

Stroming van water en transport van sediment in de veerhaven
van Breskens, een getijhaven in de Westerschelde.

R.J. Ronda

Middelburg/Wageningen, Oktober 1996

Ministerie van Verkeer en Waterstaat .
Rijkswaterstaat
Rijksinstituut voor Kust en Zee

Landbouwniversiteit Wageningen
Vakgroep waterhuishouding

Inhoudsopgave

Referaat.	2
Woord vooraf.	5
Inhoudsopgave.	7
Figuur- en tabelinhoudsopgave.	9
1 Inleiding.	11
2 Grondslagen van de waterbeweging.	17
2.1 Afleiding van de ondiepwatervergelijkingen.	17
2.1.1 Inleiding.	17
2.1.2 Wet van behoud van massa.	17
2.1.3 Wet van behoud van impuls.	20
2.2 Analyse van het getij.	26
2.3 Conclusie.	29
3 Modelleren en meting van de waterbeweging.	31
3.1 Inleiding.	31
3.2 Numerieke oplossingsmethode voor de ondiepwatervergelijkingen.	32
3.3 Meting van de waterbeweging.	38
3.4 Calibratie van het tweedimensionaal stromingsmodel WAQUA.	39
3.5 Resultaten.	47
3.6 Discussie.	49
3.7 Conclusie.	50
4 Sediment- en slibhuishouding van de veerhaven van Breskens.	51
4.1 Inleiding.	51
4.2 Afleiding van de behoudswet van sediment.	51
4.3 Opzet van een model.	54
4.4 Opzet van de slibmeting.	56
4.5 Resultaten van de modelberekening.	57
4.6 Conclusie.	58
5 Conclusie.	59
5.1 Conclusie omtrent de waterbeweging.	59
5.2 Conclusie omtrent het sedimentatie- en erosiepatroon.	59
Literatuurlijst.	61
Samenvatting.	63
Lijst van symbolen.	65
Bijlage A Meettraaien van de snelheidsmeting.	67

Bijlage B	Veerhaven van Breskens en het omliggende deel van de Westerschelde.	69
Bijlage C	Figuren behorende bij het onderzoek naar de positie van de verschillende randen.	71
Bijlage D	Figuren behorende bij de calibratie van het model 2DH-havenslib.	75
Bijlage E	Figuren behorende bij het stromingsbeeld zoals die zijn verkregen met behulp van een snelheidsmeting.	81
Bijlage F	Resultaten van de simulatie van de waterstroming in de veerhaven van Breskens met behulp van het model 2DH-havenslib.	83
Bijlage G	Positie van de meetschepen voor de sedimentsmeting.	97

Referaat

Ronda, R.J. Stroming van water en transport van sediment in de veerhaven van Breskens, een getijhaven in de Westerschelde. 97 blz., 10 fig., 1 tabel, 24 ref. en 7 bijlagen.

Afhankelijk van het getij vindt wateruitwisseling plaats tussen een getijhaven en het getijbekken. Deze uitwisseling geschiedt door komberging, neerstroming en soms dichtheidsstroming. Vanwege de relatieve lage snelheid van het havenwater zijn (getij)havens natuurlijke slibvangen. De kosten van het baggeren en het opslaan van het slib kunnen worden beperkt door ontwerpoptimalisatie en door onderhoudsoptimalisatie, waarbij de meest vervuilde, fijne fractie gescheiden wordt gebaggerd van de minder vervuilde, grove fractie. Het doel van dit onderzoek is de ontwikkeling van een model voor de waterstroming in de veerhaven van Breskens. In vervolgonderzoeken kan dit model worden gekoppeld met een slibmodel. Op basis van de berekende snelheidsvelden is een kwalitatieve analyse te geven van de slibhuishouding van een getijhaven. Het stromingsmodel is gebouwd met behulp van het pakket WAQUA van Rijkswaterstaat. De stroming wordt gemodelleerd door met behulp van numeriek-wiskundige technieken oplossingen te zoeken van de ondiepwatervergelijkingen. De gebruikte numeriek-wiskundige techniek is de eindige-differentiemethode, omdat de ontwikkelaars van WAQUA met deze methode de meeste ervaring hadden. Een slibmodel kan worden ontwikkeld op basis van de tweedimensionale advectie-diffusievergelijking voor het slib. Als randvoorwaarden aan de bodem kunnen de erosieformules van Krone (1962) en de sedimentatieformule van Partheniades (1965) worden gebruikt. Deze formuleringen zijn gebaseerd op kritische snelheden voor erosie en kritische snelheden voor sedimentatie. De kwalitatieve analyse wordt verkregen met behulp van deze kritische snelheden. Tijdens vloed ontstaat een dubbele neer in de veerhaven van Breskens. Bij ebkentering bevindt zich een neer binnenin de haven. Deze neer is afgesloten van de langsstroom. Tijdens eb ontstaat een enkele neer in de veerhaven van Breskens. Bij vloedkentering dringt het water, door middel van een neer die zich steeds verder uitbreidt over de veerhaven van Breskens, binnen in de haven.

trefwoorden: Waterstroming, waterstromingsmodellering, slibtransport,
 slibtransportmodellering, veerhaven van Breskens, Westerschelde.

1 Inleiding.

Het Schelde-estuarium vormt de monding van de rivier de Schelde. De Schelde ontspringt in Frankrijk bij de stad St. Quentin en mondt in de buurt van Vlissingen uit in de Noordzee (figuur 1.1). Zoals bij alle rivieren die uitmonden in een zee met getij wordt de waterbeweging in deze rivier bepaald door twee processen:

1. afvoer van de netto-neerslag uit het stroomgebied,
2. het getij dat vanaf de Noordzee de rivier binnendringt.

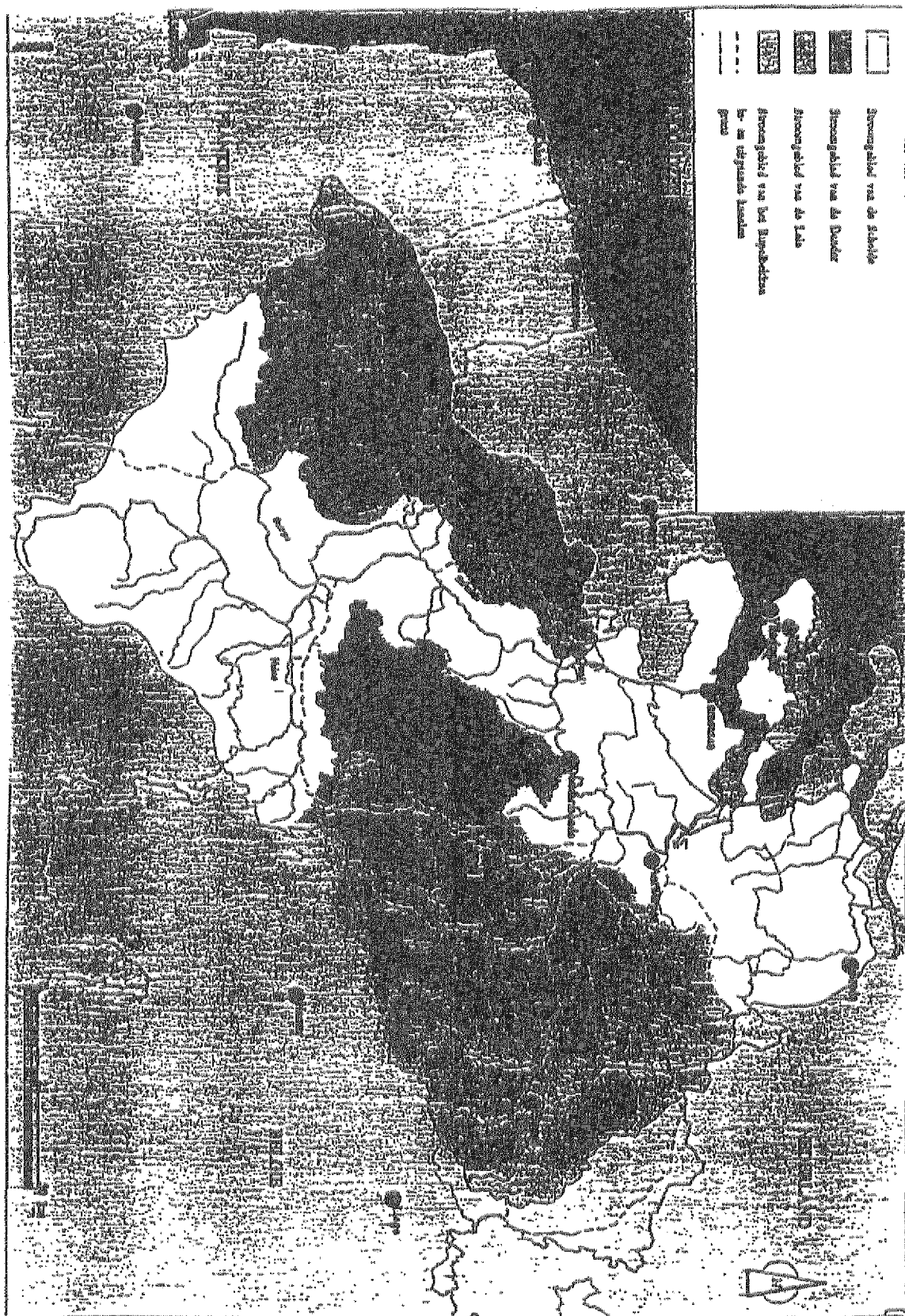
Het eerste proces zal relatief belangrijk zijn aan de stroomopwaartse kant van een rivier. Het tweede proces domineert dichtbij de monding van de rivier. Estuaria zijn die delen van rivieren waar het getij nog een belangrijke rol speelt. Het Schelde-estuarium bestaat uit de Westerschelde en de Zeeschelde. De Westerschelde is het deel van de Schelde dat loopt van de monding tot de grens van Nederland en België. De Zeeschelde loopt van de grens tot Gent. Stroomopwaarts van Gent heeft het getij geen invloed meer doordat de zeesluizen bij Gent de getijgolf tegenhouden. Bovenstrooms van Gent heet de Schelde Bovenschelde.

De havens langs de Schelde kunnen worden verdeeld in twee groepen. De eerste groep zijn de rivierhavens. De waterstroming in deze havens wordt alleen beïnvloed door de rivierafvoer. Deze havens liggen in het Scheldestroomgebied dus stroomopwaarts van Gent. De tweede groep havens zijn de getijhavens. De stroming van water in deze havens wordt zowel beïnvloed door het getij als de rivierafvoer. Deze havens liggen stroomafwaarts van Gent en omvatten de havens aan de Westerschelde, de havens van Antwerpen en de overige havens aan de Zeeschelde.

(Getij)havens zijn natuurlijke sedimentvangen: het water in een haven stroomt veel langzamer dan het rivierwater, zodat het sediment dat met het water de haven binnenkomt bezinkt. Slib (fijne sedimentdeeltjes) is gesuspendeerd in het water en het water is dus een drager van het slib. Grove deeltjes (grind en grof zand) worden over de bodem getransporteerd of zijn eveneens deels gesuspendeerd in het water. Dit bodemtransport wordt veroorzaakt door schuifspanningen die ontstaan door het stromen van het water. Ook in dit geval is de waterbeweging bepalend voor de transporten.

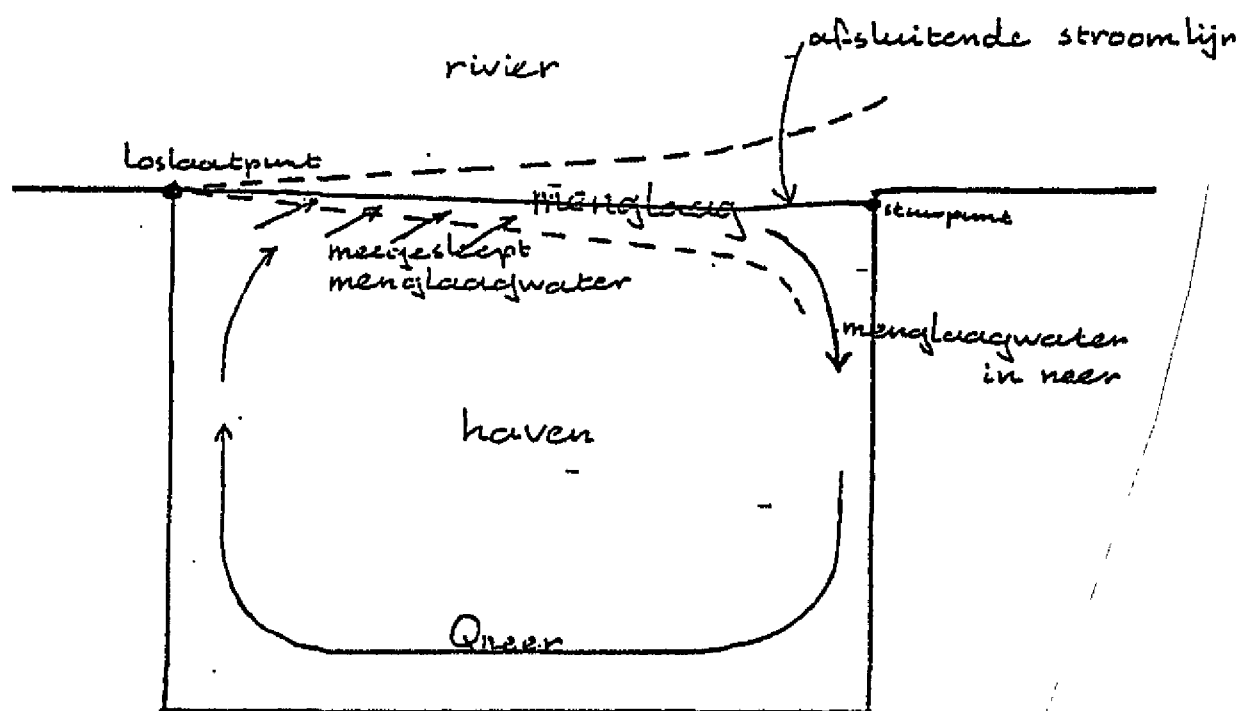
Het baggeren en het opslaan van sediment kost veel geld. Om kosten te minimaliseren moet een haven zodanig worden ontworpen dat zo min mogelijk sediment de haven binnenkomt (ontwerptimalisatie). Bovendien is het fijne sediment (slib) sterker vervuult dan het inerte grove sediment, waardoor een verdere minimalisatie van de kosten kan worden bereikt indien het grove sediment gescheiden kan worden gebaggerd van het fijne sediment (onderhoudsoptimalisatie). Kennis van de fractieverdeling van het sediment in de havens is hiervoor nodig.

Het doel van het onderzoek is om de hoeveelheden slib en zand die in een getijhaven neerslaan te kwantificeren. Met name is het de bedoeling om de processen die de fractieverdeling beheersen te beschrijven en te kwantificeren.



figuur 1.1 Kaart van het stroomgebied van de Schelde (Glaser en Van Nes, 1995).

Een deel van het water zal dan terug naar de rivier gaan en daar zijn weg vervolgen. Een ander deel zal de haven ingaan en daar een neer vormen. Na de neer te zijn doorlopen zal het water aan stroomopwaartse kant de haven weer verlaten (figuur 1.2). Het verschil tussen de snelheden in de rivier en de getijhaven veroorzaakt een schuifspanning. Deze schuifspanning is de kracht die de neer aandrijft.



figuur 1.2 Neerstroming in havens (Glaser en Van Nes, 1995).

De stroomsnelheid van de neer is een functie van de stroomsnelheid van de langsstroom, v_l , en de karakteristieke breedte van de haven, B_k . Via modelonderzoek met behulp van het tweedimensionale waterstromingsmodel WAQUA is de volgende empirische relatie gevonden (De Reus et al., 1983):

$$v_n = \tan\left(0,85 \frac{B_k}{1000}\right) v_l \quad 1.3$$

waarin:

- v_n = neersnelheid [m/s],
- B_k = karakteristieke breedte van de havenmond [m],
- v_l = langssnelheid [m/s].

Het totale volume dat gedurende een getijperiode, T , de haven in- en uitstroomt wordt dan berekend met:

$$V_n = \frac{1}{4} v_n B_k D T \quad 1.4$$

waarin:

D = diepte van de havenmond,
 T = getijperiode.

ad.3 Dichtheidstromen ontstaan doordat het water in de haven een andere dichtheid heeft als het water in de getijrivier. Op grond van energiebeschouwingen kan een relatie worden gevonden voor het volume water dat gedurende een periode van dichtheidverschil, T_c , wordt vervangen (De Reus et al., 1983):

$$V_d = 0,548 B_k h^2 \sqrt{\left(\frac{q_r - q_h}{q_h}\right)} T_c \quad 1.5$$

waarin:

B_k = breedte van de havenmond [m],
 h = waterstand in de havenmond [m],
 q_r = dichtheid van estuariumwater [kg/m^3],
 q_h = dichtheid van havenwater [kg/m^3],
 T_c = periode dat dichtheidsverschil optreedt [s].

De veerhaven van Breskens ligt in het westelijk deel van de Westerschelde vlakbij de monding, in het zuidoostelijk deel van de Noordzee. De stroming in het deel van het estuarium waaraan deze haven ligt, wordt bijna geheel bepaald door de getijstroom. Het rivierdebiet is in de orde van 100 tot 200 [m^3/s], terwijl het debiet ten gevolge van de getijstroom in de orde van 80.000 [m^3/s] is.

Doordat deze haven zo dichtbij de zee ligt, is het water in deze haven zowel tijdens eb als tijdens vloed zout: het rivierwater is zo sterk verdund dat de dichtheidverschillen zeer klein zijn. De uitwisseling van water tussen de Westerschelde en de haven zal bepaald worden door de komberging en de neerstrooming. Om een inschatting te krijgen van het relatieve belang van beide processen worden de empirische relaties gebruikt. De breedte en lengte van de haven zijn respectievelijk ongeveer 200 [m] en 400 [m]. De getij-amplitude is ongeveer 4 [m]. Het volume water dat via komberging de haven in- en uitgaat is dan volgens vergelijking 1.2:

$$V_k = A \Delta h = 200 \cdot 400 \cdot \Delta h = 200 \cdot 400 \cdot 4 = 32000 \text{ [m}^3\text{]}$$

Om het volume water dat via neerstrooming de haven ingaat vast te stellen moet eerst de gemiddelde snelheid van de neer worden berekend. Met een karakteristieke langssnelheid van 1 [m/s] levert dat de volgende neersnelheid op:

$$v_n = \tan\left(0,85 \cdot \frac{B_k}{1000}\right) \quad v_1 = \tan\left(0,85 \cdot \frac{200}{1000}\right) \cdot 1 = 0,17 \text{ [m/s]}$$

Het volume water dat gedurende een getijperiode van 12 uur via neerstroming de haven binnenkomt wordt dan:

$$V_n = \frac{1}{4} v_n B_k D T = 0,25 \cdot 0,17 \cdot 200 \cdot 10 \cdot (12 \cdot 3600) = 3672000 \text{ [m}^3\text{]}$$

Uit deze berekeningen volgt dat de volume-uitwisseling ten gevolge van neerstroming veel belangrijker is dan de volume-uitwisseling ten gevolge van komberging. Deze berekeningen zijn ruwe benaderingen, maar geven een goede indicatie voor het relatieve belang van beide processen.

De waterbeweging in ondiepe wateren, zoals estuaire rivieren, havens en continentale zeeën wordt bepaald door de ondiepwatervergelijkingen. Deze vergelijkingen zullen worden afgeleid en geanalyseerd. Zij gelden onder andere voor lange golven. De lange golf waarom het in een getijhaven gaat is de getijgolf. Om een beeld te krijgen van het getij en zijn eigenschappen wordt in dit hoofdstuk tevens een beknopte analyse van het getij gegeven (hoofdstuk 2).

Hoofdstuk 3 behandelt het oplossen van de ondiepwatervergelijkingen. Zij worden opgelost met behulp van het tweedimensionale waterstromingspakket WAQUA. De parameters van het numerieke model worden gecalibreerd met behulp van metingen. Ook zal in dit hoofdstuk ingegaan worden op de randvoorwaarden. Met behulp van het gecalibreerde en het geverifieerde model wordt een beeld verkregen van de stroming in de haven van Breskens.

Een aanzet zal worden gegeven tot een model dat de sediment- en slibhuishouding van de veerhaven van Breskens beschrijft. De behoudswet van het sediment en slib zal worden afgeleid, waarna een eerste opzet voor een model zal worden gegeven. Daarna wordt op basis van het met het waterstromingsmodel berekende stromingsbeeld een kwalitatieve analyse van het erosie- sedimentatiepatroon van de veerhaven gegeven. (hoofdstuk 4)

De conclusie gaat in op twee aspecten van de hydraulica van getijhavens. Eerst zal een overzicht worden gegeven van de mogelijkheden om de stroming van water en het transport van sediment en slib in een haven te berekenen. In de tweede plaats wordt de sedimentatie van sedimentvangen in getijwateren besproken (hoofdstuk 5).

2 Grondslagen van de waterbeweging.

2.1 Afleiding van de ondiepwatervergelijkingen.

2.1.1 Inleiding.

De waterstroming in een estuarium en getijhaven is een toepassing van de vloeistofmechanica. In de vloeistofmechanica, die een onderdeel is van de klassieke mechanica, spelen behoudswetten een belangrijke rol. Deze behoudswetten stellen dat de hoeveelheid van een behoudende grootheid die wordt geborgen gelijk is aan de netto-instroom, vermeerderd met de brontermen van deze grootheid:

$$\text{Berging } G = (\text{Instroom } G - \text{Uitstroom } G) + \text{brontermen} \quad 2.1$$

waarin:

$$G = \text{behoudende grootheid.}$$

Deze behoudswetten worden voor een eindig controlevolume (c.v.) opgesteld, waarna later wordt aangenomen dat de vloeistof opgebouwd is uit een zeer groot aantal van deze controlevolumes. Een zodanig controlevolume wordt ook wel representatief, elementair volume (r.e.v.) genoemd.

In de vloeistofmechanica worden de volgende behoudswetten onderscheiden:

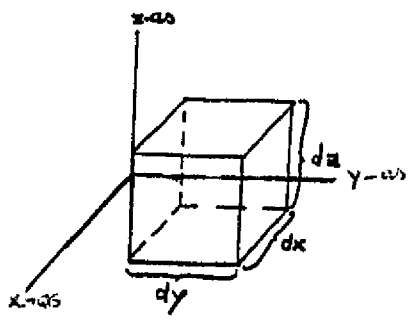
1. wet van behoud van massa,
2. wet van behoud van impuls (tweede wet van Newton),
3. wet van behoud van enthalpie (eerste hoofdwet van de thermodynamica).

In de hydraulica kunnen de behoudswetten van massa en energie apart worden geformuleerd. Stromingsproblemen voor isotherme vloeistoffen worden meestal geformuleerd op basis van de eerste twee behoudswetten. De derde behoudswet vervalt dan.

In paragraaf 2.1.2 zal de wet van behoud van massa voor tweedimensionale en driedimensionale stromingen worden afgeleid. In paragraaf 2.1.3 wordt de impulsbalans behandeld.

2.1.2 Wet van behoud van massa.

In figuur 2.1 is een controlevolume (r.e.v.) aangegeven.



figuur 2.1 Een kubusvormig 3-dimensionaal controlevolume.

De massabalans wordt voor dit controlevolume:

$$m_{\text{berging}} = m_{\text{ins}} - m_{\text{uits}} + m_{\text{bron}} \quad 2.2$$

waarin:

m = grootheid massa [kg].

De berging in het controlevolume van figuur 2.1 wordt bepaald door de verandering van de dichtheid van de vloeistof in het controlevolume. In dit onderzoek wordt uitgegaan van onsamendrukbare vloeistoffen waarvan de dichtheid constant is. De bergingsterm is dan gelijk aan nul:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad 2.3$$

waarin:

ρ = dichtheid [kg/m³].

Doordat wordt aangenomen dat in het controlevolume geen putten of bronnen zijn, is de bronterm gelijk aan nul. De massabalans wordt dan slechts bepaald door de netto-instroom van massa vanuit de verschillende richtingen. De netto-instroom is gelijk aan de divergentie van de snelheid (Lamb, 1932):

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \rightarrow \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad 2.4$$

waarin:

$\mathbf{v}$ = snelheidsvector,
 v_x = x-component van de snelheidsvector [m/s],
 v_y = y-component van de snelheidsvector [m/s],
 v_z = z-component van de snelheidsvector [m/s].

Om de massabalans voor tweedimensionale stromingen te verkrijgen wordt deze vergelijking geïntegreerd over de diepte:

$$\int_{z_0}^{z_1} \left[\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] dz' = 0 \quad 2.5$$

waarin:

z_1 = z-coördinaat van de waterspiegel [m],
 z_0 = z-coördinaat van de bodem [m],

z' = integratievariabele.

Uitwerken van de integralen met behulp van de stelling van Leibnitz voor het differentiëren van een integraal levert de volgende vergelijking op (Dronkers, 1964):

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(z_1 - z_0) \left[\frac{1}{(z_1 - z_0)} \int_{z_0}^{z_1} v_x dz \right]}{\partial x} + \frac{\partial(z_1 - z_0) \left[\frac{1}{(z_1 - z_0)} \int_{z_0}^{z_1} v_y dz \right]}{\partial y} - \\
 & - [v_x(x, y, z_1) \frac{\partial z_1(x, y)}{\partial x} + v_y(x, y, z_1) \frac{\partial z_1(x, y)}{\partial y} - v_z(x, y, z_1)] + \\
 & + [v_x(x, y, z_0) \frac{\partial z_0(x, y)}{\partial x} + v_y(x, y, z_0) \frac{\partial z_0(x, y)}{\partial y} - v_z(x, y, z_0)] = 0
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

De termen tussen rechte haken in term 1 van vergelijking 2.6 zijn respectievelijk de dieptegemiddelde snelheid in de x-richting, u , en de dieptegemiddelde snelheid in de y-richting, v :

$$u = \frac{1}{(z_1 - z_0)} \int_{z_0}^{z_1} v_x dz, \quad v = \frac{1}{(z_1 - z_0)} \int_{z_0}^{z_1} v_y dz$$

De grootte van term 2 in vergelijking 2.6 volgt uit de kinematische randvoorwaarde voor de waterspiegel. Deze randvoorwaarde houdt in dat de meebewegende afgeleide van de waterspiegel gelijk aan nul is indien de waterdeeltjes de waterspiegel niet verlaten.

$$\frac{\partial z_1(x, y)}{\partial t} + v_x(x, y, z_1) \frac{\partial z_1(x, y)}{\partial x} + v_y(x, y, z_1) \frac{\partial z_1(x, y)}{\partial y} - v_z(x, y, z_1) = 0 \tag{2.7}$$

Term 3 in vergelijking 2.6 is de kinematische randvoorwaarde voor de bodem. Omdat er geen water de bodem ingaat is deze term gelijk aan nul.

Invullen van de uitdrukkingen voor de dieptegemiddelde x- en y-snelheid, vergelijking 2.7 en

de kinematische randvoorwaarde voor de bodem, levert de tweedimensionale massabalans op:

$$\frac{\partial z_1}{\partial t} + \frac{\partial au}{\partial x} + \frac{\partial av}{\partial y} = 0 \quad 2.8$$

waarin:

$$a = \text{waterdiepte} = z_1 - z_0 \text{ [m]}.$$

De waterspiegel en de waterdiepte worden gemeten ten opzichte van Normaal Amsterdams Peil (N.A.P.). Dit referentievlak verandert niet in de tijd en is dus stationair:

$$z_1 = \zeta, \quad a = \zeta + H \quad 2.9$$

waarin:

$$\zeta = \text{z-coördinaat ten opzicht van N.A.P [m]}.$$

$$H = -z_0 = \text{diepte [m]}$$

Doordat de waterbeweging wordt berekend voor relatief korte perioden mag de bodemhoogte constant worden genomen. De massabalans wordt dan:

$$\frac{\partial(\zeta+H)}{\partial t} + \frac{\partial(\zeta+H)u}{\partial x} + \frac{\partial(\zeta+H)v}{\partial y} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial\zeta}{\partial t} + \frac{\partial(\zeta+H)u}{\partial x} + \frac{\partial(\zeta+H)v}{\partial y} = 0 \quad 2.10$$

Deze vergelijking is de massabalans die wordt gebruikt in het tweedimensionale stromingsmodel WAQUA.

2.1.3 Wet van behoud van impuls.

Impuls is in tegenstelling tot massa een vectoriële grootheid en heeft dus zowel een waarde als een richting. Voor ieder richting in het carthesische coördinatenstelsel, x, y en z, moet daarom de impulsbalans worden opgesteld. De resulterende vergelijkingen worden de Navier-Stokesvergelijkingen genoemd (Lamb, 1932):

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right] + F_{\text{cor},x} \quad 2.11$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right] + F_{\text{cor},y} \quad 2.12$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] - g \quad 2.13$$

waarin:

- p = druk [Pa],
- ν = kinematische viscositeit [m^2/s],
- $F_{\text{cor},x}$ = x-component van de Corioliskracht [m/s^2]
- g = zwaartekrachtversnelling [m/s^2]

Deze vergelijkingen komen voort uit de tweede wet van Newton. De termen aan de linkerkant van het gelijkteken vormen de versnelling in de tweede wet van Newton. De eerste term aan de linkerkant van het gelijkteken geeft de berging van impuls. De overige termen aan de linkerkant geven de netto-instroom van impuls vanuit respectievelijk de x-richting, y-richting en z-richting.

