



Vlaanderen
is wetenschap

13_103_1
WL rapporten

Geïdealiseerde processtudie van systeemovergangen naar hypertroebelheid

WP 1.2 Literatuurstudie
getijwerking en zouttransport in een estuarium

DEPARTEMENT
MOBILITEIT &
OPENBARE
WERKEN

waterbouwkundiglaboratorium.be

Geïdealiseerde processtudie van systeemovergangen naar hypertroebelheid

WP 1.2 Literatuurstudie getijwerking en zouttransport in een estuarium

Schramkowski, G.P.; Nnafie, A.; Verwaest, T.; Mostaert, F.

Juridische kennisgeving

Het Waterbouwkundig Laboratorium is van mening dat de informatie en standpunten in dit rapport onderbouwd worden door de op het moment van schrijven beschikbare gegevens en kennis.

De standpunten in deze publicatie zijn deze van het Waterbouwkundig Laboratorium en geven niet noodzakelijk de mening weer van de Vlaamse overheid of één van haar instellingen.

Het Waterbouwkundig Laboratorium noch iedere persoon of bedrijf optredend namens het Waterbouwkundig Laboratorium is aansprakelijk voor het gebruik dat gemaakt wordt van de informatie uit dit rapport of voor verlies of schade die eruit voortvloeit.

Copyright en wijze van citeren

© Vlaamse overheid, Departement Mobiliteit en Openbare Werken, Waterbouwkundig Laboratorium 2017

D/2017/3241/243

Deze publicatie dient als volgt geciteerd te worden:

Schramkowski, G.P.; Nnafie, A.; Verwaest, T.; Mostaert, F. (2017). Geïdealiseerde processtudie van systeemovergangen naar hypertroebelheid: WP 1.2 Literatuurstudie getijwerking en zouttransport in een estuarium. Versie 2.0. WL Rapporten, 13_103_1. Waterbouwkundig Laboratorium: Antwerpen.

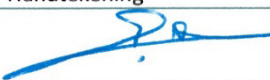
Overname uit en verwijzingen naar deze publicatie worden aangemoedigd, mits correcte bronvermelding.

Documentidentificatie

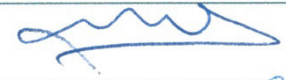
Opdrachtgever:	Vlaams-Nederlandse Scheldecommissie (VNSC)	Ref.:	WL2017R13_103_1
Keywords (3-5):	Getij, zout, sedimenttransport, estuaria		
Tekst (p.):	26	Bijlagen (p.):	/
Vertrouwelijk:	☒ Nee	☒ Online beschikbaar	

Auteur(s):	Schramkowski, G.P.
------------	--------------------

Controle

	Naam	Handtekening
Revisor(en):	Nnafie, A.; Plancke, Y.	
Projectleider:	Schramkowski, G.P.	

Goedkeuring

Coördinator onderzoeksgroep:	Verwaest, T.	
Afdelingshoofd:	Mostaert, F.	

Abstract

In dit rapport worden resultaten uit de literatuur van getijvoortplanting en zoutdynamica in estuaria kort samengevat. Bij de bespreking van getijvoortplanting wordt aandacht besteed aan de invloed van de geometrie van het getijbekken (convergentie) en bodemwrijving. De aard van de getijgolf (versterking, demping, propagatie) blijkt sterk af te hangen van het relatieve belang van deze effecten. Ook wordt de aard van interne getij-asymmetrie besproken, alsmede haar relevantie voor sedimenttransport. Dynamische effecten van zoutverdeling in vertikaal goed gemengde estuaria, welke de getijstroming modificeren en bijdragen aan interne getij-asymmetrie, worden besproken. De aandacht gaat daarbij uit naar gravitationele circulatie en de reststroming die het gevolg is van tijdsafhankelijke stratificatie (SIPS). De implicatie van beide verschijnselen voor de vorming van estuariene troebelheidsmaxima wordt nader besproken.

Inhoudsopgave

Abstract.....	III
Lijst van figuren	VI
1 Inleiding	1
2 Getij	2
2.1 Inleiding	2
2.2 Geschematiseerde geometrie.....	2
2.3 Eendimensionale beschrijving van getijvoortplanting.....	3
2.3.1 Wiskundige beschrijving	3
2.3.2 Vereenvoudigingen	3
2.3.3 Gereduceerde vergelijkingen.....	4
2.4 Getijvoortplanting in oneindig lange estuaria.....	4
2.4.1 Recht kanaal (L_b oneindig)	5
2.4.2 Getijbekkens met convergentie	6
2.4.3 Competitie tussen convergentie en wrijving	7
2.5 Effecten van eindige bekkenlengte	7
2.5.1 Staand golfgedrag	8
2.5.2 Resonantie	8
2.5.3 Gemengd propagatiegedrag.....	9
2.6 Voorbeeld van getijpropagatie in estuaria: de Humber (VK)	12
2.7 Getij-asymmetrie	14
2.7.1 Interne getij-asymmetrie	14
2.7.2 Expliciet voorbeeld: Stokes return flow	14
2.7.3 Relevantie van getij-asymmetrie.....	15
3 Zoutdynamica	17
3.1 Inleiding	17
3.2 Classificatie van estuaria op basis van stratificatie	17
3.3 Dynamische effecten van ruimtelijke zoutverdeling.....	17
3.3.1 Barokliene drukgradiënt	18
3.3.2 Gravitationele circulatie	18
3.4 Effect van zout op verticale menging.....	19
3.5 Relevantie van zout voor de vorming van troebelheidsmaxima	22
3.5.1 Gravitationele circulatie	23
3.5.2 SIPS.....	23
4 Samenvatting en vooruitblik	24
Referenties	25

Lijst van figuren

Figuur 1	Schets van het modeldomein (a) zijaanzicht, (b) bovenaanzicht.	3
Figuur 2	Variatie van de dimensieloze resonantielengte ℓ ($k_0\ell$, verticale as) als functie van de dimensieloze convergentielengte (k_0L_b , horizontale as).....	9
Figuur 3	Variatie van de verticale M_2 getijamplitude langsheen een hypothetisch bekken.	10
Figuur 4	Vertraging van tijdstip van hoogwater ten opzichte van de zeerand.	10
Figuur 5	Faseverschil tussen snelheid en waterstand.	11
Figuur 6	Gemeten waterstandscurves voor diverse stations langs de Humber en Ouse.	12
Figuur 7	Waterstand (blauw), getijdebiet (oranje) en cross-sectioneel gemiddelde snelheid (groen) voor twee stations langheen de Humber.	13
Figuur 8	Getij-asymmetrie volgens $u = \cos(\sigma t) + 0.2 \cos(2\sigma t - \phi)$ voor $\phi = 0, 45$ en 90°	16
Figuur 9	Typisch vertikaal profiel van de gravitationele circulatie in een estuarium.	19
Figuur 10	Weergave van het SIPS mechanisme.	20
Figuur 11	Getijgemiddelde horizontale stroming ten gevolge van het SIPS mechanisme (Cheng <i>e.a.</i> , 2010).	21
Figuur 12	Gemiddelde zout-en sedimentconcentratie in de Guadalquivir tijdens doottij (bovenste twee panelen) en springtij (onderste twee panelen).	22

1 Inleiding

Dit rapport betreft de oplevering van deliverable 1.2 van WL-project 13_103 "Geïdealiseerde processtudie van systeemovergangen naar hypertroebelheid". Deze deliverable betreft een literatuurstudie in het kader van werkpakket 1.

Bij het opstellen van dit rapport zijn specifieke keuzen gemaakt. Zo is er in de eerste plaats gekozen te kijken naar hydrodynamica eerder dan sedimenttransport. Dit sluit aan bij het feit dat veel van de hydrodynamica die gerelateerd is aan het ontstaan van hypertroebelheid, nog onderzocht moet worden. Ook eerdere recente rapportages (zie Winterwerp, 2013) legden om deze reden een nadruk op de waterbeweging.

Een tweede keuze betreft de nadruk op fysische mechanismen eerder dan analyse van waarnemingen. Dit is geheel in lijn met de opzet van het project waarbij geïdealiseerde modellering wordt gebruikt om het belang van individuele fysische processen te identificeren.

In Hoofdstuk 2 wordt een overzicht gegeven van de literatuur van getijvoortplanting in estuaria. Op basis van een vereenvoudigde wiskundige beschrijving worden diverse resultaten uit wetenschappelijke artikelen gereproduceerd. Ook wordt het ontstaan van getij-asymmetrie en haar belang voor sedimenttransport toegelicht.

In Hoofdstuk 3 worden de dynamische effecten van zout op de waterbeweging nader besproken. De relatie tussen deze effecten en het ontstaan van estuariene troebelheidsmaxima (ETMs) wordt kort uitgelegd.

2 Getij

2.1 Inleiding

In estuaria zoals de Schelde en de Eems is de waterbeweging *getijgedomineerd*, hetgeen betekent dat zij overwegend wordt bepaald door het getij op zee ter hoogte van het zeegat. Feitelijk is de stroming in het estuarium een weergave van de interne voortplanting van dit uitwendige getij. Deze voortplanting wordt in hoge mate gedetermineerd door de eigenschappen van het getijbekken zoals breedtevariatie, bodemligging en komberging.

Een en ander betekent niet dat getij de enige drijvende factor is van de hydraulica. Ook wind, rivierafvoer en de ruimtelijke verdeling van zout hebben een effect op de stroming. Hun relatieve belang in termen van de sterkte van opgewekte stroomsnelheden is echter gering voor een getijgedomineerd estuarium. Wij zullen deze effecten in eerste instantie dan ook niet nader beschouwen en ons richten op de globale getijdynamica in het bekken en de bijbehorende hydraulica. In het volgende hoofdstuk zal de invloed van zoutdynamica worden besproken en zal ook de relatie tussen getij, zoutverdeling en sedimenttransport aan de orde komen.

Het astronomische getij ter hoogte van het zeegat is opgebouwd uit meerdere getijcomponenten met hun eigen specifieke periode. Dominant is doorgaans het (bijna) dubbeldaagse maangetij M_2 met een periode van 12u25m, andere belangrijke componenten zijn het zongetij (S_2 , periode 12 uur) en de zogenaamde overtonen van het maangetij (bv. M_4 en M_6) waarvan de frequentie zich heeltallig verhoudt tot die van de M_2 component.

Hieronder zal een korte theoretische verhandeling worden gegeven van de getijstroming in een estuarium. Hierbij zal de nadruk liggen op het algemene effect van bekkeneigenschappen op de getijhydraulica. Een en ander zal gebeuren aan de hand van een geschematiseerde geometrie. Tevens zal - in eerste instantie - worden uitgegaan van een vertikaal getij ζ_e ter hoogte van het zeegat dat enkel een M_2 component bevat:

$$\zeta_e(t) \equiv \zeta(x=0, t) = A \cos(\sigma t). \quad (1)$$

Hierbij is $\sigma \sim 1.4 \times 10^{-4} \text{ rad s}^{-1}$ de cirkelfrequentie van het maangetij.

