

**Erosie onder een geometrisch  
open filter**

**Robert Booij**

**Rapport 2-98**

Rapport aan Rijkswaterstaat

februari 1998

*Laboratorium voor Vloeistofmechanica,  
Sectie Vloeistofmechanica,  
Faculteit der Civiele Techniek,  
Technische Universiteit Delft,  
Postbus 5048, 2600 GA Delft*

## Samenvatting

Deze notitie beschrijft de resultaten van een inleidend onderzoek naar de mechanismen van de erosie van de basislaag onder geometrisch open filters. Hierbij wordt in eerste instantie uitgegaan van de beter onderzochte erosie van de bodem van een waterloop zonder beschermende filterlaag. Op basis van metingen van Van Os (1998) in een inleidend onderzoek wordt daarna de stroming in een filterlaag geanalyseerd. De stroming tussen de filterelementen blijkt qua karakter sterk te verschillen van de stroming in de waterloop. Gemiddelde snelheid en schuifspanning zijn gering. Bij de relatief sterke fluctuaties van de snelheid kunnen twee duidelijk verschillende schalen onderscheiden worden: kortdurende fluctuaties die te maken hebben met de turbulentie in de poriën tussen de filterelementen en langdurende fluctuaties die lijken samen te hangen met de grootschalige turbulenties in de waterloop. Gebaseerd op de analyse van de metingen in de filterlaag is het volgende beeld van het mechanisme van de erosie van de basislaag onder een filter ontwikkeld. Drukkrachten samenhangend met de kortdurende fluctuaties maken de zandkorrels los uit de basislaag en de langdurende fluctuaties zorgen voor het transport van de zandkorrels over de filterlaag. Aangetoond wordt dat in elk geval bij de besproken metingen dit laatste transport bepalend is voor de uiteindelijke erosie van de basislaag. Op grond van het geschetste model van de erosie onder filters lijkt het goed mogelijk tot ontwerpregels voor verschillende soorten waterlopen en stromingssituaties te komen. Een schatting geeft aan dat deze erosie de toepasbaarheid van de gebruikelijke geometrisch open filters beperkt. Om de vele vragen en onzekerheden die op grond van deze uitwerking van het inleidend onderzoek van Van Os kunnen worden geformuleerd op te lossen is aanvullend onderzoek nodig. Hiervoor worden suggesties gedaan.

# Inhoud

Samenvatting	1
Inhoud	2
1. Inleiding	3
2. Erosie zonder filterlaag	4
2.1 Schatting van de verschillende krachten	4
2.2 Turbulente fluctuaties	7
3. Stroming in de filterlaag	11
4. Erosie onder een geometrisch open filter	19
5. Conclusies en aanbevelingen voor verder onderzoek	23
Referenties	24

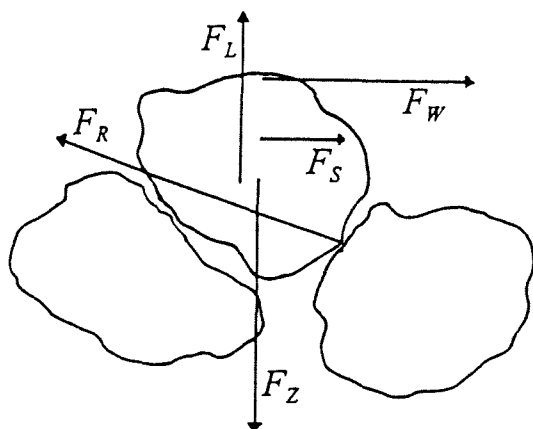
## 1. Inleiding

Deze notitie betreft een inleidend onderzoek naar erosie onder geometrisch open filters. Voor het toepassen van deze filters in de praktijk is meer kennis van het mechanisme van de erosie van vooral de basislaag onder het filter onontbeerlijk. In deze notitie zijn enige gedachten over het betreffende mechanisme op een rij gezet. Regelmatig moesten daarbij schattingen van snelheden en krachten gemaakt worden, zowel binnen als boven de filterlaag. Wat betreft de schattingen in de filterlaag is dankbaar gebruik gemaakt van gegevens verkregen uit het afstudeeronderzoek van Van Os (1998). Deze notitie is natuurlijk nog niet voldoende om tot ontwerpregels van geometrisch open filters te komen. Hiervoor is meer onderzoek nodig, zowel om de hier gegeven gedachten beter te onderbouwen of zelfs te verifiëren als om uiteindelijk tot een betere kwantificering van de verschillende effecten te komen. Het lijkt wel mogelijk om uiteindelijk tot toepasbare ontwerpregels te komen op basis van een aantal globale grootheden betreffende de filterlaag en de stroming boven de filterlaag.

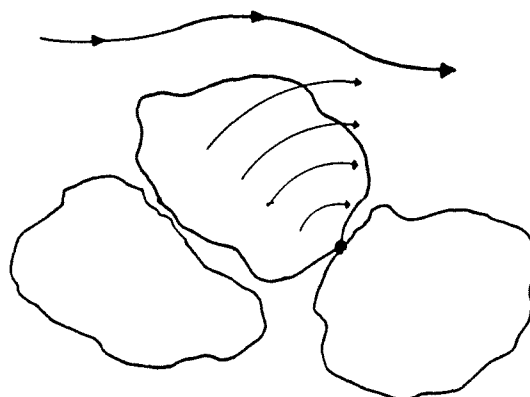
Onderzoek naar de mechanismen van erosie van de basislaag onder filters is niet eenvoudig. Het meten van vloeistofsnelheden, krachten en spanningen tussen de elementen van de filterlaag vereist specialistische apparatuur en de complexe stromingsstructuur tussen de elementen maakt het verkrijgen van eenduidige waarden vrijwel onmogelijk. Het is dus begrijpelijk dat i.h.a. uitgegaan wordt van de beter onderzochte erosie van de onbeschermd bodem. Deze weg wordt hier ook gevolgd. Eerst wordt in §2 het mechanisme van erosie van de bodem zonder filter aan een wat nauwgezetter onderzoek dan gebruikelijk onderworpen. De mogelijkheid tot afschatten van de invloed van de verschillende krachten op de korrel wordt nagegaan. In §3 worden karakteristieken van de tussen de filterelementen verwachte stroming bepaald alsmede de belangrijke verschillen met de stroming boven het filter. Hier spelen de metingen van Van Os (1998) een belangrijke rol, zowel wat betreft de verificatie als de kwantificering van de verschillende effecten. Op grond hiervan wordt in §4 het mechanisme van de erosie van de basislaag onder de filterlaag besproken. In §5 volgen conclusies en enige aanbevelingen voor verder onderzoek.

## 2. Erosie zonder filterlaag

Om een uitspraak te kunnen doen over het mechanisme van erosie van korrels of stenen die het bed vormen van een waterloop moeten de verschillende krachten op de individuele korrel beschouwd worden (zie figuur 1). We onderscheiden hier de liftkracht ( $F_L$ ) op de korrel, de wrijvingskracht aan de bovenkant van de korrel ( $F_w$ ) door de bodemschuifspanning, de sleepkracht ( $F_S$ ) door drukverschillen voor en achter de korrel, de relatieve zwaartekracht ( $F_Z$ ) door het verschil in massadichtheid van korrel en water, en de resulterende reactiekracht ( $F_R$ ) door de omliggende korrels op de beschouwde korrel uitgeoefend.



Figuur 1. De krachten op een korrel bovenin het bed.



Figuur 2. Rotatie om het laatste steunpunt.

Eigenlijk gaat het bij erosie om momenten om het laatste steunpunt waar de korrel of steen om moet roteren om vrij te komen, zie figuur 2. (Welbeschouwd betreft het een 3-dimensionaal probleem met rotatie om de as gevormd door de laatste steunpunten. Dit verandert niets in de onderhavige beschouwing.) Als de eroderende krachten ( $F_L$ ,  $F_S$  en  $F_w$ ) een groter moment uitoefenen dan de relatieve zwaartekracht gaat de korrel of steen roteren. Duurt deze situatie lang genoeg dan komt de korrel of steen vrij van zijn steunpunten. Dit komt er ongeveer op neer dat (minstens) één van de krachten in kwestie groter moet zijn dan de relatieve zwaartekracht. Afhankelijk van de vorm van de steen en de precieze ligging ten opzichte van de burens kan dit enigszins variëren, daar de arm in de momenten van de verschillende krachten van deze ligging afhankelijk is. Maar voor een afweging van het belang van de verschillende krachten is een schatting van hun grootte voldoende.

### 2.1 Schatting van de verschillende krachten

Hieronder wordt geprobeerd een schatting te geven van de verschillende krachten op een korrel of steen bovenin een bed zonder filterlaag. We nemen aan dat de korrel gedeeltelijk uitsteekt boven zijn burens en kan loskomen. Voor de eenvoud wordt hierbij uitgegaan van een ronde korrel met diameter  $D$  en van turbulente stroming en een hydraulisch ruwe wand. Dit laatste is niet erg kritisch; ook voor het overgangsgebied tussen ruw en glad zijn onderstaande schattingen nog wel te gebruiken. Alle (eroderende) krachten zullen blijken uit te drukken te zijn in de vorm

$$F = \frac{1}{4} \pi D^2 c \rho_w u^{*2}$$

met  $c$  een constante die voor iedere kracht verschillend is;  $1/4\pi D^2$  is het oppervlak van de doorsnede van de korrel en  $u^*$  is de schuifspanningssnelheid.