De termen aan de rechterkant van het gelijkteken zijn krachten per massa-eenheid. Zij kunnen worden beschouwd als de brontermen van de impulsbalans. In de vergelijkingen kunnen vier krachten worden onderscheiden:

1. drukkracht,
2. zwaartekracht,
3. corioliskracht,
4. viskeuze krachten.

De eerste twee krachten zijn de aandrijvende krachten. De drukkrachten, die een gevolg zijn van de drukgradiënt in het stromingsveld, werken in alle richtingen. De zwaartekracht werkt alleen in de z-richting. Deze krachten zorgen ervoor dat de vloeistof gaat stromen.

De derde kracht, die eigenlijk een schijnkracht is, volgt uit de keuze voor een assenstelsel dat met de aarde meedraait. De aarde draait om haar as, zodat een deeltje dat in een vast assenstelsel een rechte lijn beschrijft ten opzicht van het meedraaiende assenstelsel een kromme beschrijft. Op het noordelijk halfrond is de afwijking naar links. De afwijking op het zuidelijk halfrond is naar rechts. De grootte van deze (schijn)kracht is (Dronkers, 1964):

$$F_{\text{cor},x} = 2 \omega \sin(\phi) V = f V \quad 2.14$$

$$F_{\text{cor},y} = -2 \omega \sin(\phi) U = -f U \quad 2.15$$

waarin:

- ω = hoeksnelheid van de aarde [s^{-1}],
- ϕ = breedtegraad.

De viskeuze krachten ontstaan doordat de vloeistof door de wrijving vertraagd (negatief versneld) wordt. Indien ideale vloeistoffen, die een viscositeit van nul hebben, worden beschouwd vallen de viskositeitstermen af en ontstaan de vergelijkingen van Euler (Van Rijn, 1990).

De Navier-Stokesvergelijkingen zijn niet-lineair en kunnen daarom niet analytisch worden opgelost. Slechts met numerieke technieken zijn deze vergelijking op te lossen.

De basis van bijna alle numerieke technieken is een discretisatie van de tijd en de ruimtelijke coördinaten. De vergelijking wordt dan niet opgelost voor het continue stromingsveld, maar slechts voor een van te voren bepaald eindig aantal punten. Deze punten worden knooppunten genoemd.

Stroming in getijrivieren is echter turbulent, wat wil zeggen dat de stroming niet volgens vaste, voorspelbare patronen verloopt, maar door middel van rollende wervels (figuur 2.2).



figuur 2.2 Turbulente stroming in een open waterloop (Prandtl en Tietjens, 1934).

Om de Navier-Stokesvergelijkingen goed numeriek op te lossen, moeten de tijdstappen en de ruimtelijke stappen van het gediscrèteerde stromingsveld zodanig klein zijn, dat zelfs de kleinste wervels nog worden meegenomen. Omdat echter de kleinste wervels zeer klein zijn, leidt dit tot een zodanig groot aantal punten, dat het stelsel praktisch onoplosbaar wordt.

Om een zeer groot aantal knooppunten te omzeilen worden de parameters van de vergelijkingen gesplitst in een gemiddelde en de afwijking om dit gemiddelde. Deze splitsing wordt ook wel de splitsing van Reynolds (1895) genoemd.

$$v_x = \bar{v}_x + v'_x \quad 2.16$$

$$v_y = \bar{v}_y + v'_y \quad 2.17$$

Voor veel praktische toepassingen zijn de tijdsschalen die van belang zijn (T), veel groter dan de karakteristieke tijdstappen van de turbulente wervels. Het gemiddelde van de afwijkingen kan gelijk aan nul worden gesteld (Tennekes en Lumley, 1972):

$$\overline{x'} = \frac{1}{T} \int_0^T x'(t) dt = 0 \quad 2.18$$

waarin:

T = de relevante tijdschaal voor de waterstroming in ondiepe wateren [s].

De tijdsgemiddelde stroming wordt berekend door de Navier-Stokesvergelijkingen te middelen. In de volgende vergelijkingen is deze middeling uitgevoerd voor enkele termen van de Navier-Stokesvergelijkingen:

$$\frac{\partial \overline{v_x}}{\partial t} = \frac{\partial (\overline{v_x + v'_x})}{\partial t} = \frac{\partial \overline{v_x}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{v'_x}}{\partial t} = \frac{\partial \overline{v_x}}{\partial t} \quad 2.19$$

$$\nu \frac{\partial^2 \overline{v_x}}{\partial x^2} = \nu \frac{\partial^2 (\overline{v_x + v'_x})}{\partial x^2} = \nu \frac{\partial^2 \overline{v_x}}{\partial x^2} \quad 2.20$$

$$\overline{v_x \frac{\partial v_x}{\partial x}} = \overline{(v_x + v'_x) \frac{\partial (v_x + v'_x)}{\partial x}} = \overline{v_x} \frac{\partial \overline{v_x}}{\partial x} + \overline{v'_x} \frac{\partial \overline{v_x}}{\partial x} + \overline{v_x} \frac{\partial \overline{v'_x}}{\partial x} + \overline{v'_x} \frac{\partial \overline{v'_x}}{\partial x} \quad 2.21$$

Voor de snelheid in de y-richting, de snelheid in de z-richting en de druk kunnen analoge uitdrukkingen worden geformuleerd. Bij de tijdsmiddeling van de niet-lineaire termen, de termen die de netto-instroom van impuls geven, ontstaan termen die het tijdsgemiddelde van het produkt van de afwijkingen beschrijven. Wiskundig gezien geven zij de (co)variantie van de afwijkingen aan en zijn dus een maat voor de correlatie tussen de afwijkingen in de verschillende richtingen. Fysisch gezien zijn deze termen schuifspanningstermen die ontstaan ten gevolge van de turbulentie. Omdat deze termen ontstaan doordat de splitsing van Reynolds wordt ingevoerd, worden deze termen Reynoldse schuifspanningen genoemd (Hinze, 1959). Deze termen zijn in het algemeen ongelijk aan nul. Voor niet-samendrukbare vloeistoffen worden de tijdsgemiddelde Navier-Stokesvergelijkingen dan (Hinze, 1959):

$$\frac{\partial \overline{v_x}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{v_x^2})}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'_x v'_x}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v_x v_y}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'_x v'_y}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v_x v_z}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{v'_x v'_z}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \nu \nabla \cdot \nabla \overline{v_x} + f \overline{v_y} \quad 2.22$$

$$\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_x \bar{v}_y}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_x' \bar{v}_y'}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{v}_y)^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_y' \bar{v}_y'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_y \bar{v}_z}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}_y' \bar{v}_z'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla \cdot \nabla \bar{v}_y - f \bar{v}_x \quad 2.23$$

$$\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_x \bar{v}_z}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_x' \bar{v}_z'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y \bar{v}_z}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_y' \bar{v}_z'}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{v}_z)^2}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}_z' \bar{v}_z'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \nabla \cdot \nabla \bar{v}_z - g \quad 2.24$$

Deze vergelijkingen worden verder vereenvoudigd door aan te nemen dat de turbulentie horizontaal homogeen is. Dit betekent dat de afgeleide van de (co)varianties van de afwijkingen naar de x-richting en y-richting gelijk aan nul worden gesteld. De vergelijkingen 2.22 tot en met 2.24 reduceren dan tot

$$\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{v}_x)^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_x \bar{v}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_x \bar{v}_z}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}_x' \bar{v}_z'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial z^2} \right] + f \bar{v}_y \quad 2.25$$

$$\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_x \bar{v}_y}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{v}_y)^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}_y \bar{v}_z}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}_y' \bar{v}_z'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{v}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_y}{\partial z^2} \right] - f \bar{v}_x \quad 2.26$$

$$\frac{\partial \bar{v}_z}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_x \bar{v}_z}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y \bar{v}_z}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{v}_z)^2}{\partial z} + \frac{\partial \bar{v}_z' \bar{v}_z'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - g + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{v}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}_z}{\partial z^2} \right] \quad 2.27$$

In vergelijking 2.27 is de zwaartekrachtterm de overheersende term. De bergingsterm, de advectietermen en de viscositeitstermen kunnen ten opzichte van deze term worden verwaarloosd. De zwaartekracht moet dan in evenwicht zijn met de drukkrachten. Hierdoor ontstaat een hydrostatische drukverdeling in de vertikaal:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad 2.28$$

Om de tweedimensionale vergelijkingen te verkrijgen worden de vergelijkingen 2.25, 2.26 en 2.28 geïntegreerd over de diepte.

Invullen van vergelijking 2.28 in de vergelijkingen 2.25 en 2.26 en daarna integreren over de

diepte levert de volgende vergelijkingen op (Verspuy en De Vries, 1981):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\overline{u'w'}(z_i)}{a} - \frac{\overline{u'w'}(z_0)}{a} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \nu' \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + f v \quad 2.29$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\overline{v'w'}(z_i)}{a} - \frac{\overline{v'w'}(z_0)}{a} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \nu' \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] - f u \quad 2.30$$

waarin:

$$\nu' = \text{pseudo-viscositeit } [\text{m}^2/\text{s}].$$

In deze vergelijkingen is de kinematische viscositeit vervangen door een nieuwe parameter. Deze parameter geeft niet alleen de viscositeit aan, maar is een pseudo-viscositeit. Door het middelen over de diepte worden fouten geïntroduceerd: met name worden impulsverliezen door turbulente wervels in de vertikaal verwaarloosd. Met behulp van deze parameter wordt voor de effecten van deze verwaarlozing gecorrigeerd. In hoofdstuk 3 zal nader op deze parameter worden ingegaan.

De vergelijkingen 2.29 en 2.30 zijn de dieptegemiddelde Navier-Stokesvergelijkingen. Om de vergelijkingen op te lossen moeten er nog relaties worden gevonden voor de covariantie van de afwijkingen van x-snelheid en z-snelheid aan de bodem en voor dezelfde covarianties aan het wateroppervlak. Voor de covariantie aan de bodem wordt de wet van Chezy gebruikt voor de schuifspanning aan de bodem: de schuifspanning aan de bodem is gelijk aan de covariantie gedeeld door de dichtheid.

$$\tau_{0,xz} = \rho \overline{u'w'}(z_0) = \rho g a S_f \quad S_f = \frac{u \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_x^2 a} \Leftrightarrow \frac{\overline{u'w'}(z_0)}{a} = g \frac{u \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_x^2 a} \quad 2.31$$

waarin:

$$\begin{aligned} \tau_{0,xz} &= \text{bodemschuifspanning in de x-richting } [\text{kg}/\text{m}^2], \\ S_f &= \text{energieverhang } [-], \\ C_x &= \text{Chézy-getal in de x-richting } [\text{m}^{1/2}/\text{s}]. \end{aligned}$$

Voor de y-snelheid kan een analoge uitdrukking worden opgesteld:

$$\tau_{0,yz} = \rho \overline{v'w'}(z_0) = \rho g a S_f$$

$$S_f = \frac{v \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_y^2 a} \Leftrightarrow \frac{\overline{v'w'}(z_0)}{a} = g \frac{v \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_y^2 a} \quad 2.32$$

De schuifspanning aan het oppervlak wordt bepaald door de schuifspanning veroorzaakt door de wind:

$$\tau_{w,x} = \rho \overline{u'w'}(z_i) \quad 2.33$$

waarin:

$$\tau_{w,x} = \text{windschuifspanning [N/m}^2\text{]}.$$

Ook voor de windschuifspanning geldt een analoge formulering voor de y-richting.

Na invullen van de vergelijkingen 2.31, 2.32, 2.33 en de formulering van de windschuifspanning voor de y-richting in de vergelijkingen 2.29 en 2.30 worden de volgende vergelijkingen verkregen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - f v + \frac{g u \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C^2(h + \zeta)} - \frac{\tau_{w,x}}{(h + \zeta)} - \nu' \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] = 0 \quad 2.34$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + f u + \frac{g v \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C^2(h + \zeta)} - \frac{\tau_{w,y}}{(h + \zeta)} - \nu' \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] = 0 \quad 2.35$$

2.2 Analyse van het getij.

De randvoorwaarde van het systeem dat de beweging van water in getijdehavens berekend, worden voor een zeer groot gedeelte bepaald door het getij. De vergelijkingen van de impulsbalans zoals afgeleid in paragraaf 2.1.3 gelden voor zogenaamde lange golven. Lange golven zijn golven waarvan de lengte veel groter is dan de amplitude. Een lange golf die zeer belangrijk is bij getijhavens zijn de getijdegolven. Andere voorbeelden van golven zijn staande golven, seiches genaamd, en hoogwatergolven. Om een beeld te krijgen van deze getijgolf wordt in dit hoofdstuk een korte analyse van het getij gegeven.

Het getij wordt opgewekt door de gravitatiekracht van de zon en de maan die werkt op de

Voor de y-snelheid kan een analoge uitdrukking worden opgesteld:

$$\tau_{0,yz} = \rho \overline{v'w'}(z_0) = \rho g a S_f$$

$$S_f = \frac{v \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_y^2 a} \Leftrightarrow \frac{\overline{v'w'}(z_0)}{a} = g \frac{v \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C_y^2 a} \quad 2.32$$

De schuifspanning aan het oppervlak wordt bepaald door de schuifspanning veroorzaakt door de wind:

$$\tau_{w,x} = \rho \overline{u'w'}(z_i) \quad 2.33$$

waarin:

$$\tau_{w,x} = \text{windschuifspanning [N/m}^2\text{]}.$$

Ook voor de windschuifspanning geldt een analoge formulering voor de y-richting.

Na invullen van de vergelijkingen 2.31, 2.32, 2.33 en de formulering van de windschuifspanning voor de y-richting in de vergelijkingen 2.29 en 2.30 worden de volgende vergelijkingen verkregen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - f v + \frac{g u \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C^2(h + \zeta)} - \frac{\tau_{w,x}}{(h + \zeta)} - \nu' \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] = 0 \quad 2.34$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + f u + \frac{g v \sqrt{(u^2 + v^2)}}{C^2(h + \zeta)} - \frac{\tau_{w,y}}{(h + \zeta)} - \nu' \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] = 0 \quad 2.35$$

2.2 Analyse van het getij.

De randvoorwaarde van het systeem dat de beweging van water in getijdehavens berekend, worden voor een zeer groot gedeelte bepaald door het getij. De vergelijkingen van de impulsbalans zoals afgeleid in paragraaf 2.1.3 gelden voor zogenaamde lange golven. Lange golven zijn golven waarvan de lengte veel groter is dan de amplitude. Een lange golf die zeer belangrijk is bij getijhavens zijn de getijdegolven. Andere voorbeelden van golven zijn staande golven, seiches genaamd, en hoogwatergolven. Om een beeld te krijgen van deze getijgolf wordt in dit hoofdstuk een korte analyse van het getij gegeven.

Het getij wordt opgewekt door de gravitatiekracht van de zon en de maan die werkt op de

waterkolom. Deze gravitatiekracht wordt beschreven met behulp van de gravitatiewet van Newton die luidt:

$$F_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad 2.36$$

waarin

F_g = gravitatiekracht tussen lichaam 1 en 2 [N],

G = gravitatieconstante [$\text{m}^3/\text{kg s}_2$],

m_1 = massa van lichaam 1, [kg]

m_2 = massa van lichaam 2, [kg],

r = afstand tussen lichaam 1 en lichaam 2 [m].

Uit vergelijking 2.36 blijkt dat de grootte van de gravitatiekracht afneemt met het kwadraat van de afstand. De kracht ten gevolge van de maan die veel dichterbij de aarde staat dan de zon, is ondanks de veel grotere massa van de zon iets groter dan de kracht veroorzaakt door de zon. De variatie ontstaat door vier processen. In volgorde van belangrijkheid zijn deze:

1. gravitatiekracht van de maan op de aarde,
2. rotatie van de aarde om haar eigen as,
3. rotatie van de aarde en de maan om hun gemeenschappelijke as,
4. beweging van de maan om de zon.

Deze processen zijn alle periodieke processen en het signaal dat de waterstand als functie van de tijd geeft kan in eerste instantie worden beschreven met een sinodiale functie:

$$\zeta(t) = \sum_{i=1}^4 A_i \cos (\omega_i t + V_0) \quad 2.37$$

waarin:

A_i = amplitude van getijdegolf [m],

ω = hoeksnelheid [s^{-1}],

i = index proces,

V_0 = fase van het getij op $t=0$.

Vergelijking 2.31 is gebaseerd op de aannamen dat de drijvende krachten periodiek werkzaam zijn en dat de verschillende getijcomponenten dezelfde frekwenties hebben.

Het getijsignaal kan worden verdeeld in verschillende componenten: langperiodieke getijcomponenten met hoeksnelheden van 0 tot 2 graden per uur, enkeldaagse componenten met hoeksnelheden van 14 tot 16 graden per uur, dubbeldaagse componenten met hoeksnelheden van 28 tot 32 graden per uur en driemaaldaagse componenten met hoeksnelheden van 42 tot 45 graden per uur.

Het is niet mogelijk om alle componenten in een groep mee te nemen. Het getij wordt daarom beschreven met behulp van de belangrijkste component, waarna de verwaarlozingsfout wordt gecorrigeerd met behulp van een correctiefactor voor de fase (u) en een correctiefactor de amplitude.

$$\zeta(t) = A_s f \cos(\omega_1 t + V_0 + u)$$

2.38

waarin:

A_s = amplitude van de somcomponent [m],

f = amplitudecorrectiefactor,

u = fasecorrectiefactor.

De factoren f en u zijn onder andere een functie van de verschillende processen en van de geometrie van het estuarium. Meestal worden deze factoren echter over een jaar constant genomen. De waarde van factor f is voor ieder jaar getabelleerd. De waarde van $(V_0 + u)$ is getabelleerd voor de nulmeridiaan.

De getijgolf zoals beschreven met behulp van vergelijking 2.38 is het zogenaamde astronomische getij, omdat zij bepaald wordt door astronomische processen zoals de bewegingen van de hemellichamen en de aarde.

Het actuele getij heeft noch dezelfde amplitude noch dezelfde fase als het astronomische getij. Om het signaal van het actuele getij op een bepaalde plaats te verkrijgen wordt er een correctiefactor ingevoerd. Aangezien $(V_0 + u)$ getabelleerd is voor de nul-meridiaan moet er tevens worden gecorrigeerd voor de lengtegraad. Beide correctiefactoren samen leveren de volgende uitdrukking op:

$$\zeta(t) = A f \cos(\omega t + (V_0 + u) - g)$$

2.39

In deze vergelijking is g een locale correctiefactor die wordt berekend als:

$$g = p L - \omega S + \kappa \quad 2.40$$

De eerste term is een correctie voor de lengtegraad. L is het aantal graden oosterlengte. De waarde van p is n voor n -maaldaagse componenten en 0 voor langperiodieke processen. S is een tijdscorrectie en is het aantal uren dat de locale tijd verschilt van GMT, de locale tijd op de nulmeridiaan. κ is een correctiefactor die het achterlopen van het actuele getij op het astronomische getij geeft.

2.3 Conclusie.

Opstellen van de wet van behoud van massa en de wet van behoud van impuls voor een eindig contolevolume levert een stelsel van partiële differentiaalvergelijkingen. Onder verwaarlozing van de vertikale versnellingstermen en viscositeitstermen vereenvoudigt dit stelsel. Indien de resulterende vergelijkingen vervolgens over de diepte worden gemiddeld ontstaan de tweedimensionale ondiepwatervergelijkingen. Deze vergelijkingen bevatten de volgende parameters: de waterstand, de dieptegemiddelde snelheid in de x -richting, de dieptegemiddelde snelheid in de y -richting, de diepte, het getal van Chézy, de windschuifspanning en de pseudoviscositeit. De eerste drie parameters zijn de afhankelijke parameters die worden berekend met de vergelijkingen. De overige parameters zijn de onafhankelijke invoerparameters. Het stelsel vormt een stelsel van drie vergelijkingen met drie onbekenden en is, indien de randvoorwaarden en de beginvoorwaarden bekend zijn, oplosbaar.

Om de ondiepwatervergelijkingen te gebruiken, moet de watermassa goed gemengd zijn. Dit betekent dat er geen gelaagdheid mag zijn, waardoor de snelheid te sterk varieert in de vertikaal. Deze aanname moet achteraf gecontroleerd worden en indien er sprake is van grote stratificatie moeten driedimensionale vergelijkingen worden gebruikt.

De stroming in de veerhaven van Breskens wordt bepaald door het getij. Zoals blijkt uit hoofdstuk 2.2 is dit getij afhankelijk van astronomische parameters en van locale parameters.

3 Modelleren en meting van de waterbeweging.

3.1 Inleiding.

In hoofdstuk 2 zijn de ondiepwatervergelijkingen afgeleid. Deze (differentiaal)vergelijkingen vormen samen met de randvoorwaarden en de beginvoorwaarden een dynamisch systeem dat de waterbeweging in ondiepe waterstromen beschrijft.

In dit hoofdstuk wordt een model besproken waarmee de waterstroming in de veerhaven van Breskens wordt gesimuleerd. Het model dat 2DH-havenslib heet, is gebaseerd op het modelleringspakket WAQUA. Dit pakket is ontwikkeld door Rijkswaterstaat en is bedoeld om de waterstroming in relatief ondiepe waterlopen te simuleren. Ondiepe waterlopen zijn waterlopen waarvan de diepte klein is ten opzichte van de golflengte van de lange golf, in dit geval de getijgolf:

$$\lambda \ll a$$

waarin:

λ = golflengte van de lange golf, getijgolf,

a = waterdiepte.

In WAQUA worden de ondiepwatervergelijkingen opgelost met behulp van numeriek-wiskundige technieken. Deze technieken houden in dat de ondiepwatervergelijkingen niet exact worden opgelost, maar dat een benaderende functie wordt gezocht. Andere middelen om de vergelijkingen op te lossen zijn bijvoorbeeld analytische modellen, gebaseerd op analytische oplossingen van (sterke vereenvoudingen) van de ondiepwatervergelijkingen en waterloopkundige modellen waarbij een werkelijk estuarium op schaal wordt nagebouwd in een waterloopkundig laboratorium. Booy (1985) en Langendoen (1990) gebruiken deze laatste modellen om de stroming in havens te simuleren.

Om een beeld te krijgen van de aard van de oplossingsmethode wordt de numeriek-wiskundige techniek die in WAQUA wordt gebruikt, kort gepresenteerd. Eerst wordt een beperkt overzicht gegeven van numeriek-wiskundige methoden voor het oplossen van (partiële) differentiaalvergelijkingen. Daarna wordt de methode die in WAQUA wordt gebruikt meer gedetailleerd besproken (paragraaf 3.2)

Het model wordt gec calibreerd met behulp van resultaten uit een meting die tijdens het onderzoek is uitgevoerd. Paragraaf 3.3 bevat een beschrijving van de uitgevoerde meting.

De ondiepwatervergelijkingen bevatten enkele onbekende parameters. Op basis van deze parameters zal het modelleringspakket WAQUA worden bijgesteld totdat het de waterstroming in de veerhaven van Breskens simuleert. Tevens zal worden ingegaan op de implementatie van de randvoorwaarden. In het model WAQUA zijn twee parameters aanwezig waarmee kan worden gec calibreerd. De calibratie omvat een gevoeligheidsonderzoek en de eigenlijke calibratie waarbij de parameters zodanig worden gekozen dat de modelresultaten de meetresultaten zoveel mogelijk benaderen (paragraaf 3.4).

Aan de hand van de modelresultaten wordt een kwantitatief beeld verkregen van de stroming

in en om de veerhaven van Breskens (paragraaf 3.5).

Paragraaf 3.6 bevat een discussie van de modelresultaten.

In Paragraaf 3.7 wordt dit hoofdstuk afgesloten met een conclusie.

3.2 Numerieke oplossingsmethode voor de ondiepwatervergelijkingen.

Voor het numeriek oplossen van (partiële) differentiaalvergelijkingen bestaan verschillende methoden:

1. eindige-elementenmethode (EEM),
2. spectraalmethode,
3. randintegraalmethode (RIM),
4. eindige-differentiemethode (EDM),
5. analytische-elementenmethode (PAEH).

In dit onderzoek worden de ondiepwatervergelijkingen opgelost met behulp van de eindige-differentiemethode. Met deze methode bestaat ruime ervaring bij de Rijkswaterstaat en is gebruikt bij de ontwikkeling van WAQUA.

Zoals bij bijna alle numerieke methoden voor het oplossen van (partiële) differentiaalvergelijkingen, wordt het stromingsveld gediscretiseerd. De functiewaarden worden dan niet berekend voor alle punten en tijdstippen, maar benaderd voor een beperkt aantal knooppunten en tijdstappen.

Differentiaalvergelijkingen zijn echter gebaseerd op continue functies en het is dus niet mogelijk om deze vergelijkingen te gebruiken voor het berekenen van de functiewaarden van de discrete functie. In plaats van de differentiaalvergelijking wordt de differentievergelijking opgelost.

Een uitdrukking voor de differentie in een punt wordt verkregen door de functiewaarde voor een bepaalde knooppunt x_1 te ontwikkelen met behulp van een Taylorreeks:

$$f(x_1 + \Delta x, t) = f(x_1, t) + \Delta x \frac{df(x_1, t)}{dx} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(\Delta x)^n}{n!} \frac{d^n f(x_1, t)}{dx^n} \quad 3.1$$

$$f(x_1 - \Delta x, t) = f(x_1, t) - \Delta x \frac{df(x_1, t)}{dx} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-\Delta x)^n}{n!} \frac{d^n f(x_1, t)}{dx^n} \quad 3.2$$

Combineren van vergelijking 3.1 en vergelijking 3.2 levert de volgende uitdrukking voor de partiële afgeleide naar x op:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x, y, t) - f(x - \Delta x, y, t)}{2\Delta x} - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2(\Delta x)^{(2n-2)}}{(2n-1)!} \frac{d^{(2n-1)} f(x, y, t)}{dx^{2n-1}} \quad 3.3$$

Voor de partiële afgeleide naar y kan een analoge vergelijking worden afgeleid:

$$\frac{\partial f}{\partial y} = \frac{f(x, y+\Delta y, t) - f(x, y-\Delta y, t)}{2\Delta y} - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{2(\Delta y)^{(2n-2)}}{(2n-1)!} \frac{d^{(2n-1)}f(x, y, t)}{dy^{2n-1}} \quad 3.4$$

In vergelijking 3.3 en vergelijking 3.4 vormt de eerste term aan de rechterkant van het gelijkteken de differentie van de functie. Uit deze vergelijkingen blijkt al meteen het verband tussen de differentiaal van een functie en de differentie. De differentiaal ontstaat uit de differentie indien de limiet van de ruimtelijke stap naar 0 wordt genomen.

In de vergelijkingen 3.3 en 3.4 worden de differenties berekend met behulp van de beide buurknooppunten. Een zodanig differentieschema wordt een centraal differentieschema genoemd.

De differentie naar de tijd wordt veelal uitgerekend met behulp van een voorwaarts differentieschema, waarbij de waarde van de differentie uitsluitend wordt uitgerekend met behulp van de functiewaarde op het huidige tijdstip en de functiewaarde op het volgende tijdstip:

$$\frac{\partial f(x, y, t)}{\partial t} = \frac{f(x, y, t+\Delta t) - f(x, y, t)}{\Delta t} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(\Delta t)^{n-1}}{n!} \frac{d^n f(x, y, t)}{dt^n} \quad 3.5$$

De vergelijkingen die worden opgelost met behulp van WAQUA ontstaan doordat de partiële differentiaal in de differentiaalvergelijkingen worden vervangen door de (partiële) differenties: hierdoor ontstaan de differentievergelijkingen. In feite betekent dit dat de termen van de tweede en hogere macht in de vergelijkingen voor de partiële afgeleiden worden verwaarloosd. Doordat voor de ruimtelijke coördinaten een centraal differentieschema wordt gebruikt is de afbreekfout, de fout die ontstaat doordat hogere-orde termen in de differentievergelijkingen worden verwaarloosd, in de orde van het kwadraat van de ruimtelijke stappen. Voor de tijd is de afbreekfout in de orde van de tijdstap.

Indien eindige differenties worden gebruikt om oplossingen van de (partiële) differentiaalvergelijking te verkrijgen zijn de volgende eigenschappen van belang:

1. consistentie,
2. stabiliteit,
3. convergentie,
4. nauwkeurigheid.

ad.1 Een methode is consistent indien de afbreekfout naar nul gaat als de ruimtelijke stap en de tijdstap naar nul gaan. Zoals gebleken is uit het voorgaande is de eindige-differentiemethode consistent: de infinitesimale differentiaalvergelijking ontstaat uit de differentievergelijking indien Δx , Δy en Δt naar 0 gaan.

ad. 2 Een methode is stabiel indien fouten die in de loop van de procedure ontstaan door de numerieke methode worden gedempt. Indien een methode instabiel is treedt het omgekeerde op en worden afrondfouten door de numerieke methode opgeblazen.

ad.3 Een methode is convergent indien ieder volgende tijdstip exact wordt uitgerekend als de tijdstap en de ruimtelijke stap naar nul gaan. Aan deze eigenschap wordt voldaan als de methode zowel consistent als stabiel is.

ad.4 Een numeriek-wiskundige methode is nauwkeurig indien de oplossing die met de numerieke methode wordt verkregen, weinig afwijkt van de exacte oplossing.

