

Opdrachtgevers:

RWS, Dienst Weg- en Waterbouwkunde

WL | Delft Hydraulics

Voortschrijdend Onderzoek  
Programma (VOP), jaar 2000.  
Project Steenstabiliteit.

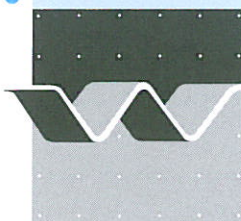
Samenwerkingsproject

Verslag onderzoek

december 2000



DWW



**wl | delft hydraulics**


Voortschrijdend Onderzoek  
Programma (VOP), jaar 2000.  
Project Steenstabiliteit.

Samenwerkingsproject

Verslag onderzoek

december 2000

Voor WL | DELFT HYDRAULICS:

Opgesteld door:	ir T.H.G. Jongeling	28 nov. 2000	
	ir H.J. Verheij	28 nov. 2000	
Review door:	ir R.J. de Jong	30 nov 2000	
Goedgekeurd door:	prof ir E. van Beek	3 dec 2000	

Voor RWS, Dienst Weg- en Waterbouwkunde:

Opgesteld door:	ir M. van der Wal		
	ir W. Leeuwestein		
Review door:			
Goedgekeurd door:			

# Inhoud

- 1 **Inleiding**
- 2 **Ontwerpmethodiek I voor granulaire bodemverdedigingen (op basis van stabiliteitscriteria)**
  - 2.1 Hoofdpijnen van methodiek I
  - 2.2 Resultaat nadere uitwerking
  - 2.3 Toepassing methodiek I op een drietal cases
- 3 **Ontwerpmethodiek II voor granulaire bodemverdedigingen (op basis van transportmodellering)**
  - 3.1 Hoofdpijnen van methodiek II
  - 3.2 Resultaat nadere uitwerking
  - 3.3 Toepassing methodiek II op een drietal cases
- 4 **Numerieke berekening van de stromingsbelasting**
  - 4.1 Inleiding
  - 4.2 Numeriek model met k- $\epsilon$  turbulentiemodellering
  - 4.3 Representatie van de stromingsbelasting
  - 4.4 Ontwerp op basis van een stabiliteitscriterium
- 5 **Conclusies en aanbevelingen**
  - 5.1 Korte termijn spoor
  - 5.2 Lange termijn spoor

## Referenties

- Bijlage A** Numerieke berekening stromingsbelasting
- Bijlage B** Ontwerpmethodiek voor granulaire bodemverdedigingen op basis van transportmodellering
- Bijlage C** Ontwerpmethodiek voor granulaire bodemverdedigingen op basis van een stabiliteitsvoorspeller met dieptegemiddelde stroomsnelheid en -turbulentie-intensiteit
- Bijlage D** Second opinion extern deskundige

# I Inleiding

In het kader van het Voortschrijdend Onderzoek Programma (VOP) voor het jaar 2000 met deelnemers RWS, Dienst Weg- en Waterbouwkunde en WL | DELFT HYDRAULICS is, naast andere projecten, het project Steenstabiliteit uitgevoerd. Dit project heeft als doelstelling om de (uitgangspunten van) bestaande methoden voor het ontwerpen van granulaire verdedigingen, die door stroming worden belast, te verbeteren. Het werk van dit jaar behelst een voortzetting en afronding van het reeds eerder, in 1998, aangevangen werk. De werkzaamheden zijn grotendeels uitgevoerd volgens het plan zoals beschreven in 'Samenwerkingsovereenkomst WL - DWW', gedateerd 10 april 2000.

Binnen het project wordt onderscheid gemaakt in een *korte termijn spoor* en een *lange termijn spoor*. Het korte termijn spoor houdt in het verbeteren van bestaande methoden voor het ontwerpen van granulaire bodemverdedigingen, waarbij als alternatief, naast het uitgangspunt van stabiel bodemmateriaal, ook uitgegaan wordt van transport van bodemmateriaal. Het lange termijn spoor houdt in het gebruik van numerieke rekentechnieken voor het bepalen van de stromingsbelastingen, en vervolgens, het op basis van een aangepast stabiliteitscriterium dimensioneren van een granulaire bodemverdediging. Meer specifiek geldt voor korte en lange termijn spoor:

## *Korte-termijn spoor:*

Inschatten van stroombeelden, stroomsnelheden en turbulentie-niveaus op basis van ervaring, praktijkformules en - in geval van bijzondere geometrieën en turbulentie-intensiteiten - semi-empirische coëfficiënten. Wanneer de inschatting als te riskant of te moeilijk wordt beoordeeld: meten van de stromingskarakteristieken in een schaalmodel of in het prototype. Vervolgens vertalen van de stroming in een representatieve bodemschuifspanning of een representatieve stroomsnelheid (met medeneming van het effect van turbulenties) en inschatten van de stabiliteit van de stenen verdediging op basis van het criterium van Shields. Daarna inschatten van de schadeontwikkeling gedurende de levensduur van de stenen verdediging. In uitzonderlijke gevallen kan de stabiliteit nog worden gecontroleerd in een schaalmodel. Dit spoor is conform de huidige praktijk, maar er is een verschuiving naar meer rekenen en minder meten en een ontwikkeling van een deterministische naar een (semi)-probabilistische aanpak. Het inschatten van de schade-ontwikkeling en het op basis daarvan ontwerpen is nieuw en in feite nog experimenteel. Het plan voor dit jaar beoogt om deze lijn van werken zodanig te concretiseren dat gebruikers hiermee aan de slag kunnen. De twee uitgewerkte methoden zullen daarom, als voorbeeld, worden toegepast op een drietal cases.

## *Lange-termijn spoor:*

Dit spoor beoogt het berekenen van het stroombeeld in zowel tweedimensionale als driedimensionale stromingssituaties en het daaruit afleiden van een volledig representatieve grootte voor de dynamische stromingsbelasting op de stenen verdediging. Vervolgens, met een aangepast stabiliteitscriterium, inschatten van de steenstabiliteit en het steentransport. Ook hier kan onderscheid worden gemaakt in een deterministische en een probabilistische aanpak. Dit spoor vereist meer research en toetsing dan binnen het huidige project 'Steenstabiliteit' kan worden gerealiseerd. Het plan voor dit jaar voorziet in het komen tot een advies met betrekking tot de te kiezen karakteristieke stromingsparameter.

In de volgende hoofdstukken wordt het in dit jaar uitgevoerde werk in verkorte vorm gepresenteerd, wordt waar mogelijk de samenhang tussen onderdelen aangegeven en worden de veranderingen ten opzichte van de bestaande methodiek, zoals uitgewerkt in [Rijkswaterstaat, 1995], getoond. Met name de uitgewerkte cases zijn hierbij van belang. In de Bijlagen A t/m C wordt meer in detail verslag gedaan van het verrichte werk.

Het werk is in drie fasen uitgevoerd in de periode juni - december 2000. De volgende personen hebben aan het project bijgedragen:

Hoofdttekst en cases: ir. M. van der Wal, ir. W. Leeuwestein (beide RWS-DWW), ir. T.H.G. Jongeling (WL | DELFT HYDRAULICS), ir. H.J. Verheij,  
Appendix A: ir. T.H.G. Jongeling en ir. H.R.A. Jagers (beide WL | DELFT HYDRAULICS),  
Appendix B: ir. H.J. Verheij en ir. C. Stolker (beide WL | DELFT HYDRAULICS),  
Appendix C: ir. M. van der Wal en ir. W. Leeuwestein (beide RWS-DWW).

Er is een second opinion over het uitgevoerde werk gegeven door ir. G.J. Akkerman, extern deskundige, werkzaam bij Haskoning BV. De second opinion is aan dit rapport als Appendix D toegevoegd.

Dank is verschuldigd aan dr. ir. R.E. Uittenbogaard (WL | DELFT HYDRAULICS) voor adviezen op het gebied van turbulentiemodellering.

## 2 Ontwerpmethodiek I voor granulaire bodemverdedigingen

### 2.1 Hoofdpijnen van methodiek I

*De navolgende tekst dient nog door DWW te worden gescreend en zonodig te worden aangepast. Met name aandacht voor referenties!*

In dit hoofdstuk wordt ontwerpmethodiek I voor granulaire bodemverdedigingen besproken. De methodiek is van toepassing op verdedigingen die door stroming worden belast. Uitgangspunt vormen de dieptegemiddelde stroomsnelheid en de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit. Deze worden vertaald in een bodemschuifspanning met standaardafwijking. Voorts wordt ook de variatie in sterkte van de bodemverdediging in beschouwing genomen. In eerste instantie wordt de methodiek voor een onderwaterdrempel uitgewerkt. De methodiek bestaat uit de volgende stappen:

#### *Stap 1. Hydraulische belasting*

De hydraulische belasting op de bodemverdediging wordt gerepresenteerd als een combinatie van de tijd- en dieptegemiddelde horizontale stroomsnelheid  $\bar{U}$  en de turbulentie-intensiteit  $r_o$ . Deze laatste is gedefinieerd als:

$$r_o = \frac{1}{\bar{U}h} \int_0^h \sigma_u(z) dz$$

met  $\sigma_u(z)$  = standaardafwijking horizontale stroomsnelheid (m/s);  $z$  = diepteoordinaat  
 $h$  = waterdiepte (m)

Op basis van ervaring of experimentele gegevens dient  $r_o$  te worden afgeschat (dit is overigens gemakkelijker voor het traject naar de drempel en boven de drempel dan voor het traject benedenstrooms van de drempel in het vertragsgebied). In de jaren negentig is uitvoerig onderzoek verricht naar de turbulentie benedenstrooms van drempels; dit heeft geleid tot een experimentele relatie voor de turbulentie-intensiteit als functie van drempelgeometrie en tijdgemiddelde stroming.

Uit de stroomsnelheid wordt vervolgens de bodemschuifspanning  $\tau_b$  (de theoretische schuifkracht op de toplaag van de bodemverdediging) afgeleid; de stroomsnelheidscomponenten  $\bar{U}$  en  $\sigma_u$  worden vertaald in een tijdgemiddelde component  $\bar{\tau}_b$  en een standaardafwijking  $\sigma_\tau$ . Voor het ontwerp van de bodemverdediging is in het bijzonder het gebied achter de drempel, waar de stroming weer gaat aanliggen, van belang, omdat hier de grootste belastingen optreden.

Dit jaar is de relatie tussen  $r_o$  en  $\sigma_\tau$  in het aanligpunt en op de top van de drempel nader geanalyseerd voor drempels met variabele hoogte. Daarbij is ook een variantmethode beschouwd, waarbij gebruik is gemaakt van  $r_o$  die is afgeleid van berekeningenresultaten van een numeriek model (CFX).

#### *Stap 2. Bepaling van de vereiste steensortering aan de hand van een stabiliteitscriterium*

Met het stabiliteitscriterium van Grass wordt nu een relatie gelegd tussen de belasting ( $\bar{\tau}_b$  en  $\sigma_\tau$ ) en de sterkte ( $\Delta D$ ) van de toplaag. De sterkte wordt gekarakteriseerd als de som van een gemiddelde waarde en een (kleine) standaardafwijking. De variatie in de sterkte kan o.a. samen hangen met ontmenging van de granulaire toplaag. Om hier meer inzicht in te verkrijgen zijn de resultaten van een ontmengstudie, die is uitgevoerd bij de TUD, nader beschouwd. De belasting en de sterkte worden vervolgens gecombineerd tot een betrouwbaarheidsindex.

#### *Stap 3 Te verwachten schade tijdens de levensduur van een toplaag*

De kans op schade wordt bepaald met behulp van een schadefunctie die identiek is aan die bij ontwerpmethodiek II. De schadefunctie wordt bepaald door de transportgradiënt en in dit geval is die gekoppeld aan de kans op bewegen van een steen. Hiertoe is een gemodificeerde transportparameter bepaald.

#### *Stap 4 Economische optimalisatie*

De thans beschikbare methoden voor een economische optimalisatie van het ontwerp van een toplaag van een bodemverdediging en een drempel voldoen en zijn in het kader van dit project niet verder ontwikkeld.

Stappen 1 t/m 3 van deze aanpak zijn in Appendix C nader uitgewerkt (modellering, gevoeligheidsanalyse en toetsing). In de volgende paragrafen wordt een korte samenvatting gegeven en wordt de methodiek toegepast op een drietal reële cases, die kunnen dienen als voorbeeldgevallen voor gebruikers.

## **2.2 Resultaat nadere uitwerking**

*Paragraaf 2.2 in te vullen door DWW. Ook relatie met [Rijkswaterstaat, 1995] aangeven.*

## **2.3 Toepassing methodiek I op drietal cases**

*Paragraaf 2.3 in te vullen door DWW.*



## 3 Ontwerpmethodiek II voor granulaire bodemverdedigingen

### 3.1 Hoofdpijnen van methodiek II

In dit hoofdstuk wordt ontwerpmethodiek II voor granulaire bodemverdedigingen besproken. Uitgangspunt bij methodiek II is dat de verdediging wordt gedimensioneerd op bezwijken. De methodiek is uitgewerkt voor de bodemverdediging benedenstreams van een backward facing step; de resultaten zijn getoetst aan metingen in een fysisch model [De Gunst, 1999].

De methodiek maakt gebruik van een schadefunctie gebaseerd op de transportgradiënt. De faalkans van een bodembescherming wordt bepaald met probabilistische technieken, waarbij rekening wordt gehouden met kansverdelingen van parameters die belasting en sterkte karakteriseren. Het programma BD-Afda van RWS-Bouwdienst is daartoe ingezet.

Door Akkerman [Akkerman, 2000] en Verheij [Verheij, 2000] zijn vorig jaar reeds aanzetten voor de methodiek gegeven. Hiermee is nu verder gewerkt.

De relatie met de handleiding voor het ontwerpen van bodembeschermingen [Rijkwaterstaat, 1995] is zeer gering. De betreffende handleiding geeft namelijk aanwijzingen hoe te dimensioneren op basis van een stabiliteitsbenadering, terwijl onderstaande methodiek een transportbenadering is.

### 3.2 Resultaat nadere uitwerking

#### Schadefunctie en bezwijkkans

Methodiek II gaat uit van bezwijken van de toplaag van een bodembeschermingsconstructie. Als criterium wordt daarbij aangehouden dat de laagdikte geheel of gedeeltelijk is verdwenen:

$$s_n = 0 \text{ à } 1$$

$$\text{met } s_n = \frac{d_e}{d_0} \quad (3.1)$$

waarin:  $s_n$  = schadeniveau (-)  
 $d_e$  = geërodeerde laagdikte (m)  
 $d_0$  = oorspronkelijke laagdikte (m)

Het schadeniveau  $s_n$  wordt bepaald door de laagdikte, de steendiameter, de transportgradiënt en de tijdsduur dat de belasting optreedt. De volgende formule is af te leiden (zie Appendix B):

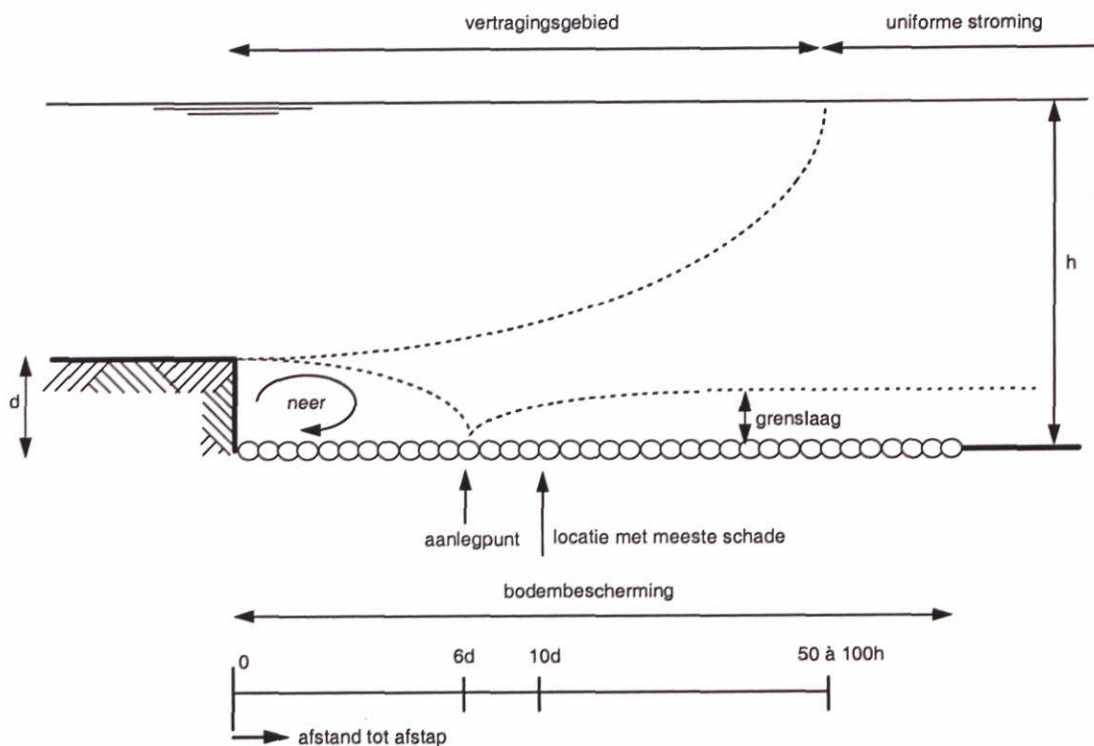
$$s_n = \frac{1}{n_d D_n} \frac{dq_s}{dx} \frac{1}{1-n} t \quad (3.2)$$

waarin:  $D_n$  = nominale steendiameter (m)  
 $n_d$  = dikte bodembescherming uitgedrukt in aantal lagen (-)  
 $t$  = tijdsduur (s)  
 $n$  = poriëngehalte (-)  
 $q_s$  = specifiek transport ( $m^2/s$ )

Vgl.(3.2) geldt algemeen. In [Akkerman, 2000] is voor een aantal situaties met veranderende stromingscondities een nadere invulling van de schadefunctie gegeven. Voor het specifieke geval van een lage drempel ( $d/h < 0.35$ ;  $d$  = drempelhoogte,  $h$  = waterdiepte) is eerder een case uitgewerkt voor de situatie aan de bovenstroomse zijde van de kruin van een drempel van een leidingstraat [Verheij, 2000]. Daarbij is uitgegaan van een gradiënt in de stroomsnelheid bij een gelijk blijvende turbulentie.

In het navolgende zal de situatie benedenstrooms van een lage drempel worden beschouwd, in het bijzonder de situatie bij een backward-facing step. Er is dan sprake van niet-uniforme stromingsomstandigheden met verhoogde turbulentie (ten opzichte van uniforme) en een stroomsnelheid die weliswaar diepte-gemiddeld benedenstrooms van het re-attachmentpunt constant is, maar waarvan de verdeling in de vertikaal afwijkt van die bij uniforme condities.

Figuur 3.1 geeft dit schematisch weer.



**Figuur 3.1** Backward-facing step met karakteristieke gebieden

De schadefunctie is verder uitgewerkt voor het gebied benedenstrooms van het reattachementpunt, omdat daar de meeste schade plaats vindt (zie bijvoorbeeld: De Gunst, 1999). Voor de uiteindelijke schadefunctie wordt dan gevonden:

$$s_n = \left( \frac{u}{18 \log \frac{12h}{c_5 D_{50}}} \right)^{17.8} \left\{ (1 + \alpha r_0)^{17.8} - (1 + \alpha c_r r_0)^{17.8} \right\} \cdot \frac{3.10^7 (\Delta g D_{50}^3)^{0.5}}{(\Delta D_{50})^{8.9}} \cdot \frac{t}{n_d D_n (1-n)L} \quad (3.3)$$

en

$$r_0 = \sqrt{c_s} = \sqrt{c_k \left(1 - \frac{d}{h}\right)^{-2}} \quad (3.4)$$

waarin: $s_n$	= schadeniveau (-)
$u$	= stroomsnelheid (m/s)
$h$	= waterdiepte (m)
$D_{50}$	= steendiameter die door 50% wordt onderschreden (m)
$\alpha$	= verh. standaardafwijking en gemiddelde schuifspanning van belasting (-)
$r_0$	= relatieve turbulentieintensiteit (-)
$c_r$	= turbulentiefactor (-)
$g$	= zwaartekracht versnelling (m/s <sup>2</sup> )
$\Delta$	= relatieve dichtheid (-)
$L$	= aanpassingslengte relatieve turbulentieintensiteit (m)
$t$	= tijdsduur (s)
$c_k, c_s$	= turbulentiecoëfficiënten

Een belangrijke rol in bovenstaande formules is weg gelegd voor de relatieve turbulentieintensiteit. Direct na de afstap neemt deze toe tot een maximum waarde die met vgl.(3.4) kan worden geschat, om daarna geleidelijk af te nemen volgens een exponentieel verloop. Deze afname is tot uitdrukking gebracht in de factor  $c_r$  die afneemt als functie van de afstand tot het reattachement punt. De afname van de relatieve turbulentieintensiteit vindt plaats over een afstand  $L$ , die verondersteld is gelijk te zijn aan 50 keer de waterdiepte.

In bovenstaande vgl.(3.3) is sprake van een constante stroomsnelheid en waterdiepte gedurende de belastingsduur  $t$ . Als deze grootheden variëren kan dit in rekening worden gebracht door sommatie van de waarden behorende bij een bepaalde tijdsduur.

Gegeven de schadefunctie kan ook de bezwijkkans  $P_f$  van de toplaag worden bepaald. Als wordt uitgegaan van de situatie dat pas sprake is van bezwijken als de gehele toplaag is verdwenen, dus  $s_n = 1$ , dan volgt de bezwijkkans met:

$$P(Z < 0) = P(S_T > 1) = P(1 - S_T < 0) \quad (3.5)$$

$$\text{met } Z = 1 - S_T (= R - S) \quad (3.6)$$

waarbij geldt:

$$S_T = T S_1 = T \sum s_{n,i} \quad \text{met } s_{n,i} = f(u_i, h_i, t_i, r_i) \quad (3.7)$$

waarin: $Z$	= betrouwbaarheidsfunctie
$R$	= parameter die de sterkte weergeeft
$S$	= parameter die de belasting weergeeft
$T$	= levensduur van de constructie
$S_T$	= cumulatieve schadeniveau na $T$ jaar
$S_1$	= cumulatieve schadeniveau na 1 jaar

#### Voorbeeld

Een situatie is uitgewerkt die ook in het laboratorium is onderzocht (De Gunst, 1999). Bij de betreffende experimenten is benedenstrooms van een afstap een los bed van gekleurde steentjes

aangebracht. In stappen is vervolgens de stroomsnelheid opgevoerd tot ongeveer 100 stenen waren verplaatst. Verplaatsing trad op in een gebied met een lengte van 1,6 m benedenstrooms van het reattachment point, maar geconcentreerde, grote schade ontstond op ongeveer 1,5 keer de drempelhoogte benedenstrooms van het reattachment point. Hier was gedurende de proef een gat in de aangebrachte laag stenen ontstaan (de gootbodem ter plaatse was zichtbaar); het ontstane gat besloeg ook slechts een deel (ca 0,1 m) van de gootbreedte.

De dieptegemiddelde stroomsnelheid boven de verdediging bedroeg maximaal 0,74 m/s in de betreffende proef (met stapsgewijs opvoeren van de stroomsnelheid); de kritische stroomsnelheid (dieptegemiddeld) bij begin van bewegen van de stenen bedroeg 0,58 m/s. De nominale steendiameter  $D_n$  bedroeg 10,8 mm. Deze steendiameter was zodanig gekozen dat bij de gekozen stroomsnelheidsrange erosie zou optreden. Op basis van de gemeten stroomsnelheden en snelheidsfluctuaties is een diepte-gemiddelde relatieve turbulentieintensiteit bepaald van  $r_0 = 0,18$  (bij dieptegemiddelde stroomsnelheid 0,58 m/s).

Met de eerder gepresenteerde formules zijn het schadeniveau en de faalkans bepaald. Hiertoe zijn gesubstitueerd:  $x = 1,6$  m,  $n_d = 1,8$ ,  $n = 0,4$ ,  $c_k = 0,025$ ,  $c_s = 2,5$ ,  $h = 0,2$  m en  $\alpha = 2$ . Verder is uitgegaan van  $T = 1$ . Er is een strook met breedte van 0,1 m en lengte van 1,6 m beschouwd. Voor de breedte van 0,1 m is gekozen omdat de schade in het fysisch model voornamelijk is ontstaan in een middenstrook met breedte van 0,1 m, en dan nog sterk geconcentreerd even achter het aanligpunt van de stroming. De veronderstelling is nu dat ter weerszijden van deze strook, deels als gevolg van wandeffecten, een minder sterke stroming aanwezig was.

De dieptegemiddelde stroomsnelheid is analoog aan de experimenten opgevoerd in 8 tijdstappen van 20 minuten tot een maximum van 0,74 m/s.

De deterministische berekening van het schadeniveau (dus exclusief het in rekening brengen van de onzekerheid cq spreiding in de waarde van een specifiek parameter), resulteert in:

$$s_n = 0.0157$$

Dit betekent dat ongeveer 1,6 % van het totale aantal aanwezige stenen van een toplaag met een lengte van 1,6 m en een breedte van 0,1 m is verdwenen. Het aantal aanwezige stenen bedraagt ongeveer 5770, wat dus betekent dat 90 stenen zijn geërodeerd. De methode geeft overigens niet aan dat er geconcentreerde schade, in stroomrichting gezien, opgetreedt. Bij de experimenten van De Gunst zijn in totaal ongeveer 100 stenen verplaatst (gemiddelde van 5 experimenten) uit een middenstrook van 1,6 m lang en 0,1 m breed. Bij de experimenten was de schade wel sterk geconcentreerd.

De maximum waarde van  $r_0$  in deze berekening bedroeg 0,24 (te berekenen met vgl(3.4)). Dit is hoger dan gemeten en ook hoger dan uit CFX-berekeningen (zie Bijlage A) volgt, namelijk  $r_0 = 0,18$  wat overeenkomt met  $c_k = 0,014$ . Uitvoeren van een berekening met deze waarde resulteert in:

$$s_n = 0.00234$$

Dit betekent dat 14 stenen zijn verplaatst in een 0,1 m brede strook, minder dan het gemeten aantal in deze strook. De berekende waarde is echter waarschijnlijk te laag, want er wordt gerekend met de diepte-gemiddelde waarde van de turbulentie terwijl aan de bodem de turbulentieintensiteit hoger zal zijn. Anderszijds zal het eerder berekende aantal verplaatste stenen een overschatting geven.

Voor beide zelfde condities zijn ook de faalkansen berekend:

$$P_f = 1,0 \cdot 10^{-2} \quad (r_0 = 0.24) \quad \text{resp.} \quad P_f = 8,0 \cdot 10^{-4} \quad (r_0 = 0.18)$$

Hierbij dient te worden bedacht dat deze faalkansen geldig zijn voor de rekensituatie waarin de schade zich gespreid ontwikkelt. In de experimenten was een lokaal gat ontstaan in de toplaag en was de verdediging dus al bezweken.

Het aantal verplaatste stenen is overigens relatief groot gezien vanuit het oogpunt van een stabiliteitsbenadering. Daarbij wordt immers uitgegaan van een enkele steen die verplaatst, terwijl hier lokaal de toplaag volledig is verdwenen. Dit pleit voor het toepassen van een transportbenadering, omdat daarmee inzicht wordt verkregen in de hoeveelheid stenen die wordt verplaatst.

Samenvattend: Gegeven de onzekerheden in de transportformules en de gedane aannames wordt op basis van de toetsing geconcludeerd dat de uitkomsten van de ontwikkelde methodiek en de laboratorium experimenten een redelijke overeenkomst wat betreft de orde van grootte van steentransport laten zien.

### Conclusies

Op basis van de schademodelering en de resultaten van de uitgevoerde toetsing aan laboratoriumexperimenten zijn de volgende conclusies te trekken:

- De ontwerpmethodiek op basis van een transportbenadering inclusief het in rekening brengen van een plaatsafhankelijke turbulentie lijkt in principe bruikbaar bij lage drempels, zowel benedenstrooms van de drempel (vertragsingsgebied) als aan bovenstroomse zijde van de kruin (versnellingsgebied; zie [Verheij, 2000]).
- Toetsen van berekeningsresultaten voor het gebied benedenstrooms van een backward-facing step aan experimentele resultaten geeft een redelijke overeenkomst voor wat betreft het aantal verplaatste stenen:
  - berekend: 15 à 90 stenen verplaatsen (maar dit aantal zou een factor 4 hoger zijn geweest wanneer de strookbreedte in de berekening gelijk was gekozen aan de gootbreedte bij de experimenten)
  - gemeten: 100 verplaatste stenen
- Het aantal verplaatste stenen is relatief groot gezien vanuit het oogpunt van een stabiliteitsbenadering. Daarbij wordt immers uitgegaan van een enkele steen die verplaatst, terwijl hier lokaal de toplaag volledig is verdwenen. Dit pleit voor het toepassen van een transportbenadering omdat daarmee inzicht wordt verkregen in de hoeveelheid stenen die verplaatst.

Op grond van het voorgaande wordt aanbevolen:

- Uitwerken van de methodiek voor andere niet-uniforme stromingscondities, zoals hoge drempels en schuiven.
- Nader uitwerken van enkele specifieke aandachtspunten, zoals: implementatie van ontwikkeling van de grenslaag aan de bodem vanaf het reattachment point.
- Toepassen van de methodiek bij concrete projecten (naast de huidige ontwerpmethodiek op basis van stabiliteitscriteria), zodat ervaring wordt opgedaan in concrete situaties.

## **3.3 Toepassing methodiek II op drietal cases**

*Paragraaf 3.3 in te vullen door DWW.*

## 4 Numerieke berekening van de stromingsbelasting

### 4.1 Inleiding

Het is gebruikelijk om de stromingsbelasting op een granulaire verdediging te kwantificeren op basis van de tijd- en dieptegemiddelde waarde van de stroomsnelheid boven de verdediging. Door middel van min of meer experimentele coëfficiënten wordt vervolgens het effect van turbulentie en stroombeeldgeometrie verdisconteerd (zie o.a. [Rijkswaterstaat, 1995]). Op deze wijze wordt zowel de stationaire als - provisorisch - de dynamische component van de belasting in rekening gebracht.

In het kader van het project 'Steenstabiliteit' is onderzoek gedaan naar de mogelijkheid om een representatieve grootte voor de stromingsbelasting (stationair en dynamisch) op een granulaire verdediging te bepalen met behulp van rekenmodellen met k- $\epsilon$  turbulentiemodellering. Als beperking is aangenomen dat de stroming stationair is in de tijd (dit wil zeggen er doen zich geen veranderingen voor in stroombeeld, debiet en waterdiepte). Voorts zijn voorlopig alleen stromingen met uniforme eigenschappen in de richting loodrecht op de stroming in beschouwing genomen (in het vervolg aangeduid met tweedimensionale stromingen). De dynamische component van de stromingsbelasting hangt samen met de turbulenties in de stroming; deze turbulenties worden opgewekt op de ruwe bodem maar ook op vrije grenslagen in de stroming. Met name de turbulenties met afmetingen van dezelfde orde van grootte als de stenen zijn van belang voor de stabiliteit van de verdediging.

Het onderzoek maakt deel uit van het *lange termijn spoor* in het project 'Steenstabiliteit'. Het uiteindelijke doel is om voor een willekeurige situatie (wat betreft geometrie en hydraulische condities) op basis van een numerieke stromingsberekening een betrouwbare analyse te kunnen maken van de benodigde sterkte en / of het benodigde onderhoud van een granulaire verdediging.

### 4.2 Numeriek model met k- $\epsilon$ turbulentiemodellering

In een rekenmodel met k- $\epsilon$  turbulentiemodellering wordt de stroming als een tijdgemiddelde stroming opgevat; turbulente fluctuaties worden niet expliciet berekend. In plaats daarvan wordt het zogenaamde eddy-viscosity / diffusivity concept toegepast. De eddy-viscosity  $\nu_t$  en de eddy-diffusivity  $\Gamma_t$  zijn geen vloeistof-eigenschappen, maar hangen samen met de turbulentiegraad van de stroming, die van plaats tot plaats in de vloeistof varieert.

Met de parameters k (turbulente kinetische energie) en  $\epsilon$  (turbulente dissipatie) wordt de lokale turbulentietoestand beschreven. De parameters k en  $\epsilon$  worden als functie van tijd en plaats uit de tijdgemiddelde stroomsnelheden en de gradiënten van deze grootheden afgeleid. Hiertoe wordt een tweetal transportvergelijkingen voor het gehele vloeistofdomein opgelost, waarin naast genoemde snelheidsgradiënten ook een zestal experimentele constanten zijn opgenomen. De vergelijkingen beschrijven de mate van verandering van k en  $\epsilon$  door toedoen van convectief transport in de tijdgemiddelde stroming, diffusief transport door turbulente bewegingen, productie van kinetische energie door snelheidsgradiënten en dissipatie van energie door viskeuze wrijving. De parameter k (een scalaire grootte) is in een 3D vloeistofdomein met snelheidscomponenten u, v en w langs een othogonaal x-, y-, z-coördinatenstelsel (x in hoofdstroomrichting, horizontaal, z in verticale richting) per definitie gelijk aan:

$$k = \xi \cdot (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) = \xi \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2)$$

met	$\xi$	= evenredigheidsconstante (-)
	$\langle u'(t)^2 \rangle$	= ensemble-gemiddelde van $u'^2 =$ variantie ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )
	$u'(t)$	= fluctuerend deel van horizontale snelheid $u$ (m/s)
	$\sigma_u$	= standaard afwijking van horizontale snelheid $u$ ( $\sigma_u^2 =$ variantie)
	etc.	

De berekende turbulente kinetische energie  $k$  is een maat voor het turbulentienniveau. De waarde van  $k$  in een zeker punt is het resultaat van transport, produktie en dissipatie van energie in het vloeistofdomein. De snelheidsfluctuaties  $u'$ ,  $v'$  en  $w'$  worden - zoals gezegd - niet met het  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodel berekend en kunnen ook niet uit  $k$  worden afgeleid. De varianties  $\sigma_u^2$ ,  $\sigma_v^2$  en  $\sigma_w^2$  kunnen wel uit  $k$  worden teruggerekend, mits de onderlinge verhouding van de varianties bekend is, en wanneer voor de beschouwde stromingssituatie de evenredigheidsconstante  $\xi$  bekend is. Bij het 'calibreren' van  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodellen is in het verleden vooral gekeken naar stroombeelden en stroomsnelheidsverdelingen; de verschillende experimentele constanten die in het op te lossen stelsel vergelijkingen worden gebruikt, zijn hier op afgeregeld. De relatie tussen turbulente kinetische energie  $k$  en werkelijk turbulentienniveau in de vloeistof (uitgedrukt als de som van de varianties van de stroomsnelheid in drie hoofdrichtingen) is daarmee ook grotendeels, op een evenredigheidsconstante  $\xi$  na, vastgelegd.

Een standaard  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodel kan worden toegepast bij stromingen met hoog Reynolds-getal, dit wil zeggen bij turbulente stromingen. Het is niet toepasbaar op laminaire stromingen. Zeer dicht langs een wand bestaat in de grenslaag evenwel een laminaire sublaag, waar de viscositeit dominant is. Vanwege deze laminaire laag, maar ook omdat anders een zeer fijn grid zou moeten worden toegepast in het gebied dicht bij de wand, wordt dit gebied niet doorge-rekend, doch worden zogenaamde wandfuncties gebruikt; met deze functies wordt het snelheidsverloop dicht bij de wand beschreven.

Er is in de praktijk inmiddels redelijk wat ervaring opgebouwd met  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodellering. Bij inzet van een  $k$ - $\epsilon$  model voor het uitvoeren van stromingsberekeningen is geen uitzonderlijk grote reken capaciteit vereist; dit is van grote praktische betekenis. Voor de in het kader van dit project uitgevoerde berekeningen is het CFX rekenprogramma van AEA Technology (UK) gebruikt. Dit programma rekent in drie dimensies. WL | DELFT HYDRAULICS heeft een licentie op dit rekenpakket.

### 4.3 Representatie van de stromingsbelasting

De grootte (of combinatie van grootheden) waarmee de stromingsbelasting op een granulaire verdediging wordt gerepresenteerd, dient zo goed mogelijk zowel de tijdgemiddelde als de fluctuerende component van de belasting weer te geven. Tevens dient deze grootte, vanwege de keuze voor een numeriek model met  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodellering, uit de 'gecondenseerde' resultaten van een dergelijk model te worden afgeleid.

De stromingsbelasting varieert als functie van plaats en tijd. Wanneer het blikveld wordt vernauwd tot de individuele steen, blijkt dat de vorm van de steen en de directe omgevings-geometrie een rol spelen in de stroming rond en de krachten op de beschouwde steen. In een meer globale benadering vormen de stenen in de toplaag een ruwe begrenzing van de stroming; de stenen genereren turbulenties welke samen met de al aanwezige turbulenties in de

aanstroming het dynamische karakter van de stroming bepalen en oorzaak zijn van het verlies aan (potentiële) energie van de stroming.

In het kader van het project 'Steenstabiliteit' is er niet voor gekozen om de stromingsbelasting op de individuele steen te beschouwen. Deze benadering staat nog te ver weg van de gangbare ontwerpmethodieken en er is nog een lange weg te gaan voordat deze aanpak tot een concreet, voor de praktijk bruikbaar resultaat leidt. Het onderzoek heeft zich aldus geconcentreerd op een meer globale grootheid, die representatief is voor de stromingsbelasting op een deel van het verdedigde oppervlak en met een numeriek model met k-ε turbulentiemodel kan worden bepaald.

In de analyse zijn verschillende grootheden beschouwd. De beste aanpak bleek uiteindelijk te zijn om uit te gaan van een grootheid die evenredig is met het kwadraat van de stroomsnelheid (vergelijk: stuwdruk =  $\rho u^2/2$ ). In tegenstelling tot wat tot nu toe gebruikelijk is, is het variabele, dynamische deel  $u'(t)$  van de stroomsnelheid  $u(t) = \bar{u} + u'(t)$  expliciet in deze grootheid meegenomen. Een maat voor het variabele deel is de standaardafwijking  $\sigma_u$ , maar om de sterkere fluctuaties tot uitdrukking te laten komen kan beter uitgegaan worden van het produkt  $a \cdot \sigma_u$ , met  $a > 1$ . Omdat  $u'(t)$  en dus ook  $\sigma_u$  niet worden berekend met een k-ε model is de turbulente kinetische energie  $k$  als vervangende dynamische component gekozen. Aldus ontstond als representatieve grootheid voor de stromingsbelasting:

$$(\bar{u} + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 = \bar{u}^2 + 2 \cdot \alpha \cdot |\bar{u}| \cdot \sqrt{k} + \alpha^2 \cdot k$$

met  $\alpha$  = een nader te kiezen dimensieloze factor, waarmee het turbulente deel van de stromingsbelasting naar wens kan worden versterkt.  
 $\bar{u}$  = tijdgemiddelde waarde van de stroomsnelheid  
 $k$  = turbulente kinetische energie

De factor  $\alpha$  is vergelijkbaar met de boven genoemde versterkingsfactor  $a$  in het produkt  $a \cdot \sigma_u$ . Bij de stationaire stromingsberekeningen met CFX is de berekende stationaire stroomsnelheid  $u$  in een punt  $(x,y,z)$  gelijk aan de tijdgemiddelde stroomsnelheid  $\bar{u}$  in dat punt. In het vervolg van dit rapport wordt met de stroomsnelheid  $u$  uit CFX berekeningen daarom de tijdgemiddelde waarde van de snelheid bedoeld.

Van belang is nog dat de representatieve grootheid wordt berekend in het deel van de stroming boven de bodemverdediging, waar de dynamische stromingsbelasting zijn oorzaak vindt. De keuze hiervan is niet triviaal. Het ligt - in verband met de schaal van de turbulenties - wel voor de hand om aan een waterlaag met dikte van minstens enkele malen de steendiameter te denken. In de volgende paragraaf wordt hier verder op in gegaan.

#### 4.4 Ontwerp op basis van een stabiliteitscriterium

Steentransport treedt op wanneer de stromingsbelasting op individuele stenen groter is dan de krachten die de steen op zijn plaats houden (eigen gewicht en wrijving door ondergrond en omringende stenen). Stabiliteits- en transportvoorspellers dienen dus gebruik te maken van grootheden die de stromingsbelasting en de sterkte van de verdediging representeren.

Voor de stromingsbelasting is hiervoor reeds een nieuwe, representatieve grootheid geïntroduceerd. In samenhang hiermee is als vervanging van het bekende Shields stabiliteitscriterium de stabiliteitsgrootheid  $\Psi_{u-k}$  gedefinieerd:



$$\Psi_{u-k} = \frac{(u + \alpha\sqrt{k})_d^2}{\Delta g D_{n50}}$$

Deze stabiliteitsgrootheid geeft, evenals het Shields criterium, de verhouding van stromingsbelasting en steensterkte. De stromingsbelasting wordt gerepresenteerd met de grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})_d^2$  die over een (nog te kiezen) waterlaagdikte  $d$  boven de stenen verdediging wordt gemiddeld; de sterkte van de verdediging wordt, zoals gebruikelijk, gerepresenteerd met het nominale onderwatergewicht  $\Delta g D_{n50}$  ( $\Delta = (\rho_s - \rho)/\rho$ ) van de stenen. De grens tussen stabiliteit en instabiliteit van de verdediging (begin van bewegen) ligt bij een zekere waarde van  $\Psi_{u-k}$ ; deze waarde is in principe onafhankelijk van de beschouwde geometrie (mits de bodemverdediging zelf horizontaal ligt (dus niet op een talud), en mits de verdediging aaneengesloten en intact is).

Met het CFX rekenprogramma is voor enkele in schaalmodellen onderzochte geometrieën de hiervoor gedefinieerde stromingsgrootheid berekend. De onderzochte situaties betroffen achtereenvolgens stroming over een vlak horizontaal bed, stroming over een afstap (backward facing step) en stroming over een drempel. Bij de afstap en de drempel is de horizontale bodem achter de afstap c.q. de drempel verdedigd. Van de drempel zijn twee varianten doorgerekend, namelijk een drempel met taluds boven- en benedenstrooms van 1:2 en een drempel met taluds 1:8. Alle situaties konden als tweedimensionale stromingssituaties worden aangemerkt. De situaties betroffen voorts verschillende stadia van steentransport (begin van bewegen en doorgaand transport).

Uit de berekeningen bleek dat stroombeelden, ook in het verdragingsgebied achter afstap en drempel, correct kunnen worden berekend (de positie van het reattachment point na de afstap bijvoorbeeld, werd correct berekend). Minstens zo belangrijk was dat het uit de turbulente kinetische energie  $k$  teruggerekende turbulentiëniveau voldoende nauwkeurig overeenkwam met het turbulentiëniveau dat uit de stroomsnelheidsmetingen was afgeleid. Bij de omrekening werd, zoals bij een tweedimensionale stroming gebruikelijk is, de variantie  $\sigma_v^2$  van de snelheid in  $y$ -richting (loodrecht op het verticale langsvlak) gelijk gesteld aan  $0,5 \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_w^2)$  en werd voor  $\xi$  (zie Paragraaf 4.2) de waarde  $1/3$  gehanteerd.

Door de goede kwaliteit van de met  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodellen verkregen resultaten is vertrouwen verkregen in het gebruik van deze modellen voor de berekening van verdragende, tweedimensionale stromingen achter drempels en dergelijke. De modellering van het vrije waterspiegeloppervlak vereist daarbij nog aandacht.

In een volgende stap is de stabiliteitsgrootheid  $\Psi_{u-k}$  bepaald voor de verschillende onderzochte geometrieën. Daarbij is de waterlaagdikte  $d$  waarover de grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})_d^2$  is gemiddeld, gevarieerd. In de situaties met begin van bewegen was, zoals verwacht mocht worden, de waarde van  $\Psi_{u-k}$  lager dan in situaties met doorgaand transport. De variatie in  $\Psi_{u-k}$  was per situatie relatief gering. Op grond van de uitgevoerde berekeningen kon nog geen duidelijke keuze worden gemaakt van de middelingsdiepte. Het lijkt vooralsnog evenwel een goed uitgangspunt om voor de middelingsdiepte een waarde te kiezen die minimaal gelijk is aan een veelvoud van de nominale steendiameter  $D_{n50}$ . Ook dient rekening te worden gehouden met de steenafmetingen ten opzichte van de waterdiepte (bijvoorbeeld: in geval van een kleine steendiameter bij diep water kan mogelijk beter een middelingsdiepte worden gekozen die een fractie is van de waterdiepte). Een mogelijk keuze voor de middelingsdiepte zou dan bijvoorbeeld kunnen zijn:  $5 \cdot D_{n50} + 0,1$  maal waterdiepte.

Alvorens de boven uiteengezette methode kan worden ingezet bij het ontwerpen van granulaire verdedigingen, dient een groter aantal verschillende stromingssituaties te worden doorgerekend, en dienen de berekeningsresultaten te worden vergeleken met metingen. Daarbij dienen ook driedimensionale stromingen (bijvoorbeeld spuistralen achter een uitlaatwerk) te worden

beschouwd. Op deze wijze wordt een beter beeld verkregen van de mogelijkheden van de methode, kan een finale keuze worden gemaakt voor de turbulentie-versterkingsfactor  $\alpha$  en de middelingsdiepte  $d$ , en wordt inzicht verkregen in de te hanteren waarde van de stabiliteitsgrootheid  $\Psi_{u-k}$  voor een stabiel ontwerp.

Wanneer bovendien als functie van  $\Psi_{u-k}$  (dus van de stroombelastinggrootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$ ) het steentransport bekend is, kan de methode verder worden uitgebouwd tot een transportvoorspellingsmethode.

## 5 Conclusies en aanbevelingen

In het project 'Steenstabiliteit' zijn twee sporen van ontwikkeling onderscheiden, namelijk het korte termijn spoor en het lange termijn spoor. Onder het korte termijn spoor zijn twee verschillende ontwerpmethodieken voor granulaire verdedigingen uitgewerkt en toegepast op een drietal cases. Deze methoden kunnen ook worden toegepast in relatie tot het onderhoud aan bestaande verdedigingen. Het lange termijn spoor omvat het ontwikkelen van een methodiek, waarbij de stromingsbelasting op de verdediging wordt berekend met numerieke modellen.

### 5.1 Korte termijn spoor

Ten aanzien van de geschiktheid van de twee ontwikkelde ontwerpmethoden voor gebruik in de praktijk kunnen, met name door de ervaringen opgedaan tijdens het uitvoeren van de cases, de volgende conclusies worden getrokken:

*In te vullen door DWW na toepassing van de twee methoden op cases. Daarbij ook de veranderingen / verbeteringen ten aanzien van huidige methoden [Rijkswaterstaat, 1995] etaleren.*

*Tevens aanbevelingen opnemen zoals:*

- *Toepassen van de nieuwe methoden naast de bestaande methoden, opdat ervaring wordt opgebouwd en de bruikbaarheid van de methoden kan worden geëvalueerd / aangetoond .*

### 5.2 Lange termijn spoor

Met het CFX rekenmodel met k- $\epsilon$  turbulentiemodellering zijn berekeningen gemaakt voor tweedimensionale stromingen over een vlak bed, een afstap en een drempel. Op basis hiervan is een grootte gedefinieerd die representatief kan worden geacht voor het totaal van stationair en dynamisch deel van de stromingsbelasting op de granulaire verdediging; deze grootte is gebaseerd op de berekende stroomsnelheid  $u$  en turbulente kinetische energie  $k$  in een waterlaag met zekere dikte  $d$  boven de bodem. In samenhang met de nieuwe stroombelasting-grootte is ook een nieuwe stabiliteitsgrootte  $\Psi_{u-k}$  gedefinieerd.

De resultaten van de uitgevoerde stromingsberekeningen komen goed overeen met meetresultaten voor overeenkomstige situaties. Er is hiermee vertrouwen gekregen in het gebruik van k- $\epsilon$  rekenmodellen voor vertragende stromingen achter constructies.

Nodig is nog dat meer situaties worden doorgerekend en dat de rekenresultaten worden getoetst aan metingen. Met name gaat het daarbij om driedimensionale stromingen. Ook het modelleren van het vrije wateroppervlak in de berekeningen, bijvoorbeeld benedenstrooms van een schuif, vereist nog aandacht.

De verwachting is dat k- $\epsilon$  rekenmodellen in de toekomst met succes zullen kunnen worden ingezet bij het ontwerpen van granulaire verdedigingen. De inzet van de rekenmodellen betreft dan de berekening van de optredende of voor het ontwerp maatgevende stromingsbelasting bij willekeurige situaties en geometrieën; de berekende stromingsbelasting (in de vorm van een representatieve grootte op basis van  $u$  en  $k$ ) vormt dan de input voor zowel stabiliteitsvoorspellers als transportvoorspellers. Door het relatieve gemak waarmee de hydraulische randvoorwaarden in de stromingsberekeningen kunnen worden gevarieerd, zal ook makkelijker naar een probabilistische aanpak kunnen worden overgegaan.

Aanbevolen wordt om meer, en in het bijzonder driedimensionale stromingssituaties door te rekenen en te toetsen aan meetwaarden.

## Referenties

Akkerman, G.J. (2000)

'Memo: schademodelering'

Bijlage A in 'Stone stability. Progress report February 2000', WL | DELFT HYDRAULICS

Gunst, M. de (1999)

'Steenstabiliteit in een turbulente stroming achter een afstap'

Afstudeerrapport TUD, september 1999.

Rijkswaterstaat (1995)

'Handleiding voor het ontwerpen van granulaire bodemverdedigingen achter tweedimensionale uitstromingsconstructies'

RWS, Bouwdienst / Dienst Weg- en Waterbouwkunde, Doc.nr. BOD-R-95002, februari 1995.

Verheij, H.J. (2000)

'Memo: case toplaag dimensionering'

Bijlage B in 'Stone stability. Progress report February 2000', WL | DELFT HYDRAULICS

## **Appendix A**

### **Numerieke berekening stromingsbelasting**

## Samenvatting

In het kader van het Voortschrijdend Onderzoek Programma (VOP), een samenwerkingsproject tussen RWS-DWW en WL | DELFT HYDRAULICS, is binnen het project 'Steenstabiliteit' in het jaar 2000 onderzoek gedaan naar de mogelijkheid om een representatieve grootheid voor de stromingsbelasting op een stortstenen verdediging te bepalen met behulp van rekenmodellen met k-ε turbulentiemodelling. Met het CFX rekenpakket zijn tweedimensionale stromingen over een vlak bed, een afstap en een drempel doorgerekend. Voor het vlakke bed is het standaard k-ε turbulentiemodel gebruikt, voor de afstap en de drempel het RNG k-ε turbulentiemodel. De berekeningsresultaten zijn vergeleken met metingen in schaalmodellen. Uit de vergelijking blijkt dat stroombeelden, ook in het vertragingsgebied, goed worden berekend. De vorm van de stroomsnelheidsprofielen is conform de gemeten profielen. Uit de berekende turbulente kinetische energie k kan de turbulentie-intensiteit  $r = \sigma_u/u$  ( $u$  = tijdgemiddelde horizontale stroomsnelheid,  $\sigma_u$  = standaardafwijking) worden afgeleid; deze blijkt voor de beschouwde stromingen goed overeen te komen met de uit stroomsnelheidsmetingen afgeleide turbulentie-intensiteit. Door de goede kwaliteit van de met k-ε turbulentiemodellen verkregen resultaten is vertrouwen verkregen in het gebruik van deze modellen voor de berekening van vertragende, tweedimensionale stromingen achter drempels en dergelijke. De modellering van het vrije waterspiegeloppervlak vereist daarbij nog aandacht.

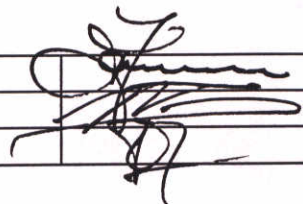
Tijdens het onderzoek is de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  als een veelbelovende grootheid voor representatie van de stromingsbelasting naar voren gekomen. Voor de factor  $\alpha$  (een weegfactor voor het aandeel van turbulenties in de stromingsbelasting) zou voorlopig de waarde 6 kunnen worden gekozen. Dit correspondeert in geval van uniforme stroming over een vlak bed met een waarde 6 voor de vergelijkbare versterkingsfactor a in de grootheid  $(u + a \cdot \sigma_u)$ . De grootheid  $(u + a \cdot \sigma_u)$  stelt de stroomsnelheid inclusief het effect van turbulenties voor. Deze stroomsnelheid moet net als de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  worden beschouwd in een relevant gebied nabij de bodemverdediging. Gedacht moet hierbij worden aan een gebied boven de verdediging met dikte van minimaal enkele malen de steendiameter (bijvoorbeeld minimaal  $5 \cdot D_{n50}$ ).

Er is in analogie met het stabiliteitscriterium van Shields een alternatieve stabiliteitsgrootheid  $\Psi_{u-k}$  gedefinieerd:

$$\Psi_{u-k} = \frac{(u + \alpha \sqrt{k})_d^2}{\Delta g D_{n50}}$$

Deze stabiliteitsgrootheid geeft de verhouding van stromingsbelasting en steensterkte. De stromingsbelasting wordt gerepresenteerd met de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  die over een (nog te kiezen) waterlaagdikte d boven de stenen verdediging wordt gemiddeld; de sterkte van de verdediging wordt, zoals gebruikelijk, gerepresenteerd met het nominale onderwatergewicht  $\Delta g D_{n50}$  ( $\Delta = (\rho_s - \rho)/\rho$ ). De grens tussen stabiliteit en instabiliteit van de verdediging (begin van bewegen) ligt bij een zekere waarde van  $\Psi_{u-k}$ ; deze waarde is, bij een horizontaal vlak bed, in principe onafhankelijk van de beschouwde geometrie.

Alvorens een definitieve keuze kan worden gemaakt van de waarde van de weegfactor  $\alpha$  en de diepte d waarover de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  moet worden gemiddeld, dient een groter aantal verschillende stromingssituaties te worden doorgerekend, en dienen de berekeningsresultaten te worden vergeleken met metingen. Daarbij dienen ook driedimensionale stromingen (bijvoorbeeld spuisralen achter een uitlaatwerk) te worden beschouwd.

Opgesteld door:	T.H.G. Jongeling	25 nov. 2000	
Review door:	H.J. Verheij	29 nov. 2000	
Goedgekeurd door:	R.J. de Jong		

## **Inhoud**

- 1 Inleiding**
- 2 Stroming boven een stortstenen verdediging; afbakening**
- 3 Representatie van de stromingsbelasting**
- 4 Numerieke stromingsberekeningen**
  - 4.1 Rekentechnieken
  - 4.2 Rekenmodellen met k- $\epsilon$  turbulentiemodellering
- 5 Stromingsbelasting in relatie tot stabiliteits- en transportmodellen**
- 6 In aanmerking komende grootheden voor representatie van de stromingsbelasting**
- 7 Berekeningen met CFX**
  - 7.1 Beschrijving van het rekenmodel voor vlak bed en afstap
  - 7.2 Analyse van de berekeningsresultaten voor vlak bed en afstap
  - 7.3 Beschrijving van het rekenmodel voor de drempel
  - 7.4 Analyse van de berekeningsresultaten voor de drempel
  - 7.5 Verdere uitwerking
- 8 Conclusies**

## **Referenties**

## **Figuren**



## Lijst van Figuren

- 4.1 Ruwheidsgebieden van wanden (bron: [Schlichting, 1968]).
- 7.1a Berekening m18. Vlak bed. Stroomsnelheid  $u$  (waarden, snelheidsprofielen en stroomlijnen) en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.1b Berekening m18. Vlak bed. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.1c Berekening m18. Vlak bed. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.1d Berekening m18. Vlak bed. Vertikaal profiel in  $x = 7,55 \text{ m}$  van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .
- 7.1e Berekening m18. Vlak bed. Vertikaal profiel in  $x = 7,55 \text{ m}$  van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.2a Berekening m19. Afstap. Stroomsnelheid  $u$  (waarden, snelheidsprofielen en stroomlijnen) en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.2b Berekening m19. Afstap. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.2c Berekening m19. Afstap. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.2d Berekening m19. Afstap. Vertikaal profiel in  $x = 7,55 \text{ m}$  van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .
- 7.2e Berekening m19. Afstap. Vertikaal profiel in  $x = 7,55 \text{ m}$  van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.2f Berekening m19. Afstap. Vertikaal profiel in  $x = 8,30 \text{ m}$  van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .
- 7.2g Berekening m19. Afstap. Vertikaal profiel in  $x = 8,30 \text{ m}$  van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.2h Berekening m19. Afstap. Vertikale profielen van stroomsnelheid  $u$ , stroomsnelheid  $w$ , en turbulente kinetische energie  $k$  in gebied achter afstap.
- 7.2i Berekening m19. Afstap. Vertikale profielen van standaardafwijking  $\sigma_u$  berekend uit turbulente kinetische energie  $k$  in gebied achter afstap.
- 7.3a Berekening m22. Vlak bed, debiet 80%. Stroomsnelheid  $u$  (waarden, snelheidsprofielen en stroomlijnen) en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.3b Berekening m22. Vlak bed, debiet 80%. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.3c Berekening m22. Vlak bed, debiet 80%. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.3d Berekening m22. Vlak bed, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55 \text{ m}$  van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .
- 7.3e Berekening m22. Vlak bed, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55 \text{ m}$  van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.4a Berekening m21. Afstap, debiet 80%. Stroomsnelheid  $u$  (waarden, snelheidsprofielen en stroomlijnen) en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.4b Berekening m21. Afstap, debiet 80%. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.4c Berekening m21. Afstap, debiet 80%. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.4d Berekening m21. Afstap, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55 \text{ m}$  van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .

- 7.4e Berekening m21. Afstap, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55$  m van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.4f Berekening m21. Afstap, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 8,30$  m van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .
- 7.4g Berekening m21. Afstap, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 8,30$  m van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.4h Berekening m21. Afstap. Vertikale profielen van stroomsnelheid  $u$ , stroomsnelheid  $v$ , en turbulente kinetische energie  $k$  in gebied achter afstap.
- 7.4i Berekening m21. Afstap. Vertikale profielen van standaardafwijking  $\sigma_u$  berekend uit turbulente kinetische energie  $k$  in gebied achter afstap.
- 7.5a Berekening m23. Vlak bed, debiet 80%. Stroomsnelheid  $u$  (waarden, snelheidsprofielen en stroomlijnen) en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.5b Berekening m23. Vlak bed, debiet 80%. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.5c Berekening m23. Vlak bed, debiet 80%. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.5d Berekening m23. Vlak bed, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55$  m van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .
- 7.5e Berekening m23. Vlak bed, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55$  m van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.6a Berekening m25. Afstap, debiet 80%. Stroomsnelheid  $u$  (waarden, snelheidsprofielen en stroomlijnen) en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.6b Berekening m25. Afstap, debiet 80%. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.6c Berekening m25. Afstap, debiet 80%. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $7,0 \text{ m} < x < 9,0 \text{ m}$ .
- 7.6d Berekening m25. Afstap, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55$  m van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ .
- 7.6e Berekening m25. Afstap, debiet 80%. Vertikaal profiel in  $x = 7,55$  m van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ .
- 7.6h Berekening m25. Afstap. Vertikale profielen van stroomsnelheid  $u$ , stroomsnelheid  $v$ , en turbulente kinetische energie  $k$  in gebied achter afstap.
- 7.6i Berekening m25. Afstap. Vertikale profielen van standaardafwijking  $\sigma_u$  berekend uit turbulente kinetische energie  $k$  in gebied achter afstap.
- 7.7 Turbulente kinetische energie achter afstap (berekeningen m19, m21 en m25) vergeleken met fysisch experiment Nakagawa en Nezu [Nakagawa et al, 1987].
- 7.8 CFX rooster voor drempel (taluds 1:2 en 1:8).
- 7.9a Berekening m31. Drempel, talud 1:2. Stroomsnelheid  $u$  en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.9b Berekening m31. Drempel, talud 1:2. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $14,0 \text{ m} < x < 21,0 \text{ m}$ .
- 7.9c Berekening m31. Drempel, talud 1:2. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $14,0 \text{ m} < x < 21,0 \text{ m}$ .
- 7.9d Berekening m31. Drempel, talud 1:2. Vertikaal profiel van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ , op  $0,75$  m achter teen benedenstrooms talud.
- 7.9e Berekening m31. Drempel, talud 1:2. Vertikaal profiel van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$  en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , op  $0,75$  m achter teen benedenstrooms talud.

- 7.10a Berekening m33. Drempel, talud 1:8. Stroomsnelheid  $u$  en turbulente kinetische energie  $k$  als functie van  $x$  en  $z$ .
- 7.10b Berekening m33. Drempel, talud 1:8. Dieptegemiddelde waarde van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en grootheid  $(u^2 + k)$ , in het gebied  $14,0 \text{ m} < x < 21,0 \text{ m}$ .
- 7.10c Berekening m33. Drempel, talud 1:8. Bodemschuifspanning  $\tau_w$ , standaardafwijking  $\sigma_p$  van bodemdruk, en dieptegemiddelde waarde van grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , in het gebied  $14,0 \text{ m} < x < 21,0 \text{ m}$ .
- 7.10d Berekening m33. Drempel, talud 1:8. Vertikaal profiel van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$  en grootheid  $(u^2 + k)$ , op 0,75 m achter teen benedenstrooms talud.
- 7.10e Berekening m33. Drempel, talud 1:8. Vertikaal profiel van totale stroomsnelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$  en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ , op 0,75 m achter teen benedenstrooms talud.
- 7.11a Berekeningen m18/m19/m22/m21. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over  $5.D_{n50}$ .
- 7.11b Berekeningen m18/m19/m22/m21. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over 0,1 maal waterdiepte.
- 7.11c Berekeningen m18/m19/m22/m21. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over 0,2 maal waterdiepte.
- 7.11d Berekeningen m18/m19/m22/m21. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over halve waterdiepte.
- 7.11e Berekeningen m18/m19/m22/m21. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over volle waterdiepte.
- 7.11f Berekeningen m18/m19/m22/m21. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over  $5.D_{n50} + 0,1$  waterdiepte.
- 7.11g Berekeningen m31/m33/m23/m25. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over  $5.D_{n50}$ .
- 7.11h Berekeningen m31/m33/m23/m25. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over 0,1 maal waterdiepte.
- 7.11i Berekeningen m31/m33/m23/m25. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over 0,2 maal waterdiepte.
- 7.11j Berekeningen m31/m33/m23/m25. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over halve waterdiepte.
- 7.11k Berekeningen m31/m33/m23/m25. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over volle waterdiepte.
- 7.11l Berekeningen m31/m33/m23/m25. Grootheid  $(u + \alpha\sqrt{k})^2/(g\Delta D_{n50})$  als functie van  $\alpha$ . Middeling over  $5.D_{n50} + 0,1$  waterdiepte.

## 1 Inleiding

Fase 2 van project 'Steenstabiliteit' van het Voortschrijdend Onderzoek Programma (VOP), jaar 2000, heeft o.a. als onderwerp de stromingsbelasting die op granulaire bodemverdedigingen optreedt. In deze Bijlage A worden de onderzoeksresultaten gepresenteerd.

Het is gebruikelijk om de stromingsbelasting op een granulaire bodemverdediging te kwantificeren uitgaande van de tijd- en dieptegemiddelde waarde van de stroomsnelheid boven de verdediging. Door middel van min of meer experimentele coëfficiënten wordt het effect van turbulentie en stroombeeldgeometrie verdisconteerd. Op deze wijze wordt zowel de stationaire als - provisorisch - de dynamische component van de belasting in rekening gebracht.

In Fase 2 van het project 'Steenstabiliteit' is onderzoek gedaan naar de mogelijkheid om een representatieve grootheid voor de stromingsbelasting (stationair en dynamisch) op een stortstenen verdediging te bepalen met behulp van rekenmodellen met k- $\epsilon$  turbulentiemodellering. Het uiteindelijke doel hiervan is om voor een willekeurige situatie (wat betreft geometrie en hydraulische condities) een betrouwbare analyse te kunnen maken van de benodigde sterkte en / of het benodigde onderhoud van een stortstenen verdediging op basis van een numerieke stromingsberekening.

In deze bijlage wordt eerst het studiegebied afgebakend en wordt aangegeven waaraan moet worden gedacht bij 'representatieve grootheid' voor de stromingsbelasting. Vervolgens worden numerieke berekeningstechnieken, in het bijzonder k- $\epsilon$  turbulentiemodellen, besproken. Er wordt ingegaan op de relatie tussen stromingsbelasting en stabiliteit van de granulaire verdediging en op de grootheden die in aanmerking komen voor representatie van de stromingsbelasting. Als hoofdonderdeel van de studie zijn er berekeningen gemaakt met het CFD pakket CFX; de berekeningen betreffen stroming over een vlakke bodem, stroming over een backward-facing step en stroming over een drempel met voor- en achtertallud. De resultaten hiervan worden besproken in relatie tot de te kiezen representatieve grootheid voor de stromingsbelasting en een nieuw criterium voor de stabiliteit van de verdediging. Tenslotte worden de conclusies van het onderzoek gepresenteerd.

De berekeningen met CFX zijn uitgevoerd door ir H.R.A. Jagers. Het rapport is geschreven door ir T.H.G. Jongeling.

## 2 Stroming boven een stortstenen verdediging; afbakening

Bij verdedigde bodems (bijvoorbeeld bodems benedenstrooms van een constructie) is de stroming als regel zeer turbulent en de belasting is daardoor sterk dynamisch van karakter. Om een ontwerp van de verdediging te kunnen maken, d.w.z. om de benodigde sterkte van de verdediging te kunnen bepalen, is het nodig dat de dynamische belasting wordt gekwantificeerd, zowel wat betreft plaats als grootte. De stromingsbelasting kan worden beschouwd als de som van een tijdgemiddelde en een fluctuerende, dynamische component. De dynamische component wordt met name veroorzaakt door turbulenties in de stroming (al dan niet lokaal opgewekt door de stenen zelf). De dynamische component kan evenwel ook deels samenhangen met fluctuaties in stroombeeld (dit is bijvoorbeeld het geval bij een instabiele stroming achter een drempel die soms naar het wateroppervlak gaat en dan weer naar de bodem), met debietvariaties (bijvoorbeeld bij sluiten van een schuif) of met andere dynamische stromings- en golfverschijnselen.

Gesteld kan worden dat de dynamische component veelal wordt bepaald door de sterkte en afmetingen van turbulente structuren in de stroming of - meer algemeen - de sterkte en afmetingen van zich verplaatsende druk- en snelheidsvelden; deze velden maken in de tijd

gezien een ontwikkel- en uitsterffase door. Turbulenties met afmetingen die klein zijn ten opzichte van de steendiameter, spelen geen rol van betekenis in de stroomaanval op de verdediging en kunnen gewoonlijk worden verwaarloosd; fluctuerende waterbewegingen met relatief grote afmetingen veroorzaken langzaam variërende belastingen die soms als een deel van de stationaire belastingcomponent kunnen worden beschouwd. Het zijn daarom met name de fluctuaties met afmetingen van dezelfde orde van grootte als de steendiameter die belangrijk zijn voor de steenstabiliteit. Ook de verhouding van tijdgemiddelde - en dynamische component is van belang. Het is bijvoorbeeld denkbaar dat een stroming met hoge snelheid en relatief lage turbulentiegraad wat betreft stromingsbelasting op de stenen verdediging evenwaardig is of ondergeschikt aan een stroming met lage snelheid en hoge turbulentiegraad. Ter illustratie van dit laatste kan gedacht worden aan een straal die een hoge kernsnelheid heeft met gering turbulentieniveau, en een lagere randsnelheid met relatief sterke turbulenties op het grensvlak van de straal met het rustige, omringende water. Zoals in de praktijk blijkt, ontstaat schade aan een verdediging veelal juist nabij de randen van een straal, hetgeen er op duidt dat het turbulente deel van de stromingsbelasting belangrijk is.