Schattingen voor de krachten zijn:

- de relatieve zwaartekracht  $F_Z$

$$F_Z = \frac{1}{6} \pi D^3 (\rho_s - \rho_w) g$$

met  $1/6\pi D^3$  het volume van de korrel,  $\rho_s$  en  $\rho_w$  de massadichtheden van resp. korrel en water en  $g$  de versnelling van de zwaartekracht. Gelijkstellen van de betreffende kracht en de relatieve zwaartekracht,  $F=F_Z$ , levert dan de waarde die de kritische Shields-parameter zou aannemen als de betreffende kracht de belangrijkste oorzaak van erosie zou zijn

$$\psi_{cr} = \frac{u^{*2}}{D \Delta g} = \frac{2}{3c}$$

waarin  $\Delta=(\rho_s-\rho_w)/\rho_w$  het relatieve verschil in massadichtheid tussen korrel en water voorstelt. De experimenteel gevonden waarde is  $\psi_{cr} \approx .03$ , ofwel  $c \approx 20$ . Een lagere waarde voor  $c$ , dus een hogere waarde voor  $\psi_{cr}$ , betekent dat pas bij een hogere waarde van  $u^*$  erosie door de betreffende kracht op zal treden.

De liftkracht  $F_L$ , door het drukverschil onder en boven de korrel ten gevolge van stuwdrakeffecten en stroombaankromming

$$F_L = \frac{1}{4} \pi D^2 \alpha_l \rho_w U_l^2 = \frac{1}{4} \pi D^2 \alpha \rho_w u^{*2}$$

Hierin is  $1/4\pi D^2$  het oppervlak van het bovenaanzicht van de korrel,  $U_l$  de tijdgemiddelde lokale snelheid op het niveau van de bovenkant van de korrel, waarover meer hieronder, en  $\alpha_l$  een constante die voor het besproken geval maximaal ongeveer gelijk aan  $1/2$  zal zijn, maar waarschijnlijk wel wat lager. De waarde van  $\alpha_l$ , en dus van constante  $\alpha$ , hangt af van de optredende stuwdruk, en daarmee van de precieze ligging van de korrel tussen de omgevende korrels. In het bijzonder de mate van uitsteken is belangrijk. Bij een korrel die ligt op een vlakke ondergrond zou de maximale waarde van ongeveer  $1/2$  worden gevonden. De constante  $\alpha$  hangt ook van de verhouding tussen  $U_l$  en  $u^*$  af.

Voor  $U_l$  lijkt een waarde van enige malen  $u^*$  aannemelijk. Om dit na te gaan beschouwen we een logaritmische grenslaag. Kiezen we b.v.  $z_l$ , dat is de hoogte waarop we  $U_l$  bepalen, op 5 maal de equivalente ruwheidslengte  $z_0$ , dan vinden we met

$$U_l = \frac{u^*}{\kappa} \ln \frac{z_l}{z_0}$$

waarin  $\kappa=4$  de constante van Von Karman,  $U_l=4u^*$ . Om aan te geven dat  $5z_0$  geen onrealistische waarde is beschouwen we eerst de veelgebruikte Nikuradze ruwheid: de ruwheid van geplakt zand. Bij deze Nikuradze ruwheid is  $z_0=D/30$  waarin  $D$  de diameter van het geplakte zand is. Daarmee betekent  $5z_0$  een hoogte van  $D/6$ . Dit komt ongeveer overeen met de top van de zand-

korrels. Ook bij een wat realistischer ruwheid is  $5z_0$  slechts een fractie van de korreldiameter. Daarbij is de waarde van  $U_i$  door het logaritmische snelheidsprofiel niet erg gevoelig voor de exacte plaats  $z_i$ . Deze keuze van  $z_i$  levert voor  $\alpha$  een maximale waarde van ongeveer  $\alpha=8$  op.

De sleepkracht  $F_s$ , door het drukverschil voor en achter de korrel

$$F_s = \frac{1}{4} \pi D^2 \beta_l \rho_w U_l^2 = \frac{1}{4} \pi D^2 \beta \rho_w u^2$$

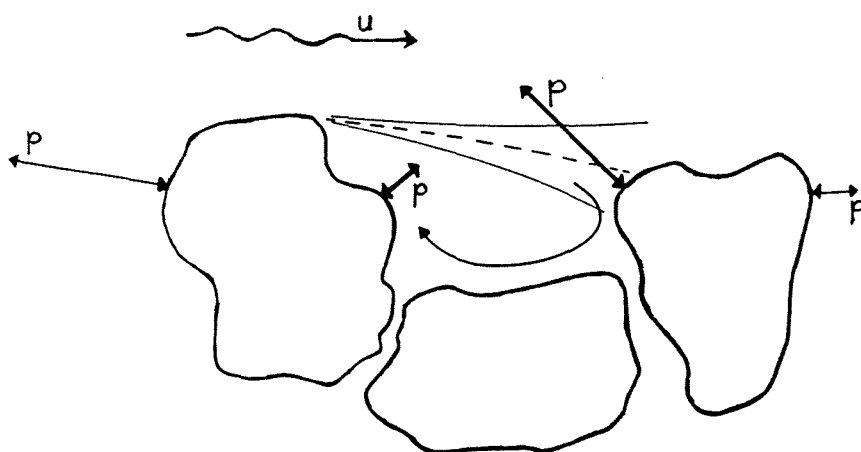
met  $1/4\pi D^2$  nu het aanstroomoppervlak van de korrel en  $\beta_l$ , en daarmee  $\beta$ , constanten die sterk van de ligging van de korrel afhangen. Tenzij de korrel vrij op de bodem ligt, zal de korrel grotendeels buiten de stroming blijven en het drukverschil voor en achter de korrel over een belangrijk deel van het oppervlak gering zijn, zodat waarschijnlijk  $\beta_l < \alpha_l$ , en dus  $\beta < \alpha$ . Voor een vrijliggende korrel zal  $\beta_l$  van de orde 1 kunnen zijn, dus  $\beta$  van de orde 16.

De wrijvingskracht  $F_w$ , door de bodemschuifspanning

$$F_w = \frac{1}{4} \pi D^2 \tau = \frac{1}{4} \pi D^2 \rho_w u^2$$

met  $\tau$  de bodemschuifspanning; dus  $c=1$ .

N.B. Opgemerkt kan worden dat een belangrijk deel van de bodemwrijving zich als een sleepkracht op de korrels manifesteert en niet als wrijvingskracht op de korrels. Tussen de bodemelementen treedt loslating van de stroming op; dus achter elk element vormt zich een neer, met aan de bovenkant een menglaag als overgang tussen neer en doorgaande stroming. De impulsuitwisseling via deze menglaag vormt vaak de belangrijkste weerstand voor de doorgaande stroming. De wandwrijving in de neer is gering door de lage snelheden daar. De via de menglaag uitgewisselde impuls wordt aan de wand doorgegeven via de horizontale component van de stuwingsdruk (zie figuur 3). Deze laatste betekent een extra sleepkracht voor de korrels. Zie ook Booij (1992).



*Figuur 3. Impulsuitwisseling bij een neer.*

In deze paragraaf is geen aandacht gegeven aan de invloed van de fluctuaties van snelheden en spanningen in een turbulente stroming. Bij het begin van erosie gaat het echter om de maximale

en niet om de gemiddelde krachten, zoals boven beschouwd. In §2.2 zal aandacht aan deze fluctuaties geschonken worden. Zonder deze fluctuaties zou de conclusie zijn dat de bodemwrijving  $F_w$  leidt tot een veel te hoge waarde van de kritische Shields-parameter  $\psi_{cr} \approx .7$  en waarschijnlijk de sleepkracht  $F_s$  ook. De liftkracht  $F_L$  lijkt als enige misschien in de buurt van de experimenteel gevonden waarde te komen (maximaal  $\psi_{cr} \approx .08$ ).

## 2.2 Turbulente fluctuaties

Om de invloed van de turbulente fluctuaties op de liftkracht in rekening te brengen moet gerekend worden met de maximale snelheid op  $z$ ,  $U_l + \epsilon \sigma_u$ , waarin  $\sigma_u$  de rms-waarde van de turbulente fluctuatie  $u'$  is. Als waarde kan b.v. genomen worden  $\sigma_u = 2.7u^*$ , experimenteel bepaald door Nezu en Nakagawa (1993) vlak boven een gladde wand. Het is niet te verwachten dat de waarde bij een ruwe wand sterk zal afwijken.  $\epsilon$  is een constante waarmee de grootste uitschieters van  $u'$  gekozen worden. Voor  $\epsilon$  wordt vaak de waarde 4 gekozen. De maximale liftkracht wordt

$$F_{L,m} = \frac{1}{4} \pi D^2 \alpha_l \rho_w (U_l + \epsilon \sigma_u)^2 = \frac{1}{4} \pi D^2 \alpha_l' \rho_w u^{*2}$$

Eenzelfde procedure leidt tot de maximale sleepkracht

$$F_{S,m} = \frac{1}{4} \pi D^2 \beta_l \rho_w (U_l + \epsilon \sigma_u)^2 = \frac{1}{4} \pi D^2 \beta_l' \rho_w u^{*2}$$

Ook bij de wrijvingskracht is de maximale waarde van belang. In het algemeen wordt hiervoor uitgegaan van de zogenaamde momentane schuifspanning  $\rho u'v'$  in plaats van de (tijd- of ensemble)gemiddelde waarde  $\overline{\rho u'v'}$ , de schuifspanning zelf (b.v. Grass (1970) en De Groot en Den Adel (1997)). Dit is geen juiste procedure zoals hieronder wordt uiteengezet.

