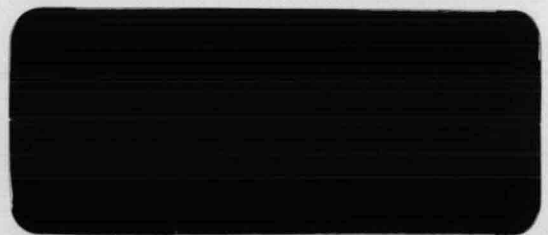




laboratorium voor grondmechanica delft
delft soil mechanics laboratory



laboratorium voor grondmechanica delft

stichting waterbouwkundig laboratorium



postbus 69, 2600 AB delft
stieltjesweg 2, delft
telefoon 015-56 92 23
telex: 38234 soil nl
postgiro: 234342
bank: mees en hope nv delft
rek.nr. 25.92.35.911
(giro: 6400)

50
1934 - 1984

In-situ meting van de
leklengte in een talusbekleding
van gezette steen

C0-269630 Meting van
de leklengte

83.12.9 A. Bezuijen



I N H O U D S O P G A V E

1. Inleiding
 2. Overdrukken op steenzetting in relatie tot de lek lengte
 3. Betekenis van de lek lengte getoetst aan model onderzoek
 4. Bepaling van de lek lengte
 - 4.1 Inleiding
 - 4.2 Resultaten berekeningen
 - 4.3 Schetsontwerp van principeproef
 - 4.3.1. Voorbereidende werkzaamheden
 - 4.3.2. Opbouw van de meetopstelling en de meting
 - 4.3.3. Benodigde inzet en kosten
 5. Beoordeling van de Oosterschelde dijken m.b.v. de gemeten lek lengte
 6. Conclusies
- Literatuurlijst
- Appendix A
- Appendix B



1. INLEIDING

Fundamenteel onderzoek naar de stabiliteit van steenzettingen onder golfaanval heeft aangetoond dat stromingsdrukken in de filterlaag in combinatie met de golfdrukken op het talud bepalend zijn voor de stabiliteit van een steenzetting.

De stromingsdrukken in de filterlaag worden bepaald door de golfaanval en de lek lengte parameter. Dit is een maat, die het invloedsgebied aangeeft van een wijziging van de waterspanning in de filterlaag. De waarde ervan hangt af van de geometrie van de zetting en de doorlatendheden van de filterlaag en de ruimten tussen de stenen.

Zitten bijvoorbeeld de ruimten tussen de stenen verstopt dan is het invloedsgebied onbeperkt. Immers het water kan nauwelijks tussen de stenen afstromen; wijzigingen in druk zijn dan overal in het filter merkbaar. Zijn daarentegen de ruimten tussen de stenen veel en veel doorlatender dan de filterlaag zelf, dan is het invloedsgebied gering; water stroomt gemakkelijk tussen de stenen weg, waardoor overdruk zich snel afbouwt.

Voor bepaling van de overdrukken over een steenzetting dienen dus de stromingsdrukken in de filterlaag berekend te worden en voor deze berekening is kennis van de lek lengte onontbeerlijk.

Theoretisch kan de lek lengte bepaald worden uit de doorlatendheden van filterlaag en top laag en de geometrie. Echter het grillige karakter van met name natuursteenzettingen en de toch al twijfelachtige doorlatendheidsbepalingen maken dit minder zinvol. Beter is het de lek lengte als fysische parameter te meten aan een bestaande zetting. Achteraf kan dan gekeken worden of dit rijmt met de overige fysische parameters.



In dit rapport zal worden aangegeven hoe de overdrukken over een steenzetting afhangen van de waarde van de lek lengte en welke rekenmethoden voor de berekening van overdrukken op dit moment beschikbaar zijn. Tevens wordt aangegeven op welke wijze deze berekeningsmethoden getoetst zijn. Vervolgens wordt behandeld hoe de lek lengte in-situ gemeten kan worden en met behulp van de resultaten van een lek lengte-meting en bestaande programmatuur, in combinatie met Deltagoot-onderzoek, de stabiliteit van bestaande taludbekledingen beoordeeld kan worden.

Tenslotte wordt in Appendixes uiteengezet waarom tot de voorgestelde manier van meten van de lek lengte besloten is en welk onderzoek nodig is om met behulp van deze meting de erosie onder de toplaag te kunnen beschrijven.



2. OVERDRUKKEN OP EEN STEENZETTING IN RELATIE TOT DE LEKLENGTE

Overdrukken over een steenzetting worden veroorzaakt door het verschil in druk aan de bovenkant van een zetting en aan de onderkant van die zetting.

De drukken aan de bovenkant van de zetting worden bepaald door de waterbeweging op het talud. Het bepalen van deze waterdrukken is een hydraulisch probleem.

De waterdrukken aan de onderzijde van de zetting worden bepaald door de grondwaterstroming in het filter. Dit is een grondmechanisch probleem. De drukken aan de bovenzijde van het talud, veroorzaakt door de beweging van het buitenwater zijn een randvoorwaarde voor dit grondmechanische probleem.

De drukken aan de bovenzijde van het talud worden bepaald door de golfhoogte, golflengte en de helling van het talud. Tot nu toe is er geen relatie bekend tussen bovenstaande parameters en de drukverdeling op het talud en wordt deze drukverdeling bepaald door modelonderzoek. Voor meerdere taludhellingen, golfhoogte en golflengte zijn metingen beschikbaar.

De waterdrukken onder het talud kunnen berekend worden door de stationaire stromingsvergelijking in de filterlaag op te lossen:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

Uitgaan van deze vergelijking betekent dat de stroming in de filterlaag laminair verondersteld wordt, geen elastische berging in de filterlaag wordt beschouwd en dat dynamische effecten veroorzaakt door golfklappen verwaarloosd worden. Voor een voldoende doorlatende filterlaag van beperkte afmetingen zal gelden dat de stroming in de filterlaag hoofdzakelijk langs de steenzetting gericht is en is voor (1) te schrijven:



$$\sin^2 \alpha \frac{d^2 \bar{\phi}}{dz^2} = \frac{1}{b} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{o^+} \quad (2)$$

Hierin is $\bar{\phi}$ de gemiddelde stijghoogte op een hoogte z en zijn de overige parameters gedefinieerd in onderstaande figuur.

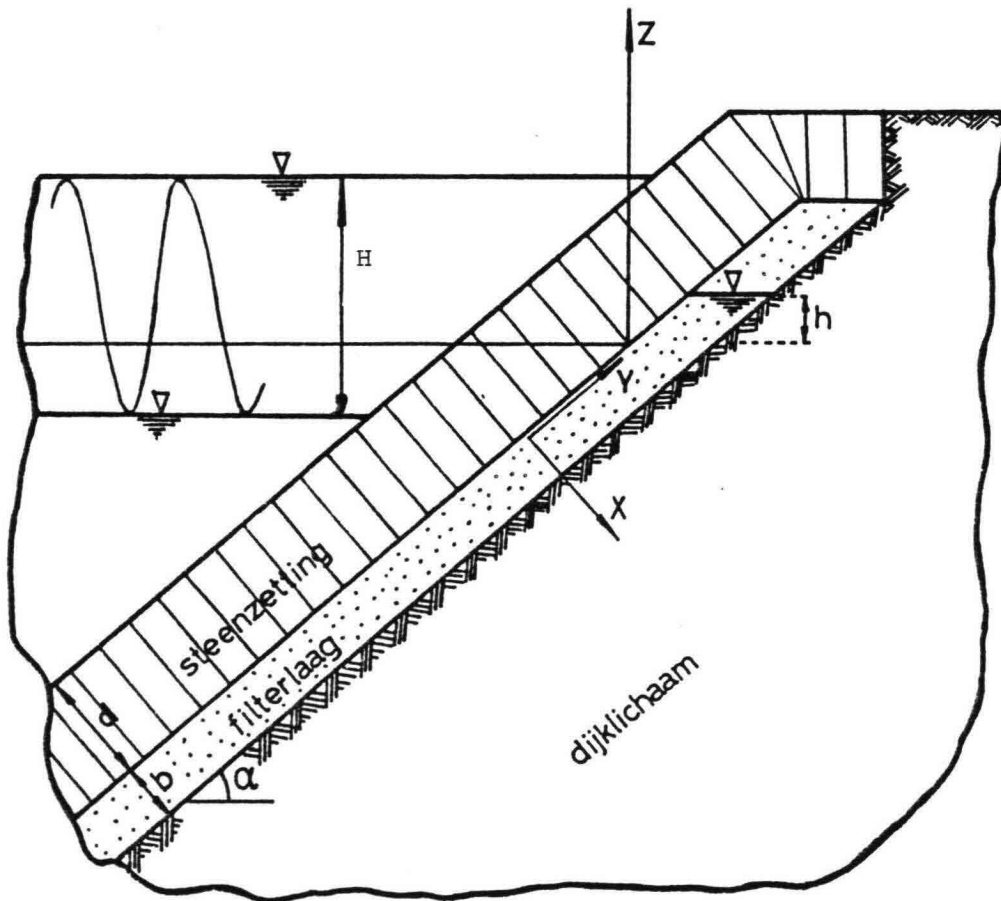


Fig. 1: Doorsnede over een steenzetting met golf.