Voor de ondiepwatervergelijkingen worden deze eigenschappen voor enkele varianten van de eindige-differentiemethode besproken.

De ondiepwatervergelijkingen zijn niet-lineair en het is zeer moeilijk om een beeld te krijgen van de eigenschappen van de numerieke methode. In plaats van de echte ondiepwatervergelijkingen zullen daarom gelineariseerde ondiepwatervergelijkingen worden onderzocht. Schematisch kunnen de gelineariseerde ondiepwatervergelijkingen worden geschreven als:

$$a_t + u a_x + v a_y + f\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, a, u, v\right) = 0 \quad 3.6$$

$$u_t + g\zeta_x + f_u\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, u, v\right) = 0 \quad 3.7$$

$$v_t + g\zeta_y + f_v\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, u, v\right) = 0 \quad 3.8$$

waarin:

f = functie die de advectionstermen van de massabalans bevat,
 f_u, f_v = functies die termen bevatten zoals advection, bodemwrijving, windwrijving en Coriolis

Het eerder gepresenteerde schema van de differentiemethode voor de ruimtelijke coördinaten vormt een zogenaamd expliciet schema. Dit betekent dat de functiewaarde op het volgende tijdstip wordt uitgerekend op basis van de functiewaarden op het huidige tijdstip.

Om de stabiliteit van deze methode te onderzoeken wordt gekeken naar de beginvoorwaarden die worden geschreven met behulp van een complexe Fourierreeks:

$$\epsilon(t_0, x) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} c_j e^{ib_j x} \quad 3.9$$

waarin:

b_j, c_j = Fouriercoëfficiënten.

Deze Fourierreeks bestaat uit twee soorten componenten:

1. ongewenste componenten (fouten),
2. gewenste componenten (delen van de oplossing).

Voor een tijdstap met index n kan deze Fourierreeks worden geschreven als:

$$\epsilon(t_n, x) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} c_j (d_j)^n e^{ib_j x} \quad 3.10$$

waarin:

d_j = dempingsfactor.

Indien de absolute waarde van de dempingsfactor kleiner is dan 1 worden fouten gedurende de berekening gedempt. Indien dit getal groter is dan 1 worden deze fouten juist versterkt. Om het gedrag van een fout in het numerieke schema te bestuderen wordt een willekeurig element van de Fouriereeks ingevuld in het numerieke schema behorende bij de vergelijkingen 3.6 tot en met 3.8. Dit levert voor iedere vergelijking een vergelijking van de volgende vorm op:

$$\frac{(d_j)^{n+1} e^{ib_j x_k} - (d_j)^n e^{ib_j x_k}}{\Delta t} = -c \left(\frac{(d_j)^n e^{ib_j x_{k+1}} - (d_j)^n e^{ib_j x_{k-1}}}{2\Delta x} \right) \quad 3.11$$

In dit verslag is vanwege de eenvoud het stabiliteitsonderzoek en het nauwkeurigheidsonderzoek slechts uitgevoerd voor de x-coördinaat. Voor de y-coördinaat kan echter een analoge analyse worden gegeven.

In vergelijking 3.11 heeft c voor de verschillende vergelijkingen een andere betekenis. voor de massabalans is deze parameter gelijk aan de snelheid. Indien de massabalans wordt ingevuld in de impulsbalans, is deze coëfficiënt voor de impulsbalans gelijk aan de wortel uit het product van de waterdiepte en de zwaartekrachtversnelling. Uitwerken van vergelijking 3.11 levert als uitdrukking voor de dempingsfactor d_j (De Gee, 1991) op:

$$d_j = 1 - i \frac{c\Delta t}{\Delta x} \sin(b_j \Delta x) \quad 3.12$$

De absolute waarde van het rechterlid van deze vergelijking is groter dan 1 voor alle mogelijke tijdstappen en ruimtelijke stappen: de methode is dus in alle gevallen instabiel. Een analoge formulering kan worden opgesteld voor andere expliciete schema's. Uit onderzoek is gebleken dat er twee soorten expliciete schema's zijn: schema's die onvoorwaardelijk instabiel zijn en schema's die slechts stabiel zijn als is voldaan aan de volgende voorwaarde (De Gee, 1991):

$$\left| \frac{c\Delta t}{\Delta x} \right| < 1 \quad 3.13$$

In plaats van een expliciet schema kan een impliciet schema worden gebruikt. Een voorbeeld van een impliciete methode is de methode van Crank-Nicholson (Mitchell en Griffiths, 1980).

Deze methode houdt in dat de afgeleide naar de ruimtelijke coördinaten wordt uitgerekend als het gemiddelde van de functiewaarden op het huidige tijdstip en het volgende tijdstip:

$$\frac{df}{dx} \approx \frac{1}{2} \frac{f(x1+\Delta x, t+\Delta t) - f(x1-\Delta x, t+\Delta t)}{2\Delta x} + \frac{1}{2} \frac{f(x1+\Delta x, t) - f(x1-\Delta x, t)}{2\Delta x} \quad 3.14$$

Voor de differentie in de y-richting geldt een analoge formulering. Om de stabiliteit van dit numeriek schema te onderzoeken wordt de Fourierontwikkelde fout ingevuld in deze vergelijking:

$$(d_j)^{n+1} e^{ib_j x_k} - (d_j)^n e^{ib_j x_k} = \frac{-c\Delta t}{2\Delta x} \left[(d_j)^{n+1} \frac{e^{ib_j x_{k+1}} - e^{ib_j x_{k-1}}}{2} + (d_j)^n \frac{e^{ib_j x_{k+1}} - e^{ib_j x_{k-1}}}{2} \right] \quad 3.15$$

Uitdelen van de factor $(d_j)^n e^{ib_j x_k}$ levert de volgende vergelijking op:

$$d_j - 1 = -\frac{c\Delta t}{2\Delta x} ((d_j + 1) \left[\frac{e^{ib_j \Delta x} - e^{-ib_j \Delta x}}{2} \right]) \quad 3.16$$

De term tussen rechte haken in het rechterlid van vergelijking 3.16 kan worden geschreven met behulp van een complexe sinus. Dit levert de volgende vergelijking op:

$$d_j - 1 = -\sigma (d_j + 1) \quad \text{met } \sigma = \frac{c\Delta t}{2\Delta x} i \sin(b_j \Delta x) \quad 3.17$$

Uitwerken van deze vergelijking levert de volgende formule voor d_j op:

$$d_j = \frac{1-\sigma}{1+\sigma} \quad 3.18$$

De absolute waarde van het rechterlid van formule 3.18 is altijd kleiner dan of gelijk aan 1 en dit impliciete schema is onverwaandelijk stabiel. Aangezien de methode tevens consistent is, is de methode convergent.

Uit het stabiliteitsonderzoek blijkt dat een dempingsfactor groter dan 1 leidt tot een toename van componenten van de oplossing. Een dempingsfactor kleiner dan 1 is echter ook ongewenst omdat dan niet alleen ongewenste componenten worden gedempt maar ook gewenste componenten. De numerieke oplossing wijkt af van de exacte oplossing: de methode is onnauwkeurig. Het effect dat sommige componenten van het signaal ongewenst worden gedempt, wordt dissipatie genoemd.

Voor de genoemde impliciete methode is de dempingsfactor gelijk aan:

$$|d_j| = \left| \frac{1 - \frac{c\Delta t}{2\Delta x} i \sin(\beta_j \Delta x)}{1 + \frac{c\Delta t}{2\Delta x} i \sin(\beta_j \Delta x)} \right| = \frac{|1 - \frac{c\Delta t}{2\Delta x} i \sin(\beta_j \Delta x)|}{|1 + \frac{c\Delta t}{2\Delta x} i \sin(\beta_j \Delta x)|} = 1 \quad 3.19$$

De methode van Crank-Nicholson veroorzaakt dus geen demping.

Naast demping kan ook een faseverschuiving ten opzichte van de exacte oplossing optreden: de componenten van de Fourierreeks die een oplossing is van de numerieke methode krijgen gedurende het rekenproces een andere fase dan de exacte oplossing.

Voor een golf die kan worden beschreven met behulp van vergelijking 3.11 is de fasehoek na het uitrekenen van één tijdstap met behulp van de eindige-differentietechniek gelijk aan het argument van de dempingsfactor (De Gee, 1991):

$$\phi = \arg(d_j) \quad 3.20$$

Voor het differentieschema van Crank-Nicholson is deze fasehoek:

$$\phi = \arctan \left(\frac{\text{Im}(d_j)}{\text{Re}(d_j)} \right) = \arctan \left(\frac{-Cr \sin(b_j \Delta x)}{1 + \frac{Cr^2}{4} \sin^2(b_j \Delta x)} \right) \quad \text{met } Cr = \frac{c\Delta t}{\Delta x} \quad 3.21$$

De fasehoek van de analytische golfvergelijking na één tijdstap is gelijk aan $-b_j Cr \Delta x$.

De relatieve faseverschuiving ten gevolge van de numerieke methode is dan:

$$\frac{\phi}{\phi^*} = \frac{\arctan \left[\frac{-Cr \sin(b_j \Delta x)}{1 + \frac{Cr^2}{4} \sin^2(b_j \Delta x)} \right]}{Cr \cdot b_j \Delta x} \quad 3.22$$

Het blijkt dus dat de nauwkeurigheid van het eindige-differentieschema van Crank-Nicholson afhangt van de tijdstap en van de ruimtelijke stap. Bij de calibratie van het numerieke model moeten de tijdstap en de ruimtelijke stap in relatie met elkaar worden meegenomen.

Indien de ondiepwatervergelijkingen voor elk knooppunt onafhankelijk wordt opgelost ontstaat een per knooppunt een stelsel vergelijkingen met meer onbekenden dan vergelijkingen (Mitchell en Griffiths, 1980).

Om deze methode toch te kunnen gebruiken, wordt de vergelijking niet opgelost voor ieder knooppunt apart, maar per tijdstap voor alle knooppunten in het hele stromingsveld

tegelijkertijd. Op de randen zijn randvoorwaarden gedefinieerd. Indien deze randvoorwaarden als extra vergelijkingen worden toegevoegd aan het stelsel ontstaat dan een bepaald stelsel (De Gee, 1981).

Het stelsel vergelijkingen dat zo ontstaat is niet-lineair: de coëfficiënten zijn een functie van de tijd. Bij iedere tijdstap ontstaat een matrix met geheel nieuwe coëfficiënten. Iedere tijdstap moet de matrix behorende bij het stelsel vergelijkingen worden geïnverteerd.

Om een reductie te krijgen in de rekentijd per tijdstap worden niet de x-componenten en de y-componenten tegelijkertijd uitgerekend, maar apart na elkaar. In de eerste helft van de tijdstap worden de vergelijkingen naar x impliciet en naar y expliciet uitgerekend. In de tweede helft worden de vergelijkingen impliciet naar y en expliciet naar x uitgerekend. De resulterende methode wordt de ADI-methode genoemd. Voor meer informatie wordt verwezen naar de literatuur (Stelling, 1984).

Indien deze methode wordt gebruikt moeten bij iedere tijdstap twee matrices worden geïnverteerd. Dit extra rekenwerk wordt echter gecompenseerd doordat de beide matrices tridiagonaal zijn. Het voordeel is dat een matrixvergelijking met een tridiagonale matrix relatief gemakkelijk is op te lossen.

In dit hoofdstuk is een beknopte beschrijving gegeven van enkele aspecten van de eindigedifferentiemethode. WAQUA gebruikt onderdelen van enkele numerieke schema's door elkaar. Een meer gedetailleerd overzicht van de in WAQUA gebruikte methodes wordt gegeven door Stelling (1984)

3.3 Meting van de waterbeweging.

De meting van de snelheden heeft binnen het onderzoek twee doelen. In de eerste plaats geeft de meting inzicht in processen die de waterbeweging en het slibtransport in de veerhaven bepalen. In de tweede plaats kunnen de gegevens worden gebruikt om het waterbewegingsmodel te calibreren en te verifiëren.

De definitieve snelheidsmeting is vooraf gegaan door een proefmeting. Het voornaamste doel van de proefmeting was de positie van de eventuele neer in de veerhaven van Breskens te vinden. Op grond van de resultaten van deze meting kan dan de uiteindelijke snelheidsmeting zo goed mogelijk worden uitgevoerd.

De proefmeting bestond uit twee delen. Het eerste deel is uitgevoerd op donderdag 28 juni en duurde ongeveer 1 uur. Deze meting werd uitgevoerd rond laagwater wanneer de stroomsnelheden van de eb maximaal zijn. Het tweede deel van de proefmeting is uitgevoerd op maandag 1 juli en werd uitgevoerd rond hoogwater wanneer de snelheden van de vloed maximaal zijn.

De snelheidsmetingen werden uitgevoerd met behulp van het ADCP-systeem. Dit systeem meet op een tevoren ingesteld aantal seconden in een vertikaal vlak (raai) het driedimensionale beeld van de stroomsnelheid. Zowel de x-richting, de y-richting als de richting van de snelheid wordt gemeten. Door volgens een patroon langs de raaien te varen ontstaat een driedimensionaal beeld van de stroming in de veerhaven.

De definitieve snelheidsmeting is uitgevoerd in de nacht van vrijdag 30 augustus op zaterdag 31 augustus tijdens springtij. De meting is bij nacht uitgevoerd, om minder last van de veerboot te hebben (N.B. de veerboot vaart gedurende een groot deel van de nacht niet.) De meting duurt ongeveer 13 uur en omvat dus een volledige getijcyclus.

De definitieve snelheidsmetingen zijn uitgevoerd met behulp van één boot die snelheden meet via het ADCP-systeem. De gekozen raaien van de definitieve meting zijn gepositioneerd volgens het volgende patroon:

1. vier raaien die van oost naar west in de haven lopen,
2. twee raaien die van noord naar zuid in de haven lopen.

De raaien zijn aangegeven in figuur A.1 van bijlage A.

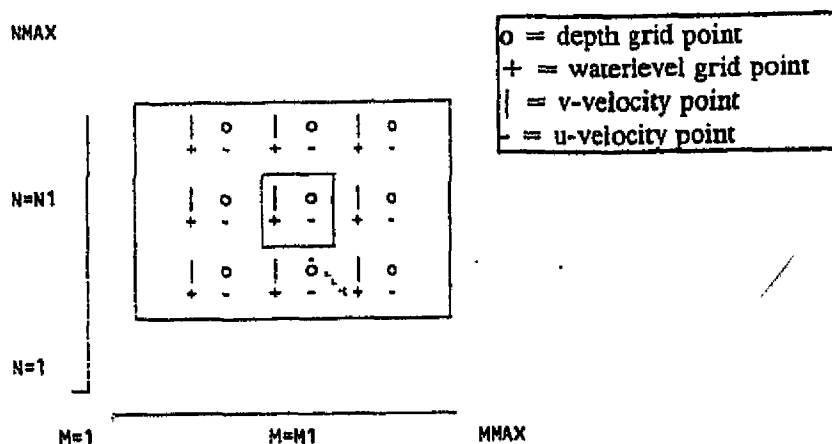
De resultaten van de metingen zijn vastgelegd in een meetverslag. De resultaten van de meting worden hier niet verder besproken, maar zij worden wel gebruikt bij de calibratie van het waterstromingsmodel.

3.4 Calibratie van het tweedimensionaal stromingsmodel WAQUA.

stap 1: Keuze van grid en keuze van randen model

In figuur B.1 van bijlage B is de veerhaven van Breskens en het omliggende deel van de Westerschelde afgebeeld. Uit de beschrijving van de numerieke methode voor het oplossen van de ondiepwatervergelijkingen blijkt dat het stromingsveld moet worden gediscretiseerd. Deze discretisatie wordt verricht door een rechthoekig grid over het stromingsveld te leggen.

WAQUA rekent met een zogenaamd 'staggered grid', één grid voor de waterstandspunten, één grid voor de u-snelheidspunten, één grid voor de v-snelheidspunten en één grid voor de dieptepunten. Deze methode is gekozen omdat gemakkelijker kan worden voldaan aan de eis van massabehoud van het differentieschema: de continuïteit wordt vastgesteld voor een rechthoek met een waterstandspunt als middelpunt. Figuur 3.1 geeft een voorbeeld van de onderlinge positie van de verschillende rekenpunten. Tevens geeft deze figuur welke combinatie van punten samen één cel met dezelfde index vormen. In feite rekent WAQUA met vier verschillende grids, die ten opzichte van elkaar een halve cellengte verplaatst zijn. De linkerrand van het grid valt samen met een waterstandspunt. Hierdoor vallen onder andere het u-snelheidspunt en het dieptepunt niet samen met de geografische rand.



figuur 3.1 Voorbeeld van een 'staggered' grid.

Het model heeft drie open randen: een westelijke rand, een oostelijke rand en een noordelijke rand. De westrand ligt op ongeveer 2,5 [km] van het westelijk havenhoofd van de veerhaven. Deze afstand is zo groot, omdat op die manier de modelranden de stroming in en langs de veerhaven van Breskens niet meer beïnvloeden. De afstand tussen de oostelijke modelrand en het oostelijke havenhoofd is kleiner. Dit komt omdat in de buurt van de rand een plaat ligt. Indien de rand op grotere afstand zou zijn geplaatst, zou de rand tijdens het simuleren kunnen droogvallen. Het droogvallen van de rand is een ongewenst verschijnsel. De snelheden of de waterstanden op de rand komen uit het grotere model Scaldis100. Er is dus een kans dat op de rand wel snelheden zijn gedefinieerd, terwijl eigenlijk de rand droogvalt. De noordrand ligt op ongeveer de helft van de Westerschelde tussen Breskens en Vlissingen. Deze positie is gekozen, omdat dichtbij bij deze rand de diepte constant is en geen grote (oever)fluctuaties meer vertoont. Figuur B.1 van bijlage B geeft de modelranden weer. Tevens geeft deze figuur een overzicht van het grid van het model SCALDIS100, het WAQUA-model van de Schelde, in de buurt van de veerhaven van Breskens.

Dichtbij de haven (het gearceerde deel in figuur B.1) is de gridcelgrootte gelijk aan 20m. Om een goede aansluiting te verkrijgen met het model Scaldis100 dat een gridgrootte van 100m heeft, loopt de celgrootte van het grid op van 20m in de haven tot ongeveer 100m aan de westelijke en noordelijke rand. Richting de oostelijke rand loopt de celgrootte op tot 85m. Deze waarde is lager dan aan de westelijke en noordelijke rand omdat deze rand dicht bij de veerhaven ligt: bij een groter maximum zou de gridgrootte te snel moeten oplopen. Het nadeel van deze keuze is dat rand van het grid niet meer geheel samenvalt met het grid van Scaldis100. De rand van het model is nu zodanig gekozen dat de rand van het model 2DH-havenslib dichtbij de rand van Scaldis100 ligt.

stap 2: Bepaling waarde van onafhankelijke paramters.

In de ondiepwatervergelijkingen zijn er twee soorten parameters:

1. afhankelijke parameters (outputparameters),
2. onafhankelijke parameters (inputparameters).

ad.1 De afhankelijke parameters zijn

- a. de snelheid in de x-richting, u ,
- b. de snelheid in de y-richting, v ,
- c. de waterstand, a .

De functies die het gedrag van deze variabelen vastleggen, zijn oplossingen van de ondiepwatervergelijkingen.

ad.2 De onafhankelijke parameters zijn de

- a. diepte,
- b. bodemruwheid (getal van Chézy),
- c. pseudo-viscositeitsparameter.

Om de ondiepwatervergelijkingen op te kunnen lossen moeten naast randvoorwaarden beginvoorwaarden bekend zijn. Voor de numerieke methode is naast de beschreven ruimtelijke stap ook een tijdstap nodig. Deze parameters zijn eigenlijk geen systeemparameters en worden niet gebruikt in de calibratie. De ruimtelijke stappen en de tijdstap moeten zodanig klein worden gekozen dat zij geen invloed meer hebben op de oplossing.

De diepteligging van de veerhaven van Breskens en het aangrenzende deel van de Westerschelde is bepaald met behulp van lodingsgegevens. De lodingen uit de kust (vanaf ongeveer 100m zeewaarts) komen uit een GIS-bestand dat dieptegegevens bevat uit 1991. De oever is apart ingevoerd met de hand. De oeverlodingen komen uit 1995 en zijn dus vrij recent. De dieptecijfers zijn gegeven ten opzichte van N.A.P.

Aangezien het Schelde-estuarium een getijdesysteem is waarin afhankelijk van het getij platen en slikken droogvallen, zal een procedure moeten worden ingebouwd die punten die droogvallen uit de berekening neemt. De droogvalprocedure die is gebruikt in het model 2DH-havenslib is de zogenaamde 'gemiddelde' droogvalprocedure. Om te bepalen of een bepaalde cel droogvalt neemt de droogvalprocedure het waterstandspunt van deze cel en berekent het gemiddelde van de bodemdiepten op de vier naburige dieptepunten. Indien de resulterende gemiddelde diepte minder is dan de berekende waterstand is, wordt de cel in de volgende tijdstap uit de berekening genomen. Elke tijdstap wordt deze procedure herhaald. Als het gemiddelde van de omringende waterdiepten groter is dan 0,15 van de berekende waterstand wordt de cel in de volgende tijdstap weer terug in de berekening genomen. De factor 0,15 wordt aangehouden aangezien een cel water blijft transporteren totdat deze geheel droogvalt: water stroomt naar beneden van de plaat af. Een cel op een plaat zal echter pas weer water transporteren indien er zich reeds een laagje water op de cel bevindt: het water kan pas omhoog stromen als er een bepaald verhang is.

Het getal van Chézy is zowel voor de x-richting als de y-richting gelijk aan 60 [$m^{0.5}/s$] gekozen. Deze waarde is constant in het hele stromingsveld. Langs de kust van Zeeuws-

Vlaanderen komen verschillende palenrijen voor (figuur B.1). Deze palenrijen zijn bedoeld om de kust te beschermen. Uit onderzoek (Verhagen en Butter, 1985) is gebleken dat deze palenrijen de Chézy-waarden met ongeveer een factor 0,8 verlagen. Aan cellen die palenrijen bevatten, is een Chézy-waarde in de x-richting van 48 [$m^{0.5}/s$] toegekend.

Zoals is gebleken uit hoofdstuk 2 bevat de pseudo-viscositeit verschillende termen die bij het middelen over de diepte verloren zijn gegaan.

Deze termen zijn:

1. ruimtelijke diffusie van impuls ten gevolge van moleculaire diffusie,
2. ruimtelijke diffusie van impuls ten gevolge van turbulentie.

Het eerstgenoemde effect is zeer klein. De kinematische viscositeit van het water heeft een waarde van ($\nu \sim 10^{-6} \text{ } [m^2/s]$). Het tweede effect is veel groter. De pseudo-viscositeit is in de orde van 10-0,01 [m^2/s]. Omdat de pseudo-viscositeit van het Scaldis100-model gelijk is aan 10 [m^2/s] is deze waarde in eerste instantie ook voor het model van de veerhaven van Breskens gekozen. Later is deze waarde gevarieerd om meer realistische snelheden in de veerhaven van Breskens te verkrijgen.

stap 3: Keuze van begin- en randvoorwaarden

Als beginvoorwaarde is de waterstand op N.A.P. 1,5 m gezet. Deze waarde is genomen omdat deze waarde de eerste waterstandswaarde van de randvoorwaarden gegenereerd met SCALDIS100 is. De snelheid is in het hele stromingsveld initieel op 0 [m/s] gezet. Omdat deze beginvoorwaarden vrij willekeurig zijn, heeft het model een tijd nodig om op te starten. Er wordt daarom over twee dagen gerekend. De eerste dag bevat de opstarttijd van zowel SCALDIS100 als het model van de veerhaven van Breskens. De tweede dag is de eigenlijke simulatiedag.

De randvoorwaarden van het model worden verkregen met behulp van het Scaldis100-model. Het voert in dit verslag te ver om dit model te bespreken. Voor de modellering van slibtransporten in getijdehavens is het belangrijk om een fysisch-correct snelheidsveld te hebben: op het grootste deel van de rand zijn om die reden Neumannrandvoorwaarden, randen waarop snelheden zijn opgelegd, opgelegd. Een deel van de rand bestaat echter uit Dirichletrandvoorwaarden, randen waarop een waterstand is opgelegd. Indien op de hele rand snelheden worden opgelegd, zullen anders (af rondings)fouten in het model blijven: op de rand kunnen de snelheden niet worden gewijzigd om eventuele fouten op te vangen. Op die manier blijven afrondfouten in het model en worden elke tijdstap weer meegenomen in de berekening.

In het begin was niet zonder meer duidelijk op welke randen snelheden en op welke randen waterstanden als randvoorwaarden moesten worden opgelegd.

In het eerste model waren de westelijke en de noordelijke (open) rand snelheidsranden, randen waarop de snelheden zijn opgelegd. Het noordelijk gedeelte van de oostelijke rand was een snelheidsrand, terwijl op het zuidelijk gedeelte van de oostelijke rand waterstanden waren opgelegd (figuur 3.2a). Het zuidelijk gedeelte van de oostelijke rand was gekozen als waterstandsrand omdat uit de stroomatlas bleek dat de waterstroming op de oostelijke rand is verdeeld over twee geulen. Een deel van het water stroomt via de geul ten noorden van

de 'Hooge Platen'(figuur B.1): deze stroming is evenwijdig aan de noordelijke modelrand en staat loodrecht op de oostelijke rand. Een ander deel van het water gaat door de geul die ten zuiden van de 'Hooge Platen' ligt: deze stroom maakt een hoek van ongeveer 45 graden met de oostelijke rand. Op een snelheidsrand kan slechts de u-component of de v-component van de snelheid worden opgelegd: de andere component is dan een vrije variabele. Omdat de stroming op het zuidelijk gedeelte van de oostelijke open rand zowel een x-component van betekenis als een y-component van betekenis heeft, leek het juist om op deze rand waterstanden op te leggen. De waterstand is een scalaire grootheid en heeft geen richting.

Deze keuze van de randvoorwaarden leidde echter tot instabiliteiten op de grens tussen de waterstandsrand en de snelheidsrand (figuur C.1 van bijlage C). Er ontstaat een 'spuiter' met stroomsnelheden van 16 [m/s].

Een 'spuiter' ontstaat doordat op de grens van de snelheidsrand en de waterstandsrand een bochtstroming optreedt. Deze bochtstroming genereert een dwarsverhang loodrecht op de rand (Van Rijn, 1991). Omdat op de waterstandsrand de waterstand wordt opgedrukt, moet dit dwarsverhang worden opgewekt door de waterstanden vlak voor de kust. Er ontstaat een waterstandskuil voor de kust. Deze kuil veroorzaakt echter een extra langsverhang evenwijdig aan de kust. Door dit langsverhang wordt de bochtstroming groter. De grotere bochtstroming veroorzaakt weer een extra dwarsverhang.

Om een stabiel systeem te verkrijgen is de waterstandsrand verplaatst. In het tweede model zijn de westelijke en de oostelijke rand snelheidsrand. De noordelijke rand is waterstandsrand (figuur 3.2b). Voor een viscositeit van 10 [m^2/s] levert deze keuze voor de randvoorwaarden een stabiel model op.

Een viscositeit van 10 [m^2/s] is echter zeer groot voor een zodanig ondiep systeem. Verkleinen van de viscositeit had tot effect dat het model instabiel werd. Indien de viscositeit gelijk aan 1 [m^2/s] wordt gekozen, ontstond bij laagwaterkentering een neer in de noordoostelijke hoek die zeer grote snelheden in het stromingsveld veroorzaakte (figuur C.2 van bijlage C). Indien de tijdstap wordt verhoogd tot 6s, worden de reststromen zelfs zodanig groot dat de berekening vastloopt.

Om deze neer weg te werken, werd het oostelijke deel van de noordelijke rand omgezet van een waterstandsrand in een snelheidsrand (figuur 3.2c). De grote neer met de grote stroomsnelheden verdween door deze ingreep. In plaats van deze neer ontstond echter een 'spuiter' met stroomsnelheden van 20 [m/s].

Om de stroomsnelheden in deze spuiter te verkleinen wordt op de hele noordelijke waterstandsrand de Chézy-waarde in de y-richting verlaagd tot 20 [$\text{m}^{0.5}/\text{s}$]. Hierdoor kan er bijna geen water door de noordelijke rand gaan, waardoor er geen bochtstromingen op de rand kan plaatsvinden. De 'spuiter' zal dan niet ontstaan. De stroming is bij de noordelijke rand parallel aan deze rand, zodat deze lage y-snelheden realistisch zijn. Zoals blijkt uit figuur C.3 van bijlage C is er nog steeds een kleine 'spuiter'. Deze 'spuiter' heeft echter slechts een beperkt bereik.

De randvoorwaarden zoals die nu zijn opgelegd, zijn de randvoorwaarden zoals bij de afregeling zokm gebruikt.

stap 4: Calibratie van het waterstromingsmodel

In WAQUA is het vrij lastig om de ruimtelijke stap te verkleinen of te vergroten. De tijdstap wordt zodanig klein gekozen dat de oplossing niet meer door de tijdstap wordt beïnvloed. In WAQUA kunnen de volgende calibratieparameters worden gebruikt.

