Erdbeschleunigung in Bewegung gesetzt wird, was mit Hilfe der folgenden Skizze verdeutlicht werden soll.

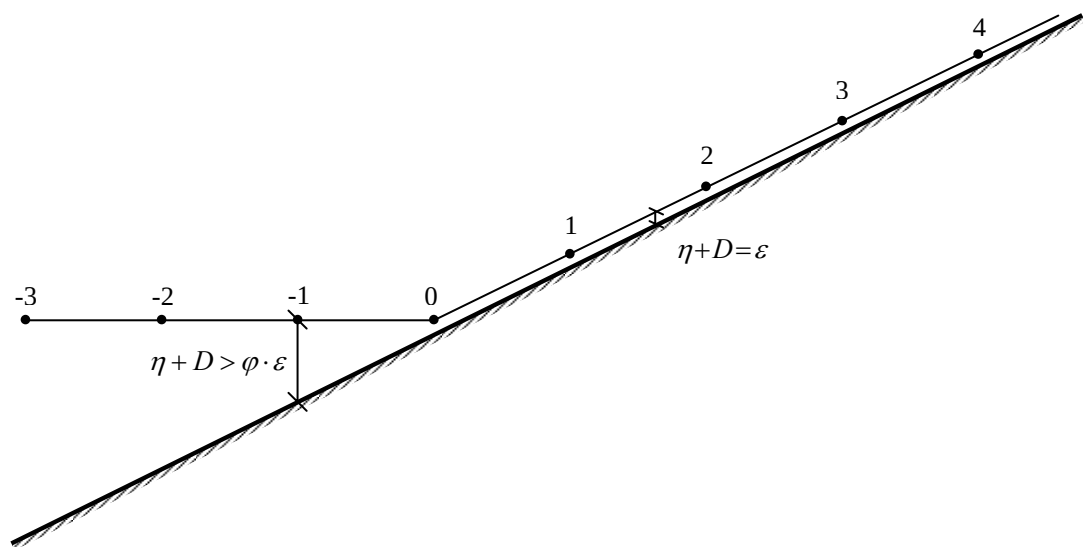


Abbildung 2-15: Skizze zum Wet-Slope-Concept. Längsschnitt mit Böschung und diskretisierter Wasseroberfläche.

Abbildung 2-15 zeigt einen Ruhezustand, bei dem die Geschwindigkeiten in allen Knoten gleich Null sind und die Wasserspiegelauslenkung vor der Böschung ebenfalls Null ist und sich auf der Böschung aus Gleichung (2-71) ergibt. Die eindimensionalen Grundgleichungen unter Vernachlässigung der Boussinesq-Terme lauten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\eta + D) \cdot u] \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{aligned} \quad (2-72)$$

Hierhin sind, unter Voraussetzung des Ruhezustands, vor der Böschung (Knoten –3 bis –1) alle Terme Null. Auf der Böschung (Knoten 0 bis 4) ist, wegen des Gradienten im Wasserspiegel, $g \frac{\partial \eta}{\partial x}$ allerdings ungleich Null, was die oben getroffene Aussage bestätigt, dass ein Wasserfilm an einer Böschung durch die Erdbeschleunigung bewegt wird. Die durch diese Beschleunigung entstehenden Geschwindigkeiten und Wasserstände können nur durch die Bedingung in Gleichung (2-71) rückgängig gemacht werden, was auch den Faktor $\varphi > 1.0$ erklärt. Ist im Knoten 0 die Bedingung $\eta = \varepsilon - D \equiv 0$ nicht erfüllt, ergibt sich auch ein Wasserspiegelgradient in Knoten 1 und die resultierende Strömung kann nicht rückgängig gemacht werden und pflanzt sich in das Gebiet (Knoten –2 und kleiner) fort.

Dieses Phänomen spielt allerdings nur eine Rolle wenn zu Beginn einer Berechnung als Anfangszustand von einer ungestörten Wasseroberfläche ausgegangen wird oder wenn sich während der Berechnung Bereiche ergeben, in die nur kurzzeitig Wellen einlaufen und die anschließend in den Ruhezustand zurückkehren. Die Gradienten im Bereich des Ruhewasserspiegels sind aber ohne Welleneinwirkung im Normalfall äußerst gering, so dass die dadurch angetriebenen Strömungen zumeist vernachlässigt werden können. Wird dennoch ein absoluter Ruhezustand gewünscht, lässt sich dieser nur durch Veränderung der Knotenlagen in Höhe des Ruhewasserspiegels (Knoten 0) und somit durch Veränderung der Topographie erreichen.

Die Erweiterung des Wet-Slope-Concepts auf zwei Dimensionen ist ebenso einfach wie beim Slot-Concept, da an jedem Knoten einfach nur die Bedingung (2-71) angesetzt wird.

2.4.3 Dry-Node-Concept

Mit Rücksicht auf die bisherige Namensgebung der Wellenaufbaumethoden, wird das folgende und auch letzte Verfahren als Dry-Node-Concept bezeichnet. Der Name rührt daher, dass, im Unterschied zu den bisher erläuterten Konzepten, trockene Knoten bei der Lösung der Grundgleichungen ausgenommen werden. Das heißt, der Rand des Berechnungsgebietes, ändert sich mit jedem Zeitschritt, weshalb dieses Verfahren auch Moving-Boundary-Concept

genannt werden könnte. Das Prinzip besteht darin, trockene Knoten zu lokalisieren und so das Berechnungsgebiet in wasserbedeckte und trockene Bereiche einzuteilen. An den dabei entstehenden Grenzen zwischen nass und trocken werden dann geeignete Randbedingungen angesetzt, wobei es wünschenswert ist, das bestehende Differenzenschema beizubehalten.

Als Kriterium für die Lokalisierung trockener Knoten kann dieselbe Bedingung wie beim oben beschriebenen Wet-Slope-Concept verwendet werden, d.h. wenn der Wasserstand einen Grenzwert unterschreitet, wird der entsprechende Knoten als trocken definiert und bleibt bei der Lösung des Gleichungssystems unberücksichtigt. Für die Randbedingungen schlagen Lynett et al. (2002) eine Extrapolation des Wasserspiegels und der Geschwindigkeiten in den trockenen Bereich vor. Was das bedeutet, soll an Abbildung 2-16 verdeutlicht werden.

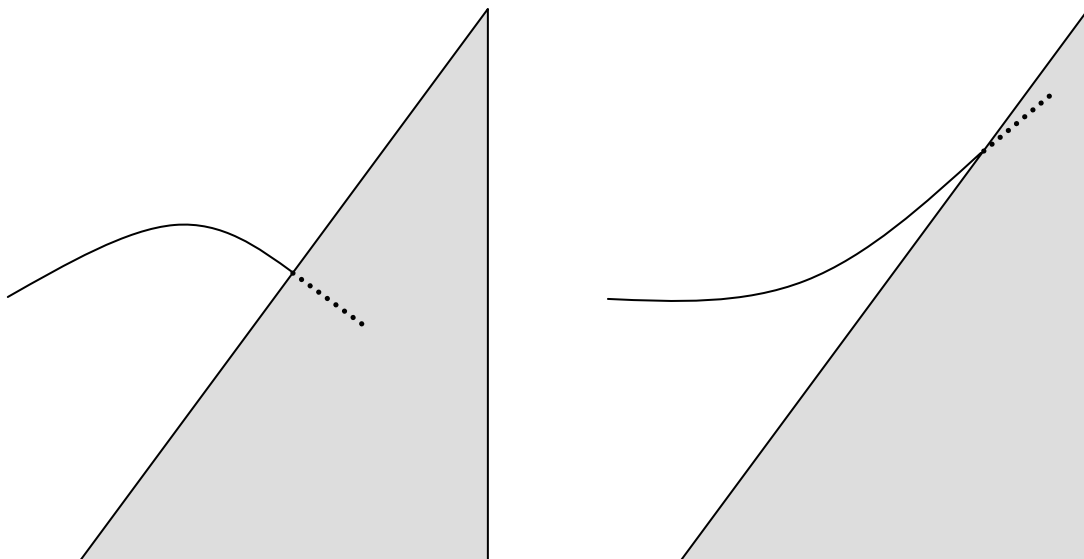


Abbildung 2-16: Skizze zum Dry-Node-Concept. Wellenauflauf an einer Böschung mit extrapolierten Knoten als Punkte.

Dargestellt ist der eindimensionale Wellenauflauf an einer Böschung zu zwei verschiedenen Zeitpunkten. Die durchgezogenen Linien zeigen die Wasserspiegelauslenkung im nassen Bereich und die Punkte repräsentieren trockene Knoten an denen die Wasserspiegelauslenkung aus dem nassen Bereich heraus linear extrapoliert wurde. Diese Behandlung des Randes hat den Vorteil, dass die tatsächliche nass-trocken Grenze zwischen zwei Knoten liegen kann. Ferner bedürfen Randknoten keiner besonderen Behandlung bei der Diskretisierung der Grundgleichungen, sondern können, unter Verwendung der extrapolierten Knoten, wie Innenknoten behandelt werden.

Bei der Lösung des Gesamtproblems werden trockene Knoten, wie gesagt, nicht berücksichtigt und entsprechend müssen dort auch keine Ableitungen gebildet werden. Die extrapolierten Werte der Wasserspiegelauslenkung und Geschwindigkeiten werden vielmehr bei der Auswertung der Ableitungen an den benachbarten nassen Knoten verwendet, wobei es keine Rolle spielt, wie groß der Differenzenstern des numerischen Verfahrens angesetzt wurde. Durch die Extrapolation sind die Werte an trockenen Knoten allerdings Funktionen der Werte an benachbarten nassen Knoten, so dass zentrale Differenzen unter Verwendung trockener Knoten ihren zentralen Charakter eigentlich verlieren.

Im vorliegenden Fall werden die Ableitungen durch zentrale 3-Knoten-Differenzen approximiert (vgl. Kapitel 2.1.3), so dass die extrapolierten Werte nur für die Ableitungen des ersten nassen Knotens am Rand verwendet werden. Entsprechend muss auch nur der erste trockene Knoten am Rand extrapoliert werden. Geht man von einer Situation wie in Abbildung 2-16 aus und bezeichnet den Index des (nassen) Randknotens mit i , ergibt sich bei linearer Extrapolation für die Werte des trockenen Knotens:

$$w_{i+1} = 2w_i - w_{i-1} \quad (2-73)$$

wobei w für eine der Systemvariablen η oder u steht. Setzt man (2-73) in den Differenzenausdruck (2-5) ein erhält man:

$$\frac{\partial w_i}{\partial x} \approx \frac{w_i - w_{i-1}}{dx} \quad (2-74)$$

was einer Rückwärtsdifferenz erster Ordnung entspricht und somit zunächst die Approximationsgüte des Differenzenverfahrens mindert. Die zweite Ableitung unter Verwendung des 3-Knoten-Differenzensterns lautet allgemein:

$$\frac{\partial^2 w_i}{\partial x^2} \approx \frac{w_{i+1} - 2w_i + w_{i-1}}{dx^2} \quad (2-75)$$

und ergibt sich am Rand bei Einsetzen von (2-73) somit zu Null. Dies bedeutet, dass an Randknoten die diskretisierten Grundgleichungen auf die nichtlinearen Flachwassergleichungen reduziert werden, da die Boussinesq-Terme ausnahmslos verschwinden. Der führende Term des Abbruchfehlers der Rückwärtsdifferenz erster Ordnung (2-74) lautet $\frac{dx}{2} \frac{\partial^2 w_i}{\partial x^2}$ und stellt somit eine Quelle für numerische Diffusion dar. Der Differenzenausdruck der zweiten Ablei-

tung ergibt sich an Randpunkten aber zu Null, so dass nur das Restglied dieses Ausdrucks in den Abbruchfehler der ersten Ableitung eingeht. Dieser ergibt sich somit zu $\frac{dx}{2} \frac{dx^2}{12} \frac{\partial^4 w_i}{\partial x^4}$ und ist wieder von derselben Größenordnung wie die zentralen Differenzen mit Korrekturtermen (vgl. Kapitel 2.1.3). Die Güte des numerischen Verfahrens bleibt also auch am Rand erhalten.

Der Algorithmus des Dry-Node-Concepts ist vergleichsweise aufwendiger als das Slot-Concept oder das sehr einfache Wet-Slope-Concept. Dies liegt vor allem daran, dass zu jedem Zeitschritt die nass-trocken Grenze neu bestimmt werden muss und dabei gewisse Konstellationen, insbesondere im zweidimensionalen Fall, vermieden werden müssen. So sind z.B. einzelne nasse Knoten, die von trockenen Knoten eingeschlossen sind, nicht erlaubt, da es zum einen unmöglich wäre, mit einem nassen Knoten die Werte für die trockenen Knoten zu extrapolieren und zum anderen für die diskretisierten Ableitungen mindestens drei aufeinander folgende Knoten benötigt werden.

Die Berücksichtigung des zweidimensionalen Falls ist etwas komplexer als bei den vorangegangenen Konzepten, was durch die Extrapolation der Systemgrößen auf trockene Knoten begründet ist. Dabei wird so vorgegangen, dass von jedem nassen Nachbarknoten eine 1D-Extrapolation vorgenommen wird und sich der endgültige Wert am trockenen Knoten als Mittelwert der 1D-Extrapolation ergibt.

2.4.4 Verifikation

Ein guter Test für die Verifikation der Wellenauflaufstrategien ist der Vergleich mit einer theoretischen Lösung dieses Problems. Carrier und Greenspan (1958) präsentierten eine analytische Lösung der nichtlinearen Flachwassergleichungen für den eindimensionalen Wellenauflauf an einer Böschung, die von Brocchini und Peregrine (1996) auf den zweidimensionalen Fall erweitert wurde. Für den Vergleich mit numerischen Ergebnissen soll hier aber nur der eindimensionale Fall betrachtet werden, d.h. die Angriffsrichtung der Wellen ist senkrecht zur Böschung.

Die Grundgleichungen werden zunächst unter Verwendung einer Referenzlänge l_0 dimensionslos gemacht, so dass sich die folgenden Größen ergeben:

$$\eta' = \frac{\eta}{\alpha l_0}, \quad D' = \frac{D}{\alpha l_0}, \quad u' = \frac{u}{u_0}, \quad x' = \frac{x}{l_0}, \quad t' = \frac{t}{t_0} \quad (2-76)$$

mit $u_0 = \sqrt{g\alpha l_0}$ und $t_0 = \sqrt{\frac{l_0}{g\alpha}}$

wobei die dimensionslosen Größen mit einem Strich gekennzeichnet sind und die Neigung der Böschung mit α bezeichnet wurde. Zur Lösung des Problems verwenden Carrier und Greenspan (1958) eine Hodrograph Transformation, bei der sich die folgenden charakteristischen Koordinaten ergeben:

$$\sigma = 4c', \quad \lambda = 2(u' - t') \quad (2-77)$$

Dabei repräsentieren σ eine räumliche Koordinate und λ eine zeitliche Koordinate während $c' = \sqrt{(\eta' + D')}$ die dimensionslose Fortschrittsgeschwindigkeit der Welle darstellt. Durch Einführung eines Geschwindigkeitspotentials $\phi'(\sigma, \lambda)$ wird das Problem linearisiert und die Lösung kann als Fourierreihe angegeben werden.

$$\phi'(\sigma, \lambda) = \sum_{i=1}^N A'_i J_0(\omega'_i \sigma) \sin(\vartheta_i), \quad \vartheta_i = \omega'_i \lambda + \psi'_i \quad (2-78)$$

bei der A'_i und ω'_i die dimensionslosen Amplituden und Frequenzen der einzelnen Wellen sind und J_0 die Bessel Funktion der ersten Art, 0. Ordnung ist. Mit dieser Lösung lassen sich x', t', η' und u' explizit berechnen:

$$\begin{aligned} x'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{4} \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} - \frac{1}{2} u'^2 - \frac{1}{16} \sigma^2 \\ t'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{2} \lambda - u' \\ \eta'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{4} \frac{\partial \phi'}{\partial \lambda} - \frac{1}{2} u'^2 = x' + \frac{1}{16} \sigma^2 \\ u'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \phi'}{\partial \sigma} \end{aligned} \quad (2-79)$$

Für eine einzelne Welle ergibt sich schließlich durch Einsetzen von (2-78) in (2-79):

$$\begin{aligned}
x'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{4} A' \omega' J_0(\omega' \sigma) \cos(\omega' \lambda) - \frac{1}{2} (A' \omega' J_1(\omega' \sigma) \sin(\omega' \lambda)) - \frac{1}{16} \sigma^2 \\
t'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{2} \lambda - \frac{1}{\sigma} (A' \omega' J_1(\omega' \sigma) \sin(\omega' \lambda)) \\
\eta'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{4} A' \omega' J_0(\omega' \sigma) \cos(\omega' \lambda) - \frac{1}{2} (A' \omega' J_1(\omega' \sigma) \sin(\omega' \lambda)) \\
u'(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{\sigma} (A' \omega' J_1(\omega' \sigma) \sin(\omega' \lambda))
\end{aligned} \tag{2-80}$$

wobei J_1 die Bessel Funktion der ersten Art, 1. Ordnung ist und ohne Einschränkung der Allgemeinheit die Phasenverschiebung ψ' im Argument der trigonometrischen Funktionen zu Null angenommen wurde. Durch die Verwendung der charakteristischen Koordinaten σ und λ lässt sich auch die Bewegung der Uferlinie sehr einfach bestimmen, da sie an der Stelle $\sigma = 0$ ($c' = \sqrt{(\eta' + D')} = 0$) definiert ist:

$$\begin{aligned}
x'_s(\lambda) &= \frac{1}{4} A' \omega' \cos(\omega' \lambda) - \frac{1}{8} (A' \omega'^2 \sin(\omega' \lambda)) \\
t'_s(\sigma, \lambda) &= \frac{1}{2} (\lambda + A' \omega'^2 \sin(\omega' \lambda))
\end{aligned} \tag{2-81}$$

wodurch sich für die maximale und minimale Auflaufhöhe

$$x'_{s,\min} = -\frac{1}{4} A' \omega' \quad \text{und} \quad x'_{s,\max} = \frac{1}{4} A' \omega' \tag{2-82}$$

ergibt.

Der Zusammenhang zwischen den dimensionslosen und den dimensionsbehafteten Größen ist in Gleichung (2-76) gegeben und es gilt abschließend die Skalierungslänge l_0 zu bestimmen. Die Lösung im σ - λ -Raum hat formal zwei Freiheitsgrade, die sich durch die dimensionslose Amplitude A' und die dimensionslose Frequenz ω' ergeben. Ohne die Allgemeinheit einzuschränken, kann eine der beiden Variablen zu eins gesetzt werden, wenn die Skalierungslänge l_0 geeignet gewählt wird. Diese ergibt sich aus dem Zusammenhang der dimensionslosen Größen mit ihren dimensionsbehafteten Gegenstücken. Aus (2-76) und (2-80) ergibt sich für die Frequenz:

$$\omega = 2\omega' \sqrt{\frac{g\alpha}{l_0}} \quad (2-83)$$

Für die Amplitude wird die Amplitude des Wellenaufbaus gewählt und so folgt aus (2-76) und (2-82):

$$A = \frac{1}{4} A' \omega' \alpha l_0 \quad (2-84)$$

Setzt man, wie Carrier und Greenspan (1958), $\omega' = 0$, erhält man aus Beziehung (2-83) sofort:

$$l_0 = \frac{4g\alpha}{\omega^2} \quad (2-85)$$

während für $A' = 0$ aus (2-83) und (2-84)

$$l_0 = 4 \left(\frac{A^2 g}{\omega^2 \alpha} \right)^{1/3} \quad (2-86)$$

folgt.

Für den folgenden Vergleich wurde ein Beispiel von Madsen et al. (1997) übernommen, das z.B. auch von Kennedy et al. (2000) oder Lynett et al. (2002) zur Verifikation ihrer Wellenaufbaualgorithmen verwendet wurde. Betrachtet wird ein Wellenzug mit einer Höhe von $H = 0.006$ m und einer Periode von $T = 10$ s, der sich in einem Kanal mit einer Wassertiefe von $D = 0.50$ m fortbewegt und am Ende an einer mit $\alpha = 1/25$ geneigten Rampe aufläuft. Im numerischen Modell wird der Kanal mit einem Knotenabstand von $dx = 0.025$ m und einem Zeitschritt von $dt = 0.005$ s diskretisiert, wobei die Boussinesq-Terme in den Grundgleichungen vernachlässigt wurden, da die theoretische Lösung auf den nichtlinearen Flachwassergleichungen basiert.

Es wurden alle drei vorgestellten Wellenaufbaukonzepte getestet, wobei die Parameter beim Wet-Slope-Concept mit $\varepsilon = 0.0001$ m und $\phi = 1.2$, beim Dry-Node-Concept mit $\varepsilon = 0.0001$ m und beim Slot-Concept mit $\delta = 0.001$ und $\lambda = 80$ gesetzt wurden. Abbildung 2-17 zeigt einen Längsschnitt durch den Kanal in dem die berechneten Wasserspiegelauslenkungen zu verschiedenen Zeitpunkten mit der analytischen Lösung verglichen werden.

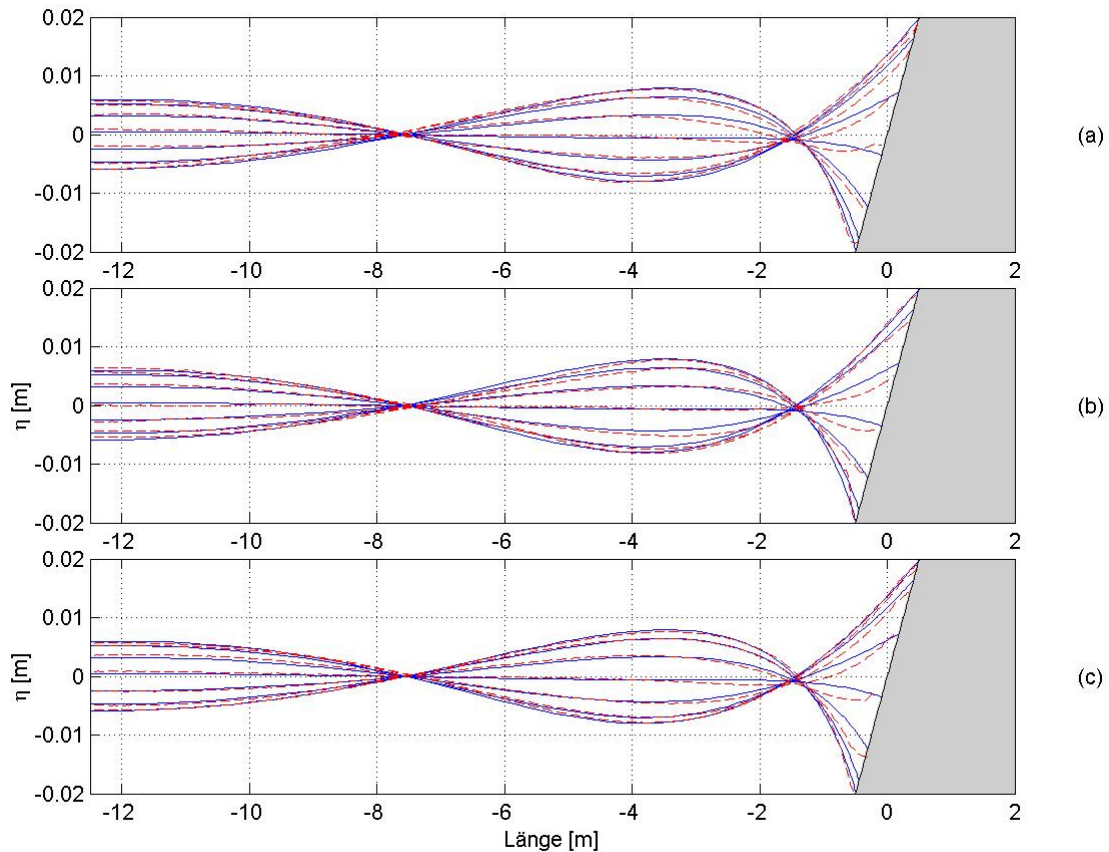


Abbildung 2-17: Vergleich der Wasserspiegelauslenkungen entlang des Kanals zu verschiedenen Zeitpunkten. Blau: Analytische Lösung, rot: BOWAM2. (a) Wet-Slope-Concept, (b) Dry-Node-Concept, (c) Slot-Concept.

Alle drei Konzepte liefern sehr ähnliche Ergebnisse, die mit der Theorie gut übereinstimmen. Sowohl die Knoten als auch die Antinoden der stehenden Welle werden in allen Fällen in Lage und Amplitude gut simuliert. Lediglich der zeitliche Verlauf des Wasserspiegels direkt an der Rampe zeigt geringe Abweichungen zur analytischen Lösung, was in Abbildung 2-18, die die horizontale Bewegung der Uferlinie darstellt, verdeutlicht wird. Die maximale und minimale Auflaufhöhe werden in allen Fällen gut erfasst und nur im Bereich dazwischen sind Abweichungen erkennbar.

Insgesamt bleibt festzuhalten, dass alle drei vorgestellten Konzepte zur Berücksichtigung des Wellenaufbaus im numerischen Modell gute Ergebnisse liefern, die sich voneinander nur geringfügig unterscheiden. Dabei neigen das Slot-Concept und das Dry-Node-Concept etwas schneller zu numerischen Instabilitäten und sind vom Berechnungsaufwand auch aufwendiger als das Wet-Slope-Concept. Daher wird im Folgenden auch nur noch letzteres verwendet, was nicht bedeutet, dass mit den anderen beiden Methoden nicht vergleichbare Ergebnisse erzielt werden.

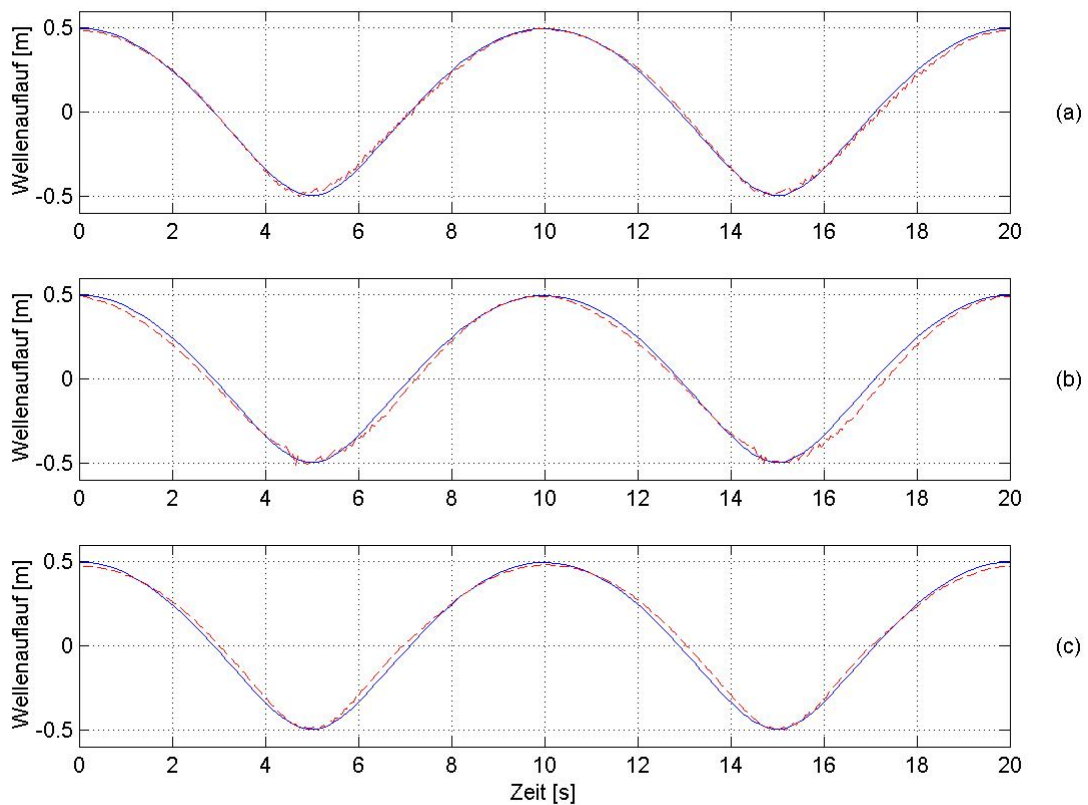


Abbildung 2-18: Vergleich des zeitlichen Verlaufs der Uferlinie.

Blau: Analytische Lösung, rot: BOWAM2.

(a) Wet-Slope-Concept, (b) Dry-Node-Concept, (c) Slot-Concept.

2.5 Validierung des Gesamtmodells

In diesem Kapitel wurde das numerische Modell vorgestellt und die Erweiterungen zur Generierung von Wellen sowie zur Berücksichtigung des Wellenbrechens und Wellenaufbaus ausführlich erläutert. Anhand einiger Beispiele konnten die implementierten Algorithmen bereits verifiziert werden und der folgende abschließende Test soll das Modell in seiner Gesamtheit, unter Zusammenwirkung aller Prozesse, validieren. Hierzu wird ein von Mase und Kirby (1992) durchgeführtes Experiment in einem kleinen Wellenkanal im numerischen Modell simuliert und die Ergebnisse den Messungen gegenübergestellt.