Vergelijking (2) is in het algemeen numeriek oplosbaar. Voor een speciaal geval met een eenvoudige hydraulische randvoorwaarde, een met de tijd sinus- vormig in hoogte variërende horizontale waterstand en een oneindig



lang talud met één helling, bleek een analytische oplossing mogelijk [1]. het resultaat van deze berekening is gegeven in de dimensilose grafiek van figuur 2. Uit deze figuur blijkt dat zowel de overdruk gedeeld door de golfhoogte, de ligging van de freatische lijn in het filter gedeeld door de golfhoogte en het verhang in het filter langs het talud, daar waar de overdruk maximaal is functies zijn van de parameter: H/λ met H de golfhoogte en

$$\lambda = \sin \alpha \sqrt{\frac{k \cdot bd}{k'}} \quad (3)$$

waarin: k de doorlatendheid van de filterlaag
 k' de doorlatendheid van de steenzetting
 b de dikte van de filterlaag
 d de dikte van de zetting
 α de hoek van het talud met de horizontaal

Deze λ wordt ook wel de lek lengte genoemd.

Uit fig. 2 blijkt duidelijk dat een kleinere waarde van de lek lengte aanleiding geeft tot lagere overdrukken ondanks dat de freatische lijn in het filter hoger komt te liggen. De belasting van de filterlaag onder de top laag neemt echter toe, wat blijkt uit de hogere verhangen in de filterlaag.

Voor meer algemene hydraulische randvoorwaarden of voor het geval dat het talud verschillende hellingen bevat is geen analytische oplossing bekend.

Voor deze gevallen is een numeriek rekenprogramma ontwikkeld. Met dit programma kunnen de overdrukken bij willekeurige hydraulische randvoorwaarden doorgerekend worden. Ook hier blijkt het van belang de lek lengte te kennen.

In bovenstaande is de lek lengte ingevoerd als resultaat van het oplossen van de stromingsvergelijking. Het belang van deze parameter voor de stabiliteit van steenzettingen kan echter ook duidelijk gemaakt worden door voor een eenvoudig geval aan te geven wat de fysische betekenis is van de lek lengte parameter λ in een taludbeschermings constructie van gezette steen.

Dit kan gedaan worden met behulp van fig. 3.

LEGENDA :

- H = golfhoogte (top - dal)
- α = taludhoek
- b = dikte filter
- i = verhang in filterlaag
- $\Delta\phi$ = maximale overdruk
- d = dikte steenzetting
- k' = doorlatendheid steenzetting
- k = doorlatendheid filter

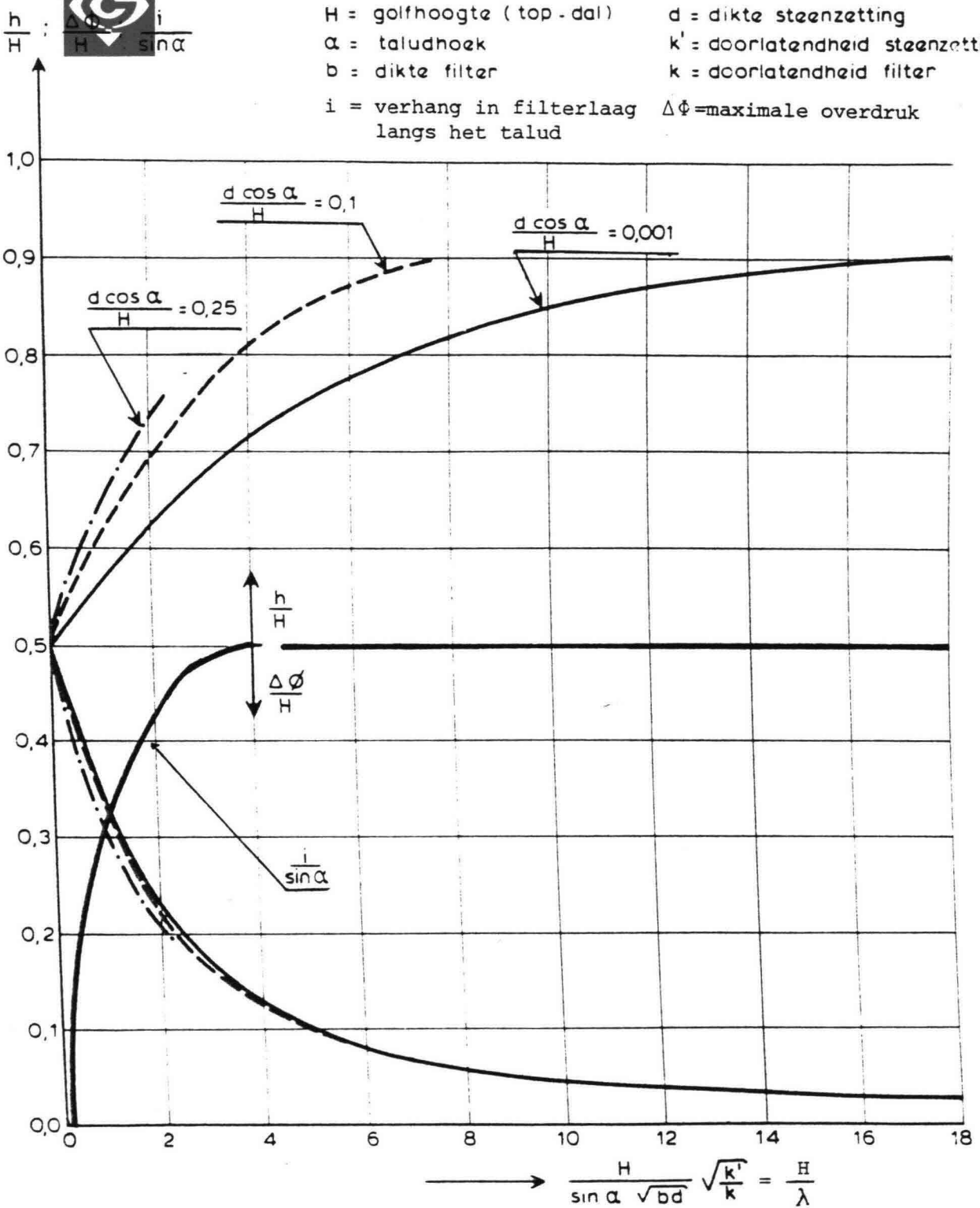


Fig. 2 De resultaten van de analytische oplossing (1):

De maximale overdruk gedeeld door de golfhoogte ($\frac{\Delta\phi}{H}$), de hoogte van de freatische lijn in het filter gedeeld door de golfhoogte ($\frac{h}{H}$) en het verhang in de filterlaag langs het talud gedeelt door $\sin \alpha$ ($\frac{i}{\sin \alpha}$) ter plaatse van de maximale overdruk als functie van de golfhoogte gedeeld door de lek lengte ($\frac{H}{\lambda}$).