De schuifspanning  $\overline{\rho u'v'}$  is een transport van horizontale impuls in verticale richting per eenheid van oppervlakte. Het momentane transport van horizontale impuls in verticale richting in een turbulente stroming is te schrijven als

$$\rho(\overline{U+u'}) (\overline{V+v'}) = \rho(\overline{UV} + \overline{Uv'} + \overline{u'V} + \overline{u'v'})$$

waarbij de overstreping het tijdgemiddelde aangeeft en het accent de afwijking.  $V$ , enz. betreft verticale snelheidscomponenten. De gemiddelde waarde van dit transport is,

$$\overline{\rho(\overline{U+u'}) (\overline{V+v'})} = \rho(\overline{UV} + \overline{u'v'})$$

Kiezen we  $U$  in de richting van de stroomlijn, zodat  $\overline{V}=0$ , dan is het gemiddelde impulstransport de schuifspanning  $\overline{\rho u'v'}$ . Het momentane transport is dan echter

$$\rho(\overline{U+u'}) (\overline{V+v'}) = \rho(\overline{UV} + \overline{Uv'} + \overline{u'V} + \overline{u'v'}) = \rho(\overline{Uv'} + \overline{u'v'})$$

en niet de door Grass en anderen gebruikte "momentane schuifspanning". De maximale waarde van dit transport, dat de rol van de schuifspanning bij de bepaling van de maximale wrijvingskracht overneemt, is weer te schrijven als

$$\rho(\overline{Uv'} + \overline{u'v'}) = \rho(U_l \epsilon \sigma_v + \epsilon' \sigma_u \sigma_v)$$

met de experimentele waarde  $\sigma_v = 1.6u^*$  (Nezu en Nakagawa, 1993) dichtbij de in principe weer gladde wand. Voor de constanten  $\epsilon$  en  $\epsilon'$  is b.v. weer 4 te nemen. Voor  $\epsilon'$  spreekt deze aanname niet voor zich. Het product van de extreme waarden van  $u'$  en  $v'$  zou leiden tot  $\epsilon' = 16$ . De kans



dat deze twee extremen tegelijk voorkomen is echter zeer gering. Dat vereist een zeer grote correlatie tussen  $u'$  en  $v'$  dicht bij de wand, wat zou leiden tot een veel grotere waarde van de schuifspanning, dus veel lagere waarden voor  $\sigma_u/u^*$  en  $\sigma_v/u^*$ . Voor het maximale impulstransport in verticale richting, dat we voor de overzichtelijkheid hebben genoteerd als  $F_{w,m}$ , vinden we zo

$$F_{w,m} = \frac{1}{4} \pi D^2 \rho_w (U_l \epsilon \sigma_v + \epsilon' \sigma_u \sigma_v) = \frac{1}{4} \pi D^2 \gamma' \rho_w u'^2$$

Een type kracht waarmee vrijwel nooit rekening wordt gehouden is de kracht op de korrel door fluctuerende drukgradiënten. In een turbulente stroming spelen fluctuerende drukgradiënten een belangrijke rol, b.v. bij het ontstaan en verdwijnen van wervels. In het bijzonder voor stroming in en erosie onder de filterlaag zullen in de volgende paragrafen de fluctuerende drukgradiënten een rol blijken te spelen.

De eindige levensduur van turbulente wervels betekent dat de snelheidsafwijking  $u'$  in de wervel verandert in de tijd. Omdat de wervel wordt meegesleurd door de gemiddelde stroming is de (met deze gemiddelde stroming) meebewegende afgeleide,  $D/Dt$ , van de snelheidsafwijking ongelijk aan nul:  $Du'/Dt \neq 0$ . Voor een wervel met een snelheidsfluctuatie  $u'$  met als maximale grootte  $\eta \sigma_u$  en met een levensduur  $T$ , de zgn. tijdschaal van de wervel, is de meebewegende afgeleide te schatten met

$$\frac{D}{Dt} u' \approx \eta \sigma_u \frac{2\pi}{T}$$

waarin is uitgegaan van een sinusvormig in de tijd variërende sterkte van de wervel. Deze snelheidsverandering moet veroorzaakt zijn door een drukgradiënt over de wervel. De grootte van deze (fluctuerende) drukgradiënt is dan met behulp van een met de gemiddelde stroming meebewegende impulsbalans te schatten

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = \rho_w \frac{D}{Dt} u' \approx \rho_w \eta \sigma_u \frac{2\pi}{T}$$

Een wervel vlak boven de bodem kan leiden tot een ongeveer constante drukgradiënt over de hele korrel, tenzij de wervel veel kleiner is dan de korrel. De drukkracht  $F_D$  op de korrel is dan te berekenen door integratie van de drukgradiënt over de korrel

$$F_D = \frac{1}{6} \pi D^3 \rho_w \theta \eta \sigma_u \frac{2\pi}{T}$$

waarin de constante  $\theta$  de waarde 1 heeft als de drukgradiënt constant is over de hele korrel. De constante  $\theta$  geeft aan in hoeverre de drukgradiënt om de korrel doordringt. Bij wervels die klein zijn t.o.v. de korrel is het gebied waarin de drukgradiënt aanwezig is relatief klein en is daarmee  $\theta < 1$ . Bij wervels van de orde van grootte  $2 \times D$ , twee maal de diameter van de korrel, of groter zal de drukgradiënt over de hele korrel ongeveer gelijk zijn en  $\theta$  dus ongeveer gelijk aan één. De meest effectieve wervels zijn van de orde van grootte  $2 \times D$ . Zij paren een grote waarde voor  $\theta$  aan een korte levensduur, dus een grote drukgradiënt. De tijdschaal  $T$  van zo een wervel is te schatten op grond van zijn grootte  $2D$  en zijn snelheidsmaat  $\eta \sigma_u$  met  $T = 2D/\eta \sigma_u$ .

Dergelijke drukgradiënten kunnen in alle richtingen optreden en de resulterende drukkracht zal zich manifesteren als een extra liftkracht of een extra sleepkracht. Om de maximale drukkracht

te vinden moet een wervel met maximale snelheidsvariatie gekozen worden. Omdat ook aan de grootte-eis voldaan moet worden kan dit inhouden dat de maximale snelheidsfluctuatie bij deze meest effectieve wervels iets lager is:  $\eta \leq \epsilon = 4$ . De uitdrukking voor de maximale drukkracht wordt hiermee

$$F_{D,m} = \frac{1}{6} \pi D^3 \rho_w \theta \eta \sigma_u \frac{2\pi \eta \sigma_u}{2D} = \frac{1}{4} \pi D^2 \delta' \rho_w u^{*2} \quad \text{met} \quad \delta' = \frac{2\pi}{3} \theta \left( \frac{\eta \sigma_u}{u^*} \right)^2$$

De effectieve duur van de drukkracht op de korrel  $T_d$  is van de orde van de halve passagetijd  $T_p$  over de korrel van de wervel:  $T_d = T_p/2 = D/U_l \approx D/4u^*$ . In deze tijd moet de korrel vertikaal een afstand van de orde  $1/2 D$  à  $D$  afleggen. De korrel moet daarvoor een snelheid van de orde  $U_l$  krijgen. Dat lijkt gezien de optredende drukkrachten mogelijk.

In onderstaande tabel worden de geschatte waarden voor de constanten in de verschillende krachten gegeven en de bijbehorende waarden die de kritische Shields-parameter zou aannemen als de betreffende kracht de belangrijkste oorzaak van erosie zou zijn. Vergelijking met de experimenteel gevonden waarde van de kritische Shields-parameter,  $\psi_{cr} \approx .03$ , geeft aan dat expliciet met de turbulente fluctuatie rekening moet worden gehouden om het erosiemechanisme te beschrijven. In dat geval blijken alle krachten groot genoeg te kunnen zijn. I.h.b. lijken de (maximale) liftkracht  $F_{L,m}$  en het (maximale) verticale impulstransport  $F_{W,m}$  in aanmerking te komen. Bij de liftkracht zou dit betekenen dat  $\alpha_l$  een factor 5 lager zou moeten zijn,  $\alpha_l \approx 1/5 \times 1/2 \approx 1/10$ , wat een redelijke waarde lijkt. Speelt het verticale impulstransport  $F_{W,m}$  de hoofdrol, dan lijkt hierin de convectie met de gemiddelde snelheid  $U_l$  het belangrijkste. De rol van de "momentane schuifspanning" is wat minder. Opmerkelijk is dat Grass (1970), die aan deze term een hoofdrol toebedeelt, toch een erg kleine waarde noemt voor de rms-waarde,  $\sigma(u'v')$ , van de "momentane schuifspanning",  $u'v'$ . Grass vindt  $\sigma(u'v') \approx 0.4u^{*2}$ , i.p.v. de in bovenstaande schatting gebruikte waarde, welke gebaseerd is op de  $\sigma_u$  en  $\sigma_v$  van de turbulente snelheidscomponenten:  $\sigma(u'v') \approx \sigma_u \sigma_v \approx 4.3u^{*2}$ .

	$c$ , geen fluct.	$\psi_{cr}$ , geen fluct.	$c$ , met fluct.	$\psi_{cr}$ , met fluct.
liftkracht $F_L$	$\alpha < 8$	$> .08$	$\alpha' < 110$	$> .006$
sleepkracht $F_S$	$\beta \ll 16$	$\gg .04$	$\beta' \ll 220$	$\gg .003$
wrijving, enz. $F_W$	1	.7	$\gamma' < 43$	$> .016$
fluct.drukkr. $F_D$	---	---	$\delta' \ll 240$	$\gg .003$

Tabel 1. Kritische Shields-parameter bij verschillende krachten.

Uit bovenstaande vergelijking is duidelijk dat de bodemschuifspanning zelf geen oorzaak is van bodemerosie. Daar evenwel alle krachten volgens bovenstaande schattingen evenredig zijn met  $u^{*2}$ , en dus met de bodemschuifspanning, kan deze laatste wel als maat voor erosie en i.h.b. voor het begin van beweging gebruikt worden. De schattingen zijn gebaseerd op uniforme stroming en gedeeltelijk zelfs op uniforme stroming over een gladde bodem met een vrij oppervlak (de grootte van  $\sigma_u$  en  $\sigma_v$  volgens Nezu en Nakagawa). Het is daarmee duidelijk dat in andere gevallen (versnelde of vertraagde stroming, hoog turbulente stroming b.v. achter een pijler, enz.) de waarden in de schattingen kunnen veranderen. Een veelgebruikte procedure is dan om een

correctie op de waarde van de schuifspanning aan te brengen die b.v. de invloed van de hogere turbulentie op de eroderende krachten verdisconteert

$$\frac{F_v}{F} = \frac{c_v u^{*2}}{c u^{*2}} = \frac{(u_v^*)^2}{u^{*2}}$$

met  $F_v$  en  $c_v$  de waarden van  $F$  en  $c$  bij de situatie met verhoogde turbulentie en  $u_v^*$  de aangepaste schuifspanningsnelheid, b.v met  $u_v^* = u^* + a\sigma_u$ , waarin de constante  $a$  bijvoorbeeld de waarde 3 heeft.