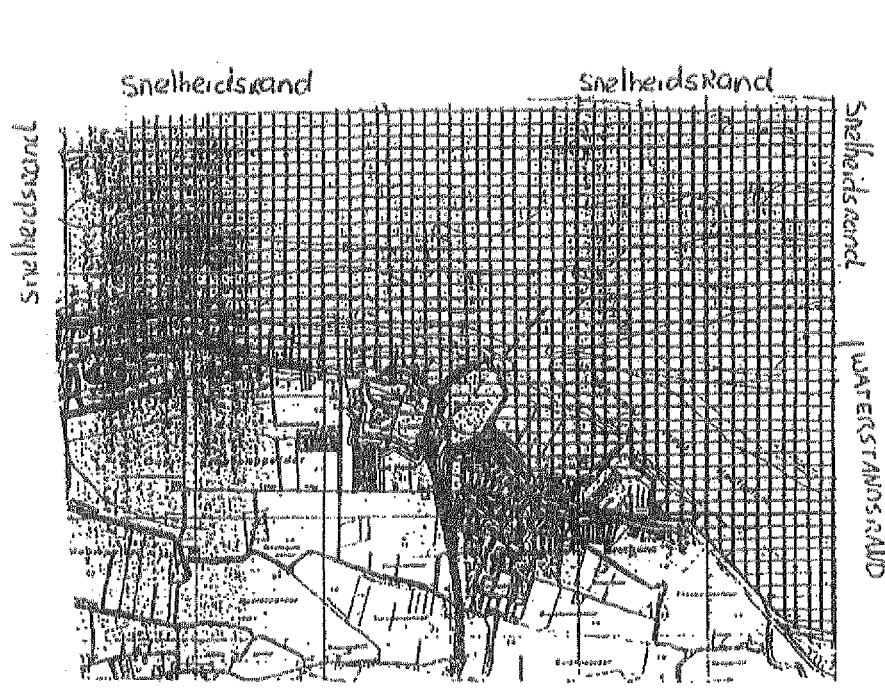
1. viscositeit,
2. bodemweerstand.

ad.1 Als de viscositeitscoëfficiënt klein is, zal de tweede afgeleide van de snelheden naar de beide coördinaten groter worden. Dit betekent dat het snelheidsverschil tussen de snelheid op verschillende plaatsen groter wordt: het stromingsbeeld wordt dus verfijnder.

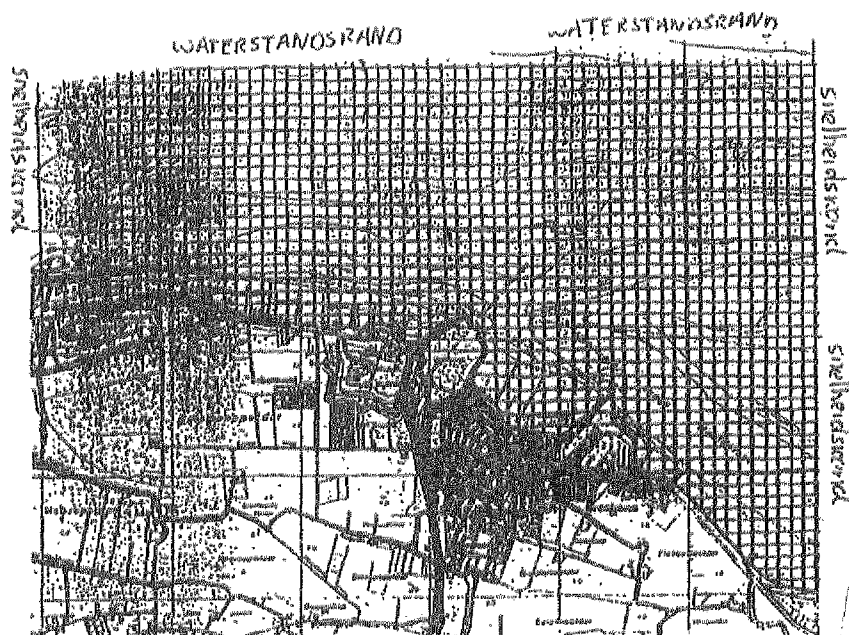
ad.2 Deze parameter beïnvloed vooral de absolute waarde van de snelheid. Deze parameter dempt en versterkt vooral componenten met een langere periode.

De viscositeitscoëfficiënt heeft invloed op kleinschalige stromingsverschijnselen zoals bijvoorbeeld neren. Het getal van Chézy heeft vooral invloed op de grootschalige stroming. Aangezien de neren die ontstaan in de veerhaven van Breskens zeer kleinschalig zijn, is deze parameter de voornaamste parameter in de calibratie.

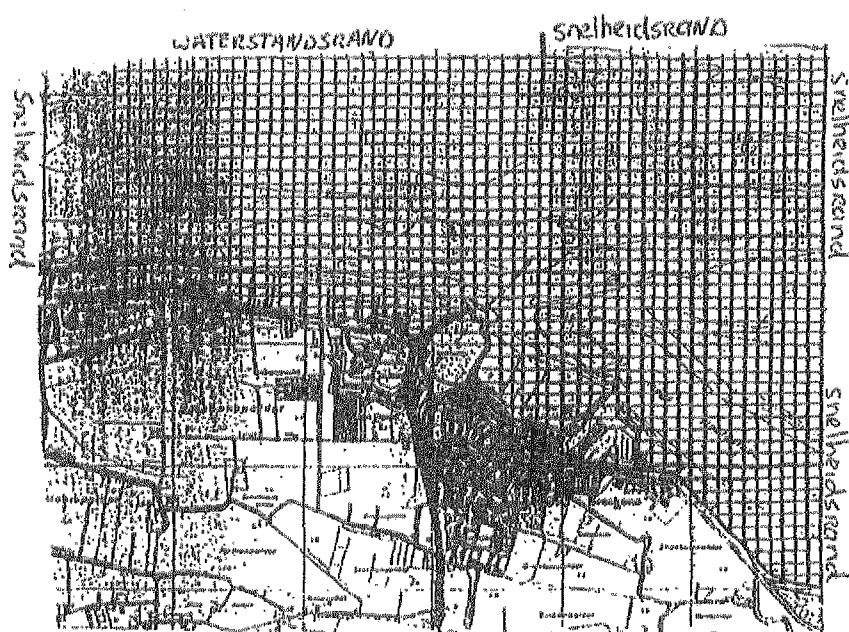
Om het model te calibreren wordt een raai onderzocht. Deze raai loopt van noord naar zuid en volgt de lijn van gelijke x-coördinaat in het grid. Figuur 3.3 geeft voor deze lijn de positie van de raai.



figuur 3.2a Model 2DH-havenslib, waarbij op het zuidelijk gedeelte van de oostelijke rand waterstanden zijn opgelegd, terwijl de overige randen snelheidsranden zijn.



figuur 3.2b Model 2DH-havenslib waarbij de noordelijke rand waterstandsrand is, terwijl de overige randen snelheidsranden zijn.



figuur 3.2c Model 2Dh-havenslib, waarbij het westelijk gedeelte van de noordelijke rand een waterstands is, terwijl de overige randen snelheidsranden zijn.

Zoals blijkt uit figuur D.1 van bijlage D ontstaat bij een viscositeit van $1,0 \text{ [m}^2/\text{s]}$ en een rekenstap van 3 [s] bij maximumvloed geen neer in de haven. Uit de metingen is echter gebleken dat bij maximumvloed wel een neer ontstaat (figuur E.2 van bijlage E). Om deze neer te krijgen is de viscositeit verder verlaagd tot $0,1 \text{ [m}^2/\text{s}]$. Bij deze viscositeit ontstaat er bij maximumvloed een duidelijke neer in de veerhaven (figuur D.2 van bijlage D). Verhogen van de viscositeit tot $0,2$ en $0,3 \text{ [m}^2/\text{s}]$ heeft weinig invloed (figuur D.3 en figuur D.4 van bijlage D). Het stromingsbeeld in de veerhaven van Breskens verandert slechts weinig. Indien de viscositeit in de orde van $0,1$ wordt gekozen, is het model weinig gevoelig voor deze parameter. Waarschijnlijk komt dit omdat zowel de numerieke dispersie als de fysische dispersie in de orde van $0,1 \text{ [m}^2/\text{s}]$ is. Om de numerieke dispersie te verkleinen, moet een fijner grid worden gekozen. Dit is echter niet mogelijk omdat dan de horizontale dimensies van het model vergelijkbaar worden met de verticale dimensies (diepte). Om een werkelijk fysisch model te ontwikkelen, moet worden overgegaan op een driedimensionaal model.

46

kleiner dan de snelheden evenwijdig aan de raai. Bij deze raai zijn de laatste snelheden kenmerkend voor de waterstroom ten gevolge van komberging.

Bij vloed ontstaat er volgens het model tijdens maximumstroom een dubbele neer. Eén neer draait in de havenmond, de andere draait binnenin de haven. De neer in de havenmond wordt aangedreven door de waterstroom in de geul en heeft een neersnelheid van 0,5 [m/s] tijdens maximumstroom. De neer binnenin de haven wordt aangedreven door de neer in de havenmond en heeft een neersnelheid van 0,1 [m/s] (figuur D.2 van bijlage D). Ook uit de meting blijkt dat bij vloed een dubbele neer ontstaat (figuur E.2). Uit figuur E.2 blijkt dat de waterstroom loodrecht op de hoofdraai eerst dezelfde richting heeft als de vloedstroom. Vervolgens loopt de snelheid terug naar 0 en draait daarna om totdat de stroomrichting tegenovergesteld is aan de vloedstroom. Daarna loopt de snelheid weer terug naar 0 en achterin de haven heeft de snelheid loodrecht op de raai weer dezelfde richting als de vloedstroom.

Omdat meer gedetailleerde uitwerkingen van de meting nog niet aanwezig waren, is het model niet verder afgeregeld. Niettemin zijn met het huidige model goede resultaten behaald. In het vervolg zal voor de tijdstap 3s worden genomen. Gedurende de calibratie is gebleken dat de snelheden berekend met een Chézy-waarde van 60 [$\text{m}^{0.5}/\text{s}$] nog aan de lage kant waren. Voor de waarde van het getal van Chézy wordt 70 [$\text{m}^{0.5}/\text{s}$] genomen. Voor de pseudo-viscositeit wordt een waarde van 0,1 [m^2/s] genomen.

3.5 Resultaten.

In figuur F.1 tot en met F.13 van bijlage F staat de ontwikkeling van het stromingsbeeld gedurende een getijperiode afgebeeld.

Figuur F.1 van bijlage F geeft het stromingsbeeld van de veerhaven van Breskens twee uur voordat de vloed maximaal is, weer. Op dit tijdstip heeft zich volgens het model reeds een dubbele neer ontwikkeld. In de havenmond draait een neer met een neersnelheid aan de rand van 0,4 [m/s] tot 0,5 [m/s]. In het centrum van de neer stroomt het water met een snelheid van 0,05 tot 0,1 [m/s]. Deze neer ontstaat doordat het water voor het westelijke havenhoofd wordt versneld en na dit havenhoofd weer vertraagd. Bij het westelijk havenhoofd ontstaat door deze versnelling een waterkuil.

De neer in de havenmond drijft een neer aan die binnenin de haven draait. Deze neer ontstaat op de manier zoals beschreven in hoofdstuk 1 en is de eigenlijke havenneer. Deze neer heeft aan de rand een snelheid van 0,1 tot 0,15 [m/s]. In het centrum heeft deze neer een snelheid van bijna 0,0 [m/s]. Dichtbij de havenoever is de snelheid weer veel kleiner dan aan de rand van de neer (de snelheid is hier bijna nul). Deze vertraging is het gevolg van de wrijving die de stroming van de rand ondervindt.

Het stromingsbeeld op één uur voor maximumvloed (figuur F.2 van bijlage F) laat nog steeds een dubbele neer zien. De snelheden in de neer in de havenmond zijn groter dan een uur eerder. Ook is de neer in de havenmond op dit tijdstip groter. De neer binnenin de haven is nu ook groter dan een uur eerder: de neer reikt verder in de haven. Dit heeft tot gevolg dat de rand van de neer zich dicht bij de havenwand bevindt. Omdat de oostelijke havenrand niet recht is, maar een bocht maakt richting de westelijke havenmond 'botst' de neer met deze rand waardoor de wrijving zeer groot wordt. Dit heeft tot gevolg dat de randstroom van de neer op de plaats waar de havenwand een bocht maakt, wordt onderbroken.

Bij maximumvloedstroom (figuur F.3) heeft zich een kleine, zeer snelroterende, neer in de havenmond ontwikkeld. Deze neer is eigenlijk een onderdeel van een grotere neer die is ontstaan ten oosten van de oostelijke havenmond. Binnen deze grote neer draaien verschillende subneeren en de neer in de havenmond is een zodanige subneer. De vorm van de neer binnenin de haven is weinig veranderd. Alleen de snelheid waarmee de neer draait is groter geworden.

Een uur na het maximum van de vloedstroom (figuur F.4) is de kentering reeds opgetreden in het ondiepe gedeelte van de geul dichtbij de oever. Op dit moment draait binnenin een neer met relatief grote stroomsnelheden. Deze neer is op dit moment afgesloten van de langsstroom: tussen de neer binnenin de haven en de langsstroom bevindt zich een gebied met zeer lage stroomsnelheden. Omdat energie door wrijving aan de wand verloren gaat, terwijl de neer afgesloten is van de energiebron, zal de neer door dissipatie uitdoven. Om de uitdooftijd te bepalen, wordt voor een oppervlak van 1m bij 1m de impulsbalans uitgerekend. De impulsbalans wordt bepaald door de verandering van snelheid in de tijd en de krachten. Voor een oppervlak van 1 m² leidt dat tot de volgende vergelijking:

$$\frac{dmv}{dt} = \tau \Rightarrow \rho a \frac{dv}{dt} = \tau \quad 3.23$$

De schuifspanning wordt gegeven door vergelijking 2.31. Invullen van deze uitdrukking voor de schuifspanning in vergelijking 3.21 levert de volgende vergelijking op:

$$\rho a \frac{dv}{dt} = \rho g a \frac{v^2}{C^2 a} \Rightarrow \frac{dv}{dt} = \frac{g v^2}{C^2 a} \quad 3.24$$

Oplossen van deze niet-lineaire differentiaalvergelijking levert een uitdrukking op die de snelheid als functie van de tijd geeft. Nulstellen van de afgeleide van deze functie voor t=0 levert de volgende karakteristieke uitdooftijd op:

$$T_u = \frac{C^2 a}{g v} \quad 3.25$$

waarin:

$$T_u = \text{karakteristieke uitdooftijd [s].}$$

Met een waterdiepte van ongeveer 9 [m], een neersnelheid van 0,25 [m/s] en een Chézy-waarde van 70 [m^{0.5}/s] is de tijdsduur van uitdoving ongeveer gelijk aan:

$$t = \frac{70^2 \cdot 9,0}{9,812 \cdot 0,25} = 5 \text{ [uur]} \quad 3.26$$

Twee uur nadat de vloedstroom maximaal is (figuur F.5), is de ebstroom bepalend voor de stroming in het estuarium. In de haven ijlt de neer die zich uitspreidt in de gehele haven nog na. Slechts aan de zuidelijke havenwand remt de wand de stroming duidelijk af. Met eb ontstaat geen aparte neer in de monding van de haven.

Figuur F.6 laat het stromingbeeld zien indien de ebstroom maximaal is. In de haven heeft zich nu een neer ontwikkeld die draait met snelheden van ongeveer 0,1 [m/s] aan de rand. In het centrum van deze neer is de snelheid lager. Opvallend is dat terwijl de langsstroom maximaal is, de neer langzamer draait dan een uur eerder. Misschien is het na-ijlen van de neer afgelopen en is de neer zoals die nu is ontstaan de zwakkere ebneer.

De volgende figuren (figuur F.8 tot en met figuur F.10) laten zien dat gedurende de eb de ebstroom steeds zwakker wordt. Dit heeft tot gevolg dat de snelheid van de neer binnenin de haven steeds kleiner wordt totdat een uur voor stroomkentering de neer draait met zeer kleine snelheden.

Figuur F.11 geeft het stromingsbeeld op een uur na stroomkentering. Op dit tijdstip bevindt zich een neer in de noordelijk deel van de havenmond, dichtbij de havenmond. De vloedstroom is nog niet krachtig genoeg om een dubbele neer te veroorzaken.

Twee uur na stroomkentering (figuur F.12 van bijlage F) heeft de dubbele neer zich ontwikkeld. De neer binnenin de haven heeft echter nog slechts nog een beperkte omvang: zij reikt tot ongeveer de helft van de haven.

In de loop van de vloed (figuur F.13) wordt de neer binnenin de haven steeds groter.

3.6 Discussie.

Indien wordt gekeken naar het stromingsbeeld worden met het model goede resultaten bereikt. Wanneer de vloed en de eb maximaal zijn, komen de modelresultaten overeen met de meetresultaten. Dit geldt echter niet voor de waarden voor de snelheden. De draaisnelheden van de neren, worden door het model onderschat. Verhogen van de Chézy-waarde in de haven, heeft slechts een beperkte invloed.

Eén van de opvallendste kenmerken van de stroming in de veerhaven van Breskens treedt op met ebkentering, de kentering van vloed naar eb. Terwijl buiten de haven de stroming tot nul afneemt, draait de neer binnenin de veerhaven nog op volle toeren. Deze neer fungeert nu zelf als langsstroom en drijft een neer in de havenmond aan. Een uur na kentering is deze neer nog steeds aanwezig. Twee uur na kentering als de ebstroom in de Westerschelde maximaal is, is deze neer afgenomen.

Tijdens eb draait een neer die gedurende de eb steeds zwakker wordt. Het is niet duidelijk hoe deze neer ontstaat.

Een eerste mogelijkheid is dat de vloedneer gedurende de gehele eb na-ijlt. Gezien de karakteristieke uitdooftijd van de neer is dat goed mogelijk. Een tweede mogelijkheid is dat gedurende de eb een zwakkere ebneer ontstaat. Een derde mogelijkheid is dat de neer zowel door na-ijling als door de ebstroom wordt aangedreven.

Met het huidige model is niet na te gaan welke van de drie mogelijkheden de fysica van de veerhaven het best beschrijft. Om dit te onderzoeken moet een ander model worden ontwikkeld. Dit model genereert slechts een vloedstroom, waarna de randvoorwaarden gedurende de eb op 0 worden gesteld.

3.7 Conclusie.

Het blijkt dat de waterstromig in een getijhaven kan worden gemodelleerd met behulp van een numeriek model dat oplossingen van de tweedimensionale ondiepwatervergelijkingen genereert. Om een volledig fysisch model te bouwen, moet vanwege de numerieke dispersie worden overgegaan op een driedimensionaal model.

Met vloed ontstaat een dubbele neer. Eén neer draait in de havenmond met relatief hoge stroomsnelheden. Deze neer drijft een tweede neer aan die zich binnenin de haven bevindt. De laatstgenoemde neer draait met relatief lage snelheden.

Met ebkentering ijlt de neer die zich met vloed binnenin de haven bevond, nog na. Deze neer drijft zelf weer een neer aan die draait met relatief lage stroomsnelheden in de mond van de haven.

Met eb ontstaat een enkele neer binnenin de haven. Deze neer draait met relatief lage stroomsnelheden. Het is in dit stadium nog niet geheel duidelijk welk proces deze neer aandrijft.

4. Sediment- en slibhuishouding van de veerhaven van Breskens.

4.1 Inleiding.

In hoofdstuk 3 is een model ontwikkeld voor de waterbeweging in de veerhaven van Breskens. De ontwikkeling van dit model is de eerste stap in de ontwikkeling van een model dat de fractieverdeling van slib in getijhavens beschrijft.

Dit hoofdstuk heeft twee doelen. Het eerste doel is om een aanzet te geven tot een model dat de beweging van sediment koppelt aan de waterbeweging. Het tweede doel is om op basis van het in hoofdstuk 3 berekende snelheidsveld een kwalitatieve analyse te geven van het erosie- en sedimentatiepatroon in en om de veerhaven van Breskens.

Om een model voor het slibtransport te ontwikkelen moeten eerst de processen die het transport van slib en sediment beïnvloeden, worden beschreven en gekwantificeerd (paragraaf 4.2).

In paragraaf 4.3 wordt een opzet van een model gegeven. Met name wordt ingegaan op de verschillende modelparameters.

De transporten van slib en sediment zijn gemeten. Paragraaf 4.4 geeft een beschrijving van de meting. In het kader van dit onderzoek was het nog niet mogelijk om resultaten van deze meting te presenteren en te analyseren.

Paragraaf 4.5 bevat de kwalitatieve analyse van het erosie- en sedimentatiepatroon in en om de veerhaven van Breskens.

Paragraaf 4.6 omvat de conclusie in de vorm van een beschrijving van het sedimentatie- en erosiepatroon van de veerhaven van Breskens.

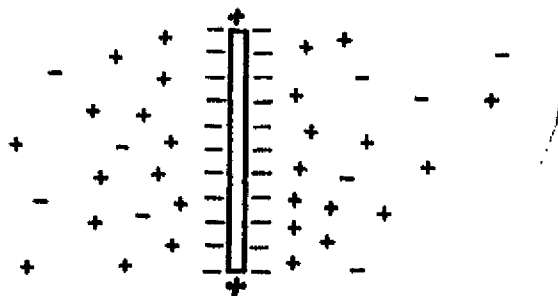
4.2 Afleiding van de behoudswet van sediment.

Om de slib- en sedimenthuishouding te modelleren moet onderscheid worden gemaakt tussen twee soorten sediment (Van Leussen, 1994):

1. niet-cohesief sediment,
2. cohesief sediment.

ad.1 De eerste soort bestaat uit het relatief grof materiaal zoals grind en grof zand. Het materiaal is niet cohesief omdat deze deeltjes geen reagerende oppervlakken hebben. Tussen de deeltjes treedt geen reactie op.

ad.2 De tweede soort bestaat uit relatief fijn materiaal zoals fijn silt en klei. In figuur 4.1 staat een schematisatie van een kleideeltje afgebeeld. Uit deze figuur blijkt dat een kleideeltje een negatief geladen zijde en een positief geladen zijde heeft. Indien twee kleideeltjes met elkaar botsen, kunnen de twee deeltjes aan elkaar plakken. Er ontstaat een nieuw groter deeltje die op zijn beurt weer groter kan worden. Het proces dat steeds grotere deeltjes ontstaan heet flocculatie. Het omgekeerde proces is ook mogelijk. Indien de krachten waaraan de deeltjes blootstaan te groot worden, kunnen de grotere deeltjes uiteenvallen in kleinere deeltjes. Dit proces heet deflocculatie (Van Leussen, 1994).



figuur 4.1 Schets van een actief kleideeltje en zijn reacties (Van Leussen, 1994).

Vanwege de tijd wordt in dit onderzoek slechts de laatstgenoemde soort deeltjes behandeld. De reden hiervoor is dat voor deze deeltjes vanwege hun reactieve oppervlak de vervuilingsproblematiek het grootst is. In het vervolg zal voor deze soort sedimentdeeltjes de term slib worden gebruikt.

De beweging van slibdeeltjes in een vloeistof kan worden opgevat als een stroming van twee fasen: de waterfase en de fase van de slibdeeltjes (Uittenbogaard et al., 1996). Zowel voor de waterfase als voor de slibdeeltjes moet een massabalans en een impulsbalans worden opgesteld. Deze vergelijkingen bevatten niet alleen termen voor respectievelijk de waterfase en de slibfase afzonderlijk, maar ook termen die de interactie aangeven tussen de waterfase en de slibfase. Het oplossen van deze vergelijkingen is vrij ingewikkeld en valt buiten dit onderzoek.

De beweging van de slibdeeltjes is sterk afhankelijk van de stroming in de waterfase: horizontale snelheden van de slibdeeltjes zijn gelijk aan de horizontale snelheid van het water. Het water fungeert als drager van het sediment. In dit geval is een benadering mogelijk waarbij de massabalans van het slib opgesteld wordt met behulp van een controlevolume behorend bij de waterfase. Het slib wordt bij deze benadering beschouwd als gesuspendeerd in het water. De stroming van sediment en water wordt dan opgevat als quasi-éénfasestroming. Het is geen echte éénfasestroming omdat vanwege hun grotere dichtheid de slibdeeltjes sneller dan de waterdeeltjes naar de bodem bewegen: de slibdeeltjes vallen onder invloed van een valsnelheid naar de bodem. Deze verticale valsnelheid impliceert dat de slibconcentratie niet homogeen is over de vertikaal, maar naar beneden toe groter wordt.

Voor een driedimensionaal controlevolume (figuur 2.1) wordt de behoudswet voor de slibfracties (Van Leussen, 1994):

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + v_x \frac{\partial C_i}{\partial x} + v_y \frac{\partial C_i}{\partial y} + v_z \frac{\partial C_i}{\partial z} - \frac{\partial w_{si} C_i}{\partial z} - \nabla \cdot \epsilon \nabla C_i = S_i + P_i - B_i \quad 4.1$$

waarin:

- C_i = concentratie van slibfractieklasse i [kg/m^3],
- w_{si} = gemiddelde valsnelheid van slibfractieklasse i [m/s],
- ϵ = turbulente diffusiecoëfficiënt [m^2s^{-1}],
- P_i = productie ten gevolge van flocculatie [$\text{kg/m}^3\text{s}$],
- B_i = verlies ten gevolge van deflocculatie [$\text{kg/m}^3\text{s}$],
- S_i = overige bron- en verliestermen [$\text{kg/m}^3\text{s}$].

In deze vergelijking komt een bronterm ten gevolge van flocculatie en deflocculatie voor. Indien gesommeerd wordt over alle fracties, moet deze som uiteraard gelijk aan nul worden:

$$\sum_{i=1}^n (P_i - B_i) = 0 \quad 4.2$$

waarin:

- n = aantal slibfractieklassen.

In hoofdstuk 3 is de waterstroming tweedimensionaal gemodelleerd. Om de tweedimensionale slibbalans te verkrijgen, wordt vergelijking 3.1 gemiddeld over de diepte. De processen die spelen in de vertikaal zullen dan niet in de berekening worden meegenomen. De volgende termen zullen dan verdwijnen:

1. de verticale advectieterm,
2. de valsnelheid,
3. flocculatieterm,
4. deflocculatieterm.

De tweedimensionale slibbalans wordt dan:

$$\frac{\partial aC_i}{\partial t} + u \frac{\partial aC_i}{\partial x} + v \frac{\partial aC_i}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_x \frac{\partial aC_i}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon_y \frac{\partial aC_i}{\partial y} \right) - \left(\epsilon_z \frac{\partial C_i}{\partial z} \right)_{z=0} = S_i \quad 4.3$$

De laatste term in het linkerlid van deze vergelijking is een term die de interactie beschrijft tussen het sediment dat in het water gesuspendeerd is, en de bodem.

Deze vergelijking die de advectie-diffusievergelijking wordt genoemd, wordt opgelost in het model WAQUA.

4.3 Opzet van een model.

Aangezien de (partiële) differentiaalvergelijking die de concentratie van het sediment beschrijft afhangt van twee ruimtelijke coördinaten, is het niet mogelijk om een analytische oplossing voor de advection-diffusievergelijking te vinden. Om deze vergelijking op te lossen zijn er verschillende methoden. Een eerste methode is om de eindige-differentiemethode te gebruiken. Een tweede mogelijkheid is om de vergelijkingen op te lossen met behulp van de methode van de momenten (MOM). De laatstgenoemde methode wordt besproken door De Kok (1994).

Om de vergelijkingen te kunnen oplossen, moeten uitdrukkingen worden gevonden voor de bronterm en de turbulente diffusie-term. Uit eerder onderzoek met behulp van het model Scaldis100 is gebleken dat deze waarde voor een grid met een celgrootte van 20 [m] ongeveer 50 [m²/s] bedraagt (Mulder, 1995).

Het model heeft vier randen:

1. westrand,
2. noordrand,
3. ooststrand,
4. bodem.

Op de westrand, noordrand en de ooststrand moeten randvoorwaarden worden opgelegd. Deze randvoorwaarden kunnen worden verkregen door metingen te gebruiken. Ten westen en ten oosten van de veerhaven van Breskens bevinden zich meetraaien. De noordrand is minder van belang omdat vanwege de zeer lage snelheden loodrecht op deze rand er bijna geen transport over deze rand plaatsvindt.