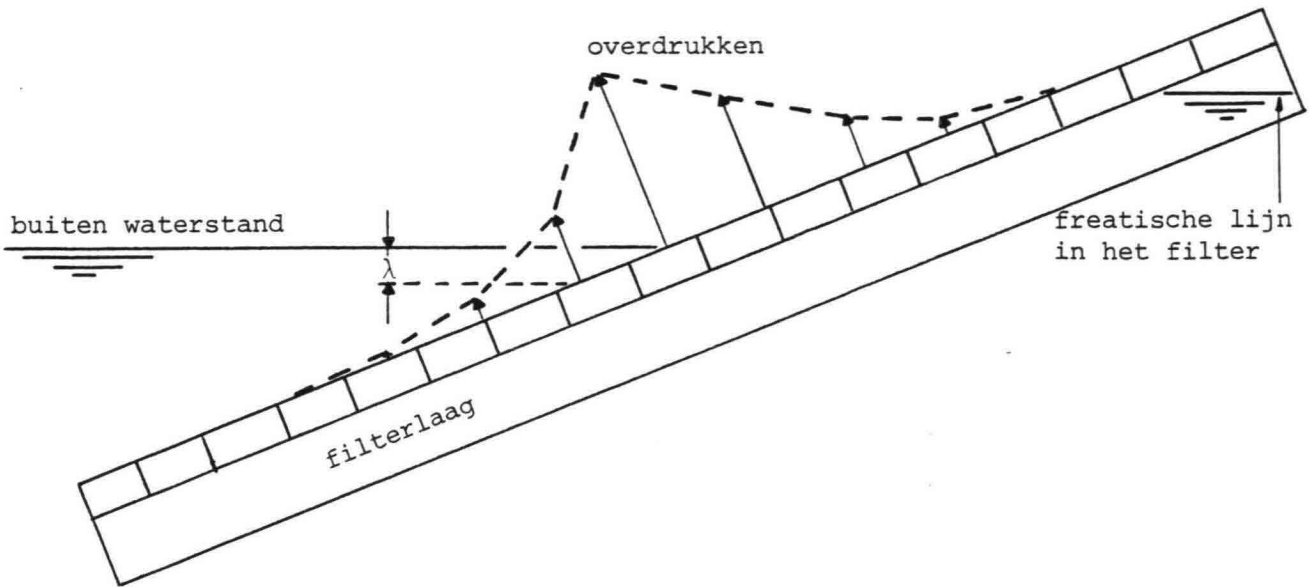


Fig. 3 : Verloop van overdrukken over een steenzetting bij een gegeven horizontale buitenwaterstand, als de freatische lijn in het filter hoger is van de buitenwaterstand.

In deze figuur is een talusbekleding weergegeven en het waterniveau in de filterlaag en daarbuiten. De buitenwaterstand is in dit geval horizontaal en de freatische lijn in het filter staat hoger dan de buitenwaterstand.

In deze situatie zal er een overdruk over de stenen aanwezig zijn. Deze overdruk is het grootst ter hoogte van de buitenwaterstand. Hoger op het talud en verder onder het buitenwaterniveau zal de overdruk lager zijn. De afname van de druk hoger op het talud is afhankelijk van de ligging van de freatische lijn, de dikte van de blokken en de lek-lengte en zal verderop beschouwd worden. Uit de oplossing van de stromingsvergelijking volgt echter dat, bij voldoende lang talud, de afname van de drukken onder het buitenwaterniveau alleen maar bepaald wordt door de leklengteparameter λ .



In dit eenvoudige geval is de fysische betekenis van λ al heel eenvoudig. De lek lengte λ blijkt de karakteristieke lengte te zijn die aangeeft onder welke verticale afstand onder het buitenwaterniveau nog overdrukken meetbaar zijn. λ lengte-eenheden onder het niveau van het buitenwater is de overdruk nog $1/e = 0,37$ maal de overdruk op het niveau van het buitenwater. Weer λ eenheden verder is die druk nog slechts $1/e^2 = 0,135$ maal de oorspronkelijke. Een kleine waarde voor λ wil dus zeggen dat de op het niveau van het buitenwater gemeten overdrukken even onder dat niveau al niet meer te meten zijn.

Uit bovenstaande zal duidelijk zijn dat de lek lengte van belang is voor de drukverdeling in een filterlaag en hoe in een bepaald geval λ zelfs opgemeten kan worden uit de drukverdeling. Wat nog niet duidelijk is, is waarom een grote lek lengte aanleiding geeft tot een hogere overdruk. De meest betrouwbare manier om dit in te zien is om de berekening van de overdruk uit [1] te volgen. Voor wie dit te tijdrovend vindt of zonder formules een idee wil krijgen waarom een grote waarde van λ grote overdrukken geeft, het volgende:

Weer wordt de situatie van figuur 3 beschouwd, maar nu hoe de drukopbouw plaatsvindt in dat gedeelte van de filterlaag dat zich boven het niveau van het buitenwater bevindt. Het water dat zich juist onder de freatische lijn in het filter bevindt, heeft een hogere potentiaal dan het buitenwater.

Op niveaus tussen de freatische lijn in het filter en het buitenwater zal de druk in het filter dus hoger worden. Wanneer echter het hoogteverschil tussen de freatische lijn in het filter en het buitenwater veel groter is dan λ , zal de overdruk op het niveau van het buitenwater niet hoger zijn dan van de orde λ meter waterkolom (uit [1] blijkt dat het precieze getal $0,5 \lambda$ is).

Dit omdat, zoals is aangeduid in het bovenstaande, de druk in de filterlaag op een bepaalde plaats alleen maar beïnvloed wordt door drukken in die filterlaag in een gebied met een karakteristiek hoogteverschil van λ eenheden.



De hoge potentiaal van het water in de filterlaag vlak onder de freatische lijn geeft bij een kleine λ geen hoge overdruk op het niveau van het buitenwater.

Het potentiaalverschil tussen de freatische lijn in het filter en het buitenwater zal bijna geheel gebruikt worden om in het tussengelegen gedeelte van het talud water door de filterlaag en uit de steenzetting te persen.

Pas als het hoogteverschil tussen het water in de filterlaag en het buitenwater kleiner is dan λ zal een belangrijk deel van het potentiaalverschil bijdragen tot een hogere overdruk. Bij een grotere λ is de hoeveelheid water in de filterlaag die een bijdrage geeft tot de maximale overdruk op het niveau van de buitenwaterstand groter, en dit heeft dus tot gevolg dat ook de maximale overdruk groter wordt.

In werkelijkheid zal de hydraulische randvoorwaarde zich zelden of nooit laten schematiseren tot een horizontaal waterniveau.

Uit resultaten van modelonderzoek blijkt dat hoge drukken in de aankomende golf en lage drukken vlak achter de brekende golf van essentieel belang zijn om de schademechanismen voor een steenzetting te kunnen begrijpen. Toch blijkt ook in deze gevallen de lek lengte parameter van belang voor het begrijpen van de schademechanismen.

Uit voorgaande bleek namelijk dat de lek lengte beschouwd kan worden als de verticale afstand waarover de druk onder de zetting in de filterlaag zich aanpast aan de drukverdeling boven de filterlaag.

Zo zal, als een aankomende golf hoge drukken op het talud veroorzaakt, ook in de filterlaag op die plaatsen de druk hoog zijn. Voor de aankomende golf uit zullen de drukken op het talud juist laag zijn. Als nu de overgang hoge drukken naar lage drukken zich uitstrekt over een hoogteverschil dat veel kleiner is dan λ , zullen voor de golf uit de drukken in de filterlaag hoog blijven. En dus ook de overdruk over de toplaag groot zijn. Is de overgang hoge druk op het talud naar lage druk op het talud echter heel geleidelijk en zich uitstrekkend over een afstand die veel groter is dan correspondeert met het hoogte verschil λ ,