Binnen het kader van het project wordt uitgegaan van stationaire stromingen, dit wil zeggen als beperking wordt ingevoerd dat de stroombeelden niet in de tijd veranderen (dus geen debiet- of waterstandsverloop, geen verandering in schuifstanden e.d., geen golfverschijnselen, geen instabiele stromingen). In eerste instantie wordt uitgegaan van tweedimensionale stromingen. Later dient een uitbreiding naar driedimensionale stromingen (bijvoorbeeld een zich verwijdende straal met neervorming achter een schuif) te worden gemaakt. In de stroming doen zich turbulenties voor; deze ontstaan boven de ruwe bodem of op vrije grenslagen in het water. De schaal van de turbulenties (de afmeting) is zodanig dat de resulterende dynamische component van belang is voor de steenstabiliteit.

### 3 Representatie van de stromingsbelasting

Tot op heden wordt de stromingsbelasting die op de granulaire verdediging werkt, algemeen gerepresenteerd met de bodemschuifspanning  $\bar{\tau}_b$ . Deze stationaire, dit wil zeggen tijdgemiddelde grootheid kan in geval van uniforme stroming over een bed met uniforme ruwheid worden afgeleid uit de diepte- en tijdgemiddelde stroomsnelheid  $\bar{U}$  en de bodemruwheid  $C$  ( $C$  = Chézy coëfficiënt):

$$\bar{\tau}_b = \frac{\bar{U}^2}{C^2} \rho g \quad (\text{N/m}^2) \quad (3.1)$$

met  $\rho$  = soortelijke massa water ( $\text{kg/m}^3$ )  
 $g$  = zwaartekrachtsversnelling ( $\text{m/s}^2$ )  
 $C$  = Chézy coëfficiënt ( $\text{m}^{0.5}/\text{s}$ )

of ook wel simpelweg uit de helling  $I$  van de energielijn en de waterdiepte  $h$ , hetgeen in de evenwichtssituatie met  $I$  gelijk aan de bodemhelling  $i_b$  als relatie oplevert:

$$\bar{\tau}_b = \rho g h i_b \quad (\text{N/m}^2) \quad (3.2)$$

In plaats van de tijdgemiddelde bodemschuifspanning  $\bar{\tau}_b$  wordt ook wel de tijdgemiddelde schuifspanningsnelheid  $\bar{u}_*$  gebruikt. De relatie tussen beide grootheden is:

$$\bar{u}_* = \sqrt{\frac{\bar{\tau}_b}{\rho}} \quad (\text{m/s}) \quad (3.3)$$

In geval van een stationaire stroming over een vlak bed met uniforme ruwheid  $C$  ( $C$  = Chézy coëfficiënt) kan de vertikaal- en tijdgemiddelde snelheid  $\bar{U}$  worden berekend met:

$$\bar{U} = C \cdot \sqrt{RI} \quad (\text{m/s}) \quad (3.4)$$

met  $R$  = hydraulische straal (m)  
 $I$  = helling energielijn (-)

Substitutie van (3.4) in (3.1) levert met  $R = h$  en  $I = i_b$  uitdrukking (3.2) op; substitutie van (3.4) in (3.3) levert:

$$\bar{u}_* = \frac{\bar{U}}{C} \sqrt{g} \quad (\text{m/s}) \quad (3.5)$$

Het effect van turbulentie (afwijkend van de 'standaard-turbulentie' bij uniforme stroming over een vlak bed met uniforme ruwheid) en stroombeeldgeometrie wordt door middel van coëfficiënten ingebracht in de bodemschuifspanning (zie o.a. [Rijkswaterstaat, 1995]).

De bodemschuifspanning  $\bar{\tau}_b$  is een rekengrootheid, die synoniem is aan de door de bodem op het water uitgeoefende gegeneraliseerde weerstandskracht per oppervlakte-eenheid. Deze weerstandskracht onttrekt energie aan het water. Het proces van energiedissipatie vindt plaats via opwekking en uitdemping van turbulenties en is daarmee ook afhankelijk van de viscositeit van het water. (Opmerking: omdat de viskeuze wrijving afneemt bij oplopende temperatuur, zal het energieverlies bij warm water wat kleiner zijn dan bij koud water.) De bodemschuifspanning  $\bar{\tau}_b$  wordt, omgekeerd, representatief geacht voor de stromingsbelasting op (een deel) van de stenen verdediging (zonder overigens de werkelijke belasting op individuele stenen weer te geven).

Het streven is nu om de optredende stromingsbelasting te vertalen naar een grootheid die met behulp van een numeriek model kan worden bepaald en die - voor ontwerp- en onderhoudsdoeleinden - in voldoende mate representatief is voor de dynamische belasting op de granulaire bodemverdediging. Dit streven wordt ingegeven door de ontwikkelingen op het gebied van numeriek rekenen, waardoor stroomvelden, ook in het vertragsgebied achter een constructie - met redelijke tot goede nauwkeurigheid kunnen worden uitgerekend.

De vertaling van de dynamische stromingsbelasting naar een voor het ontwerp geschikte rekengrootheid of een combinatie van grootheden dient zodanig te zijn dat:

- zowel de tijdgemiddelde - als de dynamische component van de stromingsbelasting op adequate wijze worden gerepresenteerd, en de afmetingen (schaal) van de turbulenties in relatie tot de grootte van de stenen worden 'meegewogen',
- de ruimtelijke variabiliteit van het stroombeeld en dus van de stromingsbelasting wordt inbegrepen,
- de rekengrootheid representatief is voor de dynamische belasting op (een deel van) het verdedigde bodemoppervlak, maar niet noodzakelijkerwijs voor de belasting op een individuele steen.

## 4 Numerieke stromingsberekeningen

### 4.1 Rekentechnieken

Stationaire, turbulente stromingen kunnen worden beschreven met grootheden die als de som van een tijdgemiddelde waarde en een fluctuatie ten opzichte van de tijdgemiddelde waarde kunnen worden opgevat. Een voorbeeld is de horizontale stroomsnelheid  $u$  in een zeker, plaatsvast punt:

$$u(t) = \bar{u} + u'(t)$$

Bij de meest geavanceerde rekentechniek DNS (= Direct Numerical Simulation) worden de tijdsafhankelijke fluctuaties direct in de bewegingsvergelijkingen meegenomen. Deze rekentechniek vereist een zeer fijn rooster en een kleine tijdstap, en daarmee ook een grote reken capaciteit. De uitvoer bestaat uit tijdsfuncties, in principe voor alle roosterpunten, zodat - net als in een echte vloeistofstroming - een selectie gemaakt moet worden van punten waar informatie over de stroming moet worden ingewonnen. De DNS rekentechniek is vanwege de vereiste grote reken capaciteit vooralsnog niet geschikt voor toepassing in de huidige ontwerp praktijk.

Minder reken capaciteit vereist de zogenaamde large-eddy simulation (LES) techniek. Bij deze techniek worden alleen de grootschalige fluctuaties in het stroombeeld direct in de vergelijkingen meegenomen; de kleinschalige fluctuaties worden op een andere wijze, door middel van subgrid modellering met energieproductie en -dissipatie, verwerkt. Bij ontwerp berekeningen voor stenen bodemverdedigingen dienen met name de fluctuaties met afmetingen ter grootte van de steendiameter goed te worden gemodelleerd; het vereiste LES-rekenrooster moet dan bestaan uit cellen met afmetingen die een orde kleiner zijn dan de steendiameter. Het rekenprobleem wordt daarmee ook aanzienlijk. In project 2 van het samenwerkingsverband ('Modellering van stroming rond constructies') wordt de LES-rekentechniek toegepast op de stroming langs kribben. Het gaat hierbij o.a. om het berekenen van de grootschalige wervels, die bij loslaten van de stroming van de kribkopen ontstaan. Er zijn reeds berekeningen gemaakt met behulp van de LES-optie in Delft3D; vanwege de aanname van hydrostatisch drukverloop in Delft3D én vanwege de vooronderstelling in Delft3D dat horizontale wervels dominant zijn, zijn gekromde structuren in het verticale vlak niet goed te berekenen en de berekende wervels representeren daarom alleen de wervelstructuren in het horizontale vlak. Een nadere vergelijking met metingen in een schaalmodel van kribben heeft reeds plaats gevonden (zie [Jagers en Van Schijndel, 2000]). Het ging daarbij met name om de grootte en sterkte van horizontale wervelstructuren en de mate van variatie daarin bij stationaire stromingen. Een betere vergelijking is mogelijk wanneer een versie van Delft3D beschikbaar zou komen, waarin geen hydrostatisch drukverloop en dominantie van horizontale structuren worden voorgeschreven. Hiermee zou een meer compleet beeld kunnen worden verkregen van de waarde van LES-berekeningen bij 3D stromingen met horizontale en verticale wervelstructuren.

In de praktijk wordt de rekentechniek met  $k-\epsilon$  turbulentie modellering het meest toegepast. Er is inmiddels redelijk wat ervaring mee opgebouwd en een groot praktisch voordeel is dat geen grote reken capaciteit is vereist. De bij WL | DELFT HYDRAULICS beschikbare rekenprogramma's met  $k-\epsilon$  optie, Delft3D en CFX, kunnen op een PC of een workstation worden gedraaid. Omdat het  $k-\epsilon$  model thans, praktisch gezien, het meest geschikt is, en ook in het kader van dit project is toegepast op concrete stromingsproblemen, wordt dit model meer in detail besproken.

## 4.2 Rekenmodellen met k-ε turbulentiemodellering

In een rekenmodel met k-ε turbulentiemodellering wordt de stroming als een tijdgemiddelde stroming opgevat; turbulente fluctuaties worden niet expliciet berekend. In plaats daarvan wordt het zogenaamde eddy-viscosity / diffusivity concept toegepast. De eddy-viscosity  $\nu_t$  en de eddy-diffusivity  $\Gamma_t$  zijn geen vloeistof-eigenschappen, maar hangen samen met de turbulentiegraad van de stroming, die van plaats tot plaats in de vloeistof varieert. Beide grootheden hangen als volgt met elkaar samen:

$$\nu_t = \Gamma_t \cdot \sigma_t \quad (4.1a)$$

met  $\sigma_t$  = Prandtl-Schmidt getal = 0,5

Met de parameters k (turbulente kinetische energie) en ε (turbulente dissipatie) wordt de lokale turbulentietoestand beschreven. Ze hangen als volgt met elkaar en met de eddy-viscosity samen:

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.1b)$$

met  $C_\mu$  = experimentele constante (-)

De parameters k en ε worden als functie van tijd en plaats uit de tijdgemiddelde stroomsnelheden en de gradienten van deze grootheden afgeleid. Hiertoe wordt een tweetal transportvergelijkingen voor het gehele vloeistofdomein opgelost, waarin naast genoemde snelheidsgradienten ook een zestal experimentele constanten zijn opgenomen. De vergelijkingen beschrijven de mate van verandering van k en ε door toedoen van convectief transport in de tijdgemiddelde stroming, diffusief transport door turbulente bewegingen, productie van kinetische energie door snelheidsgradienten en dissipatie van energie door viskeuze wrijving. De parameter k (een scalaire grootheid) is in een 3D vloeistofdomein met snelheidscomponenten u, v en w langs een orthogonaal x-, y-, z-coördinatenstelsel (x in hoofdstroomrichting, horizontaal, z in verticale richting) per definitie gelijk aan:

$$k = \xi \cdot (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) = \xi \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad (4.2)$$

met  $\xi$  = evenredigheidsconstante (-)  
 $\langle u'(t)^2 \rangle$  = ensemble-gemiddelde van  $u'^2$  = variantie ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )  
 $u'(t)$  = fluctuerend deel van horizontale snelheid u (m/s)  
 $\sigma_u$  = standaard afwijking van horizontale snelheid u ( $\sigma_u^2$  = variantie)  
 etc.

De berekende turbulente kinetische energie k is een maat voor het turbulentieniveau. De waarde van k in een zeker punt is het resultaat van transport, produktie en dissipatie van energie in het vloeistofdomein. De snelheidsfluctuaties  $u'$ ,  $v'$  en  $w'$  worden - zoals gezegd - niet met het k-ε turbulentiemodel berekend en kunnen ook niet uit k worden afgeleid. De varianties  $\sigma_u^2$ ,  $\sigma_v^2$  en  $\sigma_w^2$  kunnen wel uit k worden teruggerekend, mits de onderlinge verhouding van de varianties bekend is, en wanneer voor de beschouwde stromingssituatie de evenredigheidsconstante ξ bekend is. Bij het 'calibreren' van k-ε turbulentiemodellen is in het verleden vooral gekeken naar stroombeelden en stroomsnelheidsverdelingen; de verschillende experimentele constanten die in het op te lossen stelsel vergelijkingen worden gebruikt, zijn hier op afgeregeld. De relatie



tussen turbulente kinetische energie  $k$  en werkelijk turbulentieniveau in de vloeistof (uitgedrukt als de som van de varianties van de stroomsnelheid in drie hoofdrichtingen) is daarmee ook grotendeels, op een evenredigheidsconstante  $\xi$  na, vastgelegd.

#### 4.2.1 Wandfuncties

Een standaard  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodel kan worden toegepast bij stromingen met hoog Reynoldsgetal, dit wil zeggen bij turbulente stromingen. Het is niet toepasbaar op laminaire stromingen. Zeer dicht langs een wand bestaat in de grenslaag evenwel een laminaire sublaag, waar de viscositeit dominant is. Vanwege deze laminaire laag, maar ook omdat anders een zeer fijn grid zou moeten worden toegepast dicht bij de wand, wordt het gebied dicht bij de wand niet doorgerekend, doch worden wandfuncties gebruikt. In samenhang daarmee worden de randvoorwaarden gedefinieerd op een kleine afstand  $z = z_0$  van de wand ( $z = 0$  ligt in het vlak dat de fysieke begrenzing van de wand in het rekenmodel vormt). Vanaf het punt  $z = z_0$  wordt in het randgebied een logaritmische snelheidsverdeling aangenomen. Buiten dit randgebied, in het vloeistofdomein, wordt het snelheidsveld berekend uit de veldvergelijkingen en de set randvoorwaarden. In een volledig ontwikkelde uniforme stroming over een ruw bed is de snelheidsverdeling in de gehele vertikaal logaritmisch. De logaritmische snelheidsverdeling zoals gedefinieerd in het randgebied loopt dan door tot aan het waterspiegeloppervlak  $z = h$ , met  $h =$  waterdiepte.

Wandfuncties kunnen worden toegepast wanneer de stroming parallel is aan de wand. Op plaatsen waar de stroming loslaat of gaat aanliggen is de logaritmische wandfunctie in feite niet toepasbaar; op deze plaatsen worden de *lokale* grootheden niet geheel correct met een standaard  $k$ - $\epsilon$  model uitgerekend. Bij de interpretatie van rekenresultaten moet hier rekening mee worden gehouden.

De logaritmische snelheidsverdeling in het randgebied vanaf  $z = z_0$  wordt beschreven met de formule:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4.3)$$

met  $\kappa$  = dimensieloze Von Karman constante (= 0,4)  
 $u_*$  = schuifspanningssnelheid (m/s)

De schuifspanningssnelheid  $u_*$  in bovenstaande vergelijking is per definitie gelijk aan:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.4)$$

met  $\tau_w$  = wandschuifspanning (N/m<sup>2</sup>)

De waarde van  $z_0$  is afhankelijk van de ruwheid van de wand, en is gewoonlijk zeer klein. Met gebruikmaking van de ruwheidsgrootheid:

$$\frac{u_* k_s}{\nu} \quad (4.5)$$

met  $\nu$  = kinematische viscositeitscoëfficiënt (= 10<sup>-6</sup> m<sup>2</sup>/s bij 20° C)  
 $k_s$  = wandruwheidsmaat (m)

kan onderscheid wordt gemaakt in hydraulisch gladde en hydraulisch ruwe wanden. In [Schlichting, 1968] worden gladde en ruwe wanden nader gedefinieerd en wordt ook het overgangsgedrag aangegeven. Figuur 4.1 uit [Schlichting, 1968] toont de ruweheidsgebieden. Ter toelichting het volgende.

Schlichting stelt dat de maat  $z_0$  gelijk aan een fractie van  $k_s$ :

$$z_0 = \gamma \cdot k_s \quad (4.6)$$

Vergelijking (4.3) verandert dan in:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{k_s} - \ln \gamma\right) \quad (4.7)$$

De ruweheidsmaat  $k_s$  is de Nikuradse ruweheid. In geval van een wand die is beplakt met uniforme bolletjes (zoals bij de proeven van Nikuradse met stroming door een buis) is  $k_s$  gelijk aan de diameter van de bolletjes. Bij een stortstenen verdediging met geringe spreiding in steendiameter wordt veelal  $2D_{n50}$  aangehouden als waarde van  $k_s$ . Voor zand wordt veelal een waarde van 2 à 3  $D_{90}$  gekozen als ruweheidsmaat.

Op basis van de metingen van Nikuradse kan vergelijking (4.7) ook worden geschreven als:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + B \quad (4.8)$$

waarbij B een functie is van ruweheidsgrootte (4.5). De grootte B:

$$B = -\frac{1}{\kappa} \ln \gamma \quad (4.9)$$

is in Figuur 4.1 weergegeven. Uit de figuur blijkt het volgende.

- *Het hydraulisch gladde gebied*

Dit gebied wordt begrensd door:

$$\log \frac{u_* k_s}{\nu} < 0,7 \quad \text{of} \quad \frac{u_* k_s}{\nu} < 5 \quad (4.10)$$

en de grootte B is gelijk aan:

$$B = 5,5 + \frac{2,30}{\kappa} \log \frac{u_* k_s}{\nu} = 5,5 + \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_* k_s}{\nu} \quad (4.11)$$

Gelijkstellen van (4.9) aan (4.11) levert met  $\kappa = 0,4$  als waarde voor  $\gamma$ :

$$\gamma = (9,025 \frac{u_* k_s}{\nu})^{-1} = 0,111 \frac{\nu}{u_* k_s} \quad (4.12)$$

waarna we voor  $z_0$  vinden:

$$z_o = \gamma \cdot k_s = 0,111 \frac{v}{u_*} \quad (4.13)$$

De dikte  $\delta$  van de laminaire sublaag is in geval van een hydraulisch gladde wand gelijk aan:

$$\delta = \frac{11,6v}{u_*} \quad (4.14)$$

waaruit met (4.13) volgt:

$$z_o = \frac{0,111v}{u_*} \approx \frac{\delta}{105} \quad (4.15)$$

Het punt  $z = z_o$  ligt bij een hydraulisch gladde wand dus in de laminaire sublaag. De waarden van  $\delta$  en  $z_o$  zijn bij een hydraulisch gladde wand zeer klein. Wanneer we uitgaan van  $u_*$  in de orde van grootte van 0,01 à 0,1 m/s en  $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  dan vinden we:  $\delta = 10^{-3} - 10^{-4} \text{ m}$  en  $z_o = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ m}$ .

In de praktijk wordt veelal gesteld dat een wand hydraulisch glad is als de dikte van de laminaire sublaag groot is ten opzichte van de ruwheidsmaat  $k_s$ , dus als  $\delta \gg k_s$ .

- *Het hydraulisch ruwe gebied*

Dit gebied wordt begrensd door:

$$\log \frac{u_* k_s}{\nu} > 1,845 \quad \text{of} \quad \frac{u_* k_s}{\nu} > 70 \quad (4.16)$$

De grootte B voldoet aan:

$$B = \text{constant} = 8,5 \quad (4.17)$$

Gelijkstellen van (4.9) aan (4.17) levert met  $\kappa = 0,4$  als waarde voor  $\gamma$ :

$$\gamma \approx \frac{1}{30} \quad (4.18)$$

waarna volgt:

$$z_o = \gamma \cdot k_s = \frac{k_s}{30} \quad (4.19)$$

Voor rivierbodems combineert Van Rijn [Van Rijn, 1984] vergelijking (4.13), gladde wand, en vergelijking (4.19), ruwe wand, tot:

$$z_o = 0,111 \frac{v}{u_*} + 0,03k_s \quad (4.20)$$

Bij een hydraulisch ruwe wand steken alle ruwheidselementen van de wand door de laminaire sublaag heen. In die zin kan er daarom niet echt gesproken worden van een laminaire sublaag. Wel zal de stroming rondom de ruwheidselementen een laminair karakter hebben. De grenslaag zelf is verder volledig turbulent.

De ondergrens van het hydraulisch ruwe gebied wordt ook wel bij een andere waarde gekozen dan aangegeven in vergelijking (4.16); dit is voornamelijk een kwestie van interpretatie van meetgegevens. Hinze bijvoorbeeld, definieert een volledig ruw bed in [Hinze, 1975] met:

$$\log \frac{u_* k_s}{\nu} > 1,74 \quad \text{of} \quad \frac{u_* k_s}{\nu} > 55 \quad (4.21)$$

- *Het overgangsg gebied*

In het overgangsg gebied heeft B een gekromd verloop en heeft  $z_0$  een waarde die gekozen kan worden tussen  $z_0$  van een gladde wand en  $z_0$  van een ruwe wand.

In het voorgaande zijn de wandruweheidsgebieden alsmede de waarde van het punt  $z = z_0$ , waar vanaf een logaritmisch snelheidsprofiel wordt aangenomen, gedefinieerd.

In rekenmodellen met k-ε turbulentiemodellering is het gebruikelijk om nabij de wand een dimensieloze coördinaat  $z^+$  toe te passen. In CFX, versie 4.1, wordt bij een *hydraulisch gladde wand* de volgende definitie van  $z^+$  gehanteerd:

$$z^+ = \frac{\sqrt{\rho|\tau|}}{\mu} z \quad (4.22)$$

met  $\mu$  = dynamische viscositeitscoëfficiënt,  $\mu = \nu \cdot \rho$  (kg/ms)  
 $\rho$  = soortelijke massa water (kg/m<sup>3</sup>)  
 $\tau$  = schuifspanning in grenslaag evenwijdig aan wand (N/m<sup>2</sup>)

In de laminaire sublaag is de viskeuze schuifspanning  $\tau$  constant; in de aansluitende turbulente grenslaag geldt bij benadering dat de zogenaamde Reynolds stress (turbulente schuifspanning  $\tau_t$ ) constant is. In de gehele grenslaag kan daarmee bij benadering een constante schuifspanning  $\tau$  worden aangenomen; deze is gelijk aan de wandschuifspanning  $\tau_w$  op de wand. De wandschuifspanning  $\tau_w$  hangt met de schuifspanningsnelheid  $u_*$  samen volgens:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.23)$$

De definitie van  $z^+$  voor een *hydraulisch gladde wand* wordt dan:

$$z^+ = \frac{1}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} z = \frac{u_*}{\nu} z \quad (4.24)$$

In geval van een *hydraulisch ruwe wand* wordt  $z^+$  gerelateerd aan de ruweidsmaat  $k_s$ :

$$z^+ = \frac{z}{k_s} \quad (4.25)$$

In CFX, versie 4.1, wordt in de grenslaag een dimensieloze snelheid  $u^+$  als functie van  $z^+$  voorgeschreven. De dimensieloze snelheid  $u^+$  is gedefinieerd als:

$$u^+ = \frac{u}{u_*} \quad (4.26)$$

De dimensieloze snelheid  $u^+$  bestaat uit een opeenvolging van een lineaire en een logaritmische component:

$$u^+ = z^+ \quad \text{voor } z^+ < z_o^+ \quad (4.27a)$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ez^+) \quad \text{voor } z^+ > z_o^+ \quad (4.27b)$$

We zien dat in CFX eerst een lineair snelheidsverloop wordt aangenomen alvorens wordt overgegaan op het logaritmische snelheidsprofiel.

De dimensieloze grootte  $E$  in (4.27b) is een maat voor de ruwheid van de wand. De dimensieloze maat  $z_o^+$  geeft het punt aan waar het lineaire snelheidsprofiel overgaat in het logaritmische snelheidsprofiel. De waarde van  $z_o^+$  volgt uit gelijkstellen van (4.27a) aan (4.27b):

$$z_o^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ez_o^+) \quad (4.28)$$

Gelijkstellen van (4.27b) aan de algemene formulering van het logaritmische snelheidsprofiel (4.3) levert met gebruikmaking van (4.24) voor een *hydraulisch gladde wand* als waarde voor  $z_o$ :

$$z_o = \frac{v}{u_* E} \quad (4.29)$$

Bij een *hydraulisch gladde wand* is de waarde van  $E$  dan gelijk aan (volgt uit gelijkstellen van (4.29) aan (4.13)):

$$E = \frac{1}{0,111} \approx 9 \quad (4.30)$$

Bij een *hydraulisch ruwe wand* levert gelijkstellen van (4.27b) aan (4.3) met gebruikmaking van (4.25) als waarde voor  $z_o$ :

$$z_o = \frac{k_s}{E} \quad (4.31)$$

Gelijkstellen van (4.19) aan (4.31) levert voor een *hydraulisch ruwe wand* op:

$$E = 30 \quad (4.32)$$

In het CFX rekenprogramma wordt bij een *hydraulisch gladde wand* een default ruwheidswaarde  $E = 9,793$  gehanteerd ( $E$  wordt in de CFX handleiding ElogR genoemd). De gebruiker dient bij een *hydraulisch ruwe wand* zelf de waarde van  $E = 30$  op te geven alsmede de ruwheidshoogte RHT.

De relatie tussen de Nikuradse ruwheidsmaat  $k_s$  en de Chézy coëfficiënt  $C$  is als volgt:

$$C = 18 \log \frac{12R}{k_s + \frac{\delta}{3,5}} \quad (4.33)$$

met  $R$  = hydraulische straal  $\approx$  waterdiepte  $h$  bij brede waterlopen (m)  
 $\delta$  = dikte laminaire sublaag (m)

Bij een *hydraulisch ruwe wand* is  $\delta$  verwaarloosbaar en gaat (4.33) over in:

$$C = 18 \log \frac{12R}{k_s} \quad (4.34)$$

De ruwheidshoogte RHT in CFX is equivalent met  $k_s$ .

Ter vergelijking: In Delft3D wordt in geval van een *hydraulisch ruwe bodem* de volgende relatie gehanteerd tussen de Chézy coëfficiënt  $C$  en de Nikuradse ruwheidsmaat  $k_s$ :

$$z_o = \frac{k_s}{30} = h \cdot \exp \left[ - \left( 1 + \frac{\kappa}{\sqrt{g}} C \right) \right] \quad (4.35)$$

met  $h$  = waterdiepte  
 $\kappa$  = von Karman constante

Deze relatie is met  $R \approx h$  en  $\kappa = 0,4$  ongeveer gelijk aan (4.34).

#### 4.2.2 Randvoorwaarden op de wand

In het turbulente randgebied nabij de wand zijn - zoals eerder gezegd - de Reynolds stresses  $\rho \cdot \langle u_i' u_j' \rangle$  nagenoeg constant (n.b.: de haakjes in deze uitdrukking betekenen tijdgemiddelde waarde van het produkt  $u_i' u_j'$ ,  $i$  en  $j$  zijn de cyclisch verwisselbare hoofdrichtingen  $x$ ,  $y$  en  $z$ ).

In dit randgebied zijn convectie en diffusie van turbulente kinetische energie gering, zodat er - wanneer er geen dichtheidsverschillen zijn - evenwicht is tussen lokale productie en dissipatie van energie. De Reynolds schuifspanning  $\rho \cdot \langle u' w' \rangle$  in het randgebied is daarmee ongeveer gelijk aan de stationaire wandschuifspanning  $\tau_w$ . Dit leidt tot de volgende set van randvoorwaarden in een standaard  $k$ - $\epsilon$  model:

Turbulente kinetische energie  $k_w$  nabij de wand:

$$k_w = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (4.36)$$

Energie dissipatie  $\epsilon_w$  nabij de wand:

$$\epsilon_w = \frac{u_*^3}{\kappa z_o} \quad (4.37)$$

met  $C_\mu$  = experimentele constante (-); deze wordt in een standaard  $k$ - $\epsilon$  model gesteld op 0,09  
 $\kappa$  = Von Karman constante = 0,4

De wandschuifspanning  $\tau_w$  kan met (4.23) vervolgens uit (4.36) worden afgeleid:

$$\tau_w = \rho k_w \sqrt{C_\mu} \quad (4.38)$$

De wandschuifspanning  $\tau_w$  is een soortgelijke grootheid als de bodemschuifspanning  $\bar{\tau}_b$ , volgens definitie (3.1), (3.2) en (3.3). In het geval van een uniforme stroming over een vlak bed met constante ruwheid  $C$  zou  $\tau_w$  berekend met een  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodel een zelfde waarde moeten hebben als  $\bar{\tau}_b$  berekend met (3.1). Dit is geverifieerd in Hoofdstuk 7 bij de CFX-berekeningen voor stroming over een vlak bed met uniforme ruwheid en bleek te kloppen.

Hieruit blijkt dat de bodemschuifspanning correct met een standaard  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodel kan worden berekend in geval van uniforme stroming over een vlak bed. Op plaatsen waar de stroming loslaat of gaat aanliggen wordt de bodemschuifspanning  $\tau_w$  niet goed berekend, omdat vergelijking (4.38) met constante  $C_\mu$  geldig is voor stroming parallel aan de bodem. Overigens wordt de bodemschuifspanning  $\tau_b$  in het aanligpunt van een echte stroming met vergelijking (3.1) ook niet goed berekend.

Voor de grootheid  $C_\mu$  wordt in standaard  $k$ - $\epsilon$  modellen een waarde van 0,09 gehanteerd; deze waarde is gebaseerd op experimenten met uniforme stroming over een vlak bed met de stroming in evenwicht. In zo'n evenwichtssituatie (snelheidsprofiel en turbulentieverdeling in de vertikaal veranderen niet meer) zijn de productie van turbulente kinetische energie door bodemruwheid en energiedissipatie in evenwicht. In stromingssituaties waar de turbulente kinetische energie niet alleen lokaal aan de bodem wordt opgewekt, maar ook ontstaat ten gevolge van straalwerking of stromingen door / langs constructies, zou een andere waarde van  $C_\mu$  kunnen worden gekozen. Rodi [Rodi, 1984] geeft aan dat in geval van stralen ('weak shear flows') in gebieden waar de energieproductie  $P$  groter is dan de energiedissipatie  $\epsilon$  een lagere waarde voor  $C_\mu$  moet worden gehanteerd. De door Rodi voorgestelde grafiek van  $C_\mu$  als functie van  $P/\epsilon$  loopt door tot een waarde van ca 0,07 bij  $P/\epsilon = 3$ . In CFX bestaat als optie het zogenaamde RNG  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodel met een aangepaste formule voor de energiedissipatie  $\epsilon$ ; in dit model wordt een waarde 0,085 voor  $C_\mu$  gehanteerd, hetgeen in de grafiek van Rodi overeenkomt met een  $P/\epsilon$  waarde van 1,5. Dit turbulentiemodel lijkt daarom beter geschikt voor de berekening van de stroming over een backward-facing step, zoals in het kader van dit project is uitgevoerd. Bij keuze voor een andere waarde van  $C_\mu$  dienen overigens ook andere experimentele coëfficiënten in het stelsel vergelijkingen van het  $k$ - $\epsilon$  model te worden aangepast; de ervaring is dan dat het uiteindelijke effect van aanpassing van  $C_\mu$  op het stroombeeld betrekkelijk gering is. De waarden van  $k$  en  $\epsilon$  worden, vanwege de relatie (4.1b) wel enigszins beïnvloed.

## 5 Stromingsbelasting in relatie tot stabiliteits- en transportmodellen

Steentransport treedt op wanneer de stromingsbelasting op individuele stenen groter is dan de krachten die de steen op zijn plaats houden (eigen gewicht en wrijving door ondergrond en omringende stenen). Stabiliteits- en transportvoorspellers dienen dus gebruik te maken van grootheden die de stromingsbelasting en de sterkte van de verdediging representeren. Uit ervaring en door experimenteel onderzoek weet men bij welke verhouding van de thans in gebruik zijnde stroombelasting- en sterktegrootheden verlies van stabiliteit ontstaat. Wanneer nu een nieuwe, numeriek te bepalen, representatieve grootheid voor de stromingsbelasting wordt gedefinieerd, dient een relatie te worden gelegd met de oude stroombelastinggrootheid om van de bestaande experimentele kennis gebruik te kunnen blijven maken. In het kort zullen enkele stabiliteitsmodellen worden besproken, waarna een inventarisatie zal worden gemaakt van in aanmerking komende representatieve belastinggrootheden.

In het stabiliteitscriterium van Shields dat aangeeft wanneer steentransport kan gaan optreden, wordt de *tijdgemiddelde* bodemschuifkracht  $\bar{\tau}_b D^2$  ( $D$  = steendiameter) als representatieve grootte voor de stromingsbelasting gebruikt. De steensterkte wordt gerepresenteerd met het onder-watergewicht  $\rho g \Delta D^3$ . De verhouding van beide grootheden geeft de bekende Shieldsparameter  $\Psi$ :

$$\Psi = \frac{\bar{\tau}_b}{\rho g \Delta D} = \frac{\bar{u}_*^2}{\Delta g D} = \frac{\bar{U}^2}{C^2 \Delta D} \quad [-] \quad (5.1)$$

met  $\Psi$  = Shields parameter (veelal wordt aangehouden dat bij  $\Psi = 0,032$  begin van bewegen optreedt van stenen; deze waarde wordt aangeduid met  $\Psi_c$ ).

$\Delta$  = relatieve dichtheid steen (=  $(\rho_s - \rho)/\rho$ )

$D$  = representatieve diameter van de stenen.

Aanvankelijk was het gebruikelijk om voor de steendiameter  $D$  de  $D_{50}$ -waarde uit een zeefanalyse te gebruiken. Later is men er (o.a. bij RWS) toe overgegaan om  $D_{n50}$  te hanteren; deze maat wordt gevonden met behulp van de relatie  $D_{n50} = (M_{50}/\rho_s)^{1/3}$ , met  $M_{50}$  = het steengewicht met 50% overschrijdingskans, en is kleiner dan  $D_{50}$  ( $D_{n50} \approx 0,84 \cdot D_{50}$  bij gangbare breuksteensorteringen). In feite zou bij keuze voor een kleinere getalswaarde van de representatieve steendiameter  $D$  in (5.1) voor dezelfde steensortering een hogere waarde van  $\Psi_c$  kunnen worden gehanteerd, maar dit wordt niet gedaan.

Het Shields criterium voorspelt de stabiliteit bij uniforme stroming over vlakke steenstortbodems met constante ruwheid. De stroming heeft een 'normaal' turbulentie-niveau van 10% (d.w.z. de turbulentie-intensiteit  $r = \sigma_u/u$  bedraagt, gemiddeld over de waterdiepte, 10%); het effect van turbulente drukfluctuaties op de steenstabiliteit wordt dus impliciet in het criterium meegenomen. In geval van meer complexe stroombeelden wordt het effect van een hogere turbulentie-intensiteit en een meer complexe geometrie in rekening gebracht door de belastingparameter met verschillende coëfficiënten (al dan niet empirisch bepaald) te vermenigvuldigen.

In [Uittenbogaard et al, 1999] wordt een aangepaste formulering van het stabiliteitscriterium van Shields gegeven, waarbij de altijd aanwezige spreiding in belasting en sterkte expliciet wordt gemaakt. Aangenomen wordt daarbij dat de sterkte en de belasting een Gaussische kansverdelingsfunctie hebben. De formulering kan worden toegepast in een probabilistische ontwerpmethodiek, mits de spreiding in sterkte en belasting bekend zijn, en de Shields parameter  $\Psi_G$ , die een andere waarde heeft dan  $\Psi$ , bekend is:

$$\Psi_G = \frac{\bar{\tau}_b + \gamma \sigma_\tau}{\bar{R} - \gamma \sigma_R} \quad (5.2)$$

met  $\gamma$  = factor die bepaald wordt door het snijpunt van de kansverdelingen van bodemschuifspanning  $\tau_b$  en steensterkte  $R = \rho g \Delta D$

$\sigma_\tau$  = standaardafwijking van bodemschuifspanning, t.o.v. gemiddelde waarde  $\bar{\tau}_b$

$\sigma_R$  = standaardafwijking van steensterkte, t.o.v. gemiddelde waarde  $\bar{R}$

$\Psi_G$  = aangepaste Shields parameter ( $\Psi_G$  heeft een andere waarde dan  $\Psi$  !)

In de aangepaste formulering wordt nog steeds de bodemschuifspanning  $\tau_b$  als representatieve grootte voor de stromingsbelasting gehanteerd.



In [Akkerman et al, 1998] worden de diepte- en tijdgemiddelde stroomsnelheid  $\bar{U}$  en de lokale stroomsnelheid op een referentiehoogte  $2,5.k_s$  boven de verdediging (met  $k_s = \text{ca } 2,5 D_{n50}$ ) als alternatieve representatieve grootheden genoemd.

De dieptegemiddelde stroomsnelheid kan - in geval van stralen - vervangen worden door de gemiddelde snelheid over de straalhoogte, de straalbreedte of de straaldoorsnede. De lokale stroomsnelheid op de referentiehoogte boven de verdediging wordt gerelateerd aan de dieptegemiddelde stroomsnelheid door middel van een coëfficiënt. Om het Shields criterium te kunnen blijven gebruiken wordt de dieptegemiddelde stroomsnelheid  $\bar{U}$  via vergelijking (1) weer wel gerelateerd aan de tijdgemiddelde bodemschuifspanning  $\bar{\tau}_b$  (geldig voor uniforme stroming over een vlak bed!).

Het dynamische karakter van de stromingsbelasting en geometrie-effecten worden ingebracht door middel van coëfficiënten of via de turbulentie-intensiteit  $r$  ( $r = \sigma_u / u$ , met  $u$  horizontale stroomsnelheid en  $\sigma_u$  de standaardafwijking van de stroomsnelheid; verondersteld wordt daarbij dat de stroomsnelheid een Gaussische kansverdelingsfunctie heeft). De turbulentie-intensiteit kan worden berekend als een dieptegemiddelde of straalgemiddelde grootheid; ook kan er voor worden gekozen om de turbulentie-intensiteit lokaal boven de verdediging als uitgangspunt te nemen. Het stabiliteitscriterium van Shields heeft dan de algemene vorm:

$$\Psi = \frac{(K\bar{U})^2}{C^2 \Delta D} \quad (5.3)$$

met  $C$  = Chézy coëfficiënt ( $\text{m}^{0.5}/\text{s}$ )  
 $D$  = representatieve steendiameter ( $D_{n50}$ )  
 $K$  = empirische coëfficiënt waarin alle effecten van stroombeeld en turbulentie zijn verdisconteerd

Vergelijking (5.3) of varianten daarvan (bijvoorbeeld de formule van Pylarczyk) worden bij RWS algemeen als ontwerpformules gehanteerd.

In bijlage C van [WL, 2000] wordt het schuifspanningsconcept van vergelijking (5.1) door Hoffmans op een andere manier uitgewerkt. De stromingsbelasting gerepresenteerd door de bodemschuifspanning  $\tau_b$ , wordt in de uitwerking vervangen door het produkt in het kwadraat van diepte-/tijdgemiddelde stroomsnelheid  $\bar{U}$  en dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_o$ :

$$\Psi = \frac{\alpha}{g\Delta D_{50}} (r_o \bar{U})^2 \quad (5.4)$$

met  $\alpha$  = constante  $\approx 0,7$  (behoeft nadere onderbouwing in het kader van het huidige project)

N.B.: de coëfficiënt  $\alpha$  in vergelijking (5.4) heeft geen relatie met de weegfactor  $\alpha$  in vergelijking (6.3).

De dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_o$  in (5.4) is gedefinieerd als:

$$r_o = \frac{1}{\bar{U}h} \int_0^h \sigma_u(z) dz \quad (5.5)$$

met  $\sigma_u$  = standaardafwijking horizontale stroomsnelheid (m/s)

$h$  = waterdiepte (m)

In bovenstaand model wordt de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit dus gekozen als representant voor de stromingsbelasting. Een variant hierop is het stabiliteitsmodel dat is ontwikkeld bij Hydraulic Research Wallingford [Escarameia et al, 1992]:

$$\Delta D = f(r_{0,1}) \frac{u_{0,1}^2}{2g} \quad (5.6)$$

met  $f(r_{0,1})$  = experimenteel bepaalde functie  
 $r_{0,1}$  = turbulentie-intensiteit op 0,1 maal de waterdiepte boven de verdediging  
 $u_{0,1}$  = tijdgemiddelde stroomsnelheid op 0,1 maal de waterdiepte.

In [Uittenbogaard et al, 1999] wordt een methode voorgesteld om de standaardafwijking  $\sigma_\tau$  van de bodemschuifspanning  $\tau_b$  in vergelijking (5.2) te bepalen met behulp van een zogenaamd vergelijkend model. In dit model wordt de standaardafwijking  $\sigma_p$  van de turbulente drukfluctuatie bij de bodem gebruikt om het turbulente deel  $\sigma_\tau$  van de bodemschuifspanning bij een complexe stromingssituatie af te leiden uit de bekende turbulente bodemschuifspanning bij een eenvoudige stromingssituatie (namelijk uniforme stroming boven een vlak bed met uniforme ruwheid). Er wordt daarbij verondersteld dat er een vaste relatie bestaat tussen  $\sigma_\tau$  en  $\sigma_p$ :

$$\sigma_{\tau,complex} = \frac{\sigma_{p,complex}}{\sigma_{p,eenvoudig}} \sigma_{\tau,eenvoudig} \quad (5.7)$$

Deze procedure is in [Uittenbogaard, 1999] getoetst met behulp van metingen van De Gunst bij de TUD [De Gunst, 1999]. Vergeleken werden een stroming over een vlak bed in een rechte goot (eenvoudig geval) en een stroming na een afstap. De veronderstelde vaste relatie tussen  $\sigma_\tau$  en  $\sigma_p$  kon voor de twee beschouwde situaties evenwel niet worden vastgesteld; ook bleek de waarde van het quotiënt  $\sigma_p / \bar{\tau}_b$  bij de stroming over het vlakke bed niet 2,5 à 3 te bedragen, zoals bij luchtstroming over een gladde, dichte wand volgens relevante literatuur het geval is. Het vergelijkende model is als concept daarom naar verwachting niet bruikbaar.

Interessant is evenwel dat met de drukfluctuatie  $\sigma_p$  nabij de bodem een nieuwe grootheid is geïntroduceerd, die mogelijk kan dienen als (mede)representant van de stromingsbelasting op de verdediging. De drukfluctuatie kan door middel van een nabewerkingslag worden berekend uit de resultaten van een k-ε model. Hiertoe is door Uittenbogaard [Uittenbogaard et al, 1999] een post-processor ontwikkeld:

$$\sigma_p^2 = \rho^2 \int_0^h \{u^2(z) + v^2(z)\} \cdot W(z) \cdot k(z) \cdot dz \quad (\text{N}^2/\text{m}^4) \quad (5.8)$$

met  $u(z)$  = snelheidscomponenten in x-richting (evenwijdig aan de bodem, in stroomrichting)  
 $v(z)$  = snelheidscomponent in y-richting (evenwijdig aan de bodem, dwars op de stroomrichting)  
 $W(z)$  = weegfunctie (afhankelijk van waterdiepte  $h$ , karakteristieke steendiameter  $D$ , turbulente kinetische energie  $k$ , en energie-dissipatie  $\epsilon$ )  
 $k(z)$  = turbulente kinetische energie  $k$  berekend met k-ε model.  
 $h$  = waterdiepte

De steendiameter  $D$  is in de weegfunctie ingebracht omdat in het bijzonder turbulenties met een schaal (afmetingen) in de orde van grootte van de steendiameter van belang zijn voor de dynamische component van de stromingsbelasting op de steen.

Bij een met stenen verdedigde bodem geven de poriën tussen de stenen aanleiding tot afzwakking van de drukfluctuaties. Uittenbogaard leidt in [Uittenbogaard, 1999] af dat de reductie in drukfluctuatie ten opzichte van een dichte wand maximaal 50% kan bedragen. Dit percentage heeft betrekking op de standaardafwijking  $\sigma_p$ . Voor het stromingsgeval met afstap in de bodem concludeert Uittenbogaard dat de drukfluctuaties bij de bodem in de neer achter de stap worden gedomineerd door de turbulenties in de op enige afstand overtrekkende straal.

Uittenbogaard heeft in [Uittenbogaard, 1999] gezocht naar geometrie-invariante grootheden bij het begin van bewegen van een referentiesteen in het schaalmodel van De Gunst. Vergeleken zijn weer de meetresultaten bij stroming over een vlak bed met de resultaten bij stroming na een afstap. Uit de analyse bleek dat de variantie  $\sigma_u^2 = \langle u'^2 \rangle$  van de horizontale snelheid  $u$  op 15 mm boven de referentiesteen (bed:  $D_{n50} = 10,8$  mm) de beste invariante grootheid was bij begin van bewegen (verhouding van  $\sigma_u^2$  in beide situaties: 0,85); als tweede volgde de Reynolds schuifspanning  $\tau_f = \langle \rho u' w' \rangle$ , eveneens op 15 mm boven de referentiesteen (verhouding 0,7).

De kumulatieve kansverdelingsfuncties van de horizontale snelheid  $u$  boven de referentiesteen bleken in beide stromingssituaties goed met elkaar overeen te stemmen. Hieruit kan worden geconcludeerd dat de horizontale stroomsnelheid  $u(t) = \bar{u} + u'(t)$  op een zekere hoogte boven de verdediging, een belangrijke maat is voor de stromingsbelasting. De op de bodem nabij de referentiesteen gemeten drukfluctuatie bleek minder goed te voldoen aan de eis van invariantie; mogelijk waren evenwel de drukmetingen niet voldoende nauwkeurig [Uittenbogaard, 1999]. Andere beschouwde grootheden die eveneens minder goed voldeden aan de eis van invariantie waren de dieptegemiddelde snelheid  $U$ , de variantie  $\sigma_w^2$ , de standaardafwijking  $\sigma_\tau$  van de Reynolds schuifspanning  $\tau_f$ , en de standaardafwijking van de grootheden  $u^2$  en  $w^2$ , allen op 15 mm boven de referentiesteen. Combinaties van tijdgemiddelde en fluctuerende componenten zijn niet beschouwd.

## 6 In aanmerking komende grootheden voor representatie van de stromingsbelasting

De grootheid (of combinatie van grootheden) waarmee de stromingsbelasting wordt gerepresenteerd, dient zowel de tijdgemiddelde als de fluctuerende component van de belasting weer te geven, en zal met een  $k$ - $\epsilon$  turbulentiemodel moeten kunnen worden berekend.

De stromingsbelasting varieert als functie van plaats en tijd. Wanneer het blikveld wordt vernauwd tot de individuele steen blijkt dat de vorm van de steen en de directe omgevingsgeometrie een rol spelen in de stroming rond en de krachten op de beschouwde steen. Te denken valt aan het effect van afscherming door grote omliggende stenen, of omgekeerd, het effect van uitsteken van de beschouwde steen boven omliggende kleine stenen, van loslating van de stroming vanaf een scherpe rand van de steen, van stroming door de onderliggende filterlaag etc. In een meer globale benadering vormen de stenen in de toplaag een ruwe begrenzing van de stroming; de stenen genereren turbulenties welke samen met de al aanwezige turbulenties in de aanstroming het dynamische karakter van de stroming bepalen en oorzaak zijn van het verlies aan (potentiële) energie van de stroming.

Dit jaar is bij de TUD een promotieonderzoek van start gegaan (Bas Hofland), waarbij met behulp van een schaalmodel een analyse zal worden gemaakt van de stromingsbelasting op een individuele steen. Het onderzoek levert naar verwachting inzicht op in de variatie van de belasting als functie van steenvorm en steengrootte, omgevingsgeometrie en stroombeeld en is dus ook van belang voor de ontwikkeling van een kansbeeld van de stromingsbelasting.

De metingen in een schaalmodel aan een individuele steen hebben een pendant bij numerieke berekeningen in de vorm van DNS (direct numerical simulation). Met DNS kan de belasting op een individuele steen worden berekend en ook kunnen, zoals in het schaalmodel, op te kiezen posities in de stroming de druk- en snelheidsvelden worden uitgelezen en worden getransformeerd naar hanteerbare, karakteristieke waarden (zoals bijvoorbeeld gemiddelde en standaardafwijking van de stroomsnelheid boven de bodem).

In het kader van het huidige project wordt er evenwel niet voor gekozen om de stromingsbelasting op de individuele steen te beschouwen. Deze benadering staat nog te ver weg van de gangbare ontwerpmethodieken en er is nog een lange weg te gaan voordat deze aanpak tot een concreet, voor de praktijk bruikbaar resultaat leidt. We concentreren ons dus op een meer globale grootheid, die representatief is voor de stromingsbelasting op een deel van het verdedigde oppervlak. Het ligt daarbij voor de hand om te denken aan een grootheid die evenredig is met het kwadraat van de snelheid  $u(t) = \bar{u} + u'(t)$  (vergelijk: stuwdruk =  $\rho u^2/2$ ), waarbij - in tegenstelling tot wat gebruikelijk is - het variabele deel  $u'(t)$  expliciet meegenomen wordt om het dynamische karakter tot uiting te brengen. Een maat voor het variabele deel is de standaardafwijking  $\sigma_u$ , maar om de sterkere fluctuaties tot uitdrukking te laten komen zou beter van het produkt  $a \cdot \sigma_u$  uitgegaan kunnen worden, met  $a > 1$ .

De te kiezen grootheid zou dan gelijk kunnen zijn aan:

$$(\bar{u} + a \cdot \sigma_u)^2 \quad (6.1)$$

In een k-ε turbulentiemodel is de turbulente kinetische energie k gedefinieerd als:

$$k = \xi \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) = \xi \cdot (\sigma_u^2 + \beta \cdot \sigma_u^2 + \gamma \cdot \sigma_u^2) = \xi \cdot A^2 \cdot \sigma_u^2$$

waaruit volgt:

$$\sigma_u = \frac{1}{\sqrt{\xi}} \frac{1}{A} \sqrt{k} \quad (6.2)$$

In het geval van een 2-dimensionale stroming kan  $\sigma_v^2$  (component loodrecht op het vlak van stroming) ongeveer gelijk worden gesteld aan  $0,5 \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_w^2)$ . Wanneer bovendien geldt dat  $\sigma_u$  en  $\sigma_w$  van dezelfde orde van grootte zijn geldt bij benadering:  $\sigma_u^2 = \sigma_v^2 = \sigma_w^2$ , waarna volgt:

$$k \approx \xi \cdot 3 \cdot \sigma_u^2 \quad \text{en} \quad A = 1,73.$$

In plaats van uit te gaan van grootheid (6.1) zouden we de te kiezen representatieve grootheid ook kunnen definieëren als:

$$(\bar{u} + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 = \bar{u}^2 + 2 \cdot \alpha \cdot |\bar{u}| \cdot \sqrt{k} + \alpha^2 \cdot k \quad (6.3)$$

met  $\alpha$  = een nader te kiezen dimensieloze factor, waarmee het turbulente deel van de stromingsbelasting kan worden versterkt.

Gelijkstellen van vergelijking (6.1) aan vergelijking (6.3) levert met substitutie van (6.2):

$$a = \alpha \cdot A \cdot \sqrt{\xi} \quad (6.4)$$

De grootheid volgens vergelijking (6.3) kan als een lokale grootheid worden beschouwd, maar kan desgewenst ook over de waterdiepte of de straalhoogte/straaldoorsnede worden gemiddeld.

In het voorgaande hoofdstuk zijn reeds andere grootheden aan de orde geweest die in aanmerking zouden kunnen komen als representant van de stromingsbelasting. Dit waren:

- De horizontale stroomsnelheid  $u(t) = \bar{u} + u'(t)$  in een gebied nabij de bodem of in een punt op zekere afstand tot de bodem, of (ter plaatse van aanligpunten van de stroming) alleen de variantie  $\sigma_u^2$  van de stroomsnelheid. De fluctuerende component  $u'(t)$  kan evenwel niet met een k- $\epsilon$  model worden bepaald. De variantie  $\sigma_u^2$  kan wel uit k worden afgeleid wanneer de onderlinge verhouding van  $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$  en  $\sigma_w$  bekend is, alsmede de coëfficiënt  $\xi$ .
- De diepte- en tijdgemiddelde stroomsnelheid  $\bar{U}$  (met als alternatief: middeling over straalhoogte of straaldorsnede); het dynamische karakter van de stroming moet hierin door middel van coëfficiënten worden meegenomen.
- Over de waterdiepte of over de straalhoogte / straaldorsnede gemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_o$  (zie vergelijking (5.5)), eventueel ook in de vorm van het product  $r_o \bar{U}$  ( $\bar{U}$  = diepte- en tijdgemiddelde horizontale stroomsnelheid). De grootheid  $\sigma_u$  kan uit k worden afgeleid wanneer de onderlinge verhouding van  $\sigma_u$ ,  $\sigma_v$  en  $\sigma_w$  bekend is, alsmede de coëfficiënt  $\xi$ .
- De turbulente kinetische energie k, gemiddeld over waterdiepte of straalhoogte / straaldorsnede; het stationaire deel van de stroming wordt in deze grootheid niet vertegenwoordigd.
- Een 'gewogen' turbulente kinetische energie k; gewogen met stroomsnelheid u of stroomsnelheid u tot zekere macht over waterdiepte of straalhoogte / straaldorsnede.
- Drukfluctuatie nabij de bodem; met een postprocessor kan uit de rekenresultaten van het k- $\epsilon$  model de standaardafwijking  $\sigma_p$  van de bodemdruk worden bepaald (zie vergelijking (31)); daarbij wordt geïntegreerd over de volle waterdiepte en worden weegfuncties gebruikt waarmee het effect van de afmetingen van de turbulenties in relatie tot de steendiameter wordt meegenomen. Het stationaire deel van de stroming wordt in deze grootheid niet vertegenwoordigd. Een mogelijk variant is dat bij de bepaling van  $\sigma_p$  wordt geïntegreerd over slechts een deel van de waterdiepte.
- Stationaire bodemschuifspanning  $\bar{\tau}_w$  (of bodemschuifsneldheid  $\bar{u}_*$ ); de tijdgemiddelde waarde van de schuifspanning of schuifsneldheid kan met een k- $\epsilon$  turbulentiemodel worden berekend; bij loslaat- en aanligpunten van de stroming is de berekening evenwel niet correct. Er van uitgaande dat er een vaste relatie bestaat tussen drukfluctuatie aan de bodem en schuifspanningsfluctuatie (dit is evenwel niet aangetoond) zou met bovengenoemde postprocessor de standaardafwijking  $\sigma_\tau$  van de bodemschuifspanning  $\tau_w$  kunnen worden bepaald, waardoor een combinatie van stationaire en dynamische component zou kunnen worden gevormd.

Vraag is nu welke van bovengenoemde grootheden het meest adequaat zowel de tijdgemiddelde als de dynamische component van de stromingsbelasting weergeven. Bij het maken van een keuze van de meest geschikte grootheid dient rekening te worden gehouden met de mogelijkheden die k- $\epsilon$  rekenmodellen bieden én met de ervaringen / werkwijzen in de huidige ontwerp-praktijk. De definitieve keuze zal overigens pas kunnen worden gemaakt, wanneer voldoende ervaring is opgebouwd met rekengrootheden en wanneer deze grootheden zijn getoetst aan metingen.

Voor de twee situaties van het schaalmodelonderzoek [De Gunst, 1999], te weten stroming over een vlakke bodem en stroming over een afstap, zijn CFX berekeningen gemaakt. Ook zijn voor een tweetal drempels met voor- en achtertalud, zoals onderzocht in het schaalmodelonderzoek M711 [Van der Werf, 1966] CFX berekeningen gemaakt. Een aantal van bovengenoemde grootheden is daarbij bepaald. In het volgende hoofdstuk wordt nader ingegaan op deze

berekeningen en op de geschiktheid van de berekende grootheden om te dienen als representant voor de dynamische stromingsbelasting.

## 7 Berekeningen met CFX

CFX is een CFD-rekenpakket dat ontwikkeld is bij AEA Technology (UK); WL | DELFT HYDRAULICS heeft een licentie op het pakket. De bewegingsvergelijkingen worden in drie onderling loodrechte richtingen opgelost. Het programma is daarmee volledig driedimensionaal (3D). Het is met name geschikt voor gesloten leidingsystemen. De ligging van de vrije waterspiegel wordt bij open leidingen niet berekend, maar de vrije waterspiegel kan in principe wel worden gesimuleerd door te rekenen met de tweefasen-stromingsoptie (lucht en water). Bij het narekenen van de onderzochte situaties in het fysisch model van De Gunst, te weten stroming over een vlakke bodem en stroming over een afstap [De Gunst, 1999], was modellering van een vrij vloeistofoppervlak overigens niet nodig, omdat in het fysisch model een plafond aanwezig was. Bij het narekenen van de drempelsituaties uit onderzoek M711 [Van der Werf, 1966] is de in het schaalmodel gemeten waterspiegel als begrenzing van het rooster aangehouden.

Bij de onderzochte situaties waren de variaties in de richting loodrecht op de stroming gering, deze stromingssituaties worden hierna als tweedimensionale stromingssituaties aangemerkt.

Bij alle berekeningen zijn stationaire randvoorwaarden aan instroomzijde opgelegd. De rekenresultaten betreffen dus steeds stationaire waarden; deze waarden zijn gelijk aan de tijdgemiddelde waarden. Wanneer in het hiernavolgende gesproken wordt over bijvoorbeeld de stroomsnelheid  $u$  in en punt betreft dit dus de stationaire, tijdgemiddelde waarde  $\bar{u}$ .

CFX kent verschillende turbulentiemodellen. Toegepast zijn het standaard k- $\epsilon$  model voor de stroming over de vlakke bodem en het RNG k- $\epsilon$  model voor stroming over de afstap en de drempel.

Het Delft3D-FLOW pakket van WL | DELFT HYDRAULICS is niet voor de berekeningen gebruikt. Weliswaar is het bij uitstek geschikt voor de berekening van stromingen met een vrije waterspiegel (met name gebieden waarvan de horizontale afmetingen groot zijn ten opzichte van de waterdiepte), maar gekromde stroombanen in het verticale vlak (zoals die bijvoorbeeld ontstaan bij een afstap) kunnen niet nauwkeurig worden berekend. Dit komt omdat het programma uitgaat van een hydrostatische drukverdeling in de vertikaal.

### 7.1 Beschrijving van het rekenmodel voor vlak bed / afstap

Het rekenmodel geeft het fysische model van De Gunst weer. De lengte van dit model (in een goot met glazen wanden) bedroeg 14 m ( $x = 0$  is het begin van het model), de breedte 0,4 m en de hoogte (maat tussen bodem en multiplex plafond) 0,2 m. In het fysische model was een stenen bodemverdediging aangebracht vanaf  $x = 7$  m tot  $x = 9,1$  m. De steensortering werd gekarakteriseerd door  $M_{50} = 3,2$  gram,  $D_{n50} = 10,82$  mm en  $D_{n85} / D_{n15} = 1,32$  (soortelijke massa stenen  $\rho_s \approx 2700$  kg/m<sup>3</sup>). Met  $D_{n50} = 0,84 \cdot D_{50}$  wordt tevens gevonden  $D_{50} = 12,88$  mm.

Het nulniveau van de bodem werd gedefinieerd als de gemiddelde ligging van de bovenkant van de stenen. In de situatie met afstap was over het eerste gedeelte van de goot een verhoging aangebracht (multiplex) met hoogte van 0,069 m boven het nulniveau en verticale beëindiging op  $x = 7,45$  m. De verhouding van  $h_{\text{stap}}$  (hoogte van de afstap) en de waterdiepte achter de afstap was hetzelfde als in een proefopstelling (case ST1) van Nakagawa en Nezu [Nakagawa et al, 1987]. De relevante maten van deze proefopstelling waren evenwel een factor 3,5 kleiner

dan de maten van het model van De Gunst. De verhouding van stroomsnelheid en turbulentie-intensiteit in het fysische model van De Gunst is vergeleken met deze eerdere modelmetingen; daarbij bleek dat er een redelijk goede overeenkomst bestond. Overigens was de stroomsnelheid in het model van Nakagawa en Nezu kleiner (ook rekening houdend met de schaalfactor) dan in het model van De Gunst.

Het rekenmodel heeft als afmetingen: lengte 14 m, breedte 0,4 m en hoogte 0,2 m. Het rooster is opgebouwd uit 6 blokken en heeft een rechthoekige structuur. In de onderste helft zijn 50 lagen met een uniforme dikte van 2 mm aangebracht, de bovenste helft bestaat uit 20 lagen die naar boven toe lineair dikker worden en verlopen van 2 mm dikte tot 10 mm dikte. Tussen  $x = 0$  m en  $x = 7$  m verloopt de cellengte lineair van 500 mm tot 5 mm (36 cellen), tussen  $x = 7$  m en  $x = 9,5$  m zijn 201 cellen aanwezig met een lengte die lineair verloopt van 5 mm tot 25 mm, en in het laatste deel tussen  $x = 9,5$  m en  $x = 14$  m zijn 28 cellen aanwezig met een lengte die lineair verloopt van 25 mm tot 500 mm. Het model is 1 cel breed.

In de situatie met afstap zijn de cellen in het gebied  $x = 0$  tot  $x = 7$  m en over een hoogte van 70 mm uitgenomen. De beëindiging van de afstap ligt dus op  $x = 7$  m. In het fysisch model lag de afstap op  $x = 7,45$  m; bij de vergelijking van resultaten worden de maten ten opzichte van de afstap beschouwd.

Op de zijvlakken zijn symmetrie-randvoorwaarden opgelegd. Met deze randvoorwaarden zijn er geen gradiënten mogelijk in het één cel brede model in de richting loodrecht op de stroming (de y-richting); dientengevolge worden  $k$  en  $\epsilon$  alleen afgeleid van de snelheidsgradiënten in het verticale x-z vlak. Overigens, ook wanneer meer dan één cel in de richting loodrecht op het vlak van stroming wordt toegepast, ontstaan er geen gradiënten in y-richting, en worden voor  $k$  en  $\epsilon$  dezelfde waarden berekend als bij het één cel brede model (dit is geverifieerd!).

Het plafond heeft een free-slip randvoorwaarde (de vloeistof kan wrijvingsloos langs de wand bewegen).

In de situatie zonder afstap is de ruwheid van de bodem (over de gehele lengte van het model) gekarakteriseerd met een ruwheidshoogte (in CFX: RHT = roughness height) van 10,82 mm, gelijk aan de  $D_{n50}$  van de stenen in het fysische model van De Gunst. In de situatie met afstap is deze ruwheidshoogte gehanteerd voor het deel van de bodem ná de afstap; de ruwheid van de verhoogde bodem is gekarakteriseerd met een ruwheidshoogte van 0,5 mm. Beide ruwheidsmaten zijn zodanig dat bij de beschouwde stroomsnelheden (zie overzicht hierna) sprake is van een hydraulisch ruwe wand volgens criterium (4.16) in Hoofdstuk 4. Als  $ElogR$  waarde is bij de berekeningen daarom een waarde van 30 ingevoerd. De  $ElogR$  waarde en de RHT waarde zijn in CFX bepalend voor de effectieve ruwheid van de wand. Een tweetal berekeningen is vervolgens herhaald met een RHT waarde van  $2 \cdot D_{n50} = 21,64$  mm i.p.v. 10,82 mm.

Als randvoorwaarde op de instroomrand is de mass-flow voorwaarde gehanteerd. Met deze voorwaarde wordt de hoeveelheid instromende watermassa (in kg/s) voorgeschreven; de snelheidsverdeling op de instroomrand is daarbij vrij en wordt door CFX zelf in het iteratieproces bepaald. Op de uitstroomrand is eveneens de mass-flow voorwaarde gehanteerd. Default waarden zijn gebruikt voor de soortelijke massa  $\rho$  en de dynamische viscositeit  $\mu$  van water (bij de opgegeven temperatuur van 20° C).

Bij het rekenproces zijn standaard 5000 iteraties toegepast; dit aantal was ruim voldoende om een stationaire situatie (zonder verdere veranderingen in rekenresultaten) te verkrijgen.

In de situatie zonder afstap is het standaard k- $\epsilon$  turbulentiemodel toegepast; bij de berekeningen met afstap is de voorkeur gegeven aan het gebruik van het RNG k- $\epsilon$  turbulentiemodel vanwege de grotere gradiënten in de stroomsnelheid achter de afstap. Overigens bleek bij voorafgaande, verkennende berekeningen, bij aanzienlijk lagere stroomsnelheden, dat de resultaten behaald met het standaard k- $\epsilon$  turbulentiemodel weinig verschilden van die behaald met het RNG k- $\epsilon$

turbulentiemodel. Bij deze verkennende berekeningen werd abusievelijk een instroomdebiet in  $\text{m}^3/\text{s}$  op de bovenrand opgelegd in plaats van een mass-flow in  $\text{kg}/\text{s}$ ; als gevolg daarvan waren de stroomsnelheden een factor 1000 te laag. In de situatie met afstap bleek de neer achter de afstap daardoor ook te kort uit te vallen: het reattachement point van de stroming lag op een afstand van ca 3x de afstaphoogte achter de afstap, terwijl dit punt normaal op een afstand van 6 à 8 maal de afstaphoogte ligt.

Na de verkennende berekeningen zijn de volgende berekeningen uitgevoerd:

Berekening	Situatie	Turbulentie- model	Mass flow (kg/s)	U (in diepe gedeelte) (m/s)	RHT steenbed (mm)
m18	vlak bed	standaard k- $\epsilon$	71,2	0,89	10,82
m19	afstap	RNG k- $\epsilon$	59,2	0,74	10,82
m22	vlak bed	standaard k- $\epsilon$	57,0 (80%)	0,71	10,82
m21	afstap	RNG k- $\epsilon$	47,4 (80%)	0,59	10,82
m23	vlak bed	standaard k- $\epsilon$	57,0 (80%)	0,71	21,64
m25	afstap	RNG k- $\epsilon$	47,4 (80%)	0,59	21,64

De dieptegemiddelde stroomsnelheid U in berekeningen m18 (0,89 m/s) en m19 (0,74 m/s) betreft de snelheid waarbij in het fysische model een enkele, los geplaatste steen op  $x = 8,01$  m (overige stenen gefixeerd) door de stroming werd verplaatst. (Opm.: de snelheid waarbij stenen gaan verplaatsen wordt gewoonlijk de kritieke snelheid genoemd.) In de situatie met afstap (berekening m19) bevond deze steen zich op een afstand van 0,56 m (achtmaal de afstaphoogte) achter de afstap.

De dieptegemiddelde stroomsnelheid U in berekeningen m22 / m23 (0,71 m/s) en m21 / m25 (0,59 m/s) komt overeen met de stroomsnelheid, waarbij in het fysische model, met alle stenen los aangebracht, begin van bewegen optrad (als criterium werd aangehouden dat 10 stenen werden verplaatst). Deze stroomsnelheid bleek in beide situaties ca 80% te bedragen van de kritieke snelheid die gevonden werd bij de enkele, los geplaatste steen.

Bij uniforme stroming over een vlak bed kan voor het begin van bewegen veelal  $\Psi = 0,032$  (Shields parameter, zie vergelijking (5.3)) worden aangehouden. De empirische coëfficiënt K is hierbij per definitie gelijk aan 1. Wanneer met het stabiliteitscriterium van Shields, vergelijking (5.3), voor de situatie in het fysisch model als bij berekeningen m22 / m23 (vlak bed, alle stenen los geplaatst,  $U = 0,71$  m/s) de waarde van de Chézy coëfficiënt wordt berekend, dan wordt gevonden:  $C = 29,7 \text{ m}^{0,5}/\text{s}$ . Daarbij is voor D in vergelijking (5.3) de waarde  $D_{n50} = 10,82$  mm aangehouden.