Der Kanal hat eine Wassertiefe von $D = 0.47$ m und in 10 m Entfernung vom Wellenblatt beginnt eine Böschung mit einer konstanten Neigung von $\alpha = 1/20$. Eingesteuert wurde ein Pierson-Moskowitz-Spektrum mit einer Peakfrequenz von 1.0 Hz und die Transformation der Wellen entlang der Böschung wurde an 12 Wellenpegeln in Wassertiefen von $D = 0.47$ m,

0.35 m, 0.30 m, 0.25 m, 0.20 m, 0.175 m, 0.15 m, 0.125 m, 0.10 m, 0.075 m, 0.05 m und 0.025 m gemessen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2-19 skizziert.

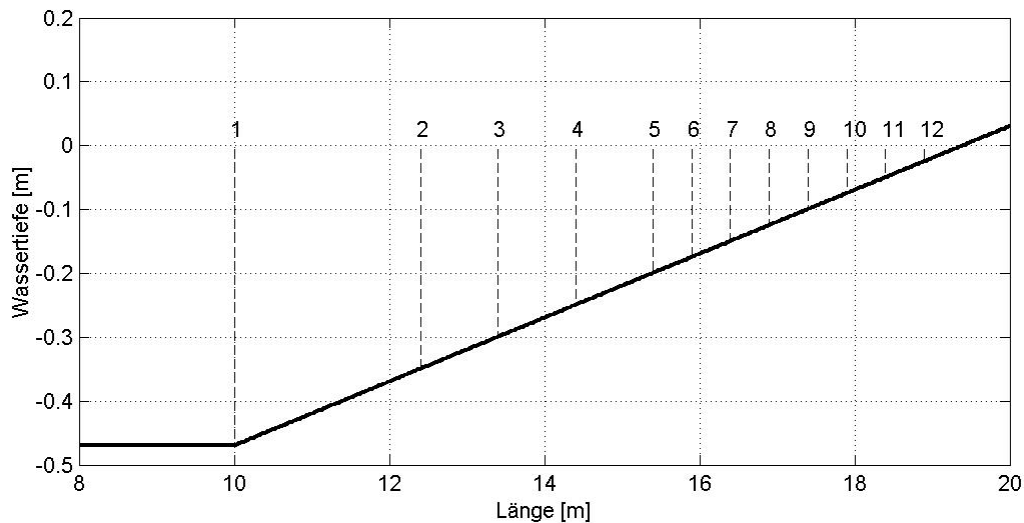


Abbildung 2-19: Versuchsaufbau für die Versuche von Mase und Kirby (1992).

Im numerischen Modell ist der Kanal mit einem Knotenabstand von $dx = 0.025$ m diskretisiert, wobei der Zeitschritt $dt = 0.01$ s beträgt. Für das Wellenbrechen wird das Eddy-Viscosity-Concept (Kapitel 2.3.3) und für den Wellenauflauf das Wet-Slope-Concept (Kapitel 2.4.2) mit $\varepsilon = 0.0002$ m und $\varphi = 2.0$ verwendet. Die Einsteuerung der Wellen erfolgt mit der Quellfunktion (Kapitel 2.2.3) auf Basis der gemessenen Wasserspiegelauslenkung des Pegels 1. Der Mittelpunkt der Quellfunktion liegt daher am Fuß der Böschung und herauslaufende Wellen werden am linken Rand über einen Spongelaye reflexionsfrei gedämpft.

Abbildung 2-20 zeigt einen Ausschnitt gemessener und berechneter Wasserspiegelauslenkungen an den übrigen 11 Pegeln. Die Übereinstimmung ist im Allgemeinen gut, aber an einigen Stellen sind auch Abweichungen der numerischen Ergebnisse zu den Messdaten erkennbar. Diese sind auf dieselbe Weise zu begründen wie die Abweichungen bei der Verifikation der Brechstrategien in Kapitel 2.3.4. Zum einen können die verwendeten Boussinesq-Gleichungen nichtlineare Transformationen nur bis zu einem gewissen Grad korrekt reproduzieren und zum anderen wurde bei der eingesteuerten Zeitreihe des Pegels 1 davon ausgegangen, dass das Signal keine Reflexionen enthält, was sicherlich nur eine Näherung an die Realität sein kann. Daher ist das Ergebnis der numerischen Simulation für den Vergleich der Wasserspiegelauslenkungen durchaus als gut zu bezeichnen und eine Gegenüberstellung zeitgemittelter, statistischer Parameter soll dies weiter verdeutlichen.

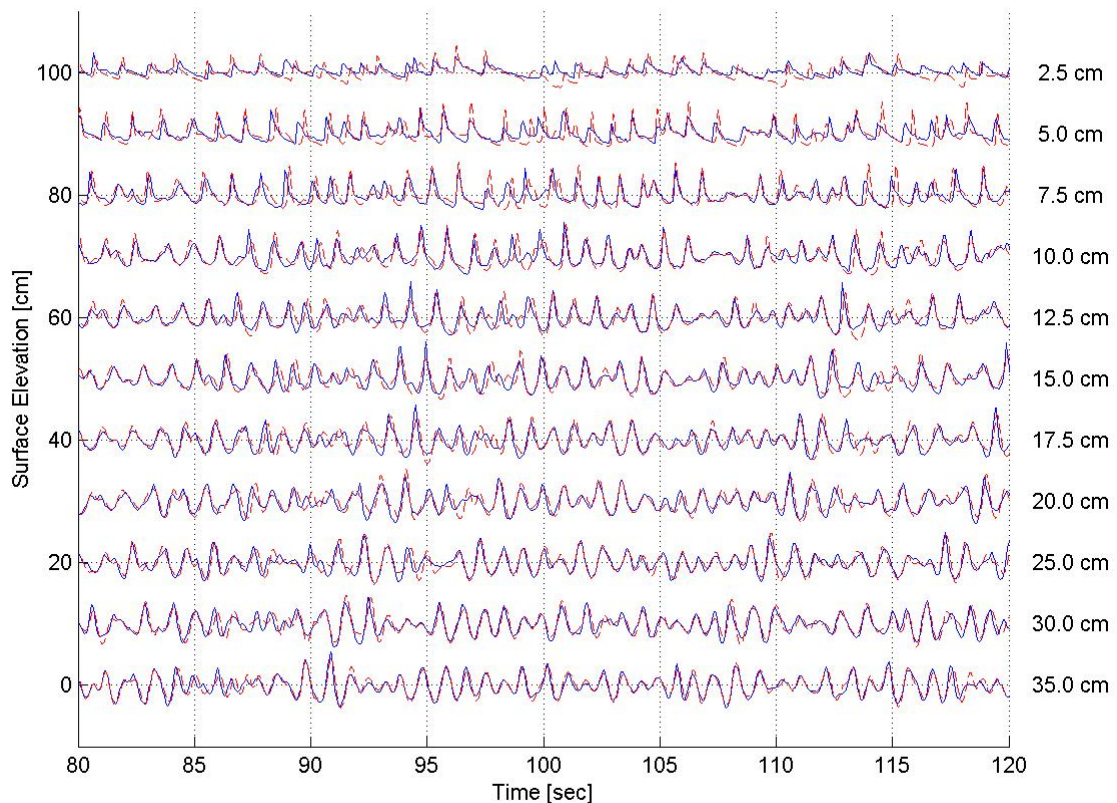


Abbildung 2-20: Vergleich der Wasserspiegelauslenkungen an verschiedenen Pegeln.
Blau: Messung, rot: BOWAM2.

Zeitgemittelte Parameter wurden bereits in Kapitel 2.3.4 für einen Vergleich herangezogen und in diesem Zusammenhang auch ausführlich erläutert. An dieser Stelle sollen die Signifikante Wellenhöhe, der Setup, die Skewness und die Asymmetry an jedem Pegel betrachtet werden. Abbildung 2-21 zeigt den Vergleich der vier Parameter, bei dem sofort auffällt, dass die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Ergebnissen generell sehr gut ist. Insbesondere die formbeschreibenden Parameter Skewness und Asymmetry in Diagramm (c) und (d) sind über die gesamte Länge der Rampe fast deckungsgleich. Lediglich nahe der Uferlinie, ab etwa einer Wassertiefe von $D < 5$ cm, sind etwas größere Abweichungen erkennbar, die sich auch in der Signifikanten Wellenhöhe und dem Setup in Diagramm (a) und (b) zeigen. Eine Unterschätzung des Setup war bereits in Kapitel 2.3.4 zu beobachten und ist, wie dort bereits erläutert, vermutlich auf die Vernachlässigung nichtlinearer Terme in den Grundgleichungen zurückzuführen. Andererseits wird die Transformation durch das Shoaling auf der Rampe sehr gut abgebildet, was durch die gute Übereinstimmung der Wellenhöhen und der Symmetrieparameter deutlich wird.

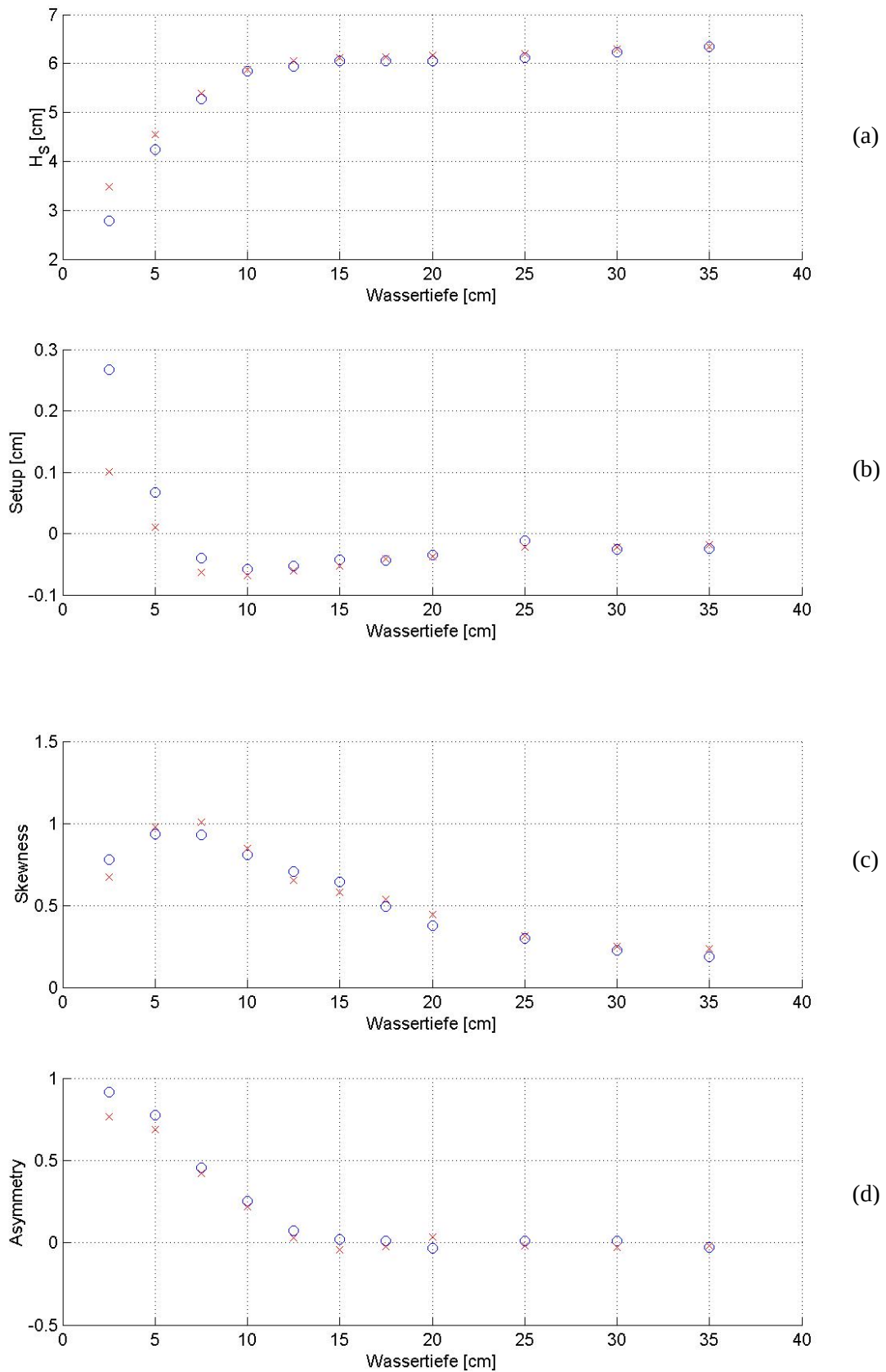


Abbildung 2-21: Vergleich zeitgemittelter, statistischer Parameter an allen Pegelpositionen: (a) Signifikante Wellenhöhe, (b) Setup, (c) Horizontale Asymmetrie und (d) vertikale Asymmetrie.

Durch die vorgenommenen Erweiterungen kann mit dem Boussinesq-Modell BOWAM2 die Wellentransformation von relativen Wassertiefen $D/L \approx 1.5$ bis zum Auflauf an der Küste mit angemessener Genauigkeit berechnet werden. Die Verwendung einer Quellfunktion erlaubt die Generierung nichtlinearer Wellen über den gesamten Gültigkeitsbereich der Grundgleichungen und die durch den Brechvorgang verursachte Energiedissipation kann durch Modellierung der entstehenden Turbulenz mit dem Eddy-Viscosity-Concept gut simuliert werden. Weiterhin ermöglichen Strategien zur Berücksichtigung trockener Knoten die Berechnung des Wellenauflaufprozesses im numerischen Modell. Dies konnte anhand mehrerer eindimensionaler Beispiele für den Fall des senkrechten Wellenangriffs belegt werden. Ebenso ist aber auch die Berechnung der Transformation von Richtungsspektren mit dem numerischen Modell möglich, was theoretisch bereits in diesem Kapitel gezeigt wurde. Eine Validierung dieser Theorie durch den Vergleich mit Naturmessungen in einem Bühnenfeld erfolgt allerdings erst im Zusammenhang mit den durchgeführten Messkampagnen auf Norderney in Kapitel 6.

3 Photogrammetrische Komponente

Die Stereophotogrammetrie wurde seit 1904, als erstes Messverfahren überhaupt, für die räumliche Bestimmung einzelner Meereswellenformationen eingesetzt (Kohlschütter, 1906). Spezielle Kameraentwicklungen ermöglichten ab 1939 die räumliche und zeitliche Analyse der Wellenbewegungen (Schuhmacher, 1950). Die Bestimmung von Wasseroberflächen mittels manueller Auswertung, insbesondere von Bildsequenzen, ist äußerst komplex und zeitintensiv. Gegenwärtige Forschungen und Entwicklungen in Bezug auf automatische Bildzuordnung und Interpretation von digitalen Bildern können diese Einschränkungen überwinden. Die digitale Bildzuordnung wurde bereits in der Vergangenheit erfolgreich zur Ableitung von Seegangsparemtern aus Stereobildern eingesetzt (Redweik, 1993). Weitere Beispiele zur Bestimmung von Wasseroberflächen aus digitalen Bildsequenzen geben Taguchi und Tsuru (1998), Yamazaki et al. (1998) und Holland et al. (1997).

Ziel ist die flächendeckende, dreidimensionale und zeitlich kontinuierliche Bestimmung der Wasseroberfläche in der Brandungszone mittels eines automatischen photogrammetrischen Ansatzes. Dieser Ansatz basiert auf stereoskopischen Bildsequenzen und digitaler Bildzuordnung. Die Bildzuordnung dient der Identifizierung und automatischen Zuordnung identischer Objektmerkmale, wie Punkten, Mustern oder Kanten in zwei oder mehr Bildern des Objekts.

3.1 Digitale Bildzuordnung

Stereobilder sind in der Regel in ihrem Bildinhalt nicht gleich, denn es handelt sich um verschiedene perspektivische Abbildungen eines dreidimensionalen Objekts. Die zum Teil erheblichen Disparitäten in den Stereobildern beruhen auf unterschiedlichen Kameraorientierungen. Aufgabe ist es, möglichst viele richtige Zuordnungen in den Bildern zu finden, die identischen Objekten entsprechen.

3.1.1 Korrelationskoeffizient

Ein häufig verwendetes Verfahren der Bildzuordnung auf der Basis von Grauwerten, also rasterorientierter Information, ist die digitale Bildkorrelation. Die Zuordnung arbeitet mit den originären Grauwerten zweier Bilder. Eine Mustermatrix aus dem ersten Bild wird pixelweise über eine größere Suchmatrix eines zweiten Bilds geschoben. Die Matrizen bestehen aus R Zeilen und C Spalten. Ein Maß für die Ähnlichkeit zweier Muster ist der normierte Kreuzkorrelationskoeffizient ρ . Dieser wird in jeder Position für alle gemeinsamen Bildelemente beider

Matrizen aus den Standardabweichungen und der Kovarianz der Grauwerte berechnet (Heipke, 1995).

$$\rho = \frac{\sum_{r=1}^R \sum_{c=1}^C (g(r,c)' - \bar{g}') \cdot (g(r,c)'' - \bar{g}'')}{\sqrt{\sum_{r=1}^R \sum_{c=1}^C (g(r,c)' - \bar{g}')^2 \cdot \sum_{r=1}^R \sum_{c=1}^C (g(r,c)'' - \bar{g}'')^2}}; -1 \leq \rho \leq 1 \quad (3-1)$$

$g(r,c)'$: einzelner Grauwert der Mustermatrix

$g(r,c)''$: einzelner Grauwert der Suchmatrix

$\bar{g}'$: mittlerer Grauwert der Mustermatrix

$\bar{g}''$: mittlerer Grauwert der Suchmatrix

Der maximale Betrag des Kreuzkorrelationskoeffizienten ρ wird als beste Lageübereinstimmung von Muster- und Suchmatrix betrachtet. Der Wert ρ kann zwischen -1 und $+1$ variieren. Nimmt ρ den Wert -1 an wird eine negative Entsprechung der Suchmatrix gefunden, bei $+1$ eine positive. Für eine gute Zuordnung liegt ρ zwischen 0.7 und 1 .

Die Kreuzkorrelation ist ein robustes, flächenhaftes und helligkeits- sowie kontrastunabhängiges Verfahren mit hohem Rechenaufwand. Maßstabsunterschiede, Rotationen und Verzerrungen zwischen Muster- und Suchmatrix werden nicht berücksichtigt und führen zu einem geringeren Korrelationskoeffizienten. Das Verfahren ist auf Maßstabsunterschiede bis etwa 30% und Rotationen bis etwa 20° beschränkt (Förstner, 1985). Die erreichbare Bildmessgenauigkeit liegt bei 0.1 Pixel (Luhmann, 2000). In Gebieten mit schwachem Informationsgehalt, z.B. durch homogene Oberflächen ist eine sichere Zuordnung nicht möglich. Fehlzuordnungen bei sich wiederholenden Strukturen sind nicht auszuschließen. Sharp et al. (1965) setzten als eine der ersten die digitale Bildzuordnung zur automatischen Generierung von Digitalen Geländemodellen (DGMs) zur Erstellung von Orthophotos ein.

Zur Vereinfachung der Bildzuordnung kann eine Musterprojektion eingesetzt werden. Durch die Projektion von Mustern auf texturarme oder texturlose Oberflächen werden die für die Bildzuordnung notwendigen lokalen Grauwertunterschiede erzeugt. Die Oberflächenbestimmung wird möglich. Bei einigen Verfahren kann dadurch die Zuordnung homologer Bildstel-

len erleichtert werden. Die unterschiedlichen Verfahren der Musterprojektion sind der Literatur zu entnehmen (Kraus, 1996), (Schewe, 1988).

3.1.2 Bildzuordnung im Objektraum

Zur Herstellung von Beziehungen zwischen den aufgenommenen Bildern und dem dreidimensionalen Objekt wird Vorwissen über die Bildentstehung und das Objekt in die Bildzuordnung eingebracht. Bestehende Relationen zwischen den Messungen im Bild und dem Objekt werden berücksichtigt, um die Suche nach der richtigen Zuordnung zu vereinfachen und Mehrdeutigkeiten, verursacht z.B. durch ähnliche Objekte oder sich wiederholende Objektstrukturen, zu verringern.

Der Bereich möglicher Lösungen kann durch die Einführung von Bedingungen eingeschränkt werden. Bei bekannten Orientierungsparametern kann beispielsweise durch die Anwendung der Epipolargeometrie ein weiterer Zusammenhang zwischen Muster- und Suchmatrix hergestellt werden. Homologe Punkte befinden sich in der Epipolarebene und damit auch auf den zugehörigen Epipolarlinien. Für den Sonderfall des Stereonormalfalls liegen die Epipolarlinien parallel zur Basis. Im Fall von konvergenten Aufnahmen verlaufen die Epipollarlinien schräg durch das Bild. Konvergente Stereobildpaare können rechnerisch so umgebildet werden, dass sie dem Stereonormalfall entsprechen. Zur Berechnung von Normalbildern siehe Cho et al. (1992). Durch den Einsatz der Epipolargeometrie wird der Suchbereich für die Zuordnung homologer Punkte auf eine Dimension begrenzt, die Zuverlässigkeit der Ergebnisse erhöht und die Oberflächenableitung beschleunigt.

Im Gegensatz zu den bereits vorgestellten Verfahren geht der Vertical Line Locus (VLL) vom Objektraum aus. Durch das Verfahren des VLL können die Bildzuordnung und die Objektrekonstruktion zu einem geschlossenen Auswerteprozess zusammengefasst werden. Entlang der Lotlinie eines Objektpunkts wird eine Serie gleichabständiger Z-Koordinaten definiert und der Korrelationskoeffizient der zugehörigen Bildausschnitte für jeden Punkt berechnet (Bethel, 1986). Die Begriffe Muster- und Suchmatrix verlieren hier ihre eigentliche Bedeutung, da die beiden Bildausschnitte gleichberechtigt sind. Das Verfahren ist nicht auf den Stereofall beschränkt und lässt sich auf beliebig viele Bilder pro Punkt erweitern. Im Gegensatz zur Epipolargeometrie verändert sich die Position der zu korrelierenden Bildausschnitte in beiden Bildern. Für jede Zuordnung muss daher die Position der beiden Bildausschnitte neu berechnet werden.

Die Verwendung des Kleinsten Quadrate Ansatzes zur Bildzuordnung bietet eine weitere Möglichkeit zusätzliche Bedingungen zu berücksichtigen und diese gleichzeitig mit der Bildzuordnung zu verarbeiten. In der Literatur kann ein Trend zur simultanen Verarbeitung von so vielen Bildern wie möglich beobachtet werden, siehe z.B. Pollefeys et al. (2000) und Paparoditis et al. (2000). Die durch mehrere Bilder erzeugte Redundanz ermöglicht die Lösung von Problemen bei der Bildzuordnung, die andernfalls nicht eindeutig hätten bestimmt werden können oder zu einer falschen Oberflächenbeschreibung geführt hätten.

3.2 Entwickelter Algorithmus

Die dreidimensionale Bestimmung der sich bewegenden Wasseroberfläche wird unter Verwendung photogrammetrischer Stereobilddaten mit Hilfe der digitalen Bildzuordnung im Objektraum durchgeführt. Sowohl die innere als auch die äußere Orientierung der Bilddaten wird als gegeben vorausgesetzt und für die Dauer der Aufnahme einer Bildsequenz als konstant angenommen. Die Ermittlung der Form der Wasseroberfläche erfolgt in der Weise, dass im rechten und linken Bild des Stereopaars ein homologer Punkt aufgesucht und der zugehörige Strahlengang zum Zeitpunkt der Aufnahme rekonstruiert wird. Durch sukzessives Fortschreiten dieses Prozesses über die gesamte Fläche des Modellbereichs entsteht ein Digitales Oberflächenmodell (DOM). Aufgrund der geringen Veränderung der Höhe der Wasseroberfläche im Bereich der nicht brechenden Welle von einem Zeitschritt zum nächsten kann das Ergebnis eines Zeitschritts $[i]$ als Input für den folgenden Zeitschritt $[i+1]$ verwendet werden.

Durch die konsequente Verlagerung aller Berechnungen in den Objektraum können die Bildzuordnung, die Punktbestimmung und die Oberflächenrekonstruktion zu einem Auswerteprozess zusammengefasst werden. Die Ergebnisse liegen in einem gemeinsamen, globalen Koordinatensystem vor. Im Rahmen der Bildzuordnung im Objektraum kann der Suchbereich zusätzlich durch eine Variante des Vertical Line Locus eingeschränkt werden.

Die Arbeiten zum entwickelten Algorithmus wurden international veröffentlicht und zur Diskussion gestellt (Santel et al., 2004), (Santel et al., 2003), (Santel und Linder, 2003), (Santel et al. 2002).

3.2.1 Punktweise Zuordnung

Neben den Bildsequenzen selbst sind die Parameter der inneren und äußeren Orientierung und manuell gemessene Punkte für das erste Stereomodell als Eingangsinformationen notwendig.

Über die Koordinaten der manuell gemessenen Punkte wird eine erste Näherung der Geländeoberfläche bestimmt. Da die Höhen der neu zu bestimmenden Oberflächenpunkte nur genähert bekannt sind, entsprechen auch die Bildpunkte nur näherungsweise einem homologen Punktepaaar. Die tatsächliche Lage der Bildpunkte wird über einen auf Korrelation beruhenden Suchalgorithmus ermittelt. Die Punkte, die als identische Punkte gefunden wurden, werden im Weiteren ebenfalls zur Berechnung der Geländeoberfläche genutzt.

Als geometrische Einschränkung für den Suchbereich wird eine Variante des VLL verwendet. Für einen gesuchten Objektpunkt P werden die Näherungskordinaten und die Orientierungen der Bilder als Eingangsdaten benötigt. Der Objektpunkt P ist genähert gegeben durch den Startpunkt S (siehe Abbildung 3-1).

Zur Ermittlung des Objektpunkts P werden entlang einer Geraden mehrere Objektpunkte, die in Geradenrichtung variieren, definiert. Die Gerade verläuft durch den Mittelpunkt H der Basis des Stereomodells sowie durch den Startwert S für den gesuchten Objektpunkt P . Der maximale Verschiebungsbereich $\pm \Delta Z$ des Startpunkts S entlang der Geraden muss angegeben werden. Er wird definiert durch die Punkte U mit maximaler Höhe Z und L mit minimaler Höhe Z . Innerhalb der maximal zulässigen Höhenänderung $\pm \Delta Z$ wird der Startpunkt S sukzessive verschoben.

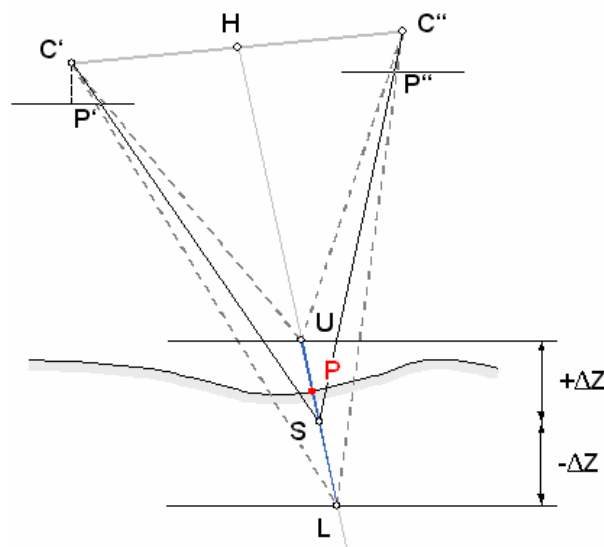


Abbildung 3-1: Korrelations-Algorithmus zur Punktbestimmung.

Bei gegebener äußerer Orientierung werden unter Verwendung der Kollinearitätsgleichungen (3-2) und einer Affintransformation (3-3) die möglichen Objektpunkte in den Bildraum bzw. ins Pixelkoordinatensystem transformiert.

$$\begin{aligned}
 x &= x'_0 - c \frac{r_{11}(X - X_0) + r_{21}(Y - Y_0) + r_{31}(Z - Z_0)}{r_{13}(X - X_0) + r_{23}(Y - Y_0) + r_{33}(Z - Z_0)} \\
 y &= y'_0 - c \frac{r_{12}(X - X_0) + r_{22}(Y - Y_0) + r_{32}(Z - Z_0)}{r_{13}(X - X_0) + r_{23}(Y - Y_0) + r_{33}(Z - Z_0)}
 \end{aligned}
 \tag{3-2}$$

x, y	: Bildkoordinaten
c	: Kammerkonstante
x'_0, y'_0	: Lage des Bildhauptpunkts
r_{ii}	: Elemente der Rotationsmatrix
X, Y, Z	: Objektkoordinaten
X_0, Y_0, Z_0	: Koordinaten des Projektionszentrums

$$\begin{aligned}
 u &= a_0 + a_1x + a_2y \\
 v &= b_0 + b_1x + b_2y
 \end{aligned}
 \tag{3-3}$$

u, v	: Pixelkoordinaten
$a_0, a_1, a_2, b_0, b_1, b_2$	: Parameter der Affintransformation

Die Translationsparameter a_0 und b_0 beschreiben die Verschiebung des Ursprungs zwischen dem Bild- und Pixelkoordinatensystem. Die Parameter a_1, a_2, b_1 und b_2 lassen einerseits beliebige Maßstäbe in beiden Koordinatenrichtungen und andererseits Dreh- und Scherungswinkel zwischen den Koordinatenachsen zu.