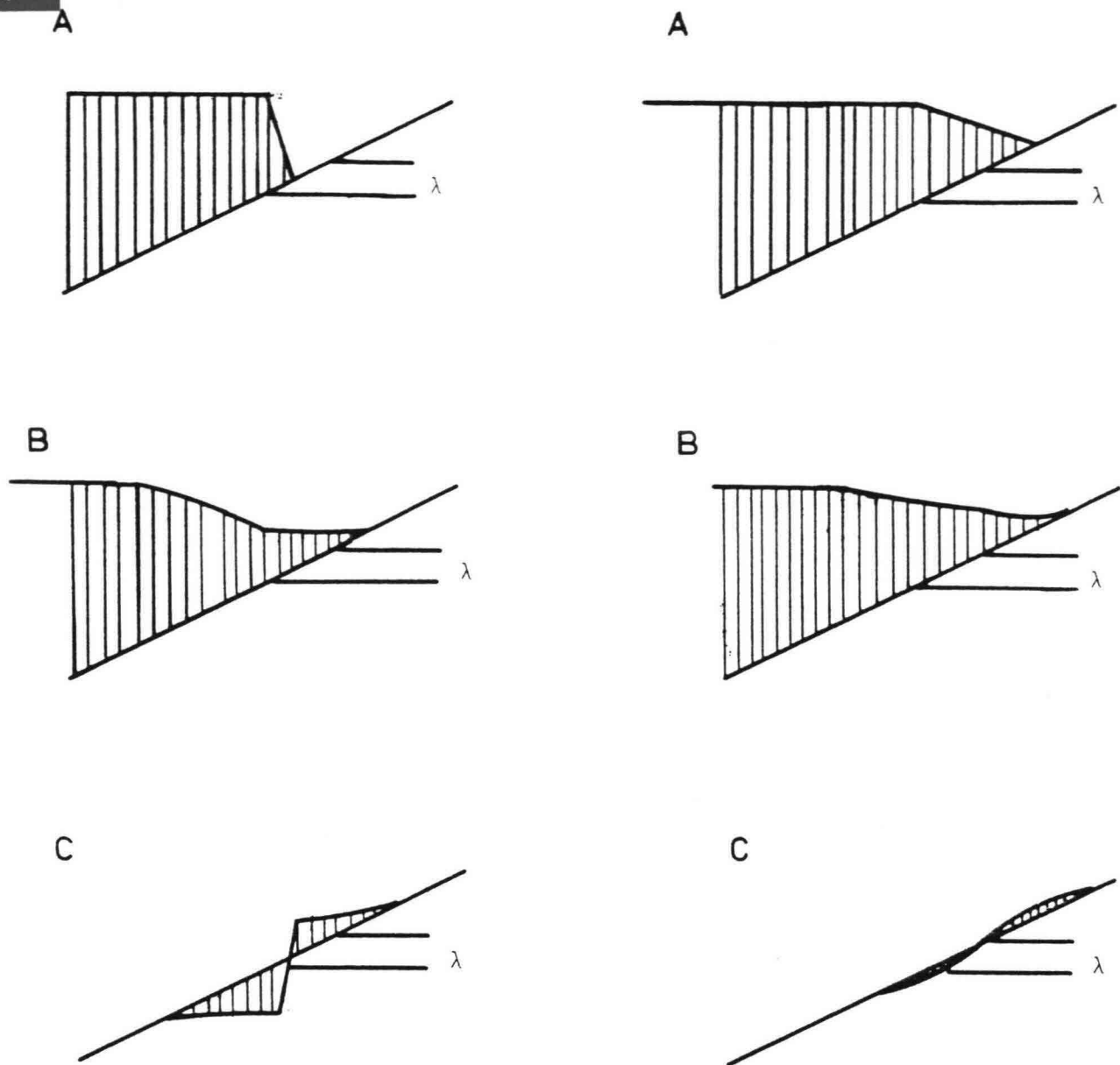


dan zal de druk in de filterlaag de druk op de filterlaag volgen en zullen geen hoge overdrukken aanwezig zijn. Een en ander is geïllustreerd met figuur 4.

Eenzelfde redenering is ook te geven voor het geval dat achter een golfklap lage drukken op het talud voorkomen. Deze situatie is geschetst in fig. 5.

Uit deze laatste beschouwing volgt dat voor werkelijke golven het in fig. 2 geïllustreerde verband: kleinere λ kleinere overdrukken wel eens wat minder duidelijk kan zijn. Dit kan duidelijk gemaakt worden met het volgende voorbeeld:

Stel voor een bepaalde oeverbeschermings-constructie blijken de lage drukken achter een brekende golf het belangrijkste schade mechanisme. Deze lage drukken strekken zich uit over een afstand die overeenkomt met een hoogte verschil van $1/10 \lambda$. Als nu de doorlatendheid voor de toplaag een factor 4 vergroot wordt, wordt λ 2 maal zo klein, maar bovengenoemde afstand is dan nog steeds slechts $1/5 \lambda$. Uit fig. 5 volgt dat dan de invloed op de overdrukken nihil zal zijn.

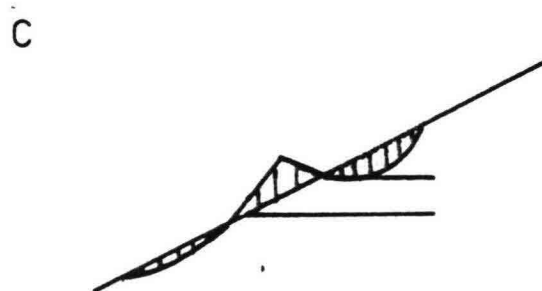
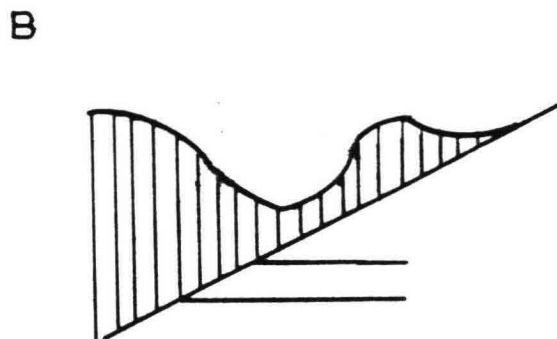
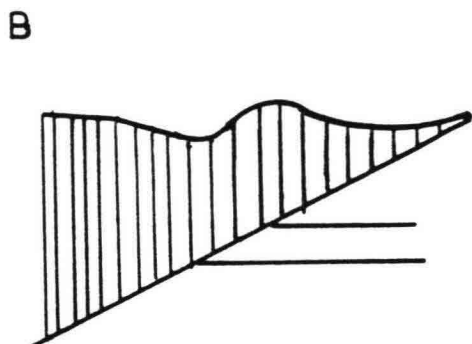
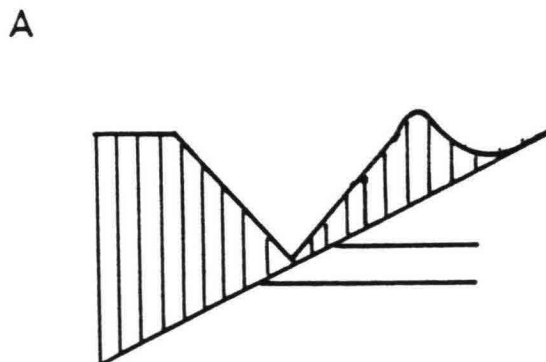
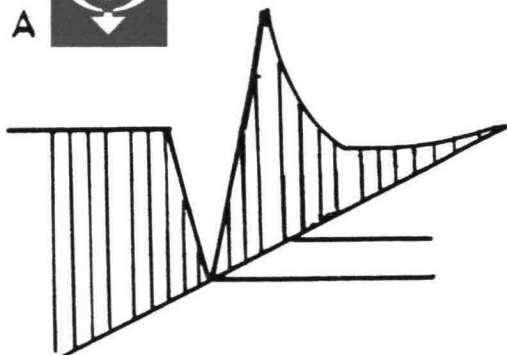


A Golfdruk op talud bij aankomende golf (geschematiseerd)

B Geschatte drukken in filterlaag

C Resterende overdrukken

fig. 4. Invloed van de drukverdeling in een aankomende golf op de overdrukken over de toplaag. Een t.o.v. λ steile golf geeft hoge overdrukken.



A Golfdruk op het talud direkt na golfflap (geschematiseerd)

B Geschatte drukken in filterlaag

C Resulterende overdrukken

fig. 5. Invloed van de drukverdeling op het talud na de golfflap op de overdrukken over de toplaag. Een t.o.v. λ steile dip in de druk op het talud geeft hoge overdrukken.