### 3. Stroming in de filterlaag

Met bovenstaande schattingen kunnen bruikbare ontwerpregels voor bodembeschermings-elementen, b.v. de stenen van een geometrisch open filterlaag, verkregen worden, voorzover het de stabiliteit van deze elementen zelf betreft. De stroming in een filterlaag wijkt echter zodanig af van de stroming in de waterloop dat bovenstaande schattingen niet direct bruikbaar blijken voor het bepalen van de erosie van het basismateriaal onder een filterlaag. Zo kunnen de verschillende krachten b.v. in heel andere verhoudingen optreden. Om het mechanisme van deze erosie te onderzoeken is informatie over de stroming in de poriën tussen de stenen van de filterlaag nodig.

Als maat voor de grootte van de stenen van de geometrisch open filterlaag nemen we hier de  $D_{50}$  van de stenen, verder genoteerd als  $D_f$ . De geringe maat van de poriën staat slechts kleine turbulente bewegingen in de poriën toe, met als gevolg een lage turbulente uitwisselings-coëfficiënt. De stroming in de waterloop boven de filterlaag kan daarom slechts tot een geringe diepte tussen de elementen indringen en de schuifspanning tussen de elementen neemt snel af met de diepte in de filterlaag. Dieper dan  $1.5 D_f$  in de filterlaag onder het grensvlak met de waterloop is de schuifspanning vrijwel verdwenen en wordt de stroming in de poriën van de filterlaag voornamelijk bepaald door de longitudinale drukgradiënt in de waterloop erboven, of door het verhang in geval van een open waterloop (Hauer en Van der Meulen, 1997).

Naast deze gemiddelde drukgradiënt leiden de grootschalige turbulente bewegingen in de waterloop tot fluctuerende drukgradiënten in de filterlaag met als gevolg fluctuerende stromingen in de poriën tussen de stenen in de filterlaag (Bakker, e.a., 1994). De schaal van deze fluctuerende stromingen, vele malen de poriëndiameter, maakt dat ze in de poriën niet als turbulentie zijn op te vatten. Bij voldoende grote steenmaat zal de stroming in de poriën turbulent zijn. Deze kleinschalige turbulentie blijkt duidelijk onderscheiden te kunnen worden van de grootschalige fluctuaties (Van Os, 1998).

Betreffende de invloed van de grootschalige turbulente bewegingen in de waterloop op de stroming in de filterlaag, de fluctuerende drukgradiënten en de fluctuerende snelheden in deze laag zijn schattingen te maken. De drukgradiënt in de waterloop die samenhangt met een wervel met een snelheidsfluctuatie  $u'$  met de grootte  $\eta\sigma_u$  en een levensduur of tijdschaal  $T$  van de wervel, is in §2.2 geschat met

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = \rho_w \frac{D}{Dt} u' \approx \rho_w \eta \sigma_u \frac{2\pi}{T}$$

Om na te gaan wat voor fluctuerende snelheden deze wervel op een plaats in de filterlaag ten gevolge heeft, zijn zowel de grootte van de drukgradiënt als de duur van de aanwezigheid van de drukgradiënt op deze plaats in de filterlaag van belang. Deze fluctuerende drukgradiënt is veel groter dan de aandrijvende kracht (per eenheid van volume) voor de gemiddelde stroming in de filterlaag, b.v. de gradiënt van de gemiddelde druk of de component van de zwaartekracht  $\rho_w g i$  onder een open waterloop, met  $i$  het verhang van de waterloop. Met  $L = T\eta\sigma_u$  de grootte van de wervel en  $h$  de diepte van de waterloop vinden we voor de verhouding (voor een sterke wervel, d.w.z. met  $\eta=4$ )

$$\frac{\partial p'/\partial x}{\rho_w g i} \approx \frac{(\eta\sigma_u)^2}{g i} \frac{2\pi}{L} \approx 2\pi \left(\frac{\eta\sigma_u}{u^*}\right)^2 \frac{h}{L} \approx 700 \frac{h}{L}$$

Hierin is gebruikt  $\rho_w g h i = \rho_w u^{*2}$  voor de bodemschuifspanning in een open waterloop. Bij de gemiddelde stroming in de filterlaag maakt de aandrijvende kracht evenwicht met de weerstand. Daar de fluctuerende snelheden die in de filterlaag gevonden worden i.h.a. van de orde van grootte van de gemiddelde snelheden in de poriën zijn kan geconcludeerd worden dat de invloed van de weerstand van de fluctuerende stroming klein is t.o.v. de invloed van de zoveel grotere fluctuerende drukgradiënt. We verwaarlozen de weerstand van de fluctuerende stroming daarom in het vervolg.

De duur van de aanwezigheid van de drukgradiënt is uit te drukken in de passagetijd  $T_p$  van de wervel boven deze plaats. Deze is te berekenen uit de grootte van de wervel  $L$  en de snelheid waarmee de wervel in de waterloop geconvecteerd wordt, d.i. de gemiddelde snelheid  $U$  ter plaatse van de wervel

$$T_p \approx \frac{L}{U} \approx \frac{T \eta \sigma_u}{U}$$

Om de grootte van de fluctuerende drukgradiënt in de filterlaag te bepalen gaan we uit van de fluctuerende drukgradiënt in de waterloop. Hij is er echter niet volledig aan gelijk. De iets langere baan door de poriën in de filterlaag vergeleken met de rechte baan door de waterloop maakt dat de drukgradiënt in de filterlaag altijd een fractie kleiner zal zijn. De grootte en het verloop van de drukgradiënt over de filterlaag hangt daarbij nog af van de grootte van de wervel. Bij erg grote wervels ( $L$  veel groter dan de waterdiepte en de filterlaagdikte), is de drukgradiënt (in de stroomrichting) ongeveer uniform en ongeveer gelijk van waarde over waterloop en filterlaag. Bij wat kleinere wervels ( $L$  van de orde van de filterlaagdikte) is de afstand tussen punten van hoge en lage druk van de wervel in de waterloop via de langere weg door de filterlaag groter dan via de rechte verbinding door de waterloop zelf. De drukgradiënt in de filterlaag zal daarbij wat kleiner zijn dan in de waterloop en tevens enigszins afhangen van de plaats in de filterlaag. Dieper in de filterlaag is de drukgradiënt iets kleiner dan hoog in de filterlaag. Voor kleine wervels ( $L$  veel kleiner dan de filterlaagdikte) neemt de drukgradiënt sterk af over de diepte. Als gevolg hiervan leiden alleen de grote wervels dieper in de filterlaag tot aanmerkelijke, relatief laagfrequente, fluctuaties. Karakteristieke (veel voorkomende) grote wervels in de waterloop hebben een lengteschaal van de orde  $L=1/3 \times S$  als het een spleet (met breedte  $S$ ) betreft, zoals bij Van Os, of van de orde  $L=1/3 \times h$  bij een open waterloop met diepte  $h$  (zie b.v. Booi (1992)). Deze wervels hebben volgens de bovengevonden uitdrukkingen een levensduur van de orde  $T=L/\eta \sigma_u$  en een passage-tijd van de orde  $T_p=L/U$ , waarin  $U$  nu de dieptegemiddelde snelheid is. Deze passagetijd is dan ook de tijdschaal van de laagfrequente fluctuaties in de filterlaag die met de karakteristieke grootschalige wervels samenhangen.

Voeren we een factor  $\zeta$  in voor de lagere waarde van de fluctuerende drukgradiënt in de filterlaag door de langere weg t.o.v. via de waterloop, dan kunnen we de snelheidsfluctuatie in de filterlaag bij een wervel in de waterloop schatten met

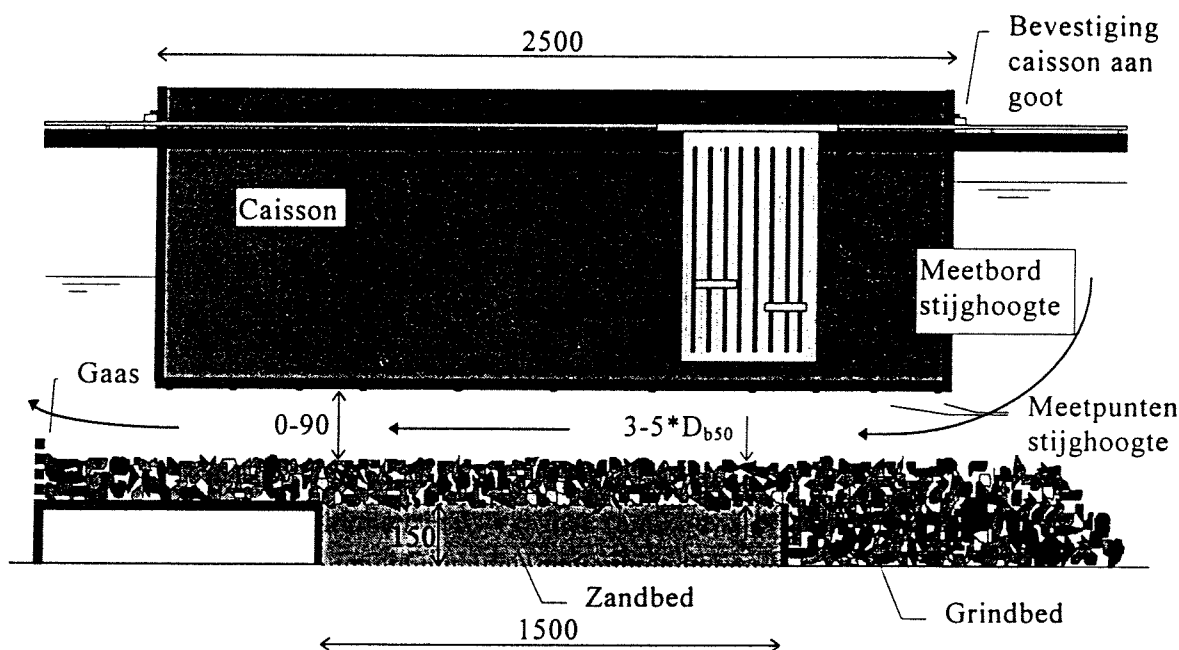
$$u' \approx \frac{T_p}{2\pi} \frac{\partial u'}{\partial t} = \frac{T_p}{2\pi} \frac{\zeta}{\rho_w} \frac{\partial p'}{\partial x} \approx \frac{T_p}{T} \zeta \eta \sigma_u \approx \zeta \frac{(\eta \sigma_u)^2}{U}$$