Durch die Pixelkoordinaten wird das Zentrum der Korrelationsfenster festgelegt. Die zur Korrelation verwendete Fenstergröße sowie ein Schwellwert für den Korrelationskoeffizienten sind zuvor anzugeben. Der Korrelationskoeffizient wird für jeden möglichen Objektpunkt berechnet. Die Berechnung des Korrelationskoeffizienten erfolgt nach Formel (3-1).

Der Korrelationskoeffizient ist im Allgemeinen kleiner eins, da die gemessenen Grauwertfunktionen mit zufälligen Fehlern behaftet sind und die geometrische Transformation zwischen den Bildern nicht optimal ist. Der Korrelationskoeffizient ist nicht invariant gegen geo-

metrische Verzerrungen. Die Verzerrungen werden mit Hilfe einer projektiven Transformation mathematisch modelliert. Die Form des linken Korrelationsfenster ist quadratisch. Zu jedem Bildpunkt im linken Bildausschnitt wird mit der Annahme einer Ebene im Objektraum der zugehörige Punkt im rechten Bildausschnitt bestimmt. Der rechte Bildausschnitt ist im Vergleich zum quadratischen linken geometrisch verzerrt.

Der gesuchte Objektpunkt S und die zugehörigen XYZ -Koordinaten werden durch den maximalen Korrelationskoeffizienten definiert. Um mögliche Fehlkorrelationen auszuschließen, wird ausgehend vom maximalen Korrelationskoeffizienten in einer Umgebung von ± 5 Schrittweiten die Differenz zwischen dem maximalen und minimalen Korrelationskoeffizienten innerhalb dieses Bereichs berechnet. Eine Umgebung von ± 5 Schrittweiten hat sich als ausreichend erwiesen um eine Aussage über die Eindeutigkeit des Korrelationskoeffizienten zu treffen. Bei einem Wert kleiner als einem vorgegebenen Schwellwert wird der Objektpunkt verworfen.

Die Größe der Verschiebung innerhalb von $\pm \Delta Z$ im Objektraum wird in Abhängigkeit von der maximal zulässigen Höhenänderung im DOM unter Berücksichtigung der Veränderung der Bildkoordinaten von mindestens einem Pixel bei Verschiebung des Punkts entlang der Geraden durch den Mittelpunkt H der Basis und die Gebietsmitte G bestimmt. Der Gebietsmittelpunkt G wird den Angaben der Größe des auszuwertenden DOMs mit X_{min} , X_{max} , Y_{min} , Y_{max} und Z_{min} , Z_{max} , entnommen.

Anschließend werden für den Gebietsmittelpunkt und für den um g Schrittweiten verschobenen Gebietsmittelpunkt unter Verwendung der Kollinearitätsgleichungen (3-2) und der Affintransformation (3-3) die Pixelkoordinaten u_j und v_j jeweils für das rechte und linke Bild ermittelt:

$$(u, v)_j = f(g(X, Y, Z)_G) \quad (3-4)$$

g : Schrittweite

Zur Bestimmung der gesuchten Schrittweite g muss Gleichung (3-5) erfüllt werden.

$$\frac{\partial x}{\partial g} = 1 \text{ Pixel} \quad (3-5)$$

Der Quotient aus der Veränderung der Bildkoordinaten und der gewählten Schrittweite g muss dem geforderten Unterschied der Bildkoordinaten von einem Pixel entsprechen.

Restfehler in den Orientierungsgrößen bewirken, dass die Raumstrahlen eines Punkts windschief aneinander vorbeilaufen. Um die Genauigkeit der Bildzuordnung zu steigern und Artefakte zu vermeiden werden diese Diskrepanzen bei der Berechnung der Bildkoordinaten mittels einer Korrekturmatrix im Bildraum berücksichtigt. Bereits vorhandene Objektkoordinaten, z.B. Passpunkte oder manuell gemessene Objektpunkte werden zur Berechnung der Korrekturwerte verwendet. Es wird vorausgesetzt, dass diese Objektpunkte gut über den Modellbereich verteilt sind.

Mittels der Kollinearitätsgleichungen (3-2) und der Affintransformation (3-3) werden für jeden Objektpunkt die zugehörigen Bildkoordinaten berechnet. Anschließend wird eine Korrelation der den jeweiligen Punkt umgebenden Bildausschnitte durchgeführt. Die Abweichungen in y von den zuvor berechneten Bildkoordinaten werden über eine ebene Affintransformation oder bei mindestens 6 Punkten über ein Polynom 2. Grades ausgeglichen. Die Transformationsparameter werden in einer Korrekturmatrix gespeichert und für alle Folgeschritte zur Korrektur verwendet.

Eine erfolgreiche Implementierung von Bildzuordnungsalgorithmen ist zum größten Teil abhängig von einer Reihe korrekt zu wählender Parameter. Im Allgemeinen ist die Auswahl dieser Parameter problematisch. Die Parameter sind abhängig von einer Anzahl von Einflüssen, wie z.B. der Geländeoberfläche, der Aufnahmeentfernung und dem Bildrauschen.

Die Position der Korrelationsfenster ist ebenfalls entscheidend. Wichtiger als die Größe der Korrelationsfenster ist die Notwendigkeit guter Startwerte (Schenk und Toth, 1992). Die Höhe der gesuchten Objektpunkte muss innerhalb des Bereichs der maximal zulässigen Höhenänderung $\pm \Delta Z$ liegen. Die Fenstergröße kann aufgrund guter Startwerte reduziert werden.

3.2.2 Flächenhafte Ausbreitung

Zur Beschaffung von guten Startwerten für die homologen Bildinformationen wird das hierarchische Verfahren der Bildpyramiden verwendet. Durch den Einsatz von Bildpyramiden wird die Schnelligkeit und Zuverlässigkeit gesteigert. Die Bildzuordnung wird zunächst mit geringer Auflösung begonnen und in anschließenden Iterationen verbessert. Durch Fortsetzen des Prozesses über den gesamten Modellbereich mittels eines verfeinerten Region-Growing-Verfahrens wird eine 3D-Punktwolke generiert.

In einer geringen Auflösungsstufe breitet sich der Algorithmus ausgehend von den bekannten Startpunkten in die acht Hauptrichtungen im Objektraum aus (siehe Abbildung 3-2 a). Unter Verwendung der Höhe des vorherigen Punkts wird eine Zuordnung versucht. Bei erfolgreicher Korrelation wird in die jeweilige Hauptrichtung mit gegebener Rasterweite bis zum Abbruch der Korrelation aufgrund des Unterschreitens des Schwellwerts für den Korrelationskoeffizienten bzw. des Überschreitens der maximalen Verschiebung in Z fortgefahren.

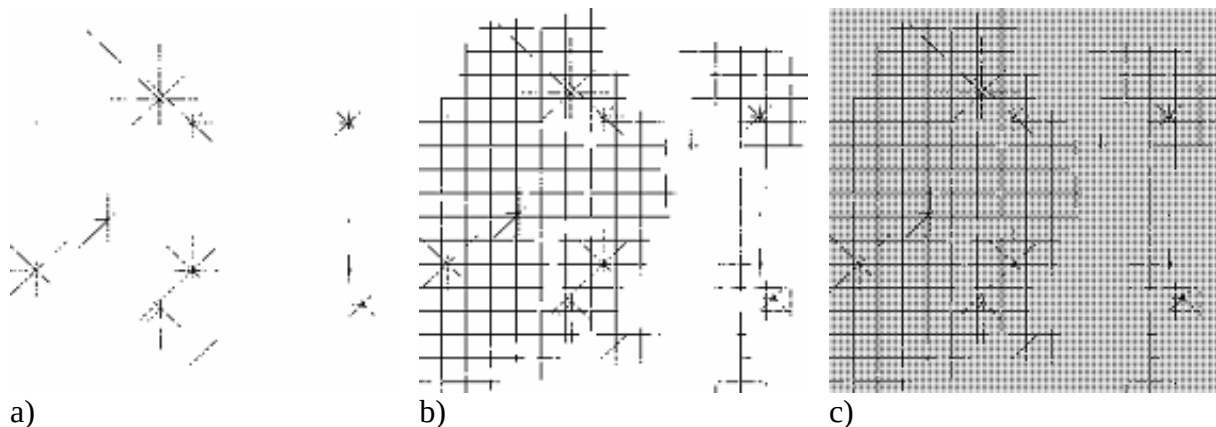


Abbildung 3-2: Prinzip der flächenhaften Ausbreitung (Linder, 2003).

Im Anschluss wird im zweiten Teil der flächenhaften Ausbreitung ein so genanntes Näherungs-DOM durch Interpolation abgeleitet (siehe Abbildung 3-2 b). In bis zu 20 Iterationsschritten wird ein Liniennetz im Abstand von 16 Pixel im DOM in X - und Y -Richtung ausgehend von bereits vorhandenen Punkten gelegt.

Abschließend wird aus dem bestehenden Näherungs-DOM ein verbessertes DOM durch weitere Iterationen und unter Verwendung eines kleineren Korrelationsfensters bei gleichem Schwellwert für den Korrelationskoeffizienten abgeleitet (siehe Abbildung 3-2 c). In diesem Schritt der flächenhaften Ausbreitung werden die Bilddaten in ihrer Originalauflösung ver-

wendet. Die Gitterweite entspricht der gewählten Auflösung im Digitalen Oberflächenmodell. In Abhängigkeit von den unterschiedlichen Abschnitten der flächenhaften Ausbreitung wird mit einem entsprechenden Vielfachen der Schrittweite zur Objektverschiebung gearbeitet. Nicht korrelierte Objektpunkte können interpoliert werden.

Eine visuelle Beurteilung der Ergebnisse ist durch Einblendung des generierten Oberflächenmodells in eine Stereoansicht möglich. Die Betrachtung kann mittels Anaglyphenbrille oder Shutterbrille erfolgen. Bei der Anaglyphendarstellung wird jedem Auge getrennt das entsprechende Bild in der richtigen Orientierung zugeführt. Die Bildtrennung erfolgt indem beide Bilder in den entsprechenden Komplementärfarben, z.B. rot und grün, ohne Vertikalparallaxen zu verursachen, übereinander projiziert werden. Zur Betrachtung ist in diesem Fall eine rot-grün Brille erforderlich. Der Einsatz einer Shutter-Brille ist gekoppelt an einen Monitor mit hoher Wiederholrate größer 100 Hz. Die Darstellung des linken und rechten Bilds erfolgt abwechselnd in schneller Folge. Durch die Betrachtung mit einer synchronisierten Shutter-Brille wird jeweils das gerade dargestellte Bild nur dem zugehörigen Auge zugeführt.

Unmittelbare Angaben über die Genauigkeit der Zuordnung im Sinne einer Standardabweichung bietet der entwickelte Algorithmus nicht. Die Bildzuordnung nach der Methode der Kleinsten Quadrate behebt diesen Nachteil. Außerdem ist es vorteilhaft für die automatische Oberflächenableitung mehr als zwei Bilder simultan zu verwenden. Dies steigert die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Ergebnisse. Bei der Kleinsten Quadrate Zuordnung spiegelt die Kovarianzmatrix in Form der zugehörigen Fehlerellipse unmittelbar wider, ob das Objekt nach allen Richtungen gleich gut lokalisierbar ist. Die theoretischen Fehlerellipsen zeigen deutlich den Einfluss der Form und der Schärfe der Punkte auf die Form der Fehlerellipse (Förstner, 1985).

3.2.3 Bildsequenzen

Die Grundidee der Sequenzauswertung ist, dass die Änderung der Höhe des DOM in aufeinander folgenden Bildern einer Bildsequenz im Bereich der nicht berechnenden Welle sehr gering ist. Im ersten Stereobildpaar der Bildsequenz müssen die Startpunkte manuell gemessen werden. Nur unter Hinzunahme dieser Startpunkte ist es möglich den Prozess der Bildzuordnung zu starten. Die Methode ist in der Lage, die benötigten Startpunkte der folgenden Stereobildpaare eigenständig zu finden.

Im Folgenden wird die Auswertung der Bildsequenzen näher beschrieben. Die Bildzuordnung wird für das erste Stereobildpaar in Zeitschritt $[i]$ ausgeführt. Das Ergebnis ist eine große Anzahl neu bestimmter Objektpunkte. Aufgrund der geringen Wellenbewegung können die Objektpunkte des Zeitschritts $[i]$ als Startpunkte für den folgenden Zeitschritt $[i+1]$ verwendet werden (siehe Abbildung 3-3). Um den Aufwand für die Bildzuordnung zu verringern, wird nur eine bestimmte, gut verteilte Menge an Objektpunkten als neue Startpunkte genutzt. Ein grobes Raster neuer Startpunkte wird aus den Objektpunkten des vorangegangenen Zeitschritts ausgewählt. Die Bildzuordnung des Stereobildpaars $[i+1]$ wird durchgeführt und die Ergebnisse können in gleicher Weise für das Stereobildpaar $[i+2]$ genutzt werden und so weiter.

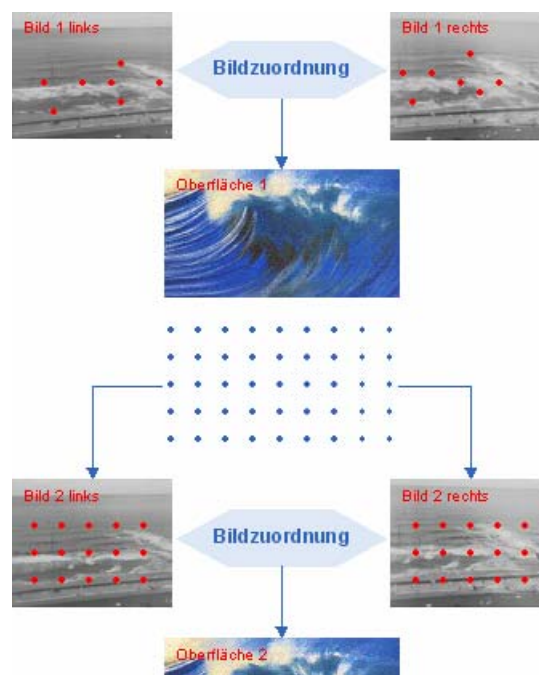


Abbildung 3-3: Algorithmus zur Bestimmung von Wasseroberflächen aus Bildsequenzen.

Aufgrund der geforderten Aufnahmefrequenz und der Geschwindigkeit der Veränderung der Oberfläche kann auf die zusätzliche Berücksichtigung von Bewegungsmodellen verzichtet werden.

Das Ergebnis der photogrammetrischen Datenerfassung ist eine dynamische Beschreibung der Wasseroberfläche in der Form $Z(X,Y,t)$. Bei Bedarf können zusätzlich Orthophotos generiert und die automatisch bestimmten Oberflächenmodelle gefiltert werden. Durch eine Tiefpassfilterung werden die hohen Ortsfrequenzanteile, wie Rauschen oder feine Details im DOM abgeschwächt oder sogar unterdrückt.

Der entwickelte Algorithmus wurde in das bestehende Softwaresystem LISA Modul FOTO von Dr. rer. nat. Dr.-Ing. Wilfried Linder implementiert. Das Programm ist für den Einsatz auf einem handelsüblichen Rechner mit Standardkomponenten entwickelt worden. Es sind keine zusätzlichen oder speziellen Ausstattungen erforderlich. Für Details sei auf die Literatur verwiesen (Linder, 2003).

4 Messkampagnen Norderney

Das Testgebiet sollte einem typischen Vorstrandbereich entsprechen, in dem alle strömungsmechanisch wesentlichen Prozesse in der Brandungszone zu beobachten sind. Ziel ist die zeitliche und räumlich wellenauflösende Aufnahme von Seegangsfeldern in der Natur an ausgewählten Ereignissen zur zeit- und ortsdiskreten Validierung von numerischen Modellen. Gegenwärtig erfolgt die Verifizierung der numerischen Modelle über Labormessungen in Wellenkanälen und Wellenbecken sowie über punktuelle Naturmessungen. Die Wasseroberfläche ist ein wichtiger Input für die Steuerung eines numerischen Modells. Die Messungen beschränken sich jedoch hauptsächlich auf Pegel, Wellenmessdrähte und Bojen.

Durch den Einsatz der Photogrammetrie soll der Seegang flächendeckend und zeitlich hochauflösend, entsprechend der Auflösung des numerischen Modells bestimmt werden (Strybny und Wegmann, 2001), (Strybny und Wegmann, 2000). Die dreidimensionale Oberfläche eines Seegangsfelds soll mit Genauigkeiten in der Höhe im Subdezimeter ermittelt werden. Die zeitliche Auflösung ist so zu wählen, dass die Kinematik der Meeresoberfläche nachvollzogen werden kann. Die minimale Gebietsgröße ist festgelegt durch die Fläche eines Bühnenfelds. Das System ist so zu entwickeln, dass es theoretisch auf Gebiete beliebiger Größe anwendbar ist. Die Messung soll weitestgehend automatisch ohne die gegenseitige Beeinflussung von Seegang und Messsystem erfolgen.

Die räumliche Auflösung des photogrammetrischen Systems muss mit dem Gitterabstand des numerischen Modells übereinstimmen. Dieses ist abhängig von der Wellenlänge. In Niemeyer und Kaiser (1997) sind typische im Küstenvorfeld von Norderney auftretende Wellenspektren beschrieben. Die Periode der kürzesten zu untersuchenden Welle liegt zwischen 2 und 3 Sekunden mit einer Länge von 5 und 10 m im Flachwasser. Diese Wellen sollen im numerischen Modell mit mindestens 10 Stützstellen pro Wellenlänge dargestellt werden. Daraus resultiert eine Gitterweite von 0.5 bis 1 m. Die photogrammetrische Methode muss diese räumliche Auflösung liefern.

Die minimale Dauer der Datenerfassung ist festgelegt durch die Zeit, die eine Welle zum Durchqueren der Brandungszone von der äußeren seewärtigen Begrenzung bis zum Wellenaufbruch benötigt. Dieser Prozess erfordert eine Aufnahmezeit von ca. 1 Minute. Anhand dieser Daten kann das Wellenbrechen näher untersucht werden. Zur statistischen Analyse des Wellenverlaufs und Wellenaufbruchs sind Messungen über eine längere Zeitdauer durchzuführen.

Um akzeptable Standardabweichungen der Wellenparameter zu erhalten müssen ungefähr 200 Wellen analysiert werden. Das photogrammetrische Aufnahmesystem muss daher in der Lage sein Daten über einen Zeitraum von bis zu 20 Minuten aufzuzeichnen. Zur Beschreibung der Kinematik der Wasseroberfläche, verursacht durch den Seegang, muss eine hohe zeitliche Auflösung gegeben sein. Die mittlere Wellenperiode in einem Buhnenfeld vor Norderney beträgt ca. 6 Sekunden. Eine ausreichende Aufnahmefrequenz liegt im Bereich von 10 Hz.

Die Datengrundlage für das Projekt wurde im Rahmen zweier Messkampagnen im August 2002 und Mai 2003 am Nordstrand der Insel Norderney erhoben. Das Untersuchungsgebiet ist das Buhnenfeld D1/E1 mit einer Größe von ca. 200 x 200 m², das bereits seit vielen Jahren der Forschungsstelle Küste (FSK) des Niedersächsischen Landesamts für Ökologie (NLÖ) als Forschungsfeld dient und entsprechend mit herkömmlichen Messinstrumenten ausgerüstet ist. Ein weiterer Vorteil, der zur Auswahl dieses Untersuchungsgebietes beigetragen hat, sind die in unmittelbarer Nähe gelegenen Hochhäuser, die als Standorte für die photogrammetrischen Bildaufzeichnungen genutzt wurden. Dadurch konnten aufwendige Konstruktionen zur Installation der digitalen Kameras vermieden werden.

4.1 Punktueller Wellenmessungen

In Zusammenarbeit mit der FSK wurden, zusätzlich zu den im Buhnenfeld bereits vorhandenen Druck-Geschwindigkeits-Sonden (PUV-Meter) und Wellenmessdrähten (WD), drei Waverider-Bojen am seeseitigen Rand des Buhnenfeldes installiert.

Abbildung 4-1 zeigt den Messaufbau mit herkömmlichen Instrumenten, wobei Kreise die Wellenmessdrähte, Rauten die Bojen und Kreuze die PUV-Meter repräsentieren. Die Bojen sind nach ihrer Position mit „West“, „Mitte“ und „Ost“ bezeichnet und ebenso sind die Abkürzungen der PUV-Meter zu interpretieren, wobei die Nummerierung aufsteigend in Richtung Strand verläuft. Bei den Wellenmessdrähten ist dies umgekehrt, so dass der strandnah gelegene Pegel den Index 1 und der weiter außerhalb liegende Pegel den Index 2 hat. Die zwei Kreise unterhalb von WD1 kennzeichnen zusätzlich eingebrachte Pfähle, die zur Orientierung der photogrammetrischen Aufnahmen dienen, wobei am linken Pfahl noch ein Pegel (TP) zur Aufzeichnung des Tidewasserstands installiert ist.

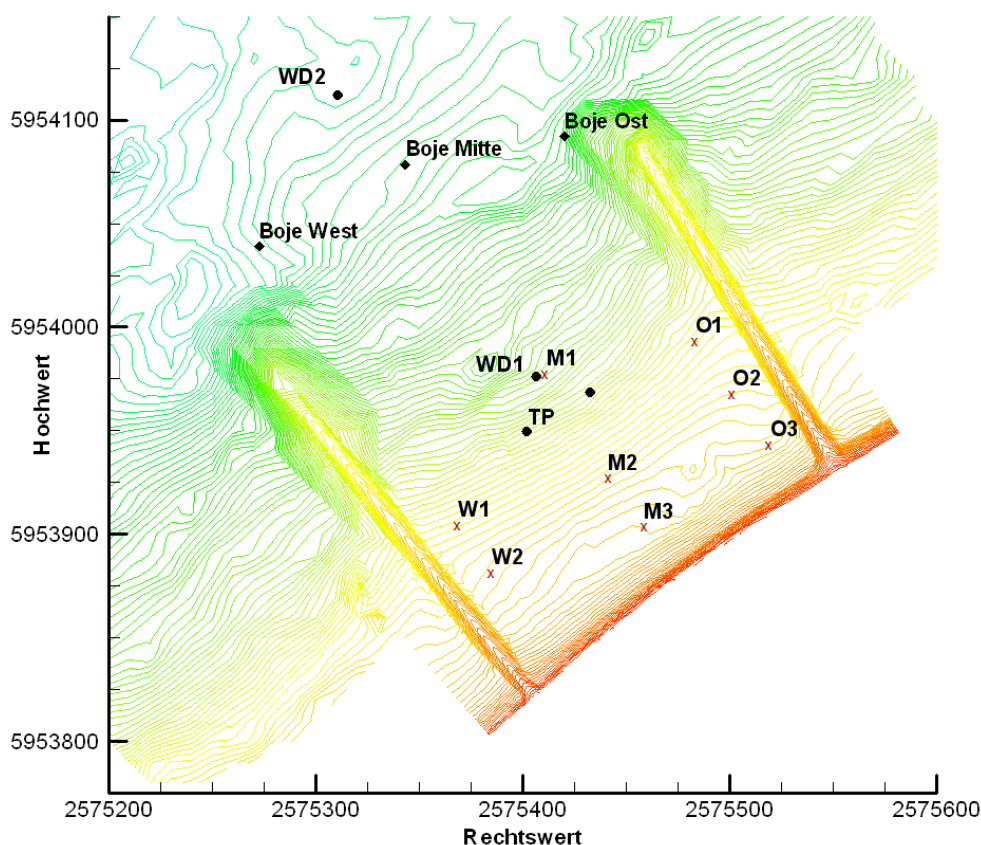


Abbildung 4-1: Topographie des Bühnenfeldes D1/E1 und Positionen der Messinstrumente.

Die beiden Messkampagnen wurden zeitgleich mit umfangreichen Baumaßnahmen am Deckwerk durchgeführt, was dazu geführt hat, dass nicht alle Instrumente immer einwandfrei gearbeitet haben. Tabelle 4-1 gibt einen Überblick über die vorhandenen, mit herkömmlichen Methoden aufgezeichneten Messdaten. Da die Positionen des Wellenmessdrahts WD1 und des PUV-Meters M1 sehr dicht beieinander liegen (siehe Abbildung 4-1), werden sie im Folgenden zu einem Pegel zusammengefasst.

Messkampagne	WD1	WD2	Boje West	Boje Mitte	Boje Ost	W1	W2	M1	M2	M3	O1	O2	O3	TP
August 2002	x	x	x	x	x	–	x	x	–	x	x	x	–	–
Mai 2003	x	x	x	x	x	–	–	x	–	x	–	–	–	x

Tabelle 4-1: Während der Messkampagnen herkömmlich aufgezeichnete Messdaten.

4.2 Vermessung der Topographie

Die Vermessung der Topographie ist insbesondere für die numerische Modellierung des See- gangs im Bühnenfeld von Bedeutung und wurde von der Betriebsstelle Norden des Nieder- sächsischen Landesbetriebs für Wasserwirtschaft und Küstenschutz (NLWK) vorgenommen. In Bereichen geringerer Wassertiefen bis etwa -1.80 m ü. NN erfolgte die Vermessung mit Differential-GPS in einem Raster von etwa 10 m, wobei die Bühnen über ihre Querprofile genauer vermessen wurden. In Wassertiefen größer 1.00 m ü. NN wurde von einem Boot aus eine Singlebeam Echolotpeilung durchgeführt, die ebenfalls Daten in einem Raster von etwa 10 m lieferte. Die Genauigkeit beider Verfahren liegt bei unter 1 cm für die GPS- und bei etwa 15 cm für die Echolotvermessung, was insbesondere im Überlappungsbereich der Auf- nahmegebiete erkennbar wird.

Aus den Rohdaten, die über 6000 nautisch und über 1000 terrestrisch vermessene Punkte um- fasst, wurde ein Digitales Geländemodell des Untersuchungsgebietes erstellt. Die Vorge- hensweise ist in Abbildung 4-2 am Beispiel der Daten von 2002 schematisch dargestellt.

Zunächst wurden im Überlappungsbereich die Punkte der Echolotvermessung gelöscht, da die GPS-Vermessung eine wesentlich höhere Genauigkeit aufweist. Fehlende Höheninformatio- nen im Bereich der Bühnenköpfe wurden sinnvoll ergänzt und Strukturinformationen, wie z.B. die Krone oder der Fuß der Bühne, in die Punktwolke integriert. Anschließend wurden die einzelnen Punkte unter Berücksichtigung der Strukturkanten mit einem Delaunay Algo- rithmus trianguliert. Das daraus resultierende Geländemodell ist in einer dreidimensionalen Ansicht unten links in Abbildung 4-2 dargestellt und wurde schließlich noch mit einem Filter geglättet, wobei in diesem Fall ein 5 Punkte gewichteter Mittelwertfilter verwendet wurde, der zu dem endgültigen DGM unten rechts führt.

In Zusammenarbeit mit dem Institut für Bauinformatik der Universität Hannover wurde neben dieser klassischen Methode zur Erzeugung eines DGMs auch eine Methode auf Basis von B- Spline-Flächen entwickelt. Hierauf soll aber im Rahmen dieses Berichts nicht näher einge- gangen werden, für eine genauere Erläuterung sei auf Schimmels und Berkhahn (2003) bzw. Berkhahn (2003) verwiesen.