In vergelijking 4.3 is de laatste term in het linkerlid een term voor de verticale beweging van slib aan de bodem door turbulente diffusie. De bodem fungeert als bron of put van slib. De bodem is een put als slib op de bodem neerslaat (sedimentatie), terwijl de bodem een bron is indien slib dat op de bodem ligt in suspensie gaat (erosie):

$$S_1 - \left(\epsilon_z \frac{\partial C_1}{\partial z} \right)_{z0} = \Phi_{\text{erosie}} - \Phi_{\text{sedimentatie}} \quad 4.4$$

waarin:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{erosie}} &= \text{erosieflux [kg/m}^2\text{s]}, \\ \Phi_{\text{sedimentatie}} &= \text{sedimentatieflux [kg/m}^2\text{s]}. \end{aligned}$$

Het sedimentatieproces wordt gemodelleerd door middel van de vergelijking van Partheniades (1965):

$$\Phi_{\text{sedimentatie}} = w_s C_1 \left(1 - \left(\frac{v_{\text{totaal}}}{v_{\text{cr,s}}} \right)^2 \right) \quad \text{voor } 0 < v_{\text{totaal}} < v_{\text{cr,s}}$$

4.5

$$\Phi_{\text{sedimentatie}} = 0 \quad \text{voor } v_{\text{totaal}} > v_{\text{cr,s}}$$

waarin:

$$w_s = \text{valsnelheid voor sedimentatie,}$$

$$v_{\text{totaal}} = \text{totale snelheid} = \sqrt{u^2 + v^2} \quad [\text{m/s}],$$

$$v_{\text{cr,s}} = \text{kritische snelheid voor sedimentatie [m/s].}$$

Het erosieproces wordt gemodelleerd met behulp van de vergelijking van Krone (1962):

$$\Phi_{\text{erosie}} = M \cdot \left[\left(\frac{v_{\text{totaal}}}{v_{\text{cr,e}}} \right)^2 - 1 \right] \quad \text{voor } v_{\text{totaal}} > v_{\text{cr,e}}$$

4.6

$$\Phi_{\text{erosie}} = 0 \quad \text{voor } 0 < v_{\text{totaal}} < v_{\text{cr,e}}$$

waarin:

$$M = \text{erosiesnelheid [kg/m}^2\text{s]},$$

$$v_{\text{cr,e}} = \text{kritische snelheid voor erosie [m/s].}$$

Om de slibbalans voor een rooster cel te kunnen berekenen, moeten waarden voor w_s , $v_{\text{cr,s}}$, M en $v_{\text{cr,e}}$ bekend zijn. De waarden van de parameters die in het model gebruikt zijn, zijn aangegeven in tabel 1. Deze waarden zijn gebaseerd op waarden die door middel van metingen zijn bepaald (Mulder, 1995):

Tabel 1 Modelparameters van het slibmodel.

modelparameter	waarde
w_s	$5,79 \cdot 10^{-6}$ [m/s]
$v_{cr,s}$	0,194 [m/s]
$v_{cr,e}$	0,275 [m/s]
M	$5,79 \cdot 10^{-6}$ [kg/m ² s]

Indien de modelparameters bekend zijn, kan de concentratieverdeling worden berekend.

4.4 Opzet van de slibmeting

De sedimentmetingen werden tegelijkertijd met de snelheidsmetingen uitgevoerd. Er werd met vier schepen gemeten:

1. drie schepen in de mond van de haven,
2. één schip in de Westerschelde.

ad. 1 Deze schepen ondervonden veel hinder van de veerboten. In de avond maten de schepen gedurende een bepaalde tijd, waarna ze de meting tijdelijk stopzetten en wegvoeren. Nadat de veerboten weer waren vertrokken, kwamen de meetschepen terug. Nadat de laatste veerboot vertrokken was, konden deze schepen blijven liggen. De coördinaat van het eerste schip dat aan de westelijke kant van de havenmonding lag, was in rijksdriehoeksmeting (nulpunt Parijs).

$$\begin{aligned}x_1 &= 27320,000 \text{ m} \\y_1 &= 381240,000 \text{ m}\end{aligned}$$

De coördinaat van het tweede schip dat in het centrum van de havenmond lag, was:

$$\begin{aligned}x_2 &= 27360,000 \text{ m} \\y_2 &= 381180,000 \text{ m}\end{aligned}$$

De coördinaat van het derde schip dat aan de oostelijke kant van de havenmond lag, was:

$$\begin{aligned}x_3 &= 27380,000 \text{ m} \\y_3 &= 381140,000 \text{ m}\end{aligned}$$

Het vierde schip bevond zich buiten de havenmond. Bij eb bevond dit schip zich aan de oostelijke zijde van de havenmond, aangezien met eb het water uit het oosten komt. De coördinaten van dit schip met eb waren:

$$\begin{aligned}x_4 &= 28000,000 \text{ m} \\y_4 &= 381160,000 \text{ m}\end{aligned}$$

Tijdens getijkentering was er zeer weinig transport van sediment. Gedurende kentering verplaatste het schip zich van zijn positie aan de oostelijke kant van de haven naar zijn positie aan de westelijke kant van de haven. Aan de westelijke kant van de haven deed het schip de vloedmetingen. Met vloed komt het water uit westelijke richting. De positie met vloed was:

$$x_5 = 26000,000 \text{ m}$$

$$y_5 = 382000,000 \text{ m}$$

Een kaart met daarin de posities van de verschillende schepen is gegeven in figuur G.1 van bijlage G.

Deze schepen maten verschillende parameters:

1. de waterstand,
2. de sedimentconcentratie in de vertikaal,
3. het transport van sediment over de bodem (zandtransportmeting).

4.5 Resultaten van de modelberekening.

Uit vergelijking 4.5 en vergelijking 4.6 blijkt dat er drie mogelijkheden zijn:

1. erosie als $v_{\text{totaal}} > v_{\text{cr,e}}$,
2. geen erosie en geen sedimentatie als $v_{\text{cr,s}} < v_{\text{totaal}} < v_{\text{cr,e}}$,
3. sedimentatie als $v_{\text{totaal}} < v_{\text{cr,s}}$.

Op basis van het snelheidsveld zoals aangegeven in figuur F.1 tot en met F.13 kan worden bepaald waar in het estuarium erosie optreedt en waar sedimentatie optreedt. Over de hoeveelheden slib die neerslaan kan in dit stadium nog niet veel worden gezegd. Hiervoor moet eerst meer bekend zijn over de valsnelheid van het slib. Ook is deze verhandeling geen aandacht voor de effecten van de schroef van de veerboot.

Twee uur voor maximumvloed (figuur F.1) draait er een neer in de monding van de haven. Aan de rand van deze neer, waar de snelheden het hoogst zijn, treedt geen erosie en geen sedimentatie op. In het centrum van de neer zijn de snelheden lager zodat het slib daar zal neerslaan. De neer binnenin de haven draait met lage snelheden. Afhankelijk van de valsnelheid zal een grote hoeveelheid van het slib binnenin de haven neerslaan. Omdat aan de rand van de neer dichtbij de mond van de haven de snelheden al relatief klein zijn, is het te verwachten dat het meeste slib daar al is neergeslagen. Binnenin de haven zal dan nog maar weinig slib neerslaan.

Eén uur voor maximumvloed (figuur F.2) is de situatie vergelijkbaar met de situatie een uur eerder. In het centrum van de neer in de monding van de haven en in de neer binnenin de haven slaat het slib neer, terwijl op de overige plaatsen in de buurt van de haven geen sedimentatie en geen erosie optreedt.

Bij maximumvloed (figuur F.3) draait de neer in de monding van de haven met een relatief grote snelheid. Over een groot gedeelte van het oppervlak van deze neer vindt erosie plaats. Alleen in het centrum van de neer treedt noch erosie noch sedimentatie op. Bij maximumvloed treedt aan de rand van de neer binnenin de haven erosie op. In het centrum van de neer zijn de snelheden relatief laag, zodat het slib daar neerslaat.

Eén uur na maximumvloed (figuur F.4) draait er alleen een neer binnenin de haven. Omdat deze neer relatief hoge randsnelheden heeft en bovendien afgesloten is van de langsstroom, vindt op dit tijdstip een herverdeling van slib binnenin de haven plaats. Slib wordt dichtbij de monding en aan de rand van de neer geërodeerd, waarna het na transport binnenin en achter in de haven neerslaat.

Twee uur na maximumvloed, bij ebkentering (figuur F.5) draait een neer met relatief lage snelheden. Alle slib dat op dit tijdstip nog in het water aanwezig is, zal neerslaan in de haven.

Gedurende de ebperiode (figuur F.6 tot en met F.10) treedt in de gehele haven sedimentatie op: de neer draait met snelheden die lager zijn dan de kritische snelheid voor sedimentatie. Gedurende de ebperiode is het eveneens te verwachten dat het meeste slib dichtbij de monding van de veerhaven neerslaat.

Gedurende de ebperiode zijn de snelheden in de monding kleiner dan de kritische snelheid voor erosie. Het slib dat gedurende de vloedperiode in het centrum van de neer in de monding is neergeslagen, zal dus gedurende de ebperiode niet worden geërodeerd.

In de eerste uren van de vloedperiode (figuur F.11 tot en met F.13) draait dichtbij de monding van de veerhaven een neer met relatief grote snelheden. Slib dat in de monding van de neer is neergeslagen en niet door een laag zand is bedekt, zal na te zijn geërodeerd met de ingaande stroom de haven worden ingebracht. Binnenin de haven zal het getransporteerde slib neerslaan.

4.6 Conclusie.

De veerhaven van Breskens is een duidelijke sedimentvang. Slib dat via de ebstroom en de vloedstroom de haven binnendringt zal in de haven neerslaan.

In de monding van de haven zal een zeer lokaal sedimentatiegebied ontstaan. Met vloed draait in de monding van de veerhaven één neer en er slaat slib neer in het centrum van deze neer. Met eb ontstaat geen neer in de monding van de haven, maar de snelheden in de monding van de haven zijn te klein om het gesedimenteerde slib te eroderen.

Gedurende een groot deel van de eb en de vloed slaat binnenin de haven het slib neer dichtbij de monding. Het slib komt via de neer in de monding van de haven (vloed) of via de langsstroom de haven (eb) de haven in en slaat vanwege de lage snelheden vrijwel meteen neer.

Rond hoogwaterkentering vindt de herverdeling van het slib plaats. De snelheden aan de rand van de haven zijn rond hoogwaterkentering relatief groot, terwijl de snelheden binnenin de haven relatief klein zijn. Slib dat niet door een laag zand bedekt is, erodeert in de monding van de haven en slaat neer binnenin de haven.

In vervolgonderzoeken moet de kwalitatieve analyse die in dit verslag is gegeven worden gekwantificeerd. Op basis van de in de paragrafen 4.2 en 4.3 gegeven theorie moet een slibmodel worden gebouwd. Dit slibmodel kan worden gekoppeld met een waterstromingsmodel.

5 Conclusie

5.1 Conclusie omtrent de waterbeweging.

De stroming in de veerhaven van Breskens kan goed worden gemodelleerd met behulp van een tweedimensionaal stromingsmodel. In dit onderzoek is de stroming gemodelleerd met behulp van het model 2DH-havenslib. Dit model is gebouwd met het modelleringspakket WAQUA.

Met een pseudo-viscositeit van $0,1 \text{ [m}^2/\text{s]}$, een getal van Chézy van $70 \text{ [m}^{0,5}/\text{s]}$ en een tijdstap van 3 [s] worden resultaten verkregen die overeenstemmen met de werkelijkheid.

Met vloed ontstaat een dubbele neer in de veerhaven van Breskens. Eén neer draait in de havenmond met een neersnelheid van $0,2$ tot $0,3 \text{ [m/s]}$. De neer in de havenmond drijft een andere neer aan die zich binnenin de haven bevindt. De laatstgenoemde neer draait met een neersnelheid van $0,1$ tot $0,15 \text{ [m/s]}$.

Bij ebkentering bevindt zich een neer binnenin de haven. Deze neer is afgesloten van de langsstroon en draait op eigen kracht. Deze neer is met vloed binnenin de haven ontstaan en ijlt nog na. Na ongeveer vijf uur is deze neer uitgedoofd.

Tijdens eb ontstaat een enkele neer in de veerhaven van Breskens. Deze neer draait met relatief lage snelheden. Met het huidige model is niet na te gaan welk proces deze neer veroorzaakt.

Bij vloedkentering dringt het water, door middel van neer die zich steeds verder uitbreidt over de veerhaven van Breskens, binnen in de haven. Na ongeveer drie uur na hoogwaterkentering heeft de dubbele neer zich weer ontwikkeld.

5.2 Conclusie omtrent het sedimentatie- en erosiepatroon.

In het centrum van de neer die met vloed ontstaat in de havenmond vindt sedimentatie van slib plaats.

Aan de rand van deze neer treedt noch erosie van slib noch sedimentatie van slib op.

Afhankelijk van de valsnelheid zal een groot deel van het slib dat gedurende de ebkentering in de haven aanwezig is, neerslaan.

Gedurende de eb en de vloed slaat slib neer dichtbij de monding van de veerhaven. Gedurende hoogwaterkentering wordt dit slib in zoverre dat het niet bedekt is onder een laag zand, herverdeeld over de haven.

Literatuurlijst

- Booy, R. 1985. Meting van uitwisselingen tussen rivier en haven. Delft, rapport 9-86 van de Faculteit der Civiele Techniek van de Technische Universiteit Delft.
- Dekker, L. Lievense, P. en K. van der Male. 1994. Calibratie en verificatie Scaldis100. Middelburg, Werkdocument RIKZ/AB-94.839x van het Rijksinstituut voor Kust en Zee.
- Dronkers, J.J. 1964. Tidal computations in rivers and coastal waters. Amsterdam, North-Holland Publishing Company.
- Gee, M. de. 1991. Numerieke Wiskunde. derde druk. Wageningen, Vakgroep wiskunde van de Landbouwwuniversiteit Wageningen.
- Glaser, W. en J. van Nes, 1995. Sedimentatie in de toegangsgeulen van de zeesluizen in de Antwerpse havens. Middelburg, Rijksinstituut voor Kust en Zee/Landbouwwuniversiteit Wageningen.
- Hinze, J.O. 1959. Turbulence. New York, McGraw-Hill Book company.
- Kok, J.M. de. 1990. Numerical modeling of transport processes in coastal waters. Utrecht, Faculteit Natuur- en Sterrenkunde van de universiteit Utrecht.
- Krone, R.B. 1962. Flume studies of the transport of sediment in estuarine shoaling processes. Berkeley, Hydr. and San. Eng. Res. Lab. of the University of California at Berkeley.
- Lamb, H. 1932. Hydrodynamics. New York, Cambridge University Press.
- Langendoen, E.J. 1990. Laboratory observations of the velocity field in the entrance of a tidal harbor and the exchange of heat between harbor and river. Delft, report no. 5-90 of the Department of Civil Engineering of Delft University of Technology.
- Leussen, W. van. 1994. Estuarine macroflocs and their role in the fine-grained sediment transport. Utrecht, PhD thesis University of Utrecht.
- Mitchell, R. en D.F. Griffiths. 1980. The Finite Difference Method in Partial Difference equations. New York, John Wiley & sons.
- Mulder, H.P.J. 1995. Analyse 13-uurs-verticaalmeting in de Westerschelde t.b.v. slibtransportmodellering. Den Haag, RIKZ/OS-95.615x.
- Partheniades, E. 1965. Erosion and deposition of cohesive soils. J. Hydr. div., Proc Soc. Civ. Engrs. 91, 105-138
- Prandtl, L. en O. Tietjens. 1934. Fundamentals of Hydro- and Aeromechanics. vol 2. New York, McGraw-Hill Book company.
- Rijn, L.C. van. 1990. Principles of fluid flow and surface waves in rivers, estuaries, seas and oceans. Amsterdam, Aqua publications.
- Reus, J.H. de. Vellinga, T. Dollee, A.W en H.C. Slagmolen. 1983. Minimaliseren kosten

onderhoudsbaggerwerk. Rotterdam, Gemeentelijk havenbedrijf Rotterdam.

Reynolds, O. 1895. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. Scientific Papers Vol. II, 535-577.

Ras, M.A.M. de. en G.S. Stelling. 1984. WAQUA, een simulatiepakket voor tweedimensionale waterbeweging en waterkwaliteit. Divisie 4, 2-19.

G.S. Stelling. 1984. On the construction of computational methods for shallow water for problems. Den Haag, Rijkswaterstaat communications 35.

Uittenbogaard, R.E. Winterwerp, J.C. Kester, J.A.Th.M. van. en H. Leepel. 1996. 3D Cohesive Sediment Transport Part 1: text. Delft, Delft hydraulics.

Verspuy, C. en M. de Vries. 1985. Lange golven I. Delft, Afdeling der Civiele Techniek van de Technische Universiteit Delft.

Tennekes, H. en J.L. Lumley. 1972. A first course in turbulence. Cambridge, MIT press.

Verhagen, H.J. en J. Butter. 1985. De werking van strandhoofden langs de Zeeuwschvlaamse kust. Middelburg, nota wwz-85.v016 van de dienst getijdewateren van Rijkswaterstaat.

Samenvatting

Getijhavens liggen aan estuaria en worden voor een groot deel beïnvloed door het getij. Afhankelijk van het getij vindt wateruitwisseling plaats tussen de haven en het estuarium. Met vloed dringt water de haven binnen, terwijl met eb het water de haven weer verlaat. De uitwisseling van water tussen getijhaven en getijrivier geschiedt door de volgende processen:

1. komberging,
2. neerstroming.

Getijhavens zijn natuurlijke slibvangen: het water in een haven stroomt veel langzamer zodat het sediment dat met het water de haven binnenkomt, bezinkt. Het baggeren en het opslaan van het vervuilde slib kost veel geld. Er zijn twee mogelijkheden om deze kosten te beperken:

1. ontwerptimalisatie, waarbij havens zodanig worden aangelegd dat zo weinig mogelijk slib de haven binnekomt.
2. onderhoudsoptimalisatie, waarbij de meest vervuilde fijne, fractie gescheiden wordt gebaggerd van de relatief schone, grove fractie.

Het eerste doel van dit onderzoek is om een aanzet te geven tot de ontwikkeling van een model waarmee de fractiescheiding in getijhavens kan worden gesimuleerd. Hiertoe wordt voor de veerhaven van Breskens een waterstromingsmodel ontwikkeld. In vervolgonderzoeken kan dit model worden gekoppeld met een slibmodel. In dit slibmodel zou onderscheid kunnen worden gemaakt tussen de verschillende fracties. Het tweede doel is om basis van de berekende snelheidsvelden een kwalitatieve analyse te geven van de slibhuishouding van een getijhaven.

In de veerhaven van Breskens vindt het grootste deel van de uitwisseling van water plaats via neerstroming, ongeveer 90 % van het totale volume dat gedurende een getijperiode wordt uitgewisseld.

Het stromingsmodel wordt gebouwd met behulp van het pakket WAQUA van Rijkswaterstaat. De stroming wordt gemodelleerd door met behulp van numeriek-wiskundige technieken oplossingen te zoeken van de ondiepwatervergelijkingen. De gebruikte numeriek-wiskundige techniek is de eindige-differentiemethode, omdat de ontwikkelaars van WAQUA met deze methode de meeste ervaring hadden.

Een slibmodel kan worden ontwikkeld op basis van de tweedimensionale advection-diffusievergelijking voor het slib. Als randvoorwaarden aan de bodem kunnen de erosieformules van Krone (1962) en de sedimentatieformule van Partheniades (1965) worden gebruikt.

De kwalitatieve analyse is gebaseerd op de kritische snelheden voor erosie en kritische snelheden voor sedimentatie.

Met een pseudo-viscositeit van $0,1 \text{ [m}^2/\text{s]}$, een getal van Chézy van $70 \text{ [m}^{0,5}/\text{s]}$ en een tijdstap van 3 [s] worden resultaten verkregen die overeenstemmen met de werkelijkheid.

Met vloed ontstaat een dubbele neer in de veerhaven van Breskens. Eén neer draait in de havenmond met een neersnelheid van $0,2$ tot $0,3 \text{ [m/s]}$. De neer in de havenmond drijft een

andere neer aan die zich binnenin de haven bevindt. De laatstgenoemde neer draait met een neersnelheid van 0,1 tot 0,15 [m/s].

Bij ebkentering bevindt zich een neer binnenin de haven. Deze neer is afgesloten van de langsstroon en draait op eigen kracht: de neer die met vloed binnenin de haven was, ijlt nog na. Na ongeveer vijf uur is deze neer uitgedoofd.

Met eb ontstaat een enkele neer in de veerhaven van Breskens. Deze neer draait met relatief lage snelheden.

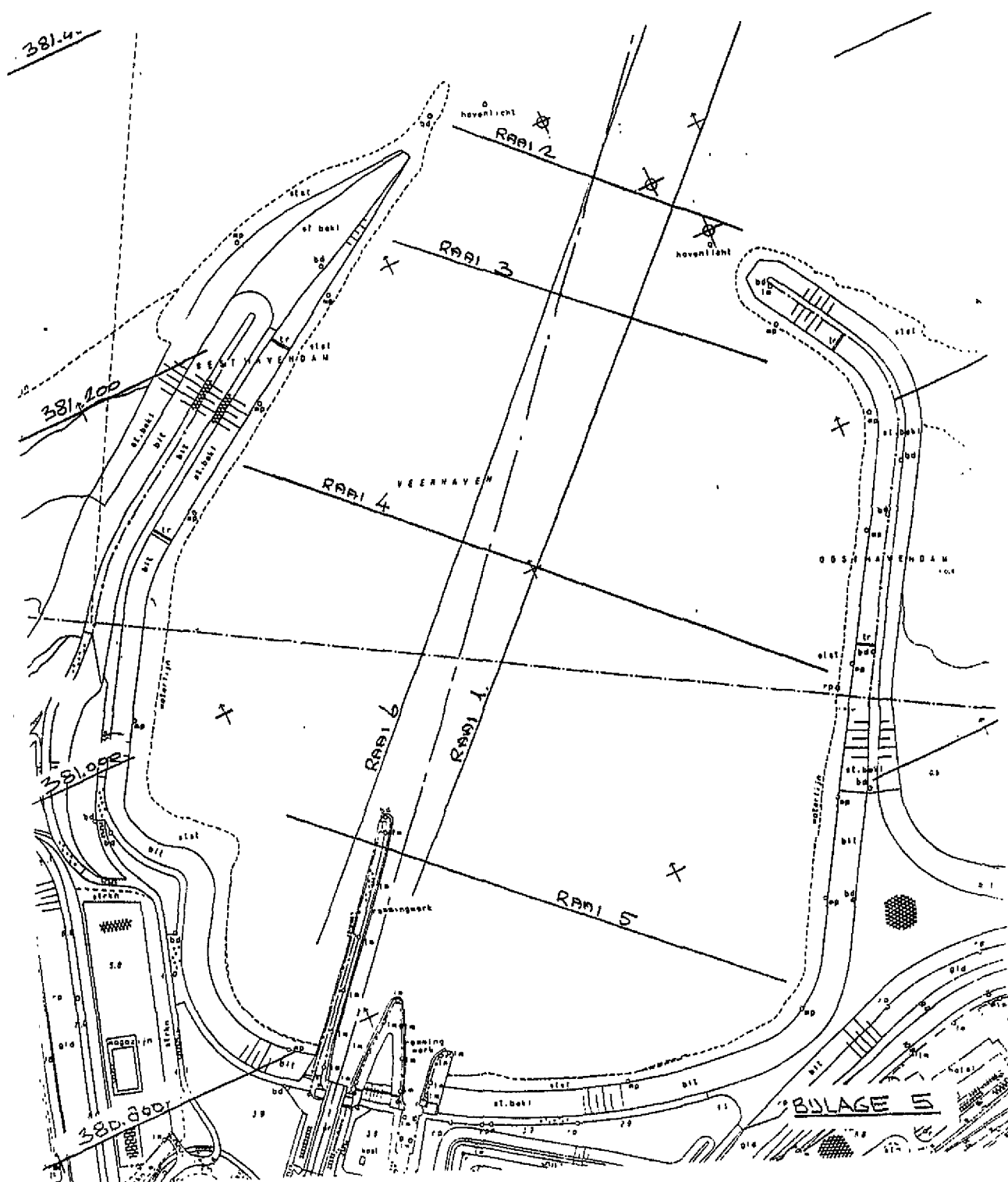
Bij vloedkentering dringt het water, door middel van neer die zich steeds verder uitbreidt over de veerhaven van Breskens, binnen in de haven. Ongeveer drie uur na hoogwaterkentering heeft de dubbele neer zich weer ontwikkeld.

Aan de rand van de neer die zich met vloed in de havenmond bevindt, treedt noch erosie van slib noch sedimentatie van slib op. In het centrum van deze neer vindt sedimentatie van slib plaats.

Bij ebkentering slaat afhankelijk van de valsnelheid van het slib een groot gedeelte van het slib vanwege de lage snelheden neer.

Gedurende de eb en de vloed slaat slib neer in dicht bij de monding van de veerhaven. Gedurende hoogwaterkentering wordt dit slib herverdeeld over de haven.

Bijlage A Meetraaien van de snelheidsmeting.

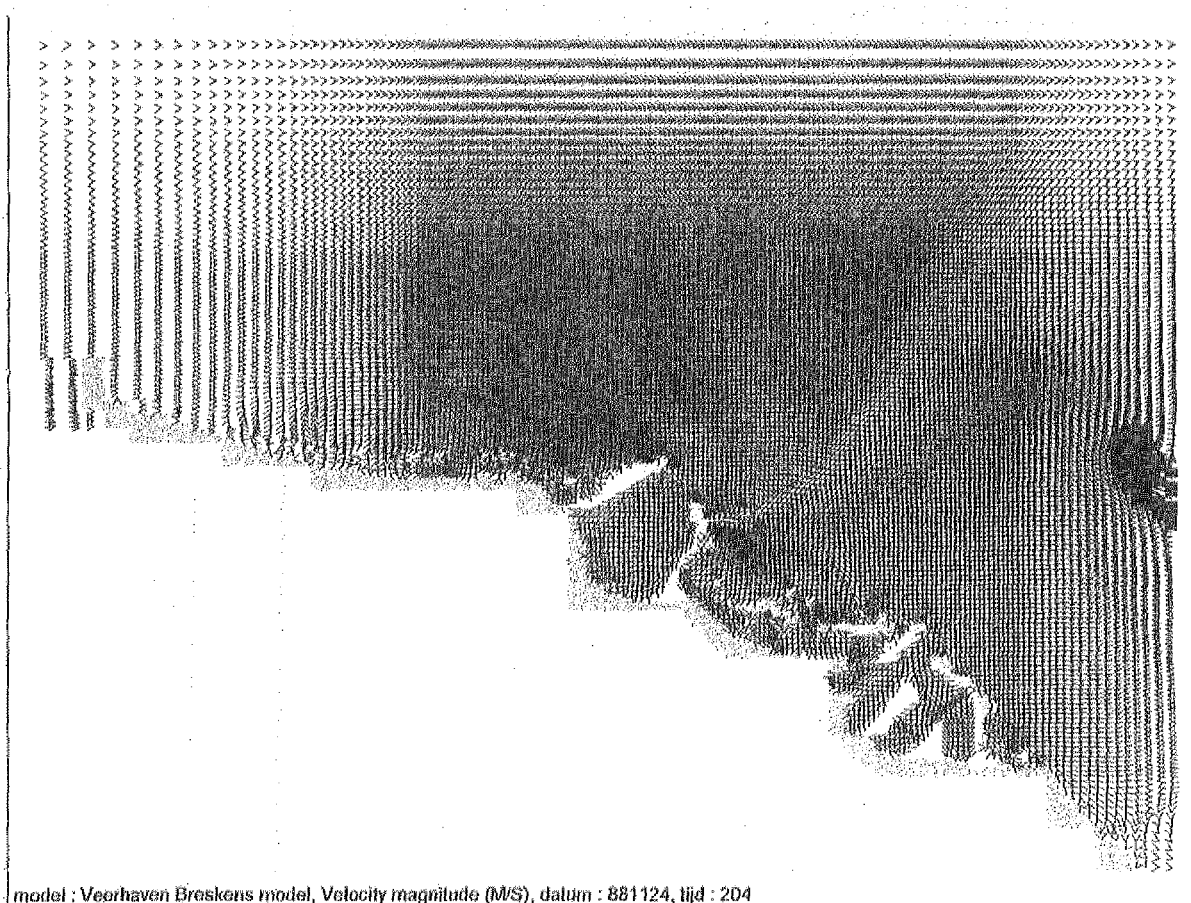


figuur A.1 Meettraaien voor de ADCP-snelheidsmeting.

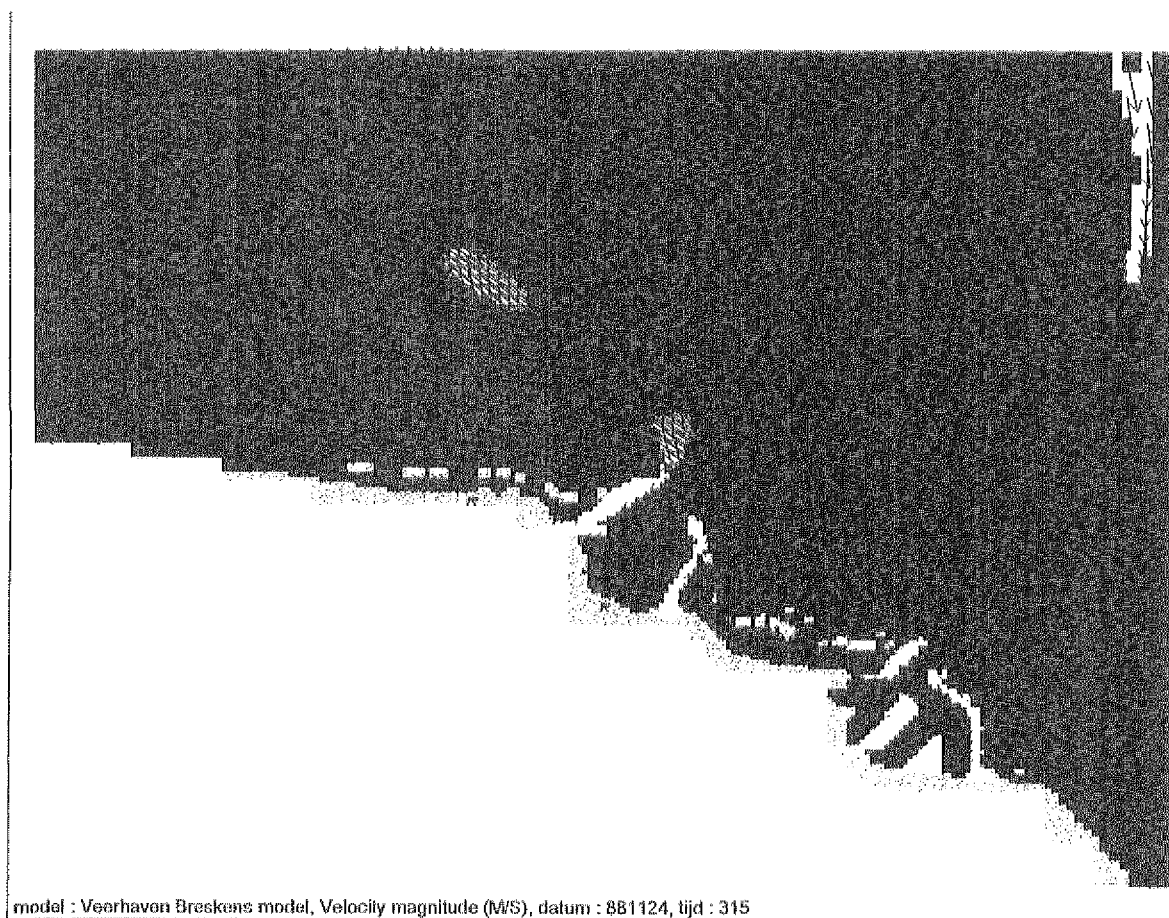
[illegible]

figuur B.1 Veerhaven van de Breskens met het omliggende deel van de Westerschelde met het grid van Scaldis100.