Wordt hieruit vervolgens met de Chézy formule, vergelijking (4.34), de Nikuradse ruwheidsmaat  $k_s$  berekend dan wordt met  $R \approx bh/(1,1b+0,4h) = 0,182$  m (want de glazen wanden en het multiplex plafond zijn glad ten opzichte van het bed en daardoor zeer ondergeschikt),  $b = 0,4$  m en  $h = 0,2$  m, gevonden:  $k_s = 48,9$  mm, dit wil zeggen  $k_s = 4,5 \cdot D_{n50}$ . Gebruikelijk is om voor de ruwheidsmaat  $k_s$  een waarde van  $2 \cdot D_{n50}$  aan te houden.

Wanneer, omgekeerd, in de berekening van de Chézy coëfficiënt wordt uitgegaan van  $k_s = 2 \cdot D_{n50}$  en  $R \approx bh/1,1b = 0,182$  m, dan wordt gevonden  $C = 36,1 \text{ m}^{0,5}/\text{s}$ . Met vergelijking (5.3),  $U = 0,71$  m/s,  $K = 1$  en  $D = D_{n50} = 10,82$  mm, wordt vervolgens berekend  $\Psi = 0,022$ . Deze waarde geeft in geval van uniforme stroming over een vlak bed en *normale* turbulentie-intensiteit van 10% aan dat er, praktisch gezien, vrijwel geen transport optreedt. Omdat er wel transport is geconstateerd moeten we concluderen dat in het fysisch model òf een hoger dan *normaal* turbulentieniveau aanwezig was èn / òf dat een hogere  $k_s$  waarde dan  $2 \cdot D_{n50}$  moet worden gebruikt in de Chézy-formule (De Gunst gebruikt zelf een waarde van  $6 \cdot D_{n50}$ ).



Van belang is nog dat het stabiliteitscriterium van Shields, vergelijking (5.3) met  $K = 1$ , geldt voor uniforme stroming met volledig ontwikkeld snelheids- en turbulentieprofiel. In deze stroming hangt het turbulentieniveau voornamelijk samen met de ruwheid van het bed en de turbulentie-intensiteit  $r$  heeft een *normale* waarde van 0,1. In het fysische model evenwel, waren het snelheidsprofiel en zeker het turbulentieprofiel nog niet aangepast aan de ruwheid van de stenen nabij het einde van de 2 m lange stenen verdediging, en was de stroming dus nog niet uniform (gewoonlijk wordt voor aanpassing van het snelheidsprofiel een maat van 10x de waterdiepte aangehouden, voor het turbulentieprofiel een maat van 50x à 100x de waterdiepte). Vanwege het niet-aangepaste snelheids- en turbulentieprofiel in het model is vergelijking (5.3) zonder toepassing van een geschikte K-factor ( $K > 1$ ) in feite niet toegestaan.

Om aan te sluiten bij de bestaande praktijk wordt er hier voor gekozen om in de Chézy-formule (4.34) als  $k_s$  waarde  $2 \cdot D_{n50}$  aan te houden; dit impliceert dat de ruwheid van het bed in het fysisch model zal worden gekarakteriseerd met  $C = 36,1 \text{ m}^{0,5}/\text{s}$ . Deze ruwheid is in berekeningen m23 / m25 gereproduceerd. Als RHT waarde is daartoe ingevoerd 21,64 mm; de overige invoergegevens zijn hetzelfde als bij de corresponderende berekeningen m22 / m21.

Bij de proeven met afstap (alle stenen los geplaatst) werd in het fysische model de grootste schade aan de bodemverdediging geconstateerd op een afstand van ca 8x de afstaphoogte achter de afstap. Het schadegebied lag ruwweg tussen 6,5x en 9x de afstaphoogte achter de afstap.

## 7.2 Analyse van de berekeningsresultaten voor vlak bed en afstap

De resultaten van de berekeningen met CFX zijn als volgt in Figuren 7.1a-e t/m 7.6a-i weergegeven (alle grootheden betreffen stationaire, dus tijdonafhankelijke waarden; met u bijvoorbeeld, wordt dan ook de tijdgemiddelde snelheid  $\bar{u}$  bedoeld en met U de tijd- en dieptegemiddelde snelheid  $\bar{U}$ ):

- Figuur a. Verloop van de horizontale stroomsnelheidscomponent  $u$  en de turbulente kinetische energie  $k$  in het verticale langsvlak van het model (kleurenplots van snelheid en turbulente kinetische energie, verticale snelheidsprofielen, stroomlijnen).
- Figuren b en c. In het traject  $7 \text{ m} < x < 9 \text{ m}$ : verloop van  $U$  (dieptegemiddelde snelheid  $u$ ),  $K$  (dieptegemiddelde turbulente kinetische energie  $k$ ), dieptegemiddelde waarde van de som  $(u^2 + k)$ , bodemschuifspanning  $\tau_w$  (absolute waarde), de met een post-processor bepaalde standaardafwijking  $\sigma_p$  van de druk nabij de bodem (zie vergelijking (31) in Hoofdstuk 4), en dieptegemiddelde waarde van  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$ ; (merk op dat de factor  $\alpha$  in vergelijking (6.3) hier gelijk aan 1 is gesteld; abusievelijk is voorts bij de berekening uitgegaan van  $u$  in plaats van  $|u|$ , zodat bij negatieve snelheid de waarde van  $(u^2 + 2|u|\sqrt{k} + k)$  in feite te laag is; dit heeft overigens geen invloed op de conclusies, omdat bij de analyse voornamelijk is gekeken naar het gebied met positieve snelheid).
- Figuren d en e. Op  $x = 7,55 \text{ m}$  (bij afstap op 0,55 m, ca 8x de staphoogte, achter de afstap): vertikaal profiel van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , grootheid  $(u^2 + k)$ , totale snelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$  met  $\alpha = 1$ .
- Figuren f en g. Alleen voor afstap (berekeningen m19 en m21, niet m25). Op  $x = 8,30 \text{ m}$ , d.w.z. op 1,30 m, ca 19x de staphoogte, achter de afstap: vertikaal profiel van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , grootheid  $(u^2 + k)$ , totale snelheid  $(u^2 + w^2)^{0,5}$ , en grootheid  $(u^2 + 2u\sqrt{k} + k)$  met  $\alpha = 1$ .

- Figuren h en i. Alleen voor afstap. In het gebied achter de afstap: verticale profielen van stroomsnelheid  $u$ , stroomsnelheid  $w$ , turbulente kinetische energie  $k$  en standaardafwijking  $\sigma_u$  afgeleid uit  $k$ .

#### Stroming over vlak bed (m18, m22 en m23)

Zoals uit Figuren 7.1, 7.3 en 7.5 blijkt is de stroming bij berekeningen m18, m22 en m23 uniform. De turbulente kinetische energie  $k$  is het hoogst nabij de bodem. Alle bovengenoemde dieptegemiddelde grootheden, de bodemschuifspanning en de standaardafwijking van de bodemdruk zijn constant in het interesse-gebied  $7 \text{ m} < x < 9 \text{ m}$ .

Binnen CFX wordt in geval van een hydraulisch ruwe wand - naast de ElogR waarde - de ruwheidshoogte RHT gehanteerd. Wanneer de Chézy coëfficiënt  $C$  met vergelijking (18b) wordt berekend voor het rekenmodel, moet voor  $k_s$  de waarde van RHT worden gebruikt. Voor de stroming over het vlakke bed vinden we met  $R \approx h = 0,2 \text{ m}$  (want wanden zijn symmetrievlakken en het plafond heeft een free slip randconditie) en  $k_s = RHT = 10,82 \text{ mm}$  (berekeningen m18 / m22) als Chézy waarde:  $C = 42,2 \text{ m}^{0,5}/\text{s}$ . Met  $k_s = RHT = 21,64 \text{ mm}$  (berekening m23) vinden we als Chézy waarde:  $C = 36,8$ ; deze waarde sluit aan bij de ruwheid van het bed in het fysisch model ( $C = 36,1 \text{ m}^{0,5}/\text{s}$ ).

Controle van berekening m18:

$$U = 0,89 \text{ m/s}, C = 42,2 \text{ m}^{0,5}/\text{s}.$$

Met vergelijking (3.5) en  $U = 0,89 \text{ m/s}$  wordt gevonden:  $u_* = 0,066 \text{ m/s}$ . Met vergelijking (4.36) en  $C_\mu = 0,09$  volgt voor de turbulente kinetische energie nabij de wand:  $k_w = 0,0145 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Voor de bodemschuifspanning  $\tau_w$  wordt met vergelijking (4.38) vervolgens berekend:  $\tau_w = 4,36 \text{ N/m}^2$ . De waarden van  $k_w$  en  $\tau_w$  zoals berekend met CFX, komen hiermee overeen (zie Figuren 7.1c en d). Met vergelijking (3.1) wordt voor  $\tau_b$  een waarde van  $4,36 \text{ N/m}^2$  gevonden. Hieruit blijkt dat de grootheden  $\tau_w$  (wandschuifspanning in CFX) en  $\tau_b$  (bodemschuifspanning) bij uniforme stroming over een vlak bed hetzelfde zijn.

De turbulentie-intensiteit  $r$  kan als volgt worden afgeschat. Stel dat voor uniforme stroming over een vlak bed geldt dat  $\sigma_u^2$  en  $\sigma_w^2$  even groot zijn. Bij een tweedimensionale stroming is  $\sigma_v^2$  gelijk aan  $0,5 \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_w^2)$ ; met vergelijking (4.2) geldt dan:  $k = \xi \cdot 3 \cdot \sigma_u^2$ . De coëfficiënt  $\xi$  stellen we bij tweedimensionale stroming gelijk aan  $1/3$ . De turbulentie-intensiteit  $r$  is nu gelijk aan:  $r = \sigma_u / u = (k/1,0)^{0,5} / u$ . Wordt deze grootheid  $r$  als functie van  $z$  uit de waarden van  $u(z)$  en  $k(z)$ , zie Figuur 7.1d, berekend voor de raai  $x = 7,55 \text{ m}$  en vervolgens gemiddeld over de waterdiepte, dan wordt gevonden  $r_{gem} = 0,107$ , dus ongeveer gelijk aan de normale turbulentie-intensiteit van 10% bij uniforme stroming. Let wel, de definitie van  $r_{gem}$ :

$$r_{gem} = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{\sigma_u(z)}{u(z)} dz \quad (7.1)$$

is niet hetzelfde als de definitie van  $r_o$  volgens vergelijking (5.5). Wanneer we vergelijking (5.5) toepassen vinden we voor de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_o$  in de raai  $x = 7,55 \text{ m}$  een waarde van 0,091.

Controle van berekening m22:

$$U = 0,71 \text{ m/s}, C = 42,2 \text{ m}^{0,5}/\text{s}.$$

Achtereenvolgens wordt gevonden  $u_* = 0,053 \text{ m/s}$ ,  $k_w = 0,009 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ,  $\tau_w = 2,77 \text{ N/m}^2$ . De met CFX berekende waarden van  $k_w$  en  $\tau_w$  komen hiermee overeen (zie Figuren 7.3c en d). Met vergelijking (3.1) wordt voor  $\tau_b$  een waarde van  $2,77 \text{ N/m}^2$  gevonden gelijk aan  $\tau_w$ . De

turbulentie-intensiteit  $r_{gem}$ , met vergelijking (7.1) berekend uit  $u(z)$  en  $k(z)$  in  $x = 7,55$  m, zie Figuur 7.3d, is gelijk aan 0,107, dus *normaal* voor uniforme stroming over een vlak bed. Met vergelijking (5.5) vinden we voor de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_o$  in  $x = 7,55$  m een waarde van 0,092.

Controle van berekening m23:

$$U = 0,71 \text{ m/s}, C = 36,8 \text{ m}^{0,5}/\text{s}.$$

Berekening m23 is een herhaling van m22, echter met een factor 2 hogere bodemruwheid. Achtereenvolgens wordt nu gevonden  $u_* = 0,060$  m/s,  $k_w = 0,012$  m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>,  $\tau_w = 3,65$  N/m<sup>2</sup>. De met CFX berekende waarden van  $k_w$  en  $\tau_w$  komen hiermee overeen (zie Figuren 7.5c en d). Met vergelijking (3.1) wordt voor  $\tau_b$  een waarde van 3,65 N/m<sup>2</sup> gevonden gelijk aan  $\tau_w$ . De bodemschuifspanning blijkt een factor 1,3 hoger te zijn dan bij berekening m22. De turbulentie-intensiteit  $r_{gem}$ , met vergelijking (7.1) berekend uit  $u(z)$  en  $k(z)$  in  $x = 7,55$  m, zie Figuur 7.5d, is gelijk aan 0,140, dus eveneens een factor 1,3 hoger dan bij berekening m22 en iets hoger dan *normaal* voor uniforme stroming over een vlak bed. Met vergelijking (5.5) vinden we voor de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_o$  in  $x = 7,55$  m een waarde van 0,104.

In het rapport van De Gunst [De Gunst, 1999] wordt voor de stroming over het vlakke bed eveneens een turbulentie-intensiteit gepresenteerd. Deze is berekend volgens vergelijking (5.5); daarbij is gebruik gemaakt van de standaardafwijking  $\sigma_u$  die is bepaald op basis van de snelheidsmetingen  $u(z)$ . Bij een dieptegemiddelde stroomsnelheid  $U = 0,68$  m/s werd gevonden  $r_o = 0,1$ , gelijk aan de  $r_o$ -waarden die met vergelijking (5.5) op basis van de CFX rekenresultaten zijn bepaald bij berekeningen m18, m22 en m23 (het resultaat van berekening m23 met  $RHT = 2 \cdot D_{n50}$  lijkt wat beter aan te sluiten bij de meting dan de resultaten van berekeningen m18 en m22 met  $RHT = D_{n50}$ , maar de door De Gunst gepresenteerde waarde van 0,1 betreft waarschijnlijk een getal dat is afgerond).

Uit het vorenstaande blijkt dat het turbulentie-niveau bij stroming over een vlak bed goed kan worden afgeleid uit de turbulente kinetische energie  $k$ , zoals die voor een tweedimensionale stroming wordt berekend met het standaard  $k$ - $\epsilon$  model in CFX. Voor de coëfficiënt  $\xi$  dient een waarde van 1/3 te worden gehanteerd.

#### *Stroming over afstap (berekeningen m19, m21 en m25)*

Bij de stroming over de afstap is het van belang dat de lengte van de neer, en dus de plaats van het reattachement point, goed wordt berekend. Uit het verloop en de waarde van de met CFX berekende stroomsnelheid  $u(x)$  bij de bodem en bodemschuifspanning  $\tau_w(x)$  kan de ligging van het reattachement point worden afgeleid. Kenmerk van het reattachement point is dat de stroomsnelheid  $u$  en de bodemschuifspanning gelijk zijn aan nul en vanaf dit punt naar beide zijden toenemen (dit laatste afgezien van het teken). Het reattachement point blijkt nu bij beschouwing van  $\tau_w$  bij alle drie berekeningen op  $x = 7,52$  m te liggen, 0,52 m achter de afstap (zie Figuren 7.2c, 7.4c en 7.6c). Wanneer het snelheidsprofiel  $u(z)$  in  $x = 7,52$  m wordt beschouwd (Figuren 7.2h, 7.4h en 7.6h) zien we dat de snelheid  $u$  boven de bodem al een flinke waarde heeft; dit geeft aan dat het reattachement point wat meer terug ligt dan  $x = 7,52$  m (het geeft ook aan dat de bodemschuifspanning nabij een reattachement point niet goed wordt berekend). Uit Figuren 7.2h, 7.4h en 7.6h kan worden geconcludeerd dat het punt ligt tussen  $x = 7,4$  m en  $x = 7,5$  m, dit wil zeggen op een afstand tussen 0,4 m en 0,5 m ( $5,7 - 7,1$  maal de staphoogte  $h_{stap}$ ) achter de afstap.

Op basis van gemeten snelheidsprofielen  $u(z)$  komt De Gunst [De Gunst, 1999] voor het fysische model ook op een maat van 0,4 à 0,5 m achter de afstap. Nakagawa en Nezu [Nakagawa et al, 1987] vinden voor dezelfde geometrie op basis van snelheidsmetingen  $u(z)$  een maat van 6,4 maal de afstaphoogte. We kunnen dus concluderen dat met het programma

CFX een correcte berekening wordt gemaakt van het tijdgemiddelde stroombeeld achter de afstap. Overigens blijkt uit de metingen van Nakagawa en Nezu dat de lengte van de neer achter de afstap wat kleiner wordt wanneer gelijktijdig de waterdiepte en het debiet worden opgevoerd ( $Fr = U / (gh)^{0.5} \approx \text{constant}$ ). Bij de door hen uitgevoerde serie metingen ligt de neerlengte tussen 5,2 en 6,4 maal de staphoogte  $h_s$ .

Uit de Figuren 7.2a, 7.4a en 7.6a blijkt dat de turbulente kinetische energie  $k$  zich na de afstap ontwikkelt op de vrije grenslaag (waar de gradiënten in de stroomsnelheid het grootst zijn), zich in stroomafwaartse richting spreidt over de hoogte en daarbij in sterkte afneemt. Zoals uit Figuren 7.2b, 7.4b en 7.6b valt af te lezen is de dieptegemiddelde waarde van  $k$  nog niet gestabiliseerd op een afstand  $x = 9$  m. Ook het verticale snelheidsprofiel is op deze afstand nog niet volledig aangepast aan de gewijzigde stromingssituatie na de afstap.

De verticale profielen van  $k$  (Figuren 7.2d/f, 7.4d/f en 7.6d) laten zien dat de grootste waarden van  $k$  te vinden zijn in de onderste helft van het water. De vorm van de profielen blijkt goed overeen te komen met de metingen van  $\sigma_u$  van [Nakagawa et al, 1987] en [De Gunst, 1999].

Uit vergelijking van de resultaten van berekeningen m21 (RHT = 10,82 mm, Figuur 7.4b/d) en m25 (RHT = 21,64 mm, Figuur 7.6b/d) blijkt dat de grotere bodemruwheid achter de afstap in m25 slechts een gering effect heeft op de turbulente kinetische energie  $k$  en de stroomsnelheidsverdeling  $u$ ; de wandschuifspanning is bij berekening m25 een factor 1,3 hoger. Wanneer het dieptegemiddelde turbulentieniveau  $r_{\text{gem}}$  in doorsnede  $x = 7,55$  m met vergelijking (7.1) wordt berekend uit het verloop van  $u(z)$  en  $k(z)$  zoals weergegeven in Figuren 7.2d, 7.4d en 7.6d, dan vinden we voor berekeningen m19 en m21 een waarde van 45%. Bij berekening m25 wordt voor  $r_{\text{gem}}$  een waarde van 52% gevonden, een factor 1,15 hoger dan bij berekening m21.

Wanneer de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_0$  met vergelijking (5.5) wordt berekend uit het verloop van  $u(z)$  en  $k(z)$  in raai  $x = 7,55$  m dan vinden we bij alle drie berekeningen een waarde van ca 17%. (Opm.: voor de bepaling van  $\sigma_u$  in vergelijkingen (7.1) en (5.5) zie hieronder.) De Gunst [De Gunst, 1999] vindt in een overeenkomstige raai achter de afstap en bij een dieptegemiddelde snelheid  $U = 0,58$  m/s een waarde van 0,18 voor de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_0$ . We kunnen hieruit concluderen dat ook bij een afstap het turbulentieniveau goed kan worden afgeleid uit de turbulente kinetische energie  $k$ .

Deze conclusie is verder onderbouwd door de rekenresultaten te vergelijken met de metingen van Nakagawa en Nezu [Nakagawa et al, 1987]. Voor berekeningen m19, m21 en m25 zijn de verticale profielen van  $u(z)$ ,  $w(z)$  en  $k(z)$  op afstanden van ca  $1 \cdot h_{\text{stap}}$ ,  $2 \cdot h_{\text{stap}}$  ....  $14 \cdot h_{\text{stap}}$  achter de afstap in Figuren 7.2h, 7.4h en 7.6h uitgezet. Deze figuren laten in detail zien hoe het snelheids- en turbulentieprofiel zich aanpast achter de afstap. De vorm van deze profielen is sterk gelijkend op de profielen die door Nakagawa en Nezu zijn gemeten.

In Figuren 7.2i, 7.4i en 7.6i zijn de verticale profielen van de standaardafwijking  $\sigma_u$  uitgezet. Deze  $\sigma_u$  is uit  $k$  afgeleid door voor de tweedimensionale stroming over de afstap aan te nemen dat:

$$\sigma_v^2 = 0,5 \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_w^2) \quad \text{en} \quad \sigma_w^2 \approx 0,75 \cdot \sigma_u^2 \quad (7.2)$$

(dit laatste komt overeen met de verhouding van  $\sigma_u^2$  en  $\sigma_w^2$  die globaal bij de metingen van Nakagawa en Nezu in het gebied na de afstap werd gevonden). Met vergelijking (4.2) en onder aanname dat  $\xi = 1/3$  voor tweedimensionale stroming, ontstaat dan:

$$k = \xi \cdot 2,625 \cdot \sigma_u^2 \quad \text{of} \quad \sigma_u = \frac{1}{\sqrt{\xi}} \cdot \frac{1}{A} \cdot \sqrt{k} = \frac{1}{0,935} \sqrt{k} \quad (7.3)$$

Het maximum in elk van de profielen van de standaardafwijking  $\sigma_u$  (zie de pijlen in Figuren 7.2i, 7.4i en 7.6i) is vergeleken met de metingen van Nakagawa en Nezu. Daartoe is de standaardafwijking  $\sigma_u(z)$  gedeeld door de maximale snelheid  $u_{max0}$  in het snelheidsprofiel op de rand van de afstap, op gelijke wijze als door Nakagawa en Nezu is gedaan. Het resultaat van deze exercitie is te zien in Figuur 7.7. Hier wordt weergegeven de grootte  $(\sigma_u(z)/u_{max0})_{max}$  als functie van de grootte  $x'/h_{stap}$  ( $x'$  = afstand achter de afstap). Het blijkt dat er geen relevant verschil is tussen de drie berekeningen m19, m21 en m25 onderling; er is wel een verschil met de metingen van Nakagawa en Nezu. Kort achter de afstap laten de metingen een ca 40% hoger turbulentieniveau zien; vrij snel daarna evenwel, nog voor het reattachment point, is het turbulentieniveau bij de metingen nog maar ca 5% hoger dan bij de berekeningen.

In Figuur 7.4i zijn handmatig de waarden van  $\sigma_u$  in een viertal raaien aangegeven, zoals die voor de overeenkomstige stromingssituatie in het fysisch model van De Gunst op basis van stroomsnelheidsmetingen zijn bepaald; de betreffende waarden zijn in het rapport [De Gunst, 1999] opgemeten. De waarden van De Gunst zijn wat hoger dan de waarden van  $\sigma_u$  die uit de k-waarden zijn afgeleid (de waarden van De Gunst zijn ook hoger dan de waarden van Nakagawa en Nezu). Over het algemeen gezien is de overeenkomst evenwel redelijk goed te noemen.

Alles overziend is de conclusie gerechtvaardigd dat, bij de stroming met ongeveer constante eigenschappen in de richting loodrecht op de stroming (tweedimensionale stroming), de turbulentie-intensiteit in het gebied achter de afstap redelijk goed kan worden afgeleid uit de turbulente kinetische energie  $k$ , zoals die wordt berekend met het RNG k- $\epsilon$  model in CFX. Voor de coëfficiënt  $\xi$  dient de waarde 1/3 te worden aangehouden.

#### *Beoordeling berekende grootheden*

Uit de berekeningen voor de afstap (m19 en m21) blijkt al snel dat een aantal grootheden niet in aanmerking komt voor representatie van de stromingsbelasting. Dit zijn:

- De dieptegemiddelde stroomsnelheid  $U$  (of  $U^2$ ); zoals uit Figuren 7.2b en 7.4b blijkt is  $U(x)$  constant en kan dus geen aanleiding geven tot geconcentreerde schade nabij het reattachment point, zoals is geconstateerd in het fysische model van [De Gunst, 1999].
- De bodemschuifspanning  $\tau_w$ ; in het gebied met de grootste schade is  $\tau_w = 0$  of klein, zie Figuren 7.2c en 7.4c, hetgeen juist tegengesteld is aan hetgeen nodig is voor het laten ontstaan van geconcentreerde schade, zoals is geconstateerd in het fysische model.
- De met de post-processor berekende standaardafwijking  $\sigma_p$  van de bodemdruk; deze bedraagt in het gebied met grote schade slechts 50% - 80% van de maximale waarde meer stroomafwaarts (zie Figuren 7.2c en 7.4c); het maximum treedt op waar in het model geen of weinig schade is geconstateerd (de toename van  $\sigma_p$  gebeurt in samenhang met de ontwikkeling van snelheidsgradienten over de volle waterdiepte; er is dus een relatie met de schaal van de turbulenties).
- De combinatie  $\tau_w + \beta \cdot \sigma_p$ , met  $\beta$  een nader te bepalen coëfficiënt; deze combinatie levert eveneens geen goede representatieve grootte op: de waarde van de combinatie neemt in stroomafwaartse richting toe en bereikt een maximum in het gebied waar weinig of geen schade is opgetreden.

In het geval van uniforme stroming over een vlak bed zijn de dieptegemiddelde stroomsnelheid  $U$  (of  $U^2$ ) en  $\tau_w$  constant en kunnen dan, zoals tot nu toe ook gebruikelijk is, worden toegepast als representant voor de stromingsbelasting. Bij bijzondere geometrieën zoals de afstap, gaat

het - zo blijkt - onmiddellijk mis, en kan men niet buiten een correctie door middel van coëfficiënten.

Grootheden die in principe wel in aanmerking komen voor representatie van de stromingsbelasting zijn, kijkend naar de situatie van de afstap, al die grootheden die een grootste waarde hebben ter plaatse van het schadegebied en vervolgens in stroomafwaartse richting afnemen.

Dit zijn:

- De dieptegemiddelde  $k$
- De dieptegemiddelde grootheid  $(u^2 + k)$
- De dieptegemiddelde grootheid  $(u^2 + 2.u\sqrt{k} + k) = (u + \alpha.\sqrt{k})^2$ , met  $\alpha = 1$ .

We eisen nu dat de representatieve grootheid een zelfde waarde heeft bij stroming over een vlak bed en bij stroming over de afstap op de plaats waar in het fysische model de enkele losgeplaatste steen door de stroming werd verplaatst. In het rekenmodel moet daartoe gekeken worden naar de lokatie op  $x = 7,55$  m bij berekeningen m18 (vlak bed) en m19 (afstap).

We vinden dan:

Dieptegemiddelde waarde van:	ber. m18, vlak bed (Figuren 7.1b/c)	ber. m19, afstap (Figuren 7.2b/c)	verhouding (-)
$u$ (m/s)	0,89	0,74	1,20
$k$ ( $m^2/s^2$ )	0,0072	0,0173	0,42
$u^2 + k$ ( $m^2/s^2$ )	0,83	0,71	1,17
$u^2 + 2.u\sqrt{k} + k$ ( $m^2/s^2$ )	0,97	0,84	1,15

Uit de tabel blijkt dat geen van de drie grootheden voldoet aan de eis van invariantie. Het minst voldoet de dieptegemiddelde waarde van  $k$ , zoals ook mocht worden verwacht, omdat  $k$  alleen de dynamische component van de stroming representeert. De andere twee grootheden liggen evenwel niet zo ver uit elkaar.

Vergeleken worden nu de resultaten van de berekeningen m22 (vlak bed) en m21 (afstap) met alle stenen in het fysisch model los geplaatst; ook hier wordt de lokatie  $x = 7,55$  m beschouwd.

Dieptegemiddelde waarde van:	ber. m22, vlak bed (Figuren 7.3b/c)	ber. m21, afstap (Figuren 7.4b/c)	verhouding (-)
$u$ (m/s)	0,71	0,59	1,20
$k$ ( $m^2/s^2$ )	0,0047	0,0111	0,42
$u^2 + k$ ( $m^2/s^2$ )	0,54	0,46	1,17
$u^2 + 2.u\sqrt{k} + k$ ( $m^2/s^2$ )	0,62	0,54	1,15

De getalsverhoudingen blijken hetzelfde te zijn als bij berekeningen m18 en m19.

De middeling van bovengenoemde grootheden heeft - arbitrair - plaats gevonden over de volle waterdiepte. De vraag is nu of niet beter over een deel van de waterdiepte, direct boven de stenen verdediging, zou kunnen worden gemiddeld. Immers, dit is het gebied waar zich - fysisch gezien - belangrijke turbulenties, drukfluctuaties en veranderingen in krommingen van stroomlijnen voordoen.

Het ligt voor de hand om voor de te beschouwen waterlaagdikte boven het bed te denken aan een maat die groter is dan de nominale steendiameter  $D_{n50}$  (de minimale maat is bij voorkeur een veelvoud van de nominale steendiameter). Het zijn immers vooral turbulenties met een

schaal gelijk aan of een veelvoud van de steendiameter, die belangrijk zijn voor de stromingskrachten op de steen. Het maakt daarbij in feite niet uit of deze turbulenties het gevolg zijn van de ruwheid van de bodem of van snelheidsverschillen op een vrije grenslaag in het water.

Voor de berekeningen m18 en m19 is een oefening uitgevoerd waarbij de waterhoogte boven het bed, waarover de grootheden  $(u^2 + k)$  en  $(u^2 + 2.u\sqrt{k} + k)$  zijn gemiddeld, is gevarieerd. Het bleek dat de verhouding van deze grootheden bij de situaties van m18 en m19 verder uit elkaar ging lopen, wanneer een kleinere middelingsdiepte werd gehanteerd. Daaruit lijkt geconcludeerd te kunnen worden dat de bijdrage van  $k$  in de grootheden  $(u^2 + k)$  en  $(u^2 + 2.u\sqrt{k} + k)$  te klein is. Vanuit dimensieanalyse en fysica gezien is de grootheid  $(u + \sqrt{k})^2$  de meest logische grootheid. In Paragraaf 7.5 zal worden nagegaan of met versterking van  $k$ , dit wil zeggen met toepassing van  $\alpha > 1$  in de grootheid  $(u + \alpha.\sqrt{k})^2$ , zie vergelijking (6.3), een verbetering kan worden verkregen. In relatie daarmee wordt ook de middelingsdiepte gevarieerd.

### 7.3 Beschrijving van het rekenmodel voor de drempel

Er zijn twee verschillende situaties uit het schaalmodelonderzoek M711 [Van der Werf, 1966] met stroming over een onderwaterdrempel, nagerekend. In dit onderzoek, dat is uitgevoerd in een rechte goot, was de hoogte van de drempel bij een aantal proeven 0,2 m en de kruinbreedte 4,0 m. Bij de door te rekenen proeven T2 en T7 was de helling van de drempel taluds respectievelijk 1:2 en 1:8 en waren de sectie bovenstrooms van de drempel en de drempel zelf belegd met een stabiele laag stenen met nominale diameter  $D_{n50} = 0,018$  m. Benedenstrooms van de drempel was bij deze proeven een erodeerbare laag stenen met nominale diameter  $D_{n50} = 6,5$  mm aangebracht ( $D_{50} = D_{n50}/0,84 = 7,7$  mm). De soortelijk massa  $\rho_s$  van deze stenen bedroeg  $2950 \text{ kg/m}^3$ . De aanstroomlengte tot aan de teen van het benedenstroomse talud bedroeg ca 16 m, het erodeerbare gedeelte aan benedenstroomse zijde van de drempel had een lengte van 10 m. Bij proeven T2 en T7 werd aan benedenstroomse zijde van de drempel een waterdiepte van ca 1,0 m ingesteld.

Het CFX-rooster voor de twee drempelgeometrieën is in Figuur 7.8 weergegeven. Het in het schaalmodel gemeten waterspiegelverloop is als bovenrand gemodelleerd. Bij berekening m31 (simulatie proef T2, taludhelling 1:2) leidt dit tot het volgende: waterstand aan de verre benedenstroomse zijde +1,01 m (bodem benedenstrooms = 0), waterstand boven de drempel +1,00 m en waterstand bovenstrooms bij instroming +1,04 m. Bij berekening m33 (simulatie proef T7, taludhelling 1:8) zijn deze maten respectievelijk +1,00 m, +0,98 m en +1,04 m. De kruin van de drempel ligt op +0,20 m, de bovenstroomse bodem op -0,07 m. De lengte van het model tot aan de teen van het benedenstroomse talud bedraagt 16,2 m (de teen ligt op  $x = 16,2$  m), de kruinbreedte van de drempel is 4,0 m en het afstroomdeel heeft een lengte van 10 m (totale lengte model 26,2 m).

Het rooster is bij beide geometrieën opgebouwd uit 5 blokken (aanstroom- en afstroomdeel, beide taluddelen en het deel boven de drempel). In de vertikaal zijn 70 lagen toegepast; de kleinste laagdikte van ca 6 mm (boven de drempel ca 5 mm) is te vinden nabij de bodem, de laagdikte neemt lineair toe naar het wateroppervlak (verhouding kleinste en grootste laagdikte 1:5). In het aanstroomdeel zijn in horizontale zin 70 cellen toegepast, waarvan de lengte op lineaire wijze van grof (ca 400 mm) naar fijn (ca 40 mm) verloopt; in het afstroomdeel is dit juist andersom (vergroving 1:10). Boven beide 1:2 taluddelen zijn 10 cellen in horizontale zin toegepast; bij de 1:8 taluddelen zijn 40 cellen toegepast. Boven de kruin van de drempel bedraagt het aantal cellen in horizontale zin 50; de lengte van deze cellen verloopt lineair van 44 mm naar 131 mm en weer terug naar 44 mm. Het rooster is 0,5 m (1 cel) breed.

Op de zijvlakken zijn symmetrie-randvoorwaarden opgelegd. Er bestaan dientengevolge geen gradiënten in de richting loodrecht op de stroming in het één cel brede model. Voor deze tweedimensionale stroming wordt een waarde  $\xi = 1/3$  gehanteerd in vergelijking (4.2) voor de turbulente kinetische energie  $k$ .

Op het 'vrij-water oppervlak' is een free-slip conditie opgelegd. De ruwheid van de stortstenen bodem bovenstrooms van de drempel en van de drempel zelf is gekarakteriseerd met  $RHT = D_{n50} = 0,018$  m. De ruwheid van de erodeerbare stenen benedenstrooms van de drempel is gekarakteriseerd met  $RHT = D_{n50} = 0,0065$  m. De bodem kan volgens criterium (4.16) worden beschouwd als een hydraulisch ruwe wand; als ElogR waarde is bij de berekeningen daarom een waarde van 30 ingevoerd. Op de instroomrand en de uitstroomrand is de mass-flow randvoorwaarde voorgeschreven. Bij beide berekeningen m31 en m33 is het RNG k- $\epsilon$  turbulentiemodel gehanteerd.

Uitgevoerde berekeningen:

Berekening	Talud-helling drempel	Turbulentie-model	Mass flow (kg/s)	U (in deel benedenstrooms) (m/s)	RHT steenbed (mm)
m31	1:2	RNG k- $\epsilon$	500	1,0	6,5
m33	1:8	RNG k- $\epsilon$	550	1,1	6,5

Het debiet bij de berekeningen is conform het stationaire debiet dat bij de proeven T2 en T7 in onderzoek M711 werd ingesteld. Bij deze proeven werd het debiet geleidelijk opgevoerd tot aan het moment dat visueel, door de glazen zijwand van de goot, begin van bewegen van de stenen werd geconstateerd. Daarna werd dit debiet gehandhaafd en werd langdurig, gedurende 5 - 6,5 uur gestroomd, waarbij de schadeontwikkeling in de tijd werd gevolgd.

#### 7.4 Analyse van de berekeningsresultaten voor de drempel

De resultaten van de berekeningen met CFX zijn in Figuren 7.9a t/m 7.10e weergegeven. Alle waarden in de figuren betreffen stationaire, tijdsafhankelijke waarden (met  $u$  bijvoorbeeld, wordt dan ook de tijdgemiddelde snelheid  $\bar{u}$  bedoeld en met  $U$  de tijd- en dieptegemiddelde snelheid  $\bar{U}$ ). De indeling van de figuren is:

- Figuur a. Verloop van de horizontale stroomsnelheidscomponent  $u$  en de turbulente kinetische energie  $k$  in het verticale langsvlak van het model (kleurenplots van snelheid en turbulente kinetische energie).
- Figuren b en c. In het traject  $14 \text{ m} < x < 21 \text{ m}$ : verloop van  $U$  (dieptegemiddelde snelheid  $u$ ),  $K$  (dieptegemiddelde turbulente kinetische energie  $k$ ), dieptegemiddelde waarde van de som ( $u^2 + k$ ), bodemschuifspanning  $\tau_w$  (absolute waarde), de met een post-processor bepaalde standaardafwijking  $\sigma_p$  van de druk nabij de bodem (zie vergelijking (31) in Hoofdstuk 4), en dieptegemiddelde waarde van ( $u^2 + 2u\sqrt{k} + k$ ); (merk op dat de factor  $\alpha$  in vergelijking (6.3) hier gelijk aan 1 is gesteld; abusievelijk is voorts bij de berekening uitgegaan van  $u$  in plaats van  $|u|$ , zodat bij negatieve snelheid de waarde van ( $u^2 + 2|u|\sqrt{k} + k$ ) in feite te laag is; dit heeft overigens geen invloed op de conclusies, omdat bij de analyse voornamelijk is gekeken naar het gebied met positieve snelheid). Genoemd traject  $14 \text{ m} < x < 21 \text{ m}$  omvat ook het benedenstroomse talud van de drempel (de teen van het talud ligt op  $x = 16,2 \text{ m}$ ).
- Figuren d en e. In een raai op  $x' = 0,75 \text{ m}$  (m31) respectievelijk  $0,25 \text{ m}$  (m33) achter de benedenstroomse teen van het talud: vertikaal profiel van stroomsnelheid  $u$ , turbulente kinetische energie  $k$ , grootheid ( $u^2 + k$ ), totale snelheid ( $u^2 + w^2$ )<sup>0.5</sup>, en grootheid ( $u^2 + 2u\sqrt{k}$



+ k) met  $\alpha = 1$ . De raai  $x' = 0,75$  m, respectievelijk  $x' = 0,25$  m, is gekozen op de plaats waar in het schaalmodel de grootste schade werd geconstateerd.

### *Stroombeelden, bodemschuifspanning en turbulentie-intensiteit*

Berekening m31.

Uit Figuur 7.9a blijkt dat de stroming bij een taludhelling van 1:2 loslaat van de kruinrand en op enige afstand van de drempel weer op de bodem gaat aanliggen. Het reattachment point ligt, kijkend naar de plaats waar de bodemschuifspanning  $\tau_w$  gelijk aan nul is (Figuur 7.9c), op  $x = 16,9$  m, dit wil zeggen op 0,7 m achter de drempel. In de raai op 0,75 m achter de drempel (Figuur 7.9d) is de stroomsnelheid  $u$  vlak boven de bodem licht positief, waaruit kan worden afgeleid dat het reattachment point even vóór deze doorsnede ligt. Dit is in overeenstemming met de eerder genoemde maat van 0,7 m (= 3,5 maal drempelhoogte).

In het schaalmodel M711 zijn stroomsnelheidsvertikalen gemeten met behulp van Pitot-buizen. De metingen laten bij proef T2 (helling 1:2) geen negatieve snelheden zien boven de bodem, vlak achter de drempel. In geval van negatieve snelheid dient de Pitot-buis gedraaid te worden; de vraag is daarom of dit inderdaad is gebeurd. In de beschrijvende tekst wordt evenwel genoemd dat bij de taludhelling van 1:2 steeds een bodemneer ontstaat achter de drempel; bij lagere benedenwaterstand wordt zelfs transport van stenen naar de drempel toe geconstateerd. Het feit dat in het schaalmodel op een afstand van 0,75 m achter de drempel de maximale schade ontstaat aan de bodemverdediging geeft aan dat de stroming daar aanligt; meting en berekening zijn wat dat betreft dus conform.

In het schaalmodel is de bodemschuifspanning  $\tau_w$  afgeleid van het snelheidsverloop boven de bodem; daarbij is aangenomen dat het snelheidsprofiel een logaritmisch verloop heeft. De formule die is gehanteerd, luidt:

$$\tau_w = 30 \cdot (u_{0,1} - u_{0,01})^2 \quad (7.4)$$

met  $u_{0,1}$  = stroomsnelheid op 0,1 m boven de bodem  
 $u_{0,01}$  = stroomsnelheid op 0,01 m boven de bodem.

De formule is geldig voor ontwikkelde, uniforme stroming en is om deze reden voornamelijk toegepast voor lokaties op ruime afstand achter de drempel. Bij proef T2 werd op deze wijze gevonden:  $\tau_w = 2,52$  N/m<sup>2</sup>. Het rekenmodel geeft dezelfde waarde voor  $\tau_w$  op ruime afstand achter de drempel.

Figuur 7.9a laat zien dat veel turbulente kinetische energie ontstaat op de vrije grenslaag achter de drempel. Dit blijkt ook uit het dieptegemiddelde verloop van  $k$  in het traject boven en achter de drempel, zoals is weergegeven in Figuur 7.9b. In de raai  $x' = 0,75$  m heeft de turbulente kinetische energie een hoge waarde in een waterlaag ter dikte van de drempelhoogte (Figuur 7.9d); zoals in Figuur 7.9a is te zien neemt  $k$  in stroomafwaartse richting snel af en spreidt zich daarbij over een grotere diepte.

Voor het berekenen van de turbulentie-intensiteit  $r$  uit de turbulente kinetische energie  $k$  nemen we aan dat, evenzo als bij de tweedimensionale stroming over de afstap, geldt:  $\sigma_w^2 = 0,75 \cdot \sigma_u^2$  en  $\sigma_v^2 = 0,5 \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_w^2)$ . Met  $\xi = 1/3$  geldt dan:  $k = 0,875 \sigma_u^2$  en  $r = \sigma_u / u = (k/0,875)^{0,5} / u$ . Voor de raai  $x' = 0,75$  vinden we met vergelijking (7.1) vervolgens:  $r_{\text{gem}} = 0,242$ . Met vergelijking (5.5) vinden we:  $r_o = 0,093$ . In het schaalmodel zijn geen turbulenties gemeten, zodat geen vergelijking met de berekende waarden mogelijk is.

### Berekening m33.

In dit geval is de helling van het benedenstroomse talud van de drempel zo flauw (1:8) dat de stroming blijft aanliggen. Dit werd ook geconstateerd bij de corresponderende proef T7 in het schaalmodel M711.

Zoals in Figuur 7.10a is te zien is het niveau van de turbulente kinetische energie  $k$  laag. Benedenstrooms van de drempel past de stroming zich aan de grotere waterdiepte en de lagere bodemruwheid aan en is er vooral in de waterlaag nabij de bodem sprake van enige verhoogde turbulente activiteit; dit is goed te zien in het verticale profiel van  $k$  in raai  $x' = 0,25$  m (Figuur 7.10d). De turbulentie-intensiteit  $r$  in deze raai wordt berekend ervan uitgaande dat in dit geval, vergelijkbaar met de tweedimensionale stroming over een vlak bed, geldt:  $\sigma_w^2 = \sigma_u^2$  en  $\sigma_v^2 = 0,5 \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_w^2)$ . Dan ontstaat met  $\xi = 1/3$ :  $k = 1,0 \sigma_u^2$  en  $r = \sigma_u / u = k^{0,5}/u$ . Met vergelijking (7.1) vinden we:  $r_{gem} = 0,069$  en met vergelijking (5.5):  $r_o = 0,064$ . Wanneer we dit resultaat met berekening m31 vergelijken zien we dat  $r_{gem}$  en  $r_o$  dicht bij elkaar liggen wanneer  $k$  meer verdeeld is over de vertikaal.

Met vergelijking (7.4) is voor de stromingssituatie in het schaalmodel M711 een bodemschuifspanning  $\tau_w$  berekend, die op afstand van de drempel varieert tussen 2,69 - 0,40 - 4,10 N/m<sup>2</sup>. Dit is gezien het vrij uniforme stroombeeld niet consistent; mogelijk hebben de stroomsnelheidsmetingen met behulp van de Pitot-buizen te onnauwkeurige waarden opgeleverd. Met het rekenmodel vinden we op afstand van de drempel een waarde van 3,1 N/m<sup>2</sup>.

### Beoordeling berekende grootheden

Zoals ook al bij de berekeningen voor de afstap werd geconstateerd zijn de dieptegemiddelde snelheid  $U$ , de bodemschuifspanning  $\tau_w$ , de standaardafwijking  $\sigma_p$  van de bodemdruk, en eventuele combinaties van  $\tau_w$  en  $\sigma_p$  geen goede representatieve grootheden voor de stromingsbelasting, omdat ze geen maximum vertonen ter plaatse van de grootste schade aan de bodemverdediging.

In de raai waar in het schaalmodel M711 de grootste schade werd geconstateerd (T2 / ber 31:  $x' = 0,75$  m; T7 / ber. 33:  $x' = 0,25$  m) vergelijken we nu de dieptegemiddelde waarden van grootheden die bestaan uit een combinatie van  $u$  en  $k$ .

Dieptegemiddelde waarde van:	ber. m31, helling 1:2 (Figuren 7.9b/c)	ber. m33, helling 1:8 (Figuren 7.10b/c)	verhouding (-)
$u$ (m/s)	1,0	1,1	0,91
$k$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	0,010	0,005	2,0
$u^2 + k$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	1,16	1,26	0,92
$u^2 + 2 \cdot u \sqrt{k} + k$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	1,28	1,42	0,90

Uit de tabel blijkt dat geen van de grootheden voldoet aan de eis van invariantie. In de volgende paragraaf zal nu worden nagegaan of een verbetering kan worden verkregen door de dynamische component van de stromingsbelasting zwaarder te laten meewegen en door de grootheid te middelen over een deel van de waterdiepte.

## 7.5 Verdere uitwerking

In deze verdere uitwerking wordt uitgegaan van de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$ , met  $u$  = tijdgemiddelde horizontale stroomsnelheid,  $k$  = turbulente kinetische energie en  $\alpha$  = versterkingsfactor. Deze versterkingsfactor wordt gebruikt om de dynamische component van

de stroming zwaarder te laten wegen;  $\alpha$  wordt achtereenvolgens gelijk gesteld aan 1, 2 ... 10. Tegelijkertijd wordt de waterdiepte waarover de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  wordt gemiddeld, gevarieerd. Achtereenvolgens wordt gemiddeld over 0,1 maal de waterdiepte, 0,2 maal de waterdiepte, de halve waterdiepte, de volle waterdiepte, en over een waterlaag met arbitraire dikte  $5 \cdot D_{n50}$  (alle maten gerekend vanaf de bodem). Tevens wordt gemiddeld over een waterlaag met dikte  $5 \cdot D_{n50} + 0,1$  maal de waterdiepte.

Om de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  bij verschillende steengradaties en stromingssituaties onderling te kunnen vergelijken wordt een nieuwe dimensieloze grootheid  $\Psi_{u-k}$  gedefinieerd, die vergelijkbaar is met  $\Psi$  uit het stabiliteitscriterium van Shields (5.1):

$$\Psi_{u-k} = \frac{(u + \alpha \sqrt{k})_d^2}{\Delta g D_{n50}} \quad (7.5)$$

De index  $d$  staat voor de waterlaagdikte, gerekend vanaf de bodem, waarover de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  wordt gemiddeld.

De resultaten van deze exercitie zijn voor berekeningen m18 (vlak bed), m19 (afstap), m22 (vlak bed) en m21 (afstap) weergegeven in Figuren 7.11a-f (grootheid  $\Psi_{u-k}$  is uitgezet als functie van  $\alpha$ ). De middeling heeft voor vlak bed en afstap plaats gevonden in de raai op  $x = 7,55$  m; dit is de lokatie waar in het schaalmodel van De Gunst de enkele, losse steen was geplaatst of waar bij de proeven met alle stenen los geplaatst de grootste schade is opgetreden. In Figuren 7.11g-l zijn de resultaten voor proeven m31 (drempel, 1:2), m33 (drempel, 1:8), m23 (vlak bed) en m25 (afstap) weergegeven. Bij de berekeningen voor de drempel heeft de middeling plaats gevonden in de raai  $x' = 0,75$  m (m31), resp.  $x' = 0,25$  m (m33); dit is de lokatie waar in het schaalmodel M711 de grootste schade werd geconstateerd. Bij berekeningen m23 en m25 heeft de middeling weer plaats gevonden in raai  $x = 7,55$  m.

We zoeken nu naar de waarde van  $\alpha$  waarvoor geldt dat de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  invariant is. Daartoe worden eerst de resultaten van onderling vergelijkbare berekeningen (met verschillende geometrieën maar overige condities gelijk) beschouwd. Dit zijn de combinaties m18 - m19 (enkele, los geplaatste steen), m22 - m21 (alle stenen los geplaatst), m23 - m25 (hogere bodemruwheid) en m31 - m33 (min of meer doorgaand transport). De snijpunten van de lijnen in Figuren 7.11a-l geven aan bij welke waarde van  $\alpha$  sprake is van invariantie. In onderstaande tabel is de aldus gevonden waarde van  $\alpha$  voor de verschillende situaties aangegeven.

Middeling over:	m18-m19	m22-m21	m23-m25	m31-m33
waterdiepte $5 \cdot D_{n50}$	6,8	6,8	8,3	> 10
0,1 maal waterdiepte	> 10	> 10	> 10	7,5
0,2 maal waterdiepte	> 10	> 10	> 10	5,3
halve waterdiepte	4,3	4,3	5,4	5,6
volle waterdiepte	3,8	3,8	5,9	6,4
$5 \cdot D_{n50} + 0,1$ maal waterdiepte	5,3	5,3	6,2	6,3

Opgemerkt zij dat  $5 \cdot D_{n50}$  bij vlak bed en afstap (m18 t/m m25) overeenkomt met  $0,27 \cdot h$  ( $h$  = waterdiepte) en bij de drempel (m31 - m33) met  $0,03 \cdot h$ ; evenzo komt  $5 \cdot D_{n50} + 0,1 \cdot h$  bij vlak bed en afstap overeen met  $0,37 \cdot h$  en bij de drempel met  $0,13 \cdot h$ .

Uit de tabel blijkt dat invariantie ontstaat wanneer relatief hoge  $\alpha$ -waarden worden gebruikt, dit wil zeggen wanneer het dynamisch effect in de stroming sterk wordt benadrukt. Vertaald naar een echte stromingssituatie betekent dit dat alleen sterke wervels samen met de stationaire

stroming verantwoordelijk zijn voor het verplaatsen van stenen. Dit is in overeenstemming met observaties bij schaalmodelproeven. Het blijkt namelijk dat stenen bij kritische stroomsnelheid lange tijd kunnen blijven liggen. Slechts af en toe ontstaat er een situatie waarbij zich een sterke wervel ontwikkelt en waarbij de stromingsbelasting voldoende groot is om een steen te doen verplaatsen.

Als weegfactor voor het effect van wervels zouden we nu bijvoorbeeld  $\alpha = 6$  kunnen kiezen. Bij begin van bewegen van stenen dient de stabiliteitsgrootte  $\Psi_{u-k}$ , uitgaande van dezelfde middelingsdiepte, een zelfde waarde te hebben bij alle onderzochte situaties. Uit de Figuren 7.11a-l kan worden afgelezen dat dit niet het geval is. Bij  $\alpha = 6$  varieert  $\Psi_{u-k}$  globaal als volgt:

Middeling over:	m18-m19	m22-m21	m23-m25	m31-m33
waterdiepte $5.D_{n50}$	9 - 8	7 - 6	7 - 6	10 - 5
0,1 maal waterdiepte	7 - 3	4 - 2	4 - 2	14 - 12
0,2 maal waterdiepte	8 - 5	5 - 3	5 - 3	17 - 16
halve waterdiepte	12 - 11	8 - 7	7 - 8	18 - 18
volle waterdiepte	12 - 11	8 - 7	7 - 7	18 - 18
$5.D_{n50} + 0,1$ maal waterdiepte	11 - 10	7 - 7	7 - 7	14 - 13

De tabel laat zien dat de variatie in  $\Psi_{u-k}$  per middelingsdiepte aanzienlijk is. Bedacht moet evenwel worden dat het bij berekeningen m18 - m19 om een enkele, los geplaatste steen gaat en bij berekeningen m31 - m33 is er waarschijnlijk sprake van doorgaand transport van stenen. In beide situaties is dan een hogere waarde van  $\Psi_{u-k}$  van toepassing. Dit blijkt te kloppen met de waarden in bovenstaande tabel. Wanneer we genoemde berekeningen buiten beschouwing laten vinden we per middelingsdiepte een aanzienlijk geringere variatie in  $\Psi_{u-k}$ .

Op grond van de hier gepresenteerde resultaten kan nog geen duidelijke keuze worden gemaakt van de middelingsdiepte. Vooralsnog lijkt keuze voor een middelingsdiepte van  $5.D_{n50} + 0,1$  maal waterdiepte evenwel voordelen te bieden, omdat zowel de afmeting van de stenen als een waterlaag boven de bodem met dikte die een functie is van de waterdiepte, in de beschouwing worden betrokken.

## 8 Conclusies

Kort samengevat luiden de conclusies:

- Met het CFX rekenpakket zijn stromingen over een vlak bed, een afstap en een drempel doorgerekend. Voor het vlakke bed is het standaard k- $\epsilon$  turbulentiemodel gebruikt, voor de afstap en de drempel het RNG k- $\epsilon$  turbulentiemodel. De doorgerekende stromingssituaties betroffen situaties die eerder in schaalmodellen bij de TUD en WL | DELFT HYDRAULICS waren onderzocht. Deze stromingen vertoonden weining variatie in de richting loodrecht op de stroming en worden hier aangeduid met de term tweedimensionale stroming. De resultaten van de CFX-berekeningen zijn vergeleken met de metingen.
- Uit de vergelijking blijkt dat stroombeelden, ook in het vertragingsgebied, goed kunnen worden berekend (de positie van het reattachement point na de afstap bijvoorbeeld, wordt correct berekend). De vorm van de stroomsnelheidsprofielen is conform de gemeten profielen.
- Uit de berekende turbulente kinetische energie k kan de turbulentie-intensiteit  $r = \sigma_u/u$  ( $u$  = horizontale stroomsnelheid,  $\sigma_u$  = standaardafwijking) worden afgeleid; deze blijkt voor de beschouwde stromingen goed overeen te komen met de uit stroomsnelheidsmetingen

afgeleide turbulentie-intensiteit. Bij de afleiding is aangenomen dat bij tweedimensionale stromingen in de richting loodrecht op de stroming (y-richting) geldt:  $\sigma_v^2 = 0,5 \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_w^2)$ ; de onderlinge verhouding van  $\sigma_u^2$  en  $\sigma_w^2$  in het verticale x-z langsvlak is aangenomen op basis van de schaalmodelmetingen. Het blijkt dan dat in geval van tweedimensionale stromingen voor de evenredigheidscoëfficiënt  $\xi$  in vergelijking (4.2) de waarde 1/3 moet worden aangehouden.

- Door de goede kwaliteit van de met k- $\epsilon$  turbulentie modellen verkregen resultaten is vertrouwen verkregen in het gebruik van deze modellen voor de berekening van vertragende, tweedimensionale stromingen achter drempels en dergelijke. De modellering van het vrije waterspiegeloppervlak vereist daarbij nog aandacht.
- Het verdient aanbeveling om de ruwheid van een in het werk gestorte verdediging in CFX-berekeningen te representeren met de ruwheidshoogte  $RHT = 2 \cdot D_{n50}$ . Bij CFX-simulaties voor netjes uitgevlakte verdedigingen, zoals veelal het geval is in schaalmodellen of bij verdedigingen die in een droge bouwput worden aangelegd, zou  $RHT = D_{n50}$  als ruwheidswaarde kunnen worden gekozen. In geval van granulaire verdedigingen moet in CFX voor de grootheid ElogR de waarde 30 worden ingevoerd (voorwaarde voor hydraulisch ruwe wand).
- Er is gezocht naar een grootheid die representatief is voor de stromingsbelasting op de bodemverdediging (representatief voor zowel het stationaire als het dynamische deel). Voorwaarde was dat deze grootheid met een k- $\epsilon$  turbulentie model moest kunnen worden berekend. Uit de voor verschillende stromingssituaties gemaakte berekeningen is de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  als een veelbelovende grootheid naar voren gekomen ( $u$  = tijdgemiddelde stroomsnelheid in x-richting,  $k$  = turbulente kinetische energie). Voor de versterkingsfactor  $\alpha$  (versterking van het aandeel van de turbulente kinetische energie in de stroombelastinggrootheid) zou voorlopig de waarde 6 kunnen worden gekozen. Dit correspondeert in geval van uniforme stroming over een vlak bed met een waarde 6 voor de vergelijkbare versterkingsfactor  $a$  in de grootheid  $(u + a \cdot \sigma_u)$ . De grootheid  $(u + a \cdot \sigma_u)$  stelt de stroomsnelheid inclusief het effect van turbulenties voor. Deze stroomsnelheid moet net als de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  worden beschouwd in een relevant gebied nabij de bodemverdediging. Gedacht moet hierbij worden aan een gebied boven de verdediging met dikte van minimaal enkele malen de steendiameter (bijvoorbeeld minimaal  $5 \cdot D_{n50}$ ).
- Er is een alternatieve stabiliteitsgrootheid  $\Psi_{u-k}$  gedefinieerd:

$$\Psi_{u-k} = \frac{(u + \alpha \sqrt{k})_d^2}{\Delta g D_{n50}}$$

Deze stabiliteitsgrootheid geeft de verhouding van stromingsbelasting en steensterkte. De stromingsbelasting wordt gerepresenteerd met de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  die over een (nog te kiezen) waterlaagdikte  $d$  boven de stenen verdediging wordt gemiddeld; de sterkte van de verdediging wordt, zoals gebruikelijk, gerepresenteerd met het nominale onderwatergewicht  $\Delta g D_{n50}$  ( $\Delta = (\rho_s - \rho)/\rho$ ). De grens tussen stabiliteit en instabiliteit van de verdediging (begin van bewegen) ligt bij een zekere waarde van  $\Psi_{u-k}$ ; deze waarde is, bij een horizontaal vlak bed, in principe onafhankelijk van de beschouwde geometrie.

- Alvorens een definitieve keuze kan worden gemaakt van de waarde van de weegfactor  $\alpha$  en de diepte  $d$  waarover de grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2$  moet worden gemiddeld, dient een groter aantal verschillende stromingssituaties te worden doorgerekend, en dienen de berekeningsresultaten te worden vergeleken met metingen. Daarbij dienen ook driedimensionale stromingen (bijvoorbeeld spuisralen achter een uitlaatwerk) te worden beschouwd.

## Referenties

- Akkerman, G.J., Verheij, H.J. (1998)  
'Literatuurinventarisatie stabiliteitsvoorspellers en -gegevens'  
WL | DELFT HYDRAULICS, rapport Q2395.10, april 1998.
- Escarameia, M., May, R.W.P. (1992)  
'Channel protection; turbulence downstream of structures'  
Hydraulic Research Wallingford, Report SR313, United Kingdom, 1992
- Gunst, M. de (1999)  
'Steenstabiliteit in een turbulente stroming achter een afstap'  
Afstudeerrapport TUD, september 1999.
- Hinze, J.O. (1975)  
'Turbulence'  
McGraw-Hill Classic Textbook Reissue Series, 1975.
- Jagers, H.R.A. en Schijndel, S.A.H. van (2000)  
'3D rekenen rondom constructies'  
WL | DELFT HYDRAULICS, rapport Q2487, november 2000.
- Nakagawa, H. and Nezu, I. (1987)  
'Experimental investigation on turbulent structure of backward-facing step flow in an open channel'  
Journal of Hydraulic Research, Vol 25, no 1, 1987
- Rijn, L.C. van (1984)  
'Sediment transport. Part I: Bed load transport'  
Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 110, no 10, October 1984.
- Rodi, W. (1984)  
'Turbulence models and their application in hydraulics - A state of the art review'  
Institut für Hydromechanik, University of Karlsruhe, Karlsruhe, Germany, 1984.
- Rijkswaterstaat (1995)  
'Handleiding voor het ontwerpen van granulaire bodemverdedigingen achter tweedimensionale uitstroombouwwerken'  
Doc. nr. BOD-R-95002, Rijkswaterstaat, Bouwdienst / Dienst Weg- en Waterbouwkunde, februari 1995.
- Schlichting, H. (1968)  
'Boundary-layer theory'  
McGraw-Hill Book Company, New York, sixth edition, 1968
- Uittenbogaard, R.E. (1999)  
'Analysis of turbulence properties at the onset of mobility of particulate bed material'  
WL | DELFT HYDRAULICS, draft report Q2539.20, November 1999.
- Uittenbogaard, R.E., Hoffmans, G.J.C.M., Akkerman, G.J. (1999)  
'Turbulence schematization for stone stability assessment'  
WL | DELFT HYDRAULICS, report Q2395.30, November 1999.
- Werf, A. van der (1966)  
'Stroombestendigheid sluitgatrempel. Stabiliteit los materiaal achter een dam met brede kruin'  
WL | DELFT HYDRAULICS, rapport modelonderzoek M711, deel IV, juni 1966.
- WL | DELFT HYDRAULICS (2000)

● 'Stone stability. Progress report February 2000'  
Report Q2539, February 2000.