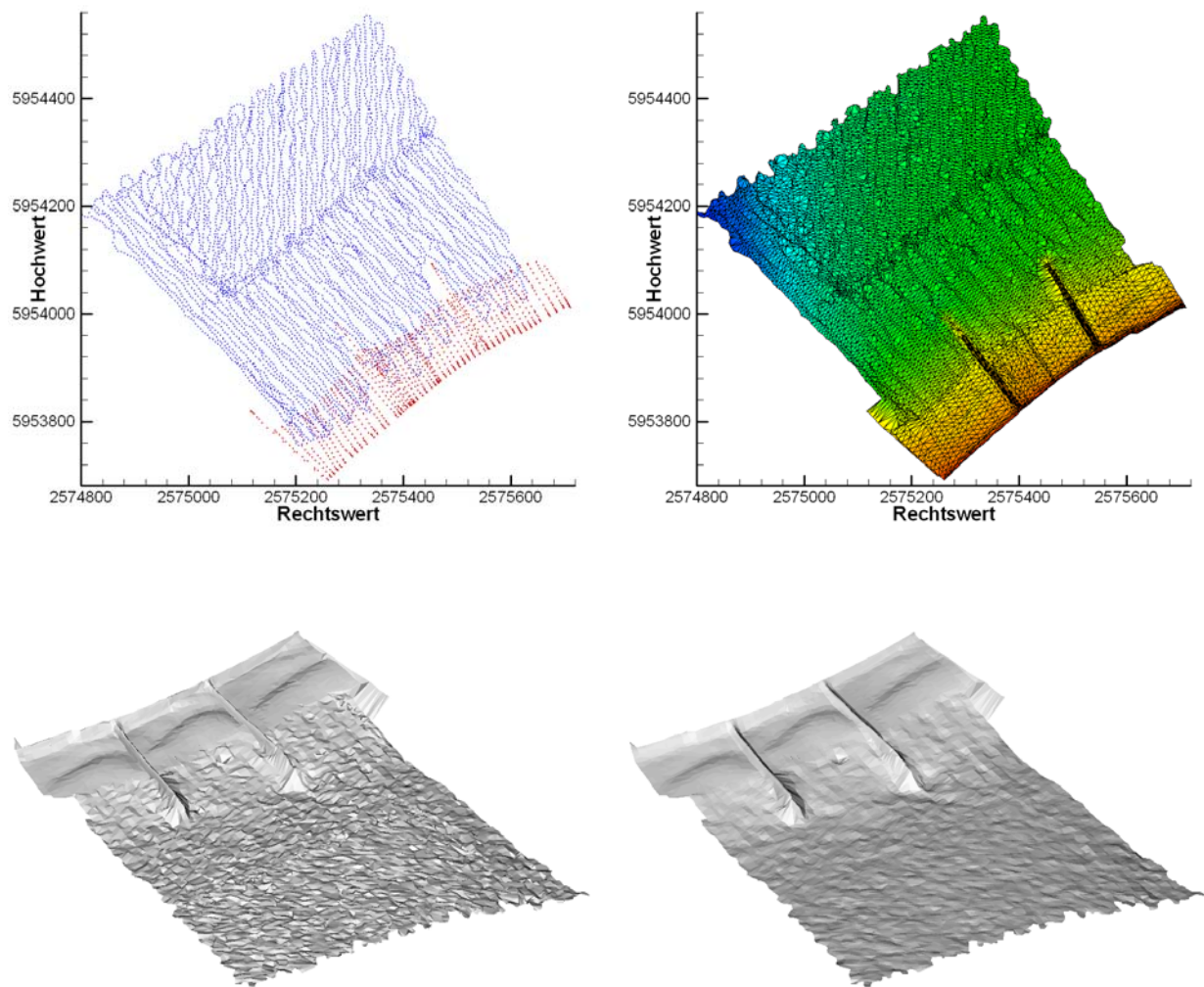


Abbildung 4-2: Erzeugung eines DGMs aus topographischen und nautischen Messdaten.

4.3 Photogrammetrische Datenerfassung

Die Erhebung der für die photogrammetrische Auswertung erforderlichen Daten erfolgte im Rahmen der beiden Messkampagnen. Zur Datenerfassung wurden vier digitale Videokameras eingesetzt.

4.3.1 Aufnahmekonfiguration

Die photogrammetrischen Aufnahmen wurden von Dächern zweier Hochhäuser in unmittelbarer Nähe des Bühnenfelds durchgeführt (weiße Kreise in Abbildung 4-3). Auf jedem Gebäude wurden zwei Kameras aufgestellt. Wegen der Höhe der Aufnahmestandpunkte von ca. 40 m und einem maximalen Aufnahmeabstand von 400 m am äußeren Rand des Untersuchungsgebiets wurden die Kameras um ungefähr 10 gon aus der Horizontalen geneigt. Aus der gewählten Kamerakonfiguration ergeben sich zwei überlappende Stereomodelle (siehe

Abbildung 4-4). Die Angaben zum Bildmaßstab m_b in Abbildung 4-4 beziehen sich auf eine Kammerkonstante c von 12.5 mm. Ein Oberflächenmodell des gesamten Gebiets erhält man durch die Kombination der beiden Modelle.



Abbildung 4-3: Untersuchungsgebiet (Quelle: NLWK – Norden).

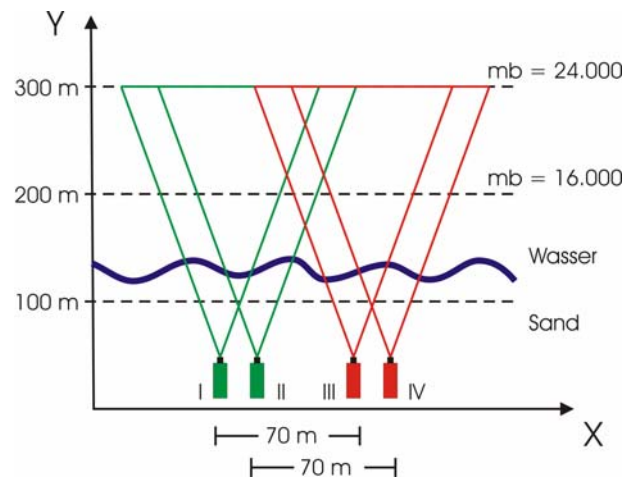


Abbildung 4-4: Aufnahmekonfiguration im Grundriss.

Für die Auswertung der photogrammetrisch erfassten Daten werden Passpunkte benötigt, um die äußeren Orientierungen der Bilder bestimmen zu können. Zu diesem Zweck wurden von der FSK zwei Tragpfähle im Untersuchungsgebiet eingebracht. Diese sowie weitere Passpunkte und als Passpunkte genutzte Punkte, wie z.B. Mauerecken und Laternenpfähle wurden vom NLWK in Lage und Höhe bestimmt. Zur Stabilisierung des Bildverbands wurden zusätzlich fünf rote Fender-Bojen im Bühnenfeld als Verknüpfungspunkte ausgebracht.

4.3.2 Genauigkeitsabschätzung

Die erreichbare Objektgenauigkeit wird sowohl durch die geometrische Messanordnung, wie die Objektgröße, die Anzahl der Kameras und Standpunkte, die Blickrichtung und den Öffnungswinkel jeder Kamera, als auch durch die Messgenauigkeit der homologen Bildkoordinaten beeinflusst. Durch die Anwendung der Fehlertheorie des Normalfalls kann die erreichbare Genauigkeit der gewählten Aufnahmekonfiguration für je ein Stereomodell in einem lokal gewählten Koordinatensystem nach Formel (4-1) abgeschätzt werden (Kraus, 1997). Fehlereinflüsse aus der inneren und äußeren Orientierung sowie aus atmosphärischen Störungen und Objektbewegungen werden vernachlässigt.

$$s_X = s_Z = m_b \cdot \sigma_0$$

$$s_Y = \frac{h}{b} \cdot m_b \cdot \sigma_0 \quad (4-1)$$

s_X, s_Z : Lagegenauigkeit in X , Höhengenaugigkeit in Z

s_Y : Tiefengenaugigkeit in Y

σ_0 : Messgenauigkeit

m_b : Bildmaßstab

h : Aufnahmeentfernung

b : Basis

Tabelle 4-2 enthält die theoretischen Objektgenauigkeiten für eine Aufnahmeentfernung h von 200 m in der Mitte des Untersuchungsgebiets und von 300 m am äußeren Gebietsrand jeweils für eine Kammerkonstante von 12.5 mm bzw. 50 mm.

Kammerkonstante c	12.5 mm	12.5 mm	50 mm	50 mm
Bildgröße s'	8.6 mm	8.6 mm	8.6 mm	8.6 mm
Pixelgröße pix	0.0067 mm	0.0067 mm	0.0067 mm	0.0067 mm
Aufnahmeentfernung h	200 m	300 m	200 m	300 m
Basis b	18 m	18 m	18 m	18 m
Messgenauigkeit σ_0	1 Pixel	1 Pixel	1 Pixel	1 Pixel
Bildmaßstab m_b	16000	24000	4000	6000
Basis-Höhen-Verhältnis b/h	0.09	0.06	0.09	0.06
Standardabweichung in X, Z : s_X, s_Z	10.7 cm	16.1 cm	2.7 cm	4.0 cm
Standardabweichung in Y : s_Y	119.1 cm	268.0 cm	29.8 cm	67.0 cm
Pixelgröße im Objekt pox	10.7 cm	16.1 cm	2.7 cm	4.0 cm
Stereobereich	119.6 m	188.4 m	16.4 m	33.6 m

Tabelle 4-2: Genauigkeitsabschätzung.

Die Objektgenauigkeiten in Aufnahmerichtung und quer dazu unterscheiden sich deutlich. Die Genauigkeit in Aufnahmerichtung ist sowohl vom Maßstab m_b als auch von der Schnittgeometrie, ausgedrückt durch das Basis-Höhen-Verhältnis b/h , abhängig. Bei konstanter Basis b wächst die theoretische Standardabweichung in Y mit dem Quadrat der Aufnahmeentfernung h .

Durch zusätzliche Kameras kann jede beliebige Gebietsbreite aufgenommen werden. Die Gebietstiefe ist begrenzt durch die Aufnahmeentfernung und die Wahl der Kammerkonstanten. Die erreichbare Genauigkeit ist ebenfalls abhängig von der Kammerkonstanten.

Mit einer Kammerkonstanten von 12.5 mm ist im mittleren Gebietsbereich eine Genauigkeit in der Lage X bzw. der Höhe Z von 10.7 cm und in der Tiefe Y von 119.1 cm zu erreichen. Bei einer Aufnahmeentfernung von 300 m beträgt die maximale Breite des Auswertebereichs parallel zur Basis für ein Stereomodell 188.4 m. Durch Kombination mit dem zweiten Stereomodell entsteht am äußeren Gebietsrand ein Überlappungsbereich von 118.4 m parallel zur Basis. Am vorderen Gebietsrand bei einer Aufnahmeentfernung von 100 m ergibt sich ein Stereobereich von 50.8 m. Zwischen den Stereomodellen kommt es in diesem Bereich zu einer Datenlücke von 19.2 m parallel zur Basis.

Bei der Verwendung einer Kammerkonstanten von 50 mm reduziert sich der Stereobereich bei einer Aufnahmeentfernung von 300 m auf 33.6 m. Die erreichbare Genauigkeit im mittleren Gebietsbereich beträgt in der Lage X bzw. der Höhe Z 2.7 cm und in der Tiefe Y 29.8 cm.

Ziel des Projekts war die flächendeckende Erfassung eines Bühnenfelds. Vier Kameras mit je einer Kammerkonstanten von 12.5 mm decken das Untersuchungsgebiet großflächig ab. Die Wahl der 12.5 mm Objektive zu Gunsten der Gebietsausdehnung hat eine geringere erreichbare Objektgenauigkeit zur Folge.

4.3.3 Verwendete Hardware

Zur photogrammetrischen Datenerfassung wurden vier digitale schwarz-weiß Videokameras Ikegami SKC-131-12E mit einem $\frac{2}{3}$ inch interline progressive scan CCD und Cosmicar Objektive 12.5 mm eingesetzt. Bei Progressive-Scan Kameras wird das Sensorbild im Vollbildverfahren ausgelesen. Das gesamte Bild wird zu ein und demselben Zeitpunkt belichtet. Relativbewegungen wie auch Vibrationen zwischen Kamera und Objekt führen zu keinen Verschmierungseffekten im resultierenden Bild. Zur Datenspeicherung eines Bilds wird $\frac{1}{15}$ Sekunde benötigt.



Abbildung 4-5: Kamera SKC-1311-12E.

Der CCD-Sensor hat eine geometrische Auflösung von $6.7 \times 6.7 \mu\text{m}^2$ pro Pixel. Die Sensorgröße beträgt 1296 Pixel x 1031 Pixel und die maximale Bildfrequenz 12 Hz. Die Hardwarekonfiguration erlaubt eine maximale Aufnahmezeit von 20 Minuten. Eine Bildsequenz besteht aus einer Folge einzeln abgespeicherter Graubilder. Ein Bild benötigt 1.3 MB Speicherplatz. Bei einer Sequenz von 10 Minuten mit einer Aufnahmefrequenz von 8 Hz entspricht dies 4800 Bildern bzw. 6.2 GB. Zur Datenspeicherung steht pro Kamera ein Pentium 3 Rechner mit 850 MHz, 256 MB RAM und 105 GB Harddisk zur Verfügung.

Die Kameras wurden sowohl vor als auch nach der jeweiligen Messkampagne kalibriert. Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen eine stabile innere Orientierung im μm -Bereich. Die äußeren Orientierungen der Bilder wurden nach der Datenaufnahme auf Basis von Passpunkten manuell bestimmt.

4.3.4 Synchronisation

Die Datenerfassung muss aufgrund der anschließenden Stereoauswertung an allen vier Kameras zeitgleich erfolgen. Da die Kamerastandpunkte nicht mit Kabeln verbunden werden konnten, erfolgt die Synchronisation der Kameras über Funk. Das externe Triggersignal wird von einer Master-Station zu den drei Empfänger-Stationen maximal alle 1.5 ms übertragen. Durch das gesendete bzw. empfangene Signal wird synchron an allen vier Kameras die Aufnahme eines Bilds ausgelöst und anschließend gespeichert. Die Genauigkeit der synchronen Bilderfassung der Kameras wurde im Labor untersucht (Könnecke, 2002).

Um bei der anschließenden Auswertung die Ergebnisse der unterschiedlichen Messungen miteinander vergleichen zu können wurde der genaue Zeitpunkt jeder einzelnen Messung bzw. der Auslösung der Kameras durch Funkuhren ermittelt und registriert.

4.3.5 Aufnahme

Während der beiden Messkampagnen wurde jeweils an einem Tag zwischen Tidehoch- und Tideniedrigwasser der Seegang in unterschiedlich langen Sequenzen mit einem Abstand von etwa einer Stunde aufgezeichnet. Tabelle 4-3 und Tabelle 4-4 geben einen Überblick über alle durchgeführten Aufnahmen. Dabei sind neben Datum, Uhrzeit und Dauer der Aufnahmen auch die zum Zeitpunkt der Aufnahmen vorhandenen Signifikanten Wellenhöhen, als Maß für das vorherrschende Seegangsklima, aufgetragen. Letztere wurden aus den Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung am Wellenmessdraht WD1 bzw. wenn dieser bei Niedrigwasser trocken fiel, aus denen der Boje Mitte gewonnen.

Datum	MEZ-Zeit	Dauer	H_s
22.08.2002	09:35:16 - 09:38:08	2:52 min	0.78 m
22.08.2002	10:02:40 - 10:06:03	3:24 min	0.86 m
22.08.2002	11:04:07 - 11:10:55	6:47 min	0.88 m
22.08.2002	13:04:17 - 13:09:53	5:36 min	0.75 m
22.08.2002	14:08:38 - 14:14:08	5:30 min	0.61 m
22.08.2002	15:02:23 - 15:08:15	5:53 min	0.58 m
22.08.2002	16:12:10 - 16:17:45	5:35 min	0.46 m
22.08.2002	18:01:36 - 18:05:09	3:33 min	0.35 m
23.08.2002	15:04:19 - 15:14:24	10:06 min	0.55 m
24.08.2002	07:01:40 - 07:06:59	5:19 min	0.24 m
24.08.2002	08:01:24 - 08:07:10	5:46 min	0.26 m
24.08.2002	08:29:07 - 08:34:24	5:17 min	0.35 m
24.08.2002	09:00:54 - 09:11:02	10:08 min	0.36 m
24.08.2002	10:00:21 - 10:05:51	5:30 min	0.42 m
24.08.2002	11:00:16 - 11:05:43	5:27 min	0.39 m

Tabelle 4-3: Durchgeführte Messungen während der Kampagne im August 2002.

Datum	MEZ-Zeit	Dauer	H_s
13.05.2003	10:08:12 - 10:19:07	10:55 min	0.50 m
15.05.2003	10:03:47 - 10:20:08	16:22 min	1.68 m
15.05.2003	11:01:59 - 11:20:05	18:06 min	1.38 m
15.05.2003	12:05:58 - 12:19:50	13:52 min	1.07 m
15.05.2003	13:00:11 - 13:15:01	14:50 min	0.77 m
15.05.2003	14:01:06 - 14:16:00	14:54 min	0.55 m
15.05.2003	15:02:01 - 15:17:00	15:00 min	0.41 m
15.05.2003	16:01:00 - 16:11:01	10:01 min	0.39 m
16.05.2003	10:04:36 - 10:19:35	14:59 min	1.16 m
16.05.2003	11:01:01 - 11:16:00	14:59 min	1.21 m

Tabelle 4-4: Durchgeführte Messungen während der Kampagne im Mai 2003.

Während der ersten Messkampagne im August 2002 lag die Dauer der einzelnen Aufnahmen im Schnitt bei 5 bis 6 Minuten, da eine Minute Messdauer etwa 640 MB Speicherplatz pro Kamera benötigt und die vorhandenen Ressourcen wesentlich längere Messzeiten nicht erlaubten. Im Hinblick auf eine statistische Auswertung wurde die Länge der während der zweiten Messkampagne im Mai 2003 gemachten Aufnahmen auf durchschnittlich 15 Minuten ausgedehnt.

5 Photogrammetrische Auswertung

Während der Messkampagnen wurden Bildsequenzen zu unterschiedlichen Wasserständen aufgenommen. Für die photogrammetrische Auswertung wurde der Datensatz vom 15.05.2003 um 10:03 Uhr MEZ ausgewählt. Zu diesem Zeitpunkt war Tidehochwasser mit einer Signifikanten Wellenhöhe H_S von 1.68 m. Aufgrund des Tidehochwassers ist eine ausgeprägte Struktur der Wasseroberfläche vorhanden und die maximale Ausdehnung der Wasseroberfläche innerhalb des Untersuchungsgebiets erreicht bzw. der Abstand der Grenzlinie Wasser – Sand zu den Aufnahmestandpunkten ist minimal.

5.1 Automatische, dynamische Ableitung der Wasseroberfläche

Zur dreidimensionalen Objektbestimmung wurden ca. 120 gut verteilte Startpunkte manuell gemessen. Unter Verwendung dieser Startpunkte wurden für jeden Zeitschritt ca. 60000 homologe Punkte automatisch bestimmt. Die Berechnung einer Sequenz von 7000 Bildern mit einer Frequenz von 8 Hz konnte erfolgreich durchgeführt werden. Eine Sequenz von 7000 Bildern entspricht etwa 14½ Minuten.

Die Rechenzeit für die Bestimmung einer Wasseroberfläche mit einer Größe von ca. 130 x 190 m² beträgt ca. 4 bis 5 Minuten pro Bildpaar auf einem Pentium 4 Rechner mit 2.7 GHz und 1 GB RAM. Die Bildsequenzauswertung wurde mit folgenden Parametern durchgeführt:

Parameter	Näherungs-DOM	verbessertes DOM
Verschiebungsbereich $\pm \Delta Z$	0.25 m	0.25 m
Korrelationskoeffizient	0.8	0.9
Fenstergröße	13 Pixel	7 Pixel
Anzahl Iterationen	3	5

Tabelle 5-1: Parameter zur Bildsequenzauswertung.

Der Wert für den maximalen Verschiebungsbereich $\pm \Delta Z$ der Startpunkte orientiert sich an der Form der zu bestimmenden Oberfläche. Je kleiner dieser Wert gewählt wird, desto geringer ist die zugelassene Änderung in der Höhe bei der flächenhaften Ausbreitung, d.h. von benachbarten Punkten. Bei der Auswertung von Bildsequenzen ist der Parameter für den maximalen Verschiebungsbereich $\pm \Delta Z$ zusätzlich von der Veränderung der Oberfläche in der Zeit

und der aufgenommenen Bildfrequenz abhängig. Die Änderung der Höhe des DOMs in aufeinander folgenden Bildern einer Bildsequenz liegt in einer Größenordnung von ca. 15 cm im Bereich der nicht brechenden Welle bei einem Zeitschritt von 0.2 s.

Der Schwellwert für den minimalen Korrelationskoeffizient ρ liegt für eine gute Zuordnung zwischen 0.7 und 1. Je größer der Schwellwert gewählt wird, desto weniger homologe Punkte werden gefunden und desto „sicherer“ ist der bestimmte Objektpunkt.

Die Größe des Korrelationsfensters ist ein entscheidender Parameter. Im Prinzip kann durch Vergrößerung der Fenstergröße die Genauigkeit beliebig gesteigert werden, solange durch die Vergrößerung mehr Struktur bzw. Textur für die Bildzuordnung zur Verfügung steht und die Geometrie stimmt. Einer beliebigen Steigerung der Genauigkeit sind aber wegen der im Allgemeinen nicht ebenen Oberfläche Grenzen gesetzt. Um Mehrfachzuordnungen zu vermeiden müssen die Objektmerkmale innerhalb des Korrelationsfensters und innerhalb des Verschiebungsbereichs $\pm \Delta Z$ eindeutig einander zugeordnet werden können.

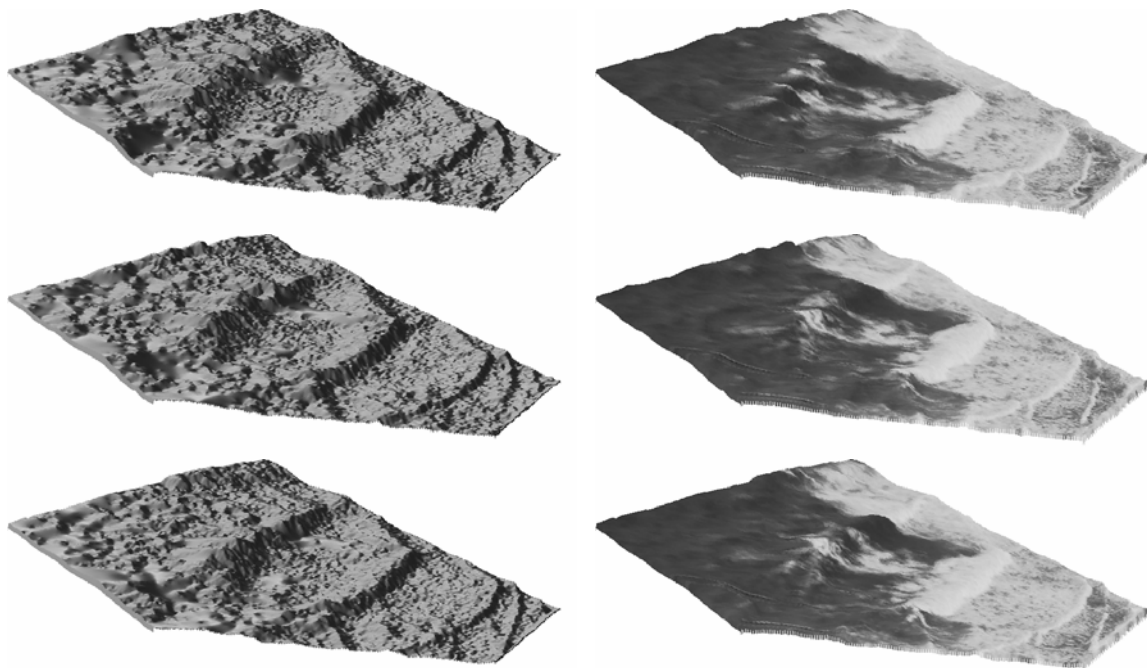


Abbildung 5-1: Sequenz von Wasseroberflächen mit $\Delta t = 1$ s.
Links: Oberflächenmodelle, rechts: mit überlagerten Orthophotos.

Abbildung 5-1 zeigt im linken Teil Ausschnitte aus drei generierten Wasseroberflächen der ausgewerteten Bildsequenz mit einem zeitlichen Abstand von 1 s von Epoche zu Epoche. Die Position der Wellenfronten kann in den Oberflächenmodellen gut erkannt und verfolgt wer-

den. Die zusätzlich erzeugten Orthophotos wurden den ermittelten Oberflächen überlagert (rechte Hälfte der Abbildung 5-1). In beiden Darstellungen stimmen die Wellenpositionen überein. Durch die Überlagerung der Orthophotos können die Ergebnisse der Bildzuordnung visuell überprüft werden.

In Teilbereichen, wie z.B. bei den sich im Bühnenfeld befindenden Messpfählen treten Probleme auf. Diese konnten nur durch die Definition von Aussparungsflächen behoben werden. Die Auswertung des gesamten Bühnenfelds geschieht durch die Kombination der zwei überlappenden Stereomodelle zu einem Gesamtmodell.

Die entwickelte Software bietet verschiedene Möglichkeiten das automatisch bestimmte Digitale Oberflächenmodell zu kontrollieren. In der Stereoansicht wurden die ermittelten Objektpunkte eingeblendet sowie das Oberflächenmodell unter Verwendung einer rot-grün Brille visuell überprüft.

5.2 Vergleich zu manueller Auswertung

Stichprobenartig wurden einzelne automatisch abgeleitete Oberflächenmodelle mit manuellen Kontrollmessungen verglichen. Die Auswertungen wurden an der Image Station Z4 von Z/I Imaging durchgeführt. Die durch Doppelmessungen bestimmte Genauigkeit der manuellen Messung beträgt 8 cm.

Beim Vergleich von manueller und automatischer Oberflächenbestimmung wurde die manuelle Messung als fehlerfrei angenommen. Das automatisch bestimmte DOM stimmt mit dem manuell gemessenen DOM weitgehend überein. Der Algorithmus ist also für die DOM Ableitung von Wasseroberflächen im Prinzip brauchbar. Abbildung 5-2 zeigt das Orthophoto eines Zeitschritts des gesamten Bühnenfelds mit überlagerten Höhendifferenzen aus manueller und automatischer Messung und Abbildung 5-3 die relativen Häufigkeiten der Differenzen.

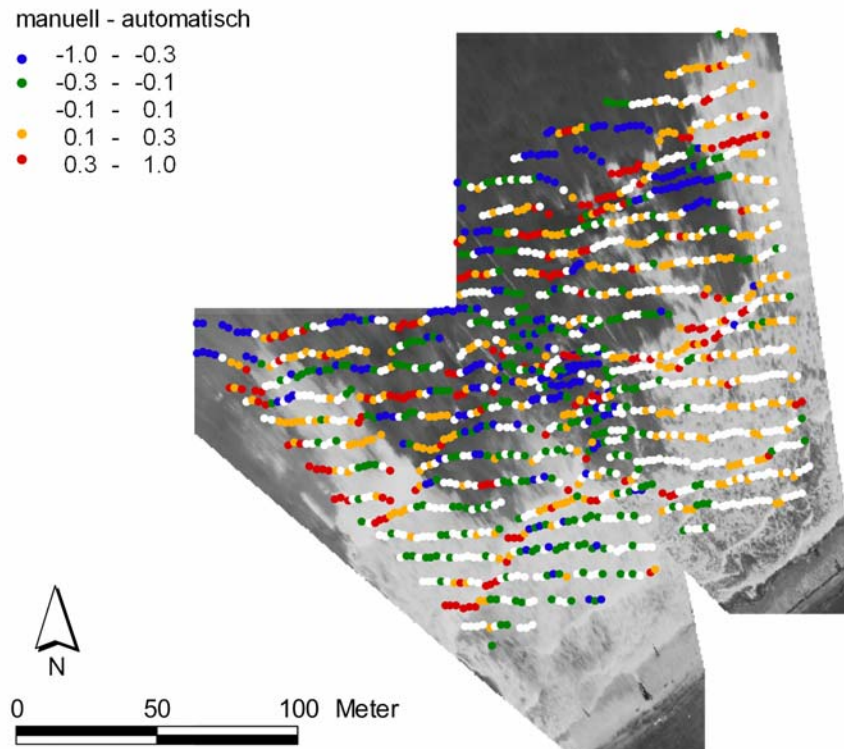


Abbildung 5-2: Orthophoto mit überlagerten Höhendifferenzen.

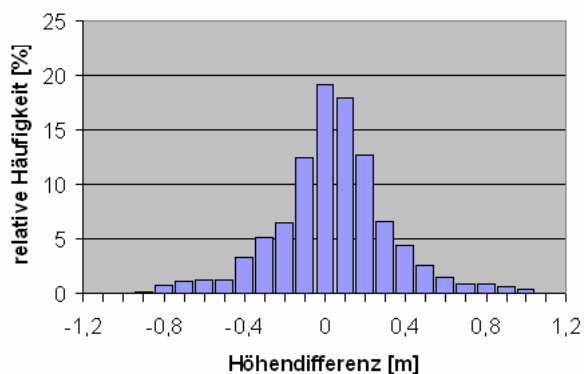


Abbildung 5-3: Relative Häufigkeiten der Höhendifferenzen für gesamtes Modell.