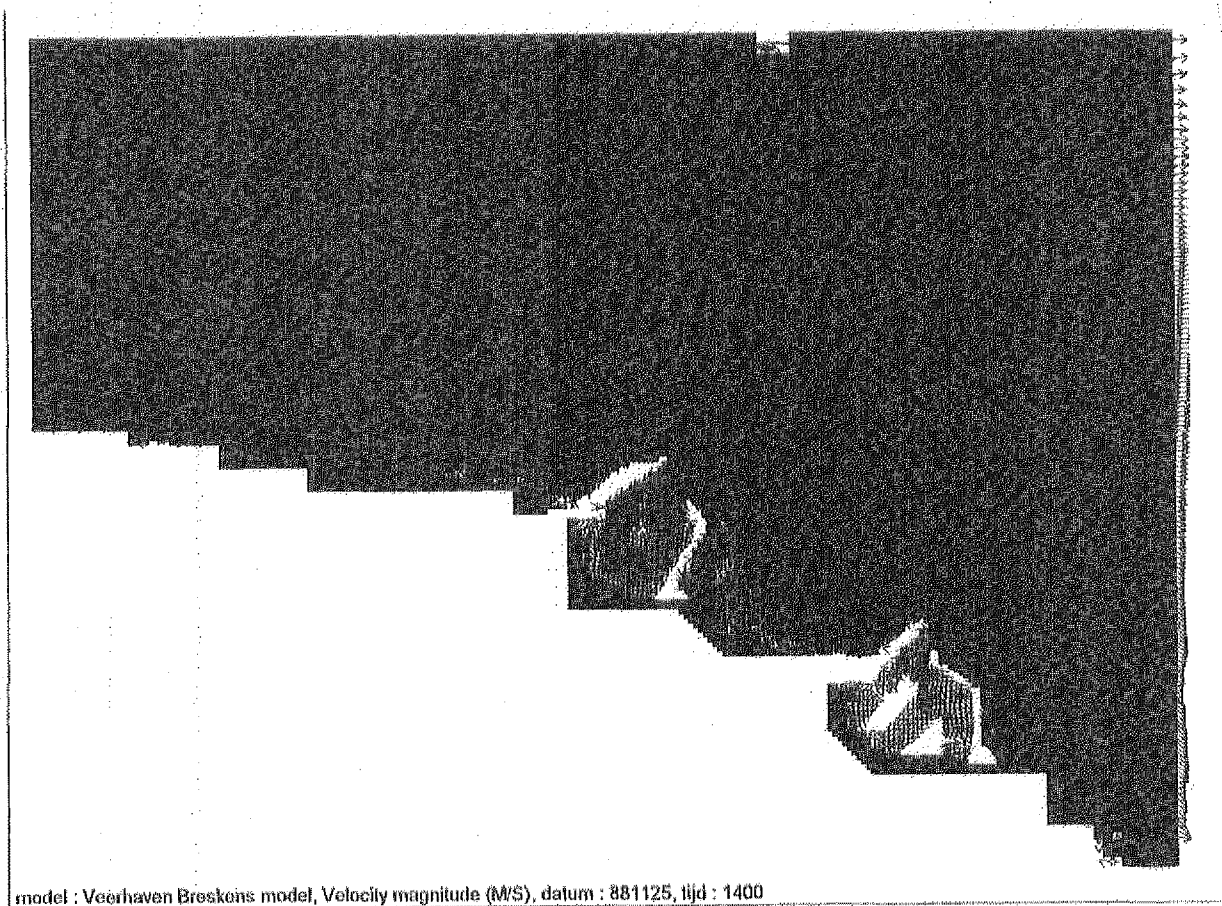
Bijlage C Figuren behorende bij het onderzoek naar de positie van de verschillende randen.



figuur C.1 Stromingsbeeld berekend met het model 2DH-havenslib, waarbij het zuidelijk gedeelte van de oostelijke rand een waterstandsrand is, terwijl de overige randen snelheidsranden zijn.



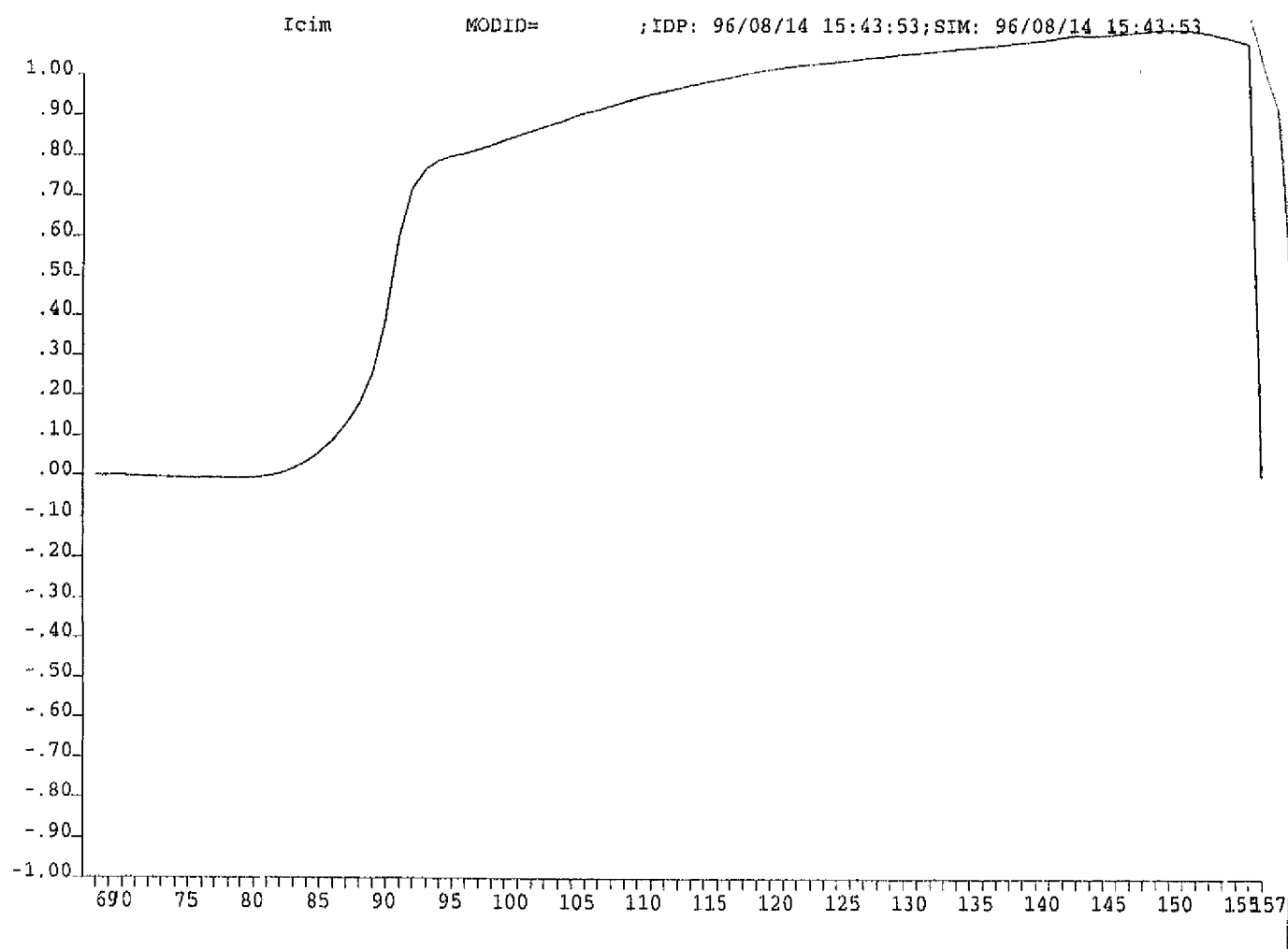
figuur C.2 Stromingsbeeld berekend met behulp van het model 2DH-havenslib waarbij de noordelijke rand een waterstandsrand is, terwijl de overige randen snelheidsranden zijn. De pseudo-viscositeit is gelijk aan 1 [m²/s].



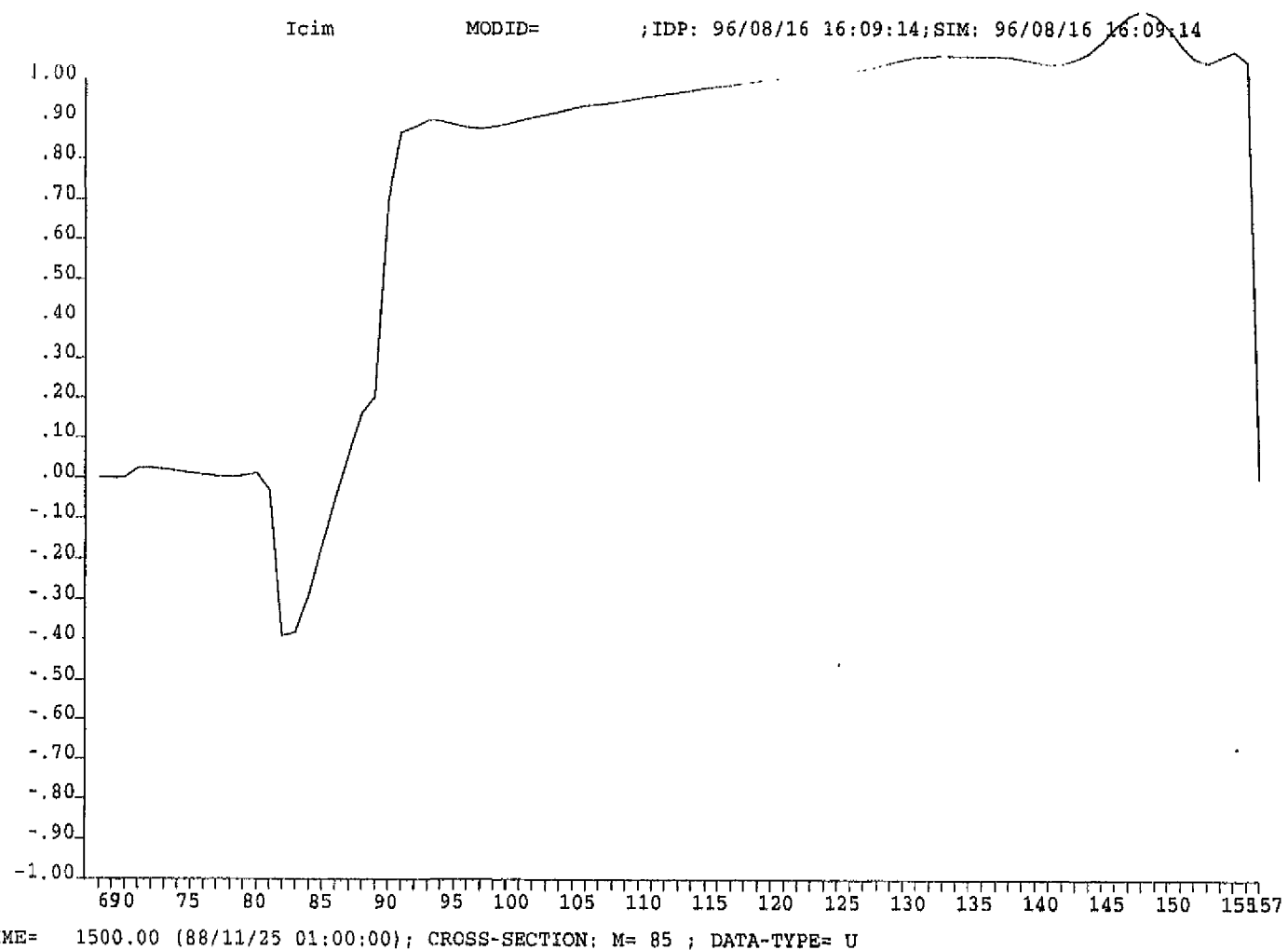
model : Veerhaven Breskens model, Velocity magnitude (M/S), datum : 881125, tijd : 1400

figuur C.3 Stromingsbeeld berekend met behulp van het model 2DH-havenslib waarbij het westelijk gedeelte van de noordelijke rand een waterstandsrand is. De pseudo-viscositeit is gelijk aan $1 \text{ [m}^2/\text{s]}$ en de Chézy-waarde in de y-richting op de noordelijke rand is gelijk aan $20 \text{ [m}^{0.5}/\text{s}]$.

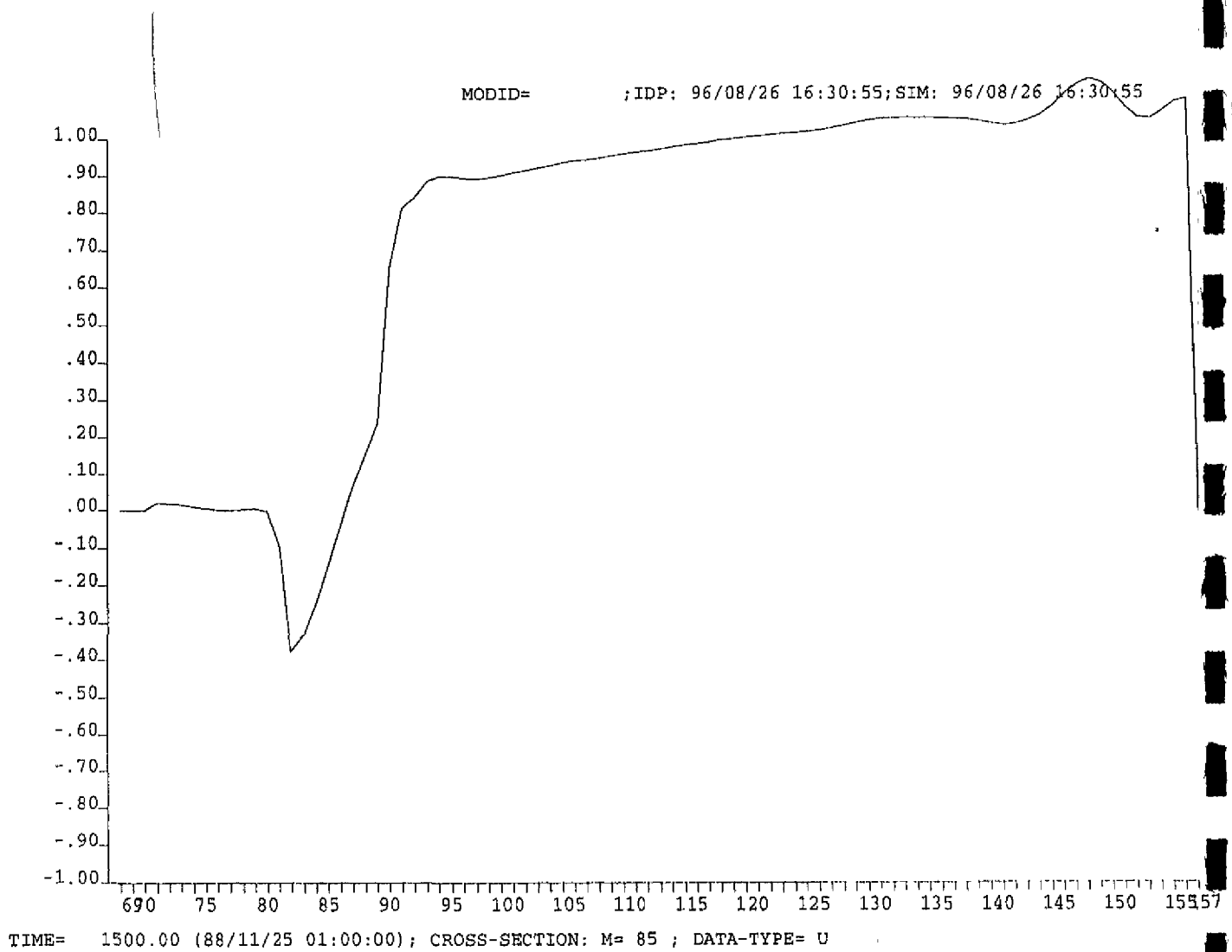
Bijlage D Figuren behorende bij de calibratie van het model 2DH-havenslib.



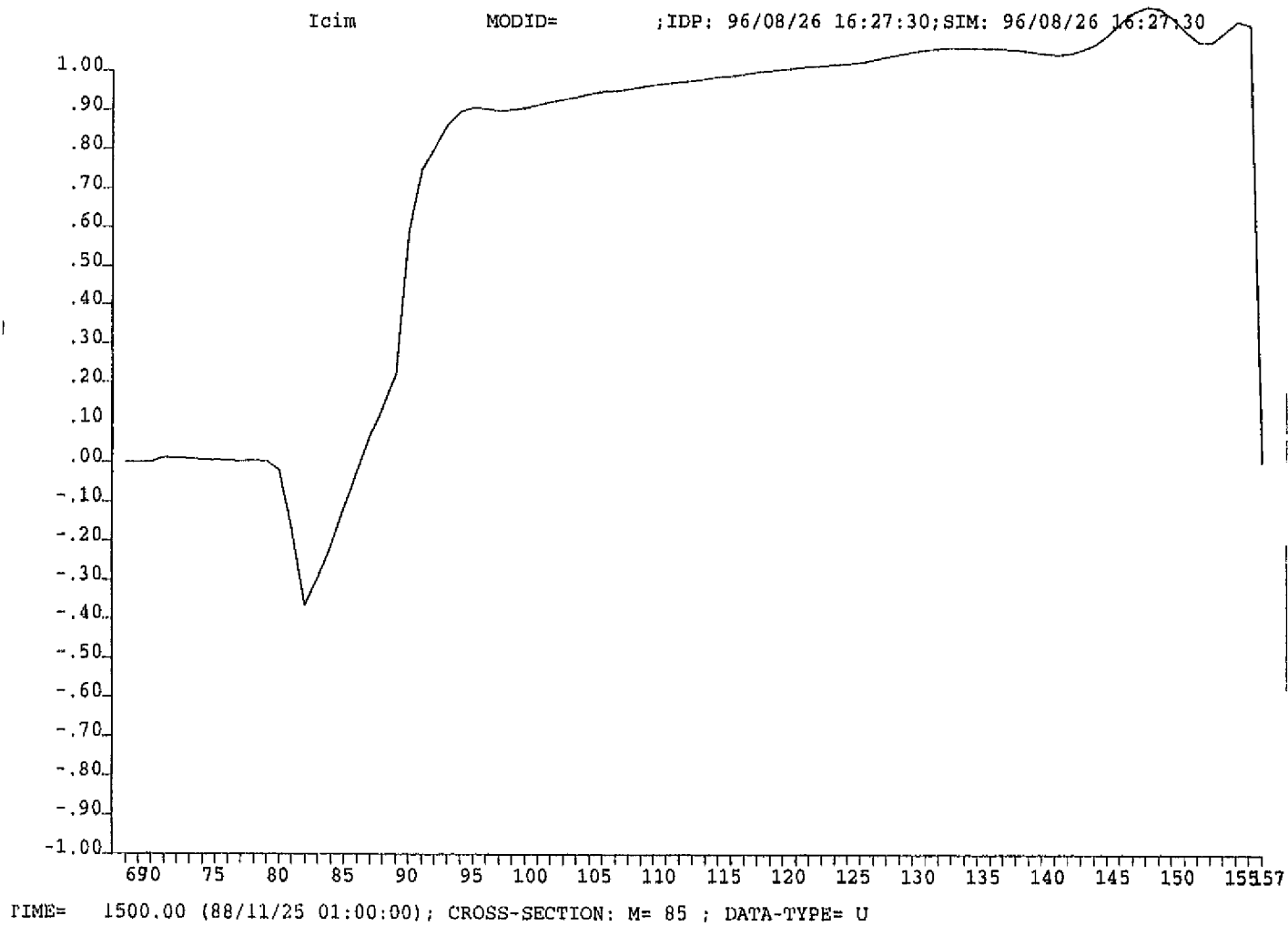
figuur D.1 x-Snelheidsverdeling langs de raai M = 85 bij maximumvloed met pseudo-viscositeit gelijk aan 1 [m²/s].



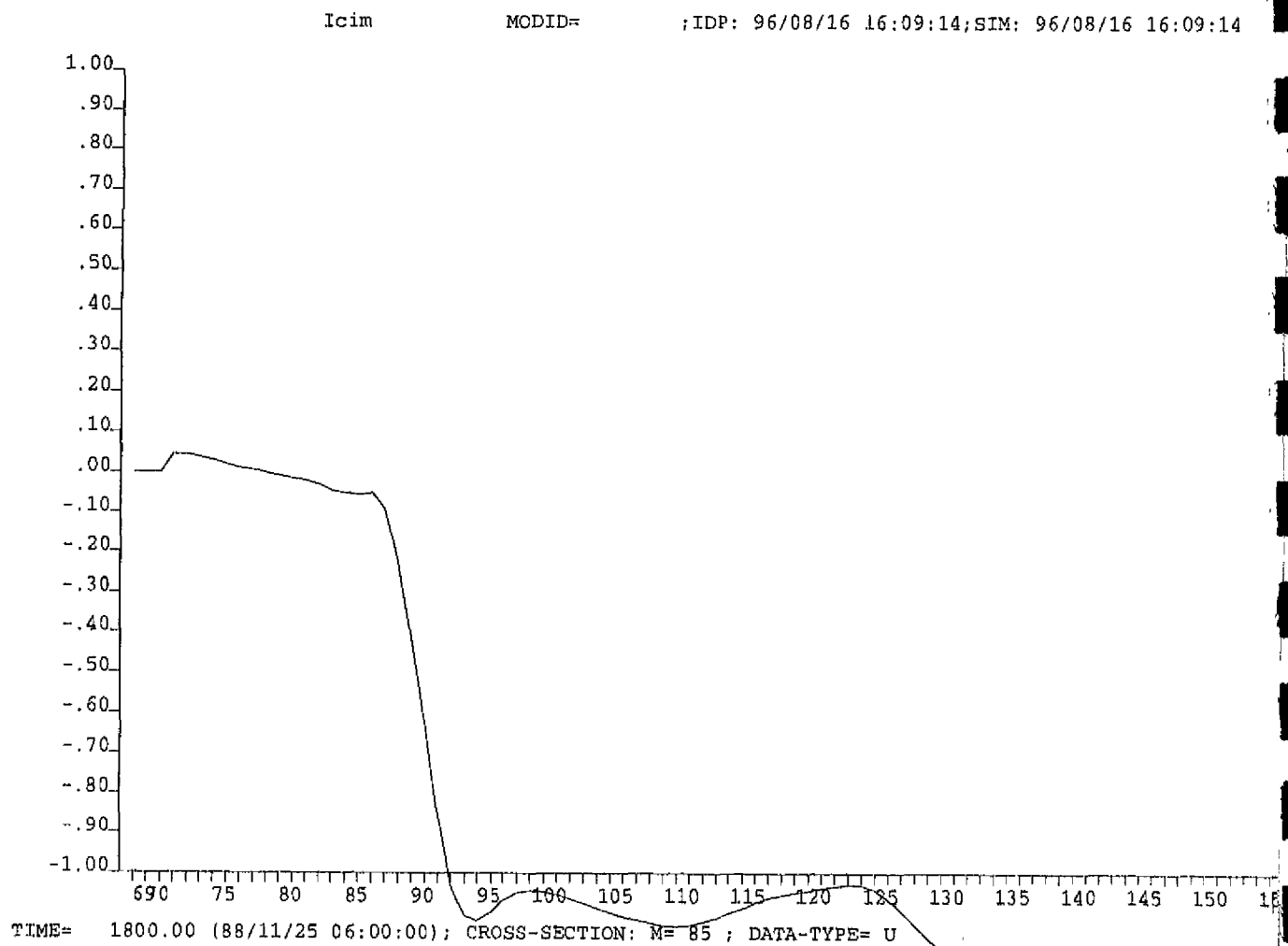
figuur D.2 x-Snelheidsverdeling langs de raai M = 85 bij maximumvloed met pseudo-viscositeit gelijk aan 0,1 [m²/s].



figuur D.3 x-Snelheidsverdeling langs de raai M = 85 bij maximumvloed met pseudo-viscositeit gelijk aan 0,2 [m²/s].



figuur D.4 x-Snelheidsverdeling langs de raai M = 85 bij maximumvloed met pseudo-viscositeit gelijk aan 0,3 [m²/s].

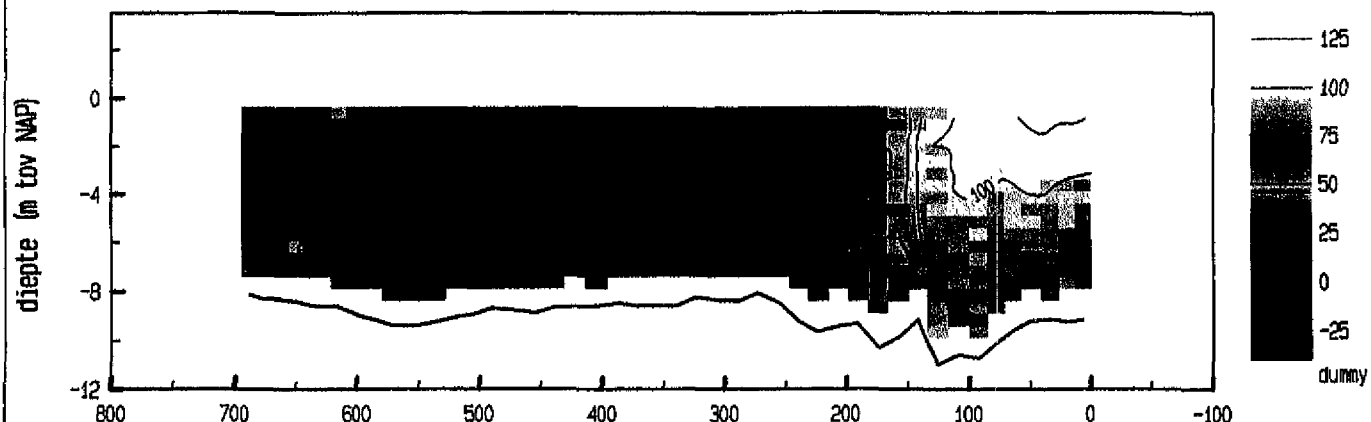


figuur D.5 x-snelheidsverdeling langs de raai M = 85 bij maximale ebstroom met pseudo-viscositeit gelijk aan 0,1 [m²/s].

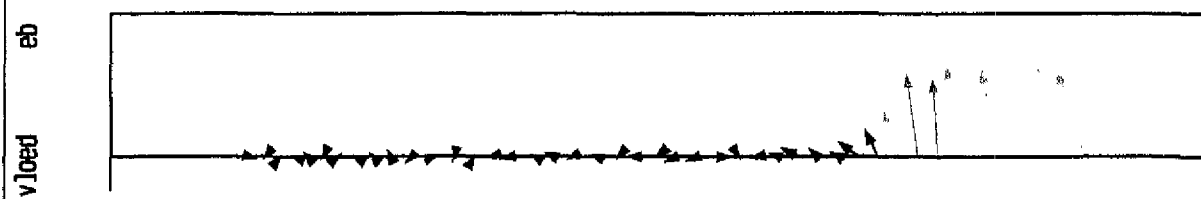
Bijlage E Figuren behorendende bij het stromingsbeeld zoals die zijn verkregen met behulp van de snelheidsmetng.

figuur E.1 Gemeten snelheidsbeeld met maximumeb.