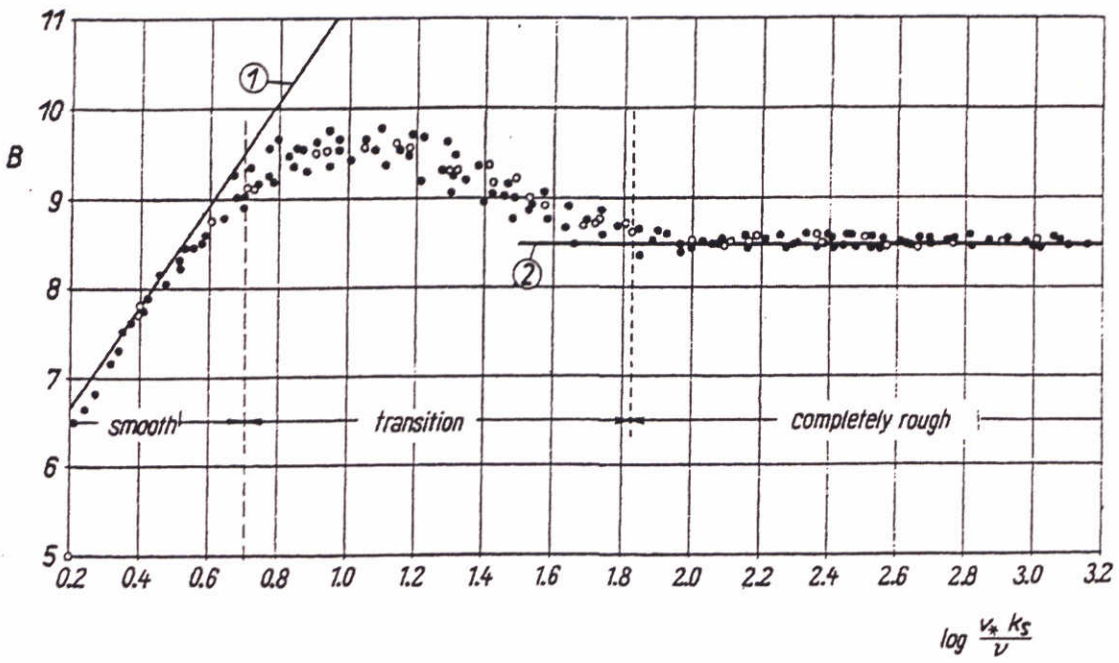
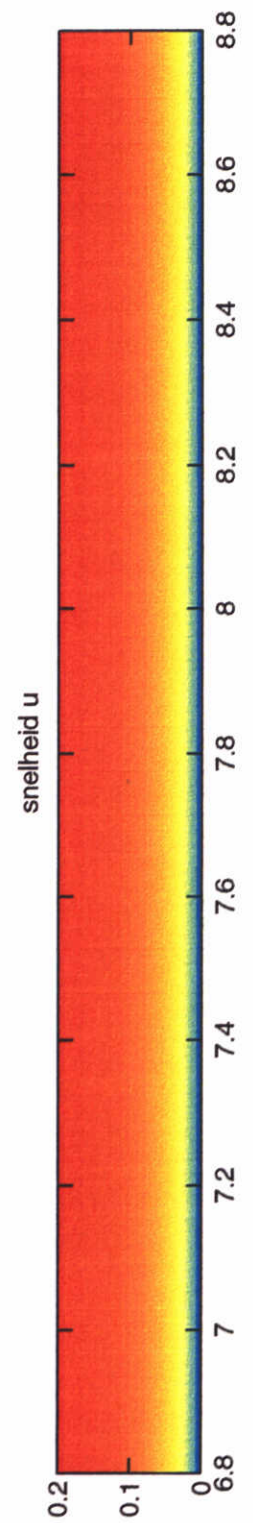
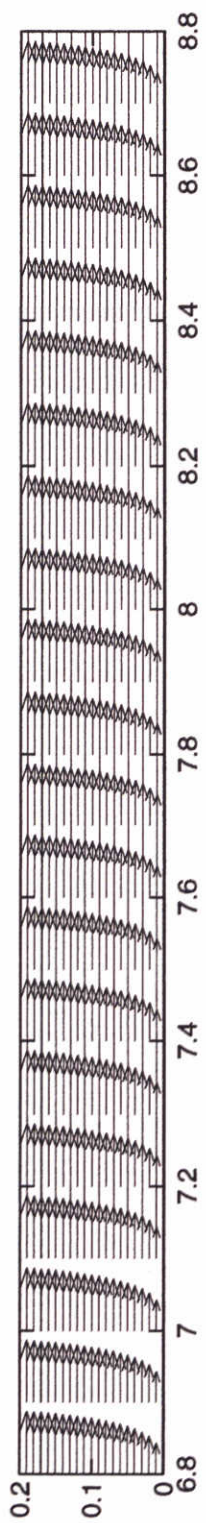
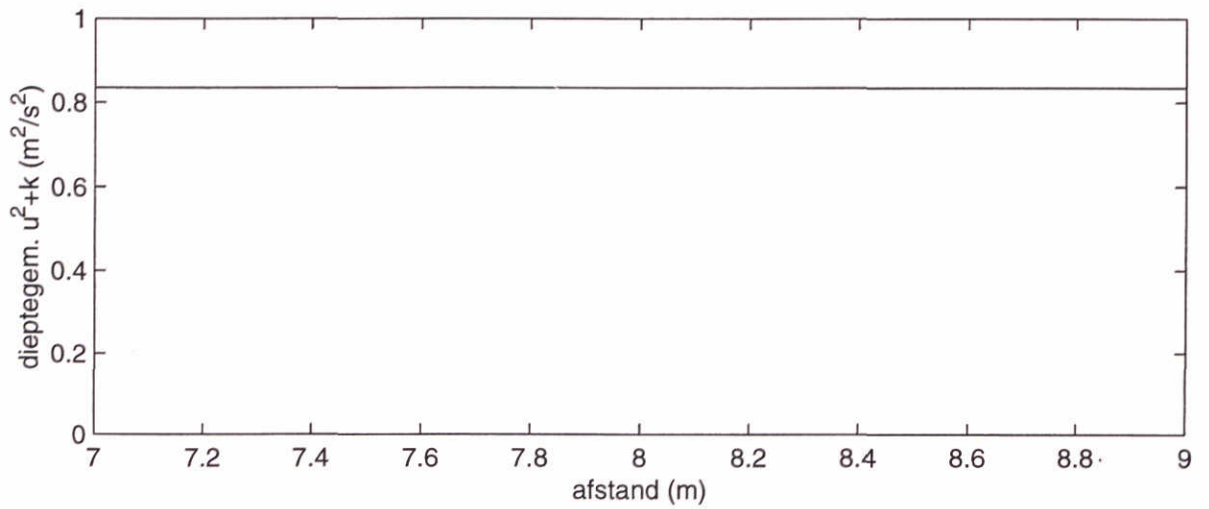
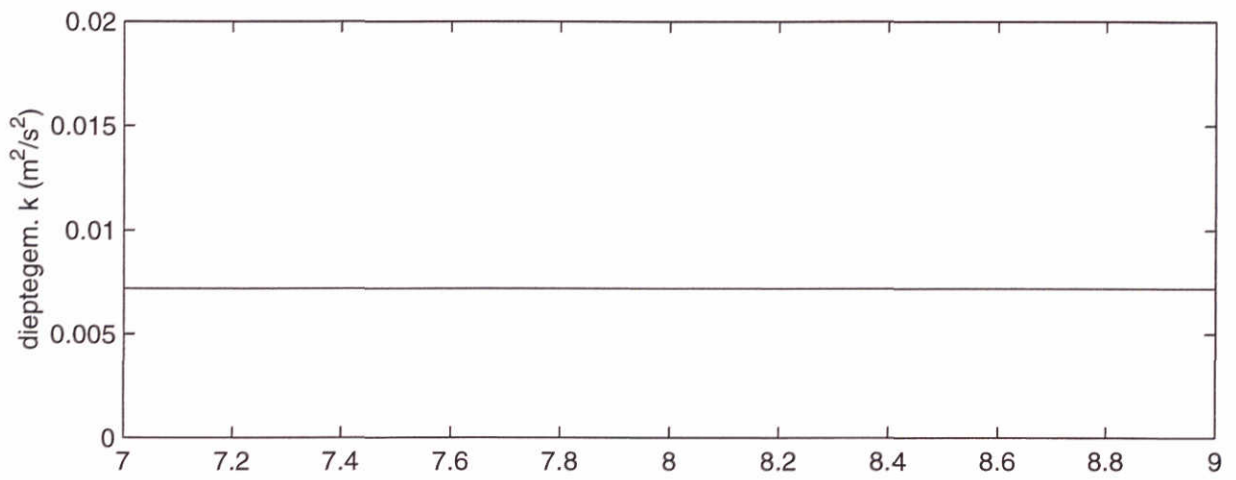
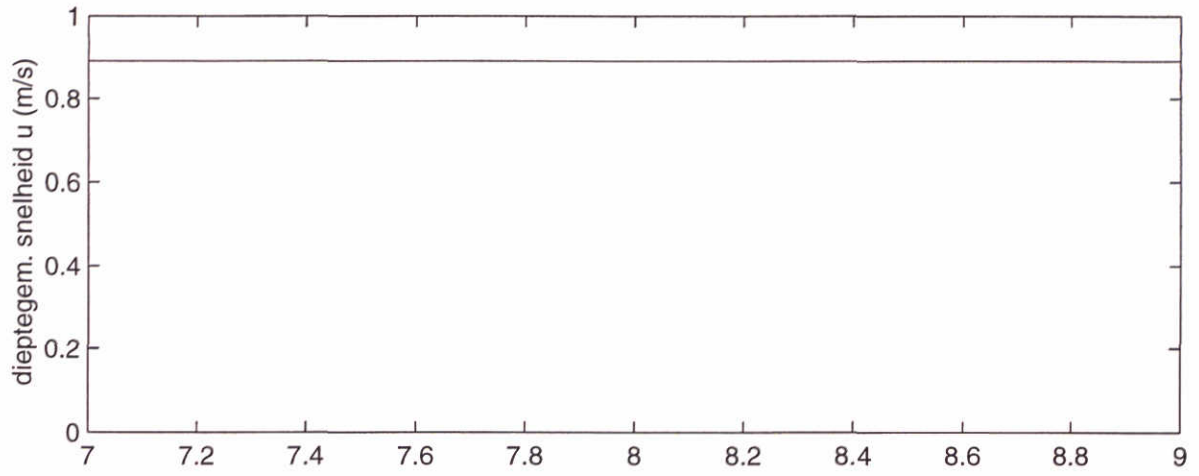
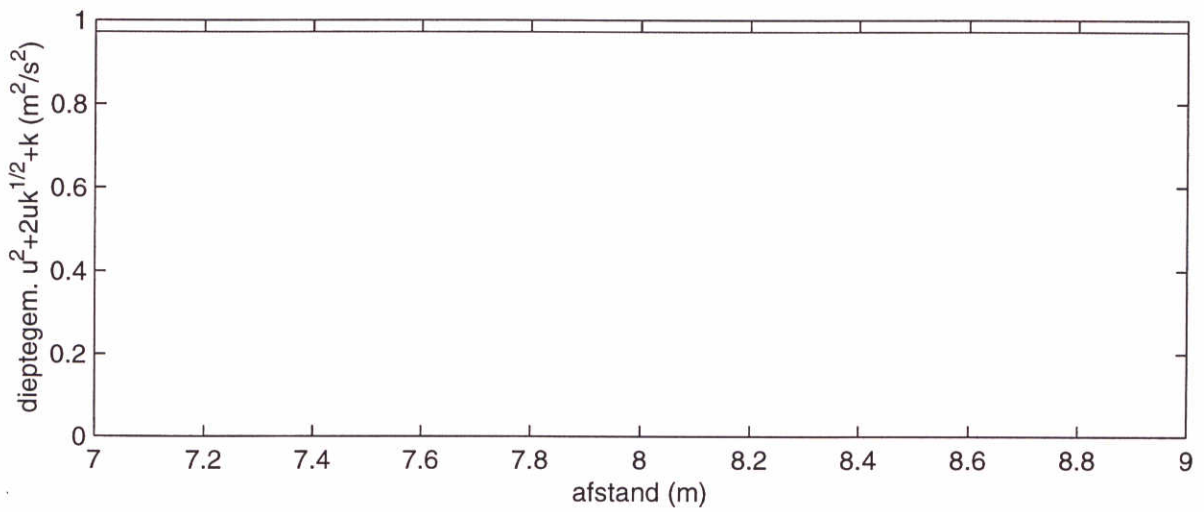
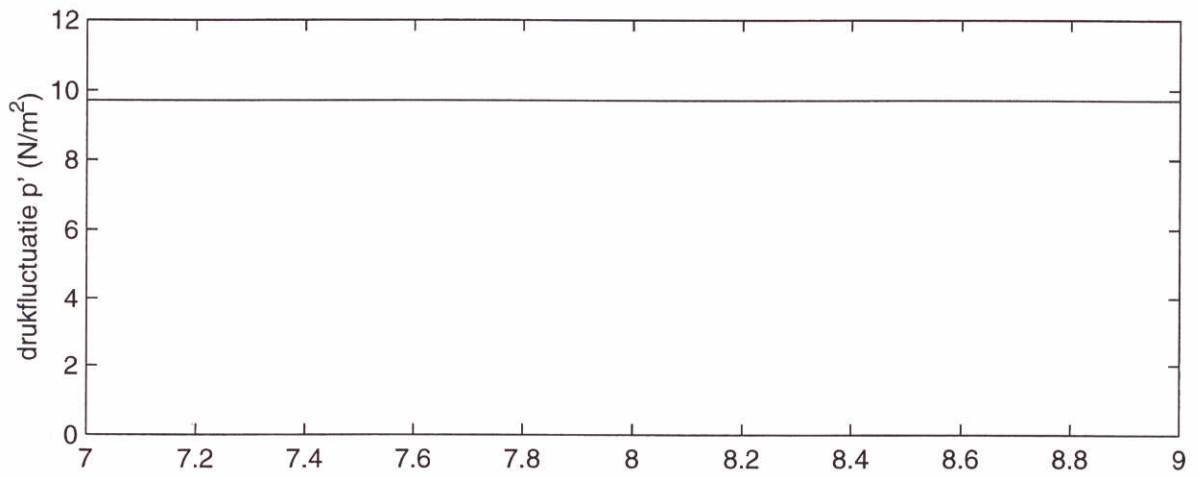
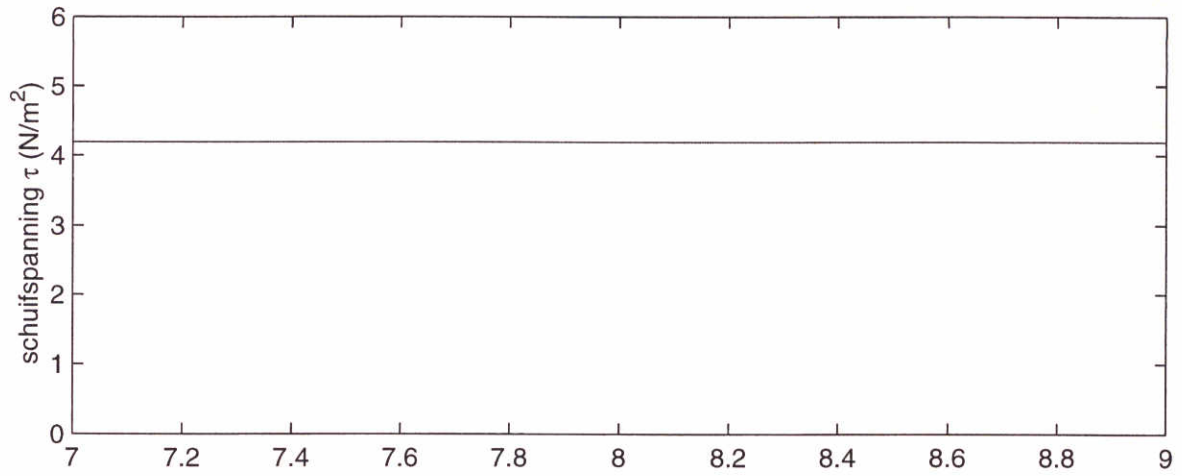


Fig. 4.1

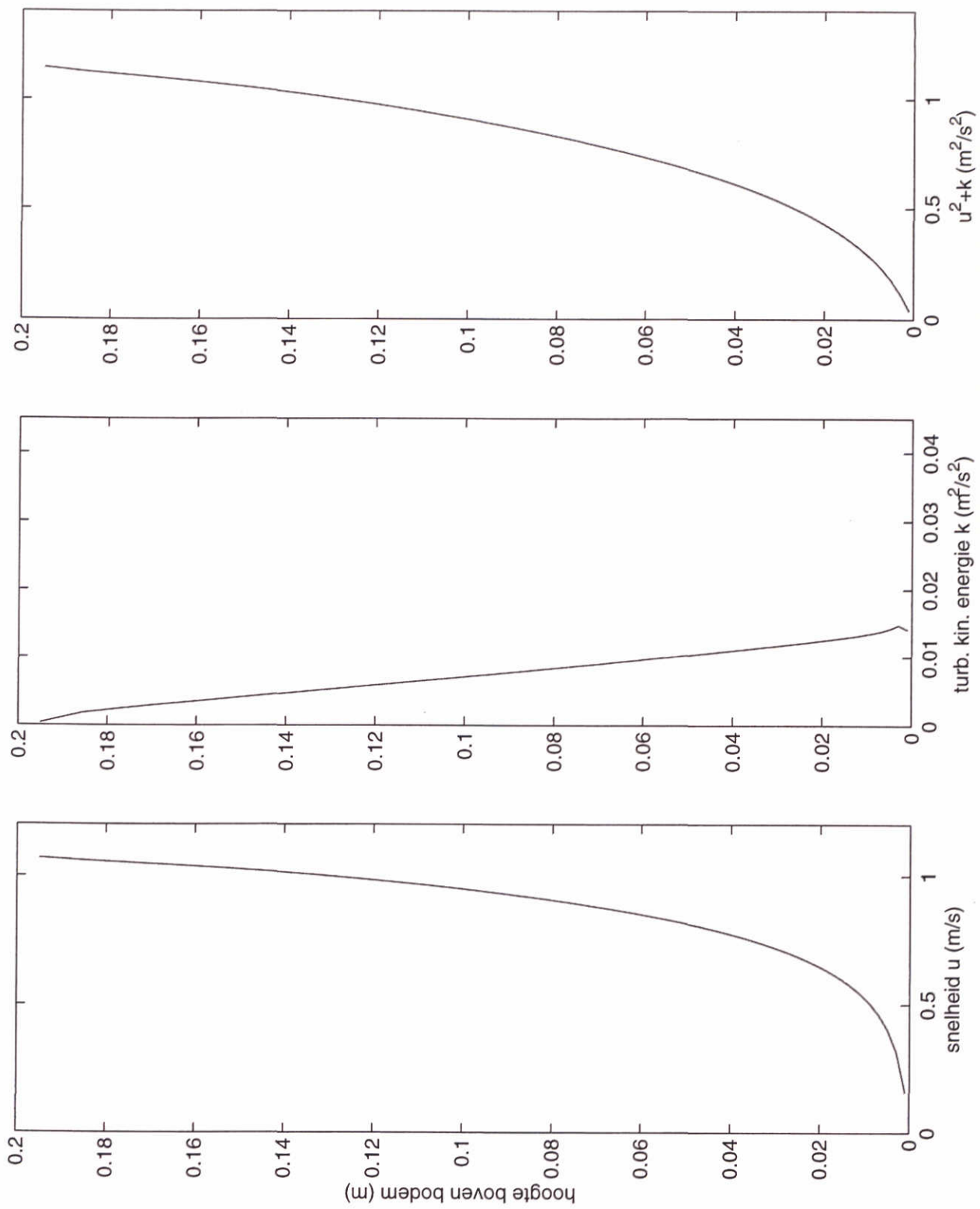




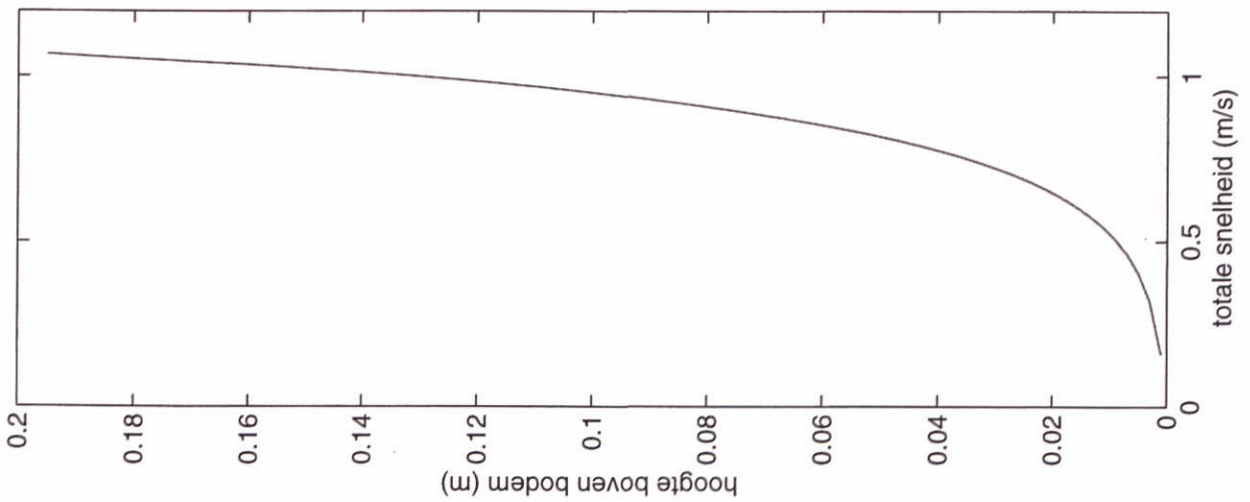
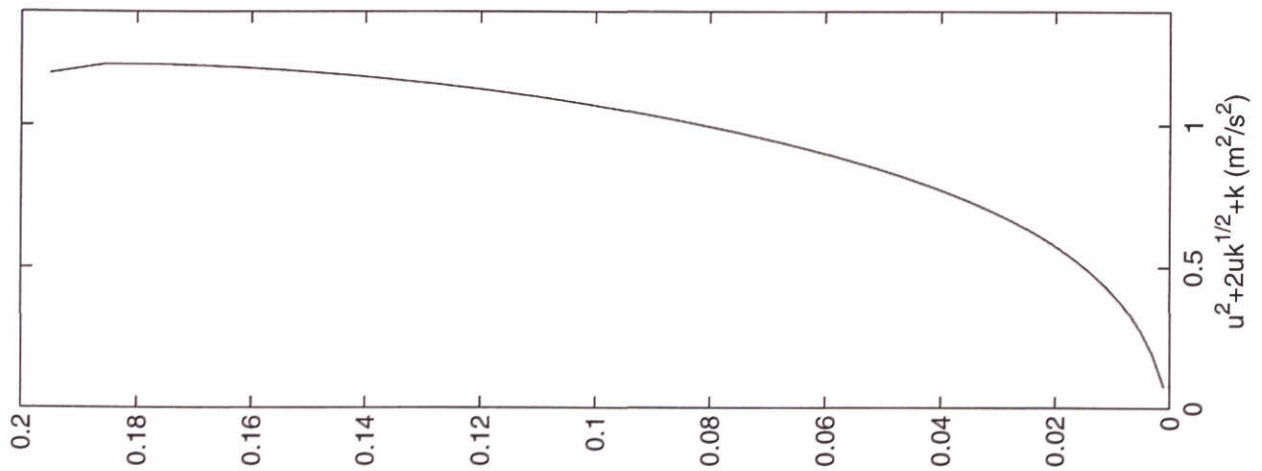
	m18	
WL   DELFT HYDRAULICS		
		7.16



	m18	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.1c

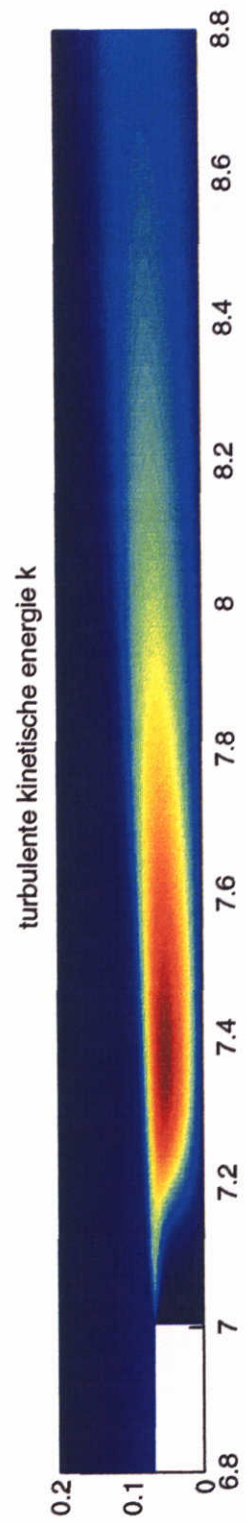
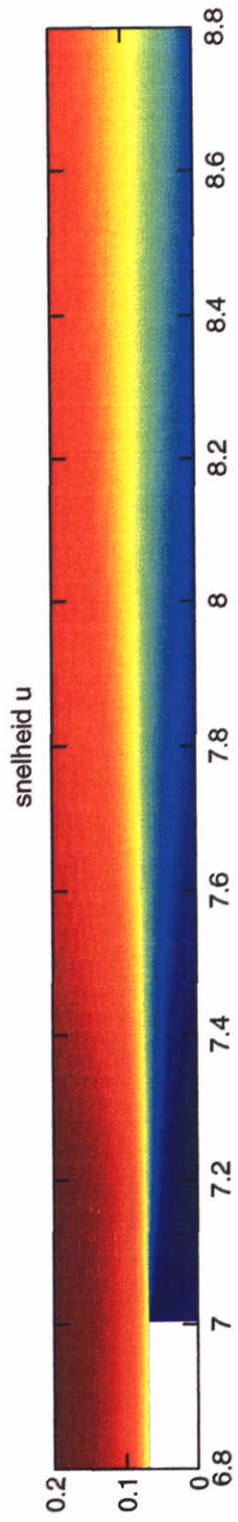
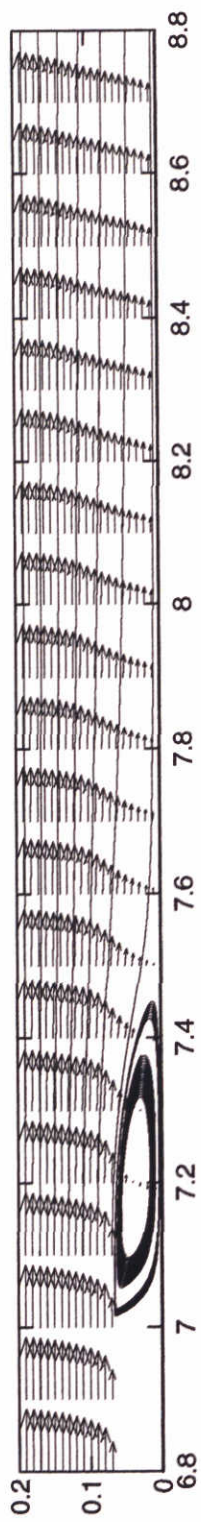


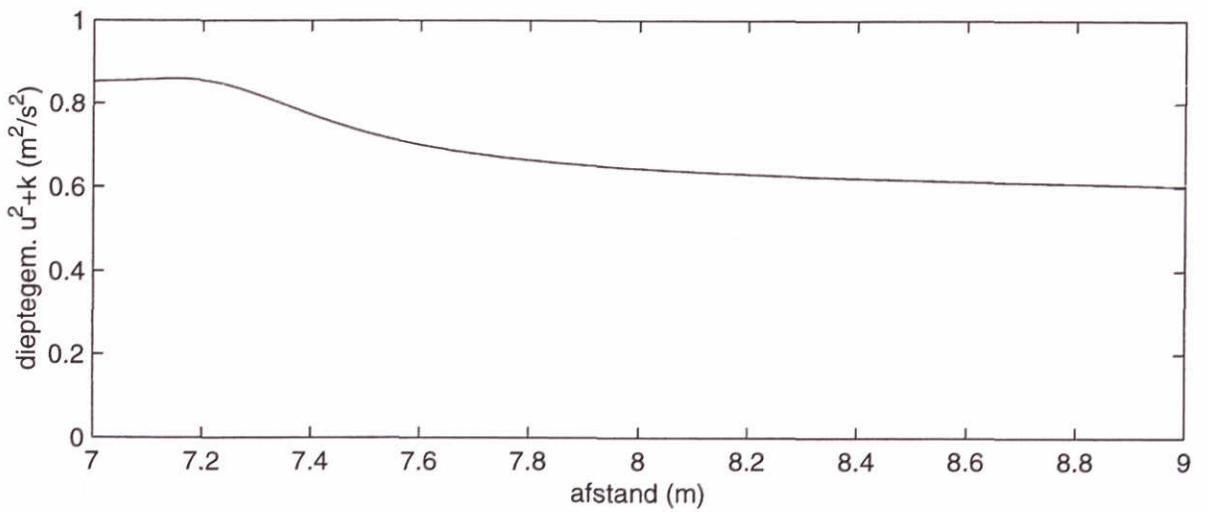
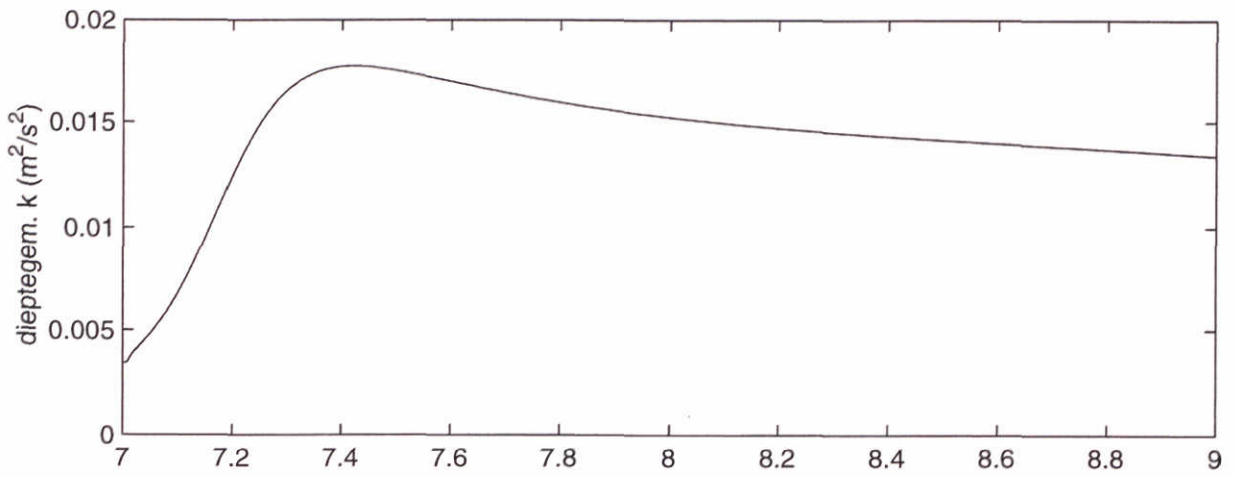
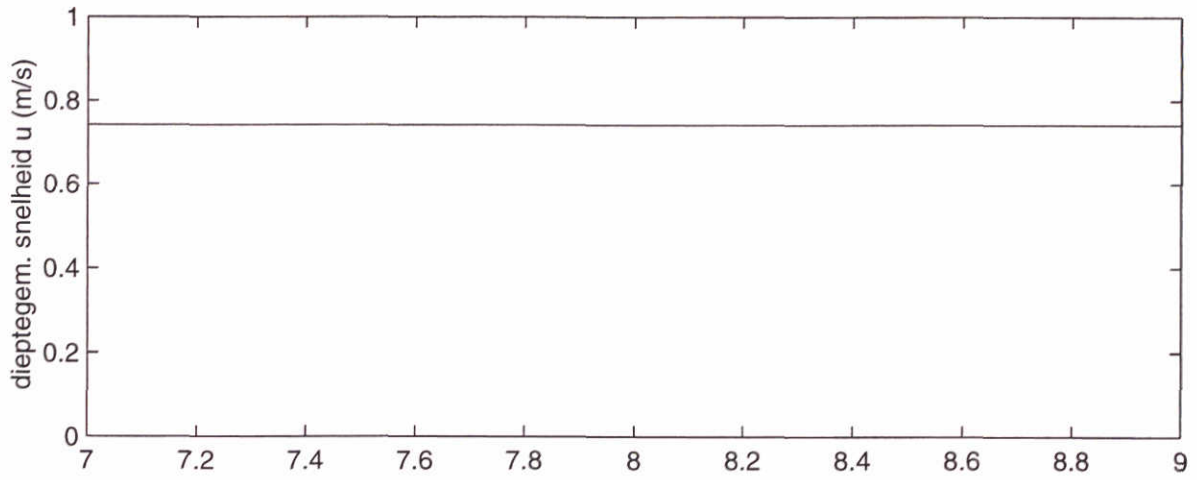
WL   DELFT HYDRAULICS	m18	$x = 7.55 \text{ m}$
		7.1 d



m18

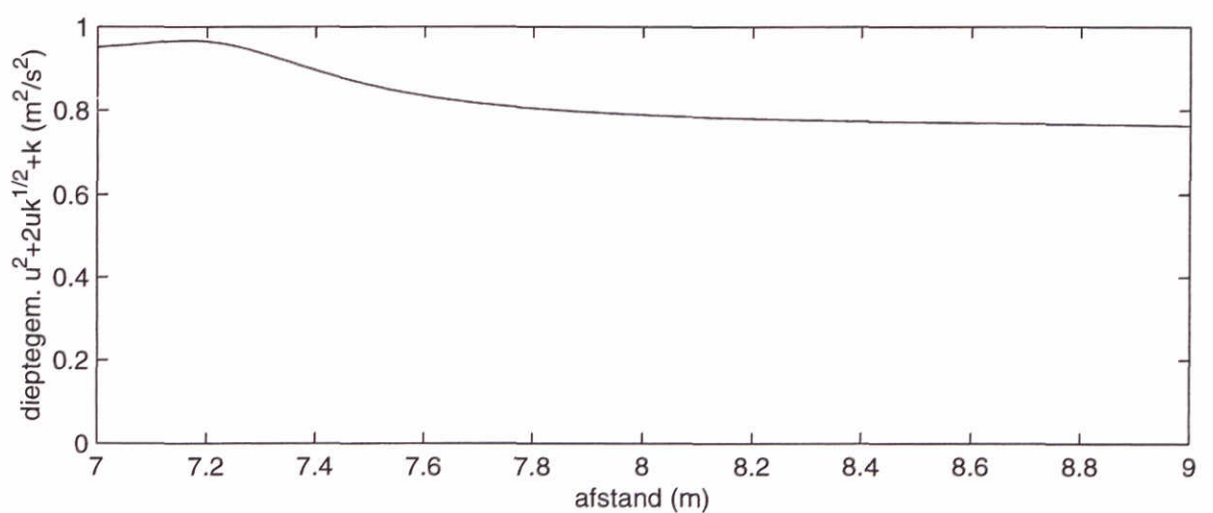
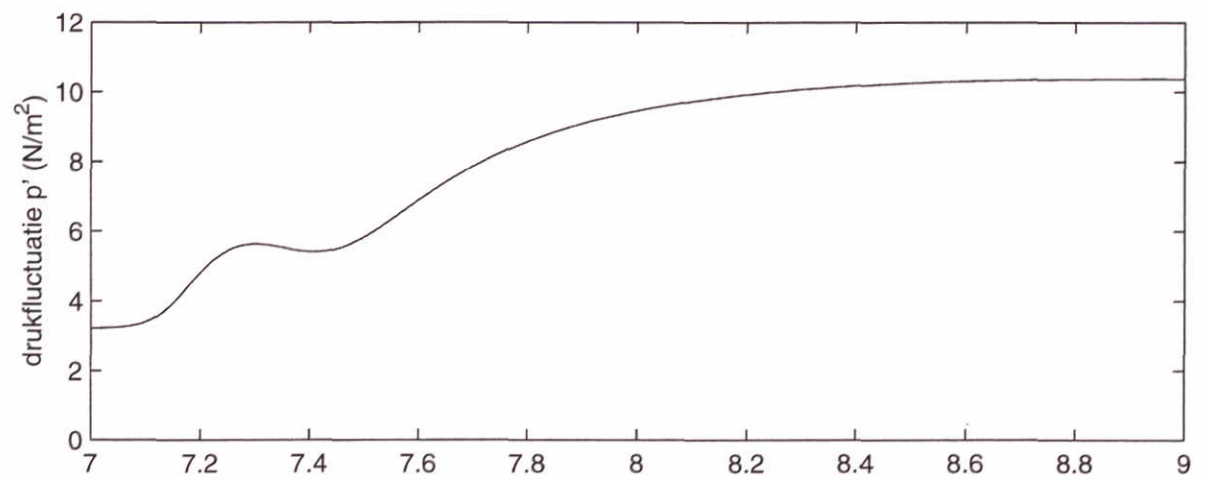
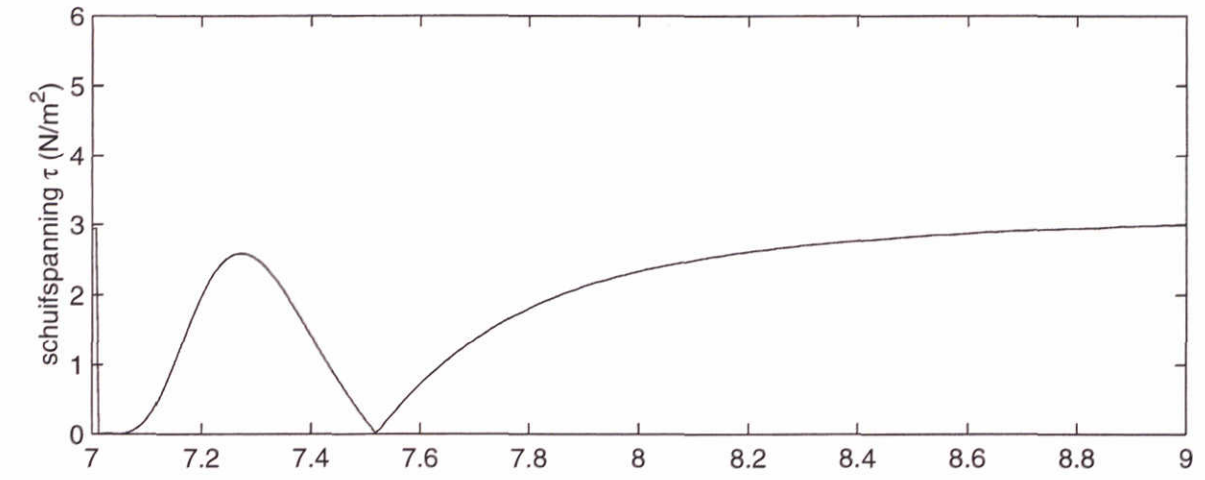
$x = 7.35$  m



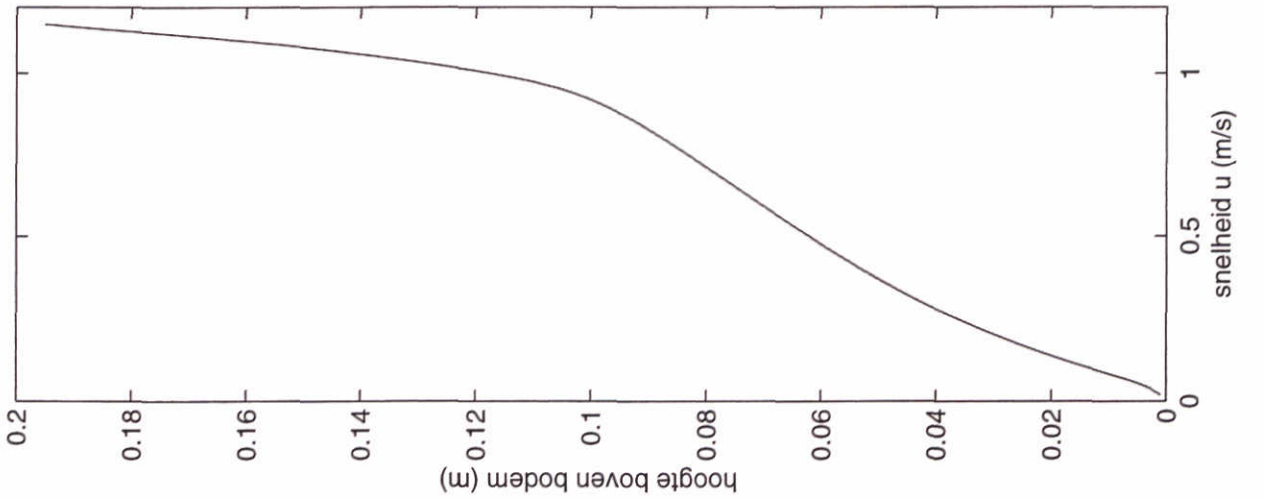
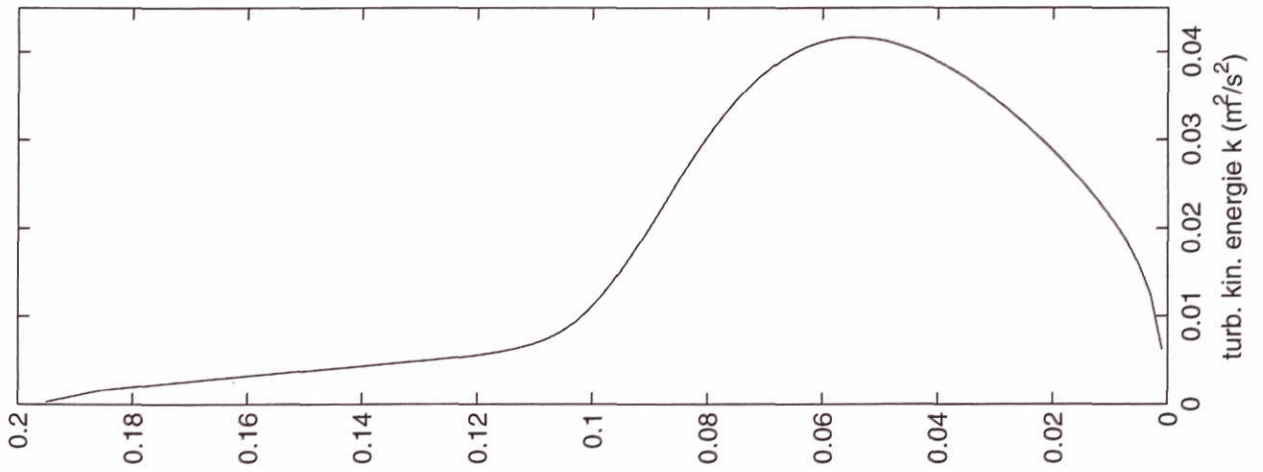
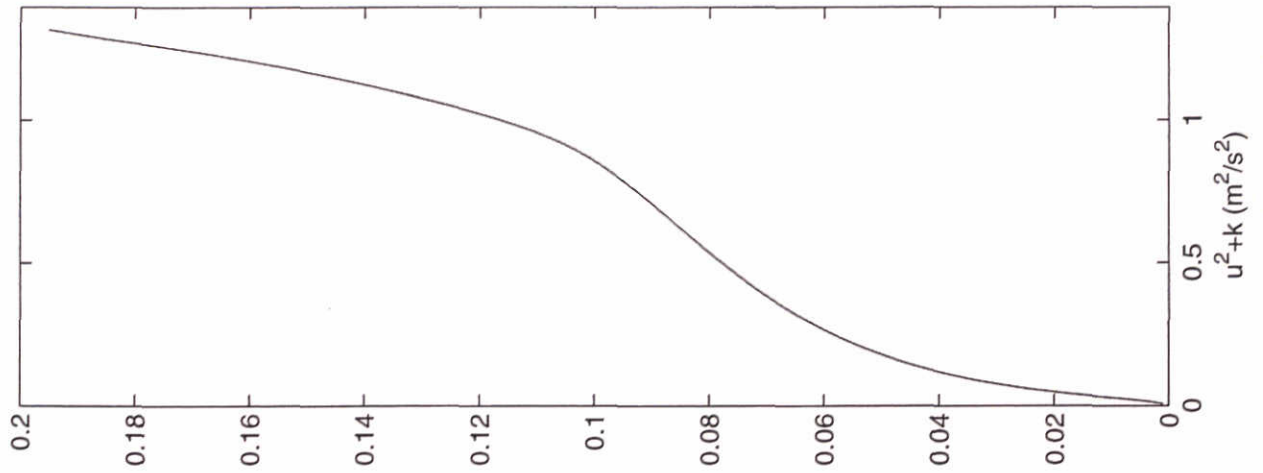


m19

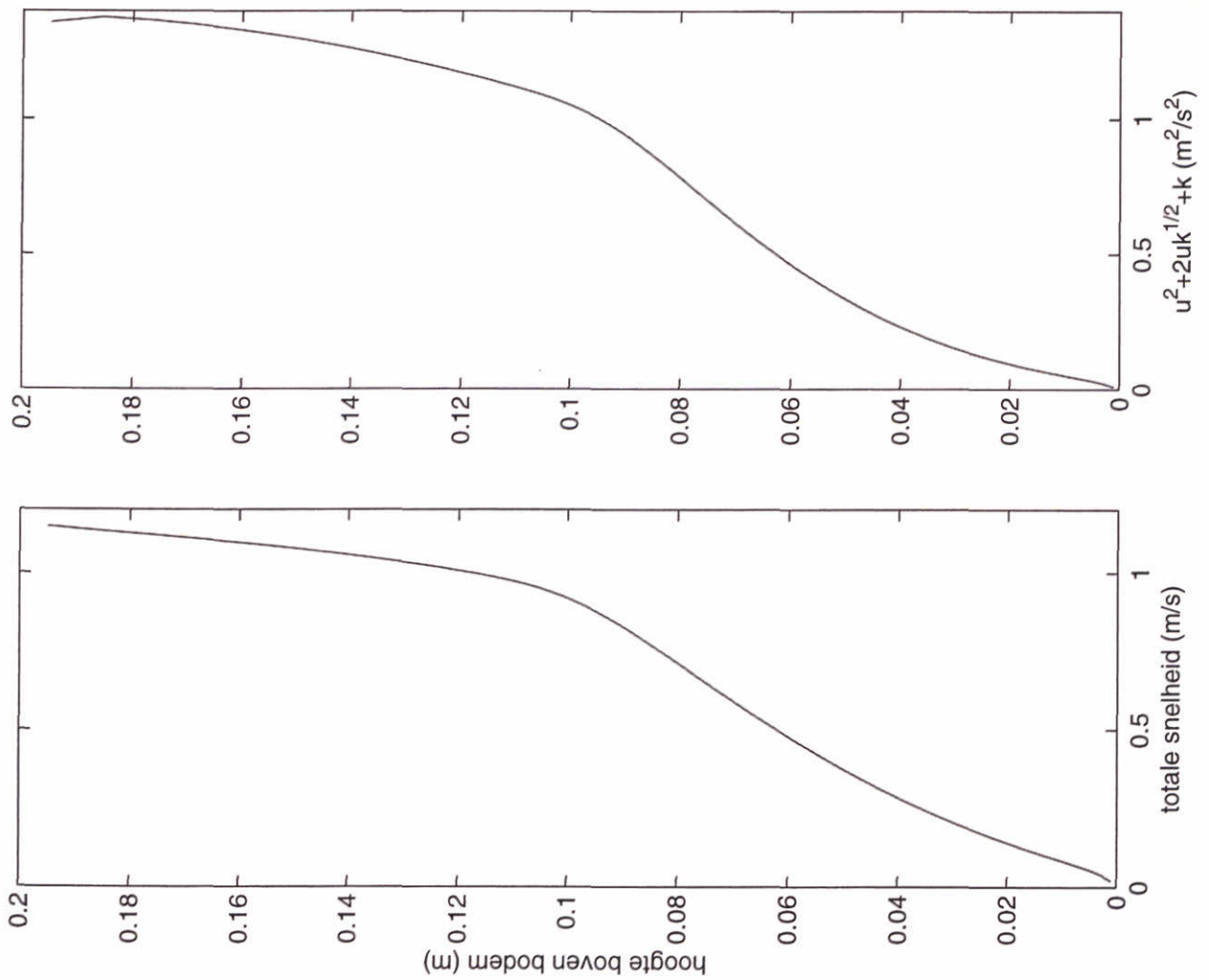




	m19	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.2c

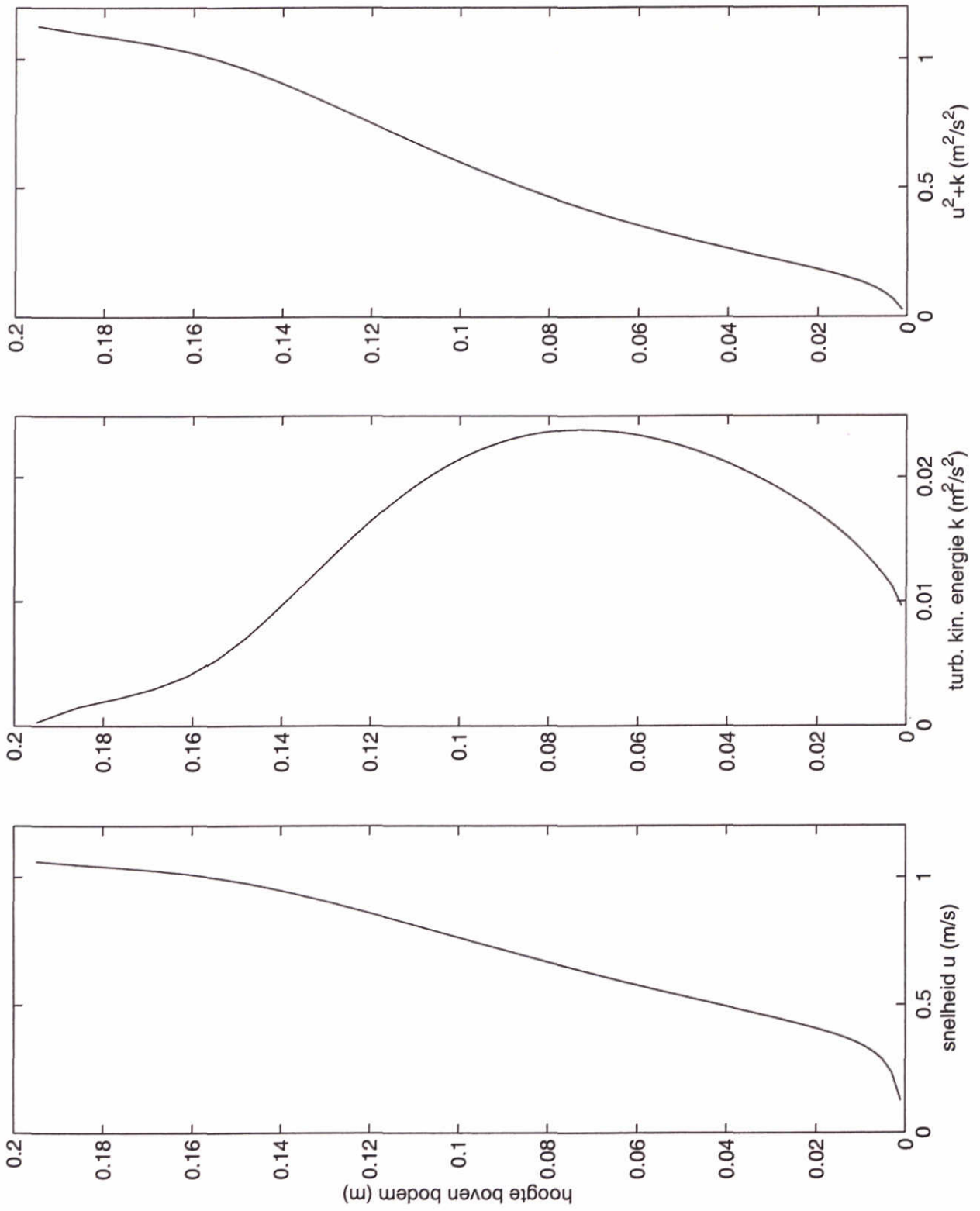


WL   DELFT HYDRAULICS	m19	$X = 7.55 \text{ m}$
		7.2d

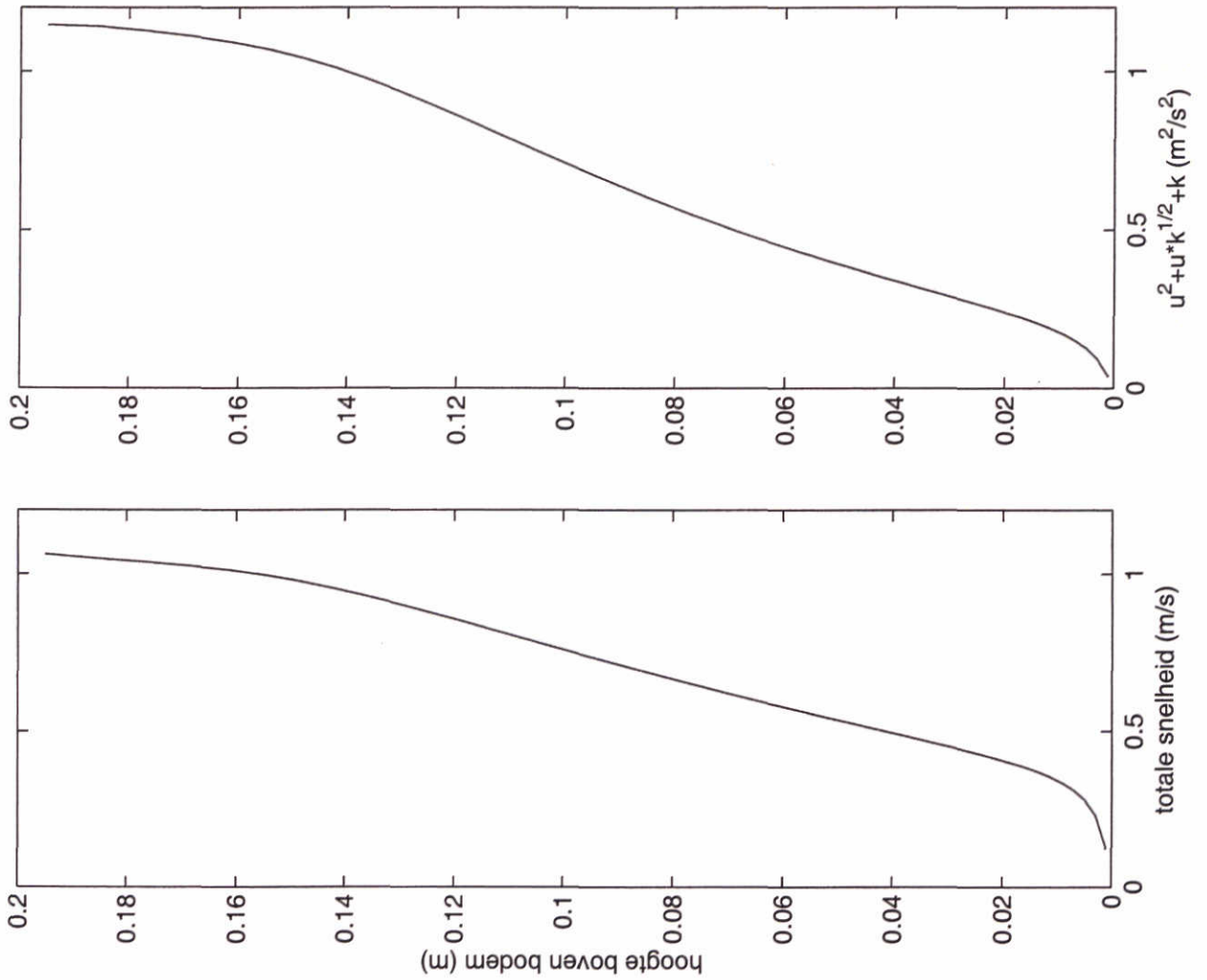


m19

$x = 7.55 \text{ m}$

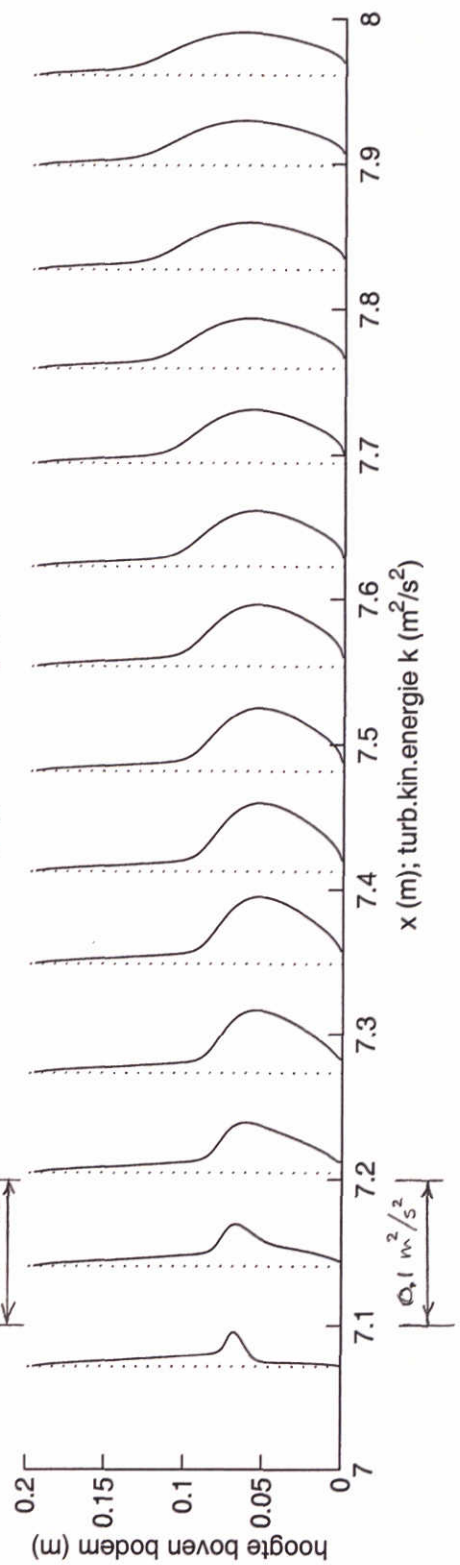
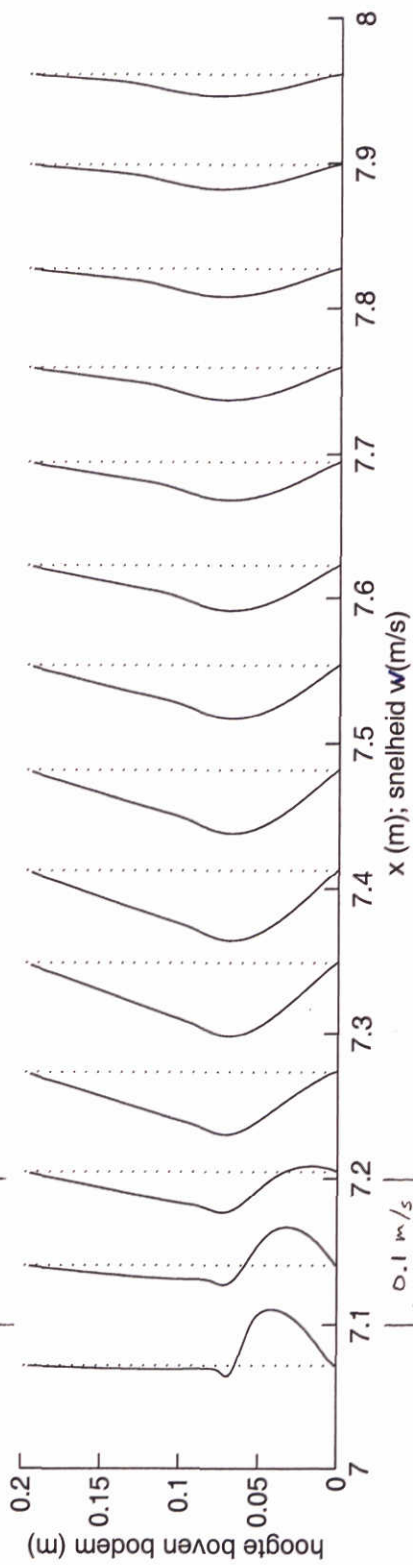
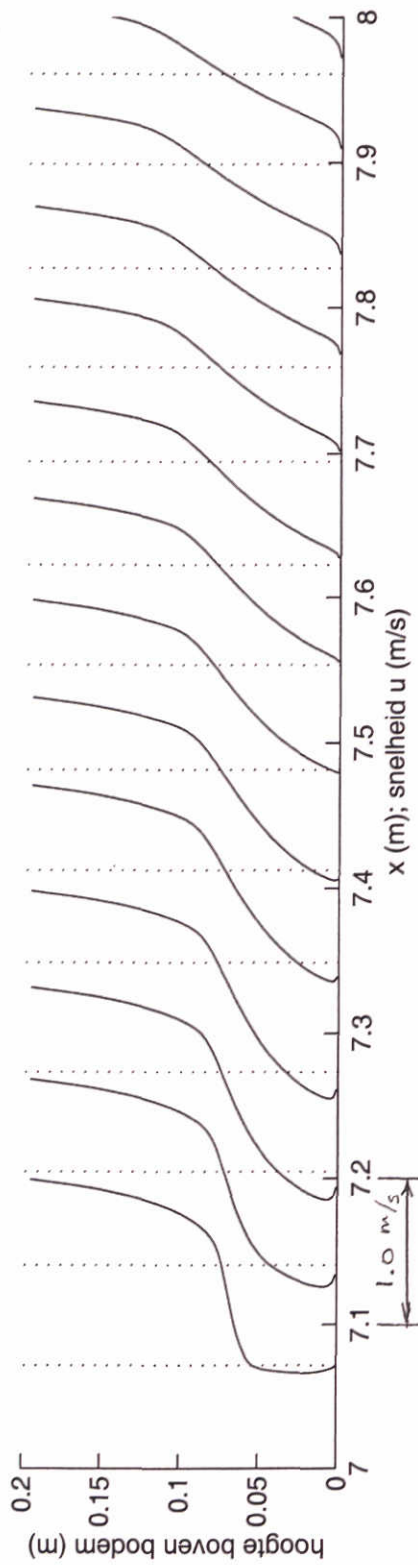


WL   DELFT HYDRAULICS	m19	$x = 0.30 \text{ m}$
		7.2f

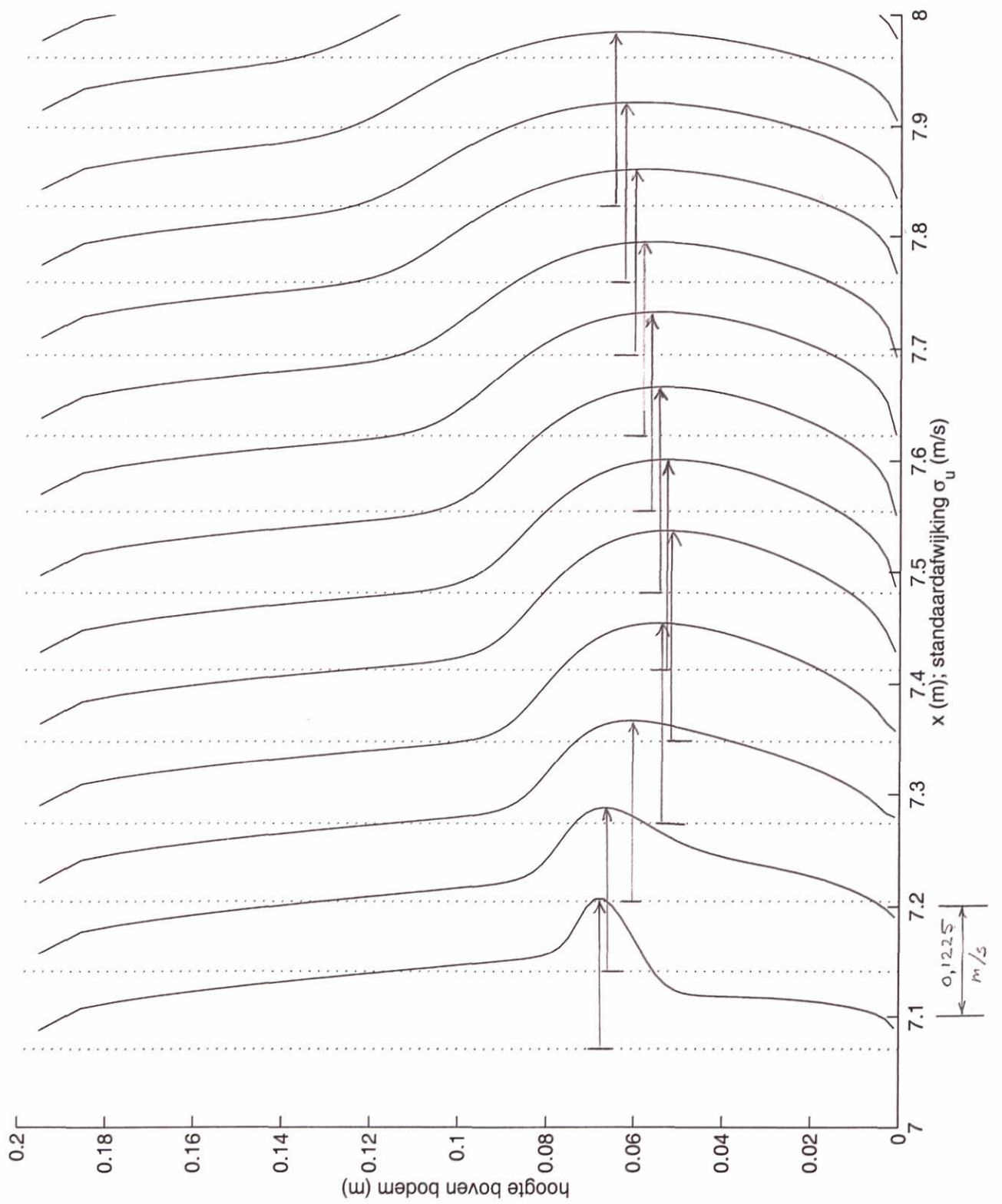


m19

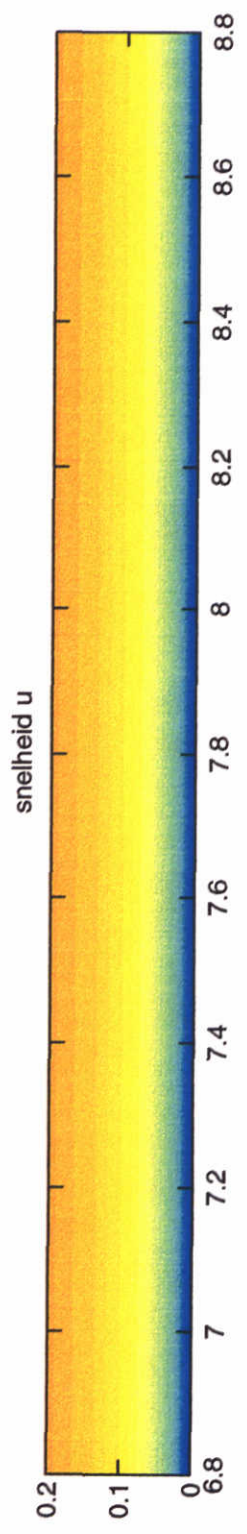
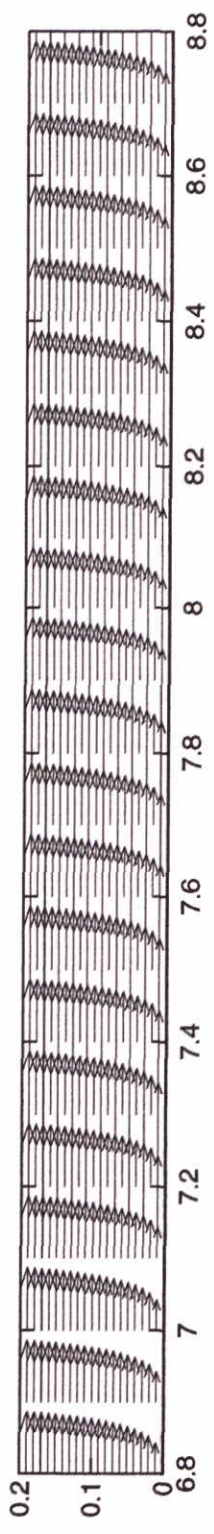
$x = 0.30 \text{ m}$



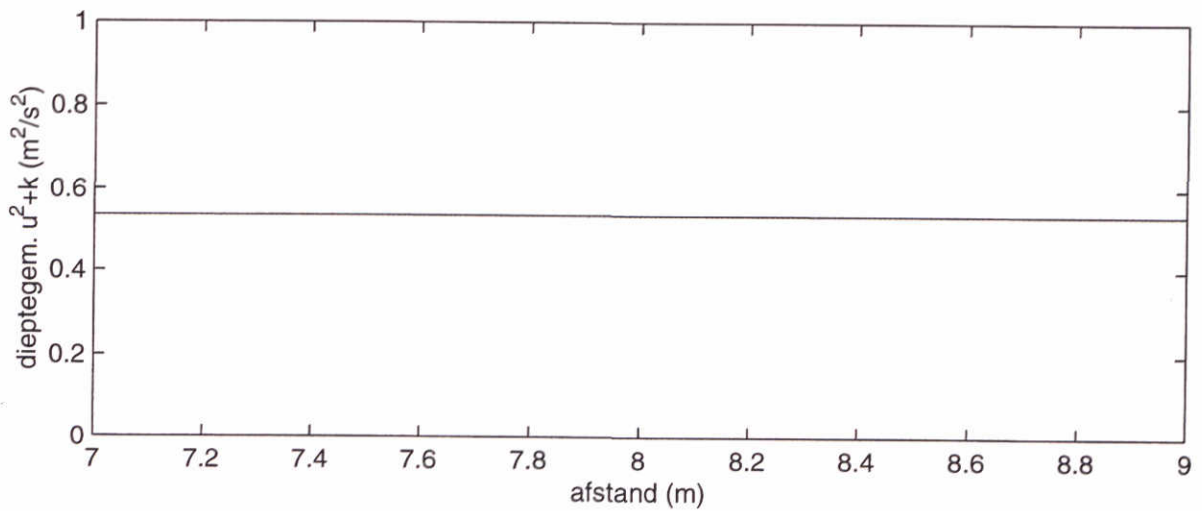
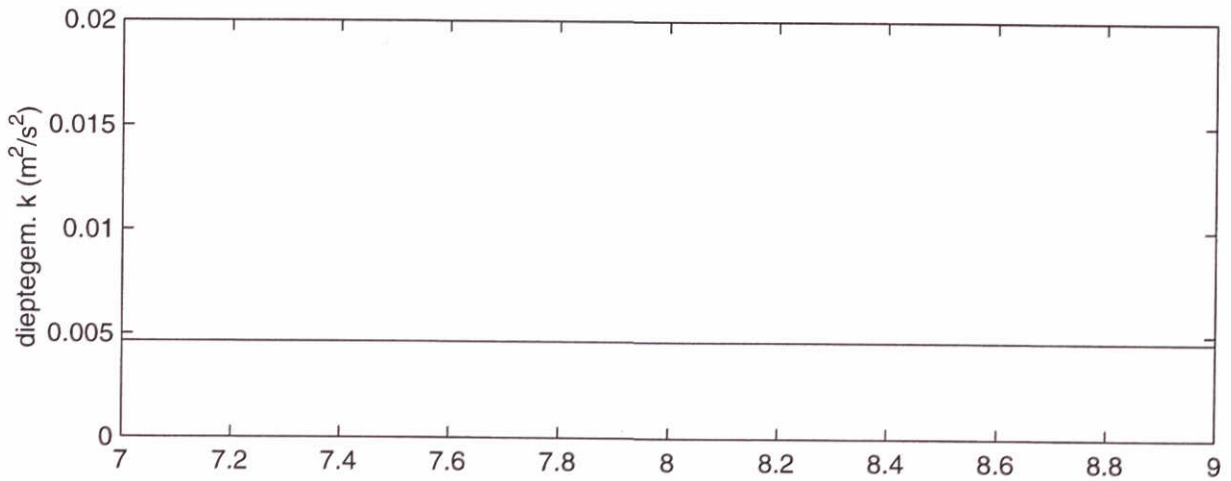
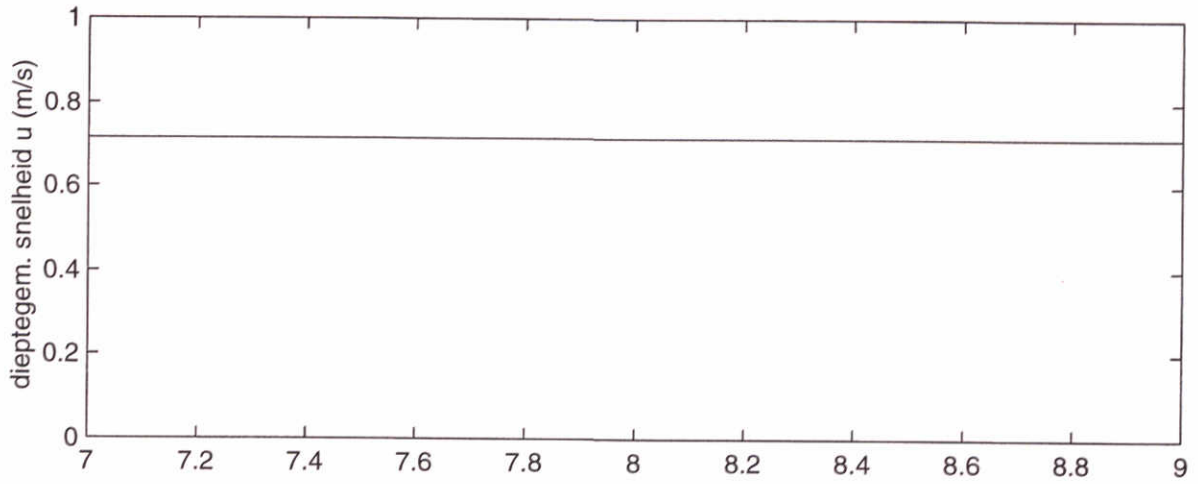
m19