3. DE BETEKENIS VAN DE LEKLENGTE GETOETST AAN MODEL ONDERZOEK

De in het vorige hoofdstuk in het kort behandelde theorie is alleen dan zinvol toepasbaar voor de beoordeling van bestaande of nog te ontwerpen steenzettingen als de door gegeven verbanden tussen de lek-lengte en de overdrukken ook in model onderzoek gevonden zijn. Om dit te onderzoeken zijn de resultaten van verschillende model onder-zoeken op dezelfde wijze uitgezet als het resultaat van de analytische oplossing dat gegeven is in fig. 2. De overdruk over de zetting is be-paald door bij een proef waarin schade waargenomen is er van uit te gaan dat de overdruk over de zetting $1,2 \times$ het onderwatergewicht van de blokken was. Deze overdruk is 20% groter dan de overdruk die nodig is om begin van beweging in de zetting mogelijk te maken. Aangenomen* wordt dat de extra 20% nodig is om, met de sleepkracht van het langs-stromende water een blok uit de zetting te lichten. In het vorig hoofd-stuk is aangegeven dat de overdrukken afhankelijk zijn van de golfvorm. Dezelfde grafiek als fig. 2 is dan ook niet te verwachten. Wel moet bij gelijke golfvorm de tendens, kleinere λ geeft lagere overdrukken, aan-wezige zijn. Gelijke golfvorm wil zeggen gelijke waarden voor de golf parameter ξ met

$$\xi = \tan \alpha / \sqrt{H/L_0} \quad (4)$$

Hierin is: α de helling van het talud
H de golfhoogte
 L_0 de golflengte.

Verschillende proeven met ongeveer gelijke ξ zijn uitgezet in de figuren 6 en 7.

Voor de verschillende onderzoeken in de Deltagoot (3, 4 en 9) blijken hogere waarden van H/λ inderdaad lagere waarden voor $\Delta\phi/H$ te geven. Hetzelfde geldt ook voor de resultaten van het kleinschalig onderzoek [8].

*) Deze aanname bleek redelijk op te gaan voor het Deltagoot onderzoek t.b.v. de Oesterdam. In het algemeen zal dit percentage afhangen van het type golf, maar deze relaties zijn nog niet bekend.



De kromme voor het kleinschalig onderzoek is echter niet vergelijkbaar met die van de grootschalige onderzoeken.

Dit kan veroorzaakt worden door de andere manier van bepalen van de lek lengte, die in de grootschalige onderzoeken geschat is uit doorlatendheid metingen en in het kleinschalig onderzoek in-situ gemeten is.

Afschotten van de doorlatendheden bleek in het kleinschalig onderzoek grote problemen te geven. De resultaten met schattingen voor λ zijn ook gegeven in de figuren 4 en 5.

Het verband tussen $\Delta\phi/H$ en H/λ blijkt dan zeer grillig. De betrouwbaarheid van die schattingen voor deze kleine afmetingen is dan ook zeer twijfelachtig.

Deze discrepantie tussen kleinschalig- en grootschalig onderzoek is echter niet van belang voor de beoordeling van de dijken langs de Oosterschelde, omdat de procedure ter beoordeling van de verschillende dijkvakken geen kleinschalig onderzoek voorkomt, maar alle modelproeven schaal 1:1 in de Deltagoot uitgevoerd worden. Daarbij kan voor zowel de bestaande dijkvakken als de modellen die in de Deltagoot ingebouwd worden de lek lengte op dezelfde wijze gemeten worden met de in hoofdstuk 4 voorgestelde methode.

De vraag aan het begin van dit hoofdstuk naar het belang van de lek lengte parameter λ voor de praktijk is ook nog te lezen als weergegeven bovenaan pagina 16.

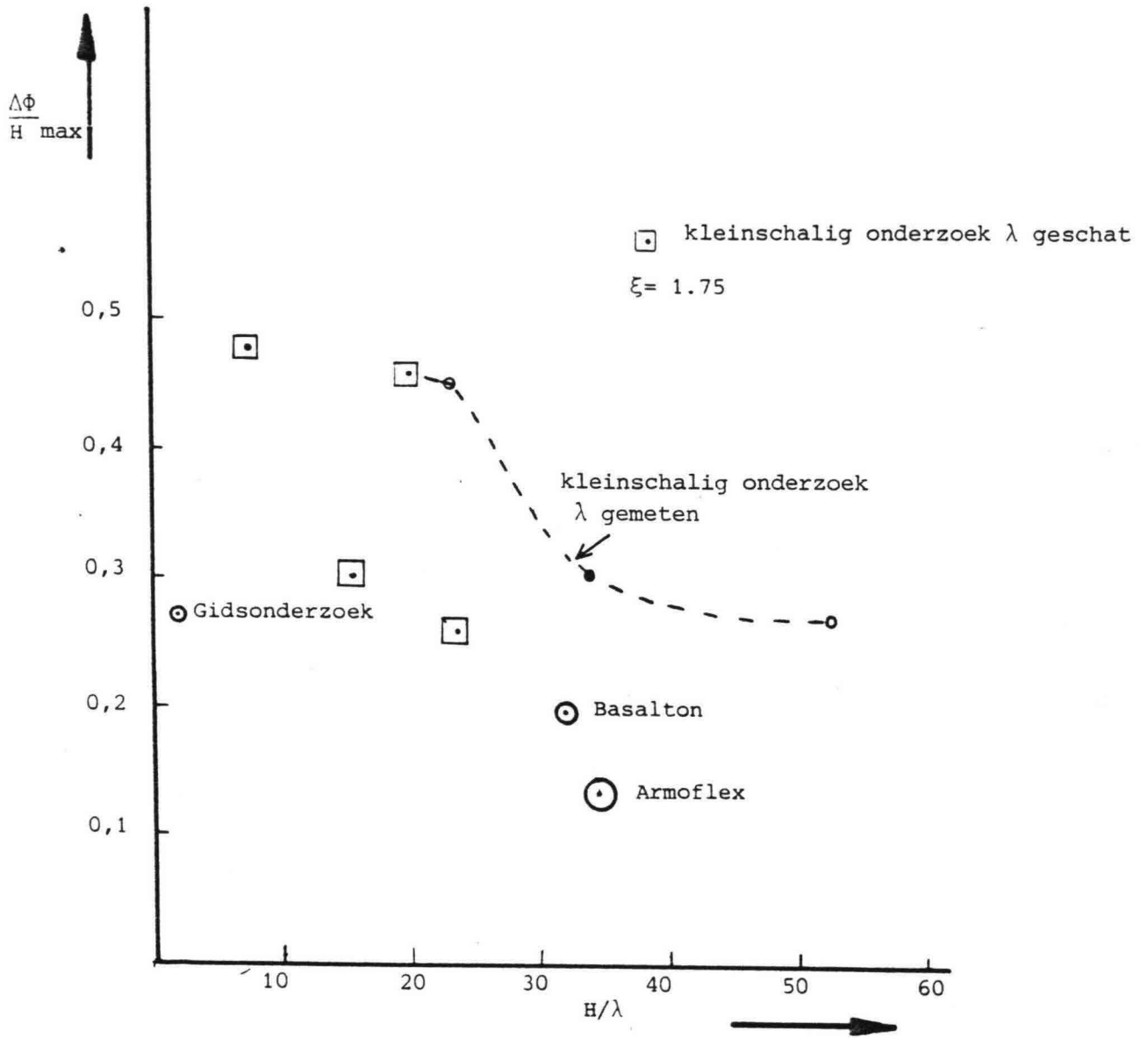


Fig. 6: Resultaten van verschillende model onderzoeken weergegeven als de theoretische kromme voor de overdruk van fig. 2. De golfparameter $\xi = 1,75$.