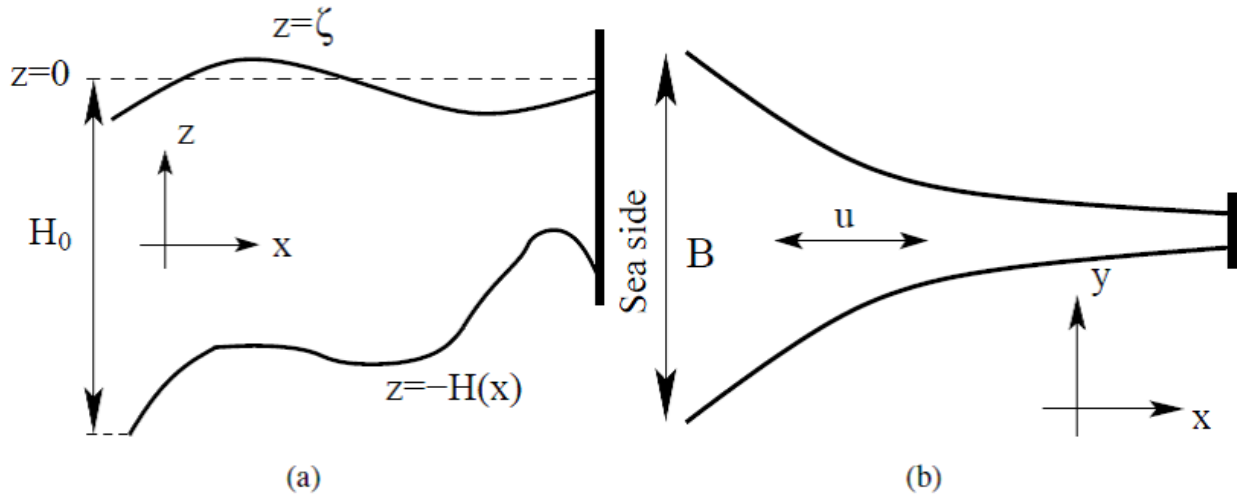
2.2 Geschematiseerde geometrie

We beschouwen een geschematiseerde kanaalgeometrie (zie Fig. 1). Het getijkanaal heeft lengte L terwijl de breedte B in de landwaartse richting exponentieel afneemt volgens de relatie

$$B(x) = B_0 \exp(-x/L_b). \quad (2)$$

Hierbij is x de landwaartse afstand tot het zeegat en B_0 de breedte ter hoogte van deze zeerland. De grootte L_b wordt de convergentielengte genoemd omdat het de lengtschaal aangeeft over welke de breedte convergeert. Een exponentiële benadering voor de breedte van een estuarium is een veelgebruikte aanpak in de literatuur, zie bijvoorbeeld Lanzoni en Seminara, (1998).

Figuur 1 – Schets van het modeldomein (a) zij aanzicht, (b) bovenaanzicht.



Voor verdere toelichting zie de hoofdttekst.

2.3 Eendimensionale beschrijving van getijvoortplanting

2.3.1 Wiskundige beschrijving

De eenvoudigste wijze om getijdynamica in een estuarium te beschrijven is door louter te kijken naar de variatie van waterstand ζ en de longitudinale snelheid u langs het bekken. Dit is effectief een eendimensionaal model, en de wiskundige vergelijkingen die de voortplanting van de getijgolf beschrijven zijn

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\tau_b}{H + \zeta} = 0, \quad (3)$$

$$B \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [B(H + \zeta)u] = 0, \quad (4)$$

welke respectievelijk krachtenbalans en massabehoud weergeven. In deze beschrijving dient ζ als de breedtegemiddelde waterstand en u als de cross-sectioneel gemiddelde snelheid te worden opgevat. Verder is g de gravitationele acceleratie en $H(x)$ de getij-gemiddelde diepteligging ten opzichte van gemiddeld zeeniveau. De grootte τ_b is de bodemschuifspanning welke doorgaans geparameteriseerd wordt als

$$\tau_b = \frac{g}{C^2} |u|u, \quad (5)$$

waarbij C de Chezycoëfficiënt is.

Bovenstaand stelsel is wiskundig volledig gespecificeerd indien we op de zeerand ($x = 0$) en de landwaartse rand de waterstand, snelheid of een combinatie van beiden voorschrijven. Hieronder is Vgl. (1) als zeewaartse randvoorwaarde opgenomen, de landwaartse randvoorwaarde hangt af van de bekkenlengte en zal in functie hiervan later worden gespecificeerd.

2.3.2 Vereenvoudigingen

Vergelijkingen (3) en (4) kennen geen oplossingen in gesloten vorm en worden derhalve vaak numeriek opgelost. Het is echter mogelijk om ze verder te vereenvoudigen op een wijze die oplossingen in gesloten vorm toestaat en nog steeds een globale studie van getijpropagatie mogelijk maakt. Het belang van een dergelijke

studie is dat het toelaat om de fysische mechanismen die getij-indringing controleren bloot te leggen. De eerste vereenvoudiging is de aanname dat de grootte van het verticale getij (getijslag) veel kleiner is dan de bodemdiepte,

$$\frac{A}{H} \ll 1.$$

Hiermee worden Vgl. (3) en (4) gereduceerd tot het stelsel (Lanzoni en Seminara, 1998; Schuttelaars en De Swart, 2000):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\tau_b}{H} &= 0, \\ B \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [B H u] &= 0. \end{aligned}$$

Deze vergelijkingen kunnen nog steeds niet analytisch worden opgelost omdat de bodemwrijving τ_b in de krachtenbalans op niet-lineaire wijze van de snelheid afhangt. Dit kan worden verholpen door de bodemwrijvingswet te lineariseren, een procedé dat voor het eerst is toegepast door Lorentz (Lorentz, 1922). Hierbij wordt de niet-lineaire formulering (5) vervangen door de lineaire vorm

$$\tau_b = r u.$$

De lineaire wrijvingscoëfficiënt r volgt uit de eis dat de door bodemwrijving binnen een getijperiode gedissipeerde hoeveelheid energie voor zowel niet-lineaire als lineaire wrijvingswet gelijk is. Voor een puur M_2 getij geeft dit

$$r = \frac{8gU}{3\pi C^2}$$

met U de lokale snelheidsamplitude. Deze aanpak werd experimenteel gevalideerd door Terra *e.a.*, (2005). Voor een gedetailleerd verhandeling over de Lorentz-linearisatie zie Zimmerman, (1982) en Zimmerman, (1992). Tot slot wordt aangenomen dat de bodem horizontaal is zodat H constant is.

2.3.3 Gereduceerde vergelijkingen

Met voornoemde drietal vereenvoudigingen wordt de voortplanting van de getijgolf gegeven door de vergelijkingen

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + r \frac{u}{H} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + H \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{H u}{L_b} = 0. \quad (7)$$

Hieruit volgt voor de waterstand de enkele vergelijking

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - g H \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{g H}{L_b} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{r}{H} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0. \quad (8)$$

Met deze vergelijking en de randvoorwaarde (1) kunnen veel specifieke resultaten uit de literatuur van getijvoortplanting in estuaria worden gereproduceerd. Hieronder zullen kort enkele gevallen de revue passeren.

2.4 Getijvoortplanting in oneindig lange estuaria

Indien een getijbekken voldoende lang is dan zal de getijwerking in de opwaartse delen van het estuarium door bodemwrijving sterk gedempd zijn. Bijgevolg is het effect van reflectie aan de landwaartse begrenzing

van ondergeschikt belang. Dergelijke systemen kan men effectief als oneindig lang beschouwen en de getijgolf zal enkel een opwaartse propagerend karakter hebben. Dit laatste kan in een numeriek model worden verwezenlijkt door als landwaartse randvoorwaarde een zgn. stralingsconditie op te leggen waardoor de getijgolf enkel opwaarts propageert.

2.4.1 Recht kanaal (L_b oneindig)

In de eerste voorbeelden die we beschrijven, beschouwen we een kanaal met een uniforme breedte. Binnen het in Sect. 2.2 geformuleerde eendimensionale model betekent dit dat L_b oneindig is, aangezien het estuarium niet convergeert. De voornaamste implicatie van deze aanname is dat de derde term in vergelijking (8) wegvalt:

$$\frac{gH}{L_b} \rightarrow 0, \quad \text{voor } L_b \rightarrow \infty. \quad (9)$$

Als we daarnaast ook aannemen dat er geen wrijving aanwezig is in het estuarium (d.w.z. $r = 0$), dan volgt dat de dynamica van het vrije oppervlak in het estuarium beschreven wordt door:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - gH \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = 0.$$

De oplossing van deze vergelijking voor een oneindig lang kanaal wordt gegeven door de welbekende ongedempte lopende getijgolf

$$\zeta(x, t) = A \cos(k_0 x - \sigma t), \quad (10)$$

met $k_0 = \sigma / \sqrt{gH}$ het golfgetal van de getijgolf welke aan de golflengte λ_0 is gerelateerd volgens $\lambda_0 = 2\pi/k_0$. De voortplantingssnelheid van de getijgolf is $c = \sigma/k_0 = \sqrt{gH}$ en geeft de snelheid waarmee hoog -en laagwaters langsheen het getijbekken reizen.

Voor de stroomsnelheid $u(x, t)$ vinden we met Vgl. (7)

$$u(x, t) = \frac{A}{H} \sqrt{gH} \cos(k_0 x - \sigma t). \quad (11)$$

We zien dus dat maximale vloed -en ebsnelheden exact samenvallen met hoogwater resp. laagwater. Merk ook op dat de stroomsnelheid een factor A/H kleiner (dus doorgaans *veel* kleiner) is dan de voortplantingssnelheid c van hoog -en laagwaters.

Uiteraard is de situatie met wrijving realistischer. In dit geval wordt de dynamica van het vrije water oppervlak in het estuarium beschreven door

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - gH \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{r}{H} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0.$$

De oplossing van deze vergelijking is een modificatie van bovenstaande lopende getijgolf, meer bepaald zien we nu dat door het in rekening brengen van wrijving, de getij-amplitude ruimtelijk exponentieel gedempt wordt. Er geldt nu

$$\zeta(x, t) = A \exp(-\mu x) \cos(kx - \sigma t), \quad (12)$$

waarbij

$$k = k_0 \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \tilde{r}^2}}{2}}, \quad \mu = k_0 \sqrt{\frac{-1 + \sqrt{1 + \tilde{r}^2}}{2}}, \quad \tilde{r} = \frac{r}{\sigma H}.$$

Merk op dat ook het golfgetal k (en daarmee de voortplantingssnelheid) afhankelijk is van de wrijving. Bij sterke wrijving (grote r) wordt k groter, hetgeen betekent dat de golflengte van de getijgolf in het estuarium kleiner wordt dan voor het wrijvingsloze geval (Le Blond, 1978). Dit impliceert ook dat de voortplantingssnelheid van de getij-golf kleiner wordt.

Voor de stroomsnelheid geldt

$$u(x, t) = \frac{A}{H} \frac{1}{[1 + \tilde{r}^2]^{1/4}} \sqrt{gH} \exp(-\mu x) \cos(k_0 x - \sigma t - \varphi). \quad (13)$$

waarbij er nu een faseverschil φ optreedt tussen waterstand en snelheid. Dit faseverschil is een functie van de weerstandscoefficiënt r en is gegeven door

$$\tan \varphi = \frac{-1 + \sqrt{1 + \tilde{r}^2}}{\tilde{r}}. \quad (14)$$

Dit betekent dat voor toenemende wrijving de maximale stroomsnelheden optreden voorafgaand aan hoog- of laagwaters. Voor sterke wrijving geldt $\varphi = 45^\circ$ zodat horizontale eb of vloed ca. 1,5 uur eerder zal optreden dan verticale eb of vloed.

2.4.2 Getijbekkens met convergentie

Laten we vervolgens de situatie bekijken waarin de breedte van het estuarium landwaarts exponentieel afneemt volgens Vgl. (2). Voor de eenvoud verwaarlozen we in eerste instantie het effect van wrijving. De aard van de getijgolf (in de zin van lopend danwel staand) blijkt dan af te hangen van de mate van de convergentie. Voor relatief zwakke convergentie, hier gedefinieerd als

$$2k_0 L_b > 1,$$

is de getijgolf propagerend. De waterstand en snelheid worden dan gegeven door

$$\zeta(x, t) = A \exp\left(\frac{x}{2L_b}\right) \cos(kx - \sigma t), \quad (15)$$

$$u(x, t) = \frac{A}{H} \sqrt{gH} \frac{2kL_b}{\sqrt{1 + 4k^2 L_b^2}} \exp\left(\frac{x}{2L_b}\right) \cos(kx - \sigma t - \varphi), \quad (16)$$

waarbij het golfgetal k is gegeven door

$$k = \sqrt{k_0^2 - \frac{1}{4L_b^2}},$$

terwijl de fasehoek φ tussen waterstand en snelheid voldoet aan

$$\tan \varphi = \frac{1}{\sqrt{4k_0^2 L_b^2 - 1}}.$$

We zien dus dat de amplitude van waterstand en snelheid bij zwakke convergentie langsheen het bekken exponentieel toeneemt met lengteschaal $2L_b$. Strikt genomen is dit niet consistent met de eerste aanname uit Sectie 2.3.2, zodat de geldigheid van Vgl. (15) en (16) beperkt is tot de meer afwaartse delen van het estuarium. Merk op dat we voor een recht kanaal (L_b oneindig) weer de uitdrukkingen (10) en (11) terugvinden. Naarmate de convergentie toeneemt (en dus L_b afneemt) treedt er bij $2k_0 L_b = 1$ een zgn. "kritische" situatie op waarbij het golfgetal nul wordt (Jay, 1991). De fasehoek φ is dan 90° . Bij deze kritische situatie is het golfgetal k nul en dus de golflengte oneindig. Het gehele wateroppervlak staat dan simultaan te oscilleren met een ruimtelijke amplitudevariatie $\propto \exp(k_0 x)$. Dit is dus een staande golf.