met  $\sigma_u$  de waarde voor de waterloop ter plaatse van de wervel. Voor de grote wervels is  $\zeta$  ongeveer gelijk aan  $1/2$  à  $1$ , tenzij de filterlaag dik is vergeleken met de waterdiepte, en voor  $\sigma_u$  mag bij waterlopen veelal een waarde  $1/10$  à  $1/15$   $U$  genomen worden (Booi, 1992). We

beschouwen nu een nominale grote wervel in de waterloop (d.w.z. een grote wervel met een rms-waarde  $\sigma_u$ ). De maximale fluctuatie bij een nominale wervel is  $1.4\sigma_u$ , ofwel  $\eta \approx 1.4$ . Aannemend dat een nominale wervel in de waterloop ook een nominale laagfrequente fluctuatie in de filterlaag meebrengt,  $u' \approx \eta \sigma_{laag} = 1.4\sigma_{laag}$ , waarin  $\sigma_{laag}$  de rms-waarde van de laagfrequente fluctuaties is, dan blijkt te volgen

$$\sigma_{laag} \approx \frac{u'}{\eta} \approx \frac{\zeta (\eta \sigma_u)^2}{\eta U} \approx \frac{1}{10} \dot{\alpha} \frac{1}{15} \sigma_u \approx \frac{1}{100} \dot{\alpha} \frac{1}{200} U$$

Het verband tussen de sterkte van de wervel  $\eta \sigma_u$  en de sterkte van de laagfrequente fluctuatie  $\eta \sigma_{laag}$  blijkt kwadratisch te zijn. Als gevolg hiervan mag verwacht worden dat de 'staarten' van de verdeling van de snelheidsfluctuaties in de filterlaag belangrijker zijn dan de 'staarten' van de verdeling van de turbulente snelheden van de wervels zelf.



Figuur 4. Inrichting stroomgoot, maten in mm.

Om een indruk te krijgen van de optredende stromingskarakteristieken in de filterlaag is een oriënterend onderzoek in een stroomgoot van de TUDelft gedaan door Van Os (1998). Van Os heeft met een laser-Doppler snelheidsmeter in een zo natuurlijk mogelijke holte tussen de stenen in een geometrisch open filter metingen verricht ter plaatse van het scheidingsvlak tussen zandbed en filterlaag. Het filtermateriaal bestond uit stenen met een  $D_f = D_{50} = 21\text{mm}$ ; het basismateriaal was zand met  $D_b = D_{10} = 70\mu\text{m}$  en  $\Delta = 1.35$ . De dikte van de filterlaag was variabel. Boven het filter was een waterloop gecreëerd in de spleet tussen het filter en een erboven aangebracht caisson (zie figuur 4). De spleetbreedte was variabel. De snelheidsmetingen zijn steeds uitgevoerd bij het kritieke verhang (wat betreft het basismateriaal). Voor de precieze uitvoering wordt verwezen naar het verslag van Van Os (1998). Een aantal geselecteerde resultaten wordt hieronder in een aangepaste bewerking gebruikt.

Hieronder zijn een aantal experimentele gegevens samengevat. Tabel 2 betreft metingen op een

diepte van  $3D_f$  onder de waterloop in de filterlaag en tabel 3 metingen op een diepte van  $5D_f$ . In de tabellen is  $S$  de spleethoogte,  $i_{cr}$  het ingestelde kritieke verhang,  $u$  uit  $i_{cr}$  de gemiddelde poriënsnelheid die volgens de relatie van Forchheimer bij  $i_{cr}$  past (zie Van Os, 1998) en  $u_{gem}$  de gemeten gemiddelde snelheid in de poriën. Verder zijn  $\sigma_{hoog}$  de rms-waarde van uitsluitend de hoog-frequente fluctuaties,  $\sigma_{laag}$  de rms-waarde van uitsluitend de laagfrequente fluctuaties, en  $T_{laag}$  een tijdschaal van de laagfrequente fluctuaties zoals deze uit de gemeten tijdcorrelaties geschat kunnen worden.

$S$ (cm)	$i_{cr}$ (%)	$u$ uit $i_{cr}$ (cm/s)	$u_{gem}$ (cm/s)	$\sigma_{hoog}$ (cm/s)	$\sigma_{laag}$ (cm/s)	$T_{laag}$ (s)
2.0	4.3	2.24	3.53	1.30	.58	.13
3.0	3.7	2.07	2.92	.93	.37	.15
5.0	3.1	1.88	2.03	.87	.29	.32
7.0	2.6	1.71	1.23	.82	.35	.78
9.0	2.2	1.56	0.90	.67	.46	.55

Tabel 2. Gegevens bij  $3D_f$

$S$ (cm)	$i_{cr}$ (%)	$u$ uit $i_{cr}$ (cm/s)	$u_{gem}$ (cm/s)	$\sigma_{hoog}$ (cm/s)	$\sigma_{laag}$ (cm/s)	$T_{laag}$ (s)
2.0	4.9	2.40	3.91	1.65	.65	.18
3.0	4.4	2.26	3.61	1.44	.72	.14
5.0	3.9	2.12	2.50	1.30	.46	.27
7.0	3.4	1.94	2.15	1.18	.40	.26
9.0	3.0	1.85	2.28	1.21	.38	.31

Tabel 3. Gegevens bij  $5D_f$

Uit de gegevens in de twee tabellen zijn een aantal conclusies te trekken. Daarnaast resteren een aantal onzekerheden. Niet duidelijk is waarom de gemeten gemiddelde snelheid bij kleine spleetbreedte (veel) groter is dan de met het verhang samenhangende waarde. Het is mogelijk dat dit samenhangt met de precieze verdeling van de stroming door de meetholte. Bij een grotere snelheid zou de stroming iets anders door de holte kunnen stromen met als gevolg een verschillende snelheid ter plaatse van het meetvolume. Dit zou ook het gevolg kunnen zijn van de invloed van de laagfrequente fluctuaties. Bij een kleinere spleetbreedte zijn deze wat kleinschaliger, dus stroomt het water anders door de poriën. Waarschijnlijker is dat bij de geringe diameter van de poriën de optredende weerstand niet kwadratisch is. De laagfrequente fluctuaties hebben ook nog een ander gevolg. Samen met de gemiddelde snelheid vormen ze een quasi-statische stroming in de poriën. Bij een niet-lineaire weerstand heeft dit invloed op de verhouding tussen verhang en gemiddelde snelheid.

De frequentie van de hoogfrequente fluctuaties was te hoog om met de gebruikte sample-frequentie (50 Hz) op te lossen. Het is dus ook niet uit te sluiten dat een deel van deze fluctuaties ruis is. Het verloop van de waarde over de metingen maakt waarschijnlijk dat het wel degelijk echte snelheidsfluctuaties betreft. Uitgebreide metingen met een hogere sample-frequentie zouden uitsluitel moeten geven. De rms-waarde van de hoogfrequente fluctuaties,  $\sigma_{hoog}$ , is hoog in verhouding tot de gemiddelde poriënsnelheid. Gedeeltelijk kan dit liggen aan het hierboven genoemde effect van de quasi-statische stroming van gemiddelde snelheid en laagfrequente snelheid samen. Dit zal een verhoogde weerstand en dus verhoogde productie van kleinschalige turbulentie opleveren. De belangrijkste oorzaak van de schijnbaar hoge turbulentiegraad ligt waarschijnlijk in de complexe vorm van de poriën met veel verwijdingen, loslatingen, neren, e.d. Het is de vraag of al deze hoogfrequente fluctuaties als turbulentie beschouwd mogen worden. Het volgende empirische verband zou ongeveer aan kunnen geven hoe de rms-waarde van de hoogfrequente fluctuaties afhangt van de laagfrequente fluctuaties en van de gemiddelde stroming

$$\sigma_{hoog} \approx \frac{1}{3} u_{gem} + \frac{1}{2} \sigma_{laag}$$

Deze formule voldoet ook voor de enkele meting met open waterloop die is uitgevoerd.