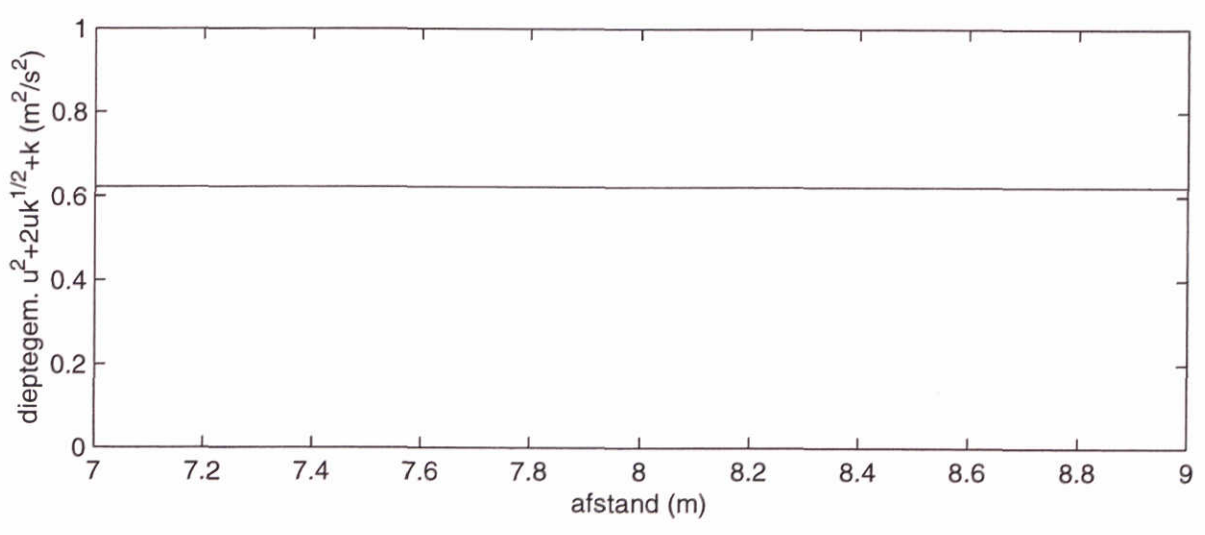
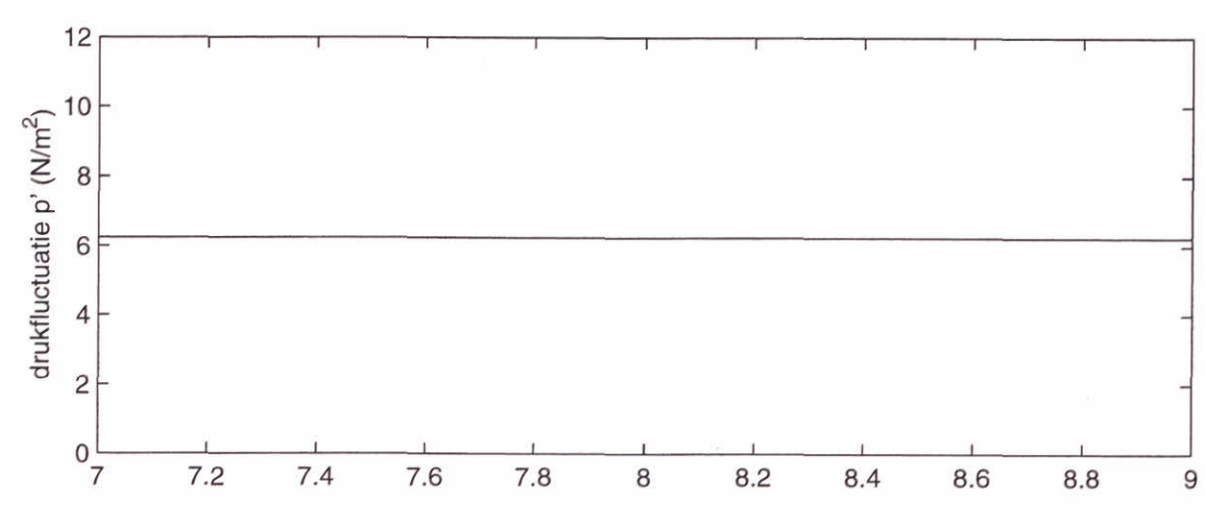
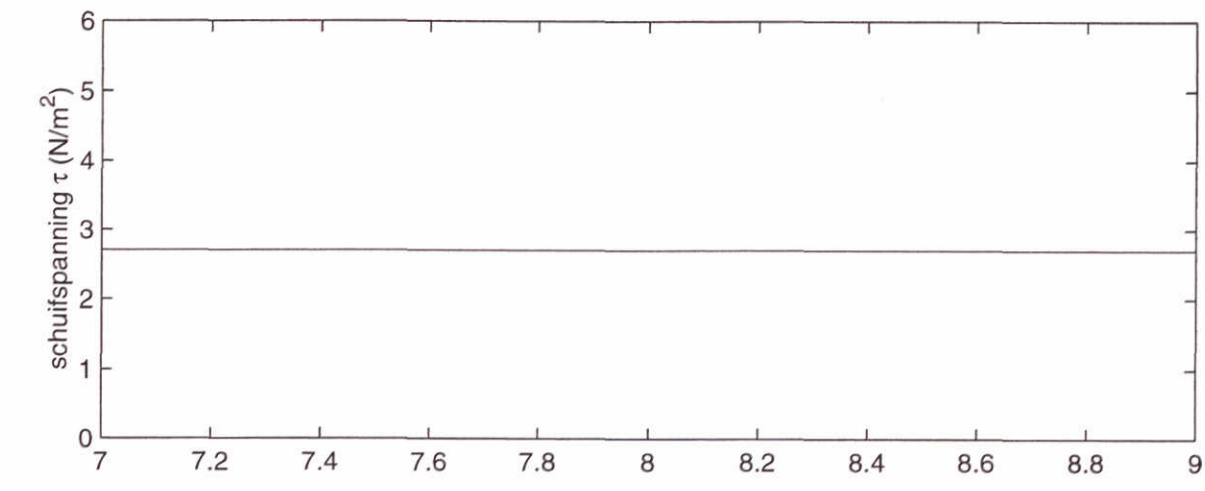
m19



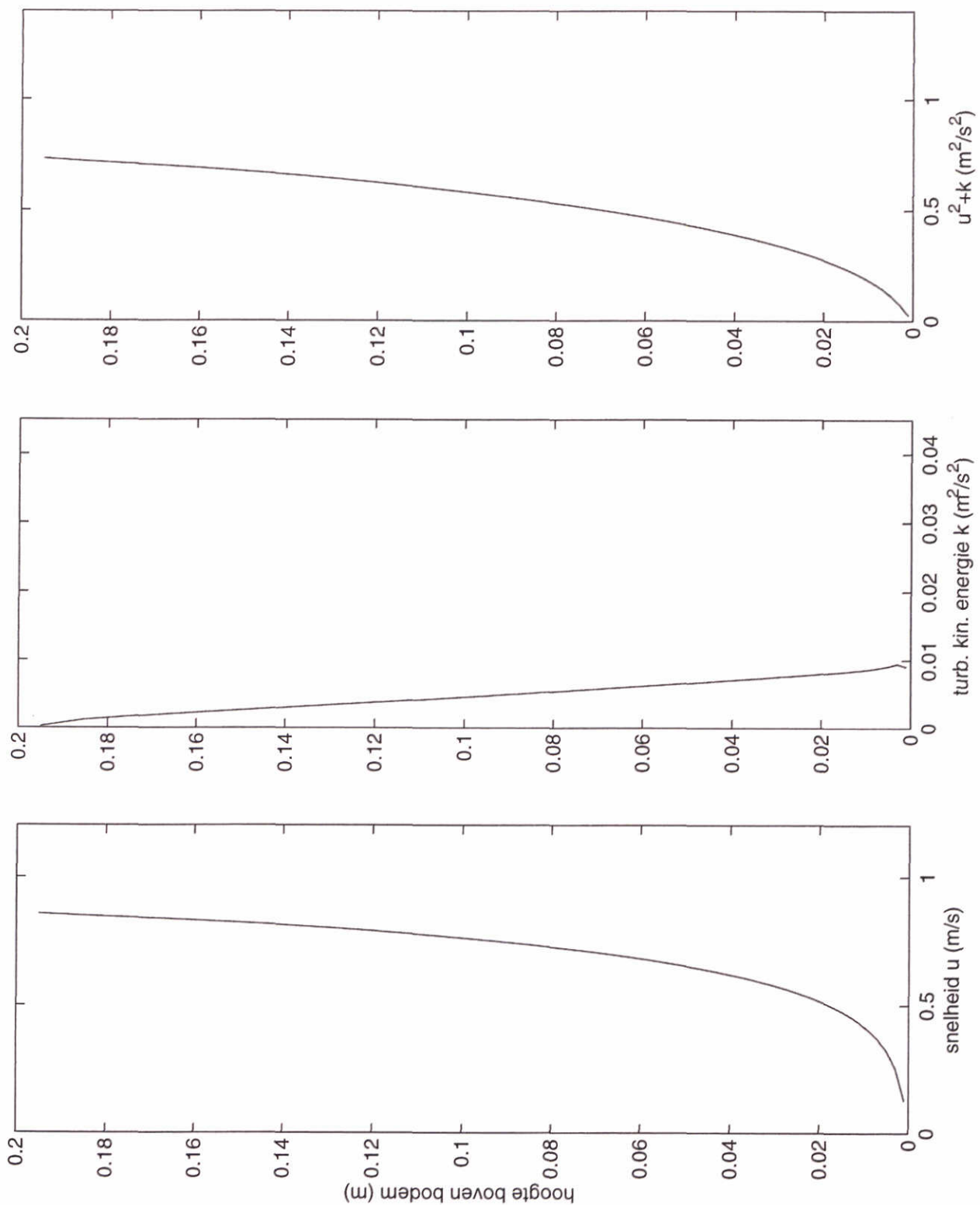




	m22	
WL I DELFT HYDRAULICS		
		7.36

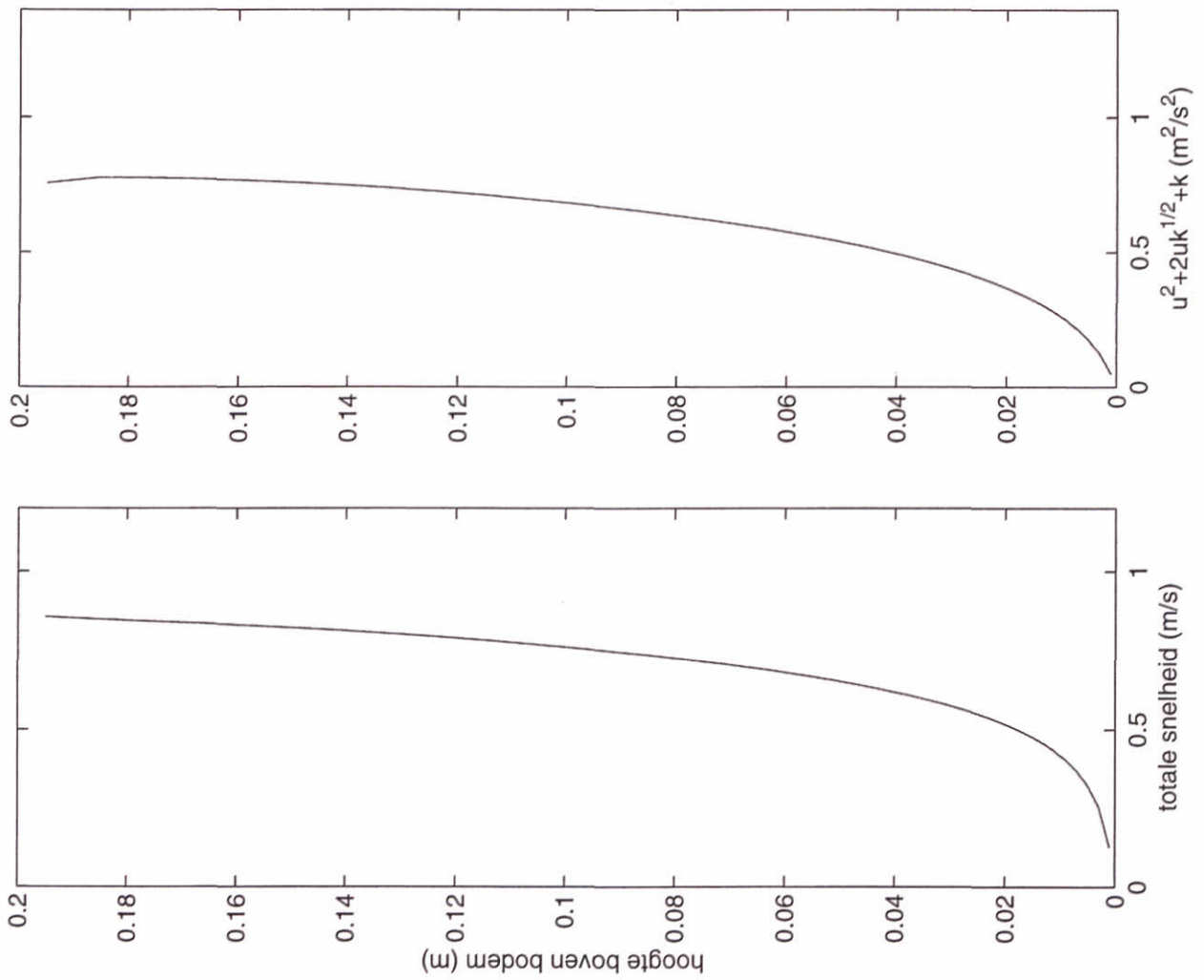


	m22	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.3c



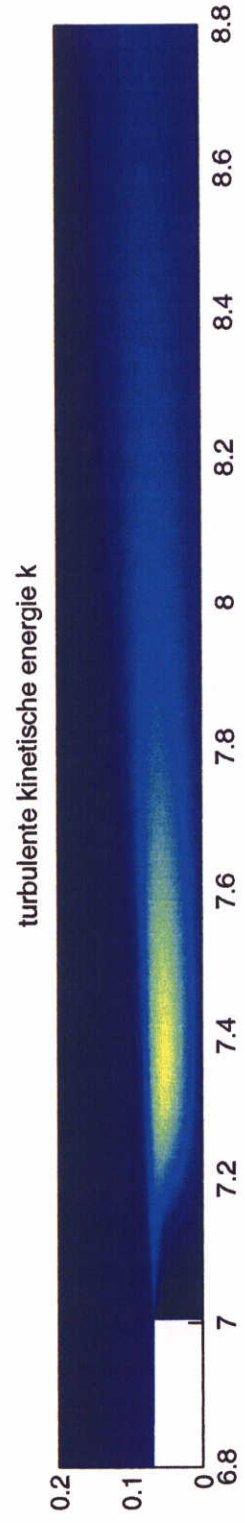
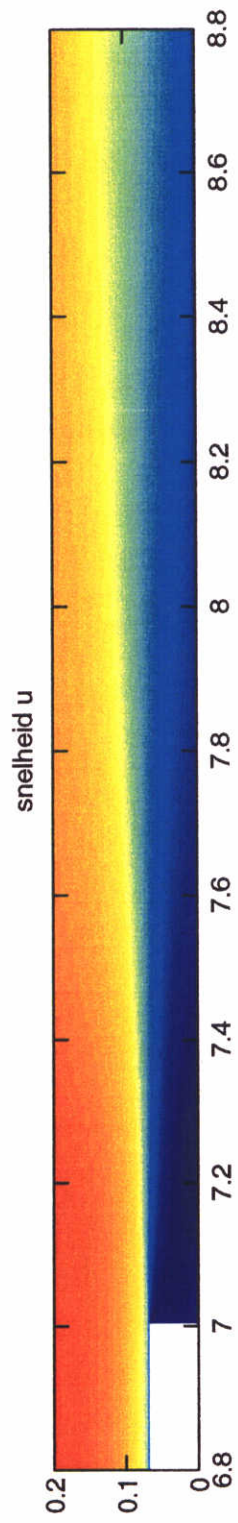
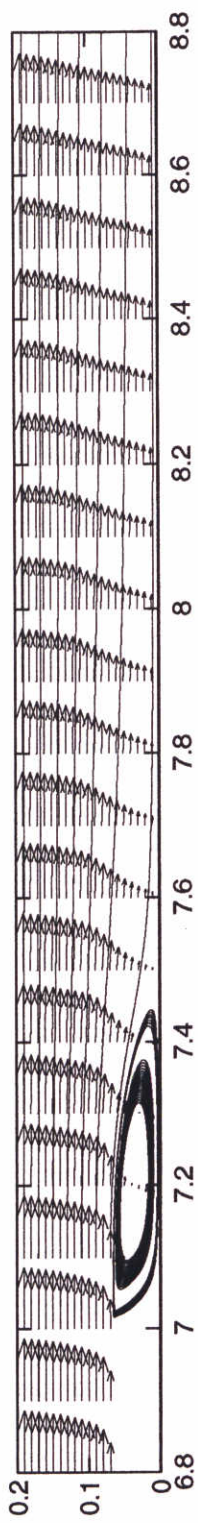
m22

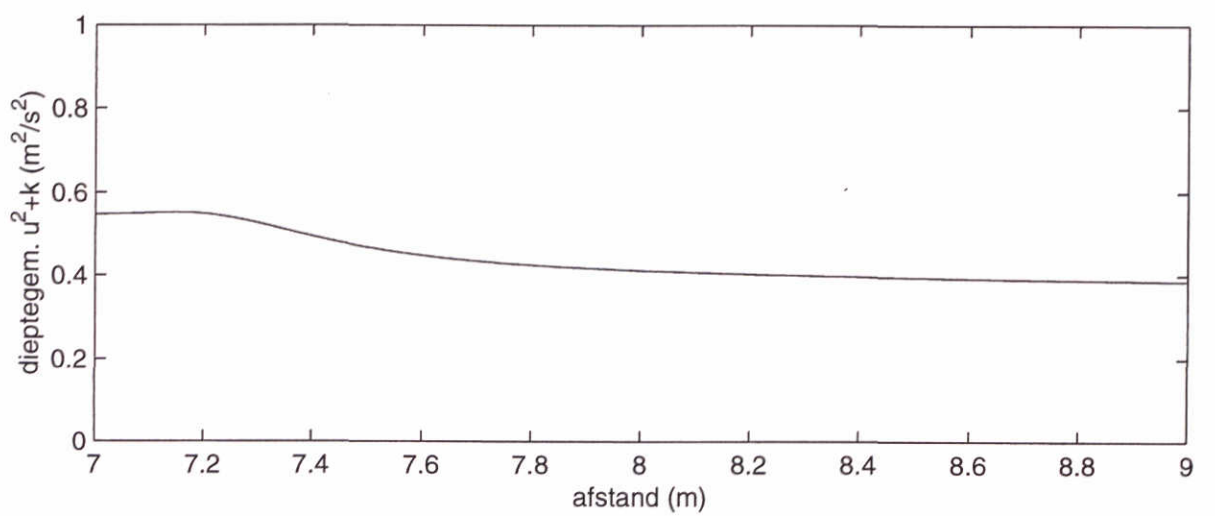
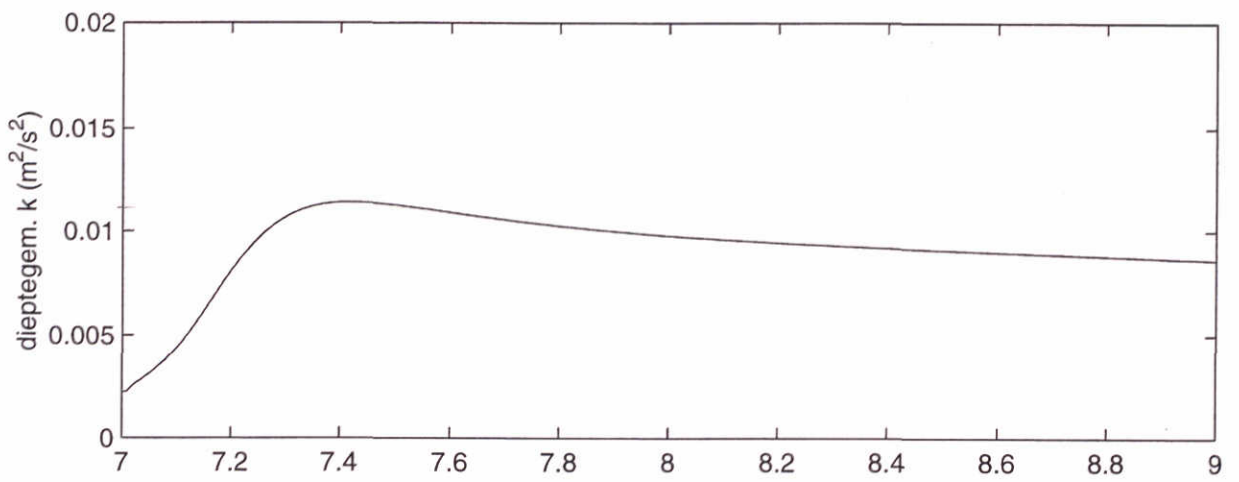
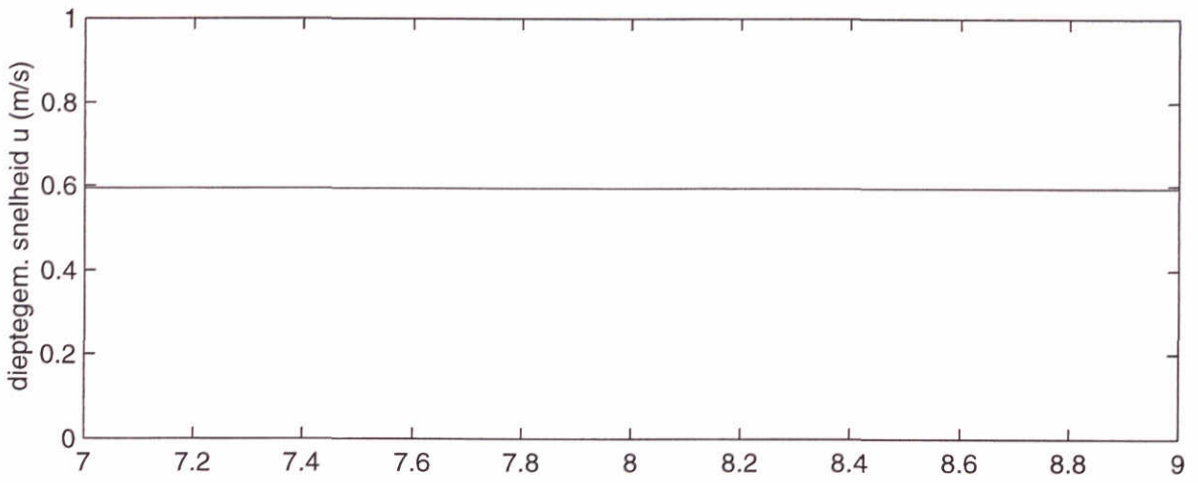
$x = 7.55 \text{ m}$



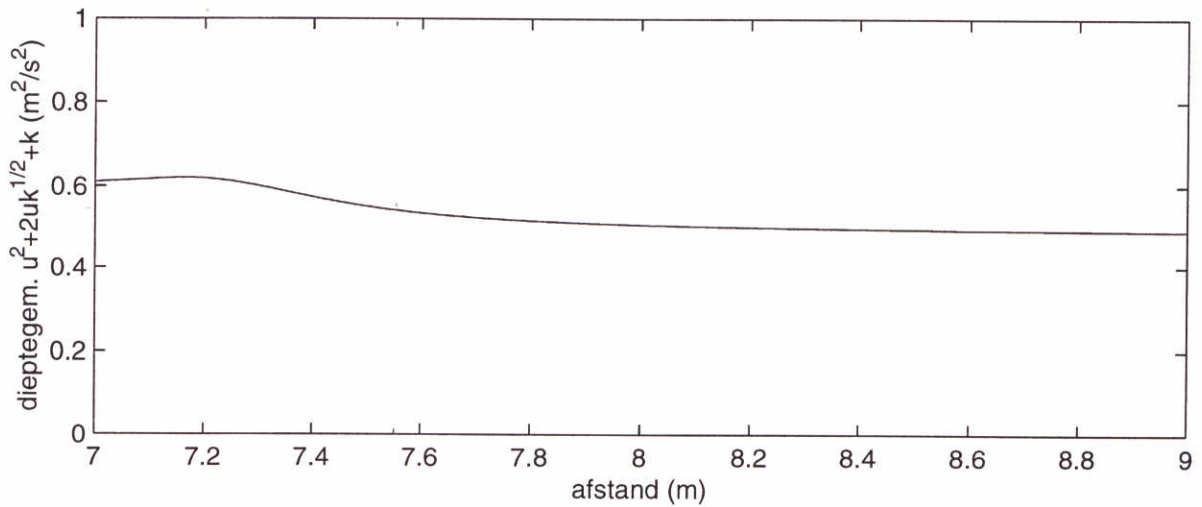
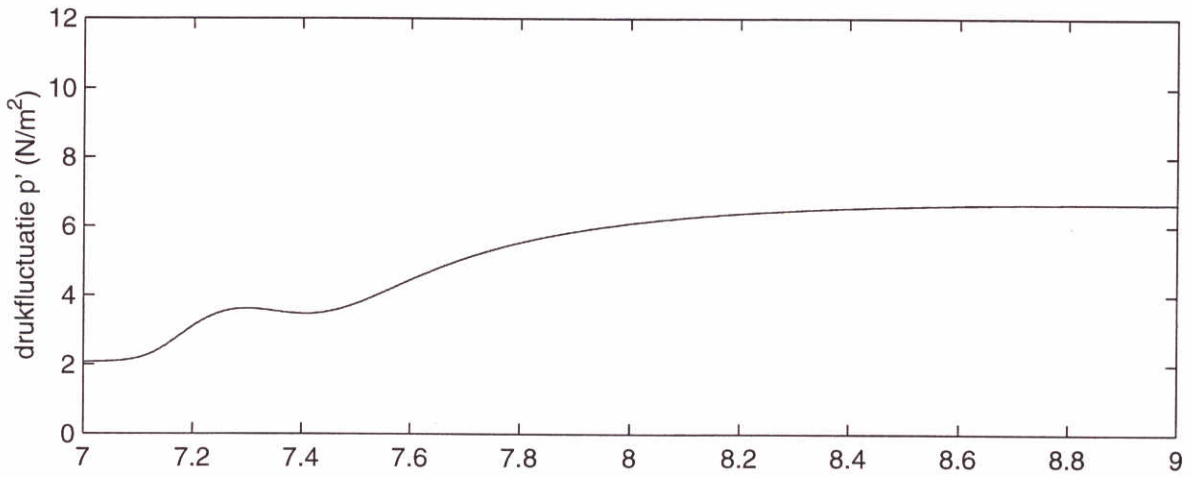
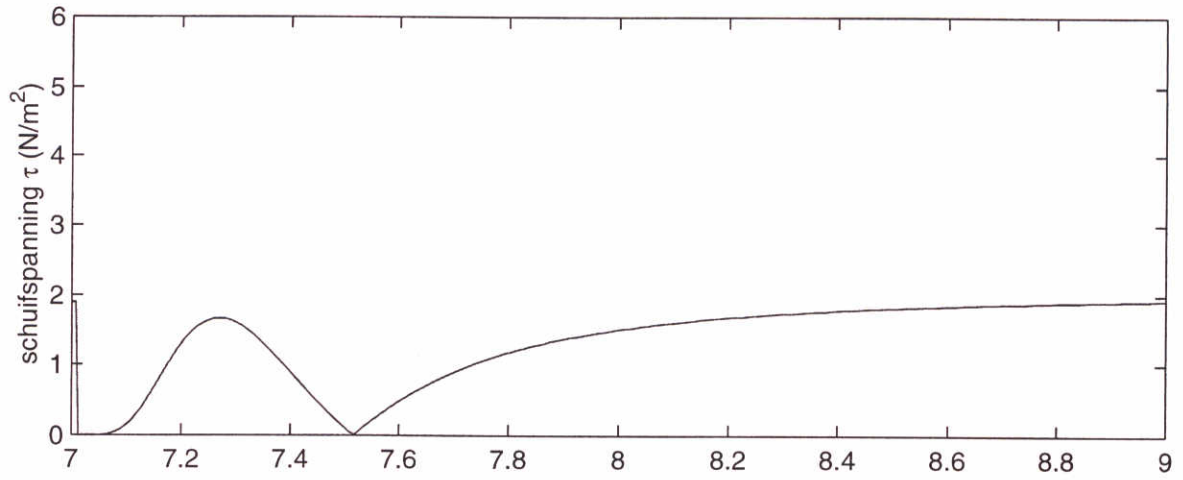
m22

$x = 7.55 \text{ m}$

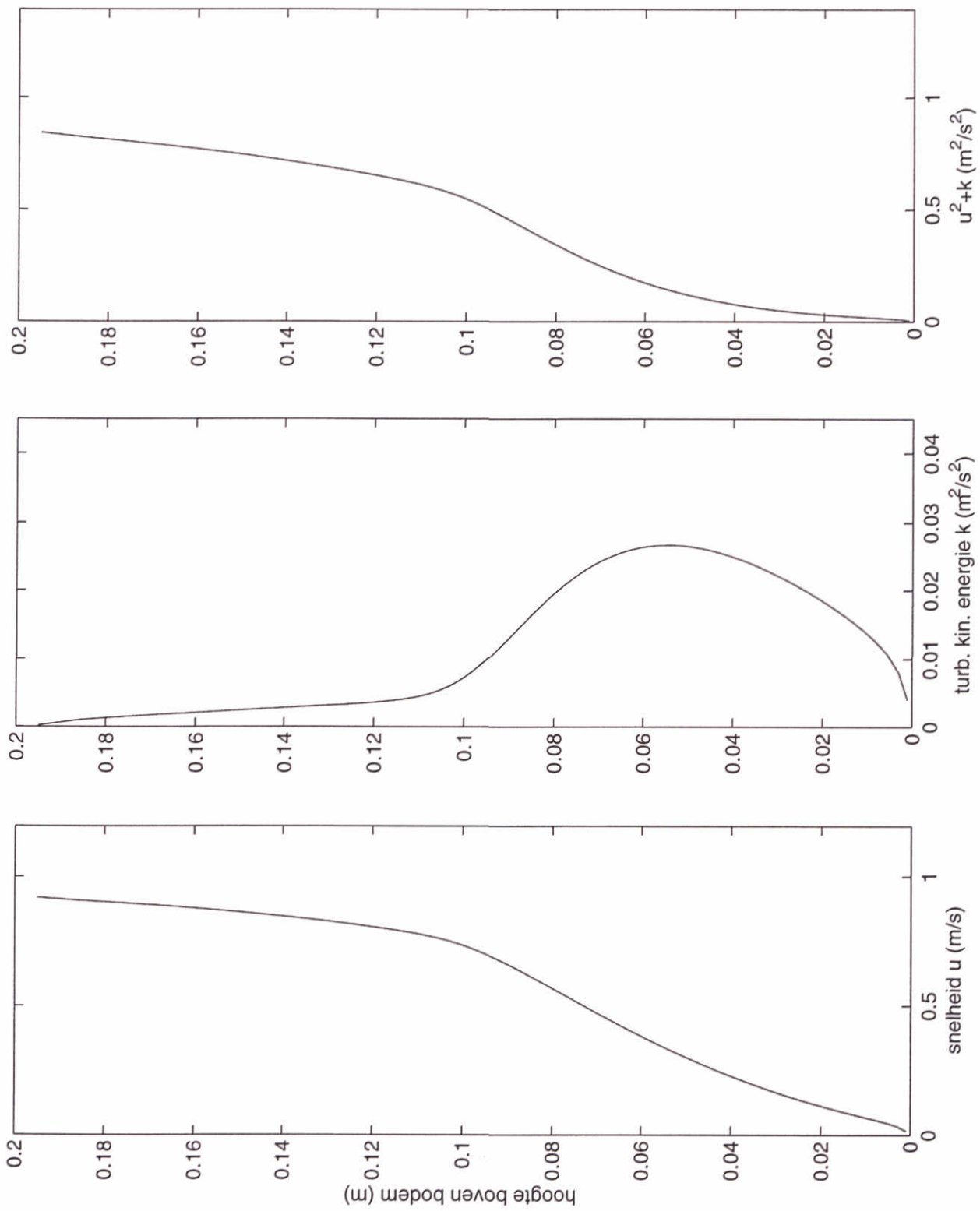




	m21	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.46



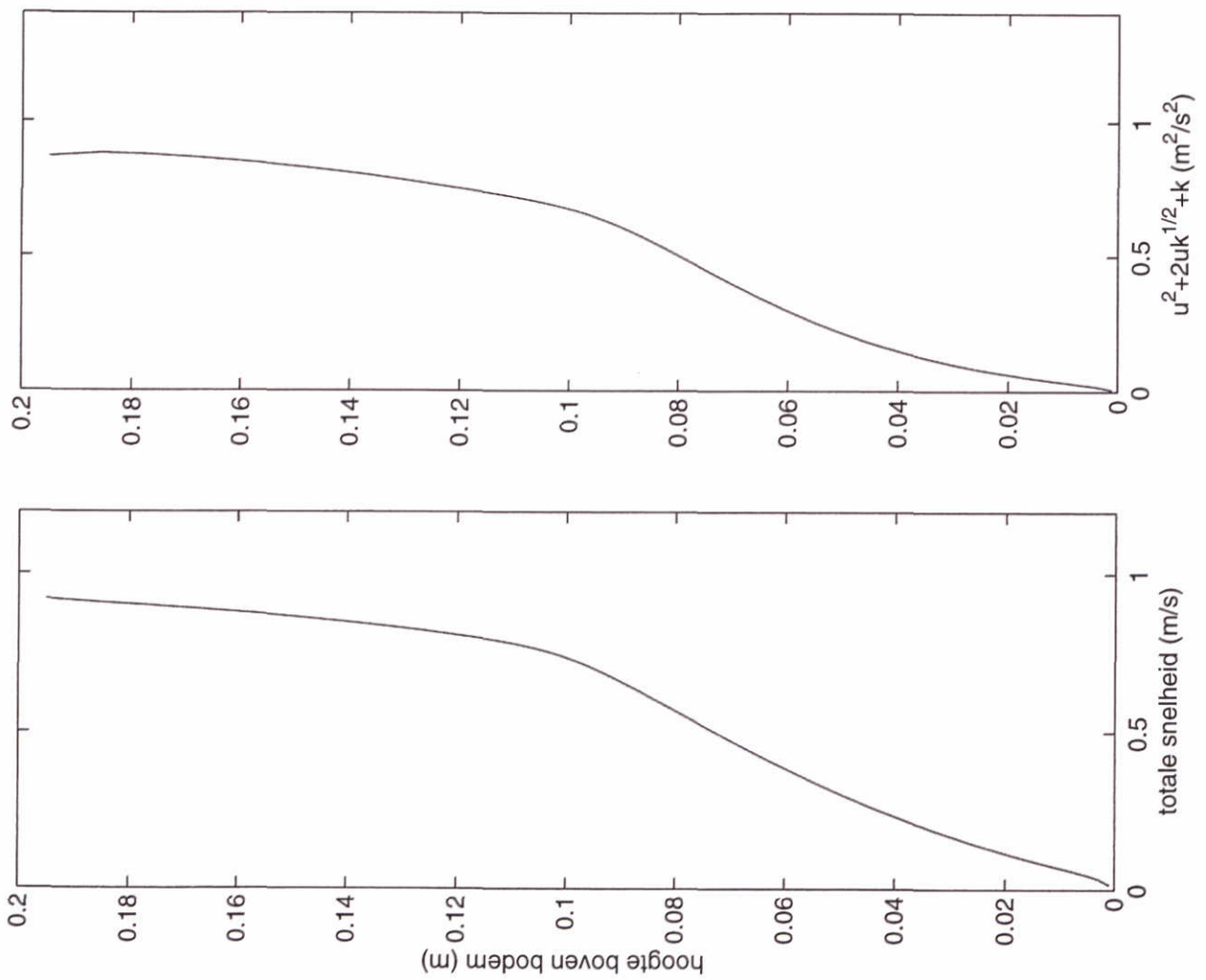
m21



m21

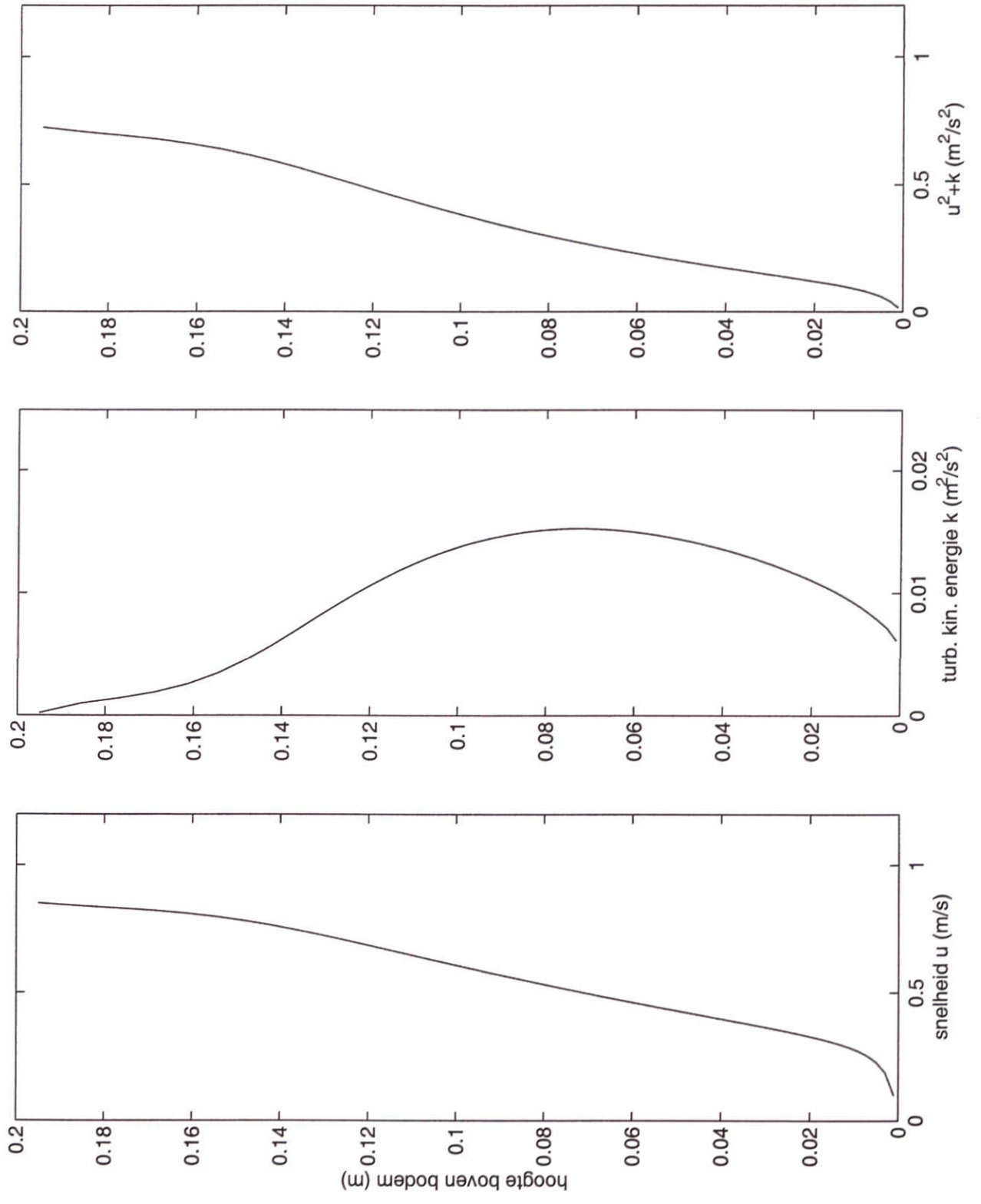
$x = 7.55 \text{ m}$





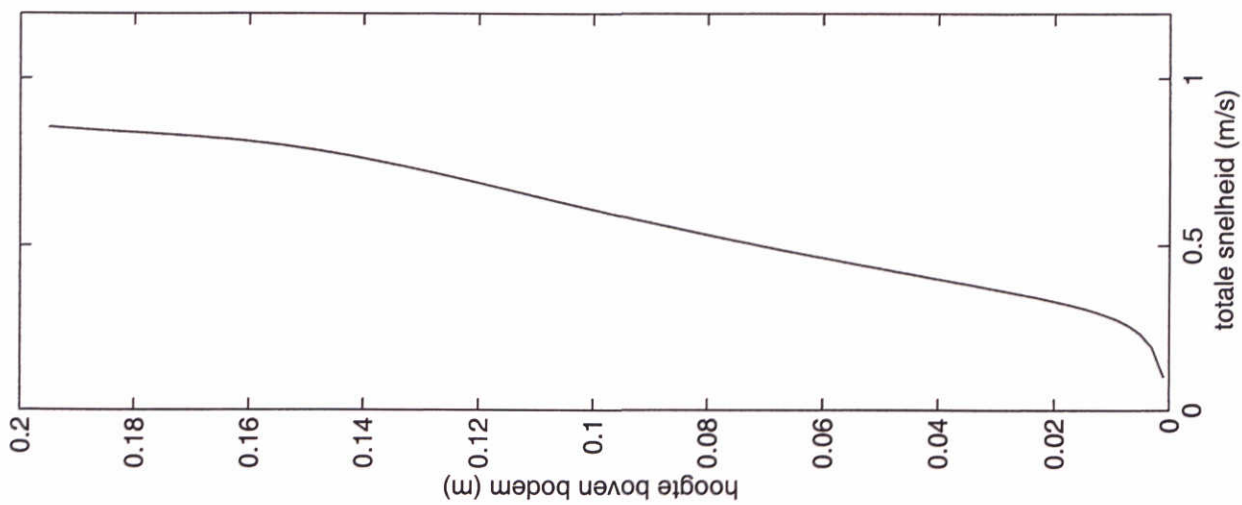
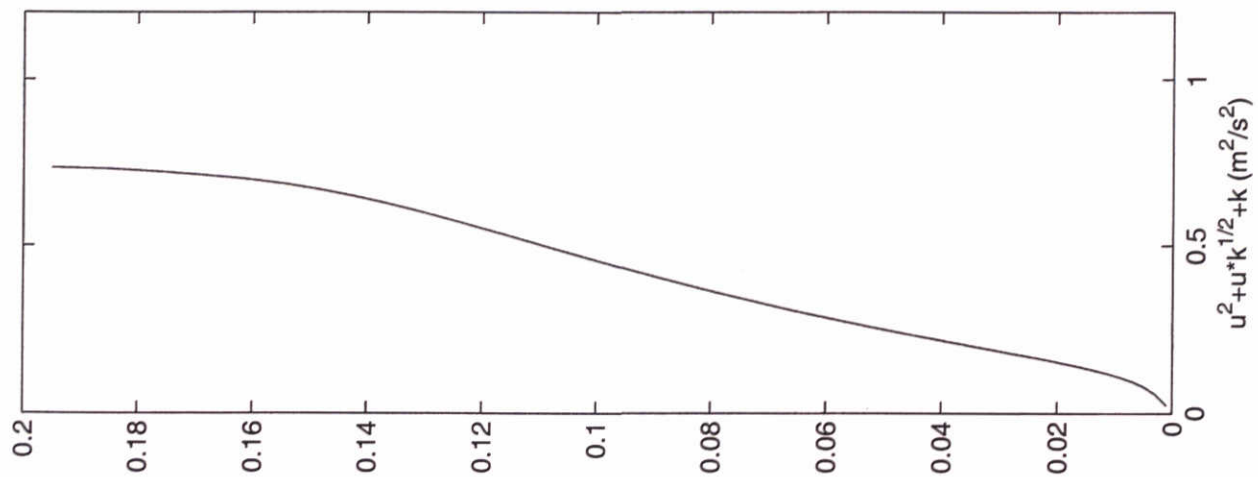
m21

$x = 7.55 \text{ m}$



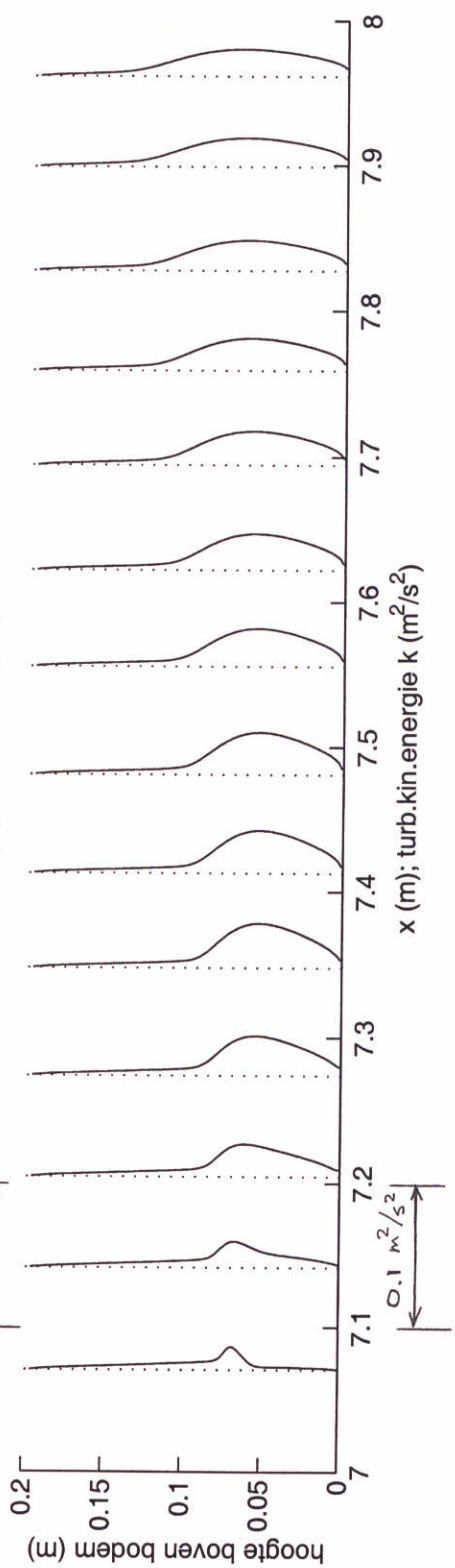
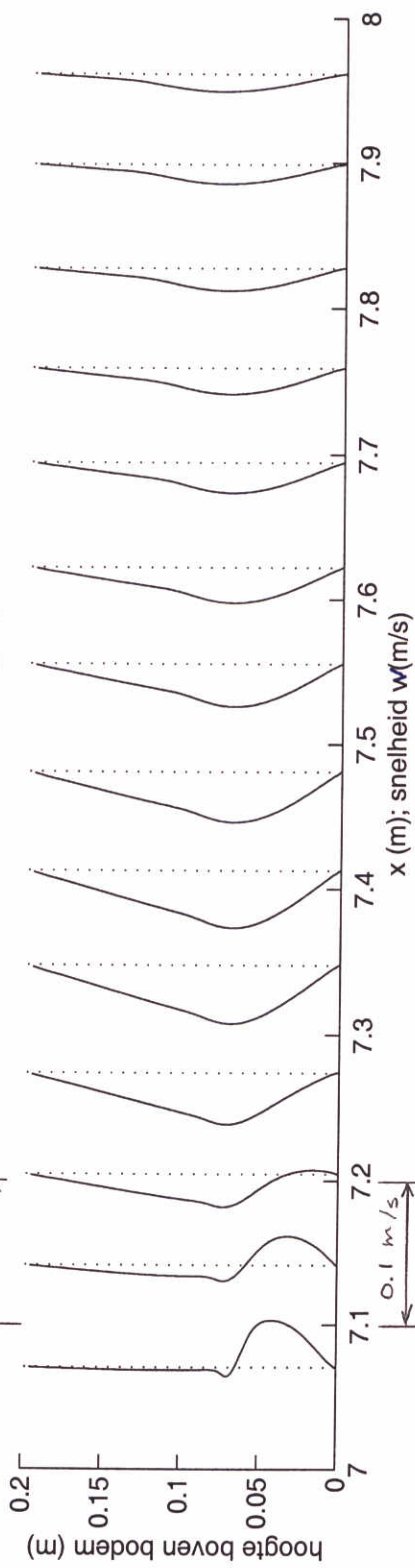
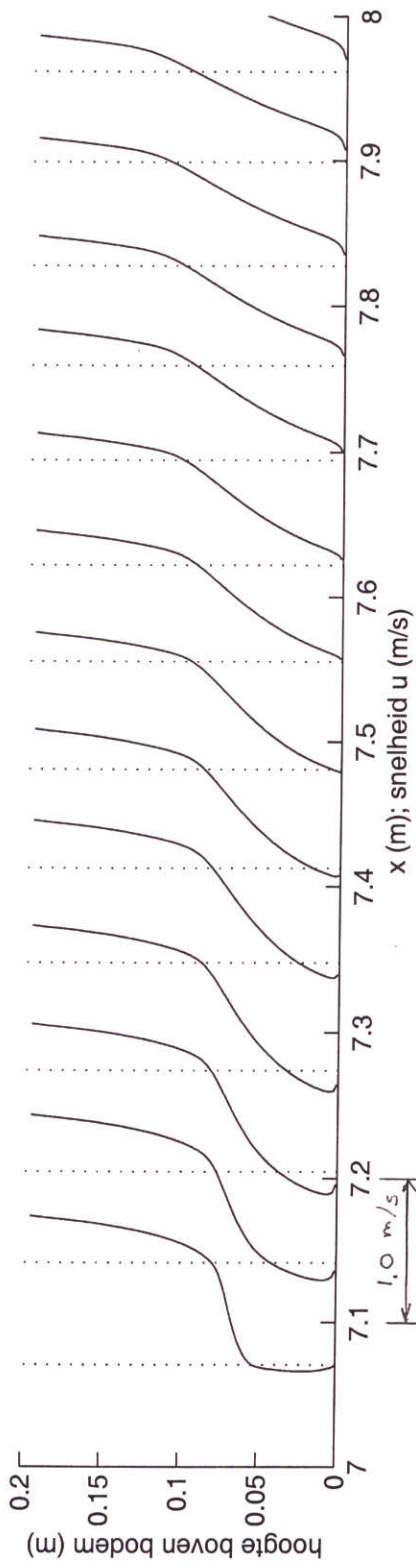
m21

x = 8.30 m

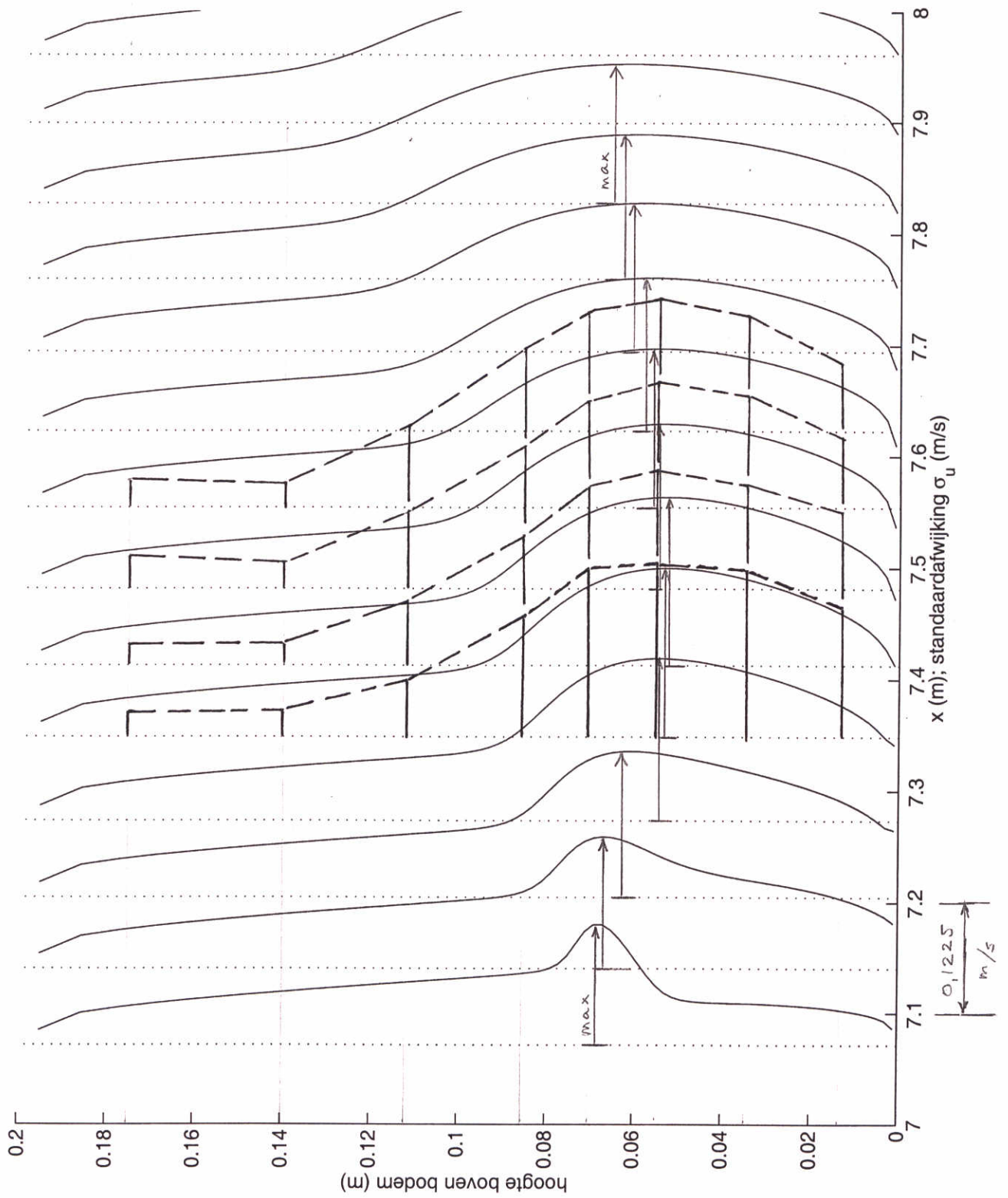


m21

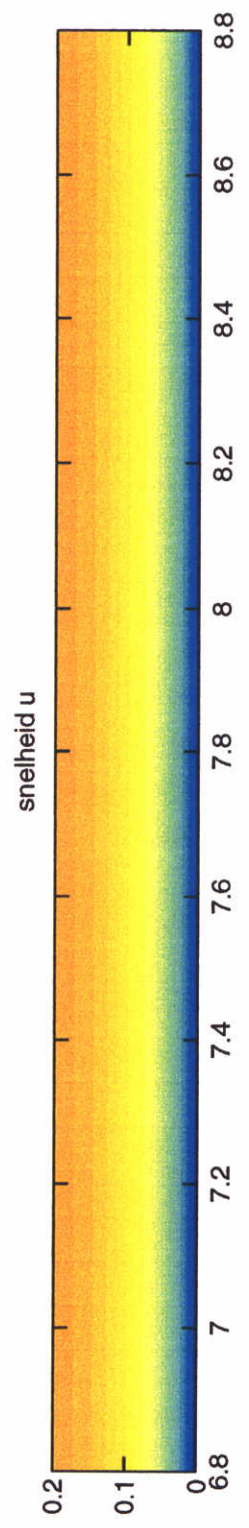
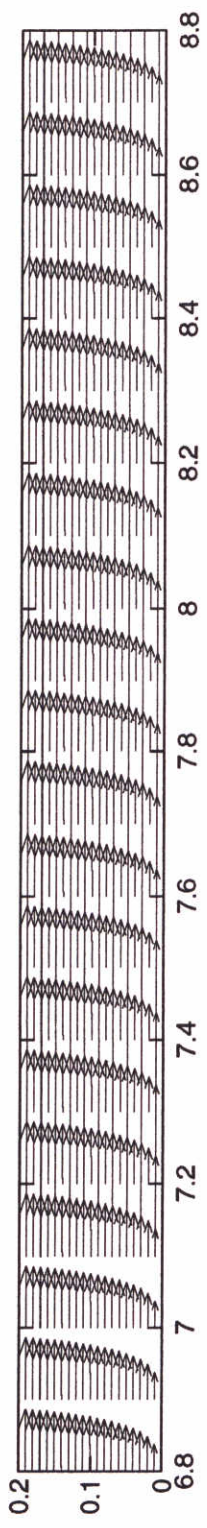
$X = 0.30 \text{ m}$

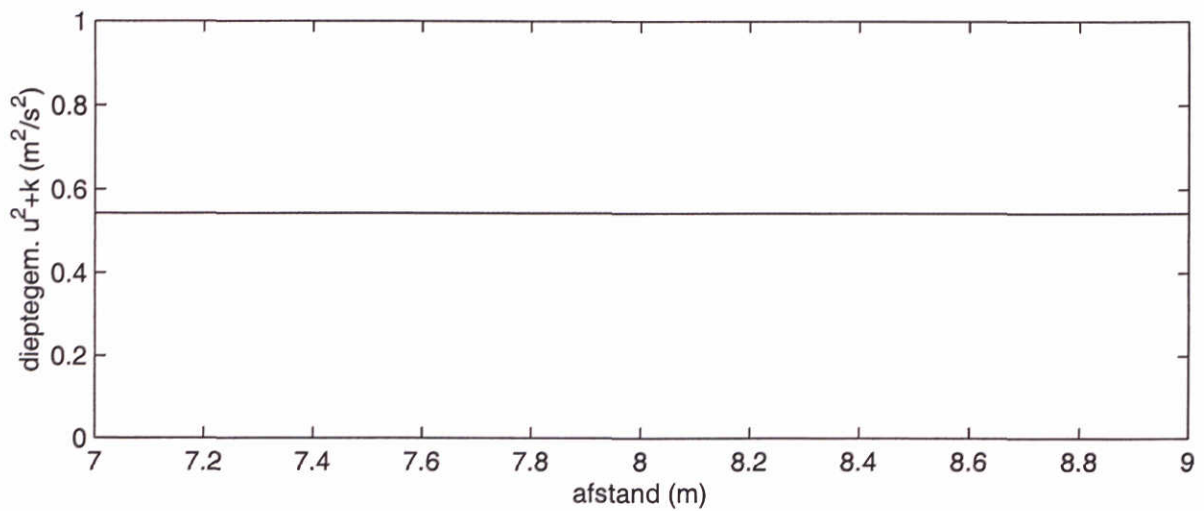
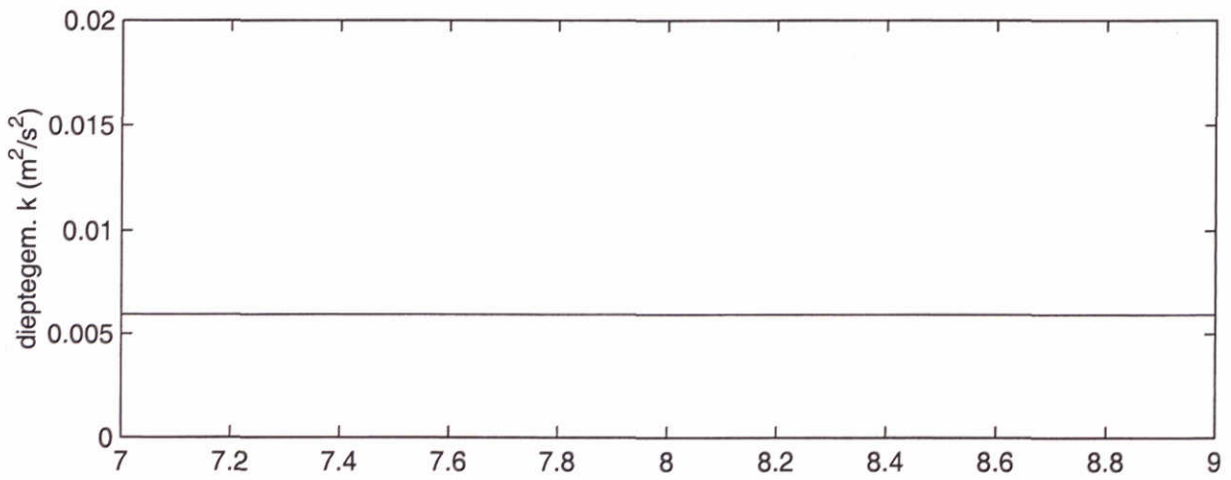
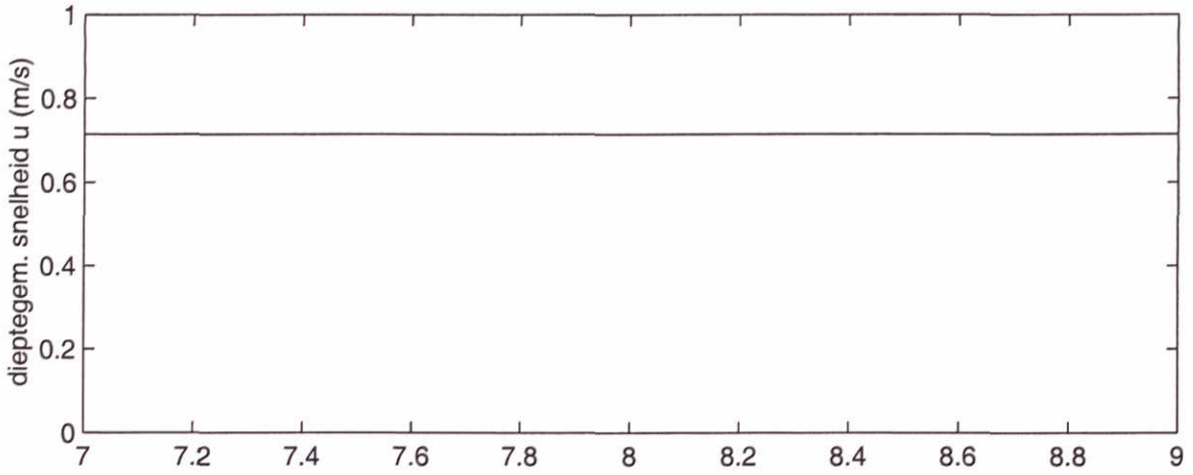


[DeGunst, 1999]