Bij verder toename van de convergentie blijft dit staande golfgedrag gehandhaafd, zij het dat de lengteschaal van de ruimtelijke groei toeneemt. Voor extreem sterke convergentie ($k_0 L_b \ll 1$) wordt de amplitude van het verticale getij constant en schaalt de snelheidsamplitude lineair met L_b . Dit komt doordat het grootste deel van de horizontale oppervlakte van het bekken zich bevindt binnen een afstand $\sim L_b$ van de zeerland. Er is dan sprake van een getijbekken met effectieve eindige lengte L_b . Als $k_0 L_b$ nu klein wordt dan betekent dit dus dat het estuarium effectief kort is ten opzichte van de getijgolflengte en dergelijke korte getijbekkens worden gekenmerkt door een simultane waterstandsvariatie die constant is langsheen het bekken. De snelheidsamplitude voor een kort getijbekken schaalt lineair met de lengte (Schuttelaars en De Swart, 1996).

2.4.3 Competitie tussen convergentie en wrijving

Uit het voorgaande blijkt dat kanaalconvergentie leidt tot een ruimtelijke versterking van het verticale getij terwijl bodemwrijving een demping van de getijgolf geeft. Beide effecten werken elkaar dus tegen. Dit roept de vraag op of het mogelijk is dat beide effecten elkaar in balans kunnen houden waardoor de amplitude van een lopende getijgolf niet zal veranderen. Hieronder zullen twee voorbeelden hiervan worden besproken.

"Ideaal" estuarium

Voor een ideaal estuarium (Savenije, 2005) geldt dat convergentie en bodemwrijving precies zodanig gerelateerd zijn dat het verticale getij identiek is aan de wrijvingsloze lopende getijgolf (Vgl. 10). In dat geval dienen de derde en vierde term in Vgl. (8) elkaar precies te balanceren, hetgeen betekent dat de convergentielengte L_b en de bodemwrijvingscoëfficiënt r voldoen aan de relatie

$$k_0 L_b \tilde{r} = 1. \quad (17)$$

Voor de snelheid geldt

$$u(x, t) = \frac{A}{H} \sqrt{gH} \frac{k_0 L_b}{\sqrt{1 + k_0^2 L_b^2}} \sin(k_0 x - \sigma t - \varphi) = \frac{A}{H} \sqrt{gH} \frac{1}{\sqrt{1 + \tilde{r}^2}} \sin(k_0 x - \sigma t - \varphi)$$

waarbij de fasehoek φ voldoet aan

$$\tan \varphi = \tilde{r} = \frac{1}{k_0 L_b}.$$

We zien dus dat het faseverschil tussen waterstand en snelheid toeneemt met de bodemwrijving, en kan variëren van nul tot 90° . In tegenstelling tot de ongedempte getijgolf in een recht, wrijvingsloos kanaal (Vgl. 11) zijn horizontaal en vertikaal getij dus niet in fase.

Sterke convergentie en bodemwrijving

Een heel bijzondere getijpropagatie treedt op als zowel convergentie van het getijbekken als bodemwrijving belangrijk zijn (Friedrichs en Aubrey, 1994; Van Oyen *e.a.*, 2014). In dat geval zijn de derde en vierde term Vgl. (8) dominant en met elkaar in evenwicht en worden de waterstand en de snelheid gegeven door

$$\zeta(x, t) = A \cos(kx - \sigma t), \quad (18)$$

$$u(x, t) = \frac{A}{H} \sqrt{gH} k_0 L_b \sin(kx - \sigma t), \quad (19)$$

waarbij het golfgetal k wordt gegeven door

$$k = k_0^2 L_b \tilde{r}.$$

Het getij is dus een ongedempte propagerende golf waarbij de snelheid een faseverschil van 90° met de waterstand vertoont. Dat is bijzonder, aangezien een dergelijk faseverschil vaak wordt gezien als een kenmerk van een *staande* getijgolf terwijl we toch te maken hebben met een lopende golf. Merk op dat voor de specifieke conditie (17) de oplossing voor het eerder besproken ideale estuarium wordt teruggevonden.

2.5 Effecten van eindige bekkenlengte

De bespreking tot dusverre betrof enkel oneindig lange getijbekkens. Bij een eindige bekkenlengte L zal de snelheid op de landwaartse begrenzing ($x = L$) naar nul gaan. De landwaarts propagerende getijgolf zal op deze rand reflecteren. Deze zeewaarts propagerende golf zal interageren met de inkomende golf, hetgeen een ander kwalitatief voortplantingsgedrag geeft als bij een (oneindig) lang getijkanaal.

2.5.1 Staand golfgedrag

Om te beginnen beschouwen we een recht, wrijvingsloos kanaal. Door het beschouwen van een eindig lange bekken, vinden we nu in plaats van Vgl. 10 de uitdrukking

$$\zeta(x, t) = A \frac{\cos(k_0[L - x])}{\cos(k_0 L)} \cos(\sigma t), \quad (20)$$

hetgeen een zogenaamde *staande golf* is. Hoog- en laagwaters reizen hierbij niet meer door het getijbekken maar treden door het gehele domein *simultaan* op, waarbij elk punt haar eigen specifieke amplitude heeft. De reden voor dit staande golfgedrag is uniforme kanaalbreedte in combinatie met het ontbreken van dissipatie. Hierdoor zijn de inkomende en gereflecteerde getijgolf even sterk. De totale (resultante) getijgolf heeft derhalve geen preferente voortplantingsrichting.

Voor de snelheid geldt nu

$$u(x, t) = \frac{A}{H} \sqrt{gH} \frac{\sin(k_0(L - x))}{\cos(k_0 L)} \sin(\sigma t). \quad (21)$$

We zien dat snelheden nu juist daar maximaal zijn waar waterstanden geen amplitude hebben (knopen) en visa versa. Ook is er een vast faseverschil van 90° tussen horizontaal en vertikaal getij.

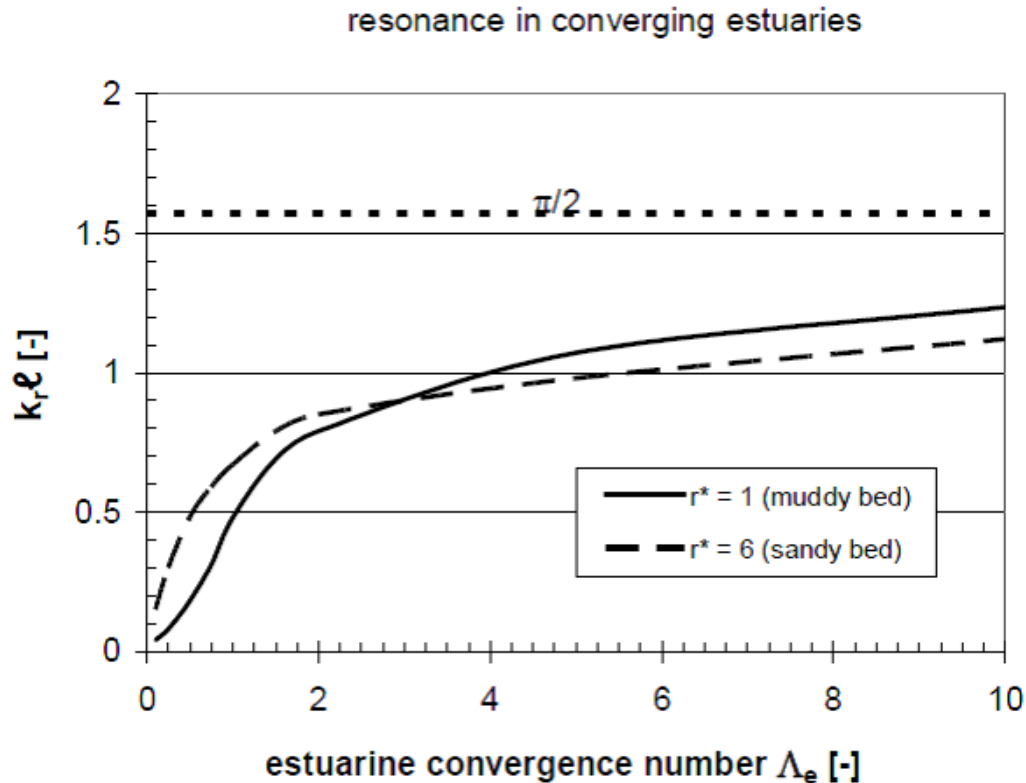
2.5.2 Resonantie

Merk op dat de waterstand (Vgl. 20) aan het einde van het bekken oneindig groot wordt als de lengte voldoet aan één van de resonantiecondities

$$k_0 L = \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi, \quad n = 0, 1, \dots \quad (22)$$

Hierbij is in de praktijk de meest relevante resonantielengte die waarvoor geldt dat $L = \lambda_0/4$ (dus $n = 0$). Vergelijking (22) is enkel geldig voor een recht, wrijvingsloos getijkanaal. Bij variërende breedte en aanwezigheid van bodemwrijving is het niet langer mogelijk om een expliciete, gesloten conditie voor resonantie te vinden. In Fig. 2 is de resonantielengte voor $n = 0$ weergegeven als functie van de convergentielengte L_b en de wrijvingsparameter r (Winterwerp en Wang, 2013).

Figuur 2 – Variatie van de dimensionloze resonantielengte ℓ ($k_0 \ell$, verticale as) als functie van de dimensionloze convergentielengte ($k_0 L_b$, horizontale as).



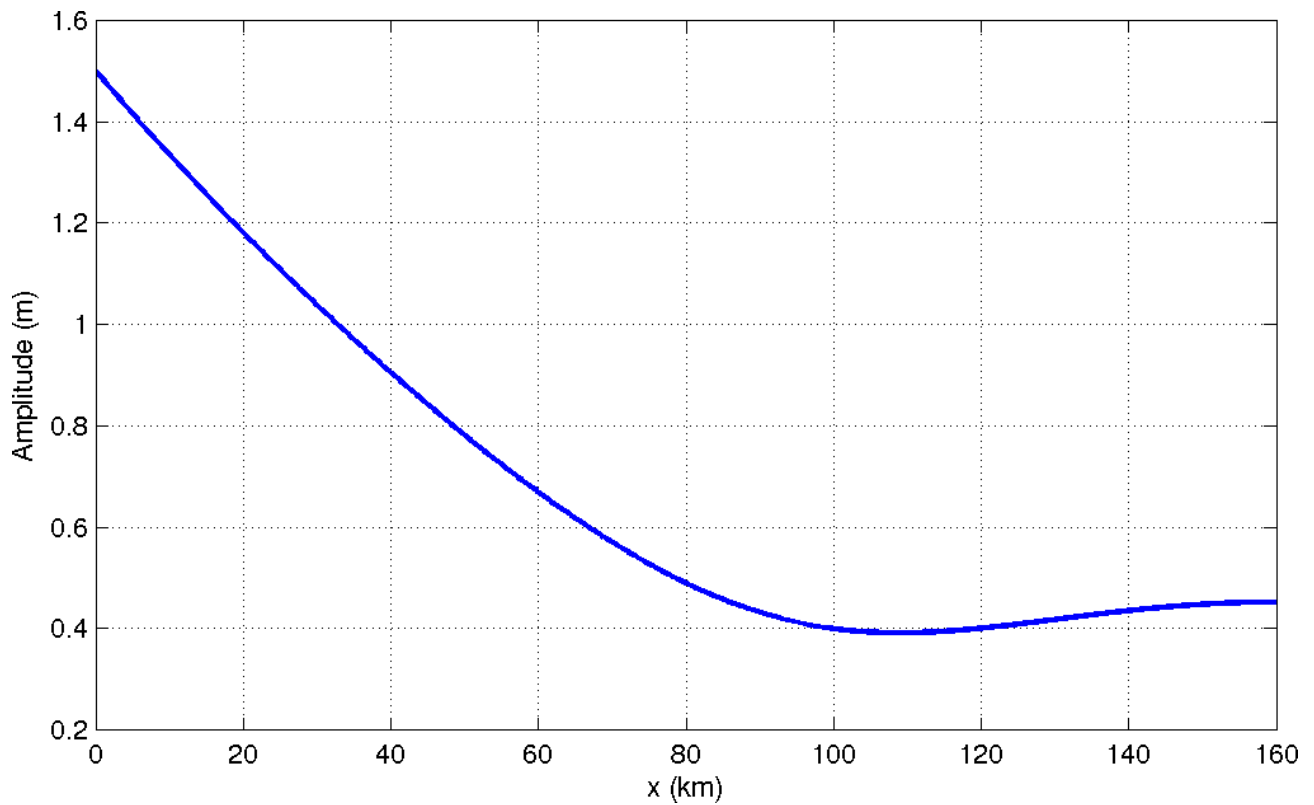
De resultaten zijn weergegeven voor twee dimensionloze waarden van de bodenwrijvingscoëfficiënt. De grootheid r_* is identiek aan $\tilde{r} = r/(\sigma H)$. Figuur overgenomen van Winterwerp en Wang, (2013).