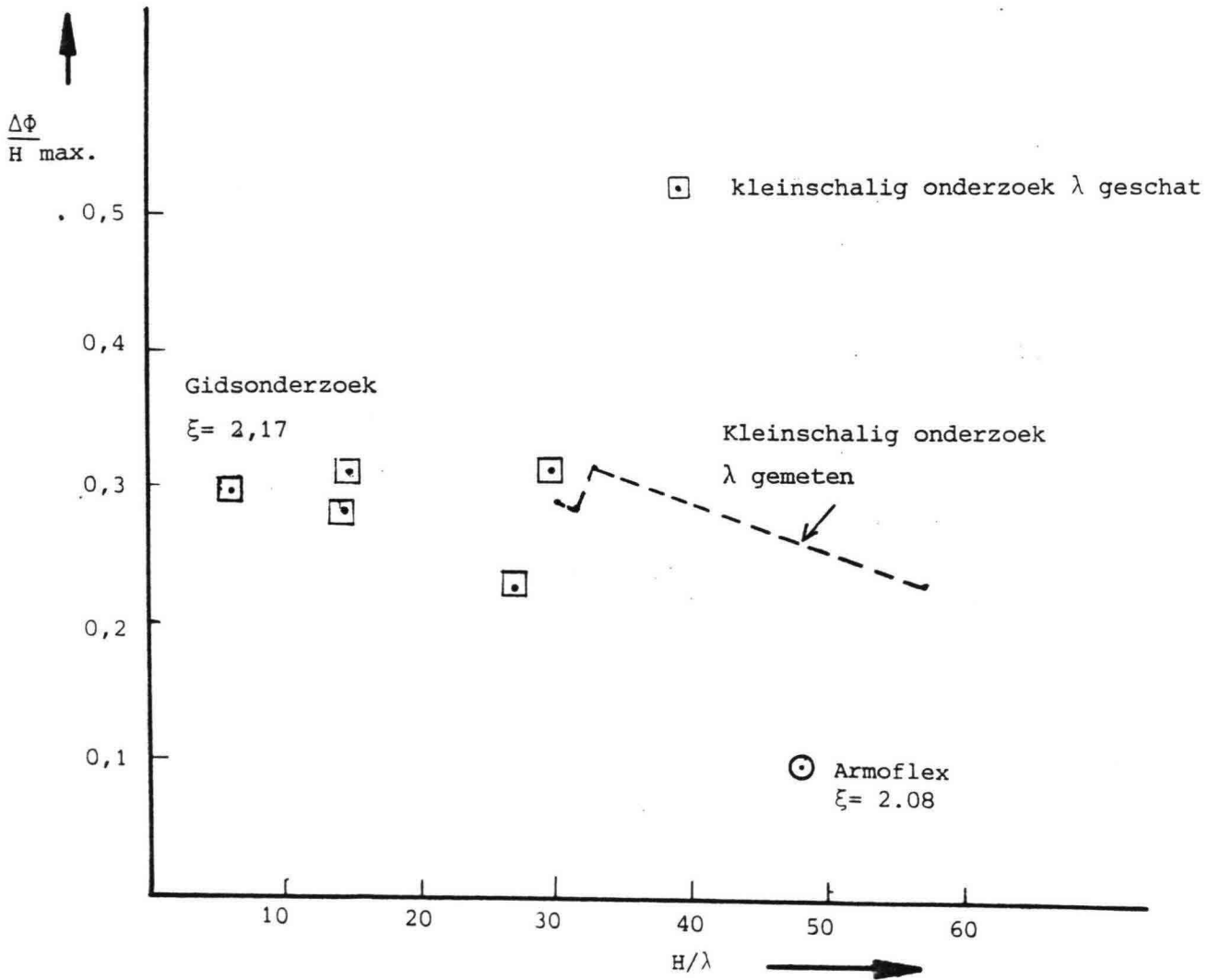


Fig. 7: Resultaten van verschillende model onderzoeken weergegeven als de theoretische kromme voor de overdruk van fig. 2.
Nu voor $\xi = 2,1$.



Theoretische beschouwingen over de quasi-stationaire grondwaterstroming in een filterlaag onder een taludbekleding hebben aangetoond dat de lek lengte een belangrijke parameter is. De hierbij gebruikte grondwaterstromingstheorie is zo vaak getoetst dat die niet meer ter discussie staat. De vraag of ook uit modelonderzoek de invloed van de lek lengte op de stabiliteit blijkt, is dus eigenlijk de vraag in hoeverre waterstroming door de filterlaag het bepalende mechanisme is voor schade aan een steenzetting. Deze vraag kan op twee manieren beantwoord worden.

1. Kan er een ander schade-mechanisme zijn wat niet met behulp van quasi-stationaire stromingstheorie beschreven kon worden?
2. Kunnen de in het modelonderzoek waargenomen verschijnselen m.b.v. quasi-stationaire grondwaterstromingstheorie verklaard worden?

ad. 1. Van de in [5] genoemde schademechanismen zijn het dynamisch effect van de golfklap en de krachten t.o.v. uprush en downrush niet met behulp van quasi stationaire stromingstheorie te beschrijven.

Van het eerste mechanisme is in [6] aangetoond dat dit geen wezenlijke bijdrage tot schade kon geven. De grootte van de uprush en downrush krachten is nooit afgeschat. Voor een zetting zonder verzakkingen of stenen die uit het talud steken moet aangenomen worden dat deze krachten gering zijn t.o.v. de kracht die nodig is om schade te veroorzaken.

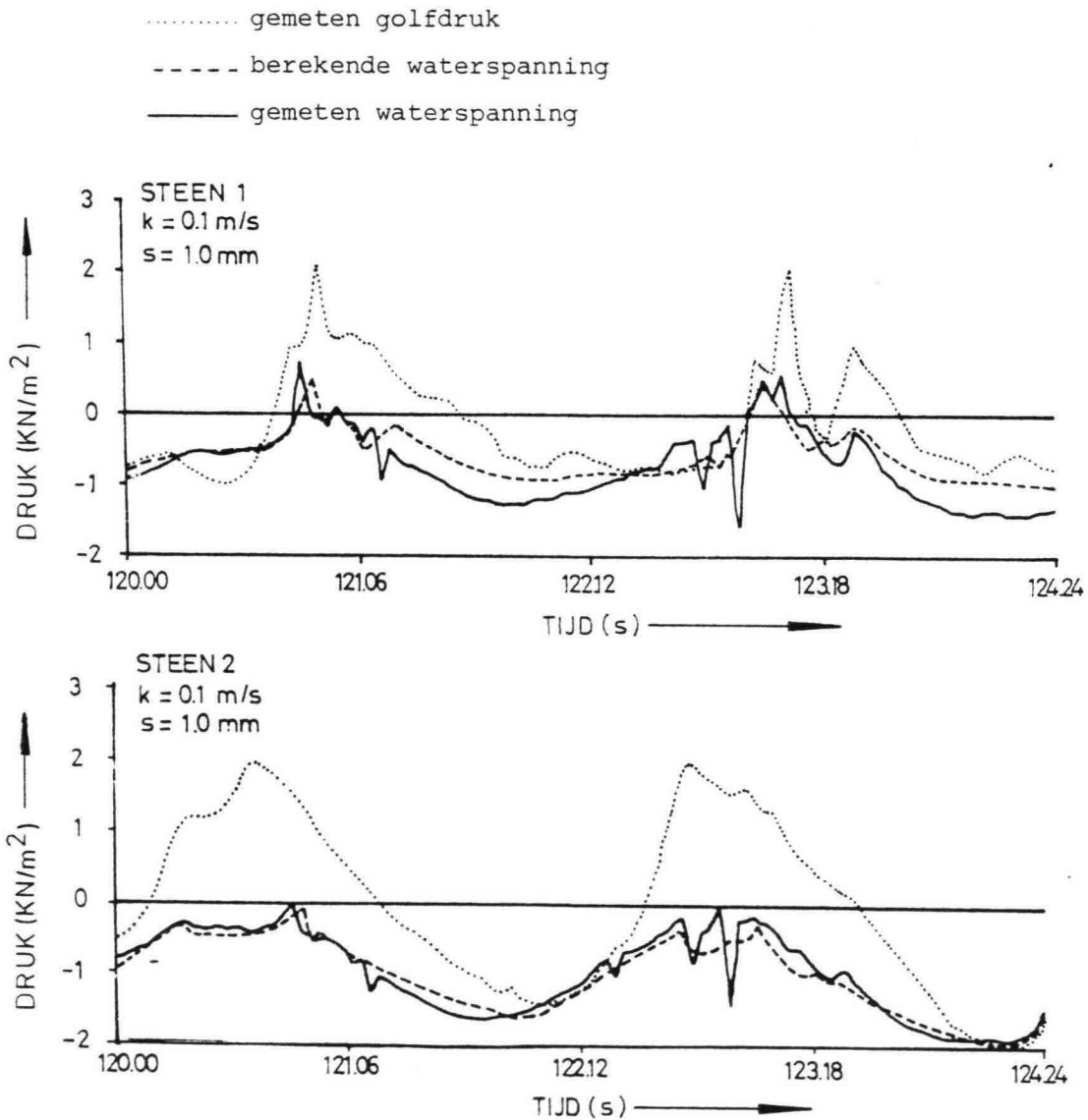
ad. 2. De gemeten waterspanningen in de filterlaag van het Oesterdammodel zijn gesimuleerd met behulp van het computerprogramma STEENZET. Dit programma berekent waterspanningen in een filterlaag uitgaande van de quasi-stationaire stromingsvergelijkingen voor een filterlaag, waarbij de hydraulische randvoorwaarde op de steenzetting volstrekt willekeurig is.