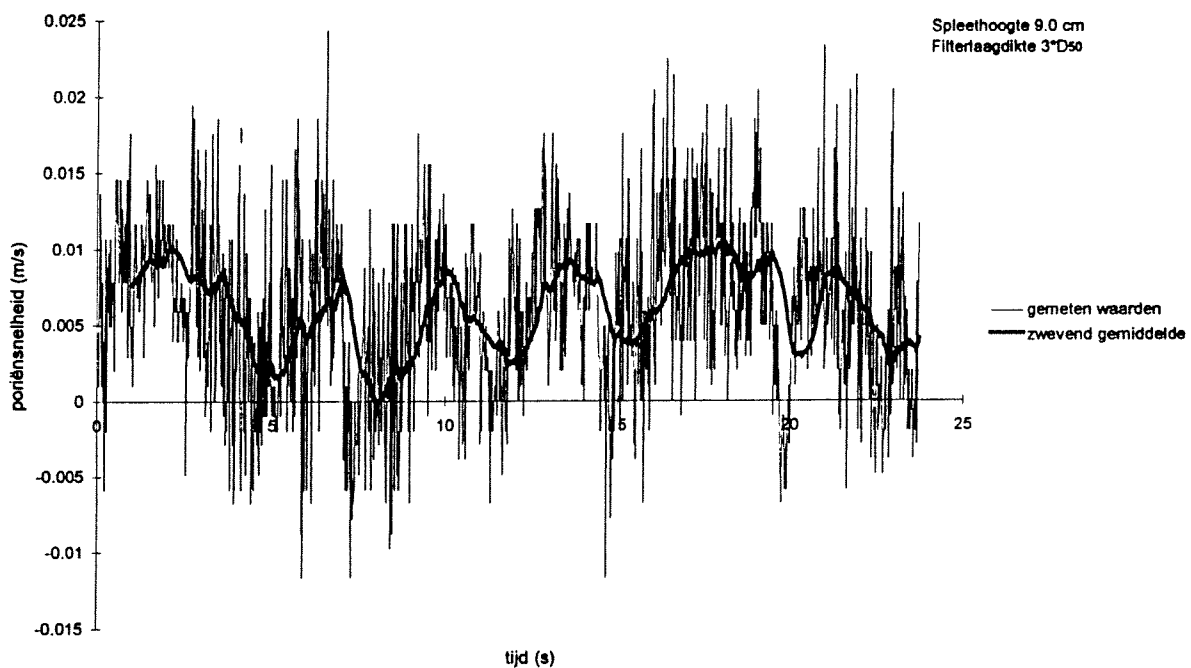
De experimenten van Van Os zijn niet bijzonder geschikt om de theoretische schatting van  $\sigma_{laag}$  te verifiëren. De filterlaag is dik t.o.v. de spleetbreedte, i.h.b. bij de kleinere spleetbreedtes, wat kan leiden tot lagere waarden van  $\zeta$  en dus van  $\sigma_{laag}$ , en de grote ruwheid, welke vooral bij de kleinere spleetbreedtes leidt tot een relatief hoge turbulentiegraad in de spleet, b.v.  $\sigma_u \approx U/5$ , waarmee de schatting levert  $\sigma_{laag} \approx \sigma_u/5 \approx U/25$ .  $U$  is hier de gemiddelde snelheid in de spleet. I.h.b. voor de spleetbreedte  $S=2\text{cm}$  mag geen goede overeenkomst verwacht worden. De gemeten waarden voor  $U$  en  $\sigma_{laag}$  zijn weergegeven in tabel 4. Behalve voor kleine spleetbreedte blijken de experimenteel gevonden waarden van de verhouding  $\sigma_{laag}/U$  niet erg ver van de theoretische schatting (1% à ½%) te liggen, zeker gezien de relatief dikke filterlaag. Opgemerkt moet worden dat ook een aantal onzekerheden bij de bepaling van de snelheden in de holte een rol kunnen spelen. De exacte plaats van meten in de holte en de grootte van het meetvolume kunnen van invloed zijn. Van Os (1998) geeft een overzicht van mogelijke foutenbronnen. De grootte van de fouten bij een aantal daarvan zou met uitgekende en zorgvuldige metingen te kwantificeren en misschien te beperken zijn.

$S$ (cm)	$3D_f$			$5D_f$		
	$U$ (m/s)	$\sigma_{laag}$ (cm/s)	$\sigma_{laag}/U$ (%)	$U$ (m/s)	$\sigma_{laag}$ (cm/s)	$\sigma_{laag}/U$ (%)
2.0	.31	.58	1.87	.33	.65	1.96
3.0	.54	.37	.69	.59	.72	1.22
5.0	.69	.29	.42	.77	.46	.60
7.0	.85	.35	.41	.98	.40	.41
9.0	.92	.46	.50	1.07	.38	.36

Tabel 4. De rms-waarde van de laagfrequente fluctuaties.



De tijdschaal van de laagfrequente fluctuaties was niet erg precies te bepalen op grond van de correlatiefuncties. Hiervoor lijken meer uitgebreide metingen nodig. In tabel 2 en 3 zijn de maximale tijdschalen die uit de correlatiefuncties gehaald kunnen worden, weergegeven in de kolom  $T_{laag}$ . De waarden zijn op een wat andere (visuele) manier verkregen dan de door Van Os (1998) vermelde. De gemeten tijdschaal lijkt wel toe te nemen met de spleetbreedte, wat ook verwacht wordt i.v.m. de grotere wervels aanwezig in de waterloop bij grotere spleetbreedte. De gemeten tijdschaal voor deze laagfrequente fluctuaties,  $T_{laag}$ , is van de orde  $4 \times S/U$ , en daarmee veel langer dan die bij de karakteristieke grote wervels in de waterloop,  $1/3 \times S/U$ . De bijbehorende wervels in de waterloop hebben dus ook een lengtemaat van de orde  $L=4S$ . In tabel 5 is de gemeten  $T_{laag}$  vergeleken met de schatting  $4 \times S/U$ . Gezien de grote onnauwkeurigheid in de bepaling van  $T_{laag}$  is de overeenkomst redelijk.



*Figuur 5. Zeer laagfrequente fluctuaties.*

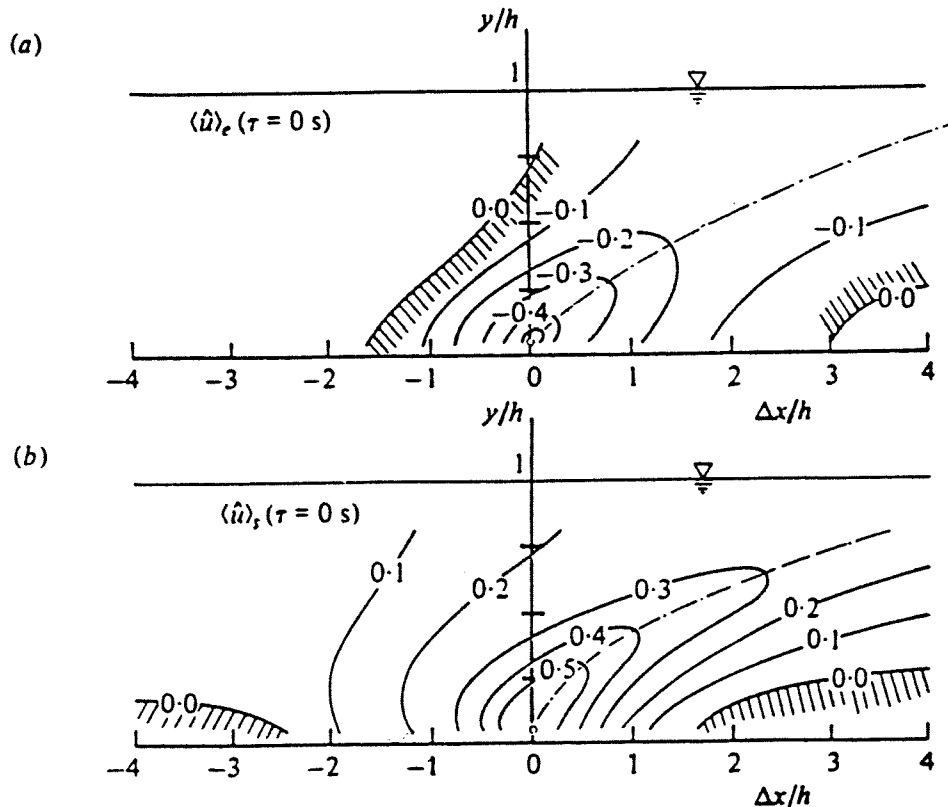
In de meetseries zijn soms ook zeer laagfrequente fluctuaties te herkennen. Zie figuur 5, waarin een geselecteerd deel van een meetserie is weergegeven. Onduidelijk is of deze laagfrequente fluctuaties samenhangen met turbulente bewegingen in de waterloop. Het zou ook om storingen in de waterloop van een heel andere aard kunnen gaan. Hiervoor is meer onderzoek nodig. In het bijzonder zijn heel lange meetseries nodig en is een speciale dataverwerking onontbeerlijk, daar de zeer laagfrequente fluctuaties niet frequent lijken op te treden en daarmee gauw wegvallen in de bijdrage van de hogere frequenties. Figuur 5 lijkt erop te wijzen dat de snelheidsvariaties bij deze zeer laagfrequente fluctuaties dezelfde orde van grootte hebben als bij de andere laagfrequente fluctuaties. Omdat de tijdsduur van de fluctuatie van belang zal blijken te zijn voor het erosiemechanisme, is het bestaan van dergelijke zeer laagfrequente fluctuaties met veel grotere tijdschalen (in dit geval van de orde 10 maal  $T_{laag}$ ) van belang.

Over het bestaan van (zeer) grootschalige wervels is niet veel bekend. Metingen van Nezu en Nakagawa (1993) van ruimtelijke correlaties tijdens specifieke turbulentie-gebeurtenissen (ejections en sweeps) in een open waterloop geven aan dat over afstanden tot tenminste 4 maal

$S$ (cm)	$3D_f$			$5D_f$		
	$U$ (m/s)	$4S/U$ (s)	$T_{laag}$ (s)	$U$ (m/s)	$4S/U$ (s)	$T_{laag}$ (s)
2.0	.31	.26	.13	.33	.24	.18
3.0	.54	.22	.15	.59	.20	.14
5.0	.69	.29	.32	.77	.26	.27
7.0	.85	.33	.78	.98	.28	.26
9.0	.92	.39	.55	1.07	.34	.31

Tabel 5. De tijdschaal van de laagfrequente fluctuaties.

de dikte van de grenslaag vrij sterke correlaties optreden; zie figuur 6. Dit betekent dat de turbulente structuren in de grenslaag langgerekt kunnen zijn in de stromingsrichting, en in een spleet of open waterloop zeker de grootte  $L \approx 4S$  respectievelijk  $4h$  kunnen hebben, zoals hiervoor gebruikt. Nog aanmerkelijk langere structuren lijken voor te komen, zeker als meegewogen wordt dat de correlaties in figuur 6 (conditioneel) gemiddelde waarden betreffen, waar weinig voorkomende uitschieters niet erg zichtbaar in zijn.



Figuur 6. Krommen van gelijke snelheid bij a) ejections en b) sweeps in een open waterloop.