2.5.3 Gemengd propagatiegedrag

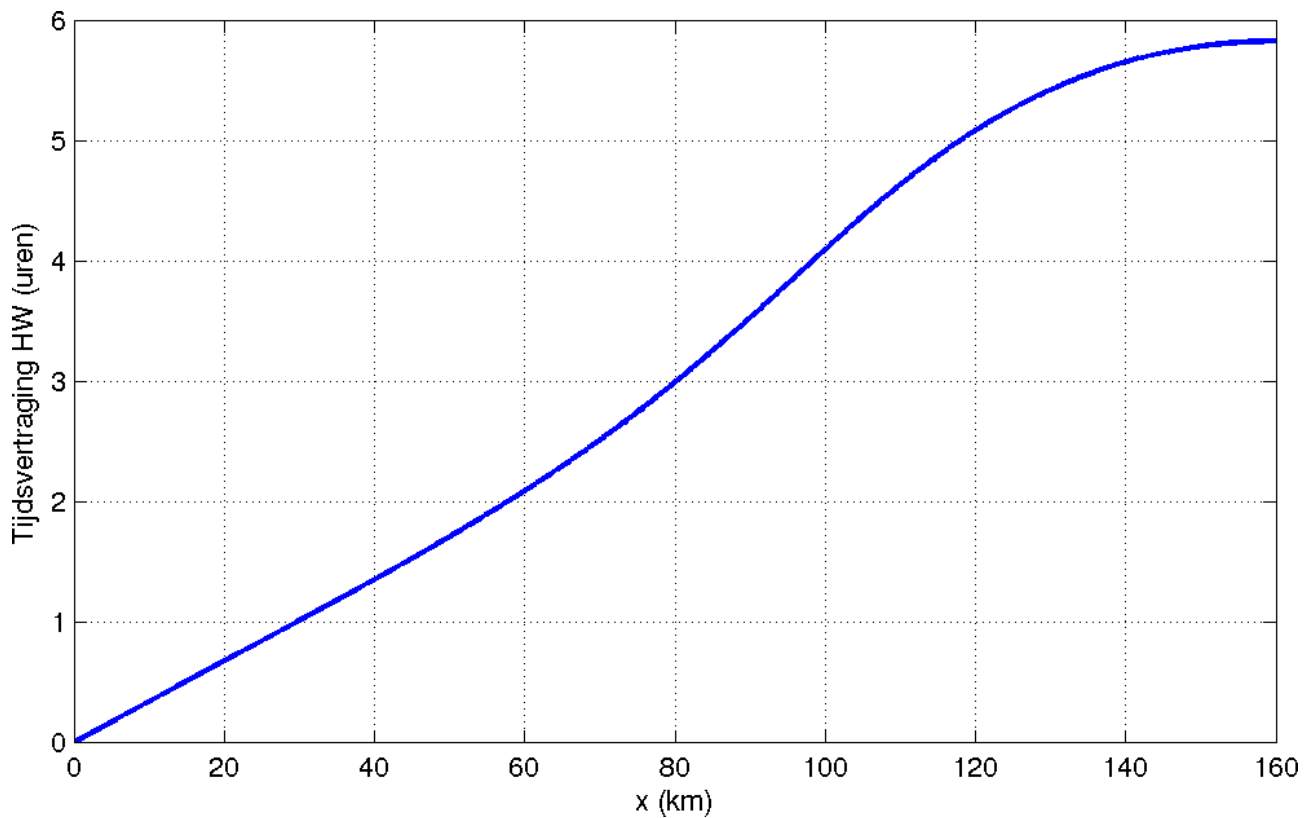
We hebben gezien dat het getij in een oneindig lang estuarium gekenmerkt wordt door een lopende golf. Voor een bekken van eindige lengte vonden we (in elk geval in het wrijvingsloze geval) een staande getijgolf. In de praktijk vertoont de getijgolf in een estuarium meestal gemengd propagatiegedrag, waarbij aan de zeewaartse kant de getijvoorplanting als die van een lopende golf is maar nabij de landwaartse begrenzing staande golf karakteristieken vertoont. In het centrale deel van het bekken vinden we een getijgolf die kenmerken van beide soorten voortplanting vertoont.

Dit is voor een recht kanaal geïllustreerd in Fig. 3, 4 en 5. Hier laten we de variatie van de karakteristieken van een getij-golf doorheen een estuarium zien aan de hand van de oplossing van Vgl (6) en (7). Voor dit kanaal zijn als parameterwaarden gekozen $H = 10$ m, $r = 0.003$ m s⁻¹, $L = 160$ km en $A = 1.5$ m. In Fig. 3 zien we het verloop van de M_2 amplitude van het verticale getij. De damping door bodemwrijving is duidelijk zichtbaar. Figuur 4 laat de vertraging van hoogwater ten opzichte van de ingang van het bekken zien. Het propagerende karakter van de getijgolf is hieruit duidelijk zichtbaar. Naar het einde van het kanaal wordt de vertraging echter constant: het wateroppervlak beweegt daar dus simultaan op en neer, hetgeen karakteristiek is voor een staande golf. Een en ander is verder verduidelijkt in Fig. 5 dat het lokale faseverschil tussen snelheid en waterstand weergeeft (hoek φ in Vgl. 13). De fasehoek is nabij de ingang tussen nul en 45°, hetgeen overeenkomt met een gedempte lopende golf. Aan de landwaartse grens is dit verschil 90°, wat opnieuw weer het staande golf karakter daar bevestigt. Doorheen het bekken treden echter ook faseverschillen op die groter zijn dan 45° en toch propagatie beschrijven. Dit is een gemengde golf die resulteert door de interactie tussen de landwaarts reizende inkomende getijgolf en de gereflecteerde uitgaande golf. Deze laatste wordt weliswaar gedempt, maar heeft in het interieur nog een significante amplitude.

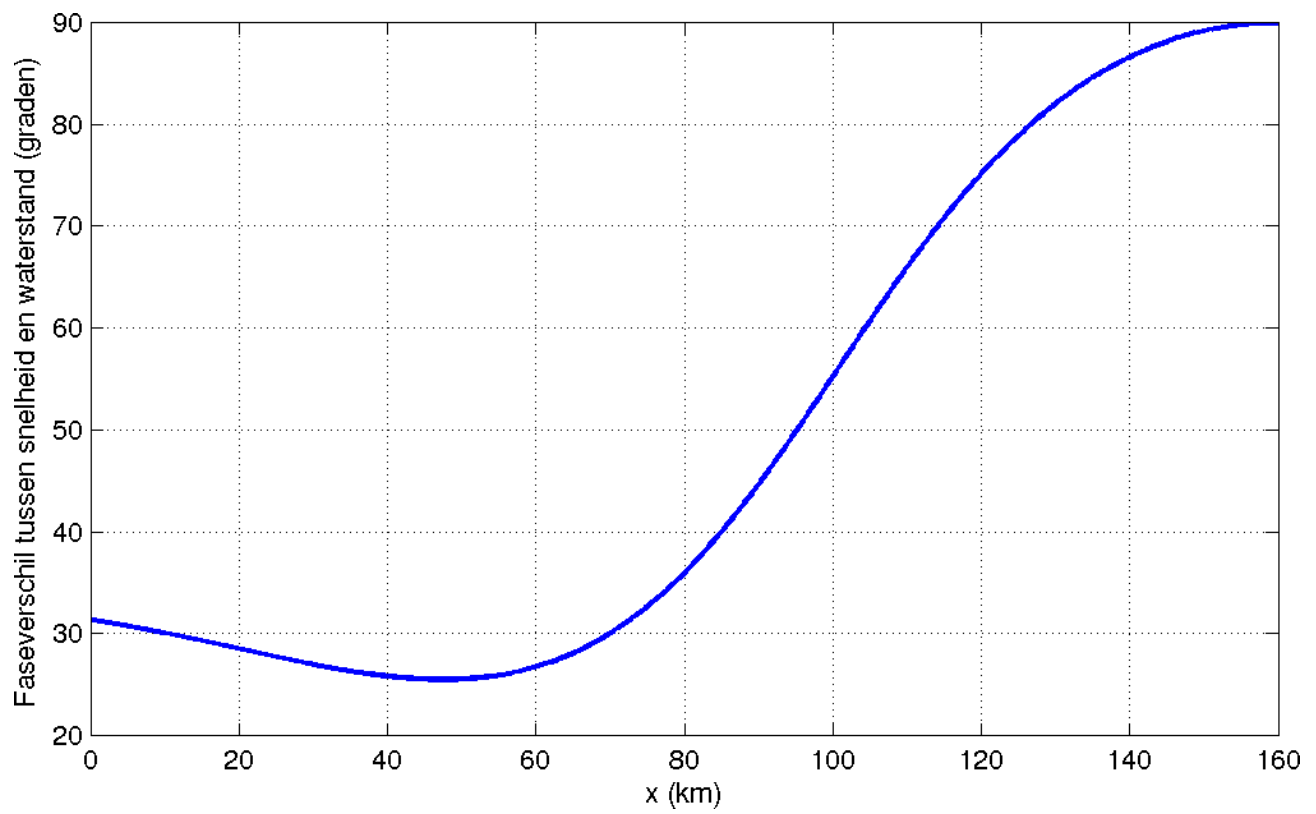
Figuur 3 – Variatie van de verticale M_2 getijamplitude langsheen een hypothetisch bekken.



Figuur 4 – Vertraging van tijdstip van hoogwater ten opzichte van de zeerland.