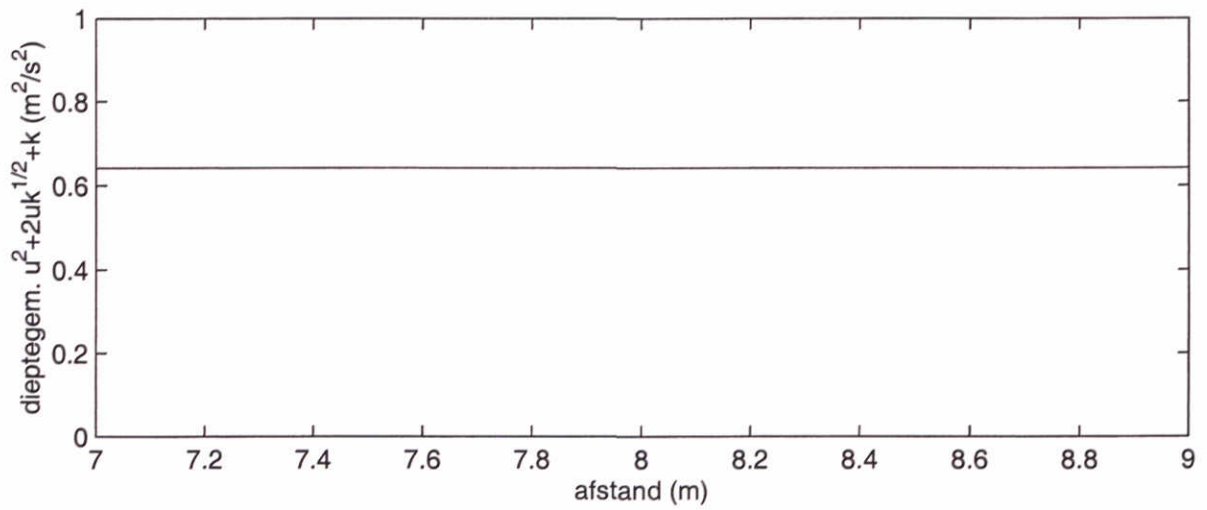
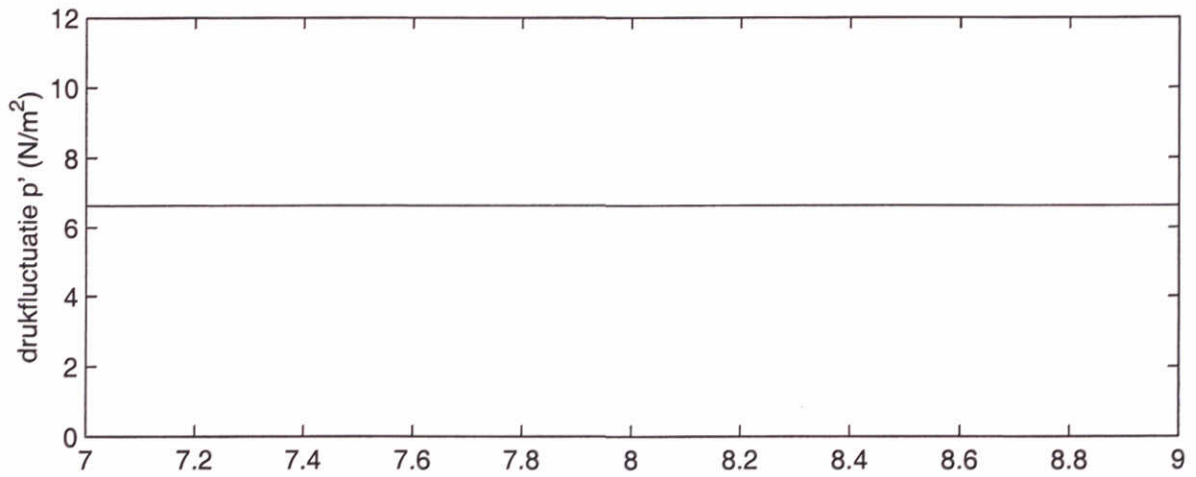
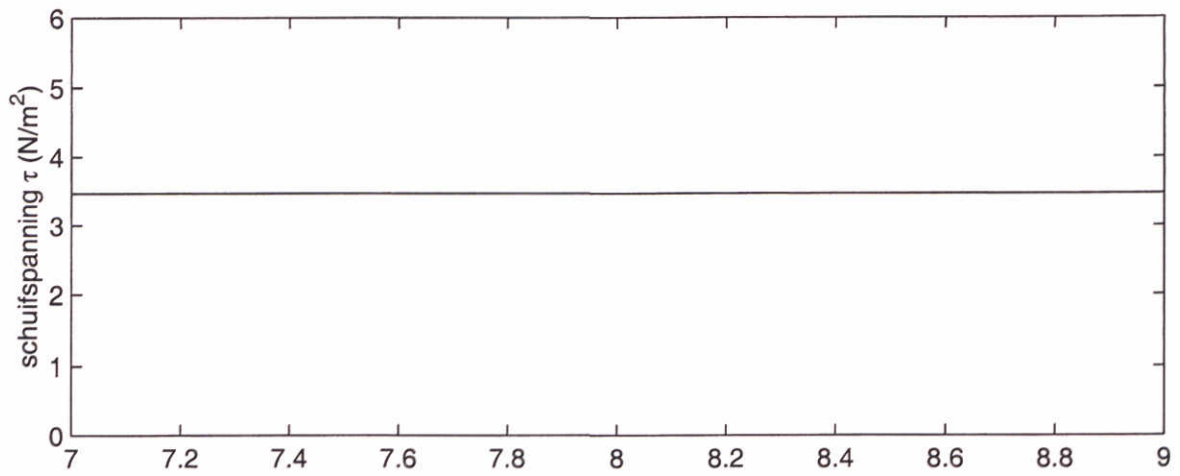


m21



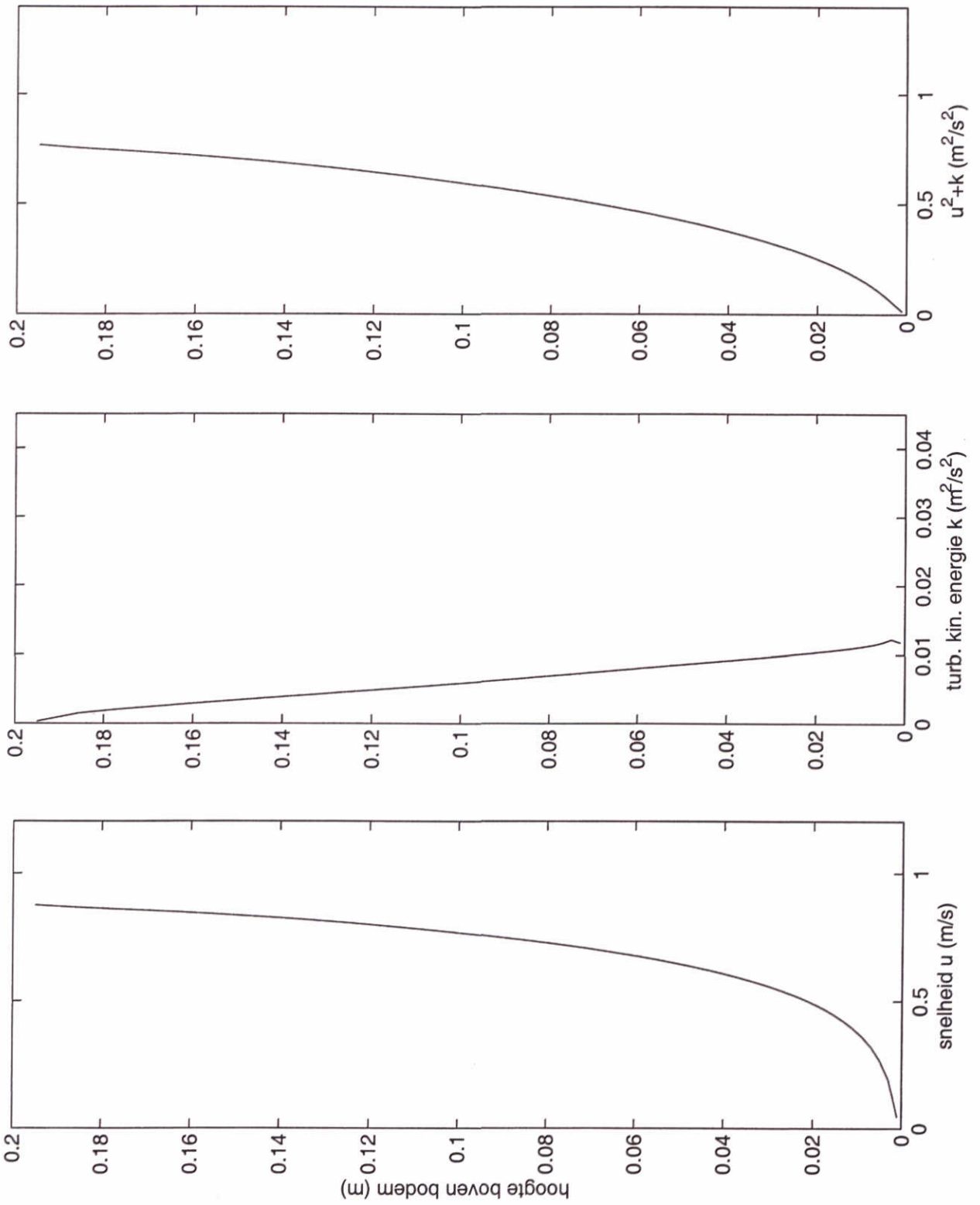


m23



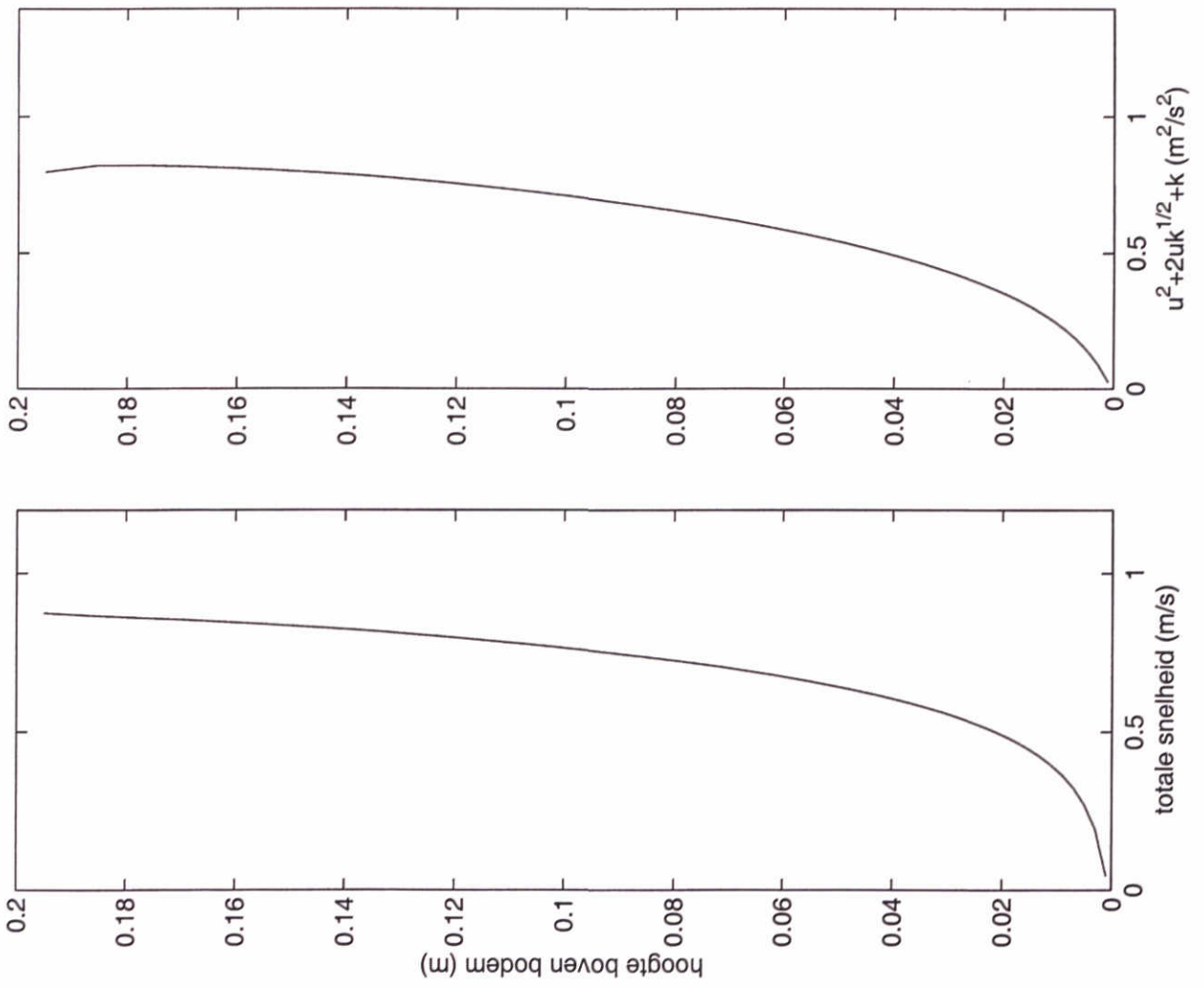
	m23	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.5c



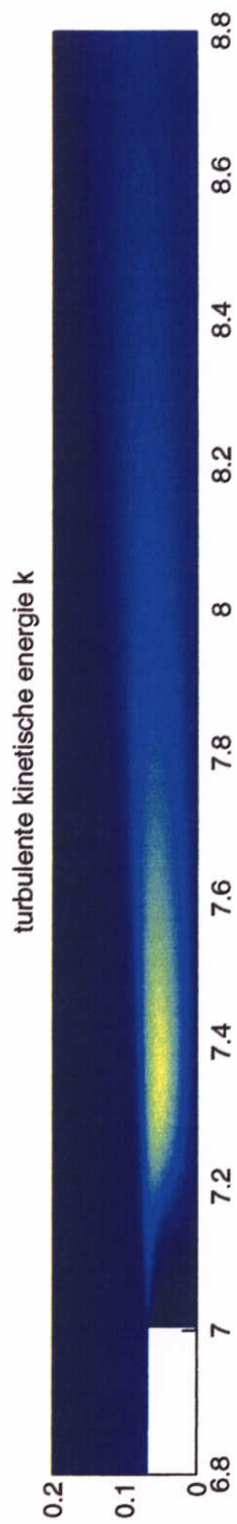
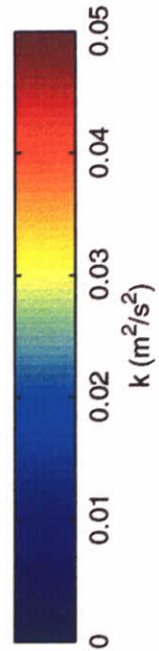
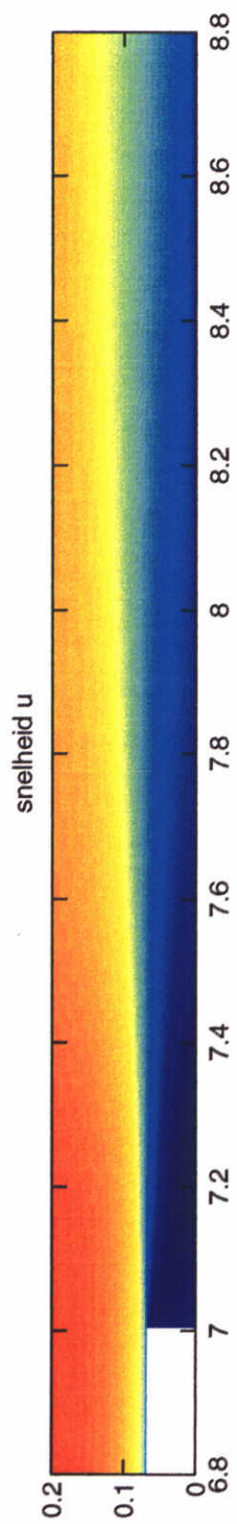
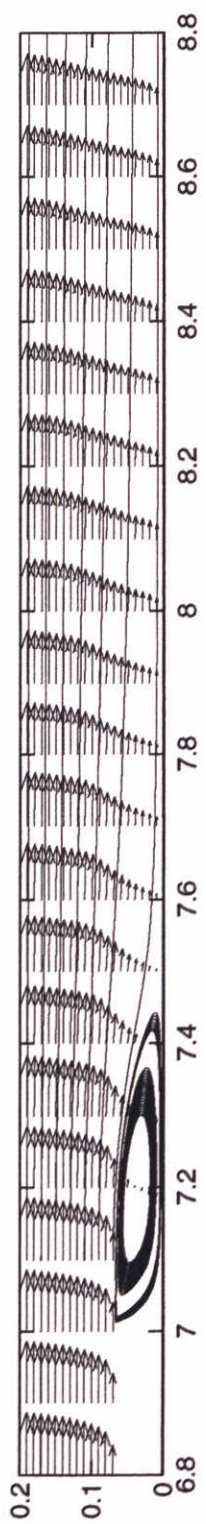


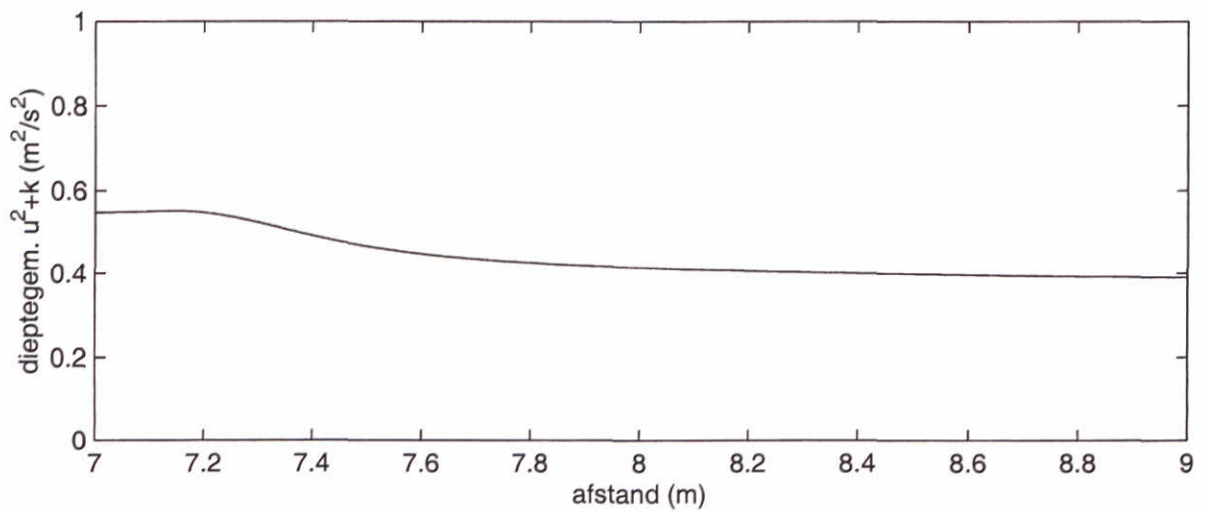
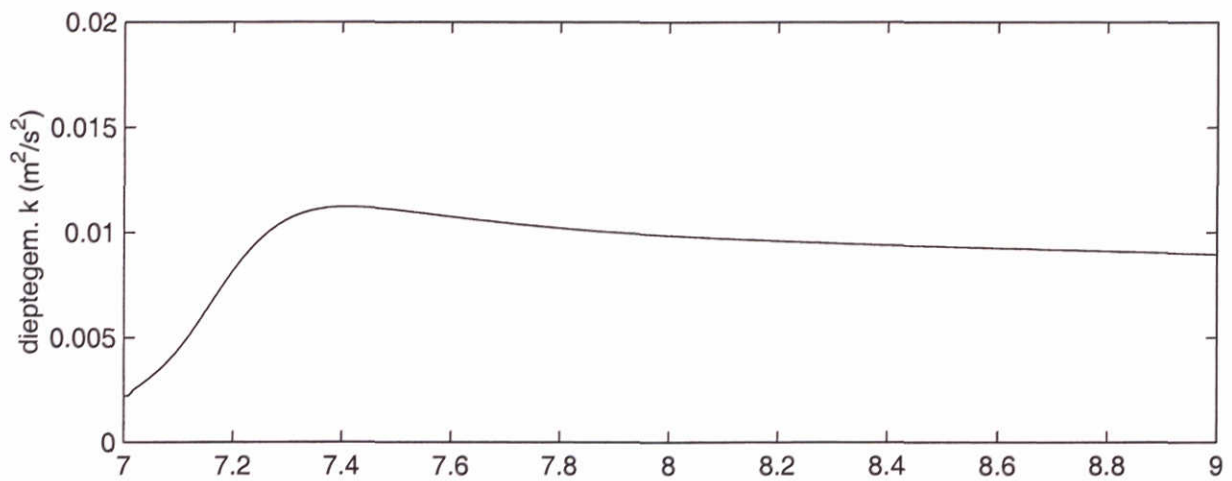
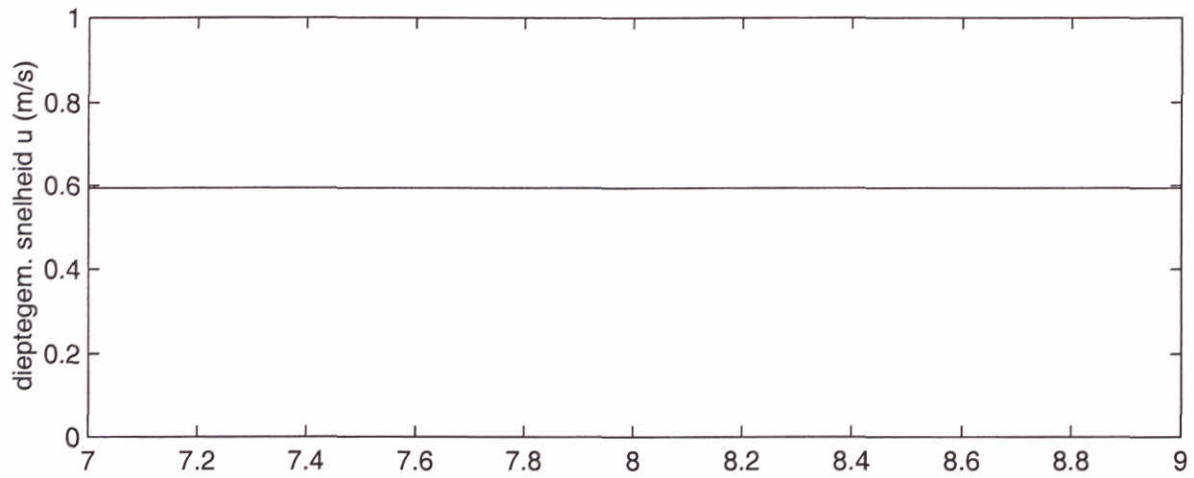
m23

$x = 7.55 m$

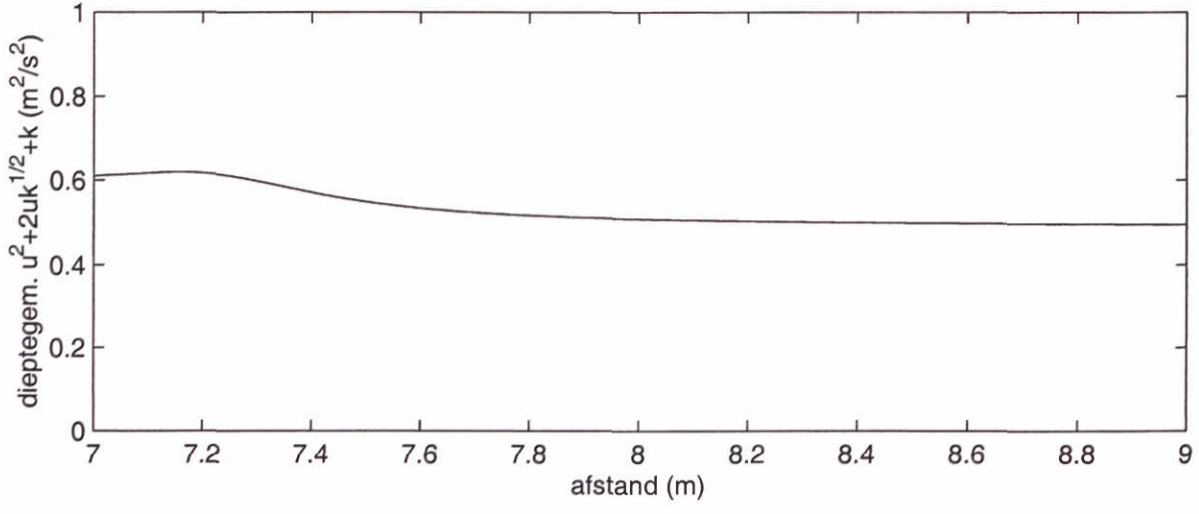
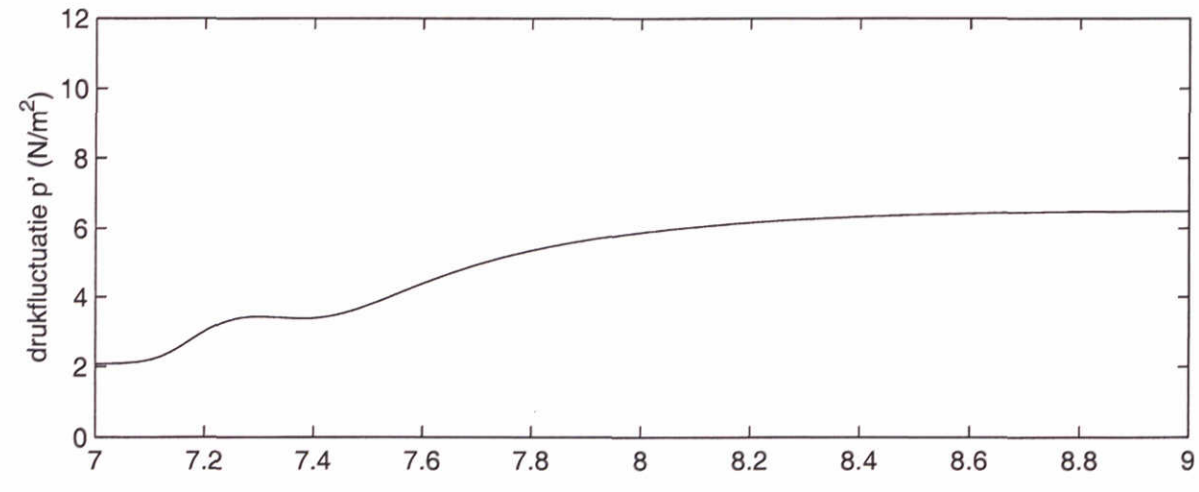
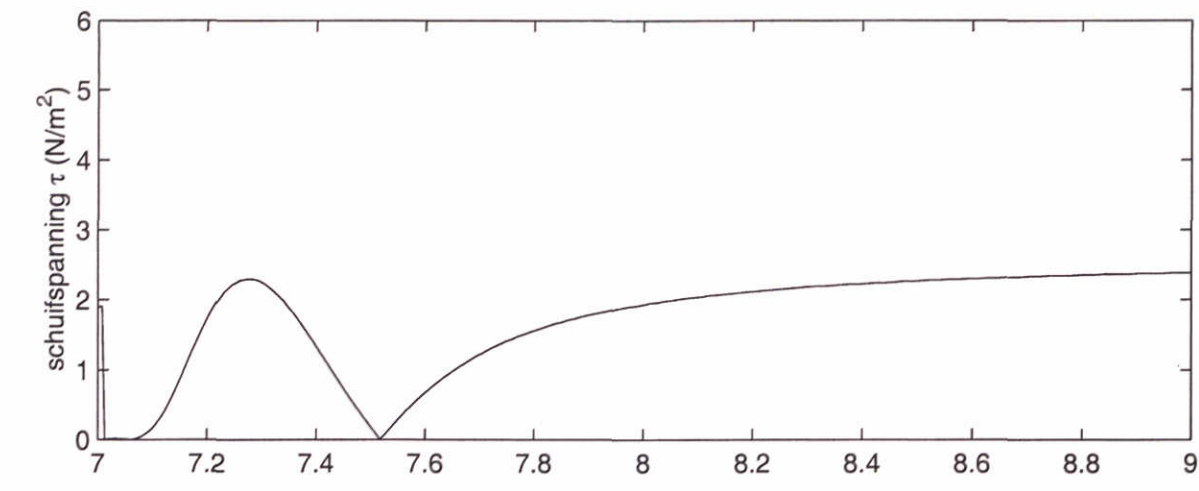


WL   DELFT HYDRAULICS	m23	$x = 7.55 \text{ m}$
		7.5e

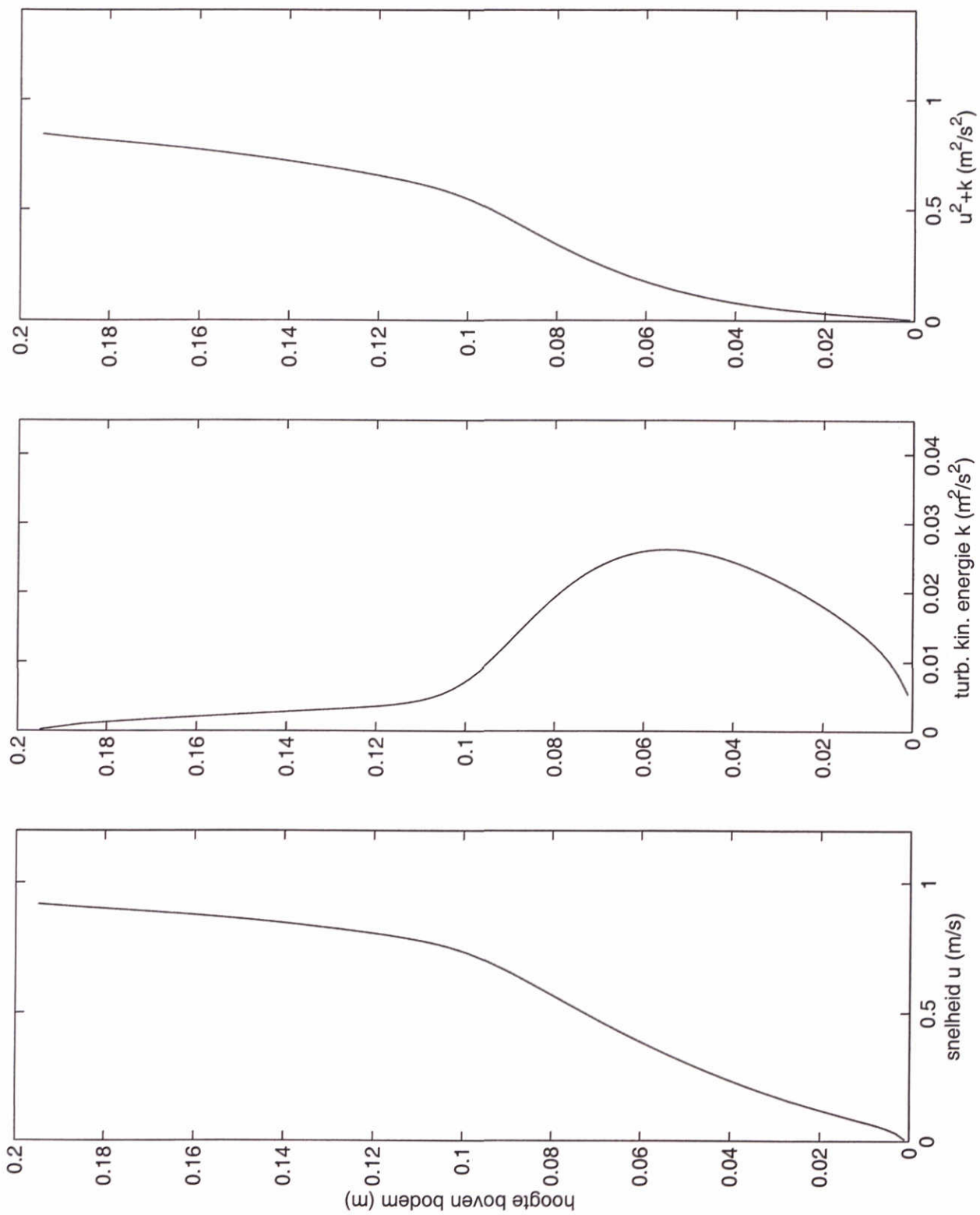




m25

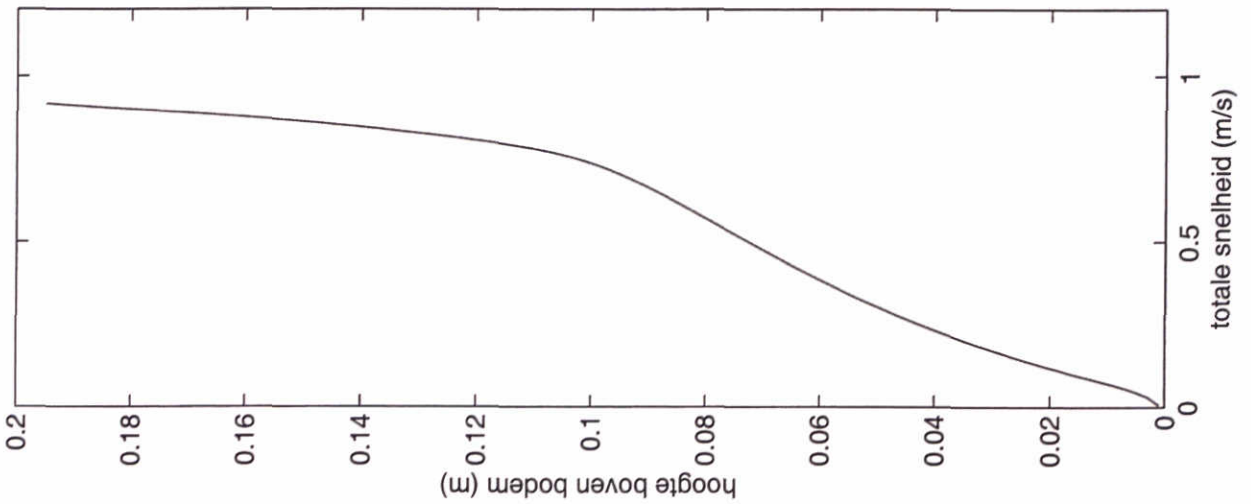
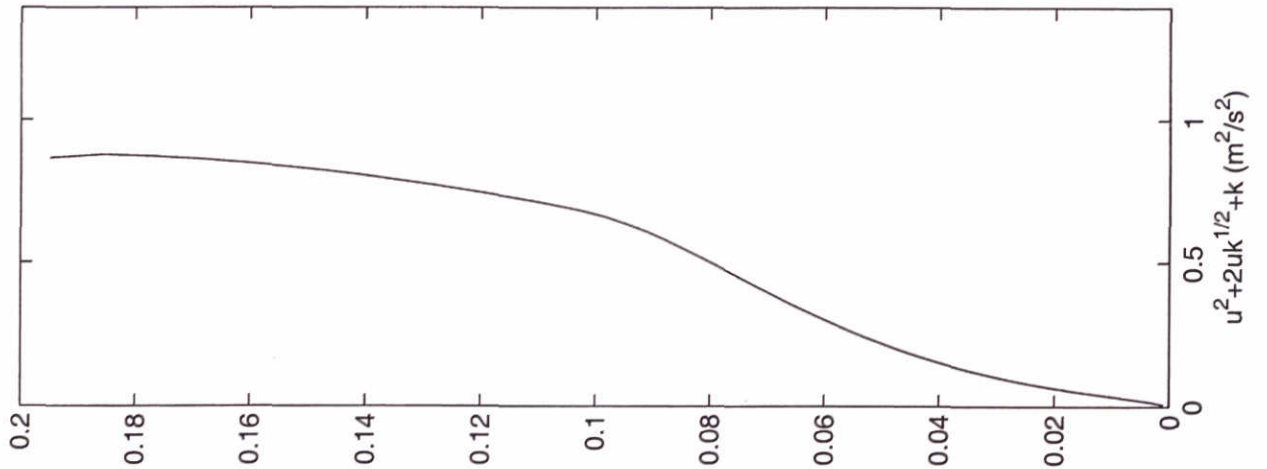


	m25	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.6c



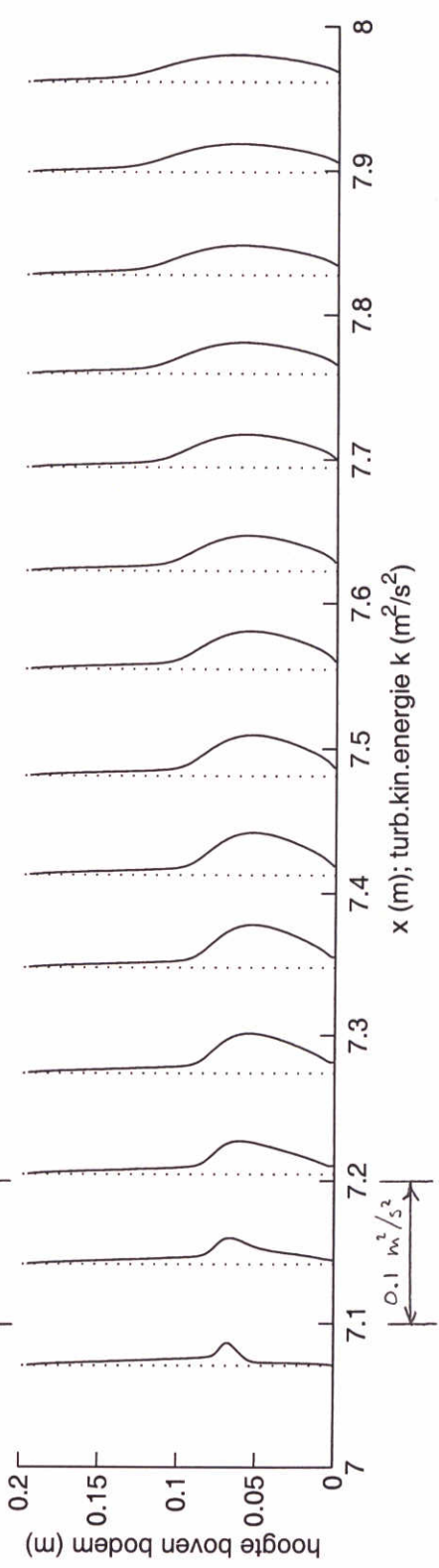
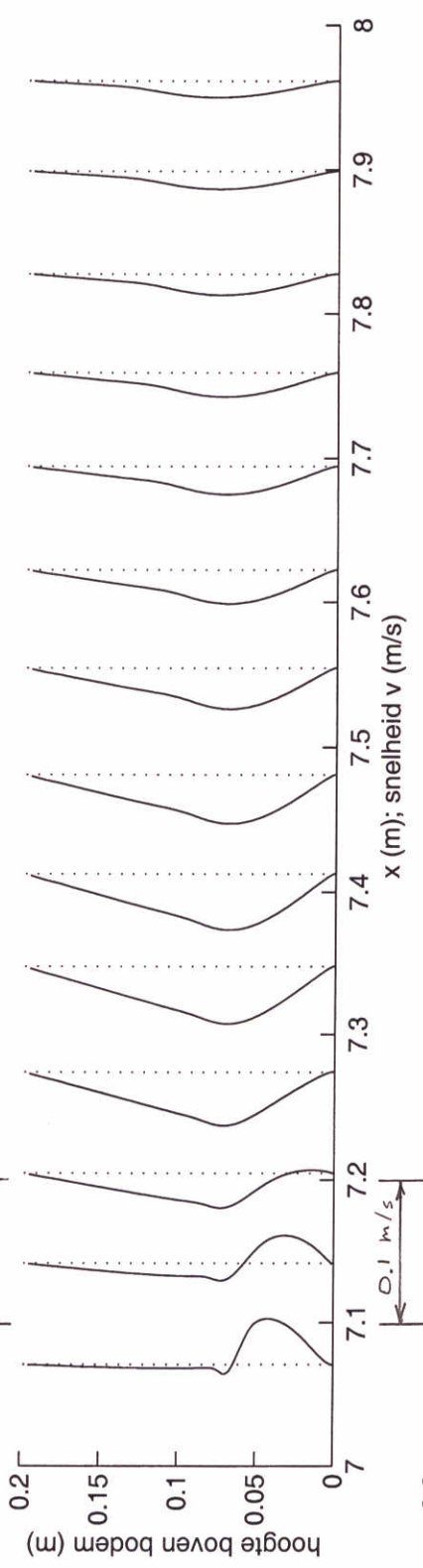
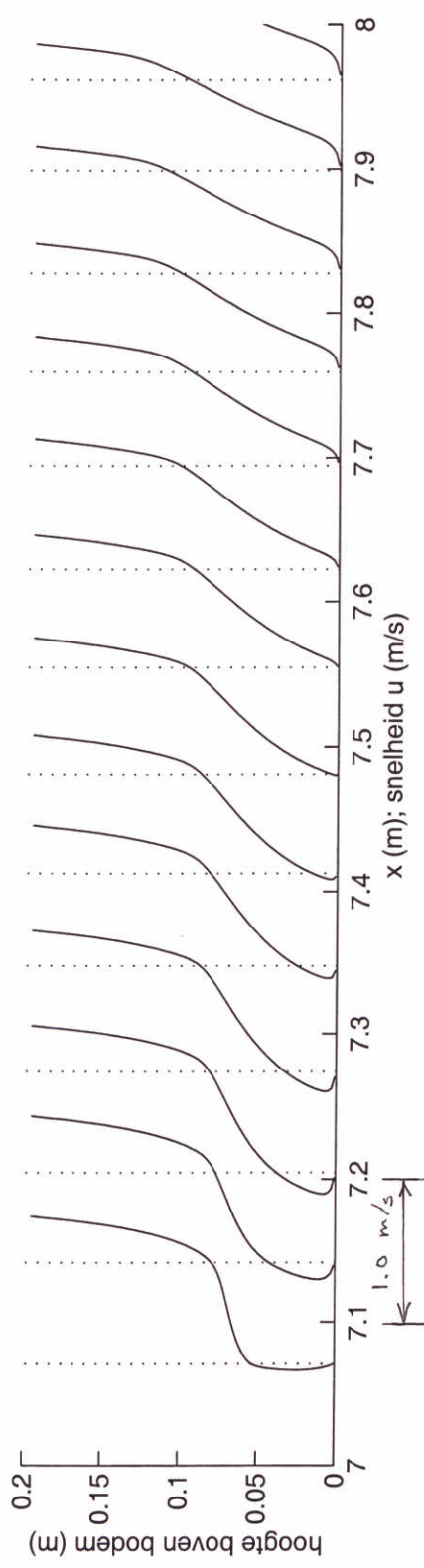
m25

$x = 7.55 \text{ m}$



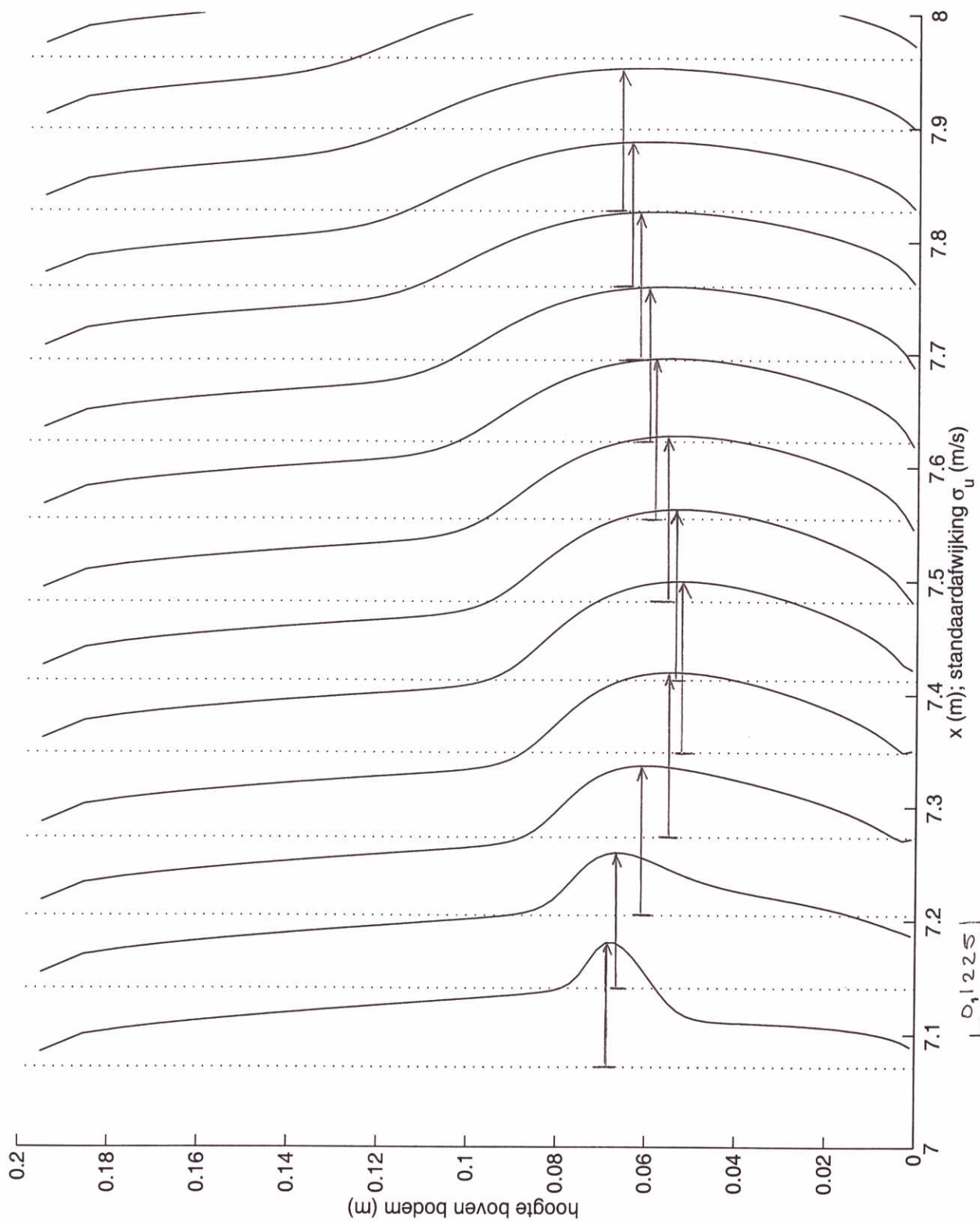
m25

$x = 7.55 \text{ m}$



WL   DELFT HYDRAULICS	m25	
		7.6h





m25

Turbulentie-intensiteit achter afstap.  
 Maximale waarde van ( $\sigma_u / u_{max0}$ ) in verticale profielen.

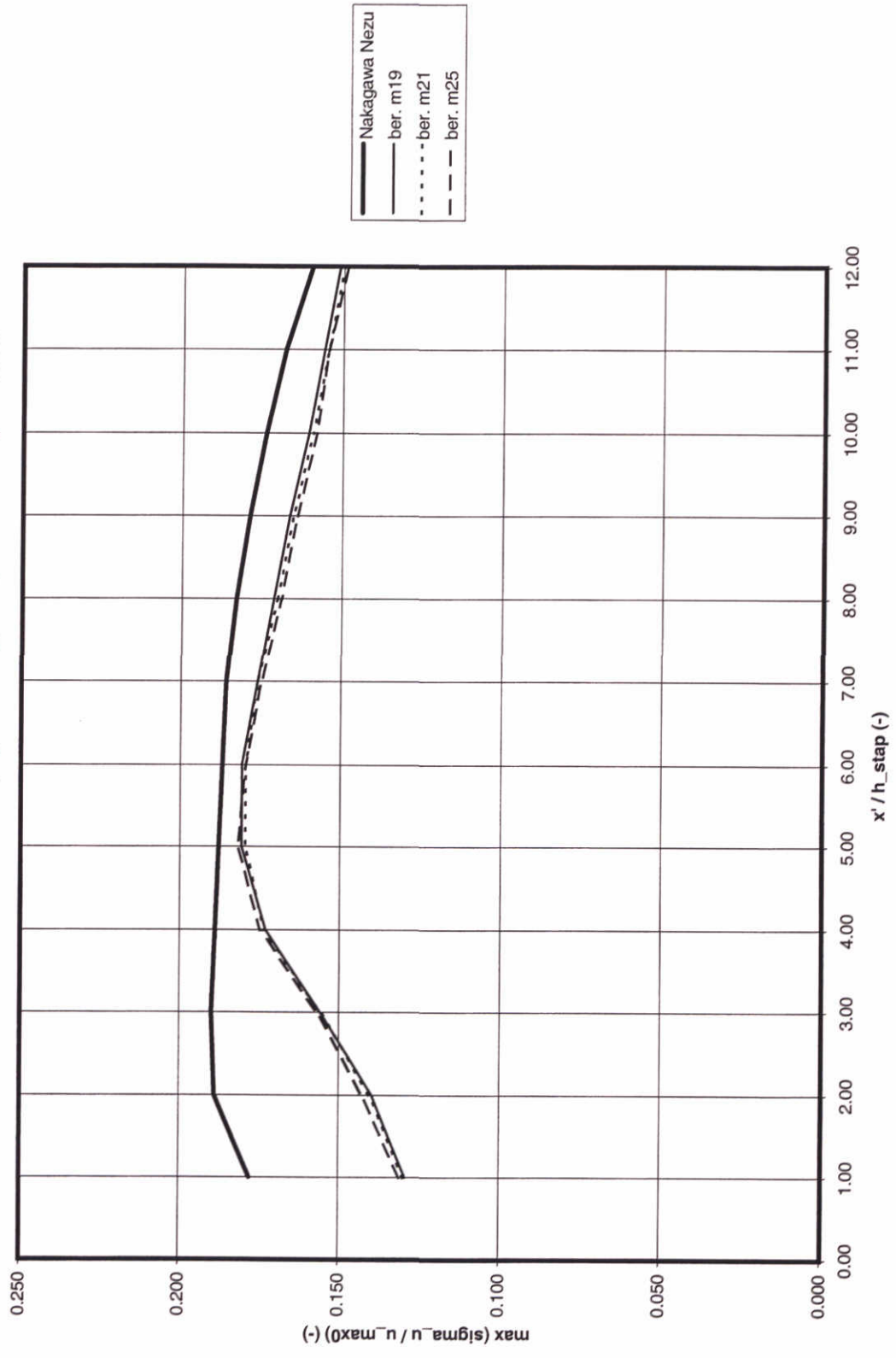
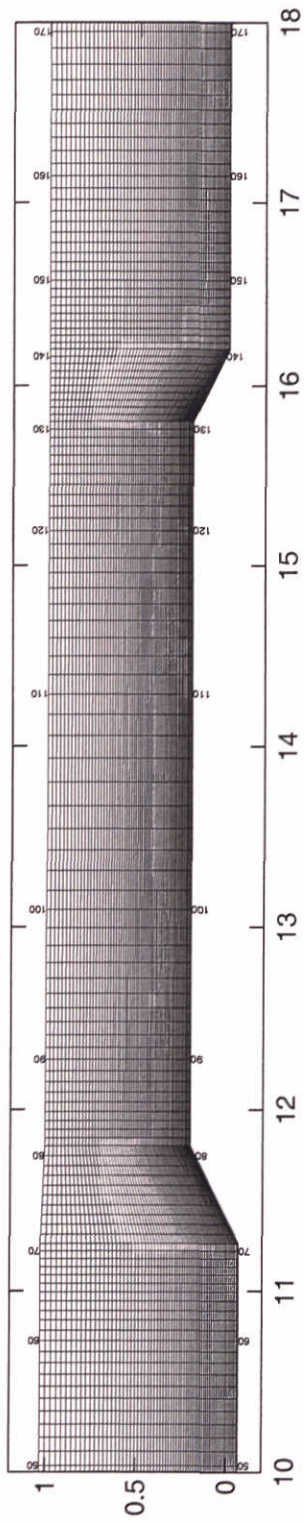


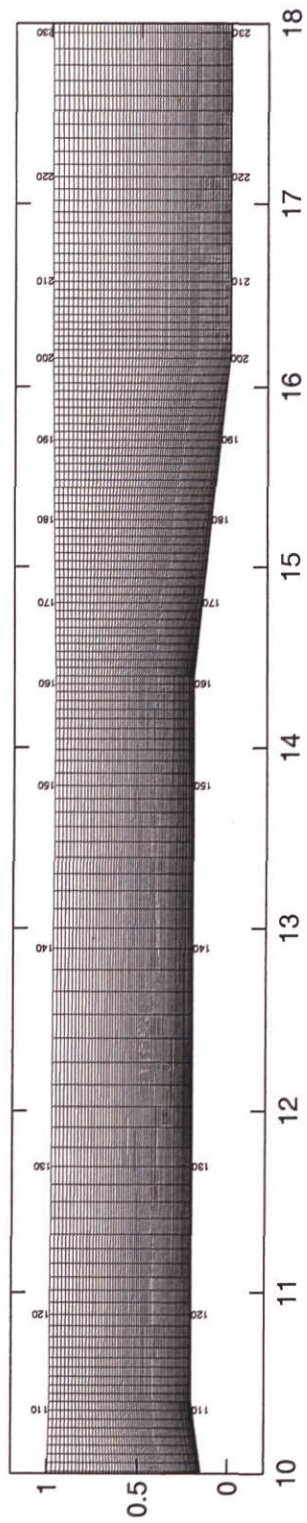
Fig. 7.7

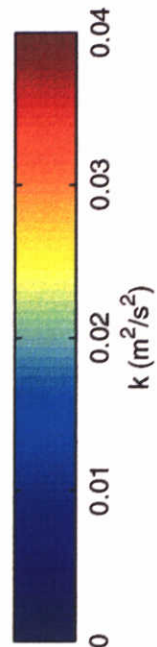
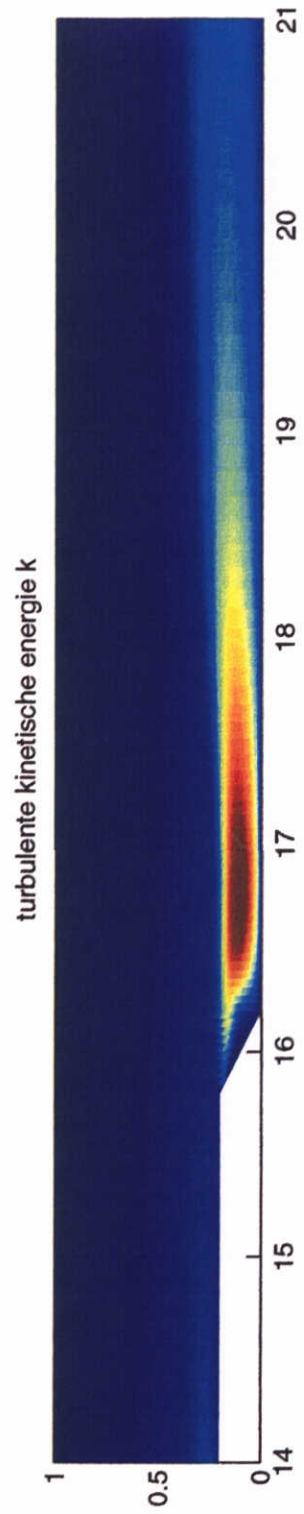
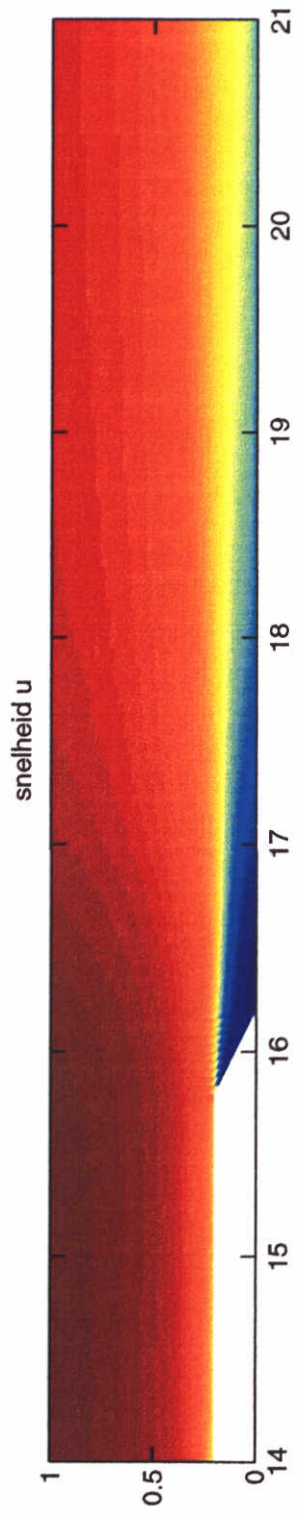


m31

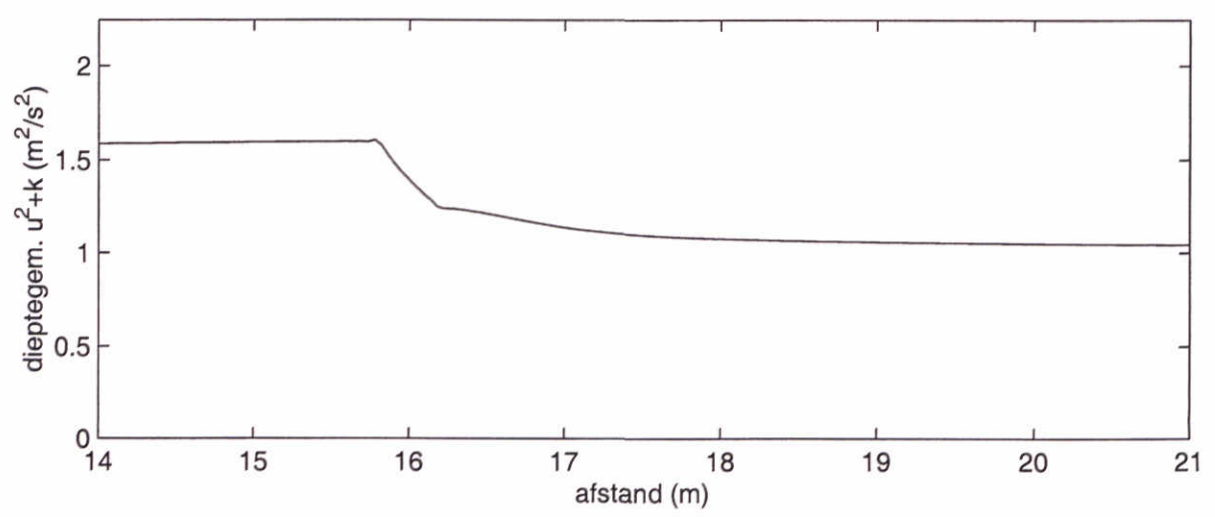
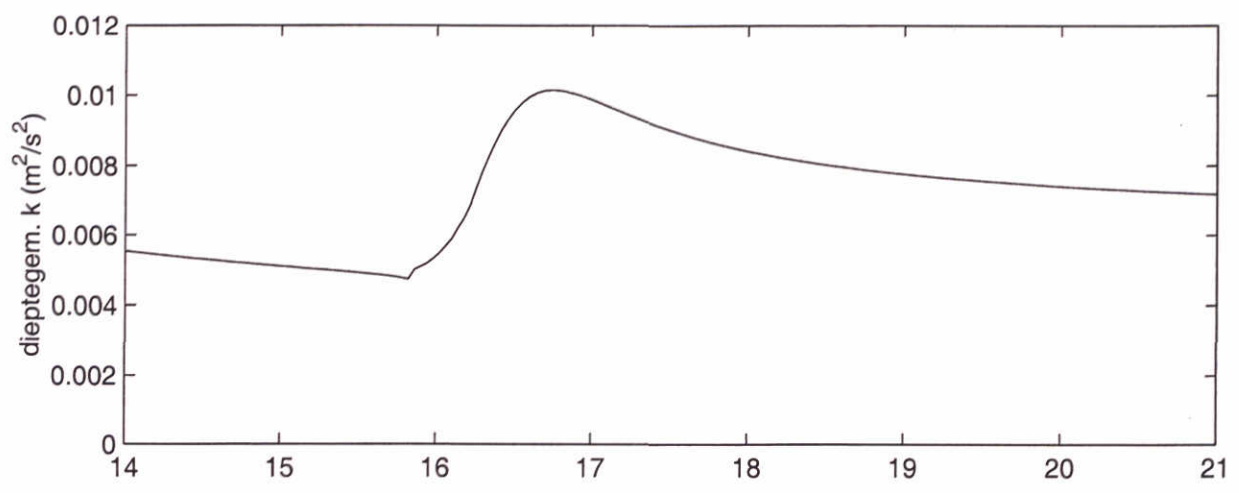
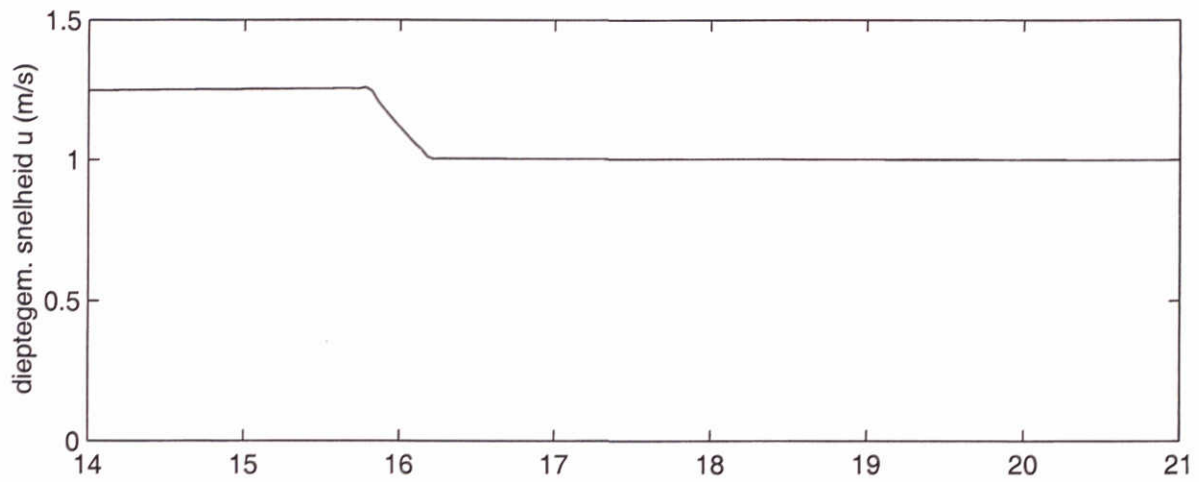


m33

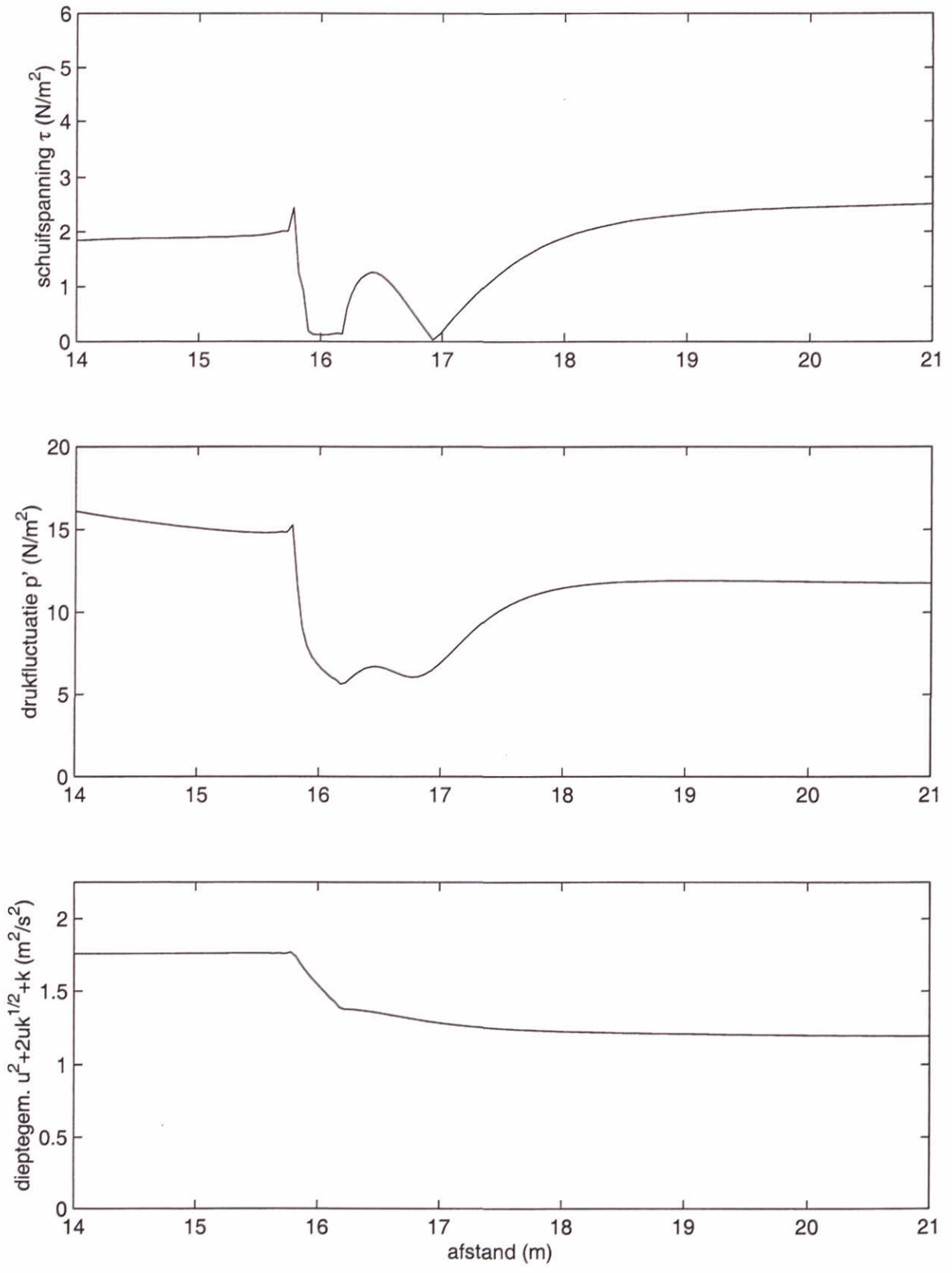




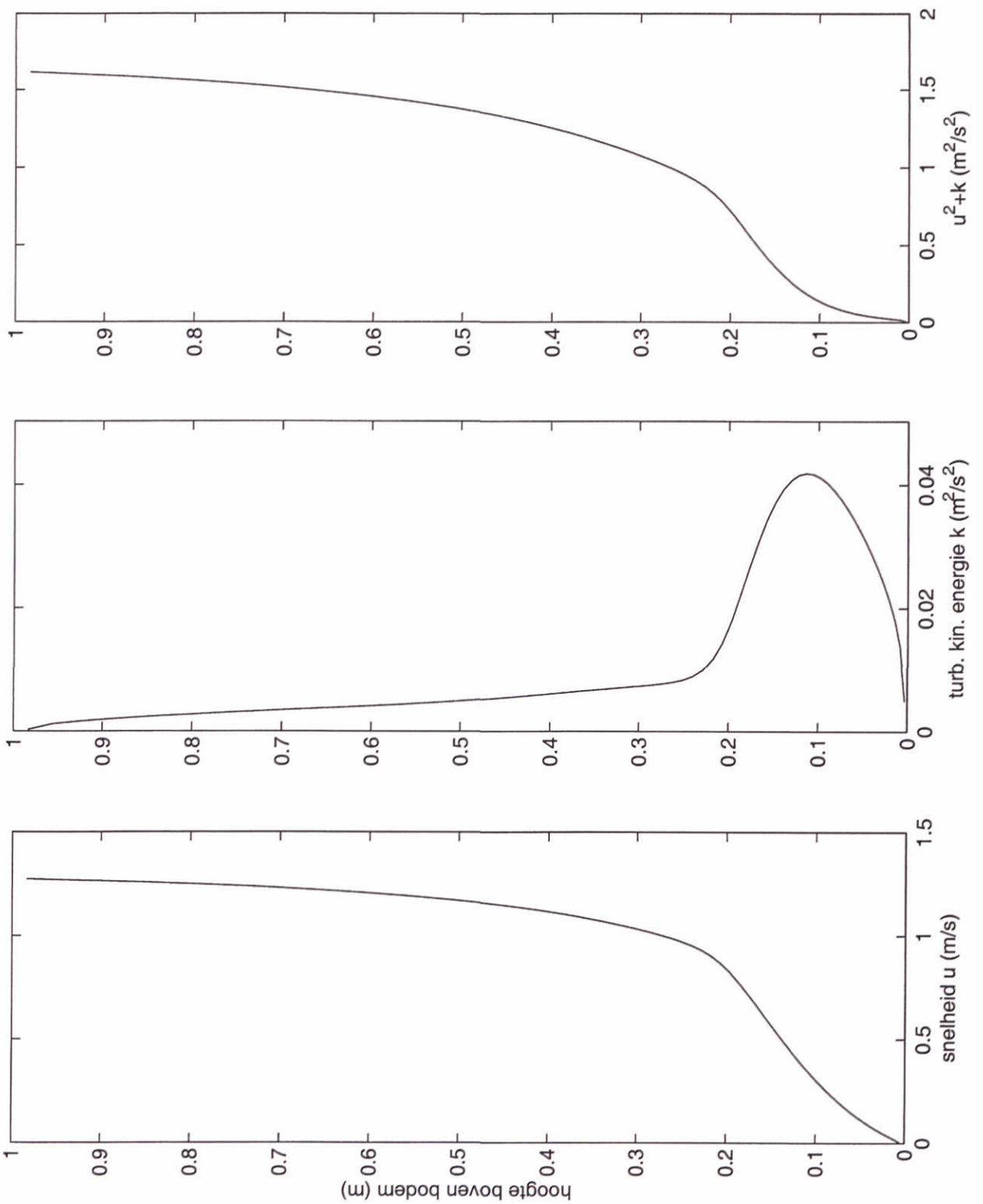
m31



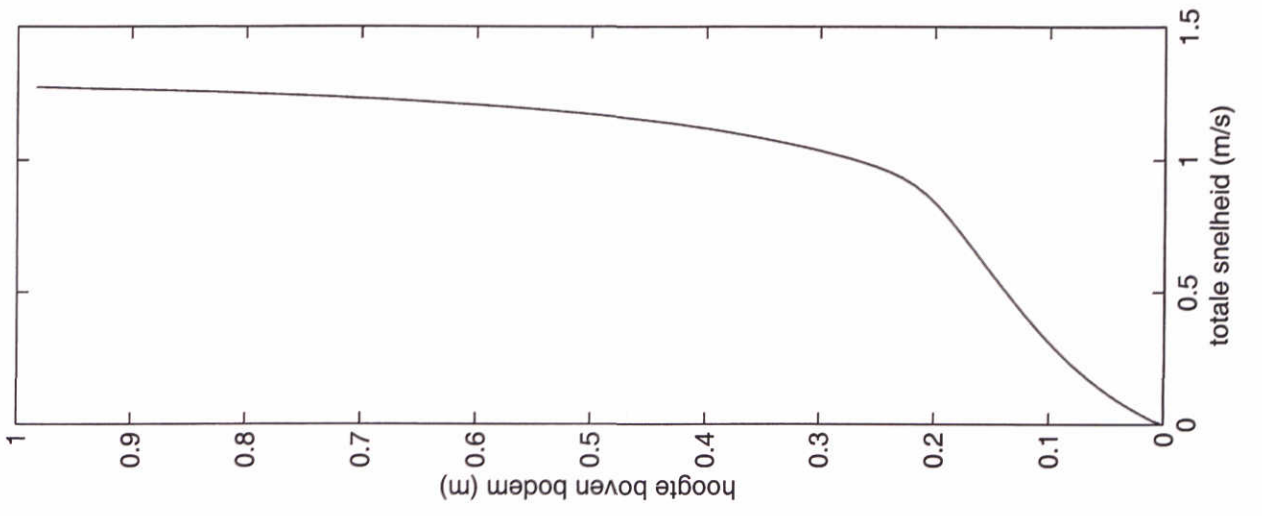
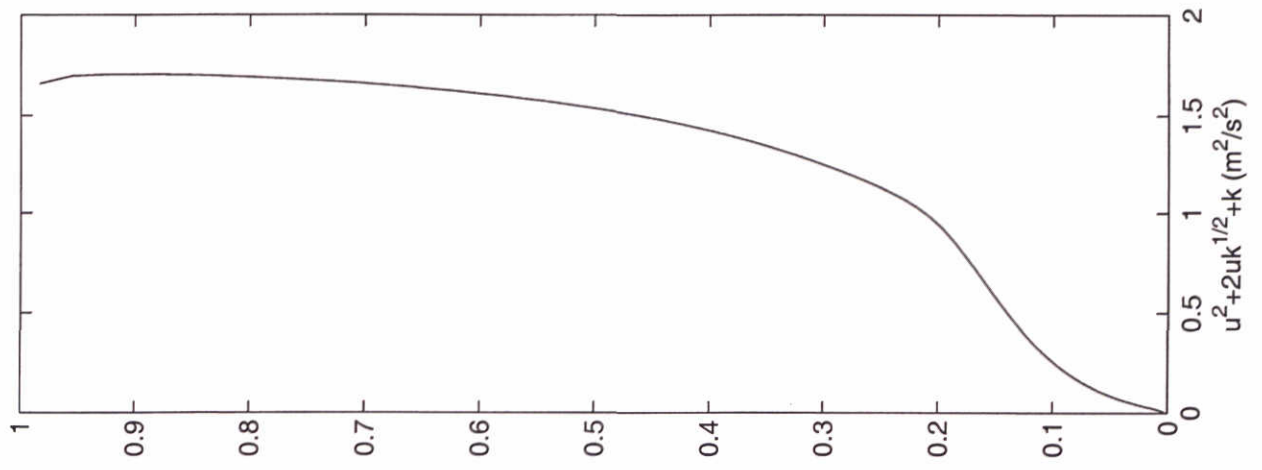
	m31	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.96



m31

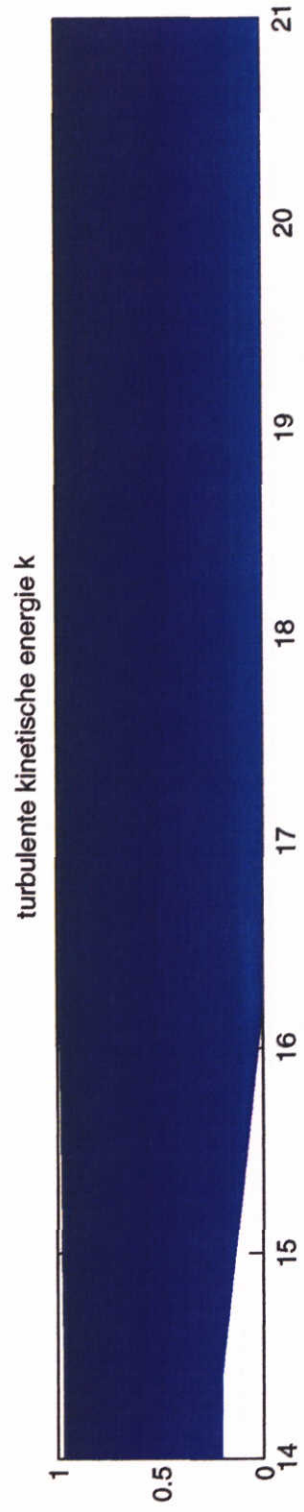
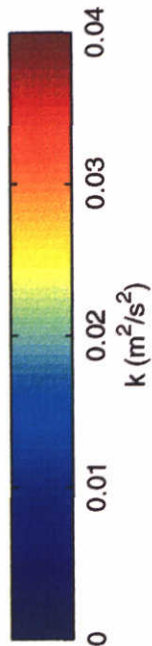
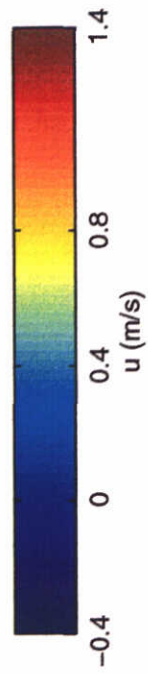
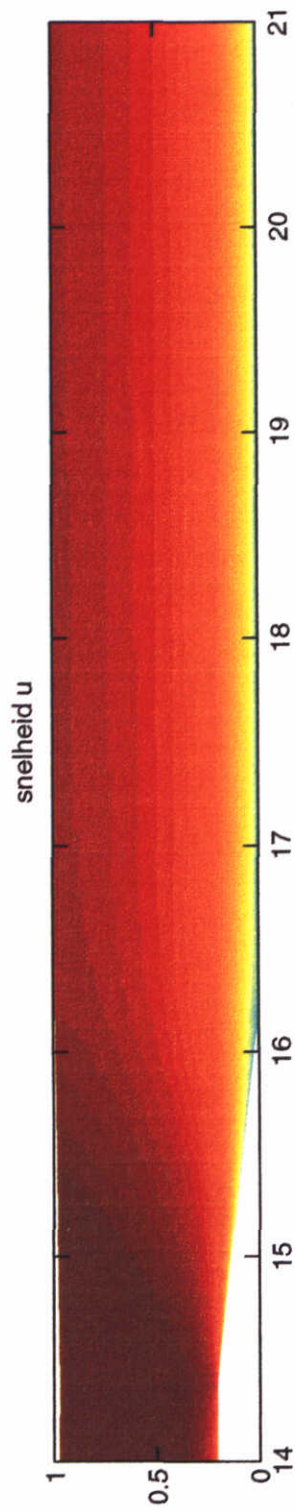