Het blijkt dat deze stromingsvergelijkingen, waarin de lek lengte als parameter ingevoerd wordt, de waterbeweging in de filterlaag vrij nauwkeurig beschrijven, zoals blijkt uit vergelijking van de berekende en gemeten waterspanningen. Voor een bepaalde golfrandvoorwaarde is dit weergegeven in figuur 8 en meer uitgebreid in [7]. Omdat toen deze berekeningen uitgevoerd zijn geen nauwkeurige bepaling van λ bekend was, is deze waarde geschat. Voor de goede overeenkomst tussen de metingen en de berekeningen bleek deze geschatte λ 30% te groot.



Het ontwikkelde rekenprogramma kan dus de metingen verklaren, wel blijkt daarvoor een nauwkeuriger kennis van λ noodzakelijk. Uit ditzelfde rapport blijkt dat ook verschillen in schadegolfhoogte bij verschillende waterstanden, zoals geconstateerd in het Scheldegootonderzoek t.b.v. de Oesterdam, met dit stromingsmodel verklaard kunnen worden.

Al met al moet geconcludeerd worden dat het belang van de lek lengteparameter λ voor de stabiliteit van een steenzetting en de erachter liggende gedachte dat die stabiliteit bepaald wordt door de quasi-stationaire stroming in de filterlaag en de hydraulische randvoorwaarden met het tot nu toe uitgevoerde fundamenteel onderzoek voldoende is aangetoond.



Figuur 8. Vergelijking van berekende waterspanningen met gemeten waterspanningen. (zie ook tekst)
De gemeten waterspanningen zijn gemeten op twee plaatsen op het talud van het model van de Oesterdam in de Deltagoot.



4. BEPALING VAN DE LEKLENTE

Nadat het belang van de bepaling van de leklengte parameter λ is aangetoond dient nagegaan te worden hoe deze parameter op eenvoudige wijze te meten is. Zoals al eerder uiteengezet is theoretisch λ te bepalen uit de doorlatendheden en geometrie van het te onderzoeken dijkvak, maar zijn hierbij moeilijkheden te verwachten door het grillige karakter met name natuursteen-zettingen en door extra stromingsweerstand die in de filterlaag bij de spleten optreden. Een in-situ meetmethode verdient de voorkeur.

De leklengte is een parameter uit de stromingstheorie. Het ligt dan ook voor de hand dat een in-situ meting uitgevoerd moet worden door met behulp van pompen stroming in een dijktaalud te creëren.

Welke methode het beste is, hoeveel inpomppunten nodig zijn, hoe de inpomppunten geplaatst moeten zijn t.o.v. de stilwaterlijn en wat er dan nog meer gemeten moet worden, is onderzocht in Appendix A. De resultaten van deze studie zullen in dit hoofdstuk behandeld worden. Daarna zal aangegeven worden hoe de meting in de praktijk uitgevoerd wordt en wat de kosten zijn.

4.2 Resultaten berekeningen

Uit de in Appendix A behandelde berekeningen voor diverse situaties blijkt dat de bepaling van de leklengte het nauwkeurigst uitgevoerd kan worden door op meerdere plaatsen langs het talud op gelijke hoogte water in de filterlaag te pompen en loodrecht op de rij inpomppunten waterspanningsmeters te plaatsen, zie fig. 9. De stroming in de filterlaag wordt in dat geval beschreven met de differentiaal vergelijking:

$$\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial y^2} = \frac{\bar{\phi}}{\lambda_t^2} \qquad \lambda_t = \sqrt{bdk/k'} \qquad (5)$$

- Waarin:
- $\bar{\phi}$: gemiddelde potentiaal over de hoogte van de filterlaag
 - x, y : coördinaten;
 - λ_t : leklengte langs talud;
 - b : dikte van de filterlaag;
 - d : dikte van de stenen;
 - k : doorlatendheid van de filterlaag;
 - k' : doorlatendheid tussen de stenen



De oplossing voor de potentiaal die voldoet aan vergelijking (5) is niet moeilijk op te stellen,

$$\frac{\bar{\Phi}}{\bar{\Phi}_0} = \frac{K_0\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda_t}\right) - K_0\left(\frac{\sqrt{(x - 2\ell)^2 + y^2}}{\lambda_t}\right)}{K_0\left(\frac{r_0}{\lambda_t}\right) - K_0\left(\frac{2\ell + r_0}{\lambda_t}\right)} \quad (6)$$

hierin is ℓ de afstand van de bron tot de buitenwaterlijn. De oplossing is zodanig dat voor $x=0, y=r_0$ geldt $\bar{\Phi} = \bar{\Phi}_0$. Bij waterspanningsmetingen op de lijn $x=0$ wordt aldus de invloed van de verschuiving van het injectiepunt door de eenvoudige vorm van (6) vermeden, alhoewel straalverandering van het injectiepunt een feit blijft. Omdat dit van de orde r_0/ℓ is, hoeft hier geen rekening mee gehouden te worden.

De grote kracht van formule (6) is het gedrag voor grote waarden van λ_t . Er geldt namelijk,

$$\lim_{\lambda_t \rightarrow \infty} \frac{\bar{\Phi}}{\bar{\Phi}_0} = \frac{\ln \left[\frac{\sqrt{(x - 2\ell)^2 + y^2} / \sqrt{x^2 + y^2}}{(2\ell + r_0)/r_0} \right]}{\ln \left[(2\ell + r_0)/r_0 \right]} \quad (7)$$

Voor grote λ_t blijft oplossing (7) dus stabiel.

In de praktijk is een grote waarde voor r_0 ongewensd. Het liefst werkt men met slangen met een twee-duims doorsnede. Dit betekent dat met meerdere aansluitpunten gewerkt moet worden om het meetgebied voldoende groot te kunnen garanderen. Het makkelijkst is een horizontale rij injectiepunten, met meetpunten op de verticale hartlijn ervan. Voor de metingen geldt dan de volgende relatie,

$$\Phi = \sum_{n=1}^N \Phi_n \left| K_0\left(\frac{\sqrt{x^2 + (0,5 a + na)^2}}{\lambda_t}\right) - K_0\left(\frac{\sqrt{(x - 2\ell)^2 + (0,5 a + na)^2}}{\lambda_t}\right) \right| \quad (8)$$



Er zijn een even aantal $2N$ injectiepunten gekozen. De afstand ertussen is konstant en wordt aangegeven met a . De geïntroduceerde grootte ϕ_n is niet de potentiaal in een pomp punt maar een evenredigheidsfactor voor het debiet erdoor. Deze debieten worden gemeten, alsmede de potentialen zowel in de injectiepunten als op de hartlijn voor verschillende waarden van X . Op deze wijze worden een groot aantal metingen verkregen, waaruit een waarde voor λ_t en dus λ geschat kan worden. Bovendien kan dan ook de waarde van de oplossing (8) getoetst worden omdat er veel meer informatie is dan onbekenden.

Deze oplossing beperkt wel het meetbereik tot gemiddeld zeeniveau. Bij eb kan daar n.l. een injectiebron geïnstalleerd worden en bij vloed wordt dan de meting uitgevoerd. Aldus wordt er gebruik gemaakt van de enorme afstroom mogelijkheden naar de vloedlijn.

In Appendix A zijn ook oplossingen gezocht voor situaties waar boven de stilwaterlijn water in de filterlaag wordt gepompt. In dat geval wordt de interpretatie echter zeer ingewikkeld en blijkt de oplossing instabiel. Om deze reden wordt ondanks het nadeel van het beperkte meetbereik alleen bovenstaande oplossing voorgesteld en in het volgende hoofdstuk praktisch uitgewerkt.



4.3 Schetsontwerp van principe-proef

4.3.1. Voorbereidende werkzaamheden

In de directe omgeving, maar buiten het te verwachten invloedsgebied van de uit te voeren lek lengte-proef, wordt met behulp van het kernboor-apparaat een gat (rond 140 mm) in een bekledingssteen geboord.