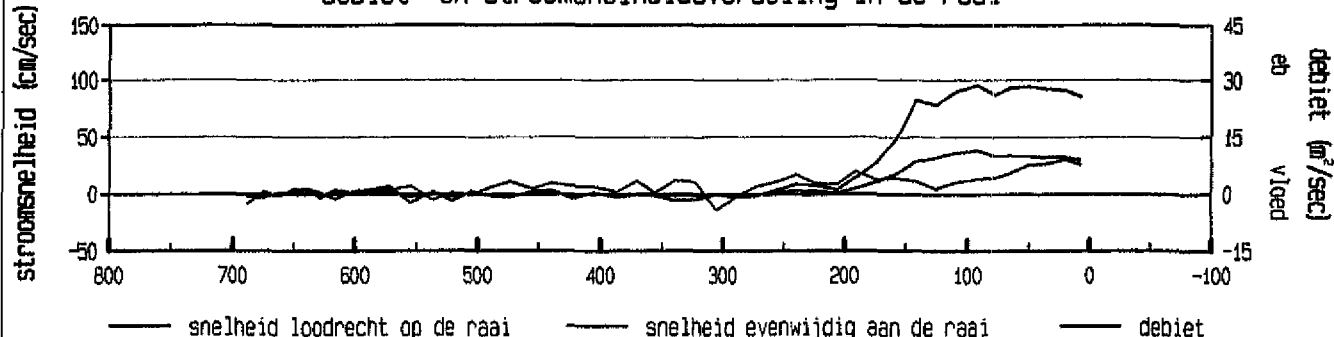
gemeten snelheid (cm/sec) (eb > 0 , vloed < 0)



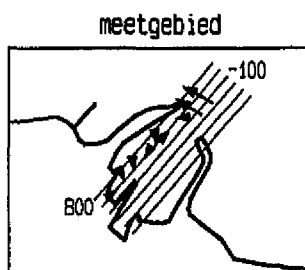
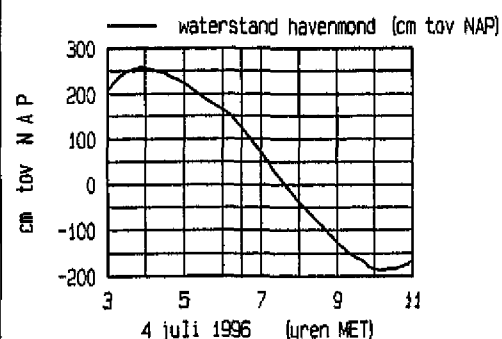
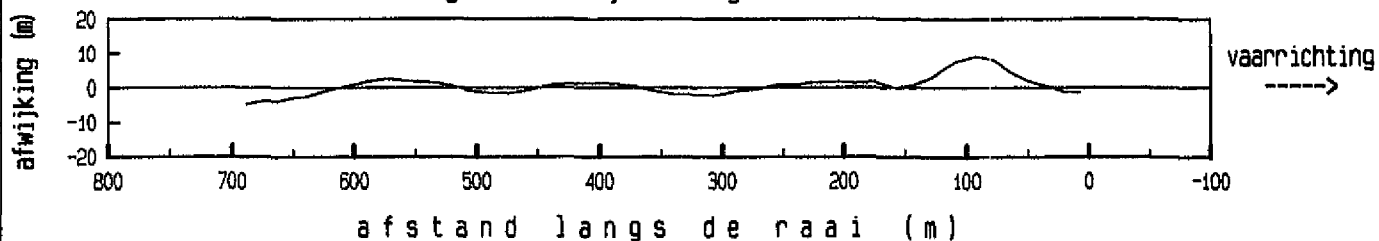
gemiddelde stroomsnelheid in de vertikaal



debiet- en stroomsnelheidsverdeling in de raai



gevaren traject langs de raai



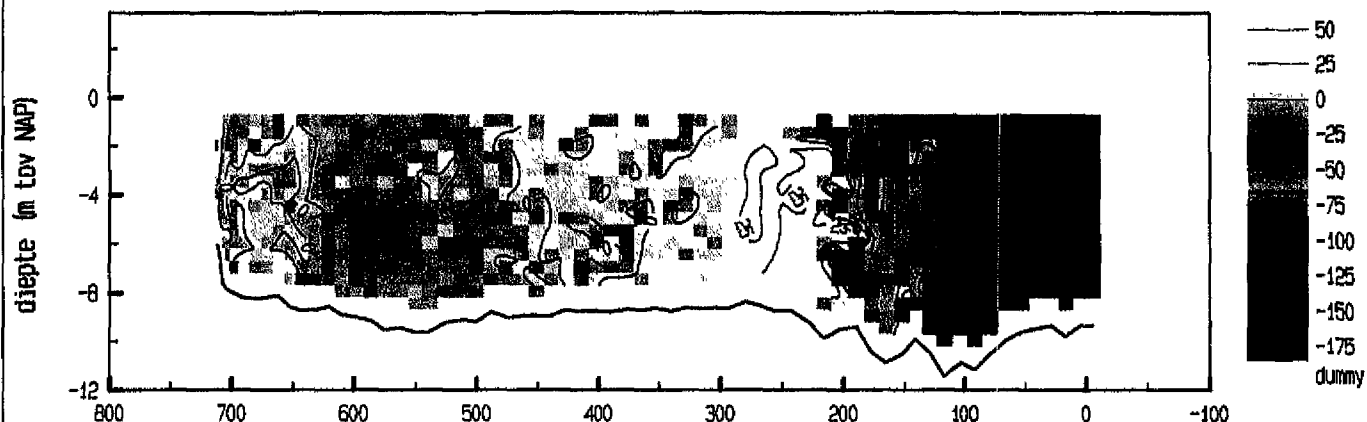
maximum gemiddelde stroom-
 snelheid in de vertikaal

afstand uit nulpunt : 50 m
 stroomsnelheid : 98 cm/sec
 stroomrichting : 295 °

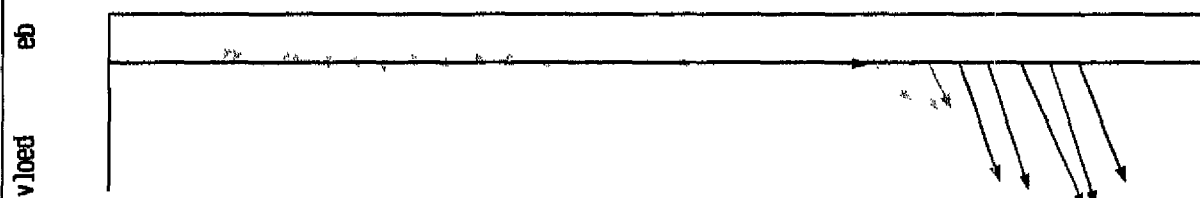
doorstroomoppervlak : 7144 m²
 raaidebiet : 1657 m³/sec

figuur E.2 Gemeten snelheidsbeeld bij maximale vloedstroom.

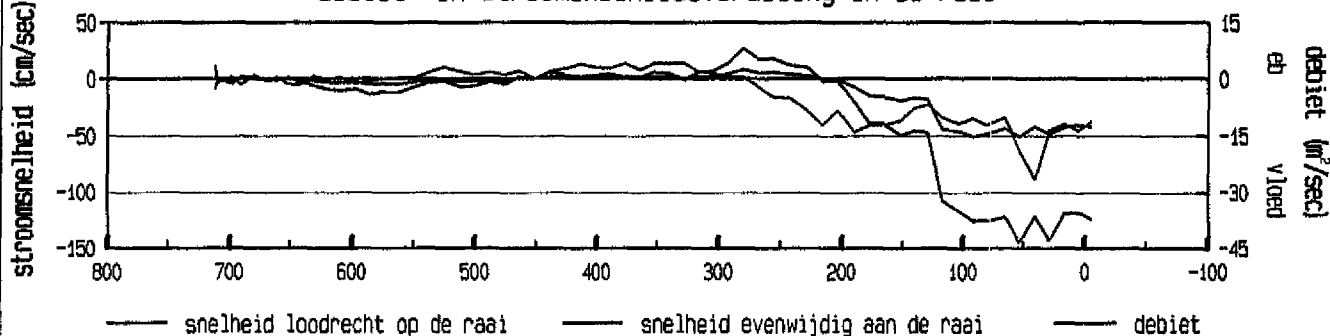
gemeten snelheid (cm/sec) (eb > 0 , vloed < 0)



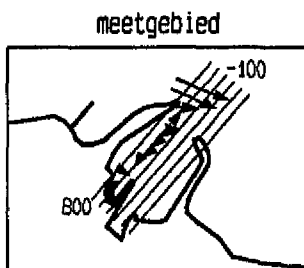
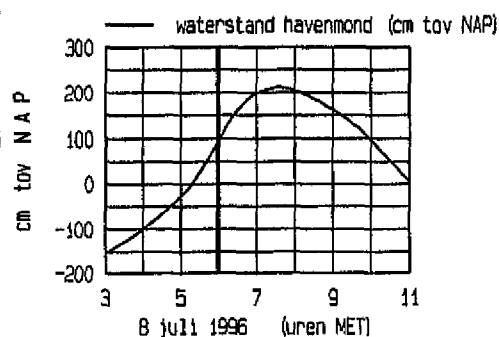
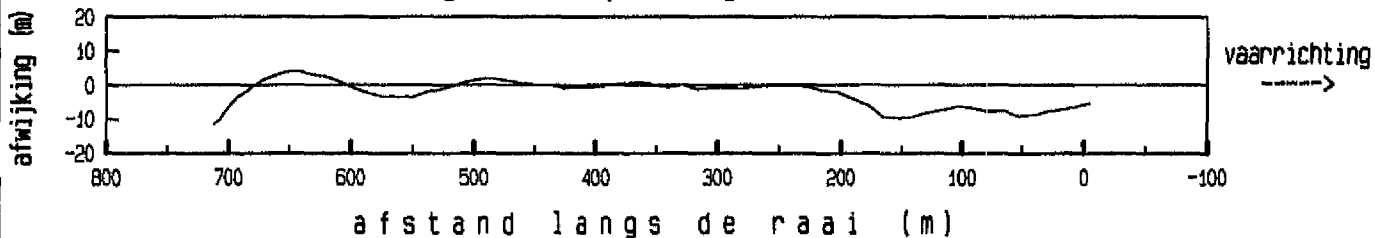
gemiddelde stroomsnelheid in de vertikaal



debiet- en stroomsnelheidsverdeling in de raai



gevaren traject langs de raai



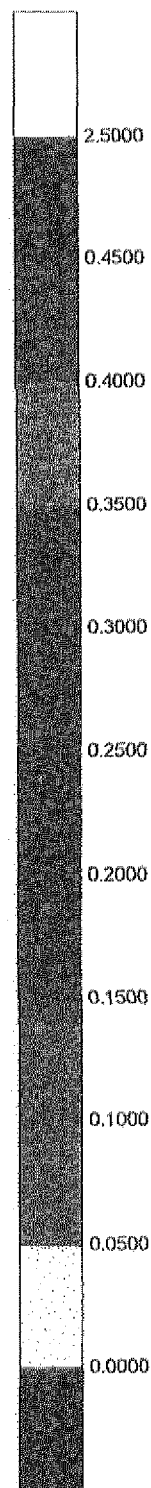
maximum gemiddelde stroom-
 snelheid in de vertikaal

afstand uit nulpunt : 53 m
 stroomsnelheid : 158 cm/sec
 stroomrichting : 106 °

doorstroomoppervlak : 7332 m²
 raaidebiet : -2129 m³/sec

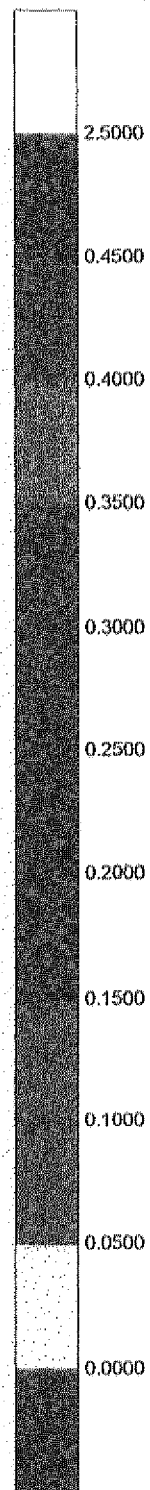
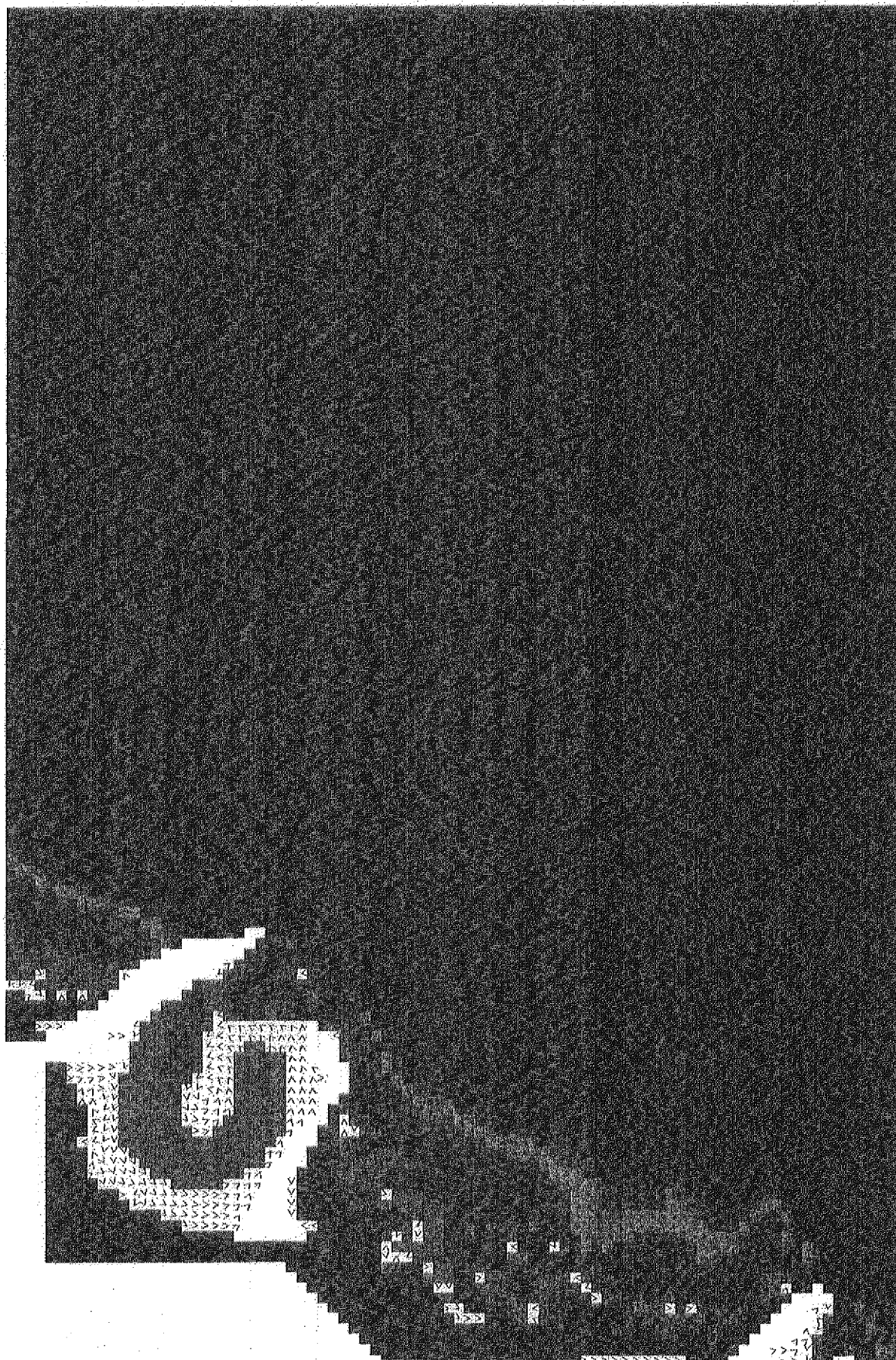
Bijlage F Resultaten van de simulatie van de waterstroming in de veerhaven van Breskens met behulp van het model 2DH-havenslib.

figuur F.1 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens twee uur voor maximumvloed.



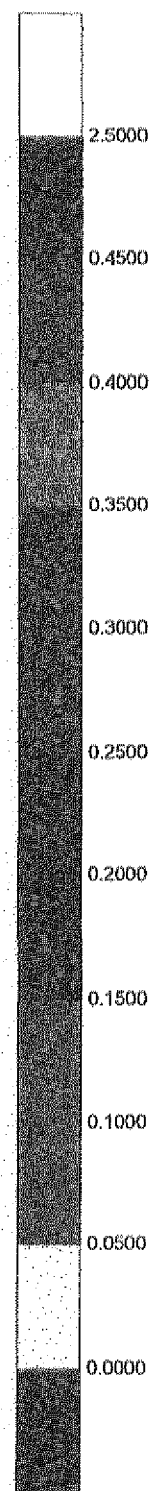
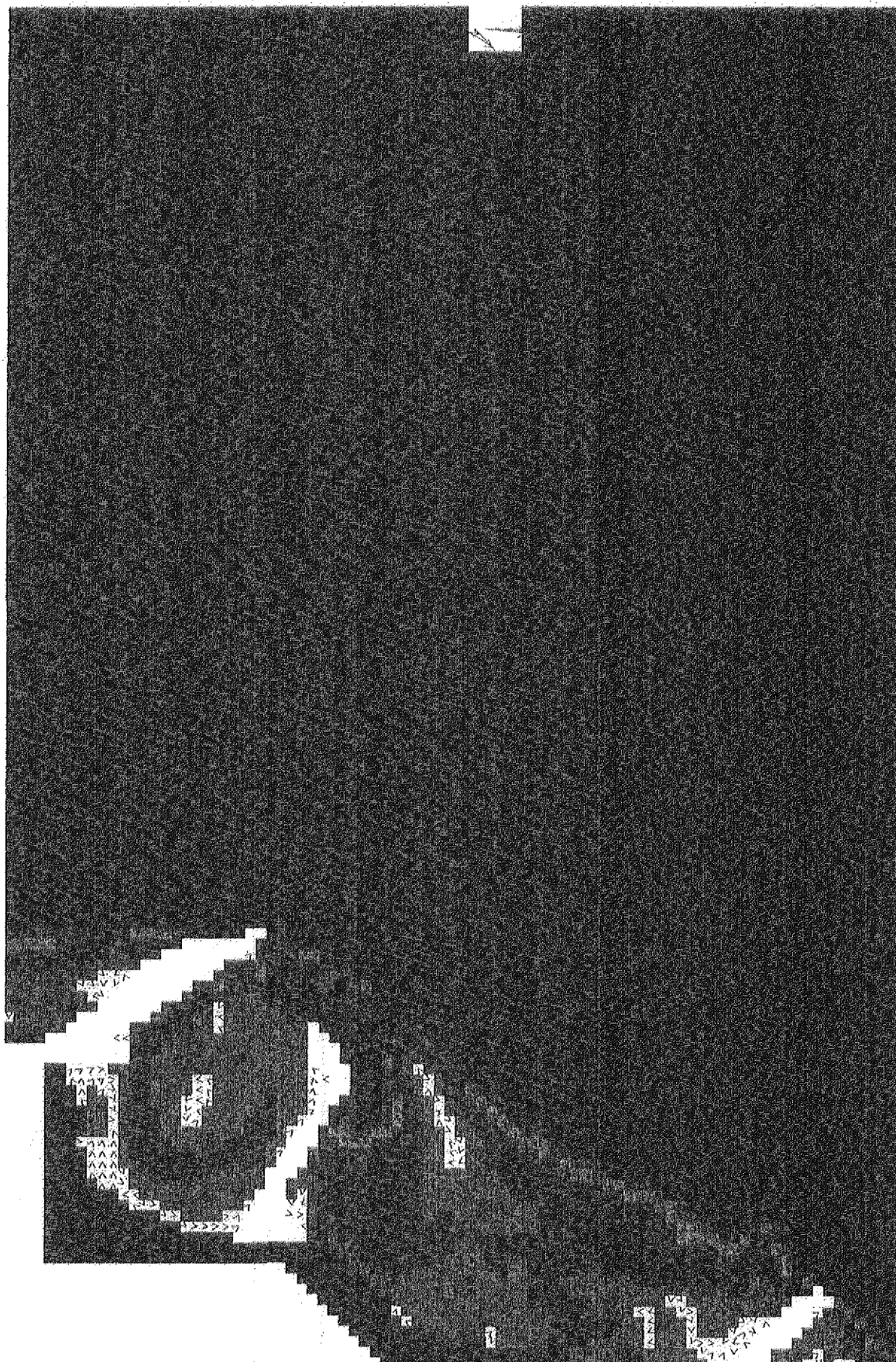
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.2 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens één uur voor maximumvloed.



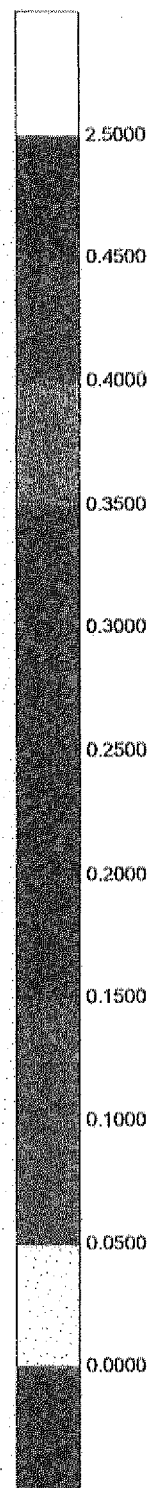
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.3 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens bij maximumvloed.



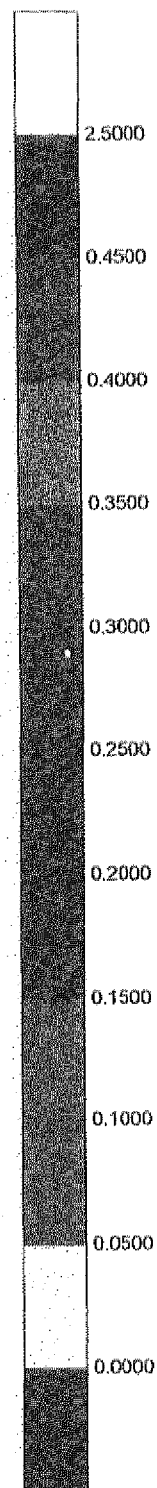
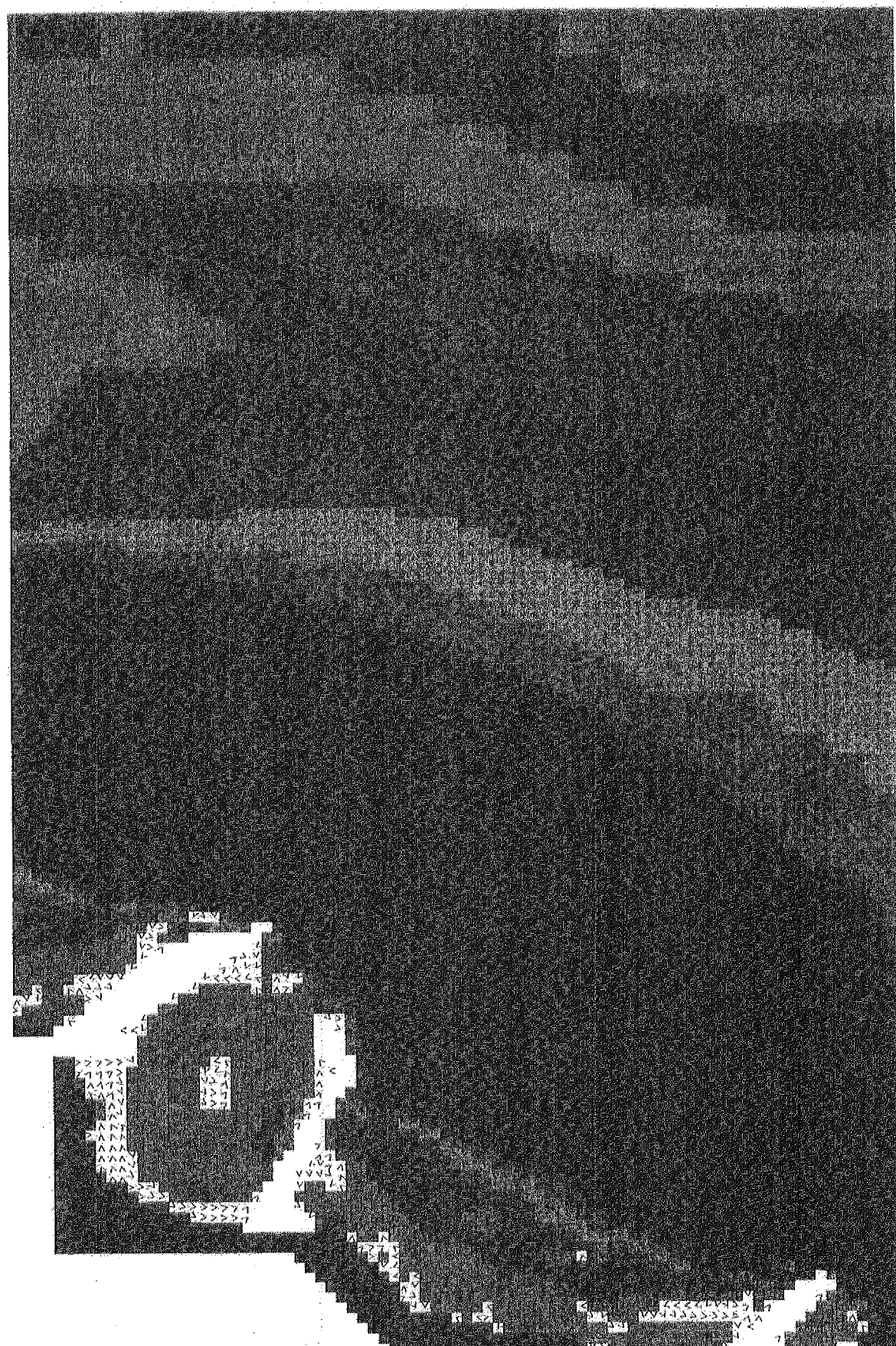
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.4 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens één uur na maximumvloed.