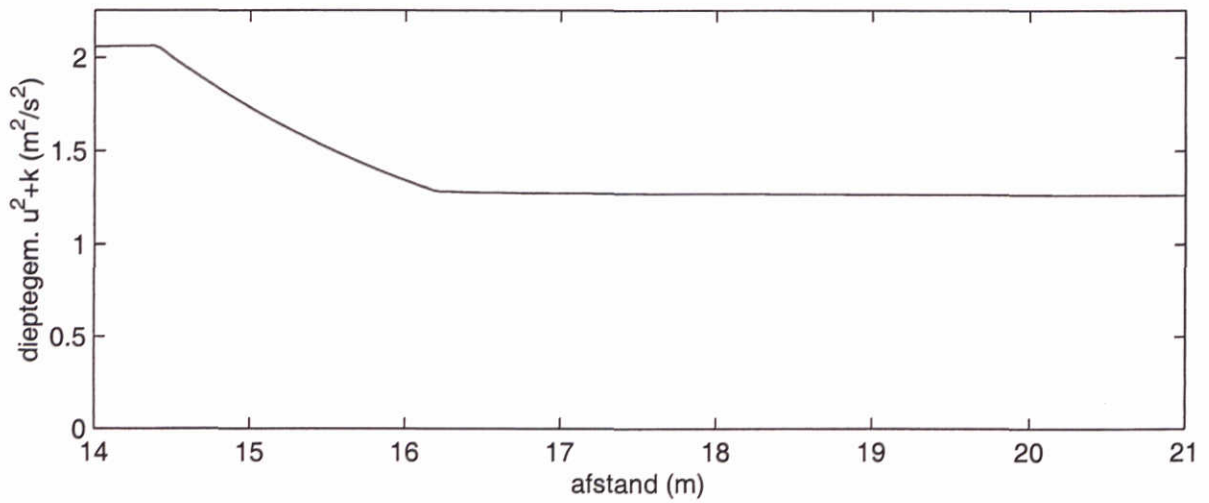
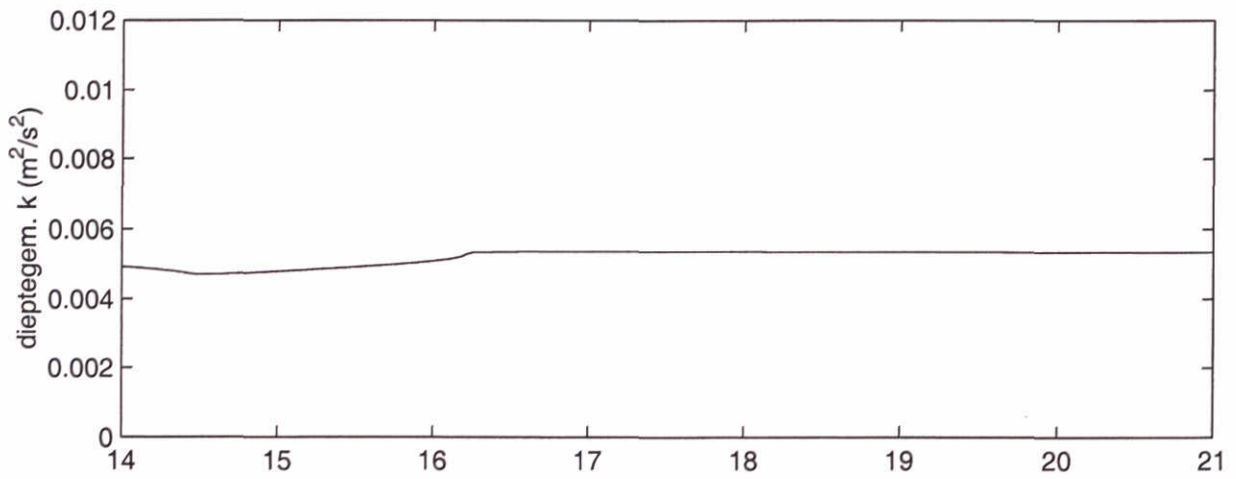
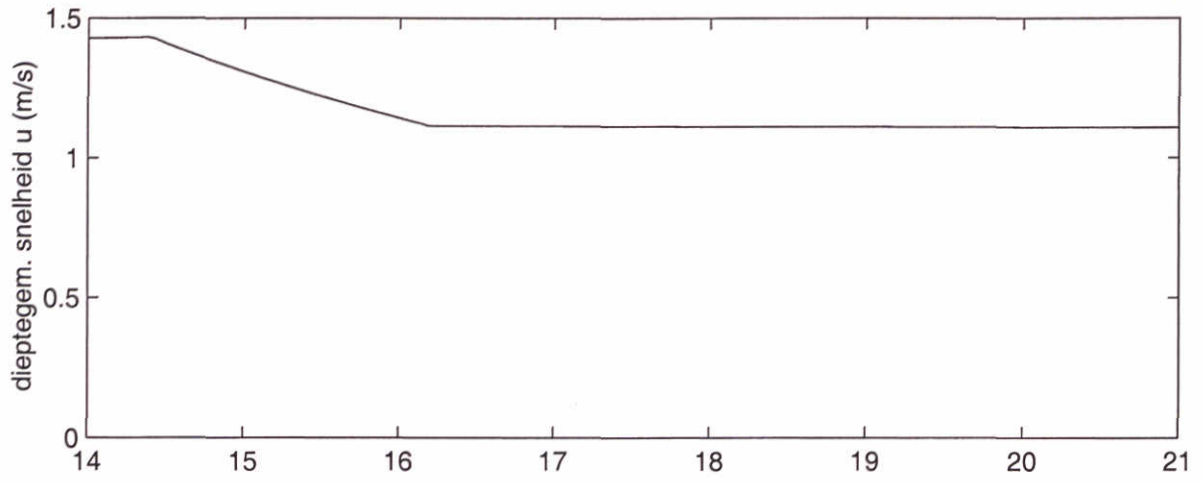
WL   DELFT HYDRAULICS	m31	
	X': 0,75m d/s teen talud	
		7.9d



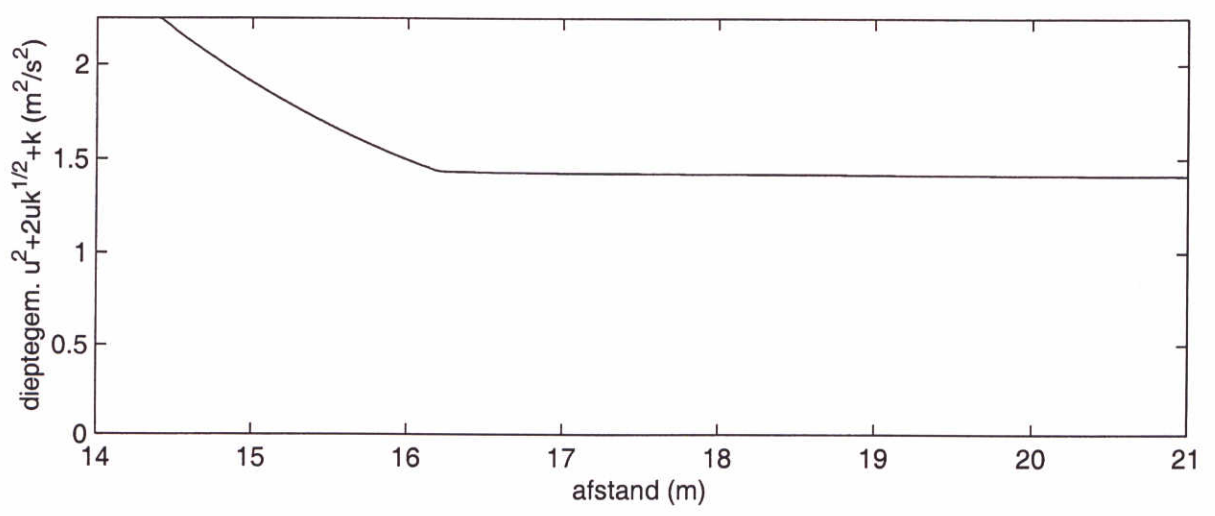
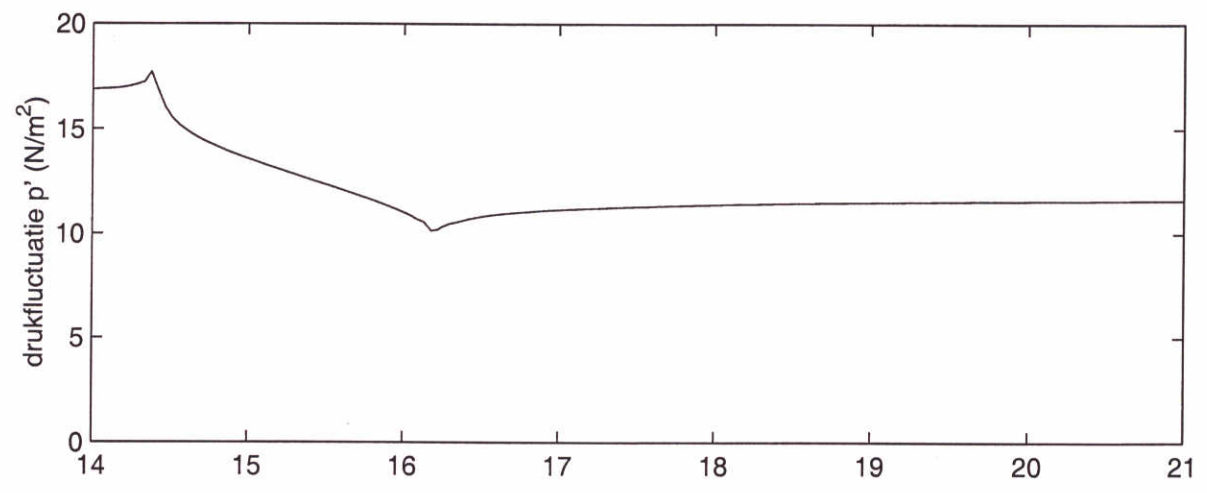
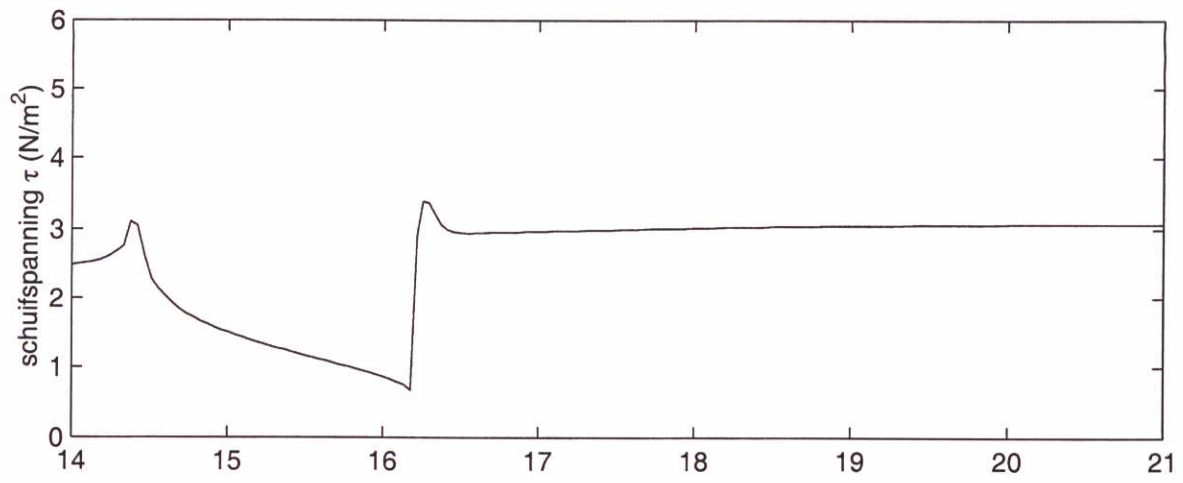
WL   DELFT HYDRAULICS	m31	
	X: 0,75m d/s teen talud	
		7.9e



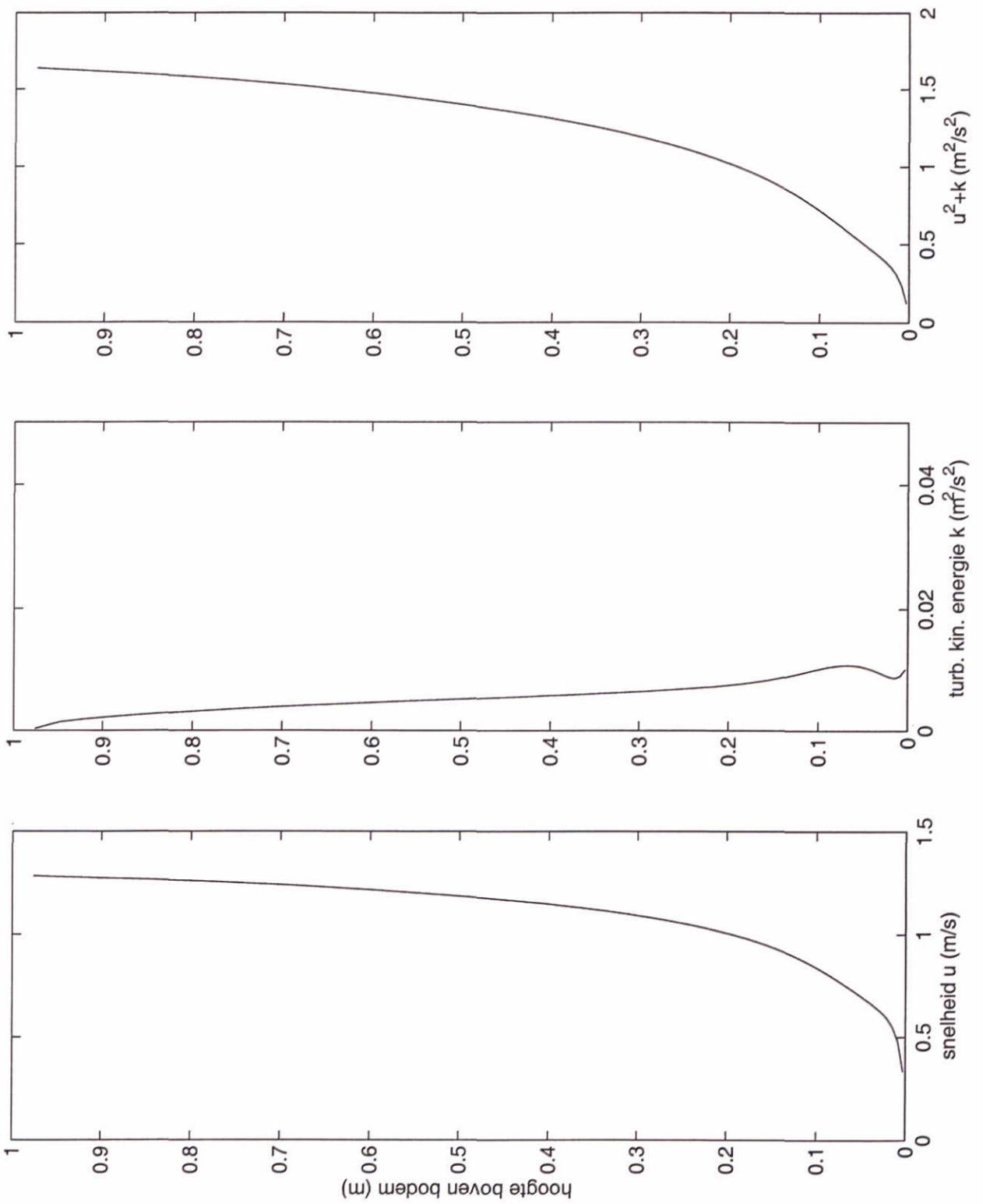




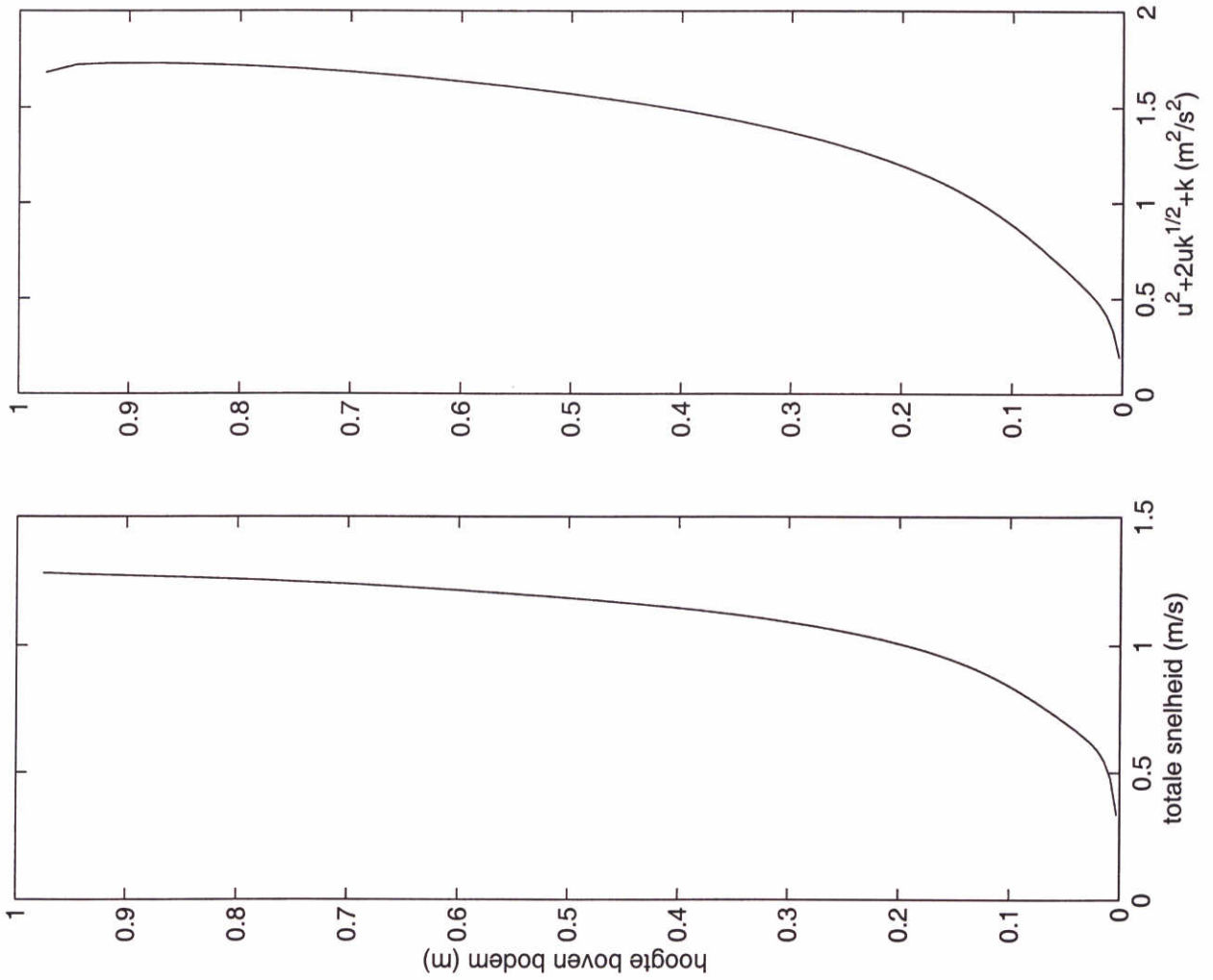
	m33	
WL   DELFT HYDRAULICS		7.10b



		m33	
WL   DELFT HYDRAULICS			7.10c



WL   DELFT HYDRAULICS	m33	
	x': 0,25 m d/s teen talud	
		7.10 d



m33

$x'$ : 0,25m d/s teen talud

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over waterdiepte 5D<sub>n50</sub>.

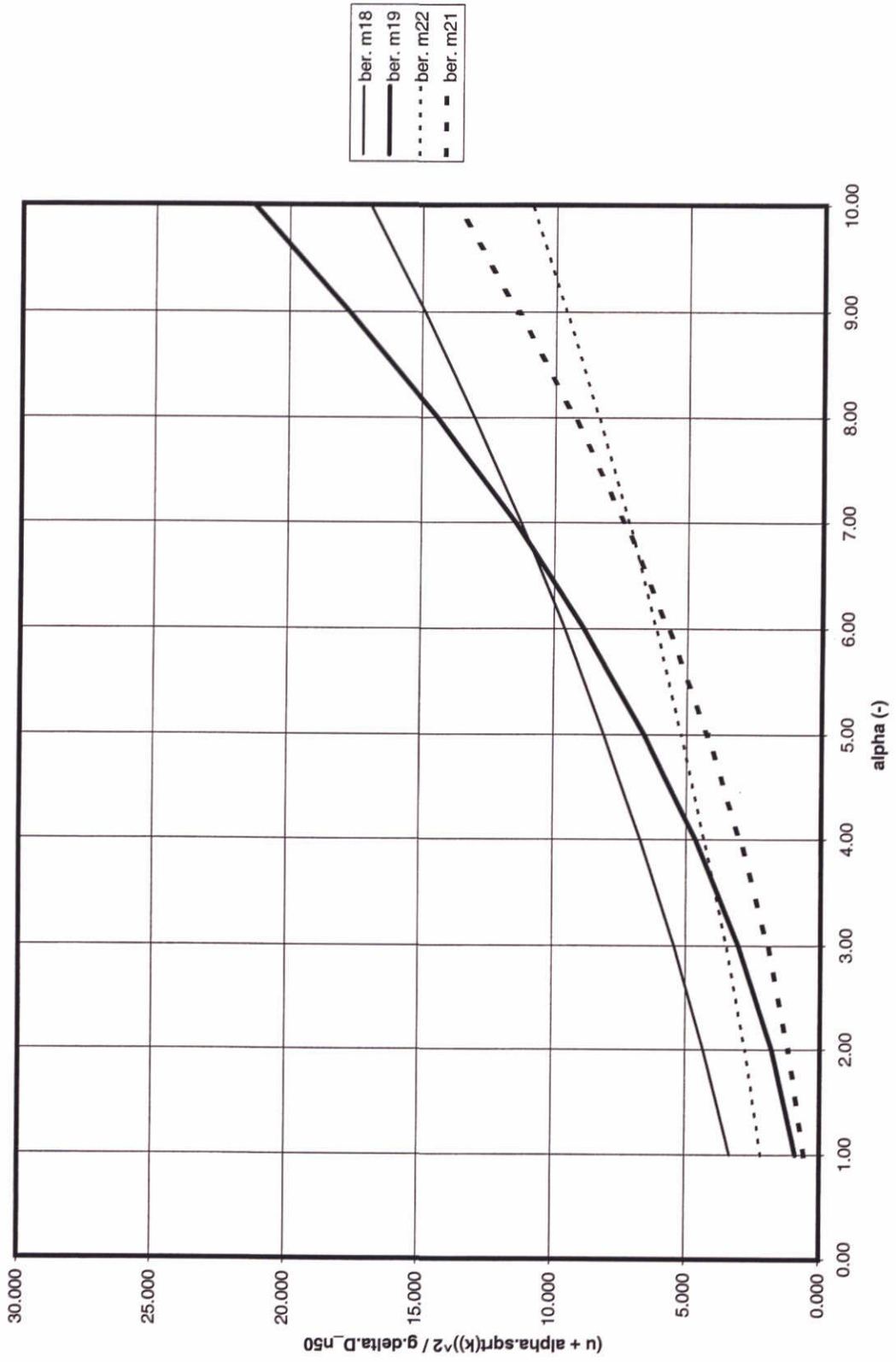


Fig. 7.11a

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over 0,1 maal waterdiepte.

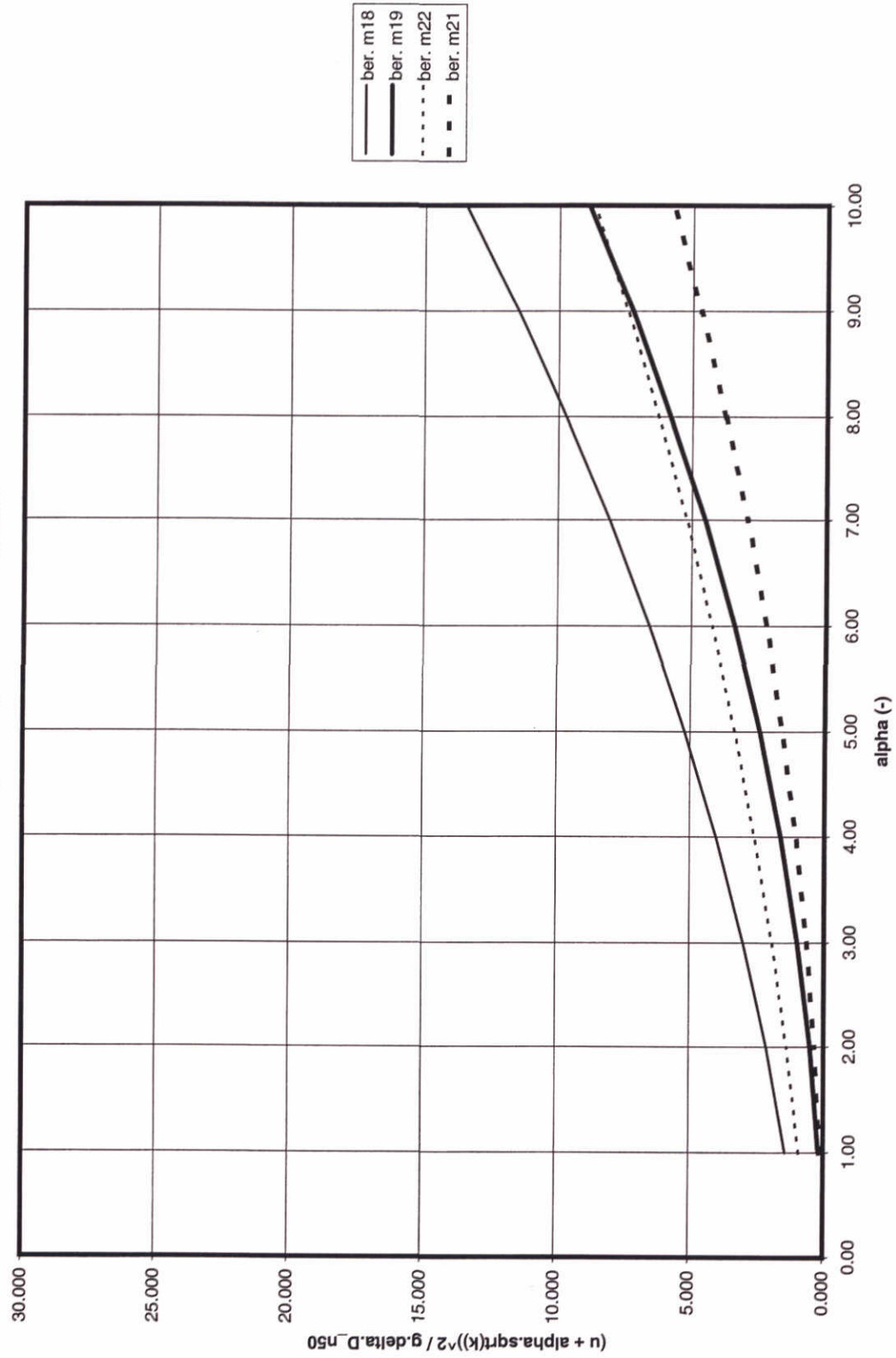


Fig. 7.11b

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
 Middeling over 0,2 maal waterdiepte.

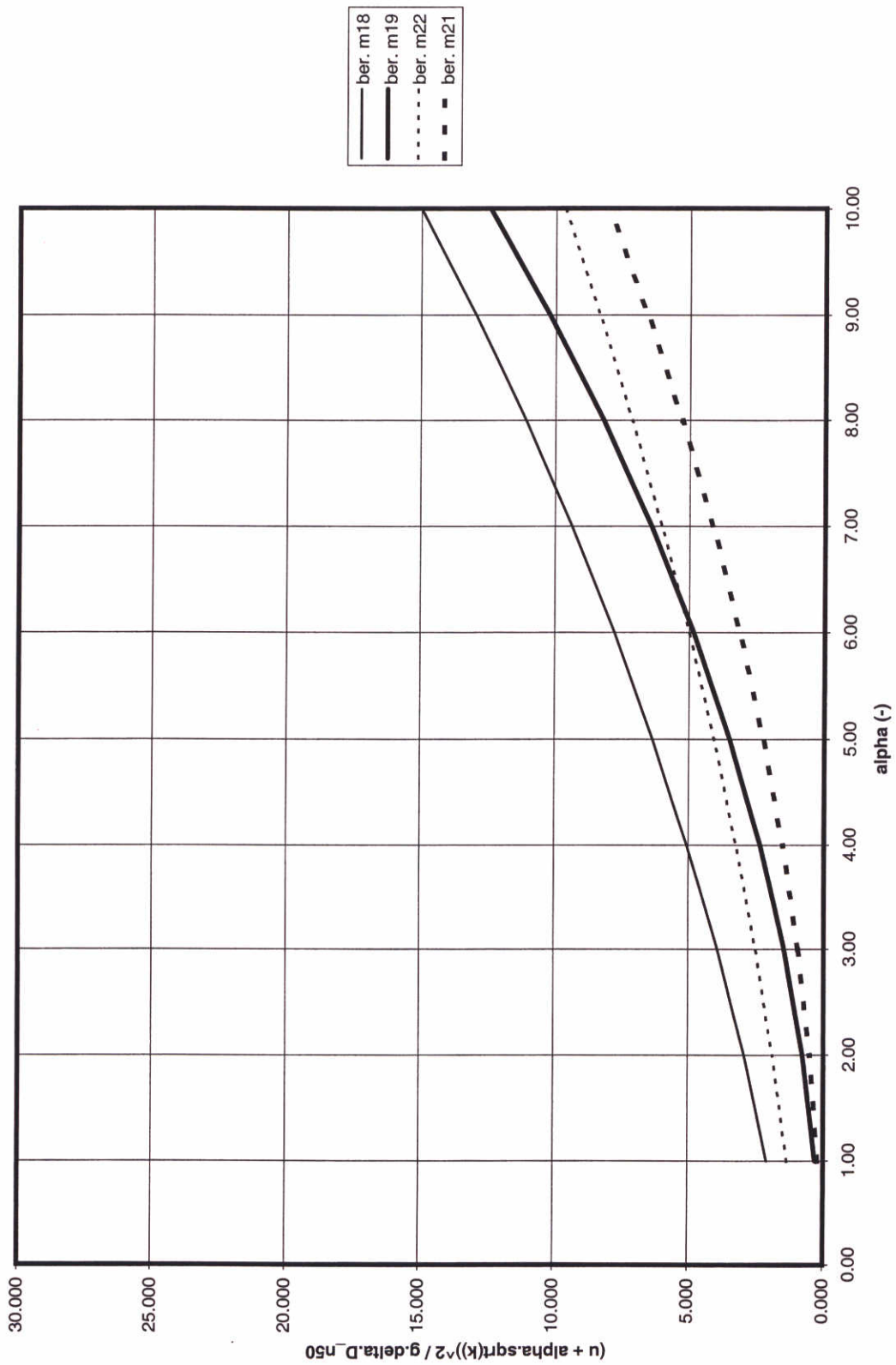


Fig. 7.11c



Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over halve waterdiepte.

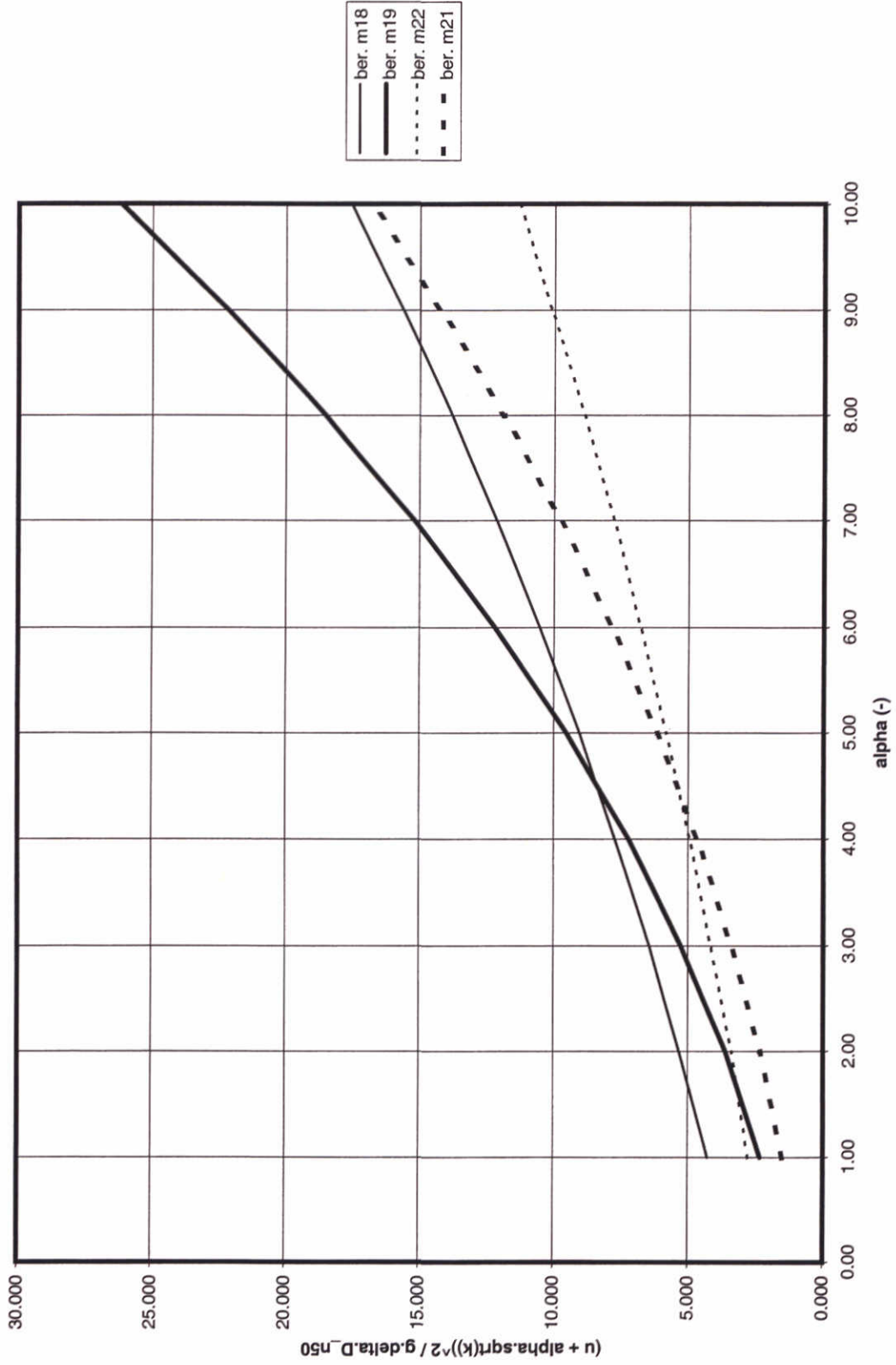


Fig. 7.11d

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over volle waterdiepte.

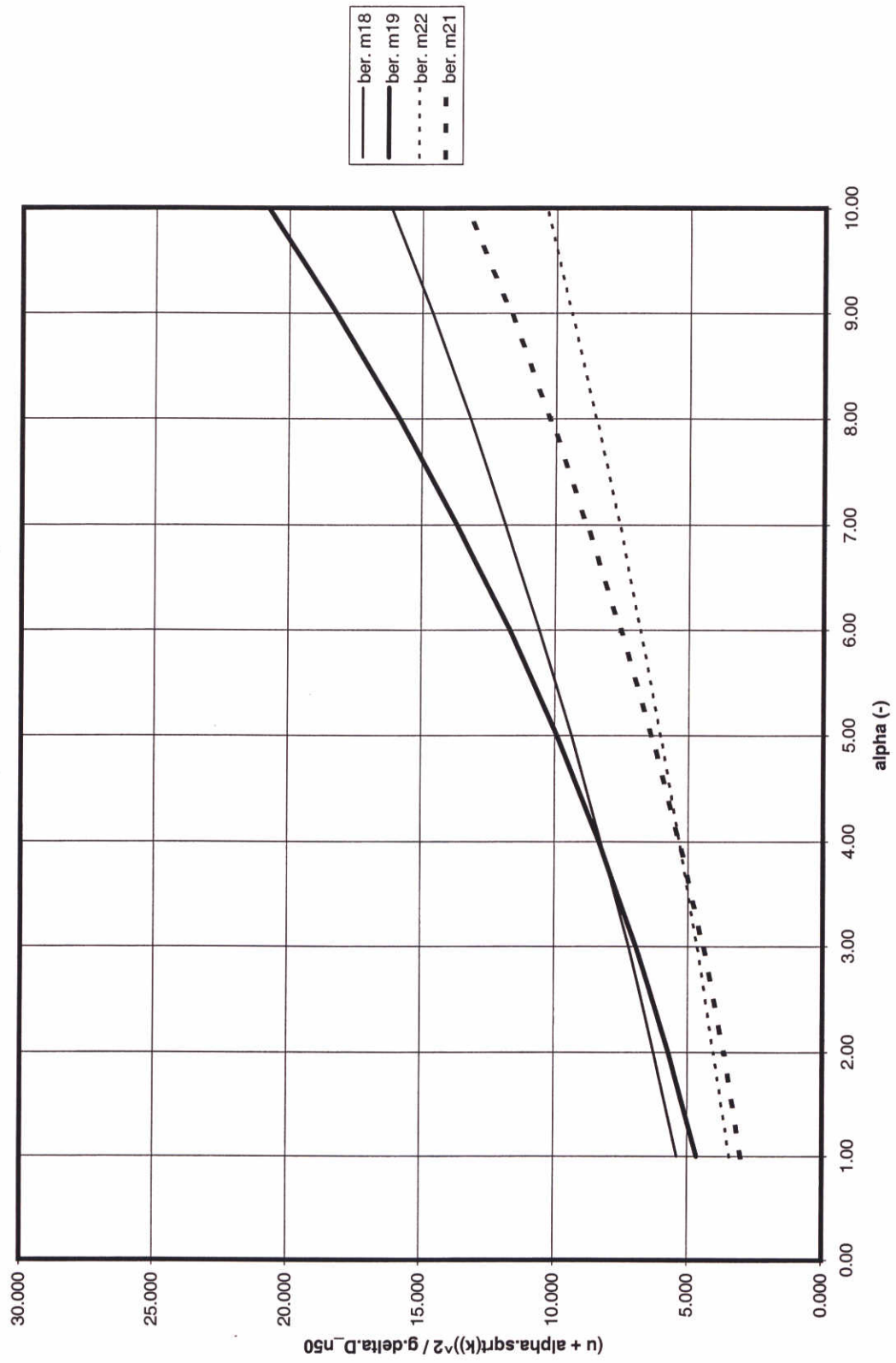


Fig. 7.11e

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
 Middeling over  $5 \cdot D_{n50} + 0,1 \cdot \text{waterdiepte}$ .

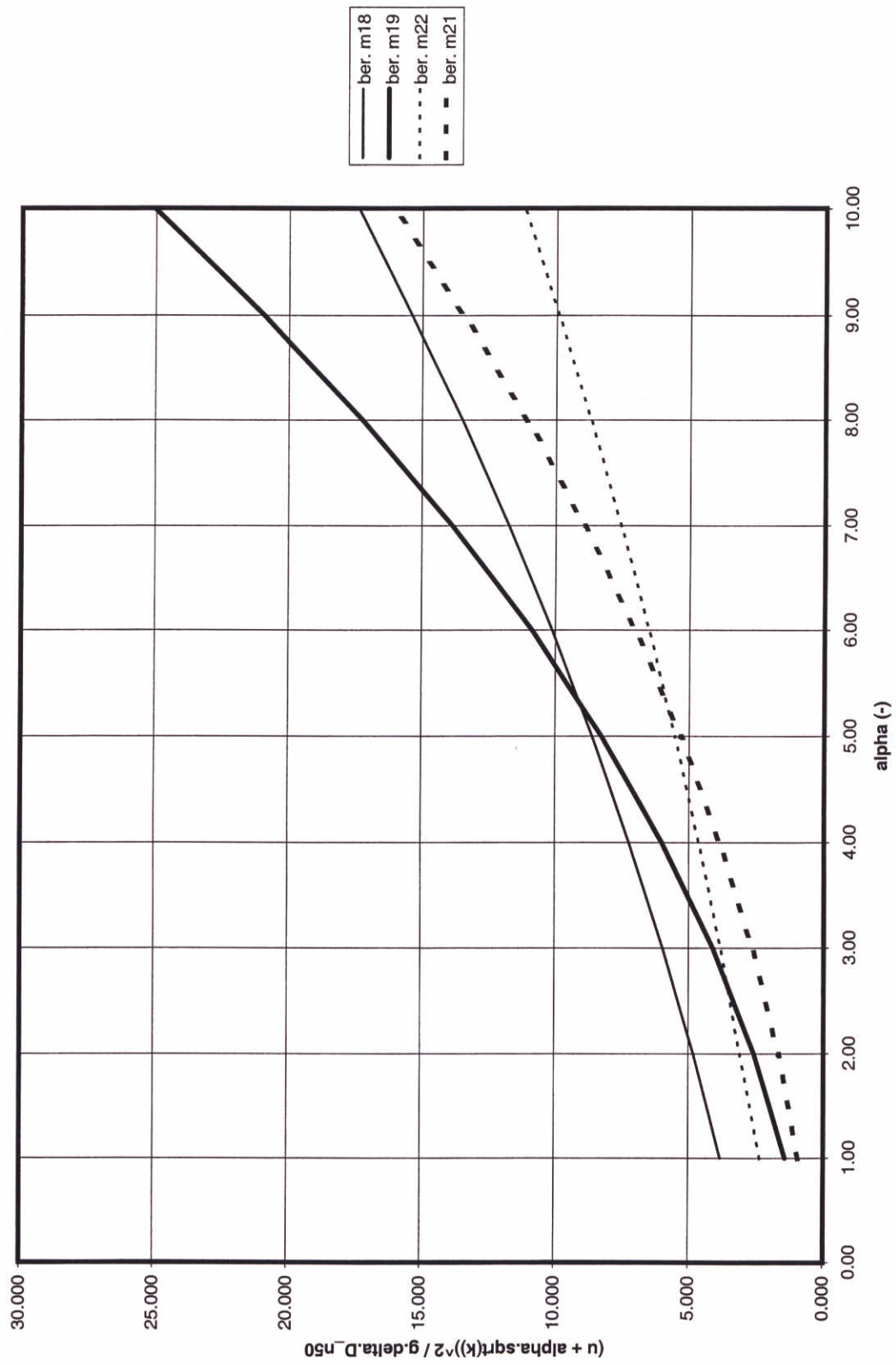


Fig. 7.11f

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
 Middeling over waterdiepte 5D<sub>n50</sub>.

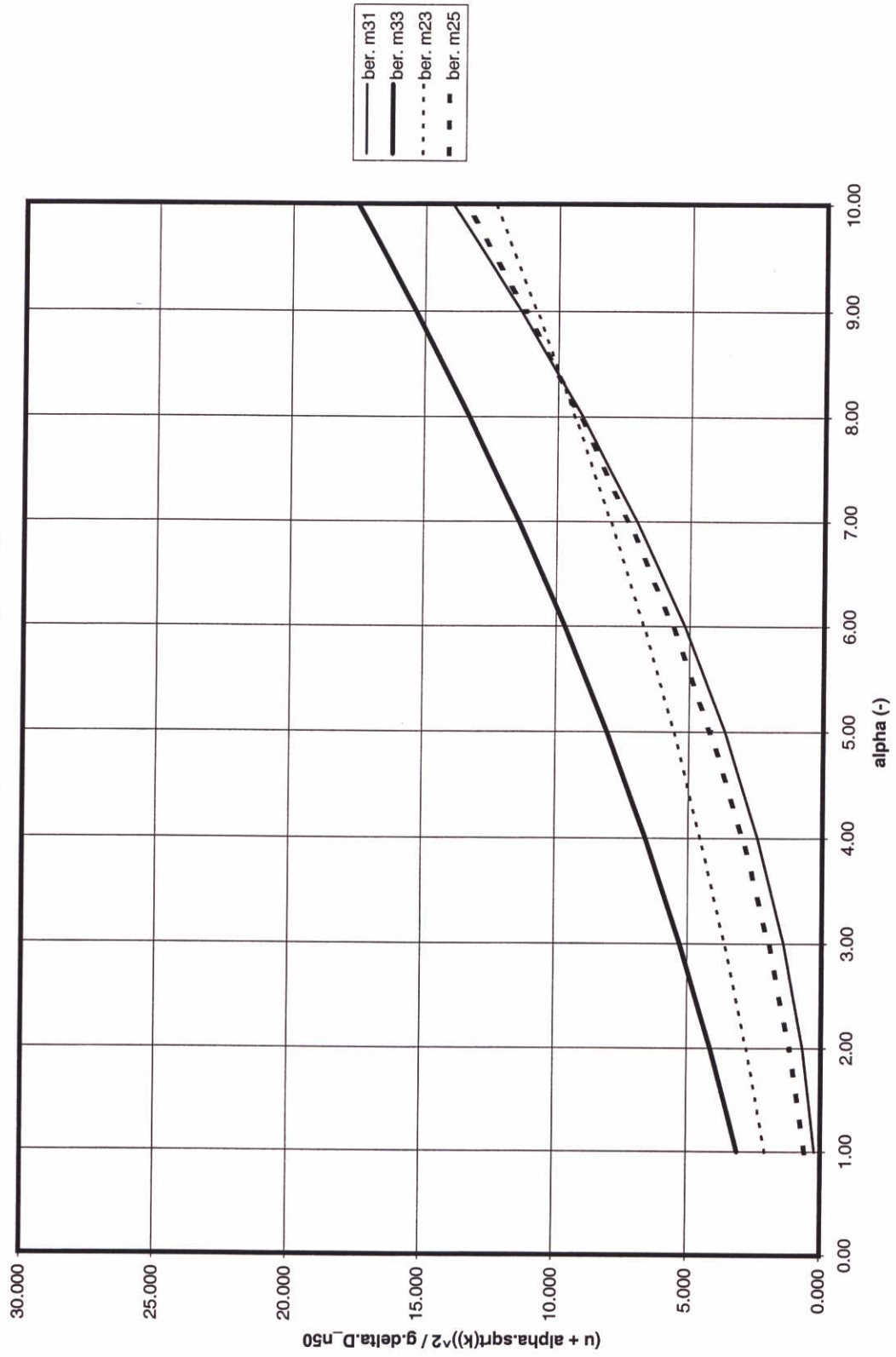


Fig. 7.11g

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over 0,1 maal waterdiepte.

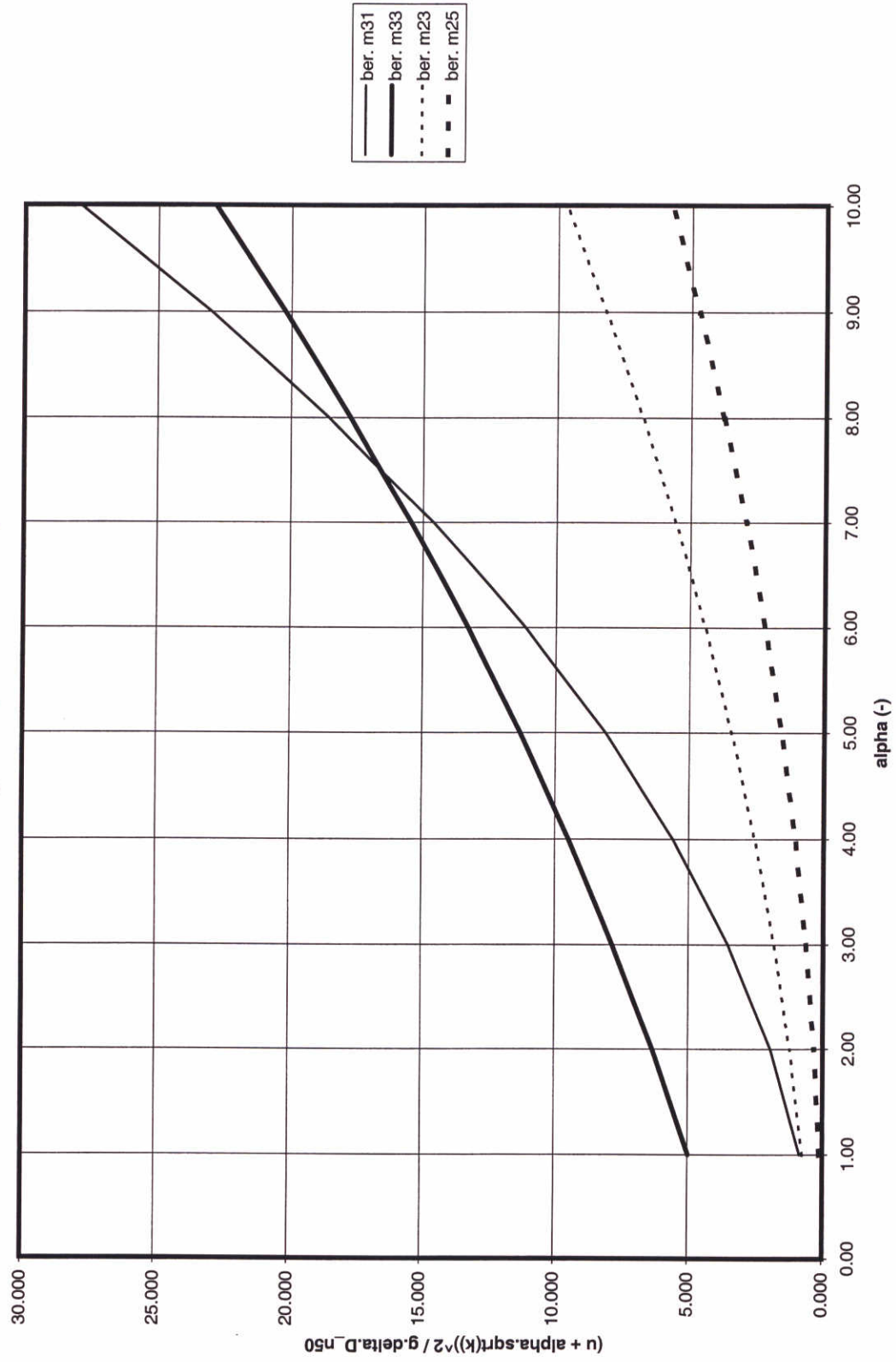


Fig. 7.11h

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over 0,2 maal waterdiepte.

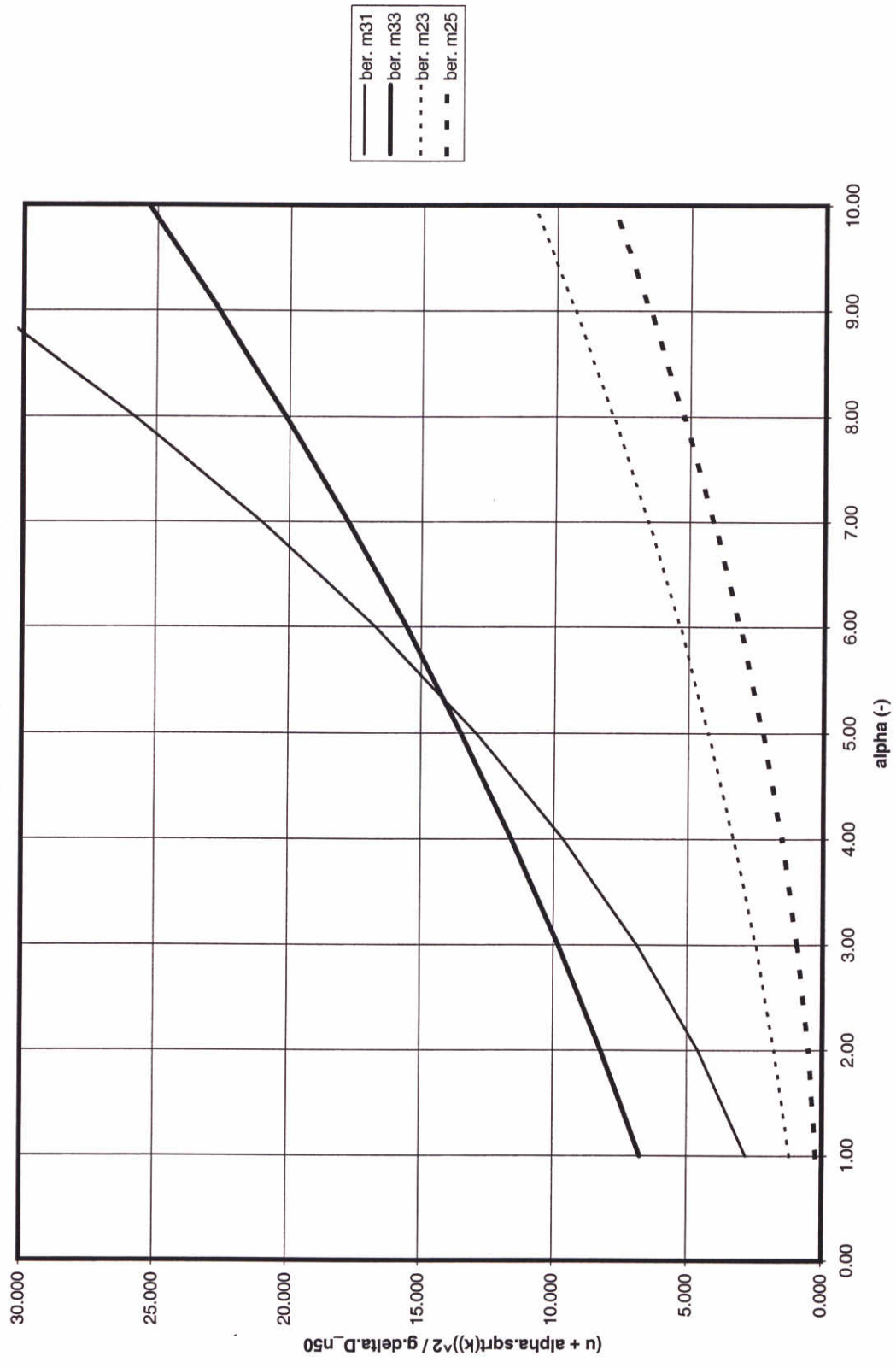


Fig. 7.11i

Groottheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta \cdot D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over halve waterdiepte.

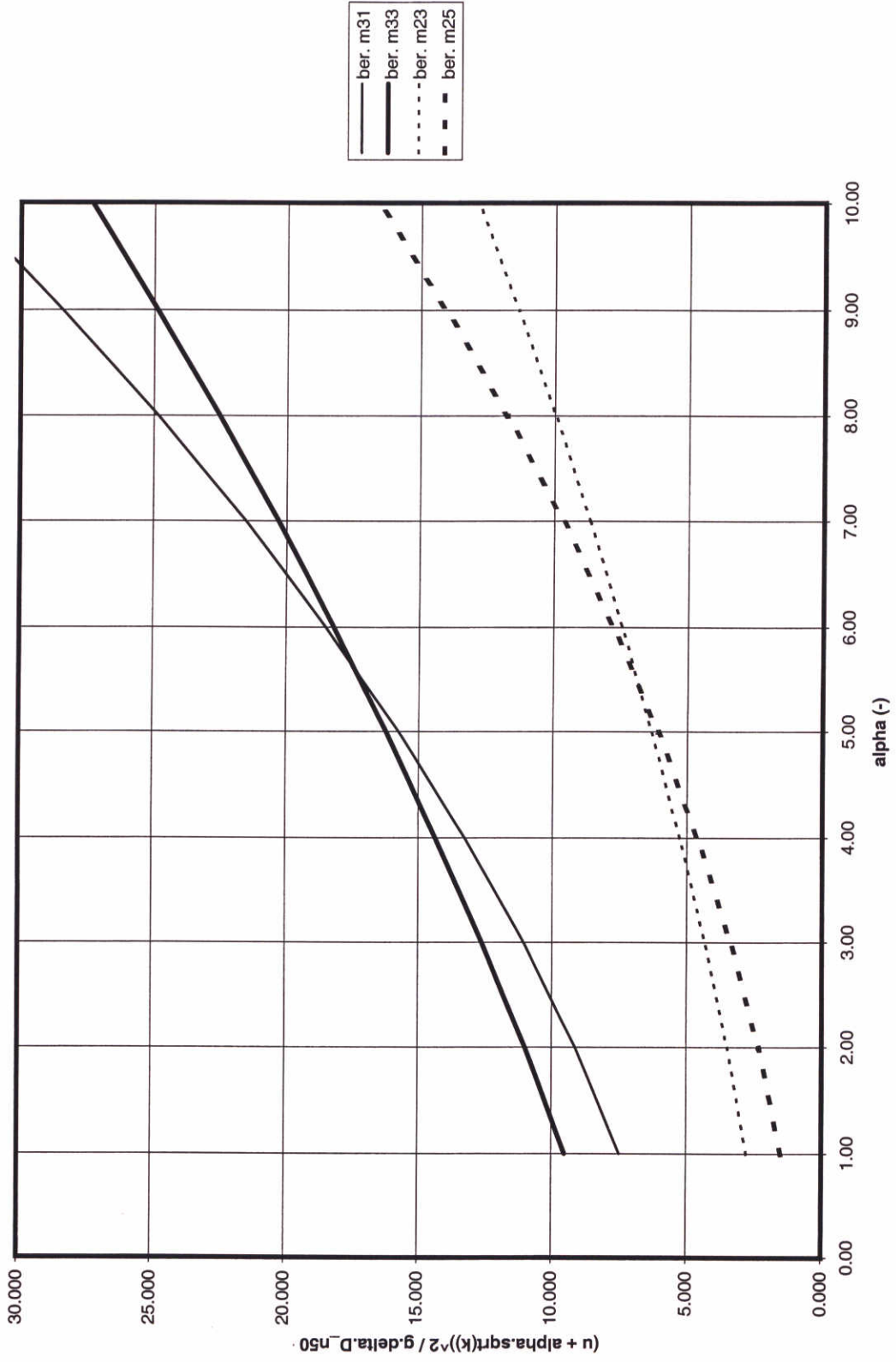


Fig. 7.11j

Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over volle waterdiepte.

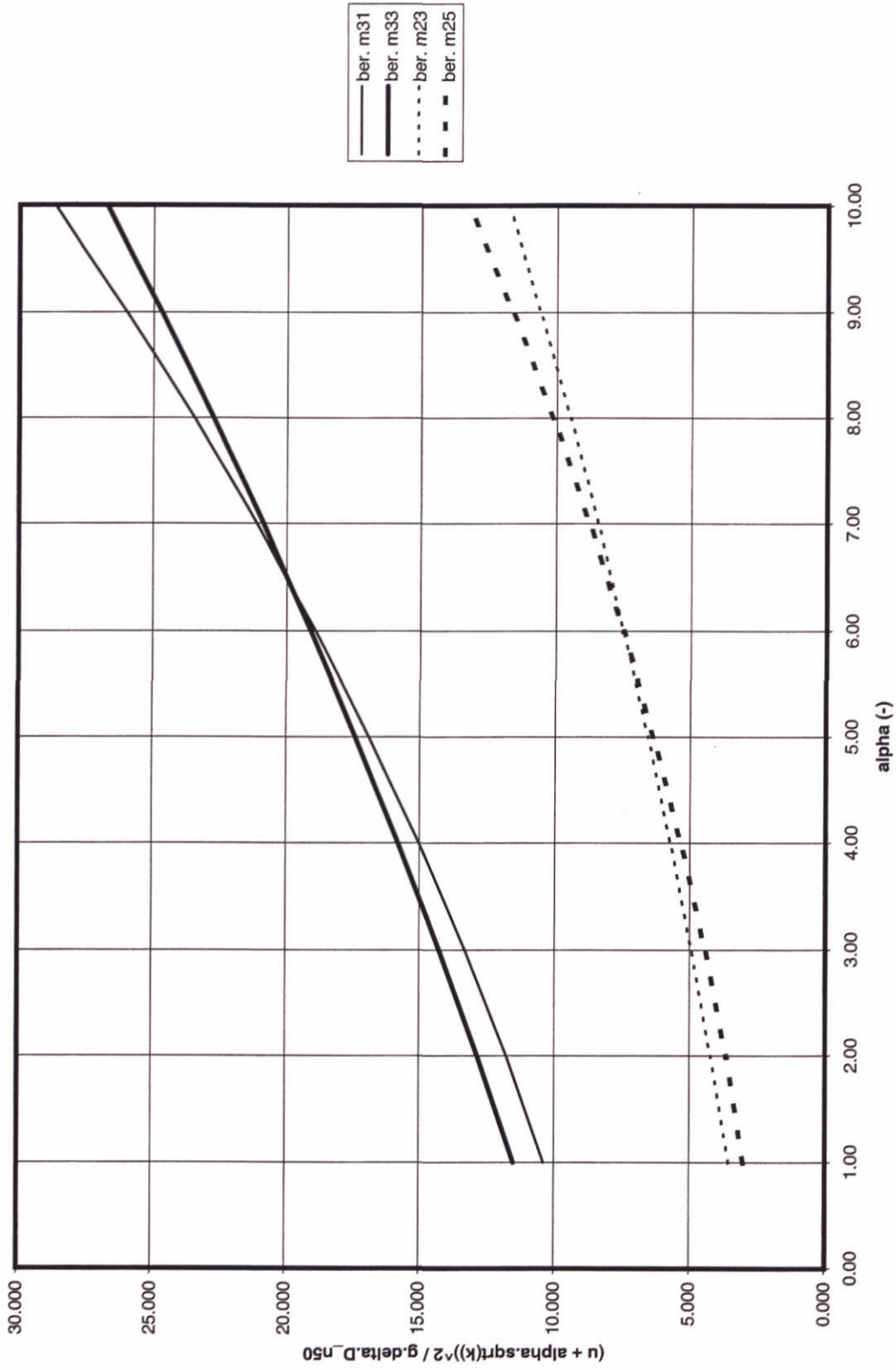


Fig. 7.11k



Grootheid  $(u + \alpha \cdot \sqrt{k})^2 / g \cdot \Delta D_{n50}$  als functie van  $\alpha$ .  
Middeling over  $5 \cdot D_{n50} + 0,1 \cdot \text{waterdiepte}$ .