Die Standardabweichung σ der Höhen des gesamten Modells der beiden DOM ergibt sich zu 29 cm. Die Höhendifferenzen sind normalverteilt um Null (siehe Abbildung 5-3). Bei der manuellen Auswertung wurden eindeutig erkennbare Punkte auf der Wasseroberfläche gemessen. Der Algorithmus der Bildzuordnung vergleicht die Grauwerte des linken Korrelationsfensters mit den Grauwerten der entsprechenden Pixel des rechten Bilds. Dies führt zu unterschiedlichen Ergebnissen. Die Größe der Differenzen ist stark von den vorhandenen Geländestrukturen bzw. der Textur der Oberfläche abhängig. Bei Oberflächen mit kontrastreichen Kleinformen, wie beispielsweise im Bereich der Brandungszone wurden gute Ergebnisse

erzielt. Probleme treten bei Verdeckungen und im äußeren seewärtigen Bereich auf, da die Oberfläche in diesem Bereich nur einen geringen Grauwertkontrast aufweist.

Bei der Betrachtung eines Ausschnitts aus den beiden Oberflächenmodellen verbessert sich die Genauigkeit. Der Ausschnitt wurde auf Bereiche mit visuell guter Textur beschränkt. Das Orthophoto mit den Höhendifferenzen ist in Abbildung 5-4 und die entsprechenden relativen Häufigkeiten sind in Abbildung 5-5 dargestellt.

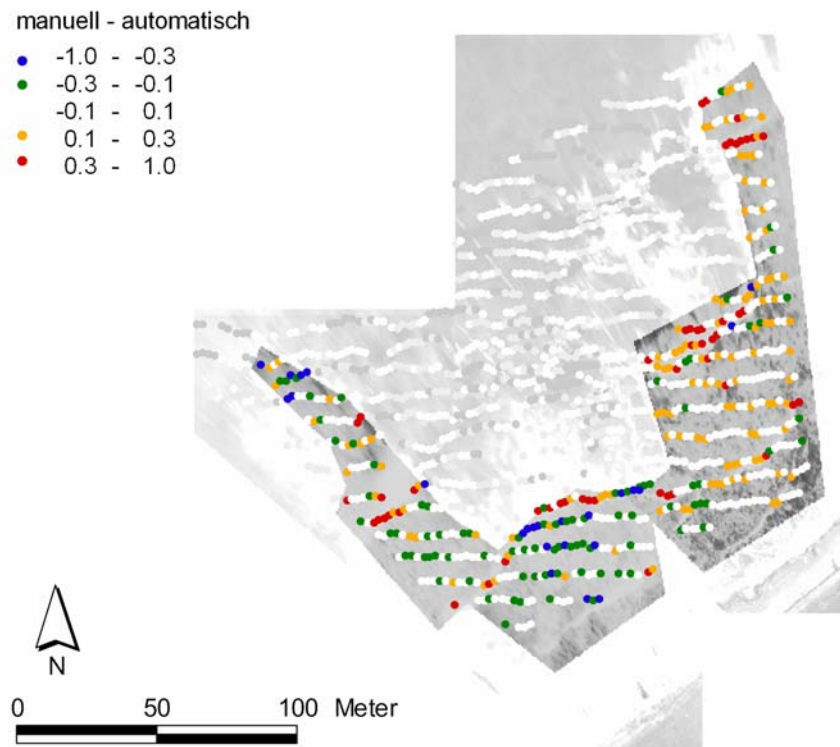


Abbildung 5-4: Orthophoto mit überlagerten Höhendifferenzen und relativen Häufigkeiten.

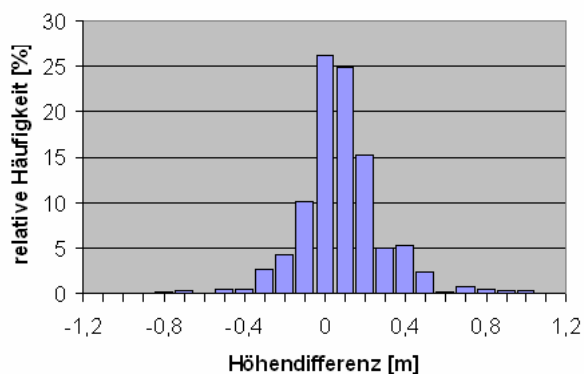


Abbildung 5-5: Relative Häufigkeiten der Höhendifferenzen für Ausschnitt.

Die Standardabweichung σ der Höhen aus einem Ausschnitt der Oberflächenmodelle liegt bei 21 cm. Dies entspricht einer Messgenauigkeit σ_0 von 2 Pixel.

5.3 Vergleich zu Wellenmessdraht und Druck-Geschwindigkeits-Sonde

Die meisten Verfahren zur Messung des Seegangs liefern Wellenhöhe und Periode. Durch punktuelle Messung der Höhe der bewegten Wasseroberfläche in kurzen Abständen erhält man eine Wellendarstellung als Funktion der Zeit. Abbildung 5-6 und Abbildung 5-7 zeigen den Vergleich von automatischer Messung und Wellenmessdraht WD1 bzw. Druck-Geschwindigkeits-Sonde M3 in der Zeit für einen Ausschnitt von 450 Bildern aus der Sequenz von 7000 Bildern. 450 Bilder aufgenommen mit 8 Hz entsprechen 56 Sekunden. Die entsprechenden relativen Häufigkeiten sind Abbildung 5-8 und Abbildung 5-9 zu entnehmen. Die Seegangsmessungen werden als fehlerfrei angenommen. Der Wellenmessdraht befindet sich Mitte Bühnenfeld und die Druck-Geschwindigkeits-Sonde im Strandbereich (siehe Abbildung 4-1).

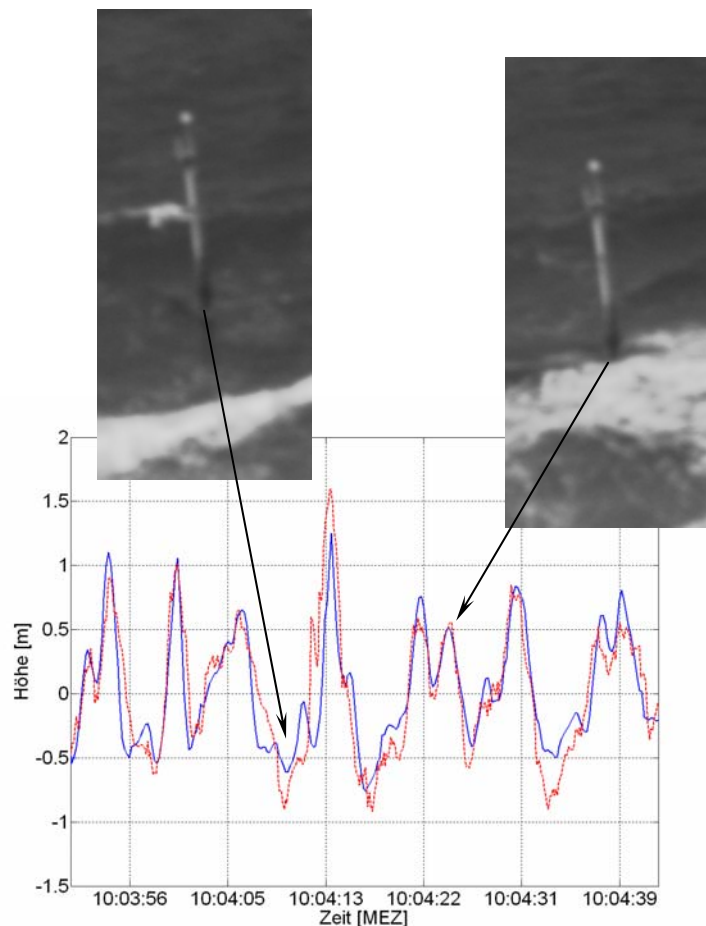


Abbildung 5-6: Vergleich Wellenmessdraht WD1 (durchgezogen) – automatische Messung (gestrichelt).

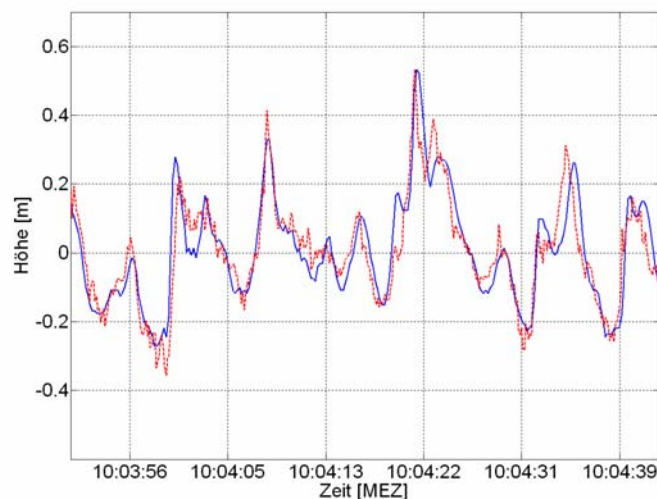


Abbildung 5-7: Vergleich Druck-Geschwindigkeits-Sonde M3 (durchgezogen) - automatische Messung (gestrichelt).

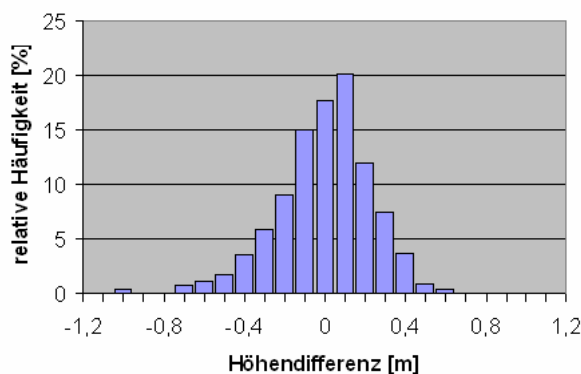


Abbildung 5-8: Relative Häufigkeiten der Höhendifferenzen zum Wellenmessdraht WD1.

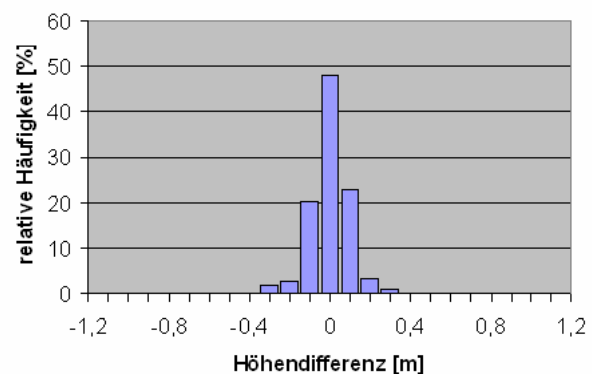


Abbildung 5-9 Relative Häufigkeiten der Höhendifferenzen zur Druck-Geschwindigkeits-Sonde M3.

Die Druck-Geschwindigkeits-Sonde hat eine geringere Wasserspiegelauslenkung als der Wellenmessdraht. Die Höhendaten aus den Seegangsmessungen stimmen im Allgemeinen mit der automatischen Messung überein. Die Standardabweichung der Höhendifferenzen beträgt für den Wellenmessdraht 24 cm und die Druck-Geschwindigkeits-Sonde 10 cm. Die Höhendifferenzen sind in beiden Fällen normalverteilt. Probleme treten in Gebieten mit schlechter Textur auf. Im Vergleich zum Wellenmessdraht entstehen im Bereich von Wellentälern und einzelnen brechenden Wellen Abweichungen von mehreren Dezimetern. Trotz intensiver Recherche bei verschiedenen Institutionen konnten keine gesicherten Genauigkeitsangaben der Druck-Geschwindigkeits-Sonde und des Wellenmessdrahts in Erfahrung gebracht werden. Die Standardabweichung des Wellenmessdrahts wird im Dezimeterbereich geschätzt. Zur genaueren Analyse der Differenzen zwischen Wellenmessdraht und automatischer Messung

werden die Zeitpunkte 10:04:09 Uhr MEZ und 10:04:24 Uhr MEZ näher untersucht. Die zugehörigen Bildinformationen für diese Zeitpunkte sind ebenfalls in Abbildung 5-6 dargestellt. Zum Zeitpunkt 10:04:09 Uhr MEZ befindet sich der an einem Pfahl montierte Wellenmessdraht in einem Wellental. Die Fehlkorrelation ergibt sich aufgrund der schlechten Textur der Wasseroberfläche. Die Grenzen des Algorithmus sind hier erreicht. Zum Zeitpunkt 10:04:24 Uhr MEZ findet die Bildzuordnung in der Gischt der brechenden Welle statt. In diesem Fall ist die Differenz zwischen der automatischen Bildzuordnung und dem Wellenmessdraht kleiner als 10 cm. Das Ergebnis der Bildzuordnung kann als erfolgreich beurteilt werden.

5.4 Abgeleitete Seegangparameter und Richtungsspektren

Durch den Vergleich statistischer zeitgemittelter Seegangparameter kann die automatische Bildzuordnung weiter verifiziert werden. Datengrundlage sind die ausgewertete Bildsequenz mit 7000 Bildern und die entsprechenden Seegangsmessungen. Die Signifikanten Wellenhöhen der automatisch bestimmten Wasseroberfläche an den Positionen des Wellenmessdrahts WD1 und der Druck-Geschwindigkeits-Sonde M3 sowie die zugehörigen Seegangsmessungen sind nahezu identisch (siehe Abbildung 5-10). Die Differenz beträgt jeweils ca. 2 cm.

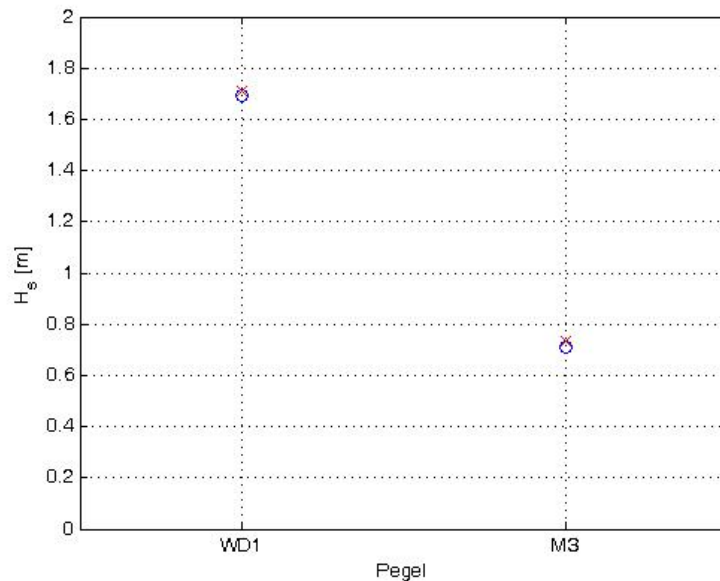


Abbildung 5-10: Vergleich zeitgemittelter Parameter am 15.05.2003, 10:03 Uhr MEZ.
Kreise: Messung, Kreuze: automatische Bildzuordnung.

Die folgende Untersuchung im Frequenzbereich soll weitere Aufschlüsse geben. Abbildung 5-11 zeigt den Vergleich der Energiedichtespektren am Pegel WD1 und der Druck-Geschwindigkeits-Sonde M3.

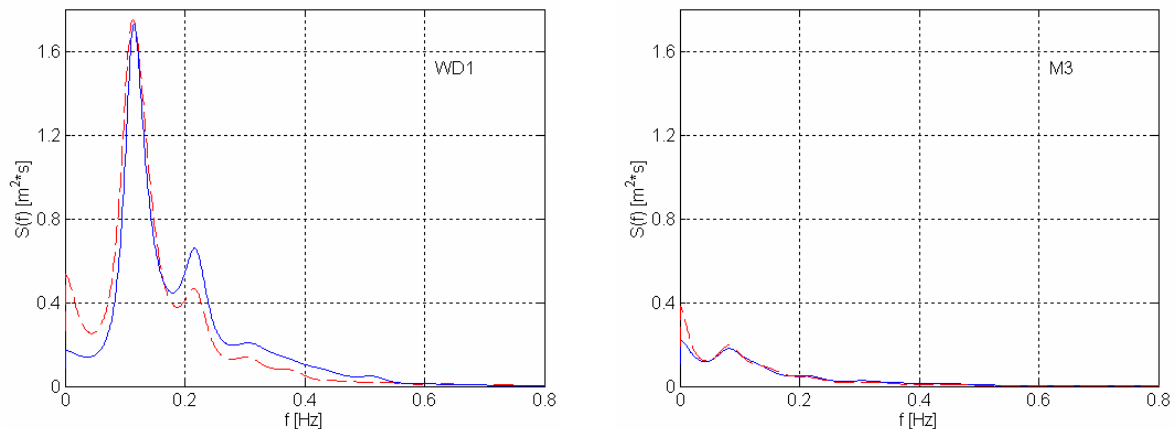


Abbildung 5-11: Vergleich der Energiedichtespektren am 15.05.2003, 10:03 Uhr MEZ.
Durchgezogen: Messung, gestrichelt: automatische Bildzuordnung.

Die Spektren stimmen an beiden Positionen im Wesentlichen überein, was nach der Betrachtung der Zeitreihen in Abbildung 5-6 und Abbildung 5-7 auch zu erwarten war. Es fällt jedoch auf, dass im betrachteten Zeitraum ein sehr energiereicher niederfrequenter Anteil vorhanden war, der in den photogrammetrischen Ergebnissen tendenziell größer ist als für Wellenmessdraht und Druck-Geschwindigkeits-Sonde. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass weder mit dem Wellenmessdraht noch mit der Druck-Geschwindigkeits-Sonde sehr lange Wellen mit ihrem vollen Energiegehalt erfasst werden können. Die photogrammetrische Auswertung unterliegt bezüglich solcher Wellen keinen Restriktionen. Weiterhin ist am Pegel WD1 für höhere harmonische Frequenzen zu beobachten, dass deren Energie in den photogrammetrischen Daten niedriger ist als in der Messung des Wellenmessdrahts. Dieser Unterschied entsteht vermutlich durch Verdeckungen hinter Wellenbergen und schlechte Textur der Wasseroberfläche, die beide eine photogrammetrische Auswertung nicht zulassen. Daher wird die Höhe der Wasserspiegelauslenkung in den entsprechenden Bereichen interpoliert, was zu einer Verringerung der Nichtlinearität der Zeitreihe führt. An der Druck-Geschwindigkeits-Sonde M3, sind die Verdeckungen geringer und die Textur besser, so dass hier beide Messverfahren fast identische Ergebnisse liefern.

5.5 Bewertung

Die Auswertung einzelner Stereomodelle und Bildsequenzen mit bis zu 7000 Bildern wurde erfolgreich durchgeführt. Die Forderung nach hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung wurde erfüllt. Durch den Einsatz der 12.5 mm-Objektive wurde im Mittel eine Genauigkeit von 10 bis 15 cm erreicht. Die Genauigkeit ist indirekt proportional zur Gebietsgröße, d.h. je größer die Kammerkonstante ist, desto höher ist die erreichbare Genauigkeit und desto kleiner

ist das aufgenommene Gebiet. Eine höhere Genauigkeit kann deshalb z.B. durch die Verwendung von 50 mm-Objektiven erzielt werden. Die Ergebnisse zeigen, dass die automatisch bestimmte Oberfläche im Wesentlichen mit den Messdaten des Wellenmessdrahts und der Druck-Geschwindigkeits-Sonde übereinstimmt.

Schwierigkeiten treten bei Verdeckungen, in texturarmen Regionen und gerichteten Reflexionen an der Wasseroberfläche auf. Abbildung 5-12 zeigt die Grenzen des Algorithmus. In der linken Hälfte der Abbildung 5-12 sind die automatisch bestimmten Objektpunkte für einen Zeitschritt dargestellt, rechts ist das entsprechende Orthophoto zu sehen. In den kontrast-schwachen Gebieten kann grundsätzlich durch Aufbringen von Partikeln oder einer Musterprojektion künstlich eine Textur erzeugt werden, dies ist bei Naturmessungen jedoch schwierig zu realisieren. Ferner können verfügbare geometrische Informationen, z.B. zusätzliche Informationen über Oberfläche und Verhalten der Oberfläche in der Zeit berücksichtigt werden.

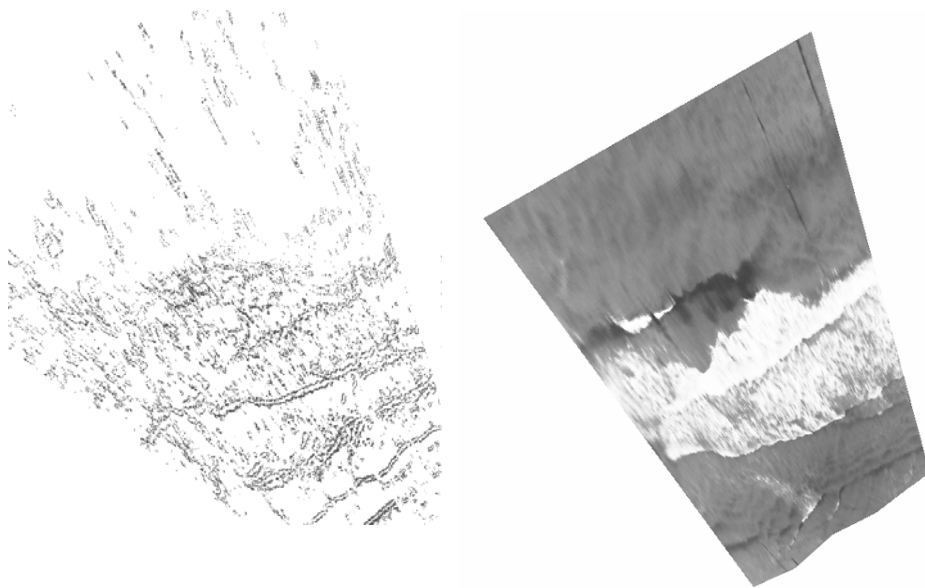


Abbildung 5-12: Grenzen des Algorithmus. Links: automatisch bestimmte Objektpunkte, rechts: zugehöriges Orthophoto.

Der entwickelte Algorithmus wurde in das Softwaresystem LISA implementiert. Die Auswertung ist fast komplett automatisiert. Die innere und äußere Orientierung der Kameras muss vorab bestimmt werden, und für das erste Bild einer Bildsequenz sind manuell gemessene Punkte erforderlich. Das Potential für weitere Automation im gesamten Messablauf ist gegeben, sowohl die Datenmenge als auch die Rechenzeit sind weiter reduzierbar.

Das Verfahren ist nicht auf den Stereofall beschränkt. Durch die separate Speicherung der inneren und äußeren Orientierung für jedes einzelne Bild einer Sequenz lässt es sich auf beliebig viele Bilder erweitern, d.h. die Gebietsgröße ist in der Breite beliebig erweiterbar. Die Gebietstiefe ist allerdings durch die Aufnahmeentfernung bzw. durch die Pixelgröße im Objekt begrenzt.

Voraussetzungen an das System sind hohe Aufnahmestandpunkte mit einem möglichst geringen Aufnahmeabstand. Im jetzigen Entwicklungszustand sind zwar weder für die Kameras noch für die zugehörige Hardware zur Synchronisation und Datenspeicherung zusätzliche Vorkehrungen zum Schutz vor beispielsweise Regen oder starkem Wind getroffen worden, eine entsprechende Erweiterung für den Einsatz bei unterschiedlichen Witterungsverhältnissen ist jedoch problemlos möglich. Davon unberührt bleibt selbstverständlich die Tatsache, dass für die Bildaufnahme relativ gute Sicht vorherrschen muss.

6 Simulationsrechnungen

6.1 Ansteuerung und Vergleich mit Pegelmessdaten

Aufgrund der vorhandenen Daten müssen die numerischen Modelle zur Simulation des See-
gangs an der Küste klassischer Weise auf Basis punktueller Messungen, z.B. mit Bojen, ange-
steuert werden. Ebenso kann eine Kalibrierung und Validierung freier Parameter in diesen
Modellen im Normalfall nur durch den Vergleich an einzelnen Punkten, an denen Messin-
strumente installiert sind, erfolgen. Zur Validierung des hier eingesetzten Boussinesq-Modells
soll ebenfalls dieser Weg beschritten werden.

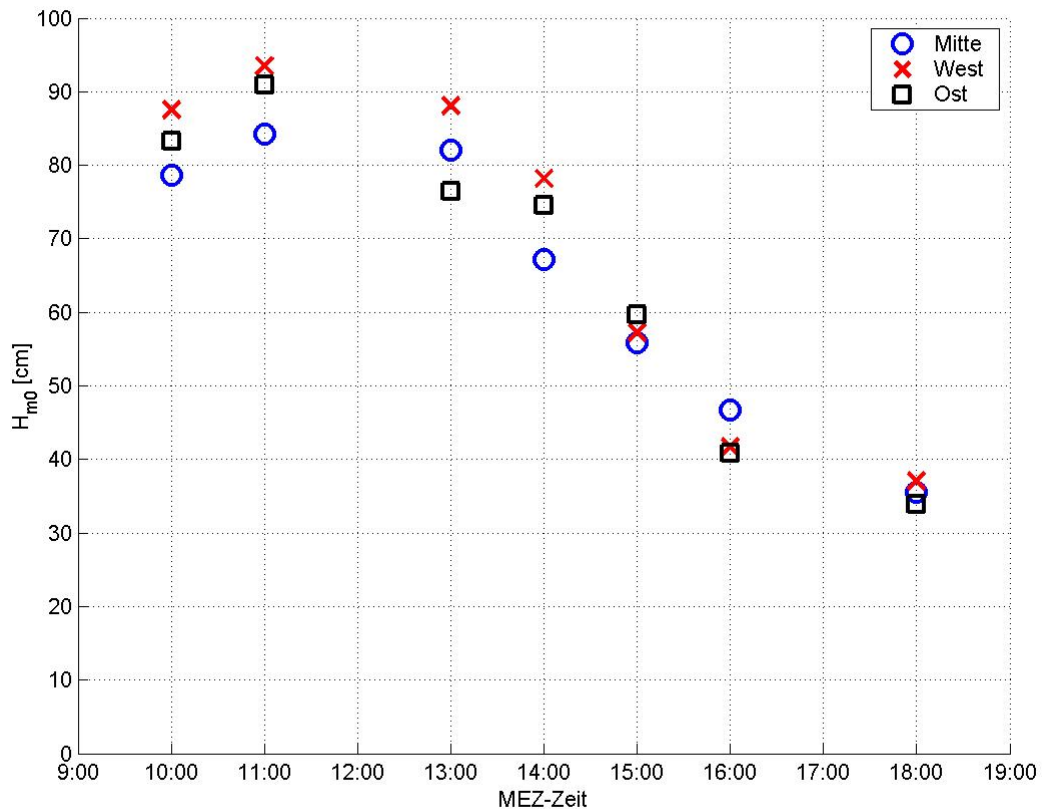


Abbildung 6-1: Signifikante Wellenhöhen am 22.08.2002, gemessen an den drei Bojen West, Mitte und Ost.

Wie Tabelle 4-1 zu entnehmen ist, standen viele Instrumente während der Kampagne im Mai 2003 nicht zur Verfügung, so dass ein Vergleich von Simulationsergebnissen mit Messwerten in diesem Zeitraum nicht sehr weit führen würde. Daher werden im Folgenden die Daten der Messkampagne im August 2002 herangezogen. Abbildung 6-1 zeigt für den 22.08.2002 die Signifikanten Wellenhöhen, die an den drei Bojen am seeseitigen Rand des Bühnenfeldes (vgl. Abbildung 4-1) gemessen wurden. Dabei fällt auf, dass sich die Werte um bis zu 15 %

unterscheiden, obwohl die Bojen sehr dicht beieinander liegen. Diese Tatsache sollte bei der Beurteilung der Simulationsergebnisse nicht vergessen werden.

Die eingesetzten Waverider-Bojen messen jede Stunde indirekt die vertikale und horizontale Auslenkung der Wasseroberfläche mit einer Digitalisierungsfrequenz von 1.28 Hz über eine Dauer von 20 Minuten. Mit diesen Daten lassen sich die Gesamtenergie des Seegangs, sowie die mittlere Wellenrichtung und die Verteilung der Energie über die Richtung (Spread) als Funktion der Wellenfrequenz bestimmen. Eine ausführliche Erläuterung hierzu findet sich z.B. in Schade (1991) für den Fall von Neigungsbojen, die neben der vertikalen Wasserspiegelauslenkung die horizontalen Neigungen $\partial\eta/\partial x$ und $\partial\eta/\partial y$ erfassen. Der einzige Unterschied zu dem hier vorliegenden Fall liegt nur in der Übertragungsfunktion zwischen Auto- und Kreuzspektren, die nicht wie bei Schade (1991) einfach der Wellenzahl k entspricht, sondern $gk/2\omega \cdot \cosh(k(D+z))/\cosh(kD)$ ist. Ein typisches Beispiel für das Ergebnis einer Bojenmessung ist in Abbildung 6-2 für die Messung der mittleren Boje am 22.08.2002 um 11:00 Uhr MEZ gegeben.