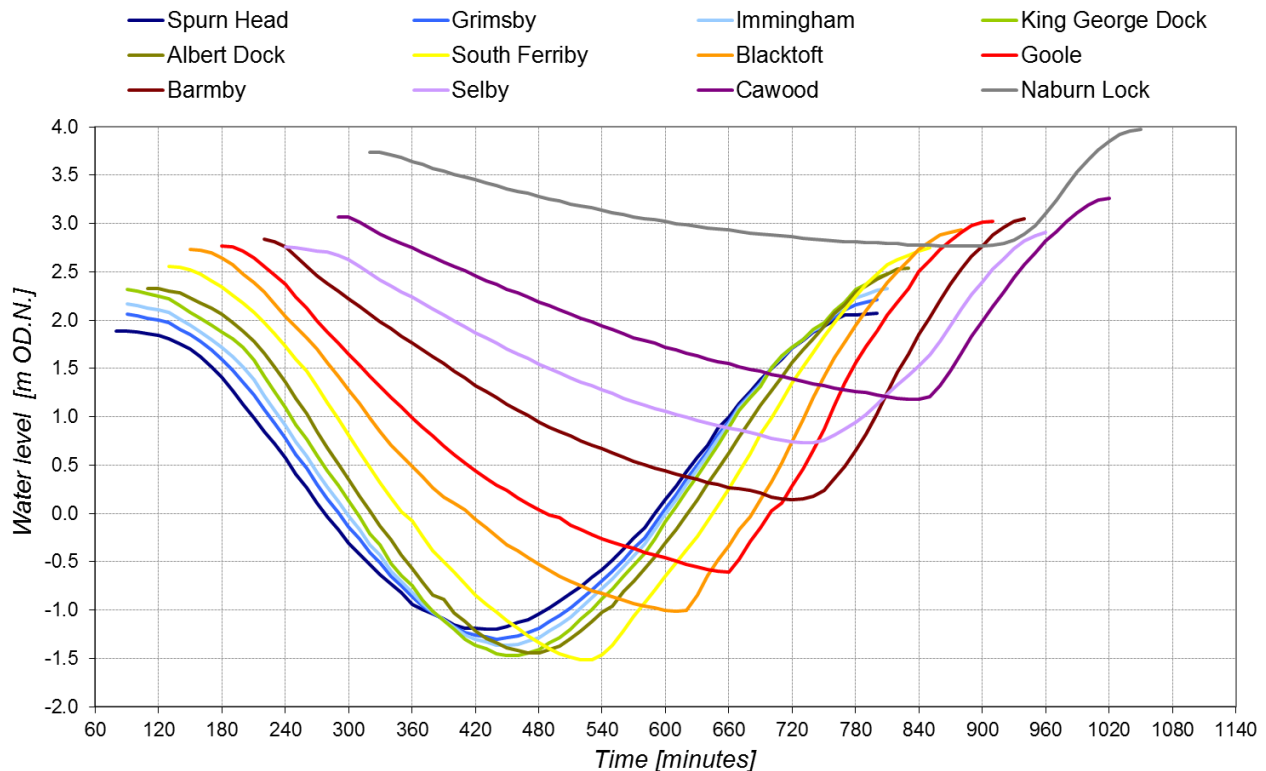
Figuur 5 – Faseverschil tussen snelheid en waterstand.



2.6 Voorbeeld van getijpropagatie in estuaria: de Humber (VK)

Als voorbeeld van een sterk convergerend estuarium met sterke bodemwrijving beschouwen we de Humber (Plancke *e.a.*, 2012). In Fig. 6 zien we het waterstandsverloop gedurende 13 uur voor diverse stations aan de Humber en haar zijrivier de Ouse. Hieruit is duidelijk het propagerende gedrag van de getijgolf te zien.

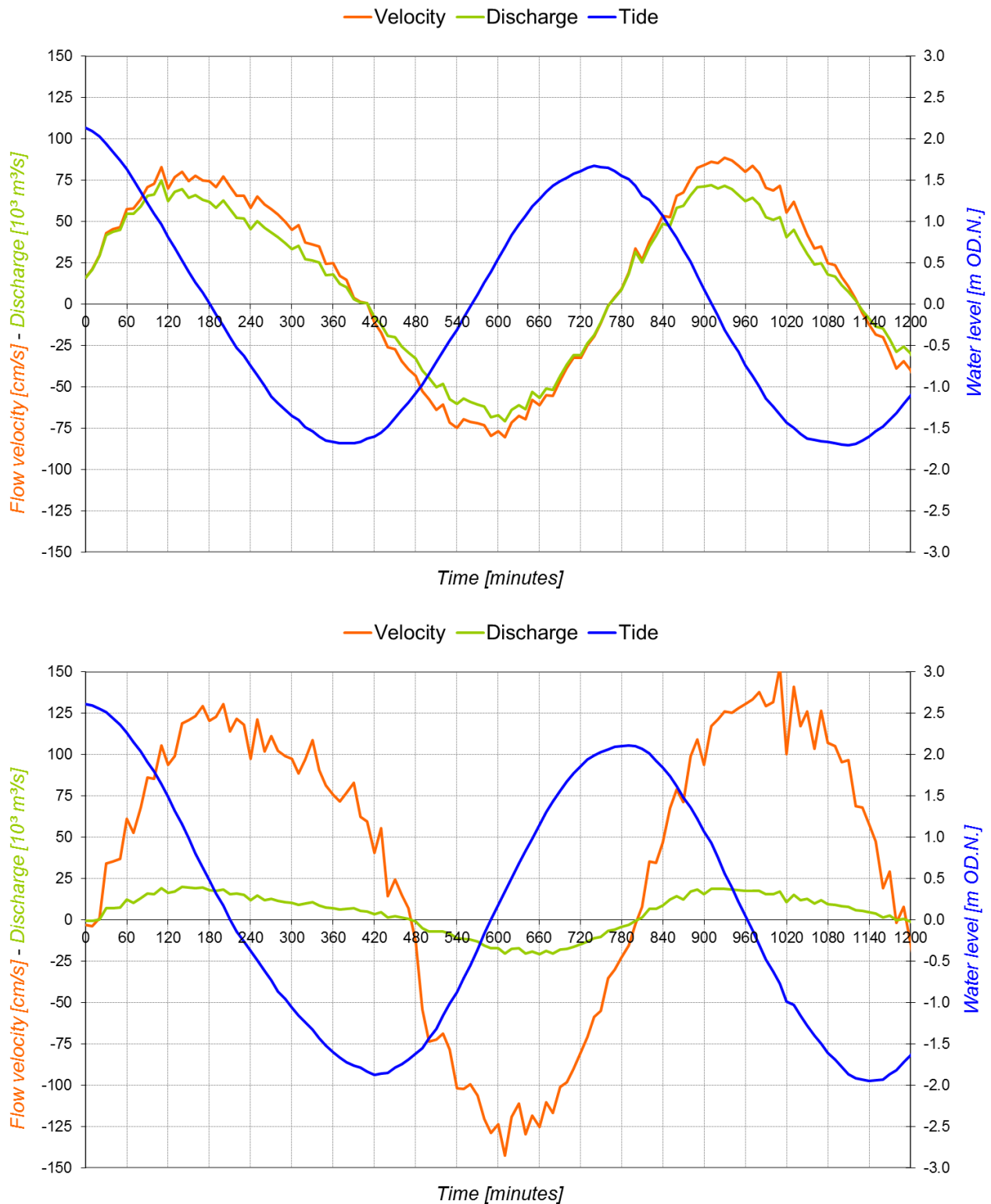
Figuur 6 – Gemeten waterstandscurves voor diverse stations langs de Humber en Ouse.



Het lopende golfgedrag (bv. propagatie van laagwaters) is duidelijk zichtbaar.

Voor een tweetal stations (Spurn Head nabij de monding en Albert Dock op ca 40 km stroomopwaarts) zijn horizontaal en vertikaal getij weergegeven in Fig. 7. Hier is duidelijk te zien dat er een faseverschil is van 90° tussen waterstand en cross-sectionele gemiddelde snelheid. Dit is dus het type getijgolf dat hoort bij sterk convergente getijbekkens met sterke bodemwrijving zoals beschreven door Friedrichs en Aubrey, (1994).

Figuur 7 – Waterstand (blauw), getijdebiet (oranje) en cross-sectioneel gemiddelde snelheid (groen) voor twee stations langheen de Humber.



Boven: Spurn Head (nabij de monding), onder: Albert Dock (ca 40 km stroomopwaarts).

2.7 Getij-asymmetrie

Tot dusverre is met de gereduceerde beschrijving (Vgl. 7 en 6) en de monochromatische forcering (Vgl. 1) alleen gekeken naar de voortplanting van een getijgolf met één specifieke frequentie. De getijgolf varieert vertikaal symmetrisch ten opzichte van midtij terwijl de snelheid eveneens symmetrisch om nul varieert. Dit getij is dus *symmetrisch*.

Een symmetrisch getij komt in werkelijkheid niet voor. Een belangrijke reden hiervoor is dat het getij op de zeerland niet symmetrisch is, waardoor ook de zich voortplantende golf een asymmetrie zal vertonen. Deze vorm van getij-asymmetrie wordt *externe* getij-asymmetrie genoemd omdat zij van de rand afkomstig is. Daarnaast is er ook sprake van *interne* getij-asymmetrie die het gevolg is van de niet-lineaire effecten die we bij de vereenvoudiging van de ondiepwatervergelijkingen (3) en (4) hebben verwaarloosd (Speer en Aubrey, 1985). Inderdaad, een getij dat op de zeerland puur symmetrisch is, zal bij propagatie door een getijbekken vanwege deze niet-lineaire mechanismen een asymmetrie ontwikkelen. Om dit te verduidelijken zullen de effecten van de tot dusverre verwaarloosde niet-lineariteiten kort worden besproken.

2.7.1 Interne getij-asymmetrie

In de volledige vergelijkingen (3) en (4) staan twee soorten niet-lineariteiten. De eerste zijn quadratische producten van snelheid en/of waterstand, met name $u\partial u/\partial x$ (advectie) en $\partial(\zeta u)/\partial x$ (massabehoud). De andere niet-lineariteit is de bodemwrijvingsterm $|u|u$. Om het effect van deze termen op de voortplanting van de getij-golf te illustreren, nemen we aan dat we een snelheidsveld hebben dat overwegend een M_2 component heeft, bijvoorbeeld

$$u = U(x) \cos(kx - \sigma t) .$$

We vinden dan voor de kwadratische niet-lineariteiten dat deze restbijdragen en even overtonen van het maangetij genereren (Hamilton, 1978). Immers

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} &= U \frac{dU}{dx} \cos^2(kx - \sigma t) - kU^2 \cos(kx - \sigma t) \sin(kx - \sigma t) \\ &= \frac{1}{2} U \frac{dU}{dx} + \frac{1}{2} U \left[\frac{dU}{dx} \cos(2kx - 2\sigma t) - kU \sin(2kx - 2\sigma t) \right] . \end{aligned}$$

De eerste term is een tijdsafhankelijke (residuele) bijdrage terwijl de term binnen de rechte haken varieert op de frequentie van de M_4 harmonische. Via de advectieterm in de bewegingsvergelijking worden zo dus hogere getij harmonischen van het horizontale getij gegenereerd.

Daarentegen geldt voor de wrijvingsterm dat deze juist bijdragen op M_2 en haar *oneven* overtonen zal geven. Er geldt nu (Speer en Aubrey, 1985)

$$|u|u = \frac{8}{3\pi} U^2 \left[\cos(kx - \sigma t) + \frac{1}{5} \cos(3kx - 3\sigma t) \right] + \dots ,$$

waarbij ... bijdragen met frequentie 5σ , 7σ etc. voorstellen. Bodemwrijving geeft dus overwegend oneven harmonische bijdragen aan het getij.

2.7.2 Expliciet voorbeeld: Stokes return flow

Een eenvoudig voorbeeld ter illustratie van getij-asymmetrie is de zgn. *Stokes return flow* die in het algemeen optreedt in een getijbekken van eindige lengte. Beschouw de volledige een-dimensionale massabehoudswet (4). Ruimtelijke integratie vanaf een locatie x tot de bovenstroomse rand geeft

$$\int_x^L \frac{\partial \zeta}{\partial t} dx' = -B[H + \zeta(x, t)]u(x, t) ,$$

waarbij is gebruikt dat $u(x = L, t) = 0$. Vervolgens passen we op deze vergelijking tijdsmiddeling over een getijperiode toe. Als we aannemen dat waterstand puur periodiek varieert dan geeft de integraal in bovenstaande vergelijking hierbij een bijdrage nul. We vinden dan de volgende uitdrukking voor de tijdsonafhankelijke snelheid $\langle u \rangle$, te weten

$$\langle u \rangle = -\frac{\langle \zeta u \rangle}{H}. \quad (23)$$

Hierbij geeft $\langle \rangle$ de tijdsmiddeling weer. We zien dat er een reststroming optreedt als er een temporele correlatie is tussen waterstand en snelheid. Dit kan als volgt worden begrepen. Stel dat de waterstand en snelheid beiden symmetrisch zijn. Dan betekent een positieve correlatie dat hogere (lagere) waterstanden samengaan met horizontale vloed (eb). Echter, bij hoogwater is de waterkolom groter dan bij laagwater. Er wordt dus tijdens vloed meer water stroomopwaarts getransporteerd dan dat er tijdens eb terugkomt. Een dergelijk netto vloedgericht transport van water is echter niet mogelijk vanwege de landwaartse rand, waar water zich voortdurend zou ophopen. Dit opwaartse transport moet dus worden gecompenseerd door een netto stroming in de ebrichting, en dit wordt precies door Vgl. (23) weergegeven. Deze stroming is dus een "terugkeerstroom" en wordt dan ook de *Stokes return flow* genoemd.