Om de lengteschalen van de optredende wervels en de samenhang, zoals in het bovenstaande op theoretische gronden aangenomen, tussen grote wervels en laagfrequente fluctuaties na te kunnen gaan lijken bepalingen van correlaties tussen gelijktijdig gemeten drukken en snelheden op verschillende plaatsen in de waterloop en in het filter van groot belang.

#### 4. Erosie onder een geometrisch open filter

Om het erosiemechanisme onder een geometrisch open filter na te gaan worden eerst de in §3 gevonden waarden voor de verschillende stromingsparameters in de filterlaag ingevuld in de in §2.2 afgeleide uitdrukkingen voor de groottes van de verschillende krachten. In dit geval betreft het krachten op een zandkorrel. Omdat het om het begin van erosie gaat, is voor de diameter  $D$  van de korrel in de vergelijkingen de in §3 genoemde  $D_b$  genomen, als maat van de kleine fractie van de zandkorrels. Belangrijk voor het optreden van erosie is weer de verhouding van de krachten tot de zwaartekracht op de zandkorrel. Omdat een uitdrukking voor  $u^*$  ontbreekt kan een en ander niet in de vorm van Shields-parameters gepresenteerd worden.

Onderstaande schattingen betreffen de situatie onder een filterlaag met een dikte van  $3D_f$  bij een spleetbreedte van 9 cm. Deze situatie is het meest kritisch, omdat in dit geval de kleinste waarden worden gevonden voor zowel de gemiddelde snelheid in de poriën ( $u_{gem} = .9 \text{ cm/s}$ ) als voor de rms waarde van de fluctuaties (voor de hoogfrequente fluctuaties alleen,  $\sigma_{hoog} = .67 \text{ cm/s}$ , en voor alle fluctuaties samen,  $\sigma_{totaal} = (\sigma_{hoog}^2 + \sigma_{laag}^2)^{1/2} = .81 \text{ cm/s}$ ). Slechts de schattingen voor de maximale krachten met invloed van de fluctuaties zijn weergegeven. Zonder meenemen van fluctuaties blijken alle krachten veel te klein om erosie te bewerkstelligen. In  $F_{L,m}$ ,  $F_{S,m}$  en  $F_{W,m}$  speelt de rms-waarde van alle fluctuaties samen een rol. Bij de schattingen voor deze krachten is gesteld  $\sigma_u = \sigma_v = \sigma_{totaal}$ . Bij  $F_{D,m}$  spelen vrijwel alleen de hoogfrequente fluctuaties een rol en is daarom gesteld  $\sigma_u = \sigma_{hoog}$ . Voor  $U_l$  is  $u_{gem}$  genomen. De andere waarden zijn dezelfde als in §2, het geval zonder filter.

Voor de verhouding van liftkracht en zwaartekracht wordt op deze manier geschat

$$\frac{F_{L,m}}{F_Z} = \frac{3}{2} \frac{\alpha_l (U_l + \epsilon \sigma_u)^2}{D \Delta g} < 1.4$$

waarin  $\alpha_l = 1/2$  is gebruikt. Een realistischer waarde (zie §2.2) is waarschijnlijk  $\alpha_l = 1/10$ , waarbij de verhouding  $\approx .3$  wordt. Voor de sleepkracht en het verticale impulstransport wordt gevonden

$$\frac{F_{S,m}}{F_Z} = \frac{3}{2} \frac{\beta_l (U_l + \epsilon \sigma_u)^2}{D \Delta g} \ll 2.8$$

en

$$\frac{F_{W,m}}{F_Z} = \frac{3}{2} \frac{(U_l \epsilon \sigma_v + \epsilon \sigma_u \sigma_v)}{D \Delta g} \ll .9$$

Tot slot is voor de drukkracht de volgende schatting te maken

$$\frac{F_{D,m}}{F_Z} = \frac{\theta \pi \eta^2 \sigma_u^2}{D \Delta g} < 2.4$$

Bij deze schatting zijn we er vanuitgegaan dat de wervels met een grootte van de orde  $2D$  een aanmerkelijk aandeel in de fluctuaties hebben. We kunnen ook een wat minder overtuigende schatting maken uitgaande van het gegeven dat de correlatiefuncties laten zien dat de hoogfrequente wervels tenminste de samplefrequentie ( $f = 50 \text{ Hz}$ ) moeten hebben. In dat geval

wordt de schatting

$$\frac{F_{D,m}}{F_Z} = \frac{\theta \eta \sigma_u 2 \pi f}{\Delta g} > .63$$

Uit bovenstaande schattingen volgt dat de drukkracht waarschijnlijk de belangrijkste oorzaak van erosie onder de filterlaag is.

Alle metingen zijn verricht bij een kritiek verhang wat betreft het zand onder de filterlaag. Opmerkelijk is hierbij dat de onderscheiden gevallen nogal verschillende waarden voor de gemiddelde snelheden en de rms-waarden van de fluctuaties te zien geven. Bij andere spleetbreedten en filterlaagdiktes vinden we daarmee dus ook sterk verschillende en vooral veel grotere waarden van de eroderende krachten en van de verhouding met de relatieve zwaartekracht op de korrel, o.a. voor  $F_{D,m}$ . De precieze situatie bij de bodem, d.w.z. de mate van overschrijding van de conditie voor het begin van beweging, lijkt dus niet van belang voor de erosie van de basislaag onder het filter. Dit wijst op een belangrijk verschil tussen het mechanisme van erosie van een onbeschermd bed en van een bed onder een geometrisch open filter. Waar bij een onbeschermd bed de losgewerkte korrels direct aan het sedimenttransport meedoen, moeten bij een filterlaag de korrels eerst nog door de filterlaag getransporteerd worden om in de waterloop te komen en effectief aan het sedimenttransport mee te gaan doen. Hieronder wordt aangetoond dat de metingen erop wijzen dat de grootschalige fluctuaties in de filterlaag, samenhangend met grootschalige turbulentie in de waterloop, voor het transport in de filterlaag verantwoordelijk zijn en (in elk geval bij de metingen van Van Os) de bottleneck voor erosie van de basislaag vormen.

De duur van de drukkracht op de korrel is weer van de orde van de halve passagetijd van de kleinschalige wervels in de poriën van de filterlaag. Bij de eerste schatting met een wervellengte van  $2D$  volgt dan een duur van  $D/u_{gem}$ . In deze tijd moet weer een afstand  $\frac{1}{2}D$  à  $D$  worden afgelegd. De korrel moet daarvoor een snelheid van de orde  $u_{gem}$  krijgen, wat goed haalbaar lijkt gezien de grote momentane snelheid boven de korrel. In de meest kritische situatie onder een filterlaag met een dikte van  $3D_f$  bij een spleetbreedte van 9 cm vinden we een duur van de drukkracht  $T_d = D/u_{gem} \approx .008s$ . Bij de andere situaties is de  $u_{gem}$  groter, dus de  $T_d$  lager. Bij de tweede schatting met  $f=50$  HZ is de tijdsduur  $T_d = \frac{1}{2}T_p$ , nu met  $T_p$  de sample-periode  $T_p = 1/f$ , zodat  $T_d = .01s$ , dus nog iets langer dan bij de eerste schatting.

Wil er sprake zijn van erosie van de basislaag, dan is het niet genoeg dat de zandkorrels los komen van het zandbed, maar dan moeten de korrels ook nog door de filterlaag naar de waterloop getransporteerd worden. Bij dit transport door de filterlaag moet echter met heel andere mechanismen rekening worden gehouden. Snelheidsverschillen boven en onder de korrel zijn nu gering dus de liftkracht is gering. Hoogfrequente wervels en de krachten die ermee verband houden zijn te kortdurend om de korrels over een aanmerkelijke afstand, hier de dikte van de filterlaag, te transporteren. Omdat de gemiddelde poriënsnelheid horizontaal gericht is, lijken alleen de grootschalige fluctuaties, d.w.z. de verticale sleep- en wrijvingskracht samenhangend met hun verticale snelheidscomponent, de korrels door de filterlaag te kunnen voeren. Overtreft de som van verticale wrijvingskracht en sleepkracht  $F_V$  de relatieve zwaartekracht  $F_Z$  op de korrel, dan wordt de korrel meegevoerd. Voor een zandkorrel van de beschouwde grootte geldt (zie b.v. Van Os, 1998)

$$F_V = 3 \pi \rho_w \mu D (v - v_k)$$

met  $\mu$  de kinematische viscositeit,  $v$  de verticale snelheid van het water en  $v_k$  de verticale snelheid van de zandkorrel, zodat

$$\frac{F_v}{F_z} = 18 \frac{\mu(v-v_k)}{D^2 \Delta g}$$

Wil de korrel omhooggevoerd kunnen worden door de filterlaag heen, dus  $v_k > 0$ , dan moet deze verhouding gedurende voldoende lange tijd groter dan 1 zijn. Voor de betreffende zandkorrel betekent dit dat  $v$  groter moet zijn dan .36 cm/s, d.i. de waarde van de valsnelheid  $v_w = v - v_k$  van de korrels ( $v_w = D^2 \Delta g / 18 \mu$ ). Aangezien de rms-waarde van de laagfrequente turbulenties hieraan bijna altijd al voldoet, zal dit zeker gelden voor de uitschieters met een snelheid van  $4\sigma_u$ , en ook voor de verticale component van de momentane snelheid bij deze uitschieters.

S (cm)	$3D_f$			$5D_f$		
	$\sigma_{laag}$ (cm/s)	$L_v$ (cm) ( $T_{laag}$ )	$L_v$ (cm) ( $4S/U$ )	$\sigma_{laag}$ (cm/s)	$L_v$ (cm) ( $T_{laag}$ )	$L_v$ (cm) ( $4S/U$ )
2.0	.58	2.5	5.1	.65	4.0	5.4
3.0	.37	1.7	2.5	.72	3.5	5.0
5.0	.29	2.6	2.3	.46	4.0	3.8
7.0	.35	8.1	3.4	.40	3.2	3.5
9.0	.46	8.1	5.8	.38	3.6	3.9

Tabel 6. De vertikaal afgelegde afstand.