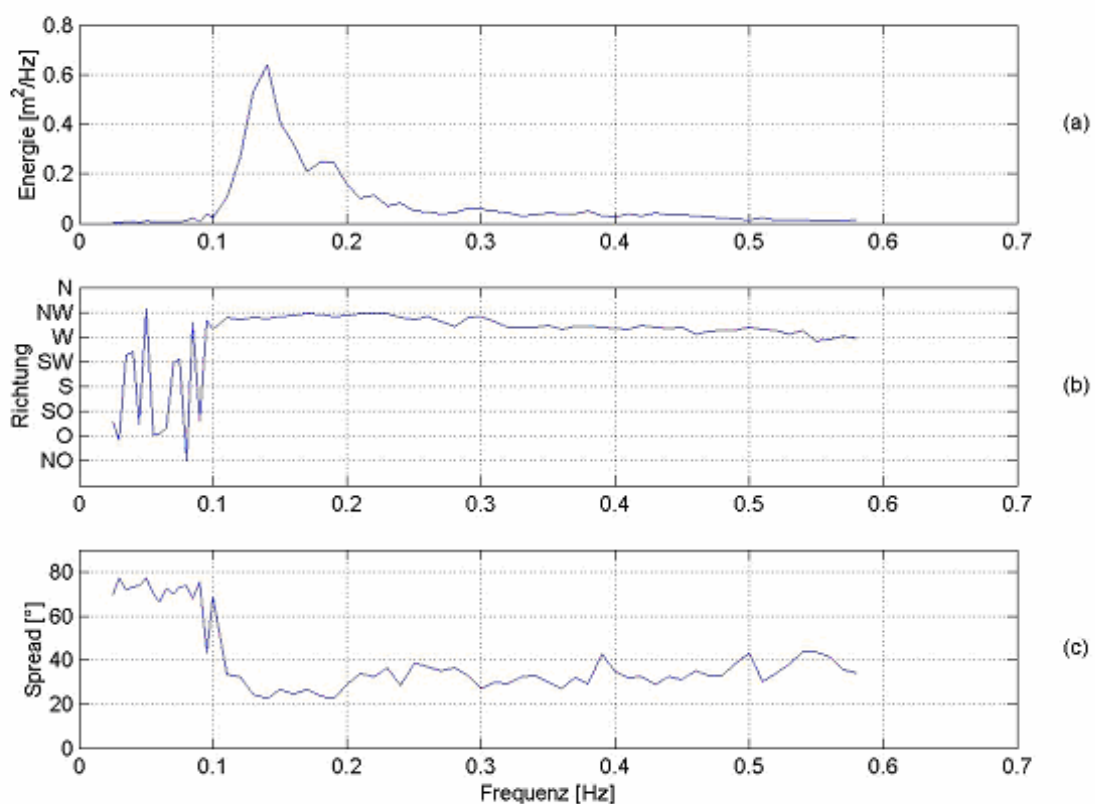


Abbildung 6-2: Ergebnis der mittleren Boje am 22.08.2002 um 11:00 Uhr MEZ.

Die obere Grafik zeigt, dass im niederfrequenten Bereich bis zu einer Frequenz von etwa 0.10 Hz kaum Energie im Spektrum vorhanden ist, d.h. zu diesem Zeitpunkt war keine Dünung im Seegang enthalten und somit eine rein lokale Windsee vorhanden. Durch die geringen Anteile kleiner Frequenzen sind lange Wellen in der Wasserspiegelauslenkung kaum vorhanden und eine Auswertung für die Wellenrichtung führt in diesem Bereich zu entsprechend unsinnvollen Ergebnissen, wie die mittlere und untere Grafik zeigen. Bei der Ansteuerung eines numerischen Modells auf Grundlage eines solchen Spektrums können die langen Wellen aufgrund ihres geringen Energieanteils bedenkenlos vernachlässigt werden.

Die untere Grafik in Abbildung 6-2 stellt die Verteilung der Gesamtenergie über die Wellenrichtung dar. Dieser so genannte Spread besagt über welchen Öffnungswinkel die Wellen einer gewissen Frequenz verteilt sind. Über eine entsprechende Verteilungsfunktion der Wellenrichtung haben sich viele Autoren Gedanken gemacht. Am häufigsten wird die von Longuet-Higgins et al. (1963) vorgeschlagene Abhängigkeit der Wellenrichtung von einer $\cos^{2s}$ -Funktion verwendet, wobei der Parameter s die Breite der Funktion steuert und somit mit dem Spread korreliert ist. Die Energie eines Spektrums lässt sich also in Abhängigkeit der Frequenz und der Richtung beschreiben:

$$S(f, \theta) = S(f) \cdot D(f, \theta) \quad (6-1)$$

Dabei ist $S(f)$ die Verteilung der Gesamtenergie über den Frequenzraum (Abbildung 6-2 a), die z.B. durch eine Fouriertransformation der Zeitreihe der vertikalen Wasserspiegelauslenkung gewonnen werden kann und $D(f, \theta)$ steht z.B. für die Verteilungsfunktion nach Longuet-Higgins et al. (1963)

$$D(f, \theta) = \cos^{2s} \left(\frac{1}{2} (\theta - \theta_m) \right) \quad (6-2)$$

wobei θ_m der mittleren Wellenrichtung (Abbildung 6-2 b) entspricht und der Schärfeparameter s frequenzabhängig ist (Abbildung 6-2 c). Der Zusammenhang zwischen dem dimensionslosen Parameter s und dem in Grad gegebenen Spread lautet:

$$s = \frac{2 - \psi^2}{\psi^2} \quad (6-3)$$

Somit lässt sich die Energie des Seegangs auch im zweidimensionalen Frequenz-Richtungsraum beschreiben. Das entsprechende Ergebnis der Messungen vom 22.08.2002 um

11:00 Uhr MEZ an der Boje Mitte ist in Abbildung 6-3 dargestellt. Hierbei wurden bereits Frequenzen $f < 0.1$ Hz abgeschnitten.

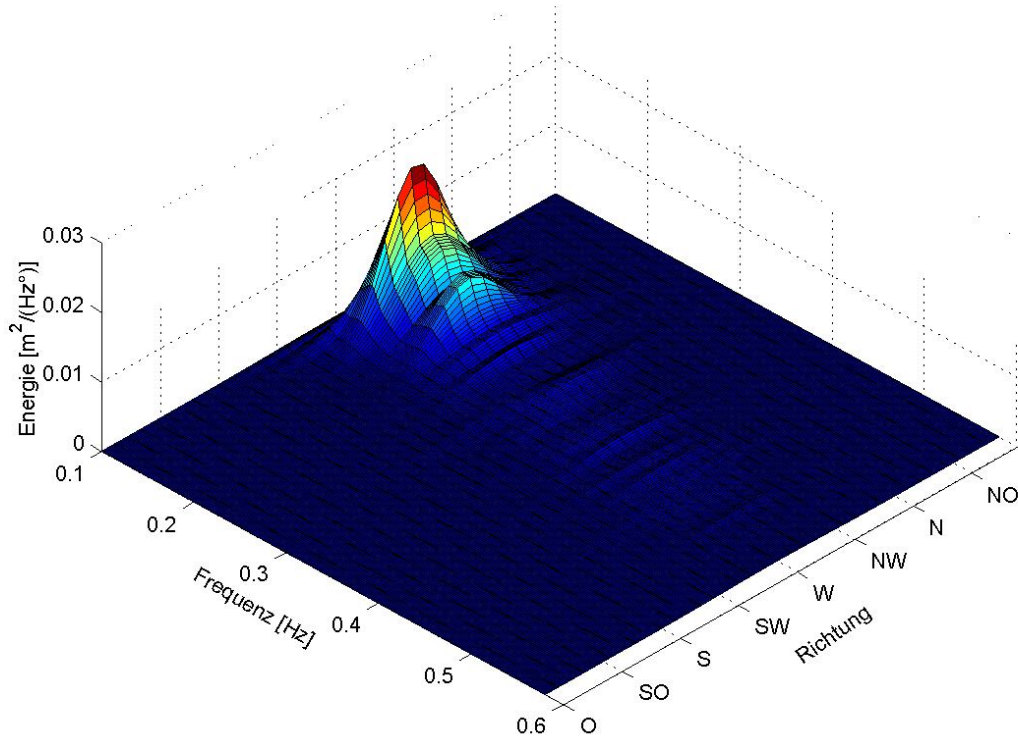


Abbildung 6-3: Frequenz-Richtungsspektrum, Boje Mitte am 22.08.2002, 11:00 Uhr MEZ.

Am Beispiel der Messungen vom 22.08.2002 um 11:00 Uhr MEZ soll nun auch die Validierung des in Kapitel 2 beschriebenen numerischen Modells BOWAM2 erfolgen. Das Bühnenfeld wird in einem quadratischen Raster mit 1.00 m Kantenlänge diskretisiert und die Wassertiefen durch lineare Interpolation vom DGM (siehe Kapitel 4.2) auf das Berechnungsgitter übertragen. Die Größe des Berechnungsgebiets beträgt hier exemplarisch 250 x 300 Knoten, wobei auch andere Größen und andere Gitterauflösungen untersucht wurden, die jedoch keine wesentlichen Änderungen der Ergebnisse bewirken. Für das Wellenbrechen wird das Eddy-Viscosity-Concept (siehe Kapitel 2.3.3) verwendet und der Auflauf der Wellen am Strand und an den Bühnen mit dem Wet-Slope-Concept (siehe Kapitel 2.4.2) berücksichtigt. Die Generierung der Wellen erfolgt auf Basis der oben präsentierten Daten der mittleren Boje mit einer Quellfunktion, deren Gleichung an dieser Stelle noch einmal gezeigt werden soll:

$$f(x, y, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M A_{q_{i,j}} \cdot e^{-\beta_i (x-x_s)^2} \cdot \cos(k_i \cos(\theta_j) y - \omega_i t + \varphi_{i,j}) \quad (2-46)$$

Der Quellterm ergibt sich also in jedem Zeitschritt als Doppelsumme über den Frequenz- und Richtungsbereich und kann mit entsprechenden Daten der Form wie in Gleichung (6-1) bzw. in Abbildung 6-3 berechnet werden. Hierbei ist das zugrunde liegende Spektrum im Frequenz- und Richtungsraum entsprechend zu diskretisieren und die spektrale Energie nach Gleichung (6-4) in eine Amplitude umzurechnen:

$$A = \sqrt{2 df S} \quad (6-4)$$

Es verbleibt die Festlegung der Frequenz- bzw. der Richtungsauflösung, df bzw. $d\theta$. Erstere bestimmt bei Rücktransformation in den Zeitbereich die Dauer der resultierenden Zeitreihe, die sich als Kehrwert der Frequenzauflösung ergibt. Um bei einer späteren Auswertung statistisch repräsentative Ergebnisse zu erhalten, wird $df = 0.001$ s gesetzt, was einer Wiederholungsperiode der Zeitreihe von 1000 s entspricht. Bei der Auflösung im Richtungsraum stellt sich die Frage, ob es angesichts der vielen Wellenkomponenten, die aus der Frequenzauflösung resultieren, ausreichend ist die Streuung der Wellenrichtung zu vernachlässigen und den Spread jeder einzelnen Komponente mit Null anzunehmen. Untersuchungen haben gezeigt, dass diese Vereinfachung im vorliegenden Fall die statistischen Eigenschaften des Seegangs im Bühnenfeld tatsächlich nicht wesentlich beeinflusst. Dennoch beruhen die unten gezeigten Ergebnisse auf einer Berücksichtigung der Richtungsverteilung mit einer Auflösung von $d\theta = 10^\circ$.

Bevor die Berechnungsergebnisse den Messungen gegenübergestellt werden, sollten einige wichtige Punkte in Erinnerung gerufen werden. Zunächst sind die dem Modell zugrunde liegenden Messungen, sowohl der Wellen als auch der Topographie im tieferen Bereich, mit größeren Unsicherheiten behaftet als dies bei Laborversuchen der Fall ist. Weiterhin zeigt der Term $k_i \cos(\theta_j) y$ in Gleichung (2-46) die vereinfachende Annahme, dass der punktuell an der mittleren Boje gemessene Seegang repräsentativ für den gesamten Rand ist, wo darüber hinaus eine konstante Wassertiefe vorausgesetzt wird. Ferner messen die PUV-Meter die Wasserspiegelauslenkung nur indirekt über den Wasserdruck, so dass die spektrale Energie unter Annahme der linearen Wellentheorie umgerechnet werden muss. Gleichzeitig liegen diese Instrumente zum größten Teil im Bereich der Brecherzone, was die Genauigkeiten der Messungen weiter negativ beeinflusst.

Ein Vergleich der Wasserspiegelauslenkungen scheidet bei der Ansteuerung des numerischen Modells mit punktuellen Messdaten aus, da es unmöglich ist den Seegang phasenauflösend

zweidimensional zu reproduzieren. Daher beschränkt sich der Vergleich mit Messdaten auf zeitgemittelte, statistische Parameter sowie die Energiedichtespektren. Abbildung 6-4 zeigt die Gegenüberstellung der berechneten (Kreuze) und gemessenen (Kreise) Ergebnisse für die Signifikanten Wellenhöhen sowie die Skewness und Asymmetry an den vorhandenen Pegelstationen WD1, O1, W2, O2 und M3 (vgl. Abbildung 4-1 und Tabelle 4-1).

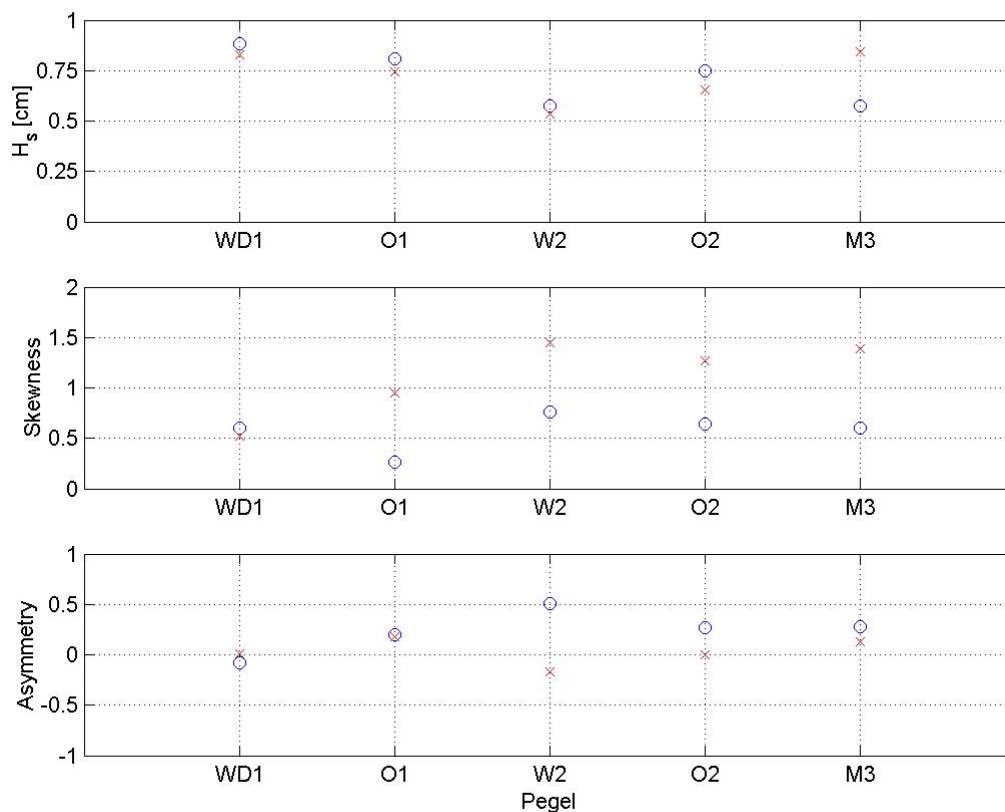


Abbildung 6-4: Vergleich zeitgemittelter Parameter am 22.08.2002, 11:00 Uhr MEZ.
Kreise: Messung, Kreuze: BOWAM2.

Die Übereinstimmung der Signifikanten Wellenhöhen im oberen Diagramm ist in Anbetracht der oben beschriebenen erreichbaren Genauigkeit als sehr gut zu bezeichnen. Lediglich am Pegel M3 wird die Wellenhöhe vom numerischen Modell überschätzt. Die genaue Ursache für diese Abweichung ist jedoch mit den vorhandenen Daten schwer zu ergründen und könnte z.B. auch durch verfälschte Messungen an diesem Pegel entstehen, der genau im Bereich der Brecherzone liegt.

Ebenso ist die Differenz der Skewness im mittleren Diagramm schwer zu erklären. Während die berechnete horizontale Asymmetrie mit abnehmender Wassertiefe infolge des Shoalings erwartungsgemäß zunimmt, zeigen die an den PUV-Metern ermittelten Werte zwar tenden-

ziell einen ähnlichen Verlauf, liegen absolut aber erheblich niedriger. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass durch die Ermittlung der Wasserspiegelauslenkung über den dynamischen Wasserdruck zwangsläufig höhere Frequenzen herausgefiltert werden. Gerade diese Frequenzen sind aber für die Beschreibung des nichtlinearen Shoalings ganz erheblich und führen bei Vernachlässigung zu einer entsprechenden Unterschätzung der Skewness.

Für die vertikale Asymmetrie der Wellen spielen die höheren Harmonischen eine untergeordnete Rolle, da dieser Prozess in erster Linie durch die mit abnehmender Wassertiefe zunehmende Amplitudendispersion hervorgerufen wird. Deshalb ist die Übereinstimmung der aus berechneten und gemessenen Zeitreihen bestimmten Asymmetry im unteren Diagramm auch erheblich besser, wobei am Pegel W2 sowohl absolut als auch tendenziell ein größerer Unterschied zu beobachten ist. Auch hier fällt allerdings eine sichere Beurteilung dieser Abweichung mit den vorhandenen Daten schwer.

Die folgende Betrachtung der Energiedichtespektren soll den bisher gewonnenen Eindruck, dass das numerische Modell die Prozesse in der Brandungszone naturnah berücksichtigt, weiter untermauern. Abbildung 6-5 zeigt den Vergleich der Spektren an den einzelnen Pegelstationen.

Wie aufgrund des Vergleichs der Signifikanten Wellenhöhe, die dem nullten Moment des Energiedichtespektrums proportional ist, zu erwarten war, ist die Übereinstimmung der Spektren an den Pegeln WD1, O1, W1 und O2 ebenfalls sehr gut. Der durch das Wellenbrechen bedingte Energieverlust wird auch im spektralen Bereich entsprechend gut reproduziert. Ebenso ist die Entstehung harmonischer Frequenzen durch das nichtlineare Shoaling der Wellen gut zu erkennen und stimmt in den numerischen Ergebnissen gut mit den Messungen überein. Hierbei sollte angemerkt werden, dass die mit den PUV-Metern gemessenen Spektren, wie bereits erwähnt, mit einer Übertragungsfunktion $\cosh(kD)/\cosh(kz)$ multipliziert wurden, wobei z die Höhe der Druck-Geschwindigkeits-Sonde über dem Boden angibt. Dadurch werden die höherfrequenten Anteile im Spektrum verstärkt und nichtlineare Effekte im spektralen Bereich bei Messung des dynamischen Wasserdrucks korrekt (nach linearer Wellentheorie) erfasst. Aufgrund der fehlenden Phaseninformation lässt sich dieses Ergebnis allerdings nicht einfach in den Zeitbereich zurück transformieren, was bei Betrachtung der Skewness weiter oben bereits erläutert wurde.

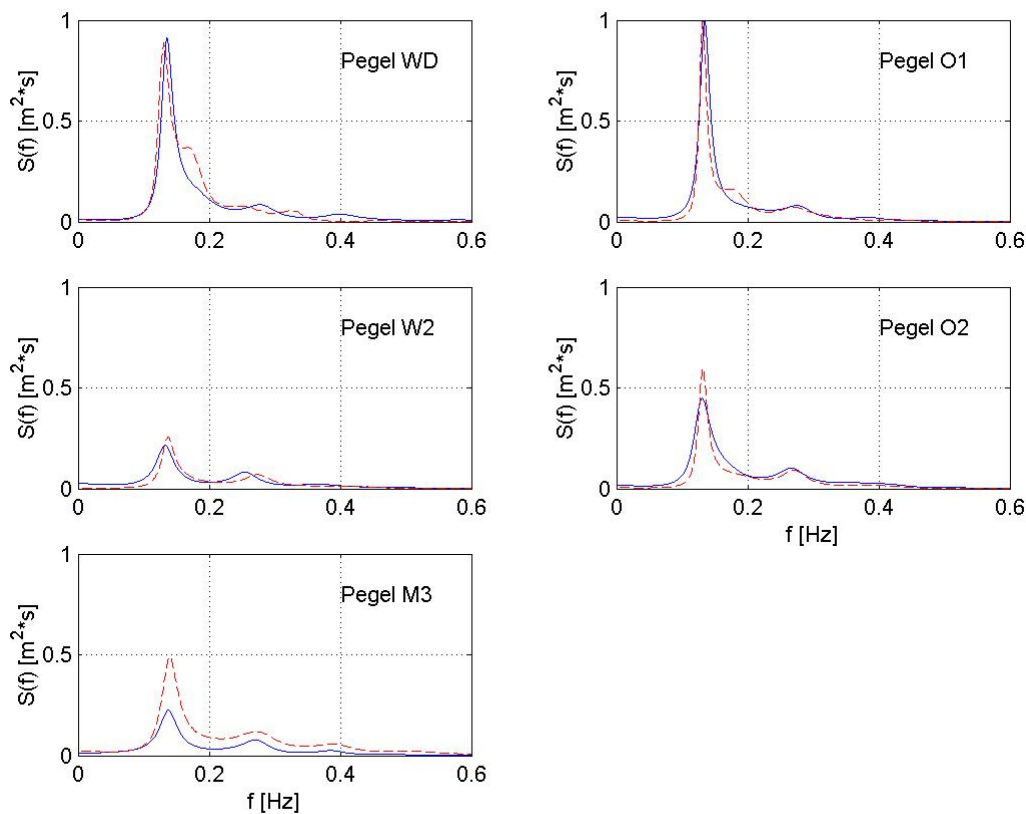


Abbildung 6-5: Vergleich der Energiedichtespektren am 22.08.2002, 11:00 Uhr MEZ.
Durchgezogen: Messung, gestrichelt: BOWAM2.

Am Pegel M3 ist die berechnete Energie fast über den gesamten Frequenzbereich größer als die gemessene, was in ähnlicher Weise auch schon bei den Signifikanten Wellenhöhen beobachtet wurde. Ein Vergleich mit den weiter seewärts gelegenen Pegeln W2 und O2 legt aber hier die Vermutung nahe, dass diese Abweichung eventuell auch auf eine ungenaue Reproduktion des brechbedingten Energieverlustes zurückgeführt werden kann. Testrechnungen hierzu haben jedoch gezeigt, dass eine Veränderung der Mischungsweglänge im Algorithmus für das Wellenbrechen nur einen geringen Einfluss auf die Simulationsergebnisse hat.

Insgesamt bleibt festzustellen, dass das numerische Modell mit der vorgenommenen Ansteuerung auf Basis einer Bojenmessung am Rande des Untersuchungsgebiets generell in der Lage ist die Transformation der Wellen innerhalb des Bühnenfelds, unter Berücksichtigung des Wellenbrechens und Wellenaufbaus, auch im Zweidimensionalen realistisch zu simulieren. Genauere Untersuchungen zu den Abweichungen zwischen Rechnung und Messung sind mit dem vorhandenen Datenmaterial und unter den getroffenen Annahmen bei der Ansteuerung jedoch nicht möglich. Hierzu müssten flächendeckende Informationen vorliegen und das nu-

merische Modell so angesteuert werden, dass eine möglichst exakte, phasenauflösende Reproduktion des Seegangs erreicht wird. Dieser Schritt soll im folgenden Kapitel unter Verwendung photogrammetrischer Daten erfolgen.

6.2 Ansteuerung und Vergleich mit photogrammetrischen Daten

Die theoretischen Grundlagen zur flächendeckenden und zeitaufgelösten Bestimmung der Wasseroberfläche mit photogrammetrischen Methoden wurden in Kapitel 3 ausführlich erläutert. An dieser Stelle sollen die so ermittelten Daten zur Ansteuerung des numerischen Modells und für einen Vergleich mit den simulierten Ergebnissen verwendet werden. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass entsprechende photogrammetrische Messdaten erst zu Ende des Projekts vorlagen, so dass keine abschließende Beurteilung der Ergebnisse möglich ist.

Das Ergebnis einer photogrammetrischen Auswertung ist eine Punktwolke, die die Wasseroberfläche zu einem bestimmten Zeitpunkt beschreibt. Durch Triangulation der Punkte, z.B. mit einem Delaunay-Algorithmus, erhält man ein Digitales Oberflächenmodell der Wasseroberfläche. Ein Ausschnitt aus einer typischen Sequenz von so ermittelten Wasseroberflächen ist über der Topographie des Bühnenfeldes in Abbildung 6-6 dargestellt.

Der Vorteil einer solchen Datengrundlage im Zusammenhang mit einem numerischen Modell liegt zum einen darin, dass an jedem Ort des Auswertungsbereichs Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung zur Verfügung stehen und somit die Transformation der Wellen auf dem Weg zum Strand genau verfolgt werden kann. Dies ermöglicht eine genauere Analyse der Umwandlungsprozesse und somit auch eine Optimierung numerischer Strategien zur Nachbildung der physikalischen Prozesse im Modell. Zum anderen sind über den gesamten Rand des Modellgebiets Informationen über die Wasserspiegelauslenkung vorhanden, so dass die Annahmen, die bei einer Ansteuerung mit Bojendaten im vorangegangenen Kapitel 6.1 getroffen werden mussten, entfallen. Dadurch ist es möglich, die Wellen phasengenau im numerischen Modell zu generieren und somit den realen Zustand phasenauflösend zu reproduzieren.

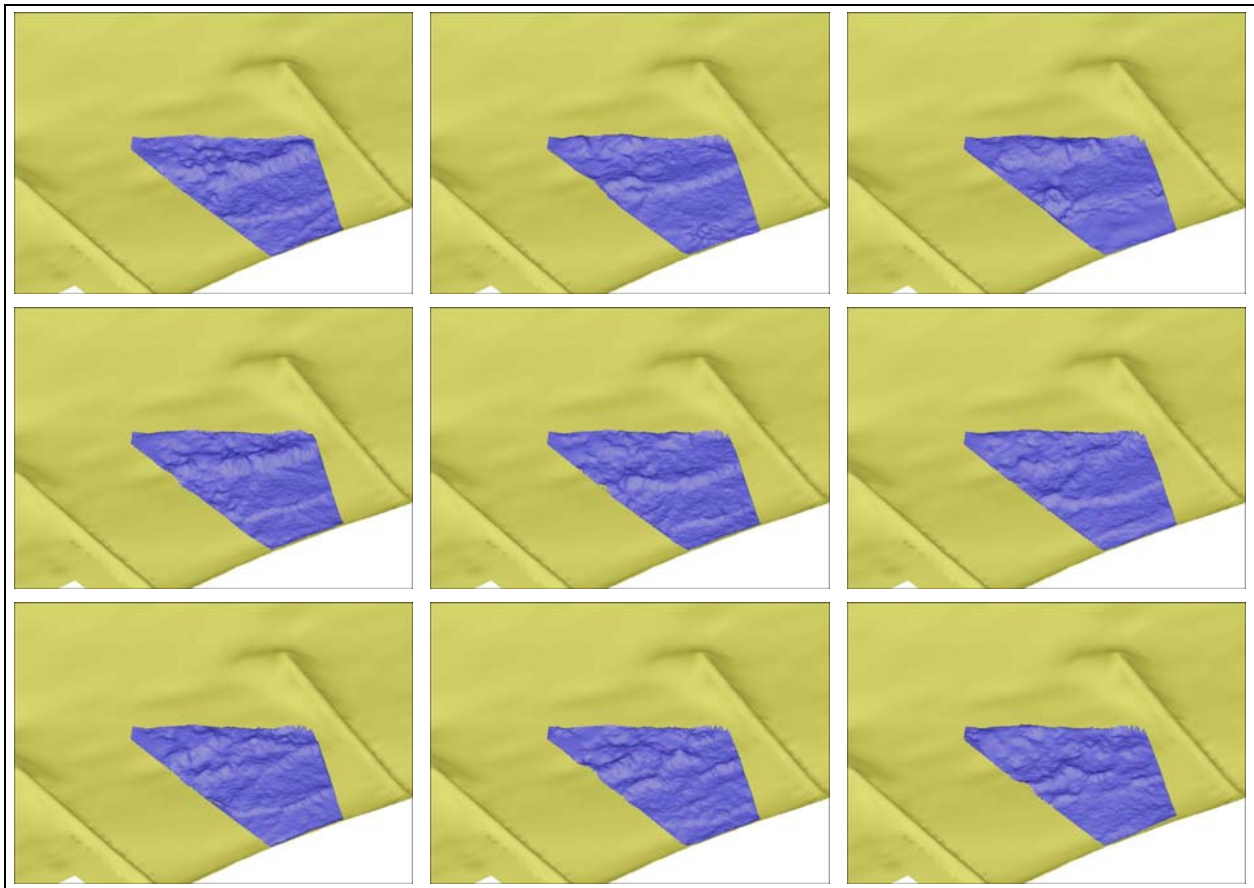


Abbildung 6-6: Ausschnitt aus einer Sequenz von photogrammetrisch ermittelten Wasseroberflächen, dargestellt über der Topographie des Bühnenfelds. Verlauf der Bilder von links nach rechts und von oben nach unten, Zeitabstand: 3.0 s.