2.7.3 Relevantie van getij-asymmetrie

Asymmetrie van het horizontale getij betekent dat de snelheidsgrootte gedurende eb en vloed sterk verschillend kunnen zijn. Dit heeft repercussies voor netto horizontaal sedimenttransport dat doorgaans een sterke afhankelijkheid kent van de stroomsnelheid (Groen, 1967). Als we bijvoorbeeld aannemen dat de sedimentflux q een kubische afhankelijkheid kent, dus

$$q = pu^3$$

en anderzijds aannemen dat de snelheid wordt gegeven door een M_2 en M_4 -bijdrage

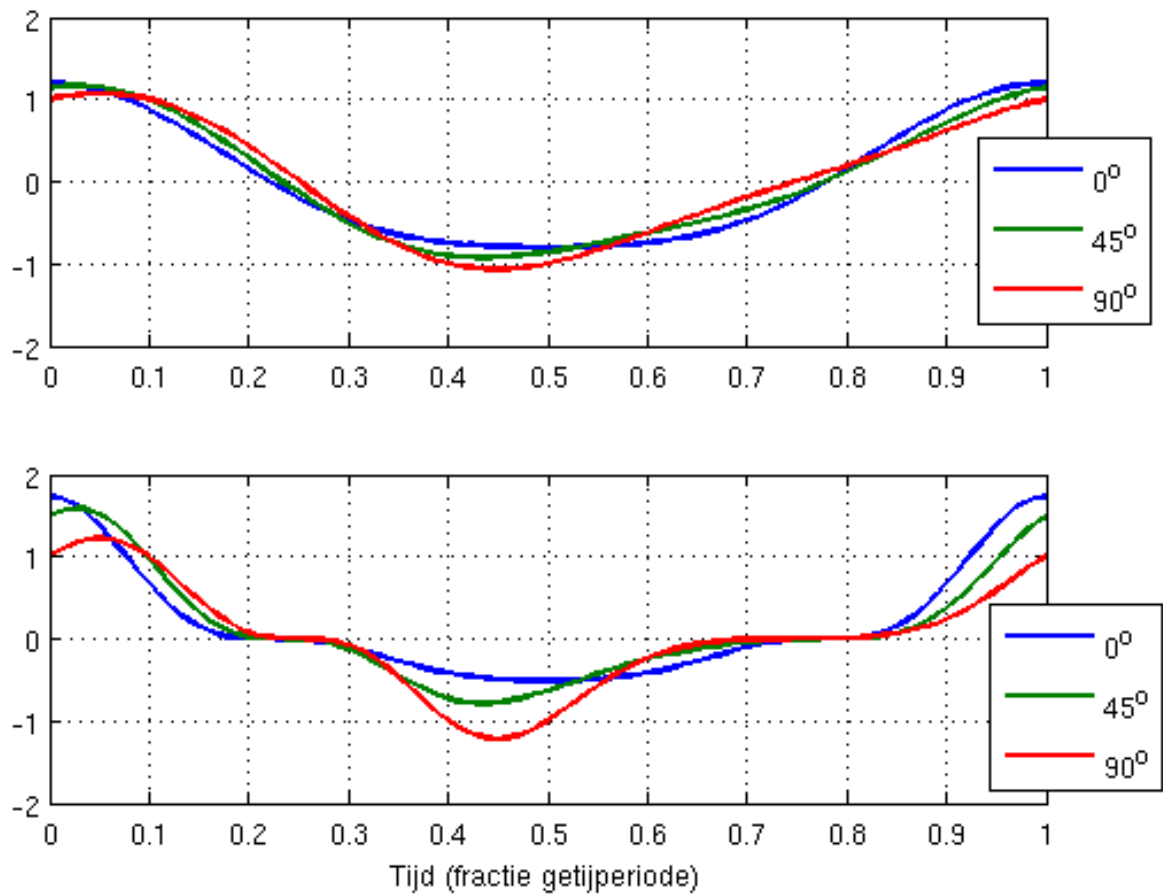
$$u = U_2 \cos(\sigma t) + U_4 \cos(2\sigma t - \phi)$$

dan vinden we voor de getijgemiddelde sedimentflux $\langle q \rangle$

$$\langle q \rangle = p \langle u^3 \rangle = \frac{3}{4} p U_2^2 U_4 \cos(\phi).$$

Er is dus alleen een netto sedimentflux als de stromingen meerdere getijcomponenten bevat: een enkele bijdrage (bv. M_2) geeft geen transport. Daarnaast is ook het fase verschil tussen de getijcomponenten van belang voor het netto transport. Als $\phi = \pm 90^\circ$ dan is het netto transport nul omdat voor die waarden er geen asymmetrie is van het horizontale getij. In Fig. 2.7.3 is dit grafisch weergegeven voor $U_2 = 1$, $U_4 = 0.2$ en $p = 1$.

Figuur 8 – Getij-asymmetrie volgens $u = \cos(\sigma t) + 0.2 \cos(2\sigma t - \phi)$ voor $\phi = 0, 45$ en 90° .



Boven: snelheidsverloop, onder: verloop van u^3 . Uit de onderste figuur blijkt duidelijk de asymmetrie van sedimenttransport, welke voor de getoonde gevallen vloedgedomineerd is.

3 Zoutdynamica

3.1 Inleiding

Een estuarium is meestal een gebied waar een rivier uitmondt in de zee. Dit betekent dat het zoete rivierwater en het zoute zeewater met elkaar vermengd zullen raken, hetgeen aanleiding geeft tot een significante variatie van het zoutgehalte langsheen het getijbekken. De relevantie hiervan ligt met name in het feit dat dergelijke ruimtelijke variaties aanleiding geven tot drukkrachten die de waterbeweging kunnen modificeren. Daarnaast kan de verticale variatie van zout (stratificatie) een sterk effect hebben op verticale menging van impuls en/of sediment. In dit hoofdstuk zal worden geïllustreerd dat beide effecten kunnen worden opgevat als bronnen van horizontale getij-asymmetrie.

Het effect van zout op de waterbeweging komt uiteindelijk voort uit het feit dat het zoutgehalte de dichtheid van het water bepaalt. Dit verband wordt gegeven door de zgn. *toestandsvergelijking* welke in goede benadering kan worden beschreven door de lineaire relatie

$$\rho = \rho_0(1 + \beta_S S), \quad (24)$$

waarbij ρ en S de dichtheid van water resp. het zoutgehalte zijn en $\rho_0 \sim 1000 \text{ kg m}^{-3}$ de referentiedichtheid weergeeft. Verder geldt dat $\beta_S = 7.6 \times 10^{-4} \text{ psu}^{-1}$. Hieruit volgt dat "zout" en "dichtheid" feitelijk synoniem mogen worden gebruikt.

3.2 Classificatie van estuaria op basis van stratificatie

Dyer (Dyer, 1973) geeft de volgende classificatie van estuaria op basis van toenemende stratificatie:

1. vertikaal goed doorgemengde estuaria,
2. partieel gemengde estuaria,
3. estuaria met een zoutwig,
4. fjord-type estuaria.

Getijbekkens als de Schelde en de Eems kunnen in eerste benadering als vertikaal goed doorgemengde systemen worden beschouwd. Hierbij is de verticale variatie van het zoutgehalte gering in vergelijking met de dieptegemiddelde waarde.

3.3 Dynamische effecten van ruimtelijke zoutverdeling

De door de zoutverdeling gegenereerde drukkrachten hebben met name invloed op het verticale verloop van de horizontale snelheid. Om deze effecten correct te beschrijven is een eendimensionale benadering zoals in Hoofdstuk 2 onvoldoende. Daarom wordt hieronder in de bewegingsvergelijking ook de verticale variatie van de langssnelheid u beschouwd.

3.3.1 Barokliene drukgradiënt

De eenvoudigste krachtenbalans voor de langsgerichte snelheid u in een getijgedomineerd bekken behelst inertie, aandrijving door drukkracht en dissipatie door verticale viscositeit (Pritchard, 1956)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) . \quad (25)$$

Hierbij is P de druk en A_v de (kinematische) verticale viscositeitscoëfficiënt. Als we aannemen dat de druk voldoet aan de hydrostatische voorwaarde

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g ,$$

dan kunnen we de druk als functie van de diepte uitrekenen als

$$P(z) = P_a + g \int_z^\zeta \rho(z') dz' ,$$

met P_a de atmosferische druk aan het wateroppervlak. Invullen in Vgl (25) geeft nu, onder aanname van een horizontaal uniforme luchtdruk, de volgende krachtenbalans

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - g \beta_S \int_z^\zeta \frac{\partial S}{\partial x} dz' + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) . \quad (26)$$

Hierbij is naast de toestandsvergelijking (24) ook de zgn. Boussinesqbenadering gebruikt die zegt dat dichtheidsvariëaties mogen worden verwaarloosd, maar niet de ruimtelijke gradiënt van dichtheid.

We zien in Vgl (26) dat het zoutgehalte nu als dichtheidseffect een invloed heeft op de horizontale snelheid u , we noemen deze bijdrage de barokliene drukgradiënt. De bijdrage afkomstig van het waterstandsverval noemen we de barotrope drukgradiënt.

3.3.2 Gravitationele circulatie

De dichtheidsgedreven stroming die een gevolg is van de barokliene druk wordt *gravitationele circulatie* genoemd en speelt een belangrijke rol bij sedimenttransport in estuaria. Deze stroming is theoretisch reeds beschreven door Hansen en Rattray, 1965, en de essentiële eigenschappen van hun oplossing kunnen worden gereproduceerd door Vgl. (26) op te lossen voor een goed doorgemengd estuarium met constante viscositeit A_v .

Voor een vertikaal goed doorgemengd estuarium hangt de saliniteit in eerste instantie alleen van de langspositie x af (McCarthy, 1993, Wei *e.a.*, 2016). Dit betekent dat de dichtheidsgedreven stroming tijdsafhankelijk is. Bovendien kunnen we de barokliene drukterm in Vgl. (26) ook expliciet uitrekenen, waardoor de krachtenbalans voor de barokliene stroming wordt vereenvoudigd tot

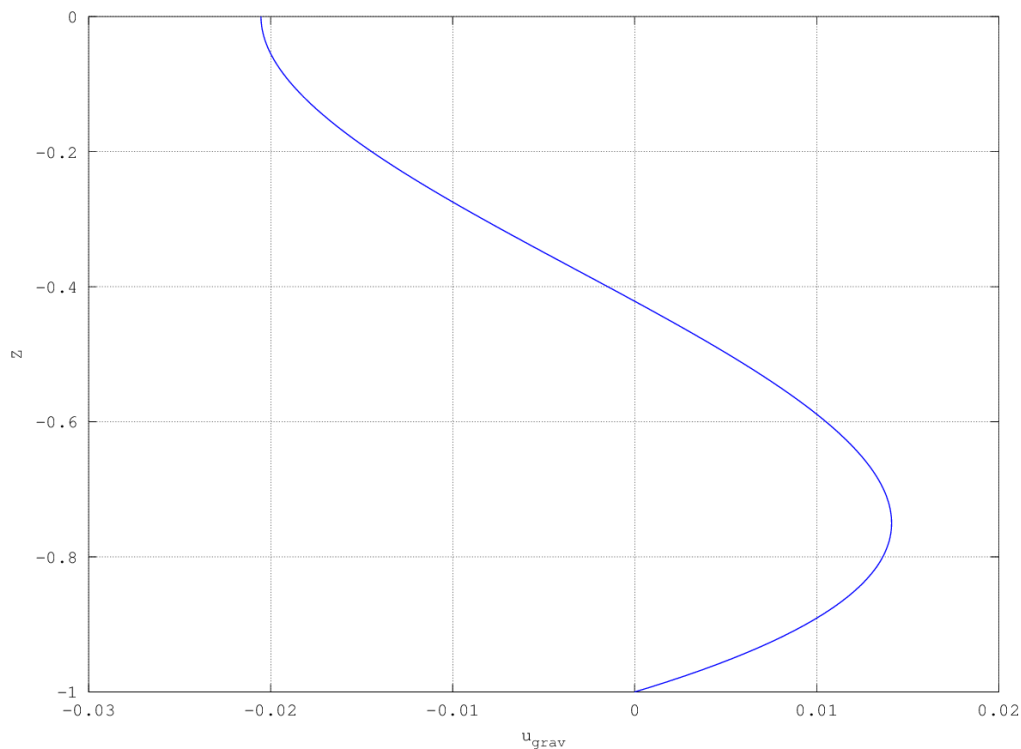
$$-g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - g \beta_S \frac{\partial S}{\partial x} (\zeta - z) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 .$$

Hierbij is gebruik gemaakt van het feit dat de dichtheidsgedreven stroming u tijdsafhankelijk is. Daarnaast nemen we aan dat de snelheid op de bodem ($z = -H$) nul is en het wateroppervlak geen schuifspanning kent. Tot slot dient de verticale integraal van de horizontale snelheid nul te zijn, dit om netto horizontaal transport door dichtheidseffecten uit te sluiten. Dit geeft voor de gravitationele circulatie u_{grav} de uitdrukking (MacCready en Geyer, 2010)

$$u_{\text{grav}}(z) = \frac{g}{48 A_v} \beta_S \frac{dS}{dx} (H + \zeta)^3 [1 - 9Z(z)^2 - 8Z(z)^3] , \quad (27)$$

met $Z(z) = (z - \zeta)/(H + \zeta)$. In Fig. 9 is een typisch vertikaal verloop van de gravitationele circulatie weergegeven. Aan de bodem is de stroming landwaarts gericht en aan de oppervlak naar zee toe. De sterkte van deze circulatie hangt sterk af van de bodemdiepte ($\propto H^3$) en is daarmee sterker in diepere wateren.