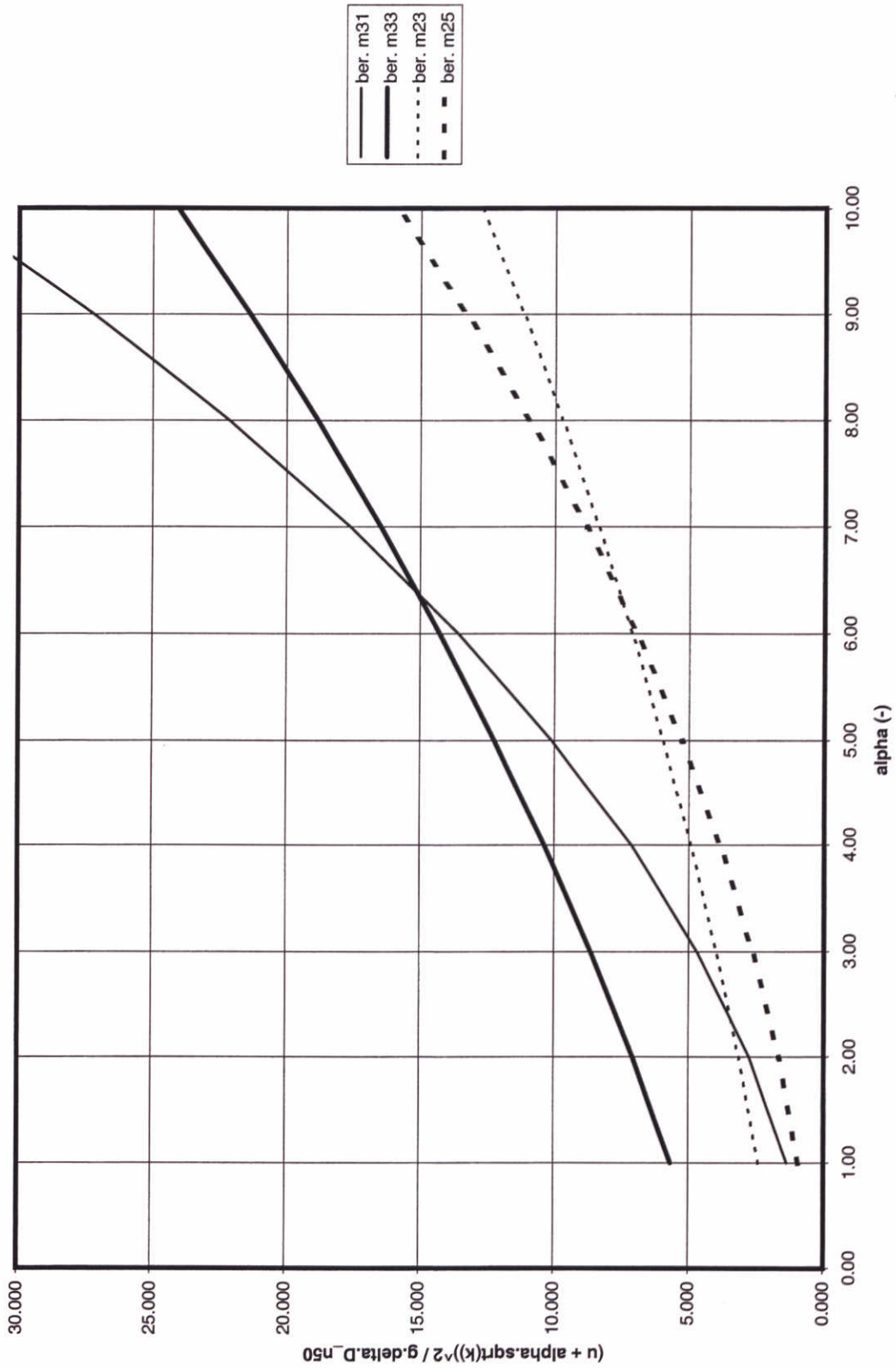


Fig. 7.111

## **Appendix B**

### **Ontwerpmethodiek voor granulaire bodem- verdedigingen op basis van transportmodellering**


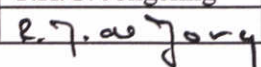
## Samenvatting

In het kader van een samenwerkingsproject is een ontwerpmethodiek voor granulaire bodem-beschermingen benedenstrooms van drempels ontwikkeld. De stromingscondities benedenstrooms van een drempel hebben een niet-uniform karakter met een vertragende stroomsnelheid en een verhoogde turbulentie. De basis voor de ontwerpmethodiek is een schadefunctie gerelateerd aan het bezwijken van de toplaag van de bodembescherming. De schadefunctie bevat een transportgradiënt die wordt bepaald door lokale stroomsnelheids- en turbulentieverschillen.

De configuratie benedenstrooms van een backward-facing step (een bijzonder geval van een drempel) is gemodelleerd. Daarbij is er van uitgegaan dat er geen geconcentreerde straal optreedt (drempel-hoogte-waterdiepte verhouding  $< 0.35$ ) en dat de turbulentie kan worden gemodelleerd als een maximum waarde tussen afstap en aanligpunt en vanaf het aanligpunt als een lineair afnemende waarde tot de turbulentie conform die bij uniforme stroming (uniformiteit wordt verondersteld weer aanwezig te zijn op 50 keer de waterdiepte vanaf de afstap). Voor situaties waarbij wel een geconcentreerde straal optreedt, zal gemodelleerd moeten worden met gebruikmaking van de straaltheorie. Met de ontwikkelde methode kan het schadeniveau en de faalkans worden bepaald voor een bepaalde bodembescherming met een gegeven steenafmeting..

De methodiek is getoetst aan resultaten van laboratorium experimenten met een afstaphoogte van 0.069m, een waterdiepte van 0.20m ( $d/h = 0.345$ ), en een stapsgewijze oplopende stroomsnelheid in een periode van 2,7 uur tot een maximum van ruim 0,7 m/s . Berekende schadeniveau en faalkans zijn:  $s_n = 0.016$  en  $P_f = 1.10^{-2}$  bij een theoretische waarde van de relatieve turbulentieintensiteit, en  $s_n = 0.00234$  en  $P_f = 8.10^{-4}$  bij een waarde van de relatieve turbulentieintensiteit overeenkomstig de metingen. Het berekende schadeniveau betekent dat van de aanwezige stenen van de bodem-bescherming ongeveer 15 à 90 stenen zijn verdwenen. Bij de experimenten zijn in totaal ongeveer 100 stenen verplaatst (gemiddelde van 5 experimenten). Gegeven de onzekerheden in de transport-formules en enkele aannames wordt op basis van de toetsing geconcludeerd dat de ontwikkelde methodiek en de laboratorium experimenten een redelijke overeenkomst laten zien.

De conclusie is dan ook dat de methodiek bruikbaar is, maar evenzeer dat verdere toetsing noodzakelijk is. Aanbevolen wordt de methodiek ook toe te passen bij concrete projecten (naast de huidige ontwerpmethodiek op basis van stabiliteitscriteria), zodat ervaring wordt opgedaan in concrete situaties.

Opgesteld door:	H.J. Verheij	30 nov. 2000	
Review door:	T.H.G. Jongeling	30 nov. 2000	
Goedgekeurd door:			

# Inhoud

<b>1</b>	<b>Inleiding</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Uitgangspunten</b>	<b>5</b>
	2.1 Schadefunctie	
	2.2 Betrouwbaarheidsfunctie	
	2.3 Schadelokatie	
<b>3</b>	<b>Modelleren schadefunctie</b>	<b>9</b>
	3.1 Inleiding	
	3.2 Schadeniveau	
	3.3 Turbulentie	
<b>4</b>	<b>Voorbeeld</b>	<b>13</b>
	4.1 Algemeen	
	4.2 Resultaten	
	4.3 Steenstabiliteit	
<b>5</b>	<b>Andere aspecten</b>	<b>18</b>
	5.1 Lokatie-afhankelijke schade en faalkans	
	5.2 Invloed ontmenging en laagdikte	
	5.3 Fluctuerende snelheidsverdeling	
<b>6</b>	<b>Conclusies</b>	<b>20</b>

## Literatuur

**Appendix 1: Afleiding formule voor dimensionering voor vertragingsgebied**

**Appendix 2: Stabiliteitsvoorspeller van Hoffmans**

## Symbolen

$c_k$	-	constructie-afhankelijke turbulentiefactor
$c_s$	-	constructie-afhankelijke turbulentiefactor
$c_5$	-	ruwheidsfactor in Chezy-formule
$C$	$m^{0.5}/s$	Chezy-coefficient
$D_n$	m	nominale steendiameter
$D_{50}$	m	karacteristieke, gemiddelde steendiameter
$d$	m	drempelhoogte
$d_e$	m	geërodeerde dikte van de bodembescherming
$d_0$	m	aanwezige dikte van de bodembescherming
$f$	-	factor om afwijkend snelheidsprofiel in rekening te brengen
$g$	$m/s^2$	zwaartekrachtversnelling
$h$	m	waterdiepte
$L$	m	aanpassingslengte relatieve turbulentieintensiteit
$n$	-	porositeit
$n_d$	-	dikte bodembescherming uitgedrukt in aantal lagen
$x$	m	lengte beschouwde schadegebied
$P$	-	faalkans
$q_s$	$m^2/s$	specifiek transport
$R$	-	sterkte van een constructie
$r_0$	-	relatieve turbulentieintensiteit
$S$	-	belasting op een constructie
$S_T$	-	totale schade gedurende de levensduur van de constructie
$S_1$	-	schade gedurende 1 jaar
$s_n$	-	schadeniveau
$T$	jaar	levensduur van een constructie
$t$	s	tijd
$u$	m/s	stroomsnelheid
$u_*$	m/s	schuifspanningssnelheid
$Z$	var	betrouwbaarheidsfunctie
$\alpha_c$	-	verhouding standaardafwijking en schuifspanning van sterkte
$\alpha_0$	-	verhouding standaardafwijking en schuifspanning van belasting
$\beta$	-	betrouwbaarheidsindex
$\Delta$	-	relatieve dichtheid
$\mu(Z)$	-	gemiddelde waarde parameter $Z$
$\phi_0$	-	transportparameter
$\phi$	-	gemodificeerde transportparameter
$\gamma$	-	schadeparameter
$\rho$	$kg/m^3$	dichtheid water
$\rho_s$	$kg/m^3$	dichtheid granulair materiaal
$\sigma_c$	-	standaardafwijking kritieke schuifspanning
$\sigma_0$	-	standaardafwijking optredende schuifspanning
$\sigma(Z)$	-	standaardafwijking parameter $Z$
$\tau_c$	$N/m^2$	kritieke schuifspanning sterkte
$\tau_0$	$N/m^2$	optredende schuifspanning belasting
$\psi_c$	-	kritieke Shieldsparameter

# I Inleiding

In het kader van het samenwerkingsproject "Steenstabiliteit" zijn voor 2000 in fase 1 o.a. de volgende activiteiten voorzien:

- schademodellering op basis van transporten voor een vertragingsgebied
- toetsing schademodellering en probabilistische methode

Schademodellering impliceert dat wordt gedimensioneerd op bezwijken, dat wil zeggen: er verdwijnt een groot aantal stenen, en niet een gering aantal stenen, zoals dat het geval is bij dimensioneren op basis van stabiliteitscriteria. In het laatste geval is in principe sprake van een stabiel geachte beschermingsconstructie.

De activiteiten zijn een vervolg op eerdere studies voor een versnellingsgebied. Doelstelling is het verkrijgen van inzicht in de praktische toepasbaarheid van nieuwe ontwikkelingen in schademodellering van steenbestortingen, zodat deze te zijner tijd ook deel kunnen gaan uitmaken van de toekomstige ontwerpmethodiek.

In de onderhavige Bijlage B wordt een ontwerpmethodiek gepresenteerd voor een bodembescherming benedenstrooms van een backward-facing step. Hierbij wordt gebruik gemaakt van een transportbenadering, al dan niet gecombineerd met probabilistische technieken (dwz: het in rekening brengen van onzekerheden). Het verschil met de eerdere studie (Verheij, 1999) is dat benedenstrooms van een constructie sprake is van niet-uniforme stroming.

Gekozen is voor het doorrekenen van een situatie die ook is onderzocht in een schaalmodel. Dit betekent dat een toetsing mogelijk is aan die resultaten. In het kader van deze case zijn twee verschillende benaderingen gevolgd:

- deterministisch volgens een transportbenadering
- probabilistisch volgens een transportbenadering

Parallel aan deze studie vinden voor dezelfde situatie in fase 2 van het project 'Steenstabiliteit' berekeningen plaats met CFX (zie Bijlage A).

Doelstelling van de studie is: het aantonen dat een ontwerpmethodiek op basis van bezwijken van een toplaag en gebruikmakend van transportgradienten en een relevante formulering van de relatieve turbulentie-intensiteit bruikbaar is.

Onderhavig verslag is geschreven door ir.H.J.Verheij. De deterministische en probabilistische berekeningen met respectievelijk een Excel-spreadsheet voor het schadeniveau en het programma BD-Afda voor de faalkans, zijn uitgevoerd door ir.C.Stolker.

## 2 Uitgangspunten

### 2.1 Schadefunctie

Door Akkerman (1999) zijn voor een aantal situaties schadefuncties gedefinieerd.

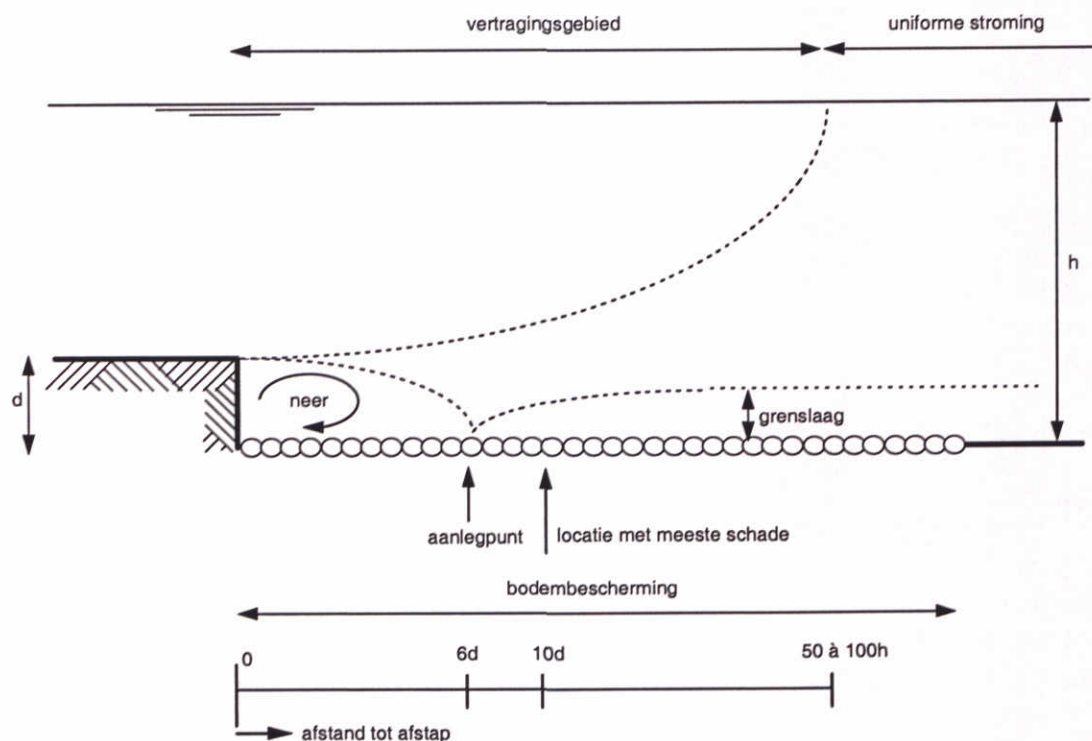
$$s_n = \frac{d_e}{d_0} \quad \text{met} \quad d_0 = n_d D_n \quad \text{en} \quad d_e = \frac{dq_s}{dx} \frac{1}{1-n} t \quad (1)$$

Het schadeniveau  $s_n$  kan variëren tussen 0 (geen schade) en 1 (toplaag volledig verdwenen). In praktijksituaties is bijvoorbeeld  $s_n = 0,5$  een realistischer waarde als bovengrens. Beheerders zullen namelijk nooit accepteren dat de toplaag over de volledige dikte is verdwenen. In de case zal worden uitgegaan van  $s_n = 1$ , omdat in het laboratorium experiment daadwerkelijk lokaal de volledige toplaag is verdwenen.

Voor de schadefunctie volgt dan:

$$s_n = \frac{1}{n_d D_n} \frac{dq_s}{dx} \frac{1}{1-n} t \quad (2)$$

De ontwerpmethodiek zal worden uitgewerkt voor een afstap of backward-facing step. In onderstaande Figuur 1 is de configuratie weergegeven.



**Figuur 1** Backward-facing step met karakteristieke gebieden

Er zijn nu twee opties afhankelijk van de hoogte van de drempel:

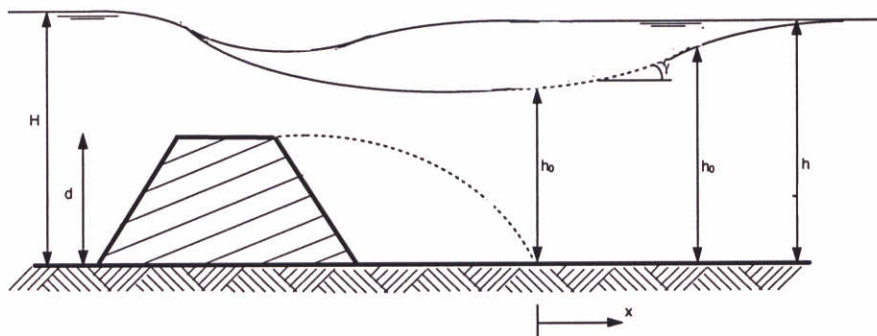
1. WL-spoor (ook wel spoor Akkerman genoemd) voor lage drempels, en

## 2. straaltheorie [Franken et al, 1995] voor middelhoge drempels

ad 1: Hierbij vindt modellering plaats volgens de methode voor een leidingafdekking met in rekening brengen van het niet-uniforme karakter (dit is conform bijlage 4 in memo van [Akkerman, 1999] en borduurt verder op het eerdere memo voor versnellingsgebieden; zie [Verheij, 1999]). In Hoofdstuk 3 zal nader op de details worden ingegaan.

Een alternatief lijkt: modellering als ware het een bodemverdediging benedenstrooms van een constructie (dit is conform bijlage 2 in genoemd memo). Deze schademodeltering is echter anders bedoeld, namelijk voor ontgrondingskuilen. Weliswaar zou gesteld kunnen worden dat een ontgrondingskuil ontstaat met een maximale diepte gelijk aan de laagdikte, maar dit is niet bedoeld. In theorie zouden beide alternatieven in elkaar moeten overgaan, maar dit is niet nader uitgewerkt.

ad 2: Een andere benadering is uit te gaan van de straaltheorie, waarbij de optredende stroomsnelheid wordt gerelateerd aan een effectieve hoogte [Franken et al, 1995]. Deze optie geldt echter slechts onder de voorwaarde dat er sprake is van een waterstandsverschil over de drempel. Gezien de geringe relatieve drempelhoogte (orde 0.3 keer de waterdiepte) is het niet mogelijk deze methode toe te passen. Voor relatieve drempelhoogten groter dan ongeveer 0.3 keer de waterdiepte ontstaat er een overstortende straal en is de straaltheorie toepasbaar. In de navolgende Figuur 2 is schematisch de situatie met een overstortende straal weergegeven.



**Figuur 2** Situatie met overstortende straal

Formules om de stroomsnelheden en waterdiepten in de verschillende doorsneden te berekenen zijn vermeld in [Franken et al, 1995]. De uitwerking verloopt verder analoog aan die welke in Hoofdstuk 3 zal worden gepresenteerd, maar is hier niet gepresenteerd.



Overigens zou deze methode uitsluitend bruikbaar zijn vanaf het re-attachement point (met een relatieve turbulentieintensiteit  $r_0$  van 0.1 tot keeldoorsnede).

## 2.2 Betrouwbaarheidsfunctie

Voor de berekening van de faalkans wordt uitgegaan van de betrouwbaarheidsfunctie:

$$Z = 1 - S_T (= R - S) \quad (3)$$

$$\text{met: } S_T = T S_1 = T \sum s_{n,i} \quad \text{met } s_{n,i} = f(u_i, h_i, t_i, r_i) \quad (4)$$

De kans volgt dan met:

$$P(Z < 0) = P(S_T > 1) = P(1 - S_T < 0) \quad (5)$$

Bovenstaande wijkt af van de methodiek die is beschreven door [Arts, 2000], waarbij gebruik wordt gemaakt van de betrouwbaarheidsfunctie:

$$Z = \tau_c - \tau_0 (= R - S) \quad (6)$$

Via deze functie wordt een faalkans afgeleid die later weer wordt geïntroduceerd in de schadefunctie door herdefiniering van de transportparameter  $\phi$  naar  $\phi_0$ . De procedure volgens Arts is dat eerst de faalkans behorend bij de Z-functie volgens vgl.(6) wordt bepaald om die vervolgens te substitueren in de schadefunctie om het schadeniveau te bepalen. Opgemerkt wordt dat de schadefunctie die Arts hanteert identiek is aan vgl.(2).

Het voorgaande leidt tot gelijke resultaten als de procedure zoals die hier wordt voorgestaan conform vgl.(3). Dit komt door invoering van een nieuwe transportparameter  $\phi_0$  die is gefit op de eigenlijke transportparameter  $\phi$ . Hierdoor is in wezen sprake van "inteelt".

De voorkeur wordt daarom gegeven aan een procedure om de schade te relateren aan een laagdikte en niet aan de kans op bewegen van stenen. Het gaat immers om schademodelering en dit impliceert bezwijken van een constructie. Anders gezegd: een groot aantal stenen erodeert en niet slechts enkele stenen. Een koppeling aan de laagdikte van een bestorting heeft bovendien het voordeel dat een relatie gelegd kan worden met een onderhoudsstrategie. Er kan immers een voorspelling worden gedaan over de mate van schade na verloop van enige tijd en daarmee ook over de hoeveelheid onderhoud.

Een ander voordeel van de voorgestane procedure met vgl.(3) is dat geen extra fit nodig is om de transportparameter  $\phi_0$  te bepalen. Overigens heeft de procedure met vgl.(6) het voordeel dat een koppeling kan worden gelegd met de parameter  $\gamma$  zoals die in de theorie van Grass (1970) wordt gehanteerd. Deze is gedefinieerd als:

$$\gamma = \frac{\tau_c - \tau_0}{\sigma_c + \sigma_0} \quad (7)$$

De betrouwbaarheidsindex  $\beta$  is bij Z conform vgl.(6) gedefinieerd volgens:

$$\beta = \frac{\mu(Z)}{\sigma(Z)} = \frac{\tau_c - \tau_0}{\sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_0^2}} \quad (8)$$

Voor het verband tussen beide kan dan worden afgeleid:

$$\beta = \gamma \frac{\sigma_c + \sigma_0}{\sqrt{\sigma_c^2 + \sigma_0^2}} \quad (9)$$

Voor uniforme stromingen kan dit worden omgezet in:

$$\beta = \gamma \frac{\alpha_0 \frac{\tau_0}{\tau_c} + \alpha_c}{\sqrt{\alpha_c^2 + \alpha_0^2 \left(\frac{\tau_0}{\tau_c}\right)^2}} \quad (10)$$

Het voorgaande heeft het voordeel dat een relatie kan worden gelegd met faalkansen die in de literatuur worden gepresenteerd (bijv. door Zanke).

Uiteindelijk is hier niet voor deze aanpak gekozen maar voor de aanpak gebaseerd op de laagdikte. Bezwijken van een toplaag is meer gerelateerd aan het verdwijnen van de laagdikte dan aan het begin van bewegen van enkele stenen.

### 2.3 Schadelokatie

Modellering van het schadeniveau zal plaatsvinden er van uitgaande dat de grootste schade optreedt benedenstrooms van het re-attachment point. Hiervoor zijn twee redenen:

- experimentele resultaten in verleden bij WL|Delft Hydraulics, recent bevestigd door de metingen van [De Gunst, 1999], en door bevindingen van [Xingkui & Fontijn, 1993];
- bovenstrooms van het re-attachment point is de hydraulische belasting nabij de bodem geringer door de aanwezige bodemneer.

Het experimentele gegeven dat de grootste schade benedenstrooms van het aanligpunt optreedt kan worden verklaard door de hogere turbulentiegraad in combinatie met de zich ontwikkelende grenslaag langs de bodem. De belasting op de bodem is hierdoor groter dan bovenstrooms van het aanligpunt en groter dan meer benedenstrooms waar de grenslaag reeds is ontwikkeld.

Bij het toepassen van dieptegemiddelde turbulentieparameters kan zich de situatie voordoen dat tussen afstap en aanligpunt een hoger turbulentieniveau wordt berekend dan benedenstrooms van het aanligpunt. Een dergelijk resultaat is dan onbruikbaar en zelfs verwarrend, omdat deze turbulentie optreedt hoger in de vertikaal - om precies te zijn: boven de neer - en daarmee geen rol speelt bij de belasting op de bodem. Niettemin kan de combinatie van stroomsnelheid en turbulentie bovenstrooms leiden tot transport. Hier wordt aangenomen dat de belasting bovenstrooms van het reattachmentpunt niet maatgevend is.

## 3 Modelleren schadefunctie

### 3.1 Inleiding

In dit hoofdstuk wordt de schadefunctie afgeleid voor een vertraginggebied benedenstrooms van een drempel, meer in het bijzonder een afstap of backward-facing step. Daarbij wordt voor de modellering van de schade gebruik gemaakt van de door [Akkerman, 1999] afgeleide schadefunctie voor de verdedigingsconstructie aan de bovenstroomse zijde van een drempel. De afwijkende stromings- en turbulentiestructuur benedenstrooms van een constructie ten opzichte van die aan bovenstroomse zijde van een drempel zal in rekening worden gebracht.

### 3.2 Schadeniveau

Kenmerkend voor het gebied benedenstrooms van een constructie is dat de stroming niet-uniform van karakter is. Meer in het bijzonder: de stroomsnelheid moet zich aanpassen (snelheidsvertikaal wijkt af van logaritmische vorm bij uniforme stroming) en de turbulentie neemt snel toe tot een zeker maximum om daarna zeer langzaam weer af te nemen tot het normale niveau van een uniforme stroming.

Binnen een afstand van ongeveer 6 à 8 keer de drempelhoogte zal een bodemneer zich manifesteren met nabij de bodem tijdgemiddelde stroomsnelheden in bovenstroomse richting. Na de neer bereikt de stroming de bodem in het re-attachment point, waarna zich benedenstrooms daarvan een grenslaag zal ontwikkelen. De verticale stroomsnelheidsverdeling is na een zekere afstand (ongeveer 10 keer de waterdiepte) weer conform die bij uniforme stroming.

De bovenstaand beschreven conditie wijkt aanzienlijk af van die in een versnellingsgebied aan de bovenstroomse zijde van de kruin van een drempel. Overeenkomstig aspect voor zover het de modellering betreft is dat in beide situaties gebruik gemaakt kan worden van de transportgradiënt  $dq_s/dx$  van het bodemmateriaal zoals die is opgenomen in de schadefunctie:

$$s_{n,i} = \frac{1}{n_d D_n} \frac{dq_s}{dx} \frac{1}{1-n} t \quad (2)$$

Het transport  $q_s$  is een functie van de stroomsnelheid en eventuele correcties daarop, bijvoorbeeld in verband met de turbulentie of een afwijkend snelheidsprofiel in de vertikaal. In de situatie van een versnellingsgebied aan de bovenstroomse zijde van de kruin van een drempel is sprake van uitbuiking van het stroomsnelheidsprofiel. Dit is in rekening gebracht door een lokatie-afhankelijke parameter  $f$  te introduceren.

In een vertraginggebied verschilt het turbulentieniveau per lokatie in lengterichting. Dit kan in een toename van het transport worden uitgedrukt:

$$\Delta q \div (\bar{u}_2 + u_2')^{17.8} - (\bar{u}_1 + u_1')^{17.8} \quad (11)$$

Als wordt uitgegaan van een model voor de schadefunctie dat geldig is vanaf het re-attachment point, dan zijn de gemiddelde stroomsnelheden in de lokaties 1 en 2 gelijk, en resteert slechts

het verschil in turbulentie intensiteit. Op de turbulentie wordt in volgende paragraaf nader terug gekomen.

Op deze wijze is analoog aan de modellering voor een versnellingsgebied een schademodel voor een vertragsgebied af te leiden. Dit is in Bijlage 1 verder uitgewerkt met als uiteindelijk resultaat voor de schadefunctie:

$$s_{n,i} = \left( \frac{u_i}{18 \log \frac{12h_i}{c_s D_{50}}} \right)^{17.8} \left\{ (1 + \alpha r_0)^{17.8} - (1 + \alpha c_r r_0)^{17.8} \right\} \cdot t_i \cdot const \quad (12)$$

$$\text{met } c_r = \left( 1 - \frac{x}{L} \right) + 0.1 \frac{x}{L} \frac{1}{r_0} \quad (13)$$

$$const = \frac{3.10^7 (\Delta g D_{50}^3)^{0.5}}{(\Delta D_{50})^{8.9}} \cdot \frac{1}{n_d D_n (1-n)L} \quad (14)$$

Het oorspronkelijke model voor uitsluitend versnellingsgebieden is hiermee ook bruikbaar gemaakt voor vertragsgebieden bij lage drempels.

### 3.3 Turbulentie

Voor niet-uniforme stroming benedenstreams van constructies kan  $r_0$  worden geschreven als (Hoffmans, 1993, 1994):

$$r_0 = \sqrt{c_s + 1.45 \frac{g}{C^2}} \quad (15)$$

Voor  $c_s$  geldt daarbij (Hoffmans, 1993):

$$c_s = c_k \left( 1 - \frac{d}{h} \right)^{-2} \quad (16)$$

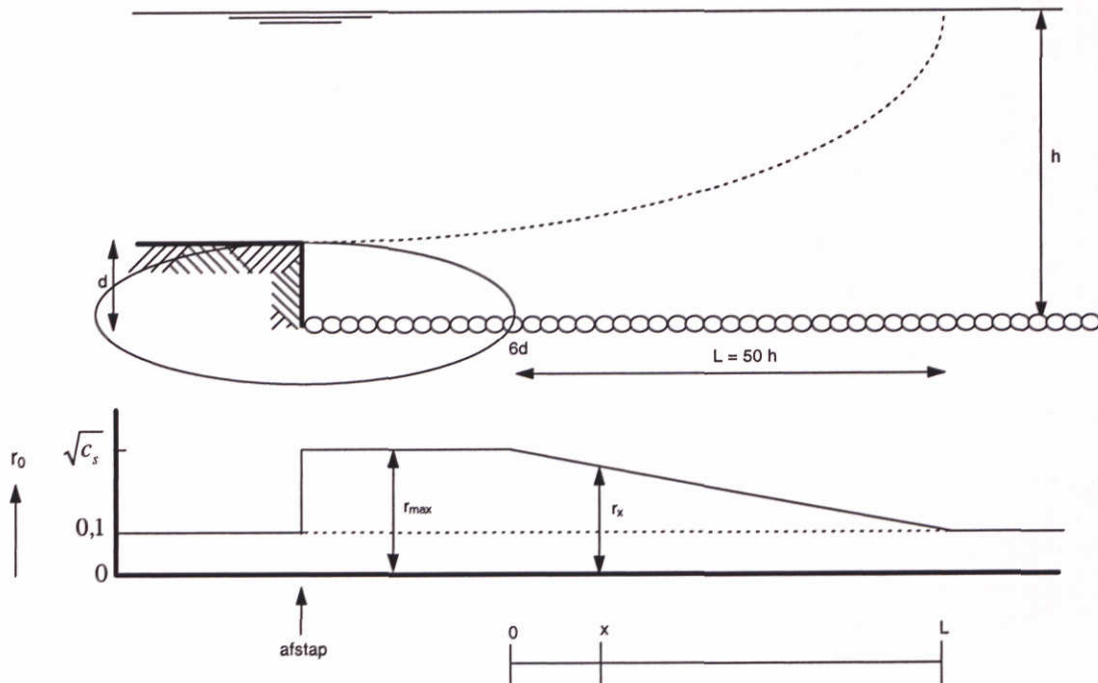
waarin:  $d$  = drempelhoogte. Voor  $c_k$  leidt Hoffmans af voor drempels:  $c_k = 0.025$ . In algemene zin is de coëfficiënt  $c_s$  afhankelijk van de geometrie van de constructie en de randvoorwaarden:

$$c_s = \text{functie (drempelhoogte, lengte bodemverdediging, benedenwaterstand)}$$

Het voorgaande is gebaseerd op metingen van [Van Mierlo en De Rooter, 1988] voor kunstmatige rivierduinen. Hoffmans heeft aangetoond dat deze meetresultaten ook bruikbaar zijn benedenstreams van constructies. Vgl.(15) is afgeleid voor lokaties na een bodemverdediging.

De bronterm in vgl.(17) ( $1.45 \text{ g/C}^2$ ; weergevend de turbulentie in uniforme stroming) kan worden verwaarloosd ten opzichte van de constructiebepalende turbulentie  $c_s$  [Hoffmans, 1999].

Voor de schademodelering wordt uitgegaan van een constante turbulentie tussen afstap en aanligpunt en benedenstrooms van het aanligpunt van een lineair afnemende turbulentie. Schematisch is dit in Figuur 3 weergegeven.



**Figuur 3** Schematisatie turbulentie

Voor de waarde van de constante turbulentie  $r_{\max}$  tussen afstap en aanligpunt wordt uitgegaan van een waarde gelijk aan:

$$r_0 = \sqrt{c_s} = \sqrt{c_k \left(1 - \frac{d}{h}\right)^{-2}} \quad (17)$$

Hiermee wordt verondersteld dat de bronterm rondom het aanligpunt verwaarloosd mag worden. Benedenstrooms van het aanligpunt zal de turbulentie exponentieel afnemen tot een niveau gelijk aan dat bij uniforme stroming. In de literatuur worden daarvoor waarden genoemd van 50 à 100 keer de waterdiepte [van Rijn, 1995]. Voor deze case wordt dit geschematiseerd tot een lineaire afname over een lengte  $L$  van 50 keer de waterdiepte.

Voor een lokatie op een afstand  $x$  benedenstrooms van het aanligpunt kan de relatieve turbulentieintensiteit worden weergegeven door:

$$r_x = c_r r_{\max} \quad (18)$$

met

$$c_r = \left(1 - \frac{x}{L}\right) + 0.1 \frac{x}{L} \frac{1}{r_0} \quad (13)$$

In de eerder gepresenteerde formule voor het schadeniveau  $s_n$  is deze term opgenomen (zie vgl.(12)).

## 4 Voorbeeld

### 4.1 Algemeen

Voor de specifieke situatie van een backward-facing step is de ontwikkelde methodiek getoetst. Opgemerkt wordt dat een backward-facing step een bijzonder geval is van een drempel. Voor de layout van de case wordt verwezen naar Figuur 1. Het betreft een afstap waaraan door De Gunst onderzoek is gedaan in het kader van haar afstudeerproject aan de TU-Delft [De Gunst, 1999].

De proeven hebben plaats gevonden in een stroomgoot met een breedte van 0,4 m. Er zijn verschillende soorten proeven uitgevoerd, waarvan in dit kader alleen de proeven met een los bed relevant zijn. Benedenstrooms van de afstap zijn stroken van gekleurd materiaal met een nominale diameter  $D_n = 0.0108$  m en een strookbreedte van 0,1 m toegepast. De totale lengte strekte zich uit tot 2 m benedenstrooms van de afstap. De stenen zijn aangelegd in een laagdikte van  $2 \cdot D_n$ . De waarde van  $D_n$  is bepaald ervan uitgaande dat er instabiliteit optreedt (zie ook paragraaf 4.3).

Verder is van belang op te merken dat er sprake is van een zogenaamde “diep water drempel”, dat wil zeggen: de drempelhoogte is gering ten opzichte van de waterdiepte ( $d/h < 0.35$ ).

De experimenten hebben de volgende uitkomsten gehad:

- het reattachment punt (aanligpunt) ligt op circa 6,5.d benedenstrooms van de afstap;
- de maximale schade is geconstateerd in een strook op (6,5 à 9).d (kern op 8.d);
- in totaal zijn ongeveer 100 steentjes verplaatst (gemiddelde van 5 proeven) over een traject van 1,60 m;
- In het vertragsgebied zijn relatieve turbulentie-intensiteiten geregistreerd van ongeveer  $r_0 = 0,18$ .

In Paragraaf 4.2 worden resultaten gepresenteerd. Vervolgens worden in Paragraaf 4.3 enkele kanttekeningen geplaatst bij de stabiliteitsformule van Hoffmans.

### 4.2 Resultaten

Met de ontwikkelde methodiek zijn enerzijds het schadeniveau en anderzijds de faalkans bepaald voor de configuratie zoals die is beproefd in het laboratorium door De Gunst.

*schadeniveau (deterministische berekening)*

Het schadeniveau is bepaald voor identieke condities als de modelproeven. De tijdsafhankelijke variabelen in deze formules zijn: waterdiepte  $h$ , stroomsnelheid  $u$ , en tijd  $t$ . Gegeven een breuksteendiameter van  $D_n = 0.0108$  m is het schadeniveau uitgerekend gebruik makend van een Excel spreadsheet.

Relevante invoerwaarden zijn:

$$x = 1,6 \text{ m}$$

$$n_d = 1,8$$

$$n = 0,4$$

$$c_k = 0.025$$

$$c_s = 2,5$$

$$c_r = 0.025$$

$$\alpha = 2$$

$$h = 0.2 \text{ m}$$

De stroomsnelheid nam stapsgewijs toe; de waarden staan in onderstaande tabel.

stap	u (m/s)	$\Delta t$ (s)
1	0.34	1200
2	0.40	1200
3	0.46	1200
4	0.52	1200
5	0.57	1200
6	0.61	1200
7	0.69	1200
8	0.74	1200

De deterministische berekening van het schadeniveau (dus exclusief het in rekening brengen van de onzekerheid cq spreiding in de waarde van een specifiek parameter), is beschouwd voor het eindniveau, dwz het cumulatieve aantal steentjes dat is verplaatst na 9600 seconden. resulteert in:

$$s_n = 0.0157$$

Dit betekent dat ongeveer 1,6 % van de aantal aanwezige stenen van een toplaag met een lengte van 1,6 m en een breedte van 0,1 m is verdwenen. Het aantal aanwezige stenen bedraagt ongeveer 5770, wat dus betekent dat 90 stenen zijn geerodeerd. Bij de experimenten zijn in totaal ongeveer 100 stenen verplaatst (gemiddelde van 5 experimenten).

De maximum waarde van  $r_0$  in deze berekening bedroeg 0.24 (te berekenen met vgl(17)). Dit is hoger dan gemeten en ook hoger dan uit CFX-berekeningen, zie Bijlage A, volgt, namelijk  $r_0 = 0.18$  wat overeenkomt met  $c_k = 0.014$ . Uitvoeren van een berekening met deze waarde resulteert in:

$$s_n = 0.00234$$

Dit betekent dat 14 stenen zijn verplaatst, minder dan het gemeten aantal. De waarde is echter waarschijnlijk te laag, want er wordt gerekend met de diepte-gemiddelde waarde terwijl aan de bodem de turbulentieintensiteit hoger zal zijn. Anderszijds zal het eerder berekende aantal een overschatting geven.

Gegeven de onzekerheden in de transportformules en enkele aannames wordt op basis van de toetsing geconcludeerd dat de ontwikkelde methodiek en de laboratorium experimenten een redelijke overeenkomst laten zien.

Tenslotte wordt opgemerkt dat een erosiebreedte is aangehouden van 0,1 m. Dit wijkt af van de gootbreedte van 0,4 m, maar gezien de breedte/diepte-verhouding van de laboratorium goot is het zeer waarschijnlijk dat wandinvloeden zijn opgetreden. Dit blijkt ook uit de resultaten van [De Gunst, 1999] ten aanzien van de breedte van de erosiekuil: ovaalvormig met een breedte in de orde van 0,1 m.

#### *Faalkans (probabilistische berekening)*

Gegeven de betrouwbaarheidfunctie volgens vgl.(3) en (4) is een probabilistische berekening uitgevoerd met het programma BD-Afda. Voor de verschillende parameters zijn standaardafwijkingen aangenomen (aangenomen is dat normale verdelingen van toepassing zijn). Een overzicht is onderstaand opgenomen.

parameter	gemiddelde waarde	standaardafwijking
$\alpha$	2	0.3
$c_k$	0.025/0.014	0.005
$h$	0.20	0.005
$c_5$	2.5	0.5
$n_d$	1.8	0.1
$n$	0.38	0.02
$\rho_s$	2650	100
$D_{50}$	0.013	0.001
$d$	0.069	0.005
modelonzekerheid	1	0.2

Het resultaat van de uitgevoerde berekeningen inclusief de onzekerheden rond de diverse parameters hebben voor de beschouwde case geleid tot de volgende faalkansen:

$$P_f = 1,0 \cdot 10^{-2} \quad (r_0 = 0.24) \quad \text{en} \quad P_f = 8,0 \cdot 10^{-4} \quad (r_0 = 0.18)$$

Hierbij dient te worden bedacht dat bij deze faalkansen in de experimenten de volledige toplaag was geërodeerd ter plaatse van de lokatie met de meeste schade. Het aantal verplaatste stenen is overigens relatief groot gezien vanuit het oogpunt van een stabiliteitsbenadering. Daarbij wordt immers uitgegaan van een enkele steen die verplaatst, terwijl hier lokaal de toplaag volledig is verdwenen. Dit pleit voor het toepassen van een transportbenadering, omdat daarmee inzicht wordt verkregen in de hoeveelheid stenen die verplaatst.

Dergelijke uitkomsten voor de faalkansen zijn in overeenstemming met die betreffende het schadeniveau, want de faalkans wordt berekend met dezelfde schadefunctie.

#### *conclusies*

Op basis van de resultaten van de beide berekeningen wordt geconcludeerd dat de methodiek bruikbaar is. Niettemin zijn er verschillen (bijvoorbeeld het verplaatste aantal steentjes), maar deze kunnen enerzijds verbandhouden met aannames die zijn gedaan, en anderzijds met onzekerheden in de modellering. Een belangrijk punt in dat verband is de gebruikte transportformule van Paintal, waardoor de stroomsnelheid in de schadeformule tot de macht 17.8 moet worden gebracht. Een dergelijke hoge waarde bevordert de nauwkeurigheid niet. Ook is geen rekening gehouden bij de modellering met de ontwikkeling van de grenslaag benedenstrooms van het aanligpunt.

Een belangrijke andere conclusie is dat de gevolgde methodiek voor lage drempels in principe



ook bruikbaar lijkt bij andere configuraties met gebieden met niet-uniforme stromingsomstandigheden (overstortende stralen, schuiven). Immers, voor dergelijke configuraties kan eenvoudig de specifieke turbulentieformulering worden geïmplementeerd. Aangezien de methodiek voor versnellingsgebieden niet wezenlijk anders is gemodelleerd (parameter  $f$  in plaats van  $r$ ), zou de conclusie kunnen worden getrokken dat de methodiek algemeen toepasbaar is. Dit vergt echter nog enige onderbouwing en veralgemenisering.

Tot slot wordt opgemerkt dat er geen berekeningen zijn uitgevoerd met andere steendiameters. In principe betekent een grotere diameter dat schadeniveau en faalkans omlaag gaan, en omgekeerd leidt een kleinere diameter tot een lager schadeniveau en geringere faalkans. Voor een illustratie hiervan wordt verwezen naar het eerdere memo voor een versnellingsgebied [Verheij, 1999].

### 4.3 Steenstabiliteit

De steendiameter  $D_n$  die in deze case is gebruikt en identiek is aan die bij de experimenten van De Gunst kan worden afgeleid met bestaande stabiliteitsformules. De Gunst heeft gebruik gemaakt van een methode met een reductiefactor  $R$  om de invloed van de verstoring achter een afstap te verrekennen. De factor  $R$  kan worden afgeleid uit een grafiek. Voor details wordt verwezen naar [Akkerman en Verheij, 1998].

Hetzelfde resultaat kan worden bereikt met de zogenaamde Bouwdienst-formule [Franken et al, 1995]:

$$\Delta D_n = \frac{(K \bar{u})^2}{\psi C^2} \quad (19)$$

$$\text{met } K = 0.85 + 0.4 \frac{d}{h} \quad (20)$$

De waarde van  $K$  kan ook worden afgelezen uit een grafiek. De standaardafwijking van  $K$  bedraagt ongeveer 0.15.

Substitutie van relevante waarden in bovenstaande formules leidt tot:

$$\begin{aligned} K = 1: & \quad D_n = 6 \text{ mm} \\ K = 1.3 (2.\sigma): & \quad D_n = 10 \text{ mm} \end{aligned}$$

De laatste waarde stemt overeen met de toegepaste diameter in de laboratorium experimenten. Overigens zou de waarde van  $K$  ook kunnen worden berekend met:

$$K = \frac{1 + r_0}{1.3} \quad (21)$$

Gegeven de waarde van  $r_0 = 0.18$  (metingen door De Gunst en de CFX berekeningen, zie Bijlage A) resulteert:

$$K = 1.2 \text{ en dus: } D_n = 8.5 \text{ mm}$$

In dit specifieke geval zou ook de methode volgens [May en Escarameia, 1993] kunnen worden toegepast. Zij presenteren eveneens een formule om de relatieve turbulentie te berekenen (Appendix 2):

$$\Delta D_n = f(r_{0.10\%}) \frac{u_b^2}{2g} \quad \text{met} \quad r_{0.10\%} = \frac{\sigma_{u_b}}{u_b} \quad (22)$$

waarin:  $f(r_{0.10\%}) = 0.36$  voor  $r_{0.10\%} < 0.10$

$f(r_{0.10\%}) = 12,3 \cdot r_{0.10\%} - 0,87$  voor  $r_{0.10\%} > 0.10$

Aannemend dat  $u_b = 0.85 u$  (ontleend aan gemeten snelheidsvertikalen) met  $u = 0,74$  m/s,  $r_{0.1\%} = r_0 = 0.18$  leidt dit tot een steendiameter van:  $D_n = 17$  mm.

Een andere optie voor het bepalen van de steen is het toepassen van de stabiliteitsformule van Hoffmans (zie Appendix 2):

$$\Delta D_{50} = 0.7 \frac{r_0^2 u^2}{\psi_c g} \quad (23)$$

met

$$r_0 = \sqrt{c_s} = \sqrt{c_k \left(1 - \frac{d}{h}\right)^{-2}} \quad (17)$$

Dit leidt (met  $\psi_c = 0.035$  en  $c_k = 0.025$ ) tot een vereiste stabiele steendiameter  $D_{50}$  van 40 mm. Geconstateerd moet worden dat dit aanzienlijk hoger is dan de diameter die met de andere formules wordt berekend. Voor een deel wordt dit veroorzaakt door de hogere waarde voor  $r_0$  (0,24 met vgl.(17) en 0,18 bij vgl.(21). Als hiermee rekening wordt gehouden en een vertaling plaats vindt naar nominale diameter, dan reduceert de vereiste steendiameter tot 18 mm. De andere oorzaak is de waarschijnlijk te hoge waarde van 0,7 voor de coëfficiënt in vgl.(23). Deze geldt voor uniforme stroming, en volgens Hoffmans ook voor niet-uniforme condities. Akkerman en Verheij [Akkerman et al, 1998b] vonden echter een waarde van 0,4 à 0,6. Als zowel de lagere waarde voor  $r_0$  als een waarde van 0,5 voor de coëfficiënt wordt toegepast, dan is het resultaat een vereiste steendiameter van:  $D_{50} = 16$  mm of  $D_n = 13$  mm.

Op grond van voorgaande beschouwing wordt geconcludeerd dat de factor 0,7 in de stabiliteitsformule van Hoffmans te hoog is voor niet-uniforme stromingsomstandigheden in vertragsgebieden. Verder wordt geconcludeerd dat de formule van May & Escameia vermoedelijk een veiligheidsfactor bevat.

Verder wordt vastgesteld dat het aantal verplaatste steentjes groot is, ondanks een stabiliteitsbenadering. Weliswaar is geen veiligheidsfactor toegepast, maar in de experimenten is de gehele toplaag verdwenen. Dit pleit er voor om bij dimensioneren te kiezen voor een transportbenadering en niet voor een stabiliteitsbenadering want bij een transportbenadering ontstaat inzicht in de hoeveelheid steentjes die verplaatsen.

## 5 Andere aspecten

In dit hoofdstuk komen een aantal zijdelings gerelateerde onderwerpen aan de orde:

- lokatie-afhankelijkheid schade en faalkans
- invloed ontmenging
- fluctuerende snelheidsverdeling

Het betreft enkele aandachtspunten die niet verder zijn uitgewerkt.

### 5.1 Lokatie-afhankelijkheid schade en faalkans

Een drempel kan worden beschouwd als een systeem van een aantal elementen met een zekere breedte. Als schade optreedt benedenstrooms van een element hoeft dit niet noodzakelijkerwijs te leiden tot schade benedenstrooms van een ander element. De afzonderlijke elementen kunnen in meer of mindere mate onderling gecorreleerd zijn. De totale faalkans van de bodembescherming is dan een functie van de correlatie van naast elkaar gelegen elementen. Van belang hierbij is de breedte van een element van de drempel. In de literatuur [CUR/RWS, 1997] worden methoden aangedragen om de faalkans van dergelijke systemen te bepalen, zoals de methode Ditlevsen.

Het voorgaande vertoont overigens een sterke analogie met de faalkans van een dijk die kan worden opgevat als een systeem bestaande uit een groot aantal dijkvakken.

Naast bovengenoemd breedte-effect, speelt ook een lengte-effect een rol. Hiermee wordt bedoeld dat de schade op een bepaalde positie benedenstrooms van een constructie anders kan zijn dan voor een andere positie. Jorissen [Jorissen et al, 1995] hebben hiernaar een studie verricht in het kader van de bodembescherming van de Storm Surge Barrier in de Nieuwe Waterweg. De conclusie van deze studie was dat de hydraulische belasting op elke locatie volledig gecorreleerd was. Dit tezamen met het gegeven dat de sterkte eveneens sterk gecorreleerd is (immers een beheerder zal overal dezelfde sterkte nastreven), houdt in dat de faalkans (en dus ook het schadeniveau) volledig gecorreleerd zijn.

Op grond van het voorgaande is het mogelijk een optimaal ontwerp te maken waarbij voor elke lokatie benedenstrooms van een constructie de meest geeignende steenafmeting kan worden bepaald. Aanbevolen wordt dit nader uit te werken en op te nemen in de methodiek.

### 5.2 Invloed ontmenging en laagdikte

De sterkte van een bodembescherming is niet op elke lokatie gelijk. Verschillen in sterkte worden tot uitdrukking gebracht in de spreiding van de kenmerkende steendiameter van een sortering, relatieve dichtheid van het steenmateriaal, laagdikte.

Wat betreft de steendiameters kan ook ontmenging een rol spelen. Recent onderzoek [Vrijling et al, 1999] heeft aangetoond dat ontmenging vooral bij fijne sorteringen voorkomt en nauwelijks bij lichte en zware sorteringen. Ontmenging kan in rekening worden gebracht door een grotere standaardafwijking aan te houden voor de karakteristieke steendiameter.

In hetzelfde onderzoek door [Vrijling et al, 1999] is ook de variatie in gerealiseerde laagdikte onderzocht. Oorzaken van geconstateerde afwijkende laagdikten ten opzichte van theoretische laagdikten zijn: het stortproces, de meetmethode, indringing in onderliggende laag, erosie in periode tussen storten een meten. De standaardafwijking van de laagdikte blijkt in de orde van  $0.3 \text{ à } 0.5 D_{50}$  te bedragen afhankelijk van de wijze van aanbrengen van de bodembescherming.

### 5.3 Fluctuerende snelheidsverdeling

De stroomsnelheid in de onderhavige case is constant gedurende een bepaalde tijdsduur. In werkelijkheid zal deze fluctueren in de tijd. In daadwerkelijke situaties zal de stroomsnelheid als functie van de tijd voor bijvoorbeeld een jaar moeten worden opgegeven. Rondom deze fluctuerende, gemiddelde stroomsnelheid moet dan nog een standaardafwijking worden ingevoerd om rekening te houden met de onzekerheidsmarge daarin. Dit kan in voorkomende gevallen relatief eenvoudig worden geïmplementeerd.

## 6 Conclusies

Op basis van de uitgevoerde studie en de berekeningen zijn de volgende conclusies te trekken:

- De ontwerpmethodiek op basis van een transportbenadering inclusief het in rekening brengen van een plaatsafhankelijke turbulentie lijkt in principe bruikbaar bij lage drempels, zowel benedenstrooms van de drempel (vertragsingsgebied) als aan bovenstroomse zijde van de kruin (versnellingsgebied; zie [Verheij, 2000]).
- Aangezien de ontwikkelde methodiek toepasbaar lijkt voor versnellingsgebieden en vertragsingsgebieden, zou de conclusie kunnen worden getrokken dat de methodiek algemeen toepasbaar is. Dit vergt echter nog enige onderbouwing en veralgemenisering.
- Toetsen van berekeningsresultaten voor het gebied benedenstrooms van een backward-facing step aan experimentele resultaten geeft redelijke overeenkomst:  
berekend: 15 à 50 stenen verplaatsen  
gemeten: 100 verplaatste stenen
- Het aantal verplaatste stenen is relatief groot gezien vanuit het oogpunt van een stabiliteitsbenadering. Daarbij wordt immers uitgegaan van een enkele steen die verplaatst, terwijl hier lokaal de top laag volledig is verdwenen. Dit pleit voor het toepassen van een transportbenadering omdat daarmee inzicht wordt verkregen in de hoeveelheid stenen die verplaatst.
- De factor 0,7 in de stabiliteitsformule van Hoffmans is te hoog voor niet-uniforme stromingsomstandigheden in vertragsingsgebieden.

Op grond van het voorgaande wordt aanbevolen:

- Uitwerken van de methodiek voor andere niet-uniforme stromingscondities, zoals hoge drempels, en schuiven of onderstroomde constructies.
- Nader uitwerken van enkele specifieke aandachtspunten, zoals: implementatie van ontwikkeling van de grenslaag aan de bodem vanaf het reattachementpunt, en lengte- en breedte-effecten implementeren.
- Toepassen van de methodiek bij concrete projecten (naast de huidige ontwerpmethodiek op basis van stabiliteitscriteria), zodat ervaring wordt opgedaan in concrete situaties.

## Literatuur

Akkerman, G.J. en H.J.Verheij (1998): *Probabilistische analyse stabiliteitsvoorspellers*.  
WL|Delft Hydraulics, report Q2395.20, Delft

Akkerman, G.J. (1999): *Memo schademodeltering*,  
WL|Delft Hydraulics (in: Mosselman et al: Stone stability - annual report 1999; WL|Delft Hydraulics,  
report Q2539, 2000)

Arts, J. (2000): *Ontwerpmethodiek granulaire toplagen van bodemverdedigingen*,  
Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde en Hogeschool 's-Hertogenbosch, afstudeerrapport,  
Delft/'s-Hertogenbosch

CUR/RWS (1997): *Kansen in de civiele techniek, deel 1: probabilistisch ontwerpen in theorie*,  
Civieltechnisch Centrum Uitvoering Research en Regelgeving/Rijkswaterstaat, CUR rapport 190,  
Gouda

Escarameia, M., R.W.P.May and R.Atkins (1995): *Field measurements of turbulence in Rivers*,  
HR Wallingford, report SR-424, Wallingford

Gunst, M.de (1999): *Steenstabiliteit in een turbulente stroming achter een afstap*,  
TU Delft, Faculteit Civiele Techniek en Geowetenschappen, afstudeerrapport, Delft

Franken, A. et al (1995): *Handleiding voor het ontwerpen van granulaire bodemverdedigingen achter  
tweedimensionale uitstromingsconstructies*  
RWS, Bouwdienst, Utrecht

Grass, A.J. (1970): *Initial instability of fine bed sands*,  
Journ of the Hydr. Div, Proc ASCE, HY3, March 1970.

Hoffmans, G.J.C.M. (1992): *Two-dimensional mathematical modelling of local-scour holes*.  
Communications on Hydr. and Geotech. Engrg., No.92-7, Delft Univ. of Technology.

Hoffmans, G.J.C.M. (1993a): *Two-dimensional modelling of local-scour holes*,  
Dissertation, Delft University of Technology.

Hoffmans, G.J.C.M. (1993b): *A study concerning the influence of the relative turbulence intensity of  
local scour holes*,  
Rijkswaterstaat, DWW, Report W-DWW-93-251, February 1993.

Hoffmans, G.J.C.M. (1994): *Ontgroningen door horizontale stralen*,  
Rijkswaterstaat, DWW, Conceptnota.

Hoffmans, G.J.C.M. (1997): *Startnotitie steenstabiliteit*,  
Rijkswaterstaat, DWW, informele notitie 16 september 1997.

Hoffmans, G.J.C.M. en G.J.Akkerman (1998): *Influence of turbulence on stone stability*,  
HongKong, paper, 1997.

Hoffmans, G.J.C.M. (1999): *memo steenstabiliteit*  
Rijkswaterstaat, DWW, informele notitie 1 oktober 1999.

Jongeling, T (2000): *Stromingsbelasting*  
WL|Delft Hydraulics, appendix A bij dit rapport, report Q2650, Delft

Jorissen, R.E., E.Berendsen and D.P.de Wilde (1995): *Design of bed protection of the Rotterdam Storm Surge Barrier*, in: River, coastal and shoreline protection: erosion control using riprap and armourstone, John Wiley & Sons Ltd.

May, R.W.P., Escarameia, M. (1993): *Riprap stability in highly turbulent flows, structures*, Preprints International Riprap Workshop pp. 679-691, Ft Collins, USA.

Mierlo, M.C.L.M. van, and J.C.C. de Ruiter (1988): *Turbulence measurements above dunes*, Delft Hydraulics, report Q789, Delft

Verheij, H.J. (1999): *Memo case toplaag dimensionering*, WL|Delft Hydraulics (in: Mosselman et al: Stone stability - annual report 1999; WL|Delft Hydraulics, report Q2539, 2000)

Vrijling, J.K., M.Hauer en T.van der Meulen (1999): *Ontmenging en variatie in laagdikte van granulaire materialen bij toepassingen in waterbouwkundige constructies*, TU Delft, Faculteit Civiele Techniek en Geowetenschappen, Delft

Werkgroep EKOR (1982): *Stormvloedkering Oosterschelde, Onderzoek korrelstabiliteit*, Deltadienst, nota en bijlagen, 21 EKOR-N-82025.

## Bijlage I Afleiding formule voor dimensionering voor vertraging gebied

$$P(Z < 0) = P(S_T > 1) = P(1 - S_T < 0)$$

$$Z = 1 - S_T (= R - S)$$

$$S_T = T S_1 = T \sum s_{n,i} \quad \text{met} \quad s_{n,i} = f(u_i, h_i, t_i)$$

$$s_{n,i} = \frac{1}{n_d D_n} \frac{dq_s}{dx} \frac{1}{1-n} t$$

$$\frac{dq_s}{dL} = \frac{q_{s,2} - q_{s,1}}{L}$$

$$q_{s,2} = 3.10^7 \left( \frac{u_{*,2}^2}{\Delta g D} \right)^{8.9} \sqrt{\Delta g D^3}$$

$$q_{s,1} = 3.10^7 \left( \frac{u_{*,1}^2}{\Delta g D} \right)^{8.9} \sqrt{\Delta g D^3}$$

$$u_* = u \frac{\sqrt{g}}{C}$$

$$u = \bar{u} (1 + \alpha \cdot r_0)$$

$$r_2 = r_{\max} = r_0 = \sqrt{c_k \left( 1 - \frac{d}{h} \right)^{-2}}$$

$$r_1 = c_r r_{\max} = c_r r_0 = c_r \sqrt{c_k \left( 1 - \frac{d}{h} \right)^{-2}}$$

$$C = 18 \log \left( \frac{12h}{c_s D} \right)$$

$$\Delta = (\rho_s - \rho) / \rho$$

$$D_n = 0.84D$$

resultierend in: 
$$s_{n,i} = \left( \frac{u_i}{18 \log \frac{12h_i}{c_s D}} \right)^{17.8} \left\{ (1 + \alpha r_0)^{17.8} - (1 + \alpha c_r r_0)^{17.8} \right\} \cdot t_i \cdot const$$

met 
$$c_r = \left( 1 - \frac{x}{L} \right) + 0.1 \frac{x}{L} \frac{1}{r_0}$$

$$const = \frac{3.10^7 (\Delta g D^3)^{0.5}}{(\Delta D)^{8.9}} \cdot \frac{1}{n_d D_n (1-n)L}$$

NB. andere relevante formules waarvan gebruik is gemaakt:

$$q_s = \phi \cdot \sqrt{\Delta g D^3}$$

$$\phi = 3.10^7 \psi^{8.9} \quad (\text{Paintal})$$

$$s_n = \frac{d_e}{d_0} \quad \text{met} \quad d_0 = n_d D_n \quad \text{en} \quad d_e = \frac{dq_s}{dL} \frac{1}{1-n} t$$

$$\text{NB: } u = \bar{u} (1 + \alpha \cdot r_0) = \bar{u} + \alpha \sigma = \bar{u} + u^1$$



## Bijlage 2 Stabiliteitsvoorspeller van Hoffmans

Door Hoffmans (1997) is in de zogenaamde "startnotitie" een stabiliteitsformule voorgesteld waarbij gebruik wordt gemaakt van de dieptegemiddelde relatieve turbulentie intensiteit  $r_0$  en de dieptegemiddelde stroomsnelheid  $u$ :

$$\Delta D_{50} = 0.7 \frac{(r_0 u)^2}{\psi_c g} \quad (\text{B.1})$$

Allereerst iets over de waarde van de coëfficiënt 0,7. Deze geldt formeel uitsluitend voor uniforme stroming en volgt uit:

$$\alpha = \sqrt{c_\mu} \eta \zeta^2 \quad \text{met } c_\mu = 0.09, \eta = 0.9 \text{ en } \zeta = 1.6 \quad (\text{B.2})$$

De parameter  $c_\mu$  is een constante in k- $\epsilon$  modellen. De waarde van de beide andere coëfficiënten gelden niet bij niet-uniforme stroming. Dan geldt:

$$\eta = 0.9 \text{ a } 1.5 \quad \text{en} \quad \zeta \leq 1.6 \quad (\text{B.3})$$

Feitelijk zijn deze parameters bepaald door:

$$\eta = \frac{k_{0,b}}{\sigma_{u,b}^2} \quad \text{en} \quad \zeta = \frac{r_{0,b}}{r_0} \quad (\text{B.4})$$

waarin:  $k_{0,b}$  = turbulentie factor bij de bodem,  $\sigma_{u,b}$  = standaardafwijking van de stroomsnelheid in x-richting bij de bodem, en  $r_{0,b}$  = turbulentie intensiteit bij de bodem.

Een andere benadering is uit te gaan van de definitie voor de dieptegemiddelde relatieve turbulentie [Hoffmans, 1993a]:

$$r_0 = \frac{1}{uh} \int_0^h \sigma_u(z) dz \quad (\text{B.5})$$

Voor uniforme stroming geldt dan:

$$r_0 = c_1 \frac{u_*}{u} \quad \text{met} \quad c_1 = 1.21 \quad (\text{B.6})$$

De factor 0,7 volgt nu uit:  $(c_1)^2$ .

Uiteraard zijn de beide bovengenoemde benaderingen onderling gerelateerd, maar daarvoor wordt verwezen naar de literatuur (bijv.: [Hoffmans et al, 1998]).

Maw: de factor 0,7 is theoretisch juist (dwz kan worden afgeleid) voor uniforme stroming. Voor niet-uniforme stroming geldt in principe een andere waarde. In Q2395.20 [Akkerman en Verheij, 1998b] is gewerkt met  $D_{n50}$  en werd een factor 0,4 à 0,6 (ipv 0,7) gevonden.

Vgl.(B.6) kan door substitutie van de relaties voor  $u_* = (ghi)^{0.5}$  en  $u = C(hi)^{0.5}$  ook worden geschreven als:

$$r_0 = \sqrt{1.45 \frac{g}{C^2}} \quad (\text{B.7})$$

waarmee een bekende formule voor de dieptegemiddelde turbulentie-intensiteit  $r_0$  is verkregen voor uniforme stroming.

Voor niet-uniforme stroming benedenstrooms van constructies kan  $r_0$  worden geschreven als [Hoffmans, 1993, 1994]:

$$r_0 = \sqrt{c_s + 1.45 \frac{g}{C^2}} \quad (\text{B.8})$$

waarmee vgl (B.1) over gaat in:

$$\Delta D_{50} = 0.7 \frac{(c_s + 1.45 \frac{g}{C^2}) u^2}{\psi_c g} \quad (\text{B.9})$$

De coëfficiënt  $c_s$  hierin is afhankelijk van de geometrie van de constructie en de randvoorwaarden:

- voor drempels met subcritische stroming:  
 $c_s =$  functie (drempelhoogte, lengte bodemverdediging, benedenwaterstand)  
 [Hoffmans, 1993]
- voor horizontale vlakke stralen:  
 $c_s =$  functie (spleethoogte, lengte bodemverdediging, benedenwaterstand)  
 [Hoffmans, 1994]

Hoffmans [Hoffmans, 1999] stelt in een notitie dat de bronterm (weergevend de turbulentie in uniforme stroming) kan worden verwaarloosd tov de constructiebepalende turbulentie (vgl.(B.8) is afgeleid voor lokaties na een bodemverdediging). Vgl.(B.9) vereenvoudigt dan tot:

$$\Delta D_{50} = 0.7 \frac{c_s u^2}{\psi_c g} \quad (\text{B.10})$$

Voor  $c_s$  geldt daarbij [Hoffmans, 1993]:

$$c_s = c_k \left(1 - \frac{d}{h}\right)^{-2} \quad (\text{B.11})$$

waarin:  $d$  = drempelhoogte (schuiven:  $d = h - h_k$  met  $h_k$  = keelhoogte)

Voor  $c_k$  leidt Hoffmans af:

drempels:	$c_k = 0.025$
schuiven, onderstroomde constructies:	$c_k = 0.016$

De waarde voor schuiven kan als volgt worden benaderd (zie eerdere versie van 15 juli 1999 van de notitie van Hoffmans waarin wel een afchatting is opgenomen inclusief toelichtende figuur):

$$c_k = \beta_k c_k \left( \frac{1}{\mu} \right)^2 \approx 0.016 \quad (\text{B.12})$$

met  $\beta_k = 0.5$ ,  $c_k = 0.045$  en  $\mu = u_0/u_k = 1,2$  met  $u_k$  = snelheid in de keel van de opening.

De ondergrens van  $c_k$  in vgl.(B.11) is af te leiden voor de situatie zonder drempel:  $d/h = 0$ . Met  $C = 40$  levert dit bij gebruik van vgl.(B.8) een basisturbulentie op van  $r_0 = 0.10$ . Ook kan deze waarde van  $r_0$  eenvoudig worden afgeleid uit de asymptoot die is te onderkennen in de figuren 7 en 8 in rapport W-DWW-93-251 [Hoffmans, 1993]. Terugrekenend met vgl.(B.11) moet dan gelden:  $c_k = 0.010$ .

Bij schroefstralen is waarschijnlijk sprake van een bovengrens voor  $c_k$ . De relatieve turbulentie kan dan oplopen tot 0,5 [Verheij, 1985] en met  $d/h = 0$  volgt dan  $c_k = c_s = 0,25$ .

Samengevat: een dieptegemiddelde stabiliteitsvoorspeller luidt:

$$\Delta D_{50} = 0.7 \frac{r_0^2 u^2}{\psi_c g}$$

met  $r_0 = \sqrt{c_s} = \sqrt{c_k \left( 1 - \frac{d}{h} \right)^{-2}}$

met:  $c_k = 0.010$  (geen constructie aanwezig en  $d = 0$ )  
 $c_k = 0.016$  (schuiven en onderstroomde constructies)  
 $c_k = 0.025$  (drempels)

In aanvulling op bovenstaande kan nog worden opgemerkt dat May and Escarameia [May et al, 1992] ook een stabiliteitsrelatie hebben bepaald, maar dan gerelateerd aan de bodemsnelheid:

$$\Delta D_n = f(r_{0.10\%}) \frac{u_b^2}{2g} \quad \text{met} \quad r_{0.10\%} = \frac{\sigma_{u_b}}{u_b} \quad (\text{B.13})$$

waarin:  $f(r_{0.10\%}) = 0.36$  voor  $r_{0.10\%} < 0.10$   
 $f(r_{0.10\%}) = 12,3 \cdot r_{0.10\%} - 0,87$  voor  $r_{0.10\%} > 0.10$

## **Appendix C**

**Ontwerpmethodiek voor granulaire bodemverdedigingen op basis van een stabiliteitsvoorspeller met dieptegemiddelde stroomsnelheid en - turbulentie-intensiteit**

## **Appendix D**

### **Second opinion extern deskundige**

Appendix D: second opinion van ir G.J. Akkerman van Haskoning (door DWW te verzorgen).



## **WL | Delft Hydraulics**

Rotterdamseweg 185  
postbus 177  
2600 MH Delft  
telefoon 015 285 85 85  
telefax 015 285 85 82  
e-mail [info@wldelft.nl](mailto:info@wldelft.nl)  
internet [www.wldelft.nl](http://www.wldelft.nl)

Rotterdamseweg 185  
p.o. box 177  
2600 MH Delft  
The Netherlands  
telephone +31 15 285 85 85  
telefax +31 15 285 85 82  
e-mail [info@wldelft.nl](mailto:info@wldelft.nl)  
internet [www.wldelft.nl](http://www.wldelft.nl)