Wie in Kapitel 3 erläutert ist die photogrammetrische Auswertung von Bilddaten, wie jede andere Messmethode auch, mit Unsicherheiten behaftet. Mit zunehmendem Aufnahmeabstand werden diese Unsicherheiten immer größer. Dadurch ergibt sich eine Schwierigkeit bei der Generierung von Wellen am seeseitigen Rand des Modellgebietes, da gerade dieser am weitesten entfernt von den Aufnahmestandpunkten ist. Sind die Randbedingungen fehlerbehaftet, pflanzen sich diese Fehler im Rechnungsgebiet fort, d.h. die phasenauflösende Reproduktion des Seegangs wird umso ungenauer je weiter der Rand Richtung See gelegt wird. Testrechnungen haben gezeigt, dass größere Abstände als 100 m vom Ufer, also etwa 200 m von den Aufnahmestandpunkten entfernt, keine sinnvollen Ergebnisse mehr liefern.

Prinzipiell erfolgt die Generierung von Wellen im numerischen Modell, wie bei der Ansteuerung mit Bojendaten, mit Hilfe einer Quellfunktion, die entlang einer Linie innerhalb des Gebietes definiert ist und senkrecht dazu gaußförmig angenommen wird. Die Erzeugung von Wellen über einen Quellterm hat den entscheidenden Vorteil, dass sie nicht reflektierend ist

und nur die Wasserspiegelauslenkung bekannt sein muss, da sich die Geschwindigkeiten aus den Gleichungen selbst ergeben.

Abbildung 6-7 skizziert das Prinzip bei der Ansteuerung mit photogrammetrischen Daten. Dargestellt ist die photogrammetrisch ermittelte Wasseroberfläche zu einem Zeitpunkt als Konturflächen, sowie der Rand des Berechnungsgebietes mit dem Bereich der Quellfunktion als schattierte Fläche und der Mitte der Quellfunktion als gestrichelte Linie. Die photogrammetrischen Daten wurden in ein lokales Koordinatensystem transformiert, das parallel zur Uferlinie liegt und seinen Ursprung im unteren linken Knoten des Berechnungsgitters hat.

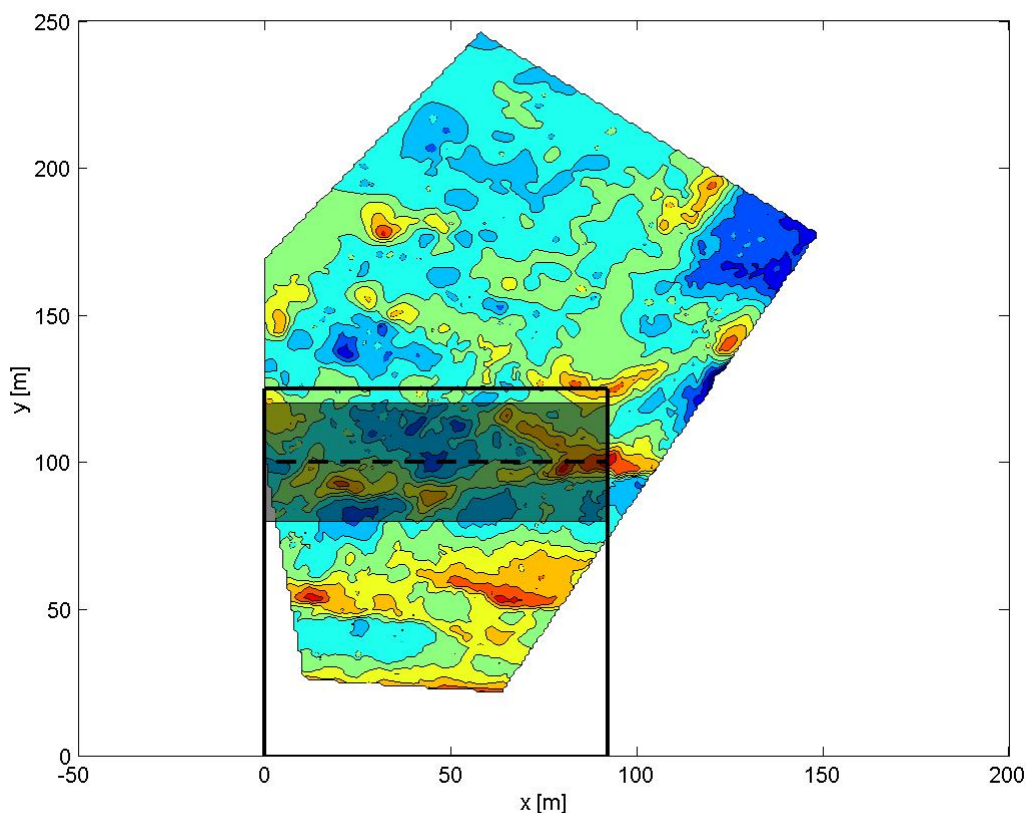


Abbildung 6-7: Prinzipskizze zur Ansteuerung mit photogrammetrischen Daten. Photogrammetrisches Ergebnis als Konturflächen sowie Berechnungsgebiet als schwarze Linien mit Quellfunktionsbereich schattiert und Mitte der Quellfunktion als gestrichelte Linie.

Das gesamte Berechnungsgebiet hat eine Größe von $92 \times 125 \text{ m}^2$ und ist mit 1.0 m Gitterweite in x - bzw. y -Richtung diskretisiert. Der Einflussbereich der Quellfunktion geht von $y = 80 \text{ m}$ bis $y = 120 \text{ m}$, so dass der Definitionsbereich bei $y = 100 \text{ m}$ liegt. Aus den photogrammetrisch ermittelten Oberflächenmodellen erhält man an jedem Knoten dieser Linie eine Zeitreihe, die mit einer Fouriertransformation in Amplituden, Frequenzen und Phasenverschiebungen um-

gewandelt werden kann. Damit lässt sich dann an jedem Knoten eine Quellfunktion der folgenden Form definieren:

$$f(y,t) = \sum_{i=1}^N A_{q_i} \cdot e^{-\beta_i (y-y_s)^2} \cdot \cos(-\omega_i t + \varphi_i) \quad (6-5)$$

wobei die Amplituden jeder Komponente gegeben sind als:

$$A_q = \frac{2\eta_0(1-bk^2D^2)(\omega^2 - (a_1 + a)gk^4D^3)}{\omega I_1 k(1-(b_1 + b)k^2D^2)} \quad (6-6)$$

Eine Abhängigkeit parallel zum Rand ist also nicht mehr vorhanden und der von der Wellenzahl abhängige Term in Gleichung (2-46) entfällt. Das heißt, es müssen keine Annahmen mehr über die Verteilung der Wellen entlang des Randes sowie die Wellenrichtung gemacht werden. Erstere ist durch die Messdaten definiert und letztere ergibt sich automatisch aus der eingesteuerten Wasserspiegelauslenkung.

Mit den im Rahmen der zweiten Messkampagne auf Norderney aufgenommenen Daten vom 15.05.2003, 10:03 Uhr MEZ wird das numerische Modell angesteuert und die Berechnungsergebnisse mit den photogrammetrischen Messungen verglichen. Das Berechnungsgebiet ist dabei wie oben beschrieben und deckt den rechten Teil des Bühnenfeldes ab, ohne die Bühne selbst mit einzuschließen. Die Gesamtdauer der Simulation beträgt 14 Minuten, so dass neben einer Betrachtung der Zeitreihen auch eine statistische Auswertung der Ergebnisse im Sinne von Spektren und Signifikanten Wellenhöhen möglich ist.

Zunächst erfolgt ein flächenhafter Vergleich der Wasserspiegelauslenkung. In Abbildung 6-8 sind die Wasserspiegelauslenkungen als Konturflächen exemplarisch für acht Zeitpunkte mit einem Abstand von zwei Sekunden dargestellt, wobei die linken Grafiken jeweils die photogrammetrische Messung und die rechten Grafiken das Berechnungsergebnis von BOWAM2 zeigen. Der rote Bereich im unteren Teil der Berechnungsergebnisse stellt keinesfalls reale Wellenhöhen dar, sondern repräsentiert das trocken liegende Gelände auf dem sich wegen des eingesetzten Wet-Slope-Konzepts für den Wellenauflauf ein dünner Wasserfilm befindet.

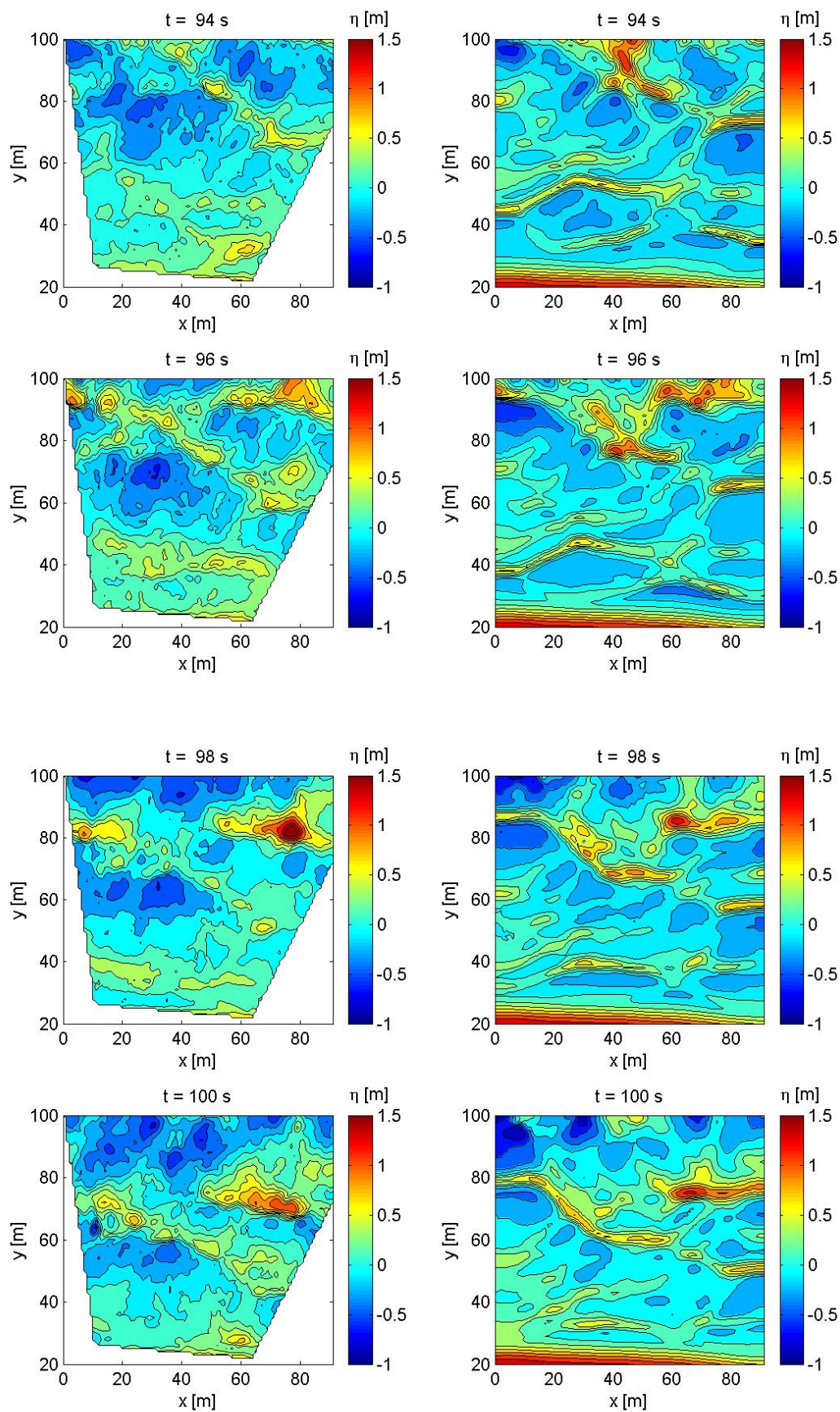


Abbildung 6-8 a: Flächenhafter Vergleich der Wasserspiegelauslenkung.
Links: Messung, rechts: BOWAM2, Zeitabstand: 2.0 s.

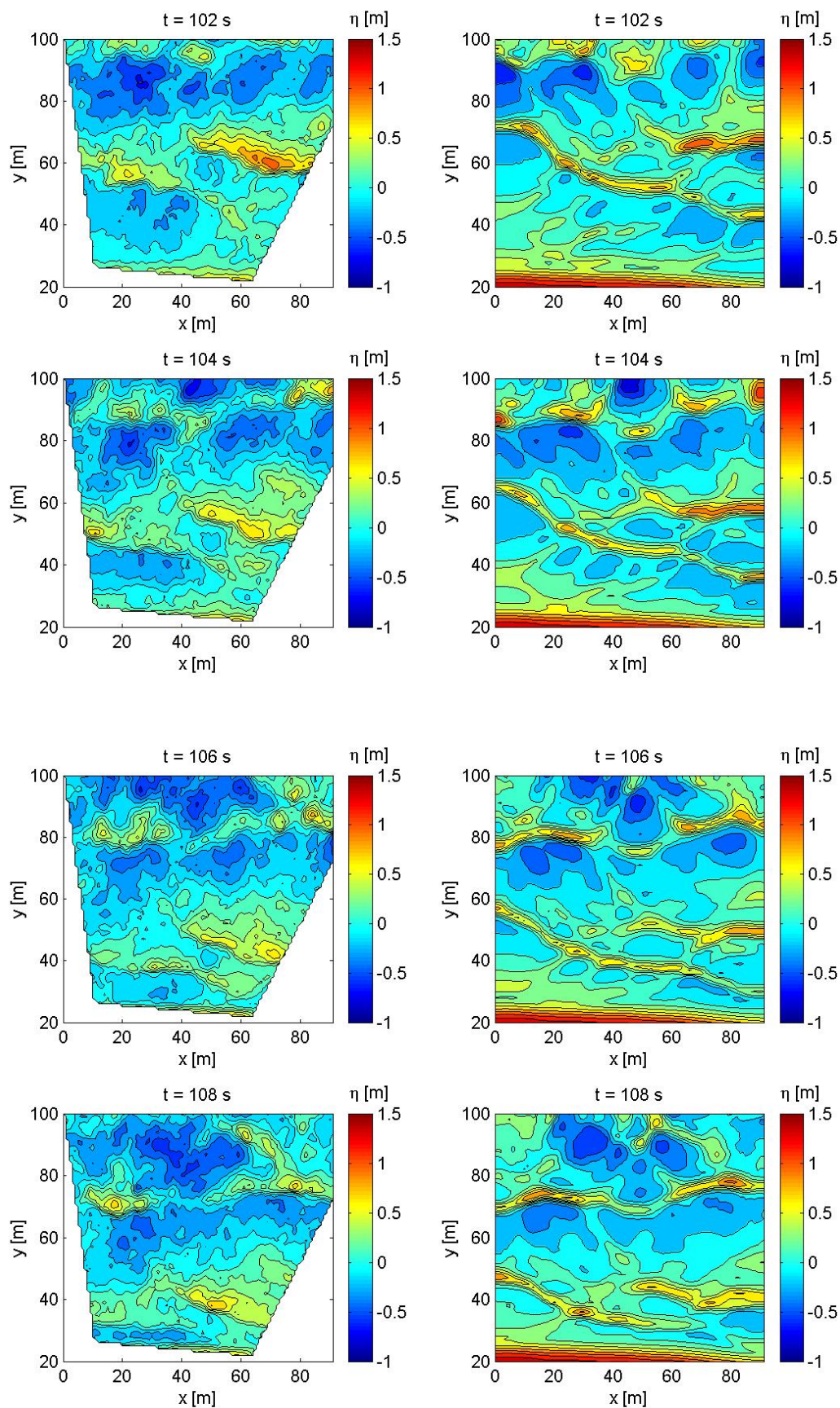


Abbildung 6-8 b: Flächenhafter Vergleich der Wasserspiegelauslenkung.
Links: Messung, rechts: BOWAM2, Zeitabstand: 2.0 s.

Auf den ersten Blick ist die extrem komplexe und stark zweidimensional geprägte Struktur des Seegangs zu erkennen. Dennoch sind die einzelnen Wellenereignisse sowohl in Amplitude als auch Richtung im Ergebnis der numerischen Simulation wieder zu finden. Eine exakte Reproduktion der Messergebnisse auf der linken Seite war aus oben genannten Gründen auch nicht zu erwarten, so dass die vorliegenden Ergebnisse durchaus zufrieden stellend sind.

Es fällt jedoch auch auf, dass die Wellenberge im numerischen Modell konzentrierter sind und sich auch etwas langsamer fortbewegen als die Messergebnisse zeigen. Die Unterschiede in der Wellenform sind sicherlich zum einen dadurch zu begründen, dass mit einem Boussinesq-Modell der Brechvorgang in erster Linie durch eine turbulenzbedingte Wellenhöhenabnahme simuliert wird und die tatsächliche Form der Wasseroberfläche, insbesondere bei Sturzbrechern, nicht exakt nachgebildet werden kann. Des Weiteren ist eine photogrammetrische Auswertung an der Wellenrückseite nicht immer möglich, da diese durch den Wellenberg verdeckt ist. Daher werden fehlende Punkte in diesem Bereich interpoliert, wodurch die Wellenrückseite flacher wird und die gesamte Form des Wellenbergs gestreckter erscheint. Es kommen also zwei Effekte zusammen, die sich gegenseitig aufaddieren und zu einem deutlich erkennbaren Unterschied führen. Dennoch schmälert diese Tatsache das Gesamtergebnis nur wenig.

Die Unterschätzung der Phasengeschwindigkeit im numerischen Modell fällt etwas schwerer zu begründen. Eine Erklärung wäre die Unterschätzung der Wellenlänge, die sich entsprechend in konzentrierten Wellenbergen widerspiegeln könnte. Andererseits wird die Wellenlänge eigentlich durch die direkte Vorgabe der Wasserspiegelauslenkung als Randbedingung dem System vorgegeben, so dass die Ursache eventuell nicht im numerischen Modell, sondern in den Randbedingungen zu suchen ist. All dies sind allerdings Hypothesen, da für eine genauere Analyse keine Zeit verblieb.

Weitere Aufschlüsse zeigt ein Vergleich der Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung an verschiedenen Orten, wobei hierfür prinzipiell an jedem Ort Informationen zur Verfügung stehen. Exemplarisch soll eine Schnittebene bei $x = 40$ m betrachtet werden, wobei die einzelnen Pegelpositionen einen Abstand von 10 m in y -Richtung haben. Abbildung 6-9 zeigt die Zeitreihen, wobei die durchgezogene, blaue Linie den Messungen und die gestrichelte, rote Linie den Berechnungsergebnissen entspricht.

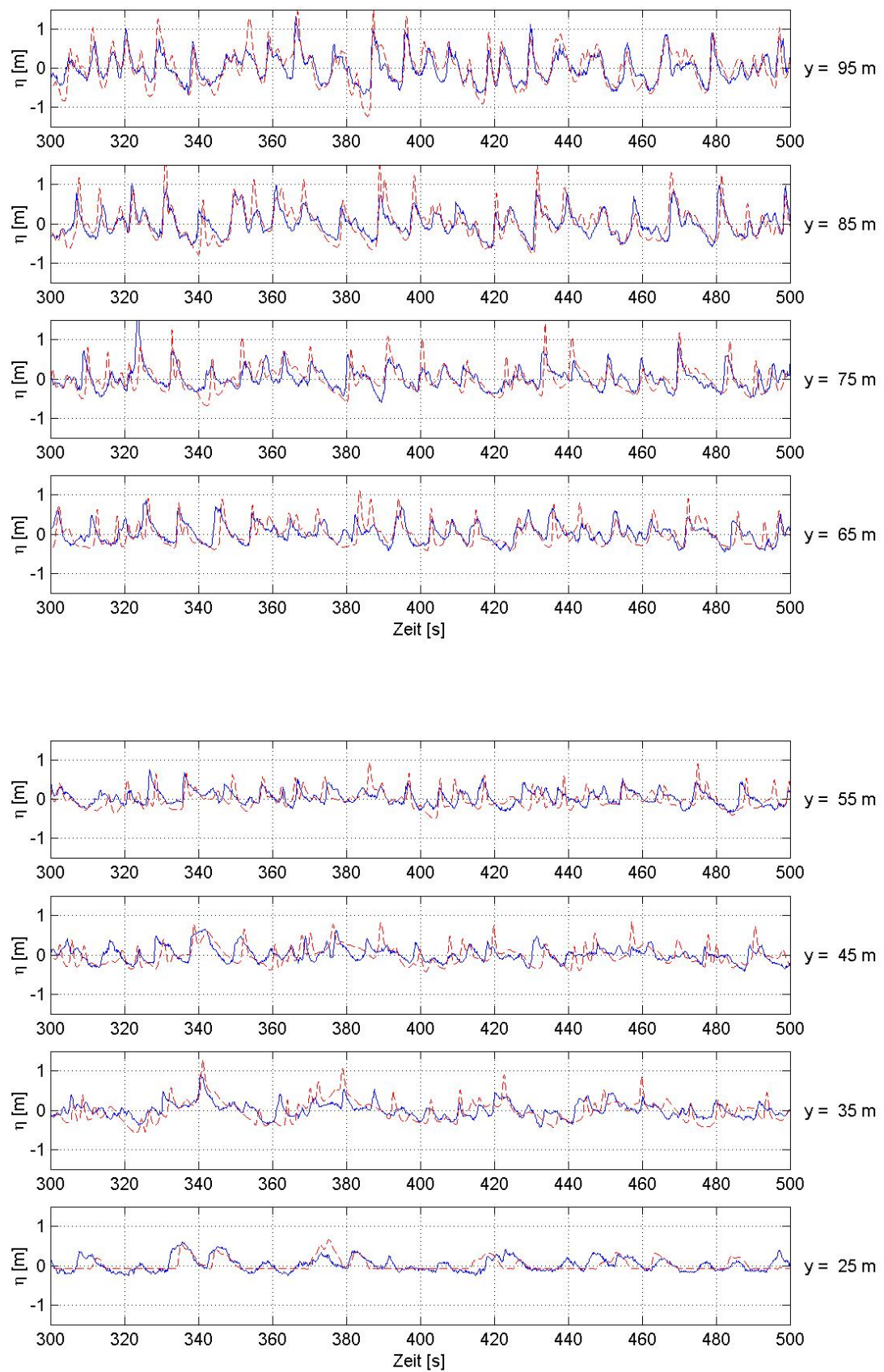


Abbildung 6-9: Vergleich der Wasserspiegelauslenkung an verschiedenen Pegeln ($x = 40$ m). Durchgezogen: Messung, gestrichelt: BOWAM2.

Der zeitliche Ausschnitt von 300 bis 500 s wurde gewählt, da er zum einen noch einen detaillierten Blick auf einzelne Wellenereignisse erlaubt und zum anderen gerade hier, insbesondere bei $y = 35$ m, einige sehr lange Wellen mit Perioden von etwa 40 s in der Messung beobachtet werden können, die auch im Ergebnis des numerischen Modells zu finden sind. Selbst wenn die Übereinstimmung der Zeitreihen aus allen bisher genannten Gründen erwartungsgemäß nicht so exakt ist wie z.B. in den eindimensionalen Versuchen im Wellenkanal (siehe Kapitel 2.3.4 und 2.5), werden wesentliche Phänomene, wie die Wellenhöhenabnahme durch Wellenbrechen, der Surf-Beat oder der Wellenauflauf am Strand bei der numerischen Simulation mit ansprechender Genauigkeit erfasst. Der Wellenauflauf lässt sich am Pegel $y = 25$ m vergleichen, der in einem nass/trocken Bereich liegt. Auch wenn an dieser Stelle nicht jedes Auflaufereignis reproduziert wird, ist in den meisten Fällen eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung vorhanden.

Am Pegel $y = 95$ m, der am nächsten an der Mitte der Quellfunktion bei $y = 100$ m liegt, lässt sich ein wesentlicher Nachteil beobachten, den Rand des numerischen Modells nicht weiter seewärts legen zu können. So dicht am Strand sind viele Wellen bereits stark transformiert und weisen ein sehr asymmetrisches Profil bezüglich der Vertikalen auf, sie stehen also kurz vor dem Brechen bzw. sind teilweise schon gebrochen. An diese Stelle, wo die Wellen einer sehr hohen Dynamik unterliegen, den Rand des numerischen Modells zu legen und aus den Zeitreihen der Wasserspiegelauslenkung entsprechende Randbedingungen zu ermitteln, ist also mit weiteren großen Unsicherheiten verbunden. Wie oben erläutert kann der Rand allerdings nicht weiter nach hinten gelegt werden, da dort die Unsicherheit aus dem Messsystem selbst zu hoch ist.

Der Vergleich der Energiedichtespektren in Abbildung 6-10 verdeutlicht sehr gut die Nähe des Randes zur Brecherzone. Der große Energieverlust zwischen den Pegeln $y = 85$ m und $y = 75$ m lässt erkennen, dass dort die meisten Wellen brechen. Die Übereinstimmung der Spektren aus Rechnung und Messung zeigt, dass die Brecherzone im numerischen Modell ebenfalls zwischen diesen beiden Pegeln liegt und die Größe des dort stattfindenden Energieverlusts gut nachgebildet wird. Des Weiteren zeigt sich in den Spektren an allen Pegeln ein energiereicher, langperiodischer Anteil, der tendenziell im numerischen Ergebnis stärker zu finden ist als in den Messungen. Seinen Extremwert erreicht er am Pegel $y = 35$ m, an dem schon die Zeitreihe lange Wellen mit Perioden von etwa 40 s erkennen ließ. Diese langen Wellen werden am Strand reflektiert und sind zwar nicht an allen Pegeln in den Zeitreihen

direkt erkennbar, tauchen aber deutlich in den Spektren auf. Sie können als Subharmonische der Interaktion einzelner Wellenkomponenten interpretiert werden und vermutlich neigt das numerische Modell dazu dieses nichtlineare Verhalten zu überschätzen, denn ebenso ist an allen Pegeln eine – wenngleich geringe – Überschätzung der superharmonischen Frequenzen erkennbar. Ob diese Überschätzung aber tatsächlich aus den Modellgleichungen herrührt oder vielmehr auf die Randbedingungen zurückzuführen ist, konnte nicht näher untersucht werden.

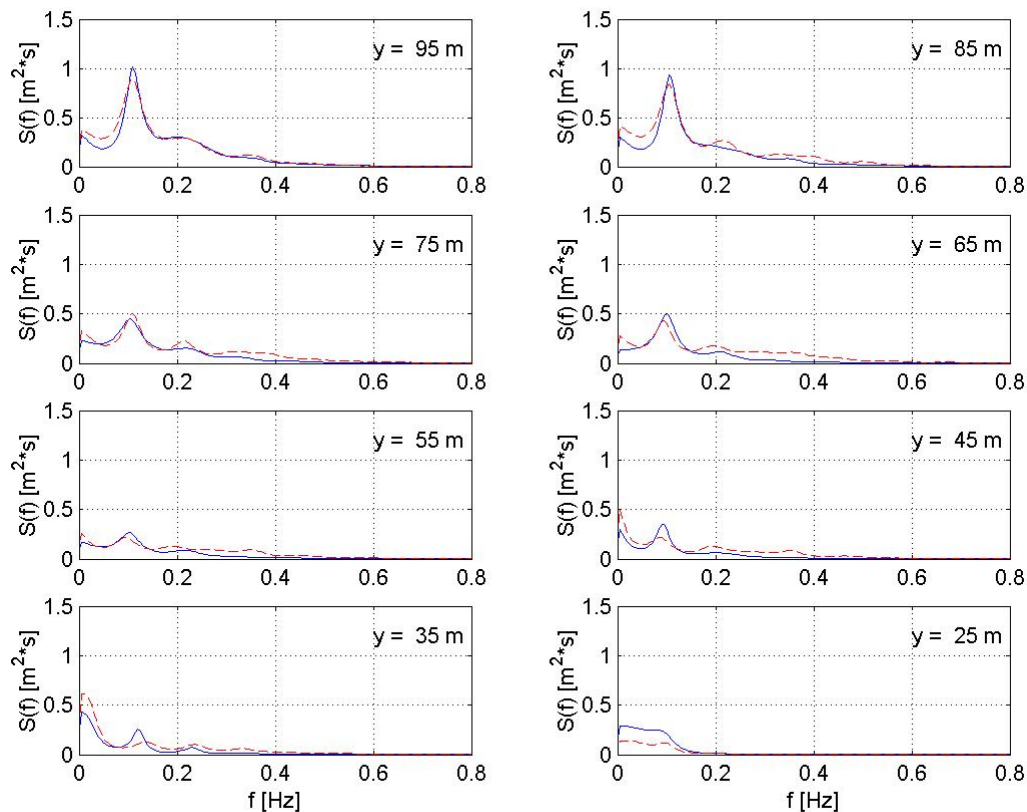


Abbildung 6-10: Vergleich der Energiedichtespektren an verschiedenen Pegeln ($x = 40 \text{ m}$).
Durchgezogen: Messung, gestrichelt: BOWAM2.