Figuur 9 – Typisch vertikaal profiel van de gravitationele circulatie in een estuarium.



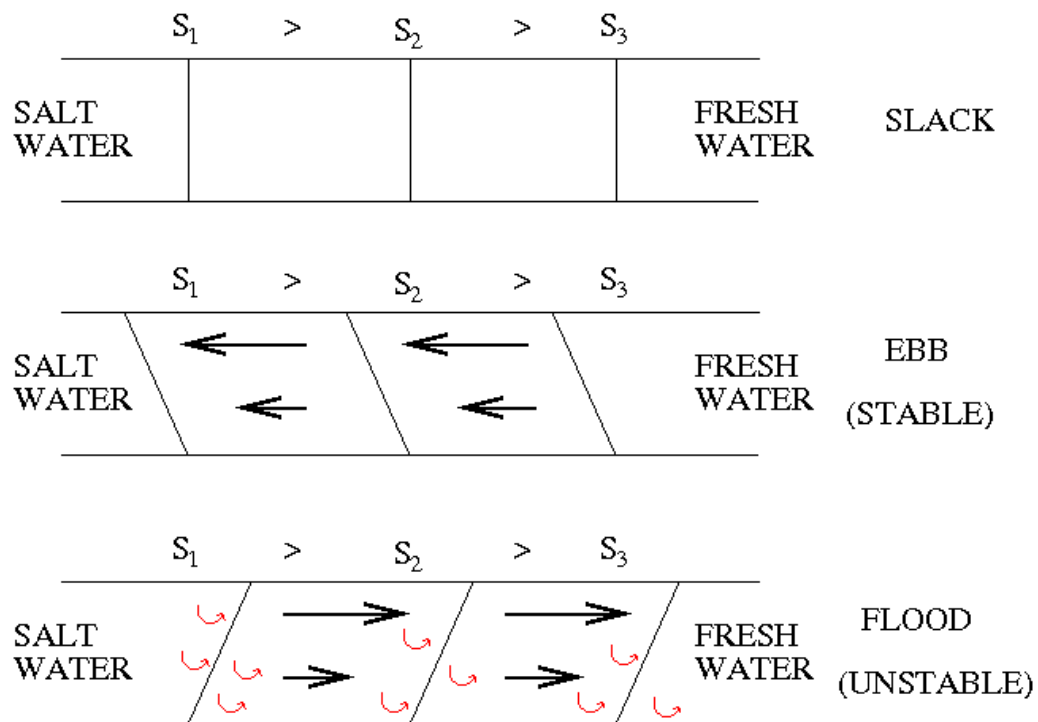
Positieve snelheden zijn in de vloedrichting (landwaarts). Gebruikte parameterwaarden zijn $H = 10$ m, $A_v = 0.0098 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ en $dS/dx = -1.3 \times 10^{-3} \text{ psu m}^{-1}$.

3.4 Effect van zout op verticale menging

Een belangrijk verschijnsel dat optreedt door de interactie tussen getij en zoutveld is het opwekken van tijdsafhankelijke verticale menging, men spreekt in dit verband van "Strain Induced Periodic Stratification", of kortweg SIPS. Om dit verschijnsel uit te leggen volgen we hier de analyse uit Simpson *e.a.*, 1990 aan de hand van Fig. 10.

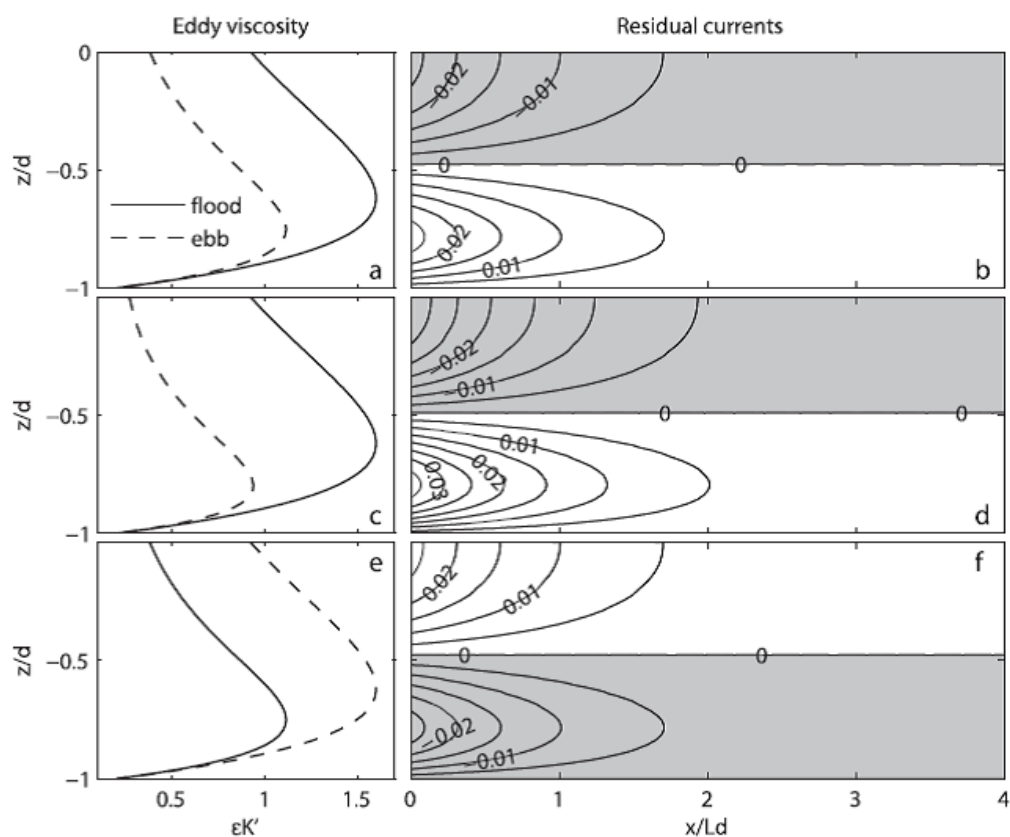
Uitgangspunt is een goed doorgemengde waterkolom rondom de kentering naar eb. De isohalinen (lijnen van gelijk zoutgehalte) staan dan vertikaal. Tijdens horizontale eb zullen deze isohalinen zeewaarts worden geadvecteerd. De mate van verplaatsing varieert echter in de vertikaal omdat de snelheid naar het wateroppervlak toe toeneemt. Bijgevolg zal er een gelaagdheid optreden waarbij relatief zoet (en dus licht) water boven relatief zout (en dus zwaarder water) komt te liggen. Dit is een stabiele stratificatie die verticale turbulente menging zal tegenwerken. Na de volgende kentering worden de isohalinen tijdens horizontale vloed de andere kant op geadvecteerd. Nu resulteert dit in een waterkolom waarbij zwaarder water boven lichter water zal geraken. Dit is een instabiele stratificatie die juist een versterking van verticale menging zal geven. We zien dus dat door de interactie tussen de getijstroming en het zoutveld de verticale menging tijdens eb en vloed kleiner respectievelijk groter zal worden. De verticale viscositeit (A_v in Vgl. 26) wordt dus periodiek in de tijd. Het belang van SIPS is dat het een bijdrage geeft aan horizontale getij-asymmetrie omdat de eb- en vloedstroom in verschillende mate worden gedissipeerd. De hierdoor gegenereerde getijgemiddelde snelheid heeft voor zwak gestratificeerde estuaria een zelfde tweelagenstructuur als de gravitationele circulatie (Jay en Musiak, 1994; Burchard *e.a.*, 2011, zie ook Fig. 9). Dit is geïllustreerd in Fig. 11 aan de hand van een geïdealiseerd model van Cheng *e.a.*, 2010.

Figuur 10 – Weergave van het SIPS mechanisme.



Boven: volledig doorgemengde waterkolom rond kentering. Midden: stabiele stratificatie tijdens eb. Onder: instabiele stratificatie tijdens vloed.

Figuur 11 – Getijgemiddelde horizontale stroming ten gevolge van het SIPS mechanisme (Cheng *e.a.*, 2010).



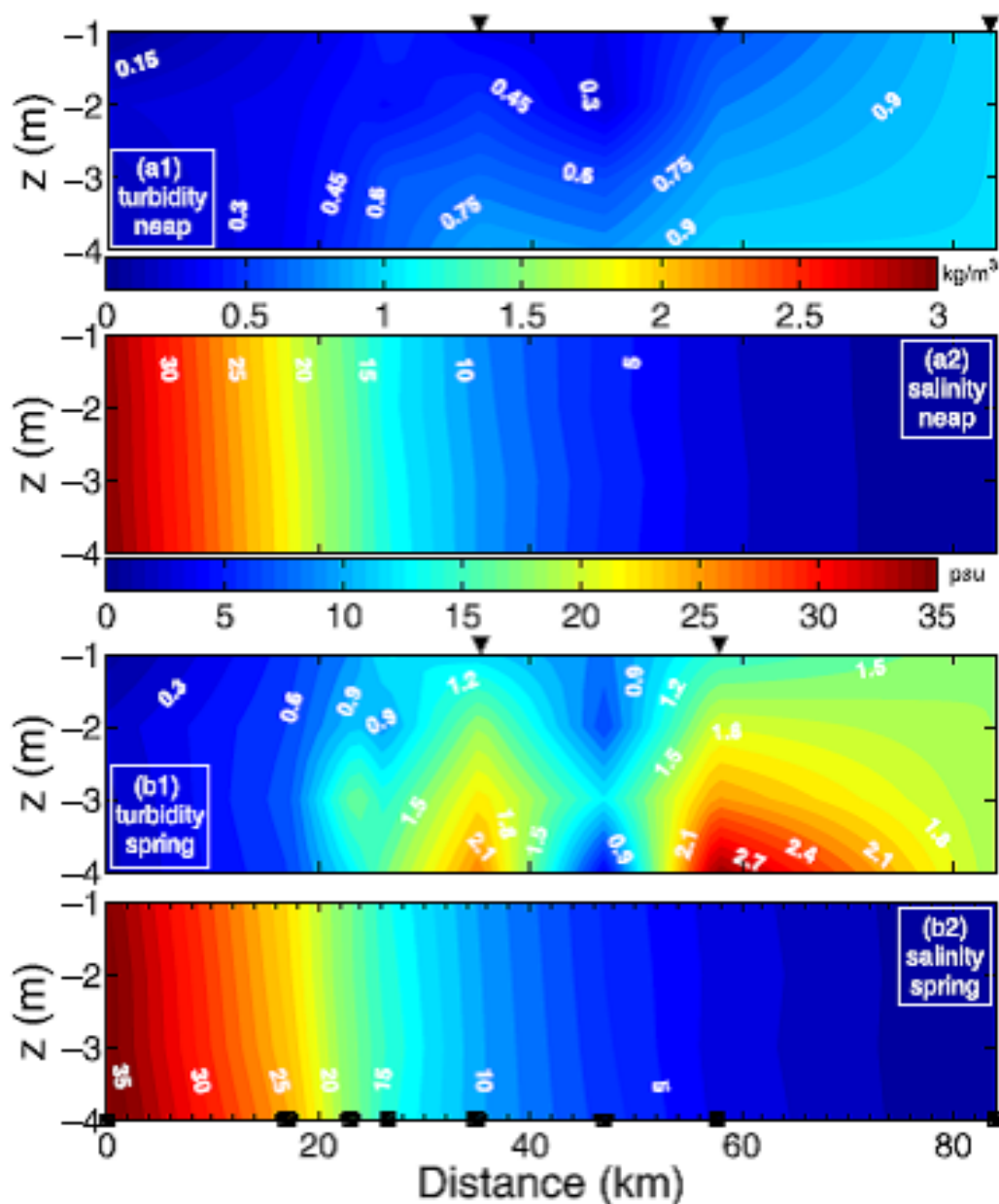
De linkerpanelen geven het typische verticale verloop van A_v weer tijdens eb en vloed. In de rechterpanelen is steeds de horizontale snelheid langheen het bekken en in de vertikaal weergegeven. Grize waarden duiden op zeewaartse stroming. Voor de bovenste twee situaties is de menging tijdens vloed groter dan eb (conform Fig. 10), en de stroming lijkt dan sterk op gravitationele circulatie. Het onderste geval is atypisch (menging tijdens eb groter dan vloed) en dit geeft een omgekeerde circulatie.