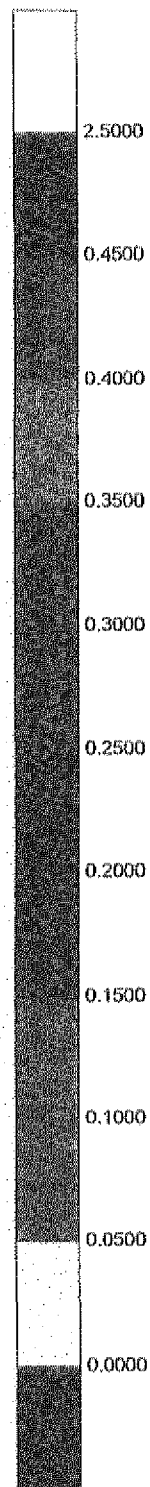
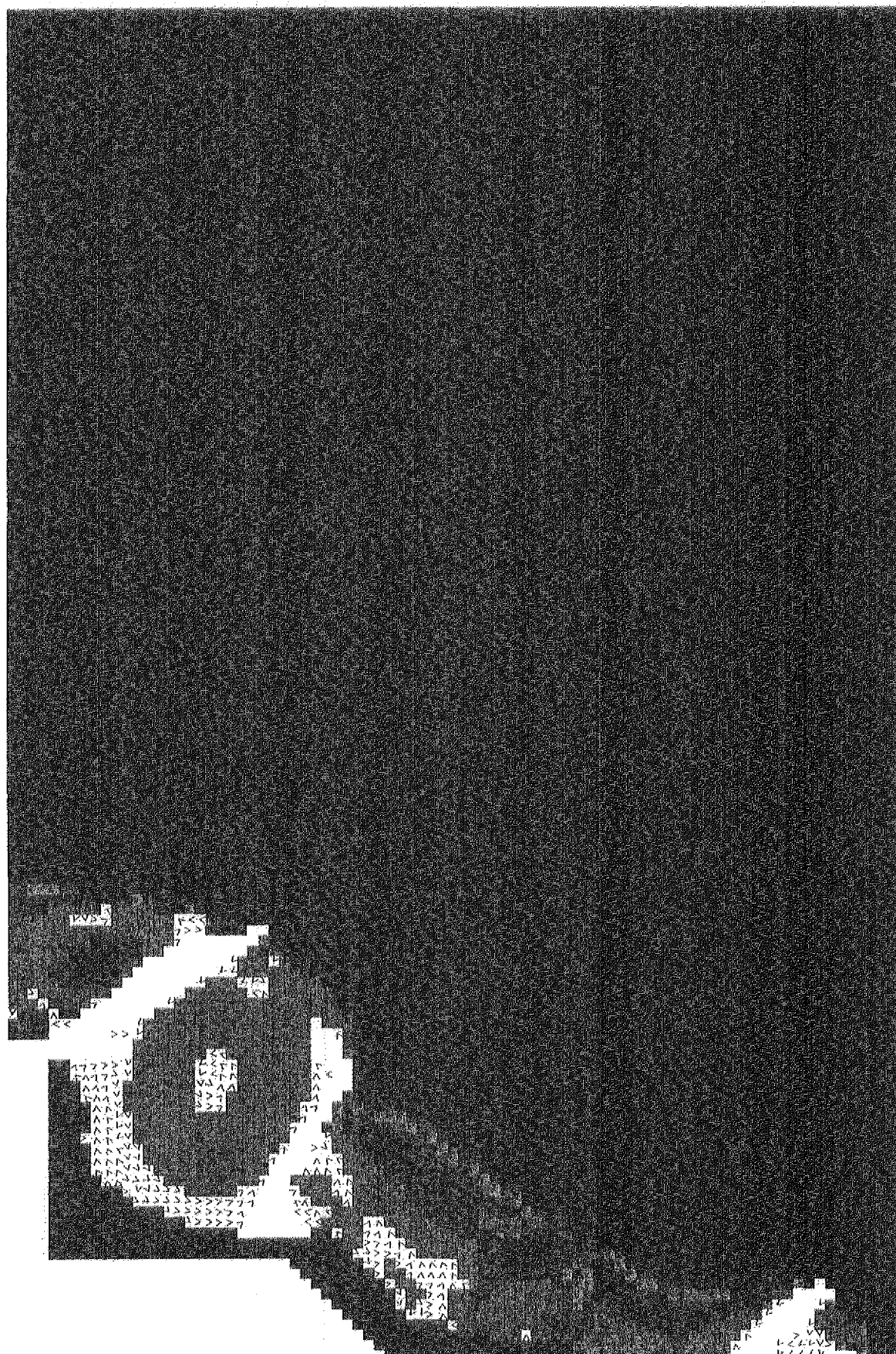
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.5 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens bij ebkentering



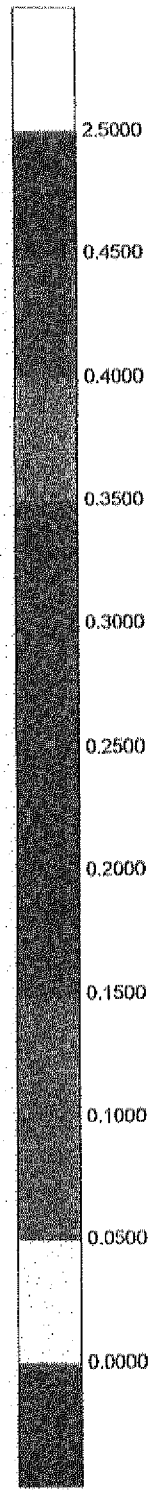
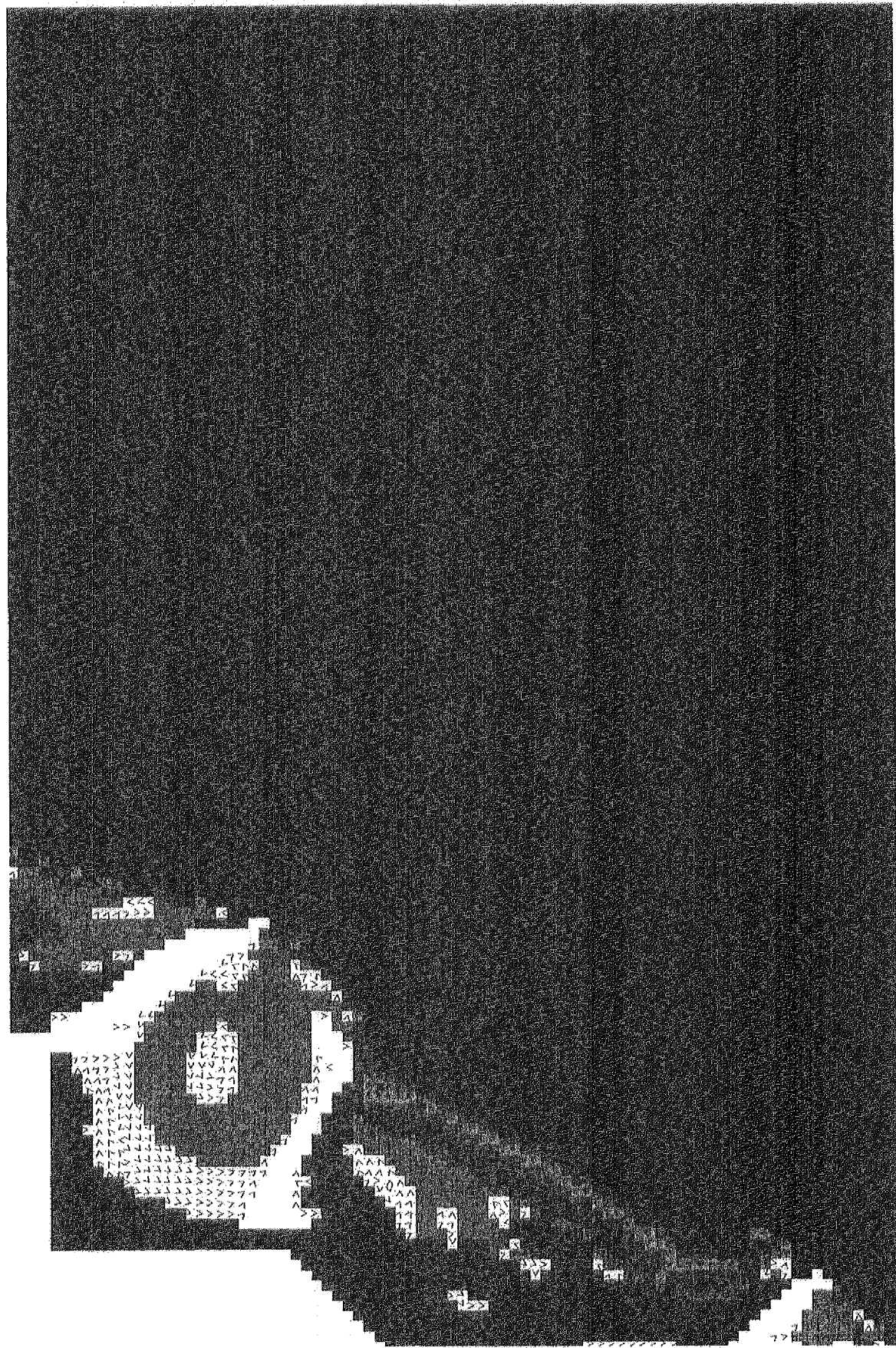
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.6 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens één uur na ebkentering wanneer de ebstroom maximaal is.



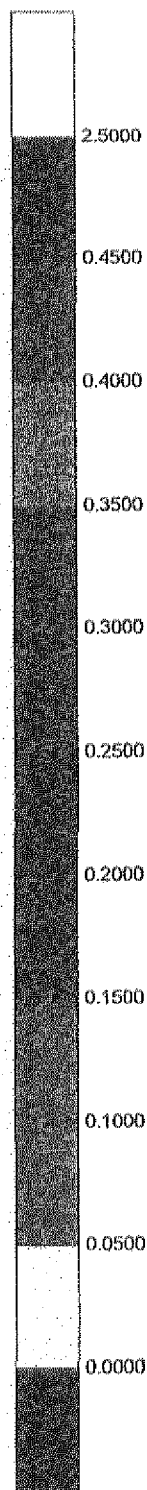
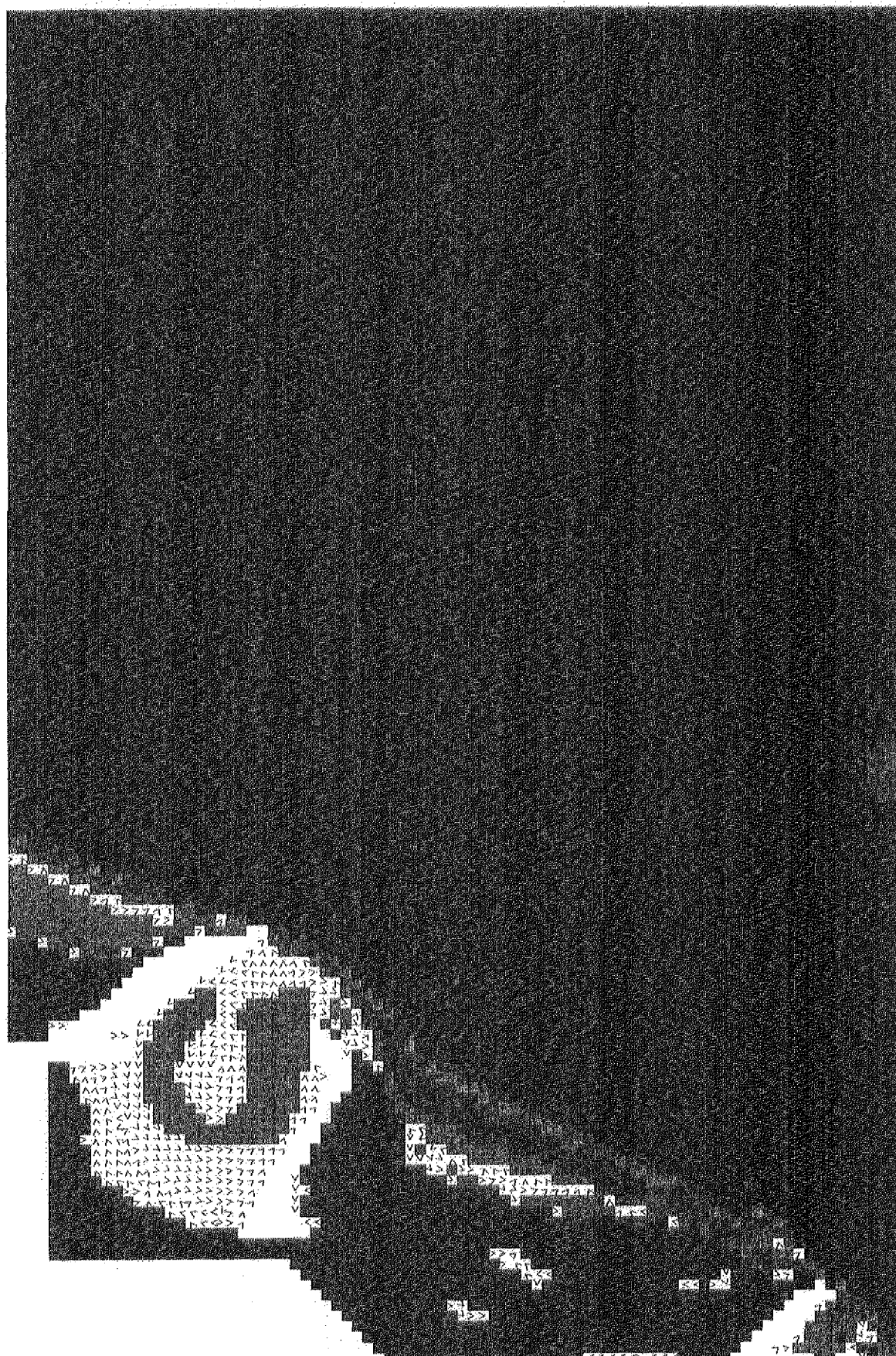
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.7 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens twee uur na ebkentering.



Velocity magnitude (M/S)

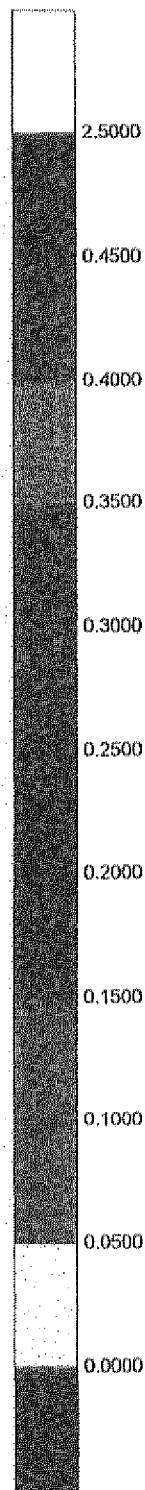
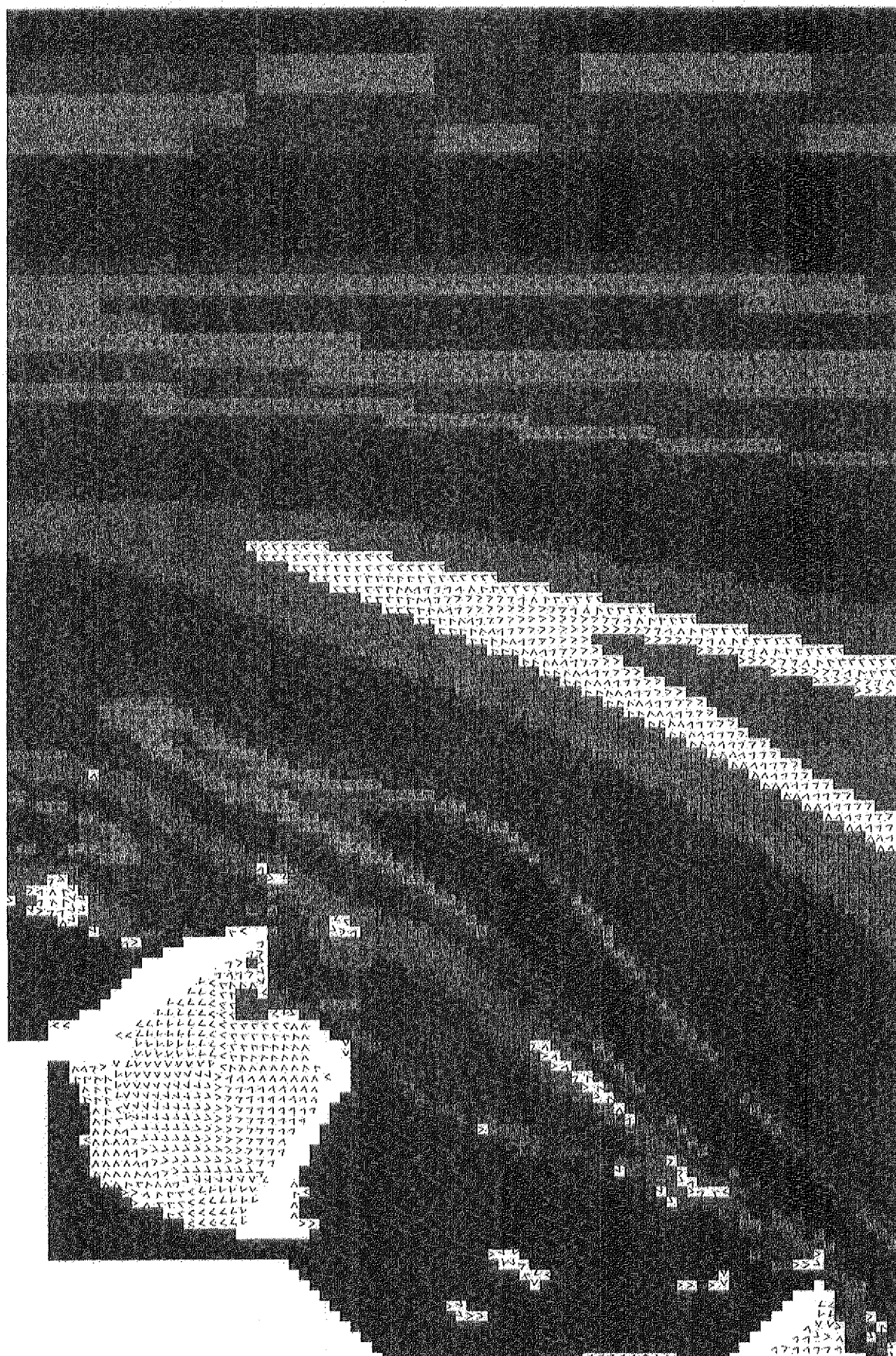
figuur F.8 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens twee uur nadat de ebstroom maximaal was.



Velocity magnitude (M/S)

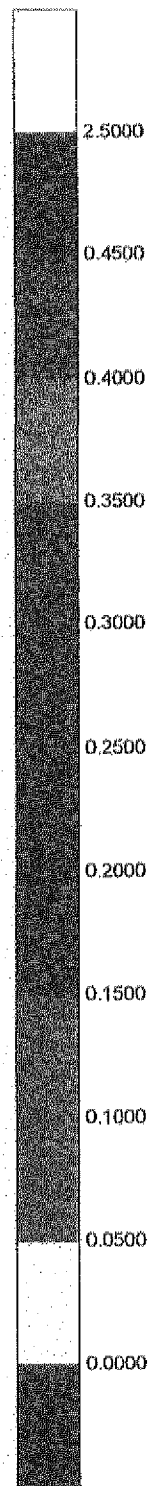
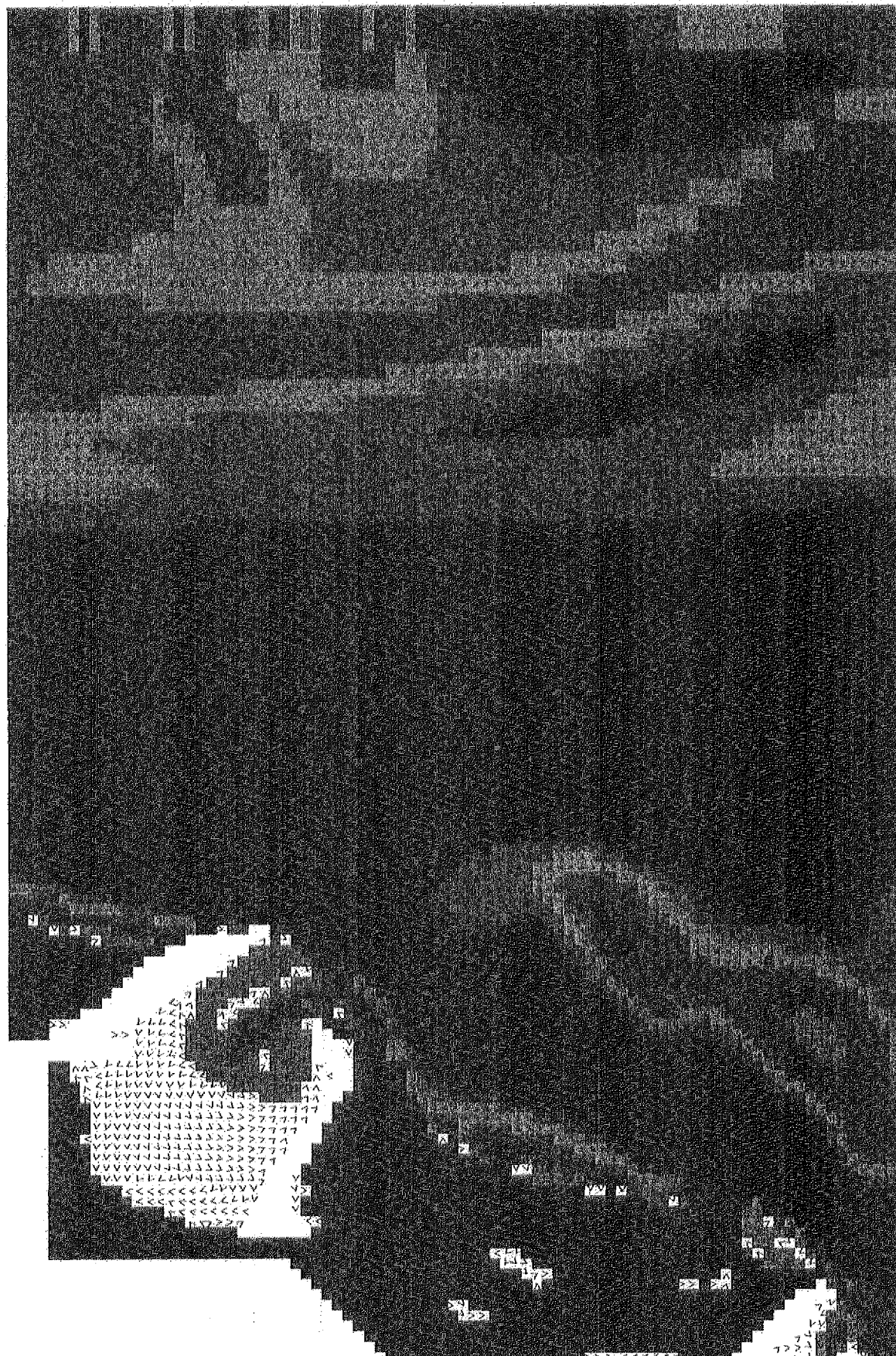
figuur F.9 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens drie uur nadat de ebstroom maximaal was.

figuur F.10 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens vier uur nadat de ebstroom maximaal was.



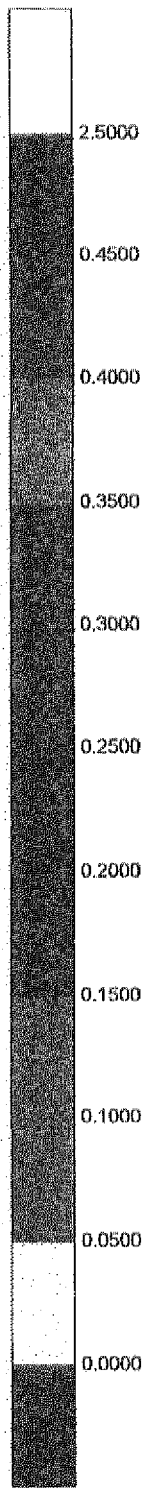
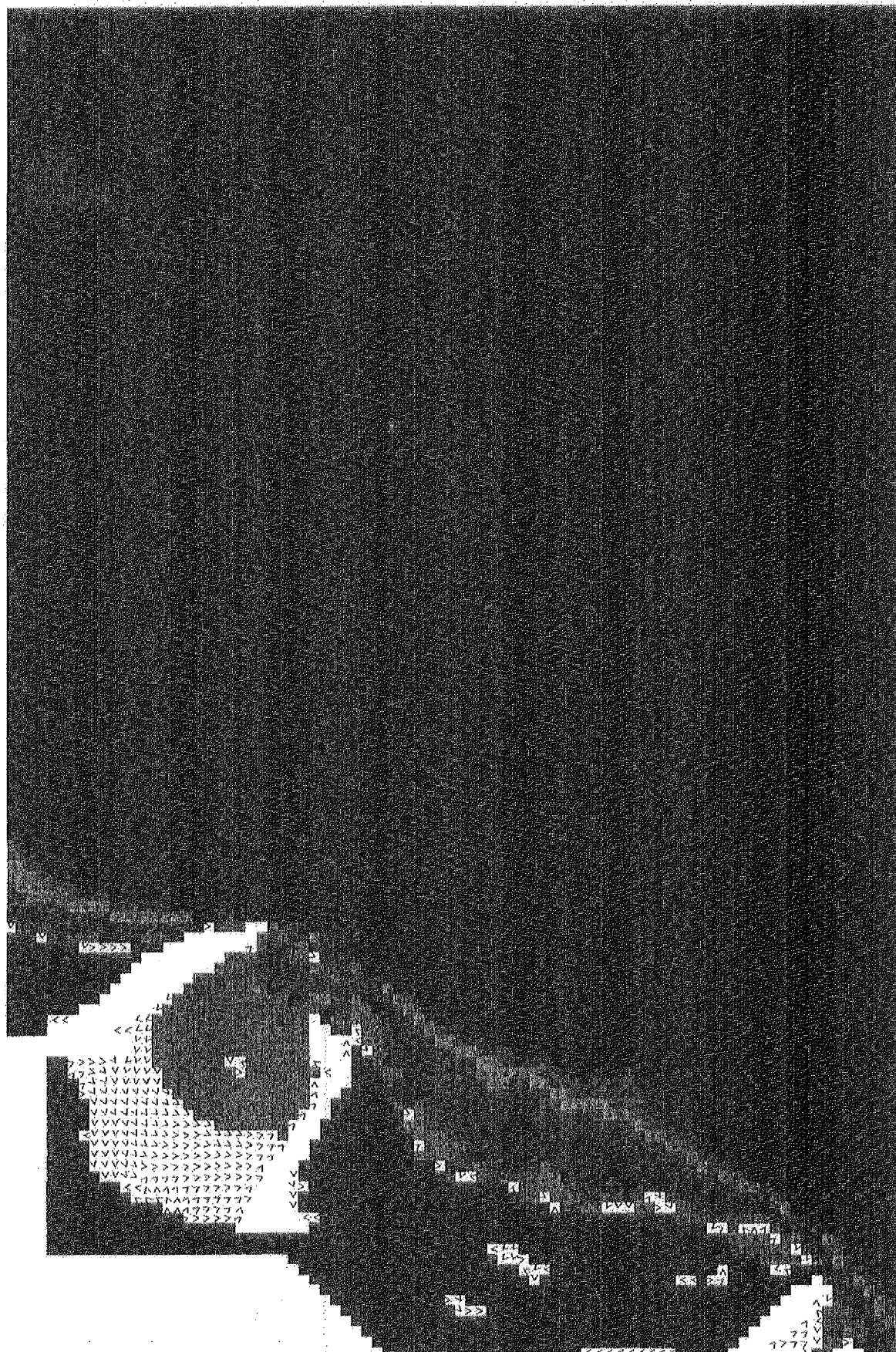
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.11 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens bij hoogwaterkentering.



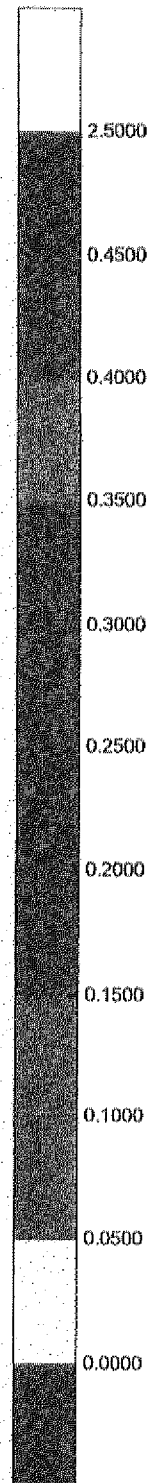
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.12 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens één uur na hoogwaterkentering.



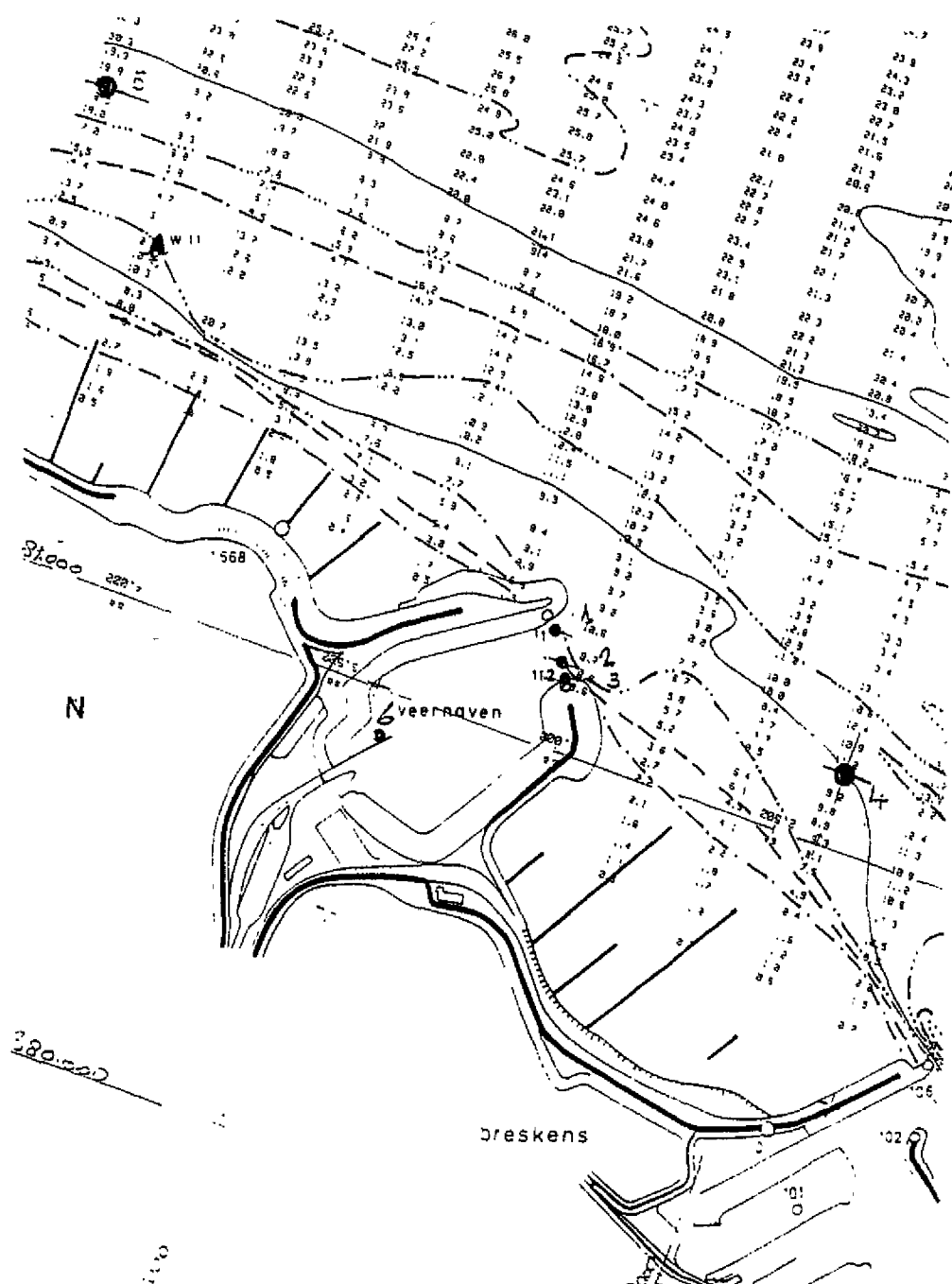
Velocity magnitude (M/S)

figuur F.13 Stromingsbeeld in en om de veerhaven van Breskens twee uur na
hoogwaterkentering.



Velocity magnitude (M/S)

Bijlage G Postie van de meetschepen voor de sedimentsmeting.



figuur G.1 Positie van de meetschepen van de sedimentsmeting.