Abschließend soll noch eine flächendeckende Betrachtung der Signifikanten Wellenhöhen gemacht werden, die weniger neue Erkenntnisse liefert, aber einige der oben gemachten Beobachtungen noch einmal aufgreift. Abbildung 6-11 zeigt oben links die aus den photogrammetrischen Messungen ermittelten Signifikanten Wellenhöhen als Konturflächen, oben rechts das entsprechende Ergebnis der numerischen Simulation und unten die Differenz zwischen Rechnung und Messung.

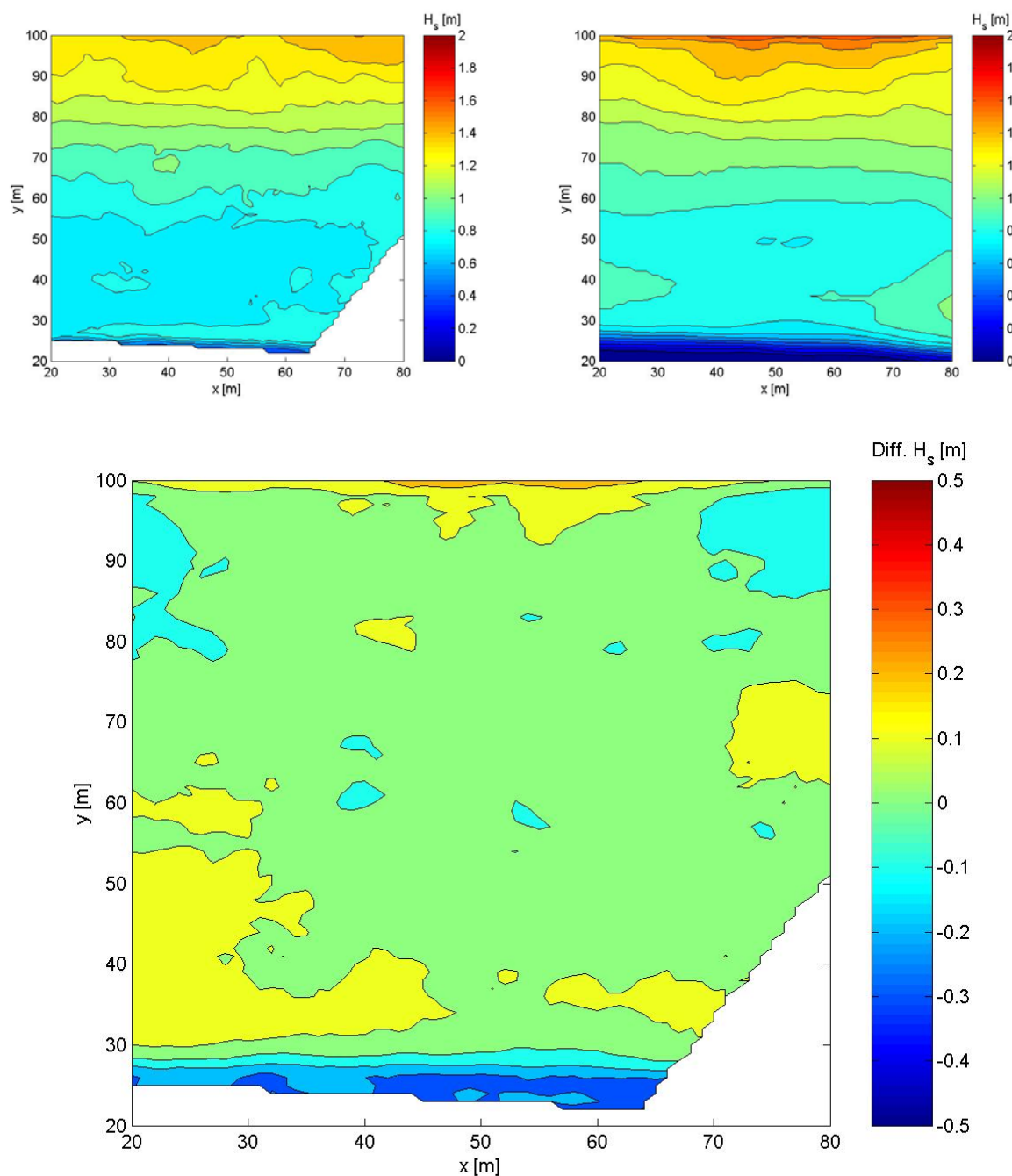


Abbildung 6-11: Flächenhafter Vergleich der Signifikanten Wellenhöhen.

Oben links: Messung, oben rechts: BOWAM2, unten: BOWAM2 – Messung.

Auffallend ist insbesondere die Unterschätzung der Wellenhöhe in einem dünnen Streifen am unteren Rand. In diesem Bereich befindet sich die Auflaufzone, die zeitweise von Wellen überdeckt und zeitweise trocken ist, wie Pegel $y = 25$ m bereits gezeigt hat. Wodurch die Abweichungen an dieser Stelle kommen ist schwer zu beantworten, von einer Signifikanten Wellenhöhe in diesem Bereich noch zu sprechen ist allerdings mit Sicherheit ohnehin nicht richtig. Im übrigen Gebiet sind die Unterschiede sehr gering und zumeist kleiner als 10 cm.

Somit liegen sie im Bereich der photogrammetrischen Messungenauigkeit, wobei das numerische Modell im Allgemeinen dazu tendiert die Wellenhöhen leicht zu überschätzen.

Weitere Untersuchungen konnten aus den eingangs erwähnten Gründen nicht durchgeführt werden, so dass noch einige Fragen offen sind und eine abschließende Beurteilung zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht erfolgen kann. Es kann aber festgehalten werden, dass eine Ansteuerung des numerischen Modells mit photogrammetrischen Daten eine phasenauflösende Reproduktion des Seegangs prinzipiell ermöglicht. Dabei sind innerhalb des Berechnungsgebiets Unterschiede zu den Messergebnissen vorhanden, die u.a. auf die Unsicherheiten der Messungen zurückzuführen sind. Dennoch haben die gemachten Untersuchungen gezeigt, dass die Ansteuerung des numerischen Modells mit Messdaten über den gesamten Rand eine bessere Reproduktion der Seegangsverhältnisse ermöglicht als dies bei der Ansteuerung mit punktuellen Messungen der Fall ist. Die dort gezwungenermaßen zu treffenden Annahmen über Wellenrichtungen und Verteilung des Seegangs entlang des Randes führen unter Umständen zu fehlerhaften Simulationsergebnissen, wie z.B. den großen Abweichungen am Pegel M3 in Kapitel 6.1. Bei der Ansteuerung mit photogrammetrischen Daten sind nicht solch große Unterschiede zwischen Rechnung und Messung zu beobachten, was darauf schließen lässt, dass das verwendete Boussinesq-Modell BOWAM2, inklusive aller im Rahmen des Projekts vorgenommenen Erweiterungen, in der Lage ist, die Seegangsverhältnisse in einem Bühnenfeld mit ansprechender Genauigkeit phasenauflösend zu berechnen.

7 Bewertung der entwickelten Methode

Als Ergebnis der automatischen Bildzuordnung liegen flächenhafte Daten der Wasserspiegelauslenkung mit einem zeitlichen Abstand von 0.125 s vor. Die Ansteuerung des numerischen Modells mit den photogrammetrischen Daten ermöglicht prinzipiell die phasenauflösende Reproduktion des Seegangs. Dabei sind innerhalb des Berechnungsgebiets Unterschiede zu den Messergebnissen vorhanden, die unter anderem auf die Unsicherheiten der Messungen zurückzuführen sind. Die erreichbare Genauigkeit der automatischen Bildzuordnung nimmt zum äußeren Gebietsrand linear ab. Eine Genauigkeitssteigerung in diesem Bereich kann durch den Einsatz zusätzlicher Kameras mit längeren Kammerkonstanten erreicht werden. Die Schwierigkeiten aufgrund fehlender Textur können beispielsweise durch das Aufbringen von Partikeln gelöst werden, was allerdings weniger für Naturmessungen, sondern mehr für den Einsatz im Labor in Frage kommt.

Die durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass die Ansteuerung des numerischen Modells mit photogrammetrischen Messdaten über den gesamten Rand eine bessere Reproduktion der Seegangsverhältnisse ermöglicht als dies bei der Ansteuerung mit punktuellen Messungen der Fall ist. Die bei letzteren gezwungenermaßen zu treffenden Annahmen über Wellenrichtungen und Verteilung des Seegangs entlang des Randes führen unter Umständen zu fehlerhaften Simulationsergebnissen, wie z.B. den großen Abweichungen am Pegel M3 in Kapitel 6.1.

Bei der Ansteuerung mit photogrammetrischen Daten ist die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der numerischen Simulation und der automatischen Bildzuordnung im Allgemeinen recht gut. Unterschiede kommen zum einen daher, dass beim Wellenbrechen, insbesondere bei Sturzbrechern, die Wasseroberfläche mit einem Boussinesq-Modell nicht exakt nachgebildet werden kann. Zum anderen ist eine photogrammetrische Auswertung in Bereichen mit geringer Textur und an der Rückseite der Wellen aufgrund von Verdeckungen nicht möglich, so dass die Höhen in diesem Bereich interpoliert werden müssen.

Unter Berücksichtigung dieser Einschränkungen ist das verwendete Boussinesq-Modell BOWAM2 inklusive aller im Projekt gemachten Erweiterungen in der Lage die Seegangsverhältnisse in einem Bühnenfeld phasenauflösend zu berechnen. Dies ermöglicht eine bessere Verfolgung der Transformation der Wellen und eine genauere Analyse der physikalischen Prozesse.

8 Zusammenfassung

Im hier beschriebenen Projekt WAVESCAN wurde die Brandungszone mit einem numerischen Modell simuliert und eine Methode zur flächendeckenden, dreidimensionalen und zeitlich kontinuierlichen Messung der Wasseroberfläche entwickelt, um mit diesen Daten das numerische Modell zu kalibrieren und validieren.

Für die numerischen Simulationen wurde das Boussinesq-Modell BOWAM2 verwendet, dass durch die Lösung verbesserter Gleichungen bis zu relativen Wassertiefen $D/L = 1.5$ ($kD = 9.42$) eingesetzt werden kann. Im Rahmen des Projekts wurde dieses Modell im Hinblick auf die Berechnung des Seegangs in einem Bühnenfeld bezüglich der Generierung von Wellen, des Wellenbrechens und des Wellenaufbaus erweitert. Die entsprechenden Methoden und Strategien wurden anhand von analytischen Lösungen und Labormessungen verifiziert.

Die Bestimmung der Wasseroberfläche erfolgte mit photogrammetrischen Methoden durch digitale Bildzuordnung im Objektraum. Ein zur Bildsequenzauswertung entwickelter Algorithmus wurde in das bestehende Softwaresystem LISA implementiert. Somit erfolgt die Auswertung von Bildsequenzen fast automatisch, nur für das erste Modell müssen Startpunkte manuell gemessen werden. Im gesamten Messablauf steckt Potential für weitere Automation, darüber hinaus sind sowohl Datenmenge als auch Rechenzeit weiter reduzierbar.

Im Rahmen zweier Messkampagnen auf Norderney wurde die Datengrundlage für das Projekt geschaffen. Dabei wurde ein Bühnenfeld mit vier digitalen, synchronisierten Videokameras erfasst und zusätzlich punktuelle Messungen der Wasseroberfläche mit Bojen u.ä. sowie eine Vermessung der Topographie durchgeführt. Die Videokameras waren auf zwei strandnah gelegenen Hochhäusern installiert, so dass die Voraussetzungen an das System (hohe, stabile Aufnahmestandpunkte, möglichst nah am Wasser liegend) erfüllt waren. Die äußere Orientierung wurde als stabil über die Zeit angenommen.

Aufgrund der Aufnahmekonfiguration wurden zwei sich überlappende Stereomodelle getrennt voneinander ausgewertet und anschließend zu einem Gesamtmodell kombiniert. Flächenhafte, dynamische Digitale Oberflächenmodelle konnten erfolgreich abgeleitet werden. Aussagen zur Genauigkeit konnten durch den Vergleich mit zusätzlich manuell generierten Oberflächen zu bestimmten Zeitpunkten getroffen werden. Zum Vergleich in der Zeit wurden Seegangsmessungen von einem Wellenmessdraht und einer Druck-Geschwindigkeits-Sonde herange-

zogen. Die erreichte Genauigkeit liegt im Bereich von 10 bis 15 cm und ist indirekt proportional zum Objektabstand. Probleme entstehen in Gebieten mit schwacher Textur und bei Verdeckungen.

Die flächendeckend vorliegende Information der photogrammetrischen Messungen stellt einen großen Vorteil gegenüber punktuellen Messungen dar. Nicht nur die Ansteuerung eines numerischen Modells ist genauer möglich, sondern auch ein Vergleich mit Messdaten kann an beliebigen Stellen des Untersuchungsgebiets durchgeführt werden. Dies konnte anhand von Simulationsrechnungen mit dem numerischen Modell gezeigt werden. Ob die vorliegenden Daten allerdings zu einer weiteren Verbesserung des eingesetzten Boussinesq-Modells führen können, ist aufgrund der vorhandenen Messunsicherheiten in Frage zu stellen. Hierfür sollten Laboruntersuchungen gemacht werden, da sie eine flexiblere Konstellation des Messaufbaus erlauben und somit die Messunsicherheiten reduziert werden könnten.

9 Literatur

- Battjes, J. A. (1974). „Surf Similarity.“ Proc. 14. Int. Conf. Coast. Engrg., ASCE, New York, S. 466-480.
- Berkhahn, V. (2003). „Geometrische Modellierung in der Bauinformatik.“ Habilitationsschrift, Inst. f. Bauinformatik, Universität Hannover.
- Bethel, J. (1986). „The DSR11 Image Correlator.“ American Society of Photogrammetry and Remote Sensing (ASPRS), American Congress on Surveying and Mapping, Annual Convention, Part 4, S. 44-49.
- Boussinesq, J. (1877). „Théorie de l'Ecoulement Tourbillant.“ Mem. Présentés par Divers Savants. Acad. Sci. Inst. Fr. 23, S. 46-50.
- Brocchini, M., Peregrine, D. H. (1996). „Integral flow properties of the swash zone and averaging.“ J. Fluid Mech. 317, S. 241-273.
- Carrier, G. F., Greenspan, H. P. (1958). „Water waves of finite amplitude on a sloping beach.“ J. Fluid Mech. 4, S. 97-109.
- CEM (2002). „Coastal Engineering Manual.“, <http://bigfoot.wes.army.mil/cem001.html>, U.S. Army Corps of Engineers, U.S. Government Printing Office, Washington, DC, USA.
- Cho, W., Schenk, T., Madani, M. (1992). „Resampling Digital Imagery to Epipolar Geometry.“ International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing (ISPRS), Vol. XXIX, Part 3, S. 404-408.
- Deigaard, R. (1989). „Mathematical modeling of waves in the surf zone.“ Prog. Report 69, ISVA, Technical University of Denmark, Lyngby, S. 47-59.
- EAK (2002). „EAK 2002: Empfehlungen für die Ausführung von Küstenschutzwerken.“ Die Küste, Heft 65, Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen.
- Förstner, W. (1985). „Prinzip und Leistungsfähigkeit der Korrelation und Zuordnung digitaler Bilder.“ In: Institut für Photogrammetrie der Universität Stuttgart (Hrsg.), Vorträge der 40. Photogrammetrischen Woche an der Universität Stuttgart, Band 11, S. 69-90.
- Grüne, J. (2001). Persönliche Mitteilung.
- Heipke, C. (1995). „Digitale photogrammetrische Arbeitsstationen.“ Deutsche Geodätische Kommission, Reihe C, Nr. 450, München.
- Holland, T., Holman, R. A., Lippmann, T. C., Stanley, J. (1997). „Practical Use of Video Imagery in Nearshore Oceanographic Field Studies.“ IEEE Journal of Oceanic Engineering, 22(1), S. 81-92.
- IAHR/PIANC (1986). „List of sea state parameters.“, Supplement to bulletin No. 52, Brüssel, Belgien.

- Kennedy, A. B., Chen, Q., Kirby, J. T., Dalrymple, R. A. (2000). „Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and runup.” Part I: 1D. J. Waterw. Port Coast. Ocean Engrg. 126 (1), S. 39-47.
- Könnecke, S. (2002). „Analyse von Bildsequenzen zur Bestimmung von Wasseroberflächen.“, Institut für Photogrammetrie und GeoInformation, Universität Hannover, Diplomarbeit (unveröffentlicht).
- Kohlschütter, E. (1906). „Die Forschungsreise S.M.S. Planet.“ Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie, Heft 5, S. 220-227.
- Kraus, K. (1996). „Photogrammetrie - Verfeinerte Methoden und Anwendungen.“ Ferd. Dümmlers Verlag, Bonn.
- Kraus, K. (1997). „Photogrammetrie - Grundlagen und Standardverfahren.“, Ferd. Dümmlers Verlag, Bonn.
- Larsen, J., Dancy, M. (1983). „Wave transformation and swash oscillation on gentle and steep slopes.“, Coast. Engrg. 7, S. 285-297.
- Linder, W. (2003). „Digital Photogrammetry - Theory and Application.“ Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Longuet-Higgins, M. S., Cartwright, D. E., Smith, N. D. (1963). „Observation of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy.“ Ocean Wave Spectra, Prentice Hall, S. 111-136.
- Luhmann, T. (2000). „Nahbereichsphotogrammetrie - Grundlagen, Methoden und Anwendungen.“ Herbert Wichmann Verlag, Hüthig GmbH, Heidelberg.
- Lynett, P. J., Wu, T.-R., Liu, P. L.-F. (2002). „Modeling wave runup with depth-integrated equations.“, Coast. Engrg. 46, S. 89-107.
- Madsen, P. A., Sørensen, O. R., Schäffer, H. A. (1997). „Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model.” Part I: Model description and cross-shore motion of regular waves. Coast. Engrg. 32, S. 255-287.
- Mase, H., Kirby, J. T. (1992). „Hybrid frequency-domain KdV equation for random wave transformation.“ Proc. 23. Int. Conf. Coast. Engrg., ASCE, New York, S. 474-487.
- McCowan, J. (1891). "On the Solitary Wave." London, Edinburgh, Dublin Philosophical Mag. J. Sci., 5th Series, Vol. 32.
- Miche, R. (1944). „Mouvements ondulatoires de la mer en profondeur croissante ou décroissante.“ Ann. des Ponts et Chaussées.

- Niemeyer, H. D., Kaiser, R. (1997). „Variationen im lokalen Seegangsklima infolge morphologischer Änderungen im Riffbogen.“ Berichte der Forschungsstelle Küste, Band 41, Norderney, S. 107-117.
- Okutomi, M., Kanade, T. (1992). „A locally adaptive window for signal matching.“ International Journal of Computer Vision, 7(2), S. 143-162.
- Paparoditis, N., Thom, C., Jibrini, H. (2000). “Surface Reconstruction in Urban Areas from Multiple Views of Aerial Digital Frame Cameras.” International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing, 33(B3), S. 43-50.
- Peregrine, D. H. (1967). „Long waves on a beach.“ J. Fluid Mech. 27, S. 815-827.
- Pollefeys, M., Koch, R., Vergauwen, M., Van Gool, L. (2000). „Automated Reconstruction of 3D Scenes from Sequences of Images.“ ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing, Band 55, S. 251-267.
- Prandtl, L. (1925). „Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz.“ ZAMM, 5 (2), S. 136-139.
- Prüser, H.-H. (1991). „Zur mathematischen Modellierung der Interaktion von Seegang und Strömung im flachen Wasser.“ Bericht Nr. 31 Teil I, Inst. f. Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover.
- Redweik, G. (1993). „Untersuchungen zur Eignung der digitalen Bildzuordnung für die Ableitung von Seegangsparemtern.“ Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Vermessungswesen der Universität Hannover, Nr. 194.
- Santel, F., Linder, W., Heipke, C. (2004). „Stereoscopic 3D-Image Sequence Analysis of Sea Surfaces.“ Proceedings of the ISPRS Commission V Symposium, Istanbul Turkey, Vol. XXXV, Part 5, S. 708-712.
- Santel, F., Linder, W., Heipke, C. (2003). „Image Sequence Analysis of Surf Zones: Methodology and First Results.“ In: Grün, A., Kahmen, H. (Hrsg.), Optical 3-D Measurement Techniques VI, Vol. II, Repro Zentrum ETH Zürich, S. 184-190.
- Santel, F., Linder, W. (2003). „Digitale Bildzuordnung zur Bestimmung von bewegten Wasseroberflächen.“ In: Luhmann, T. (Hrsg.), Photogrammetrie – Laserscanning – Optische 3D-Messtechnik, Wichmann Verlag, S. 145-151.
- Santel, F., Heipke, C., Könnecke, S., Wegmann, H. (2002). „Image Sequence Matching for the Determination of three-dimensional Wave Surfaces.“ Proceedings of the ISPRS Commission V Symposium, Corfu, Greece, Vol. XXXIV, Part 5, S. 596-600.
- Schade, D. (1991). „Untersuchungen über das Wellenklima an einer Brandungsküste unter Einschluß der Richtungsstruktur des Seegangs, dargestellt am Beispiel der Insel Sylt.“,

- Mitteilungen Heft 71, Franzius Institut f. Wasserbau und Küsteningenieurwesen, Universität Hannover.
- Schäffer, H. A., Madsen, P. A., Deigaard, R. A. (1993). „A Boussinesq model for waves breaking in shallow water.“ *Coast. Engrg.* 20, S. 185-202.
- Schaper, H. (1985). „Ein Beitrag zur numerischen Berechnung von nichtlinearen kurzen Flachwasserwellen mit verbesserten Differenzenverfahren.“ Bericht Nr. 21, Inst. f. Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover.
- Schenk, T., Toth. C. K. (1992). „Conceptual issues of softcopy photogrammetric workstations.“ *Photogrammetric Engineering & Remote Sensing*, 58(1), S. 101-110.
- Schewe, H. (1988). „Automatische photogrammetrische Karosserie-Vermessung.“ *Bildmessung und Luftwesen*, Band 56, S. 16-24.
- Schimmels, S., Berkahn, V. (2003). „B-spline surface based grid generation for wave simulations.“ *Proc. Offshore and Polar Engrg. Conf., ISOPE 2003, Honolulu, Hawaii.*
- Schröter, A. (1991). „Das numerische Seegangmodell BOWAM2 1990 – Grundlagen und Verifikationen.“ Bericht Nr. 31 Teil II, Inst. f. Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover.
- Schröter, A. (1995). „Nichtlineare zeitdiskrete Seegangssimulation im flachen und tieferen Wasser.“ Bericht Nr. 42, Inst. f. Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover.
- Schuhmacher, A. (1950). „Stereophotogrammetrische Wellenaufnahmen mit schneller Bildfolge.“ *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, Band 3, Heft 1/3, S. 78-82.
- Sharp, J. V., Christensen, R. L., Gilman, W. L., Schulman, F. D. (1965). „Automatic Map Compilation Using Digital Techniques.“ *Photogrammetric Engineering* (31) 3, S. 223-239.
- Strybny, J., Wegmann, H. (2001). „Konzept und Ansätze für das WaveScan-Verfahren.“ Tagungsband des 3. FZK-Kolloquiums, Forschungszentrum Küste, Hannover, S. 31-38.
- Strybny, J., Wegmann, H., Santel, F. (2001). „Combining Phase-Resolving Wave Models with Photogrammetric Measurement Techniques.“ *American Society of Civil Engineers (ASCE), 1Proceedings of the 4th International Symposium Waves 2001, Ocean Wave Measurement Analysis, Vol. 1, San Francisco*, S. 191-200.
- Strybny, J. (2000). „Extended eddy viscosity concept for wave breaking in Boussinesq-type models.“ *Proc. 27. Int. Conf. Coast. Engrg., ASCE, New York*, S. 1307-1320.
- Strybny, J., Wegmann, H. (2000). „Automatisierte Erfassung und Modellierung von Brandungszonen auf Basis digitaler Bildsequenzen - Projektantrag.“ Institut für

- Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen und Institut für Photogrammetrie und Ingenieurvermessungen, Universität Hannover.
- Svendsen, I. A. (1984). „Wave heights and setup in a surf zone.“ *Coast. Engrg.* 8, S. 303-329.
- Taguchi, T., Tsuru, K. (1998). „Analysis of Flood Flow by Stereomatching Method.“ *International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing*, Vol. XXXII, Part 5, S. 810-813.
- Tao, J. (1983). „Computation of wave run-up and wave breaking.“ Internal Report, Danish Hydraulics Institute, Horsholm, Denmark.
- Thompson, K. W. (1987). „Tim dependent boundary conditions for hyperbolic systems.“ *J. Comp. Phys.* 68 (1).
- Wei, G., Kirby, J. T., Sinha, A. (1999). „Generation of waves in Boussinesq models using a source function model.“ *Coast. Engrg.* 36, S. 271-299.
- Yamazaki, F., Hatamoto, M., Kondo, M. (1998). „Utilization of Synchronous Shutter Apparatus in Photographic Measurement Method of Flood Flow Surfaces.“ *International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing*, Vol. XXXII, Part 5, S. 848-855.
- Zelt, J. A. (1991). „The run-up of nonbreaking and breaking solitary waves.“ *Coast. Engrg.* 15, S. 205-246.

10 Anhang

Während des Berichtszeitraums zum Projekt veröffentlichte Publikationen:

Wissenschaftliche Aufsätze:

- Santel, F., Heipke, C., Könnecke, S., Wegmann, H. (2002). "Image Sequence Matching for the Determination of three-dimensional Wave Surfaces." Proceedings of the ISPRS Commission V Symposium, Corfu, Griechenland, Band XXXIV Teil 5, S. 596-600.
- Santel, F., Linder, W., Heipke, C. (2003). „Image Sequence Analysis of Surf Zones: Methodology and First Results.“ In: Grün, A., Kahmen, H. (Hrsg.), Optical 3-D Measurement Techniques VI, Vol. II, Repro Zentrum ETH Zürich, S. 184-190.
- Santel, F., Linder, W. (2003). „Digitale Bildzuordnung zur Bestimmung von bewegten Wasseroberflächen.“ In: Luhmann, T. (Hrsg.), Photogrammetrie – Laserscanning – Optische 3D-Messtechnik, Wichmann Verlag, S. 145-151.
- Santel, F., Linder, W., Heipke, C. (2004). „Stereoscopic 3D-Image Sequence Analysis of Sea Surfaces.“ Proceedings of the ISPRS Commission V Symposium, Istanbul Turkey, Vol. XXXV, Part 5, S. 708-712.
- Santel, F., Schimmels, S. (2003). "Was macht die Welle an der Küste?" Unimagazin Hannover, Forschungsmagazin der Universität Hannover, Mitteilungen des Freundeskreises der Universität Hannover e.V., Ausgabe 3/4-2003, S. 50-54.
- Schimmels, S., Santel, F., Heipke, C., Zielke, W. (2003). „Photogrammetrische Erfassung und Numerische Modellierung in der Brandungszone.“ Tagungsband des 4. FZK-Kolloquiums, Forschungszentrum Küste, Hannover, S. 45-49.
- Schimmels, S., Santel, F., Zielke, W., Heipke, C. (2004). "Photogrammetric Survey of the Surf Zone for Calibration and Validation of Numerical Models." Proc. 29. Int. Conf. Coast. Engrg., ASCE, New York, im Druck.
- Strybny, J., Wegmann, H. (2001). „Konzept und Ansätze für das WaveScan-Verfahren.“ Tagungsband des 3. FZK-Kolloquiums, Forschungszentrum Küste, Hannover, S. 31-38.
- Strybny, J., Wegmann, H., Santel, F. (2001). „Combining Phase-Resolving Wave Models with Photogrammetric Measurement Techniques.“ American Society of Civil Engineers (ASCE), 1Proceedings of the 4th International Symposium Waves 2001, Ocean Wave Measurement Analysis, Vol. 1, San Francisco, S. 191-200.

Dissertationen:

Santel, F. (2004). „Photogrammetrische Bestimmung von Wasseroberflächen aus digitalen Bildsequenzen.“ (vorläufiger Titel), Dissertation in Vorbereitung, Einreichung SS 05.

Strybny, J. (2004). „Ein phasenauflösendes Seegangmodell zur Ermittlung von Bemessungsparametern für Küstenstrukturen“. Dissertation, Bericht Nr. 69, Inst. f. Strömungsmechanik und Elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover.

Diplomarbeiten:

Könnecke, S. (2002). „Analyse von Bildsequenzen zur Bestimmung von Wasseroberflächen.“, Institut für Photogrammetrie und GeoInformation, Universität Hannover, Diplomarbeit (unveröffentlicht).