3.5 Relevantie van zout voor de vorming van troebelheidsmaxima

Een estuariene troebelheidsmaximum (ETM) is een veelvoorkomend verschijnsel in getijgedomineerde estuaria, waaronder de Schelde (Chen *e.a.*, 2005). Een ETM is een gebied in het estuarium met een significant verhoogde sedimentconcentratie. Er kunnen in één estuarium meerdere ETMs optreden.

Ter illustratie is in Fig. 12 de gemiddelde sedimentverdeling in een vertikaal vlak langs het Guadalquivir-estuarium (Portugal) weergegeven (Diez-Minguito *e.a.*, 2014). Hier is duidelijk het bestaan van een ETM zichtbaar tijdens springtij, wanneer sedimentconcentraties tot 3 kg m^{-3} optreden.

Figuur 12 – Gemiddelde zout-en sedimentconcentratie in de Guadalquivir tijdens doottij (bovenste twee panelen) en springtij (onderste twee panelen).



Op de horizontale as staat de afstand tot de monding. Het gemiddelde is genomen over een periode van 48 uur. Met name tijdens springtij is een ETM zichtbaar. Figuur overgenomen van Diez-Minguito *e.a.*, (2014).

Het ontstaan van ETMs is voor hypertroebelheid van mogelijk belang omdat de aanwezigheid van twee ETMs

in een estuarium volgens de hypothese van Winterwerp (Winterwerp, 2013) wordt gezien als een indicator voor een mogelijke omslag naar een hypertroebele toestand.

3.5.1 Gravitationele circulatie

Het belang van gravitationele circulatie is dat het netto transport van suspensief materiaal kan verzorgen. Aan gezien sediment doorgaans in de onderste delen van de waterkolom is geconcentreerd zal het voornamelijk met de vloedgerichte stroom landwaarts worden meegevoerd. Anderzijds zal de bovenstroomse rivierafvoer sediment zeewaarts transporteren. Beide transportmechanismen staan dus in tegengestelde richting en kunnen leiden tot een accumulatie van sediment en daarmee de vorming van een ETM, zie Postma, 1967 en Festa en Hansen, 1978.

3.5.2 SIPS

De door SIPS veroorzaakte versterkte (verzwakte) verticale menging tijdens horizontale vloed (eb) impliceert een hogere (lagere) opwerveling van sediment. Dit betekent dat tijdens vloed meer materiaal in suspensie is dan tijdens eb en dus dat er een netto vloedgericht sedimenttransport optreedt. Samen met de ebgerichte sedimentflux van de bovenstroomse rivierafvoer geeft ook dit een mechanisme voor de vorming van een ETM (Geyer, 1993; Jay en Musiak, 1994).

4 Samenvatting en vooruitblik

In dit rapport zijn enkele belangrijke aspecten van getijvoortplanting en zoutdynamica besproken. Voor wat betreft getijvoortplanting is de behandeling in dit rapport complementair aan het werk van Winterwerp, 2013 en Winterwerp en Wang, 2013. Er is voor gekozen om meer aandacht te besteden aan specifieke limieten en ook is een zelfconsistente analyse gegeven van het optreden van reststromingen door interne dynamica (zie 2.7).

Voor het project zijn met name de effecten van getij-asymmetrie van belang. Getij-asymmetrie betekent dat eb -en vloodsnelheden een verschillend tijdsverloop kennen, hetgeen een voorkeursrichting voor netto sedimenttransport geeft. Getij-asymmetrie bepaalt zodoende het voorkomen van estuariene troebelheidsmaxima en de mate waarin sediment in een estuarium kan worden vastgehouden. Deze verschijnselen zullen bijvoorbeeld in werkpakketten 2.1 en 2.2 van dit project aan de orde komen. In een later stadium (WP 1.5) zal ook getij-asymmetrie tengevolge van asymmetrie in verticale menging (zie 3.4) worden bestudeerd.

Referenties

- Burchard, H.; Hetland, R. D.; Fischer, E.; Schuttelaars, H. M.** (2011). Drivers of residual estuarine circulation in tidally energetic estuaries: Straight and irrotational channels with parabolic cross section. *J. Phys. Oceanogr.* 41: 548–570
- Chen, M. S.; Wartel, S.; Van Eck, B.; Van Maldegem, D.** (2005). Suspended matter in the Scheldt estuary. *Hydrobiologia* 540 (1-3): 79–104. DOI: 10.1007/s10750-004-7122-y
- Cheng, P.; Valle-Levinson, A.; Swart, H. E. de** (2010). Residual Currents Induced by Asymmetric Tidal Mixing in Weakly Stratified Narrow Estuaries. *J. Phys. Oceanogr.* 40: 2135–2147
- Diez-Minguito, M.; Baquerizo, A.; Swart, H. E. de; Losada, M. A.** (2014). Structure of the turbidity field in the Guadalquivir estuary: Analysis of observations and a box model approach. *J. Geophys. Res. Oceans* 119: 7190–7204
- Dyer, K. R.** (1973). Estuaries: a physical introduction. John Wiley & Son: London
- Festa, J. F.; Hansen, D. V.** (1978). Turbidity maxima in partially mixed estuaries. *Estuarine and Coastal Marine Science* 7: 347–359
- Friedrichs, C. T.; Aubrey, D. G.** (1994). Tidal propagation in strongly convergent channels. *J. Geophys. Res.* 99: 3321–3336
- Geyer, W. R.** (1993). The Importance of Suppression of Turbulence by Stratification on the Estuarine Turbidity Maximum. *Estuaries* 16: 113–125
- Groen, P.** (1967). On the residual transport of suspended matter by an alternating tidal current. *Neth. J. Sea Res.* 3: 564–575
- Hamilton, J.** (1978). The quarter-diurnal tide in the English Channel. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society* 53: 541–552
- Hansen, D.; Rattray, M.** (1965). Gravitational circulation in straits and estuaries. *J. Marine Res.* 23: 104–122
- Jay, D. A.** (1991). Green's law revisited: tidal long-wave propagation in channels with strong topography. *J. Geophys. Res.* 96: 20585–20598
- Jay, D. A.; Musiak, J.** (1994). Particle trapping in estuarine tidal flows. *J. Geophys. Res.* 99: 20445–61
- Lanzoni, S.; Seminara, G.** (1998). On tide propagation in convergent estuaries. *J. Geoph. Res.* 103: 30793–30812
- Le Blond, P. H.** (1978). On tidal propagation in shallow rivers. *J. Geophys. Res.* 83: 4717–4721
- Lorentz, H. A.** (1922). Het in rekening brengen van den weerstand bij schommelende vloeistofbewegingen. *De Ingenieur*: 695
- MacCready, P.; Geyer, W. R.** (2010). Advances in estuarine physics. *Annu. Rev. Mar. Sci.* 2: 35–58

- McCarthy, R. K.** (1993). Residual Currents in Tidally Dominated, Well-mixed Estuaries. *Tellus* 45A: 325–340
- Plancke, Y.; Vandenbruwaene, W.; Schramkowski, G.; Mostaert, F.** (2012). TIDE - WP3 task 4: Interestuarine comparison: “Cubage” calculation for the Humber estuary. Versie 2.0. *WL Rapporten*, 770_62b. Flanders Hydraulics Research: Antwerp, Belgium
- Postma, H.** (1967). Sediment transport and sedimentation in the estuarine environment. *in*: Lauff, G. H. (Ed.). *Estuaries*. American Association for the Advancement of Science. Washington, D.C. pp. 158–179
- Pritchard, D. W.** (1956). The dynamic structure of a coastal plain estuary. *J. Mar. Res.* 15: 33–42
- Savenije, H. H. G.** (2005). *Salinity and Tides in Alluvial Estuaries*. Elsevier: Amsterdam
- Schuttelaars, H. M.; De Swart, H. E.** (1996). An idealized long-term morphodynamic model of a tidal embayment. *Eur. J. Mech., B/Fluids* 15 (1): 55–80
- Schuttelaars, H. M.; De Swart, H. E.** (2000). Multiple morphodynamic equilibria in tidal embayments. *J. Geophys. Res.* 105: 24105–24118
- Simpson, J.; Brown, J.; Matthews, J.; Allen, G.** (1990). Tidal Straining, Density Currents, and Stirring in the Control of Estuarine Stratification. *Estuaries* 13: 125–132
- Speer, P. E.; Aubrey, D. G.** (1985). A study of nonlinear tidal propagation in shallow inlet/estuarine systems. Part 2: Theory. *Est. Coastal Shelf Sci.* 21: 207–224
- Terra, G. M.; Berg, W. J. v. d.; Maas, L. R. M.** (2005). Experimental verification of Lorentz’ linearization procedure of quadratic bottom friction. *Fluid Dynamics Res* 36: 175–188
- Van Oyen, T.; Carniello, L.; D’Alpaos, A.; Temmerman, S.; Troch, P.; Lanzoni, S.** (2014). An approximate solution to the flow field on vegetated intertidal platforms: Applicability and limitations. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* 119: 1682–1703. DOI: doi:10.1002/2013JF003064
- Wei, X.; Schramkowski, G. P.; Schuttelaars, H. M.** (2016). Salt Dynamics in Well-Mixed Estuaries: Importance of Advection by Tides. *J. Phys. Oceanogr.* 46: 1457–1475. DOI: doi:10.1175/JPO-D-15-0045.1
- Winterwerp, J. C.** (2013). On the response of tidal rivers to deepening and narrowing. *Report*, 1207720-000-ZKS-0009. Deltares
- Winterwerp, J. C.; Wang, Z. B.** (2013). Man-induced regime shifts in small estuaries I: theory. *Ocean Dyn.* 63: 1279–1292
- Zimmerman, J. T. F.** (1992). On the Lorentz linearization of a nonlinearly damped tidal Helmholtz oscillator. *Proc. Kon. Ned. Akad. v. Wetensch.* 95: 127–145
- Zimmerman, J. T. F.** (1982). On the Lorentz linearization of a quadratically damped forced oscillator. *Phys. Lett.* 89A: 123–124

DEPARTEMENT **MOBILITEIT & OPENBARE WERKEN**
Waterbouwkundig Laboratorium

Berchemlei 115, 2140 Antwerpen

T +32 (0)3 224 60 35

F +32 (0)3 224 60 36

waterbouwkundiglabo@vlaanderen.be

www.waterbouwkundiglaboratorium.be