De vertikaal af te leggen afstand  $L_v$  is te schatten als het product van de verticale snelheid van de korrel gedurende deze fluctuatie maal de tijdsduur van de fluctuatie  $T$ . De schatting bij een sterke zeer langdurige fluctuatie,  $T = 10 \times T_{laag}$  (zoals bij het onderzoek wel aangetroffen werden, zie in §3), is dan

$$L_v \approx (v - v_w)T \approx (4\sigma_{laag} - v_w) 10 T_{laag}$$

De hiermee gevonden waarden voor de vertikaal afgelegde afstand  $L_v$  zijn weergegeven in tabel 6. (Naast de schatting met  $T_{laag}$  is i.v.m. de onnauwkeurigheid van de gemeten waarde ook een schatting gebaseerd op  $T_{laag} = 4S/U$  gegeven.) Duidelijk is dat de geschatte afstand voor alle spleetbreedtes een aardige waarde geeft, zowel bij de filterlaag met dikte  $3D_f = 6.3$  cm, als bij de filterlaag met dikte  $5D_f = 10.5$  cm. In beide gevallen is de afgelegde afstand voor de meeste spleetbreedtes ongeveer een derde deel van de dikte van de filterlaag. Dat komt goed overeen met de verwachting, omdat steeds bij kritiek verhang is gemeten, waarbij vrijwel geen zandkorrels eroderen. De afgelegde afstand zal dus iets minder dan de dikte moeten zijn, maar steeds een ongeveer gelijk gedeelte. Er zijn twee uitzonderingen  $S = 7$  cm en  $S = 9$  cm bij een filterlaagdikte van  $3D_f$ . Dit heeft vermoedelijk te maken met zeer laagfrequente fluctuaties die toevallig in deze toch vrij korte datareeksen voorkomen. Figuur 5 betreft b.v. een deel van de datareeks van de tweede uitzondering,  $S = 9$  cm. Het gevolg zal zijn een grote gemeten  $T_{laag}$ , zodat de in de schatting van

de afgelegde afstand  $L_v$ , gebruikte vermenigvuldigingsfactor 10 enigszins dubbel op is.

Onzekerheden in de schatting van de afgelegde afstand  $L_v$ , zijn naast de waarden voor  $\sigma_{laag}$ ,  $T_{laag}$  en de factor 10 in de zeer laagfrequente fluctuaties, de staarten in de verdeling van de laagfrequente fluctuaties i.v.m. het kwadratische karakter van de excitatie (zie in §3), het verloop van  $\sigma_{laag}$  over de diepte, enz. Om bovenstaande schattingen te onderbouwen moeten een aantal van de hiergenoemde onzekerheden door extra metingen worden ingeperkt. De hier gevolgde behandeling lijkt echter tot consistente resultaten te leiden voor alle gemeten stromingssituaties.

Indien het erosiemechanisme inderdaad goed beschreven is, lijken schattingen als hierboven uitgevoerd ook in andere stromingssituaties tot een goede voorspelling van het begin van erosie te kunnen leiden. Als voorbeeld beschouwen we hier het begin van erosie onder een geometrisch open filterlaag op de bodem van een open waterloop. We veronderstellen de filterlaag voldoende dik (b.v.  $5D_f$ ), maar relatief dun t.o.v. de waterdiepte,  $h$ . De snelheid in de waterloop nemen we  $U=1\text{m/s}$ , zodat  $\sigma_u \approx 10$  à  $7\text{ cm/s}$  en  $\sigma_{laag} \approx 1$  à  $1/2\text{ cm/s}$ . Met  $T_{laag} = 4h/U$  en onder verwaarlozing van  $v_w$  t.o.v.  $4\sigma_{laag}$  vinden we dan voor de afgelegde afstand  $L_v$

$$L_v \approx (v - v_w)T \approx 40 \sigma_{laag} T_{laag} \approx 40 \left( \frac{1}{100} \dot{\text{a}} \frac{1}{200} \right) U \frac{4h}{U} \approx h$$

Onder deze voorwaarden wordt de schatting wel zeer eenvoudig. De afgelegde afstand overtreft dan ruim de dikte van de filterlaag.

Bovenstaande schatting lijkt te leiden tot de conclusie dat erosie onder een open filterlaag vrijwel onontkoombaar is. Bij de schatting is echter met een aantal voorwaarden geen rekening gehouden. De  $\sigma_{hoog}$  moet groot genoeg zijn om de korrels los te woelen. De valsnelheid van de zandkorrels is verwaarloosd. Verder moeten we er rekening mee houden dat de fluctuaties bij deze t.o.v. de dikte van de filterlaag grootschalige wervels amper een verticale snelheidscomponent in de filterlaag zullen hebben, dus tot een veel geringere afgelegde afstand zullen leiden. Maar als zulke grootschalige wervels aanwezig zijn, dan zijn ook kleinere wervels aanwezig. Indien deze wervels krachtig genoeg zijn, dan kunnen ze wel tot belangrijke verticale transporten over een voldoende grote afstand, de dikte van de filterlaag kunnen leiden. Om de bruikbaarheid van geometrisch open filterlagen in voorkomende stromingssituaties te kunnen bepalen lijkt meer onderzoek gewenst

## 5. Conclusies en aanbevelingen voor verder onderzoek

- Bij de erosie van de bodem van een waterloop zonder beschermende filterlaag blijken verschillende krachten een rol te kunnen spelen; de bodemschuifspanning zelf is echter niet een belangrijke oorzaak van bodemerosie. Ook de vaak in verklaringen gebruikte "instantane bodemschuifspanning" lijkt niet de belangrijkste oorzaak. Daar evenwel alle krachten volgens bovenstaande schattingen evenredig zijn met de bodemschuifspanning, kan deze laatste wel als maat voor erosie en i.h.b. voor het begin van beweging gebruikt worden. Turbulente fluctuaties blijken een belangrijke rol te spelen in het erosiemechanisme.

Inzicht in het precieze mechanisme is gewenst. Dit vereist echter een uitgebreid en lastig onderzoek dat buiten het kader van het onderhavige onderzoek valt. Van belang is de precieze stroming om de bodemelementen, waarbij de ligging (het uitsteken) van de elementen van belang is. Dit is echter een gecompliceerd driedimensionaal probleem.

- De stroming in de filterlaag heeft een volledig ander karakter dan de stroming in de waterloop. De gemiddelde snelheid in de poriën is gering en hetzelfde geldt voor de schuifspanning. De snelheidsfluctuaties in de filterlaag zijn relatief groot. Ze zijn te onderscheiden in kortdurende fluctuaties, samenhangend met i.h.b. de kleinschalige turbulente bewegingen in de poriën, en langdurende fluctuaties samenhangend met grootschalige wervels in de waterloop. Voor zowel intensiteit als duur lijken redelijke theoretische verklaringen te geven.

De metingen uitgevoerd in het inleidend onderzoek van Van Os zijn bijzonder nuttig geweest voor o.a. het onderkennen van de mogelijke processen. Om de verklaringen te onderbouwen en te preciezeren, en om een aantal processen beter te kwantificeren is meer onderzoek nodig. Te denken valt b.v. aan:

- metingen in meer plaatsen van een holte
- 2-dimensionale snelheidsmetingen
- metingen met een hoge samplefrequentie
- variatie van basismateriaal en filtermateriaal
- meten in een filter onder een open waterloop
- meten bij verschillende stromingstoestanden (zog, golven, neer, enz.).

Soms lijken zeer grote wervels gevonden te worden. Deze zijn van veel belang voor het erosiemechanisme. Weinig is bekend over het bestaan en de mogelijke schalen en intensiteiten van zulke zeer grote wervels.

- D.m.v. correlaties tussen gelijktijdige metingen van drukken en snelheden in de filterlaag en/of in de waterloop en geavanceerde dataverwerkingstechnieken zou dit fenomeen beter begrepen en gekwantificeerd kunnen worden.
- Het erosiemechanisme bij aanwezigheid van een filterlaag gaat heel anders dan zonder filterlaag. Het basismateriaal onder het filter lijkt door drukkrachten, samenhangend met de kortdurende fluctuaties, uit het bed te worden gelicht. Daarna moet het basismateriaal door de filterlaag worden getransporteerd voor er echt van erosie sprake is. Dit lijkt door de langdurige fluctuaties te gebeuren. Dit transport door de filterlaag blijkt de bottleneck van het erosiemechanisme te zijn, tenminste bij de metingen van Van Os. Het mechanisme zoals hier beschreven lijkt erg consistent de metingen te verklaren.
  - Variatie van basis- en filtermateriaal, en van de stroming is nodig voor verder evaluatie van bovenstaande verklaring.
- Geometrisch open filters blijken in veel situaties niet zonder meer toepasbaar. Er lijken wel oplossingen mogelijk te zijn zonder dat een toevlucht gezocht hoeft te worden tot echte geometrisch dichte filters.



## Referenties

- Bakker, K.J., e.a., 1994, *Design relationships for filters in bed protection*, J. Hydr. Eng. ASCE, Vol. 120 (9).
- Booij, R., 1992, *Turbulentie in de waterloopkunde*, dictaat TUDelft.
- Grass, A.J., 1970, *Initial instability of fine bed sands*, J. Hydr. Div., Vol 96 (3).
- Groot, M.B. de en H. den Adel, 1997, *Keuze filterregel voor bodemverdediging*, Grondmechanica Delft,rapport CO-37078018.
- Hauer, M., en T. van der Meulen, 1997, *Probabilistische analyse van onzekerheden bij ontwerp en uitvoering van een enkellaagse geometrisch open filterconstructie in een open waterloop*, Civiele Techniek, TUDelft.
- Nezu, I., en H. Nakagawa, 1993, *Turbulence in open-channel flows*, IAHR Monograph, Balkema, Rotterdam.
- Os, P. van, 1998, *Hydraulische belastingen op een geometrisch open filterconstructie*, afstudeerrapport TUDelft.