Van belang hierbij is ervoor te zorgen dat de kernboor-opstelling loodrecht op de glooiing is opgesteld en absoluut niet mag kunnen wegglijden.

Dit gat wordt gebruikt voor de vaststelling van de steendikte d en de opbouw en laagdikte b van het filter-materiaal.

Dit kan met de hand gebeuren, waarbij waarschijnlijk een set handgereedschap grondboringen van dienst kan zijn. Is dit gebeurd, dan wordt het uitgehaalde materiaal teruggegooid en de kern in de steen teruggeplaatst.

Als laagdikte en filteropbouw aan de gestelde eisen voor de principe-proef voldoen dan worden de 12 gaten in de proeflocatie geboord volgens het schema van fig. 9. De minimale gatafmeting bedraagt 75 mm i.v.m. de pomp-kapaciteit.

Als de gaten geboord zijn worden de pomppunt- resp. meetpuntplaatsen m.b.v. keilbouten aan de stenen bevestigd. Kit wordt ter afdichting toegepast (zie fig. 10 en 11).

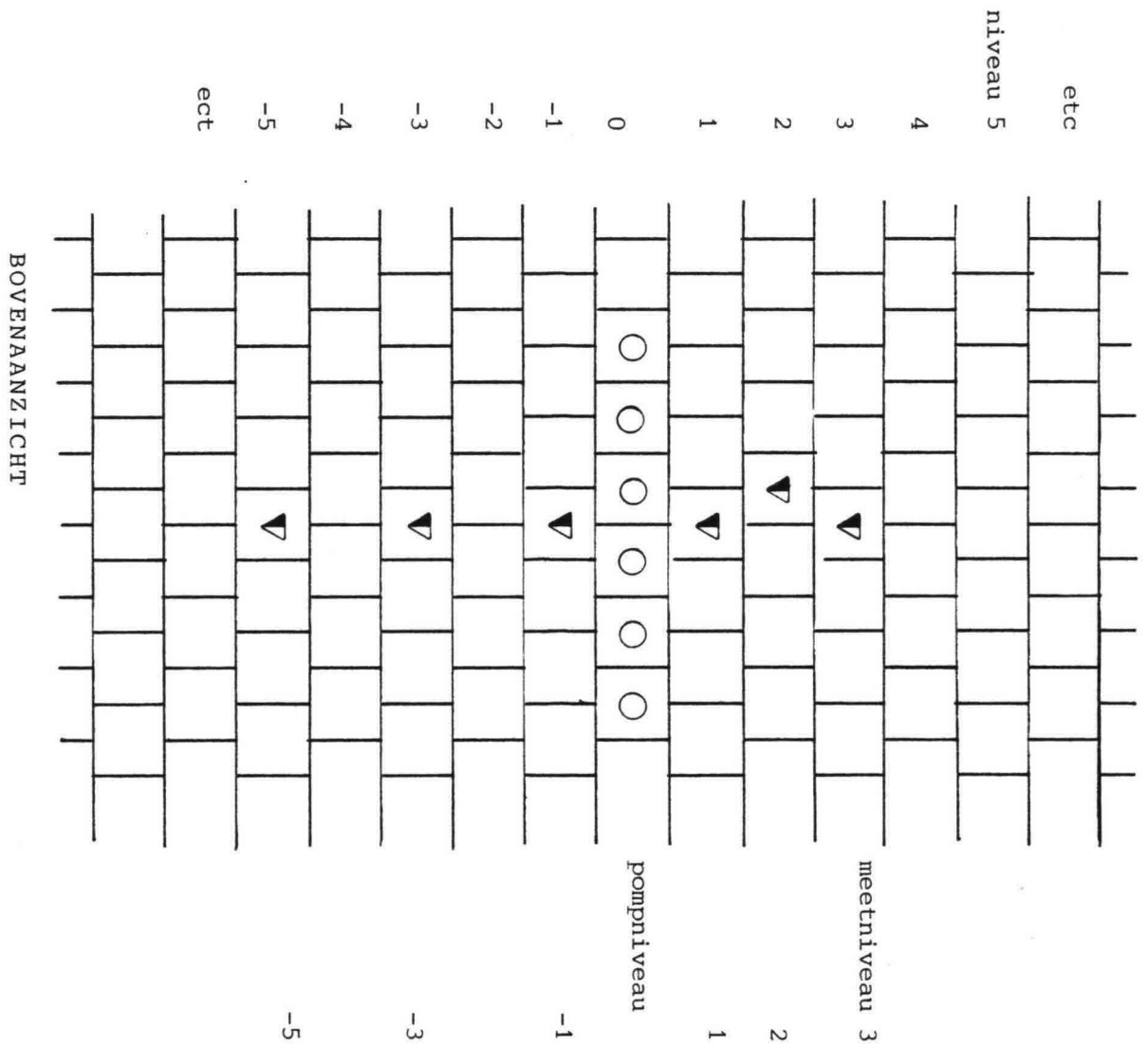
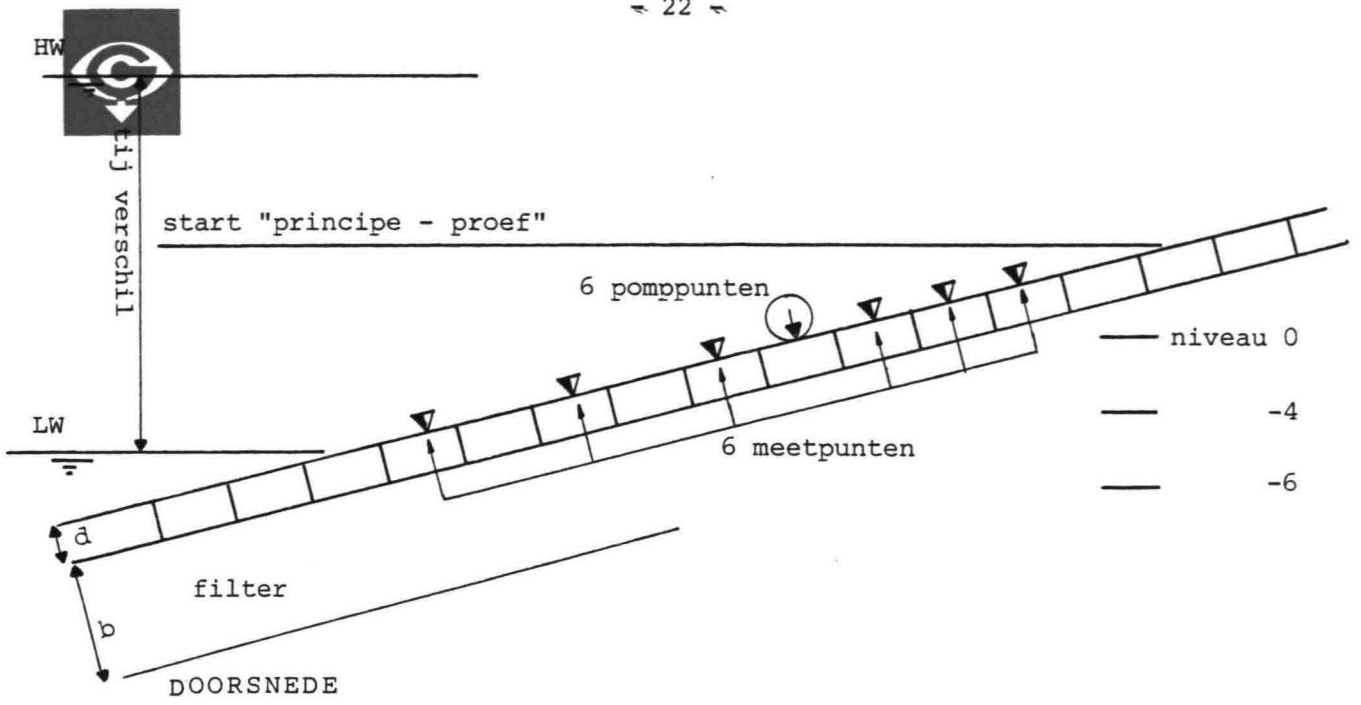


FIG 6 - I

Fig. 9: Plaatsing meetpunten en pomppunten tijdens principe proef.

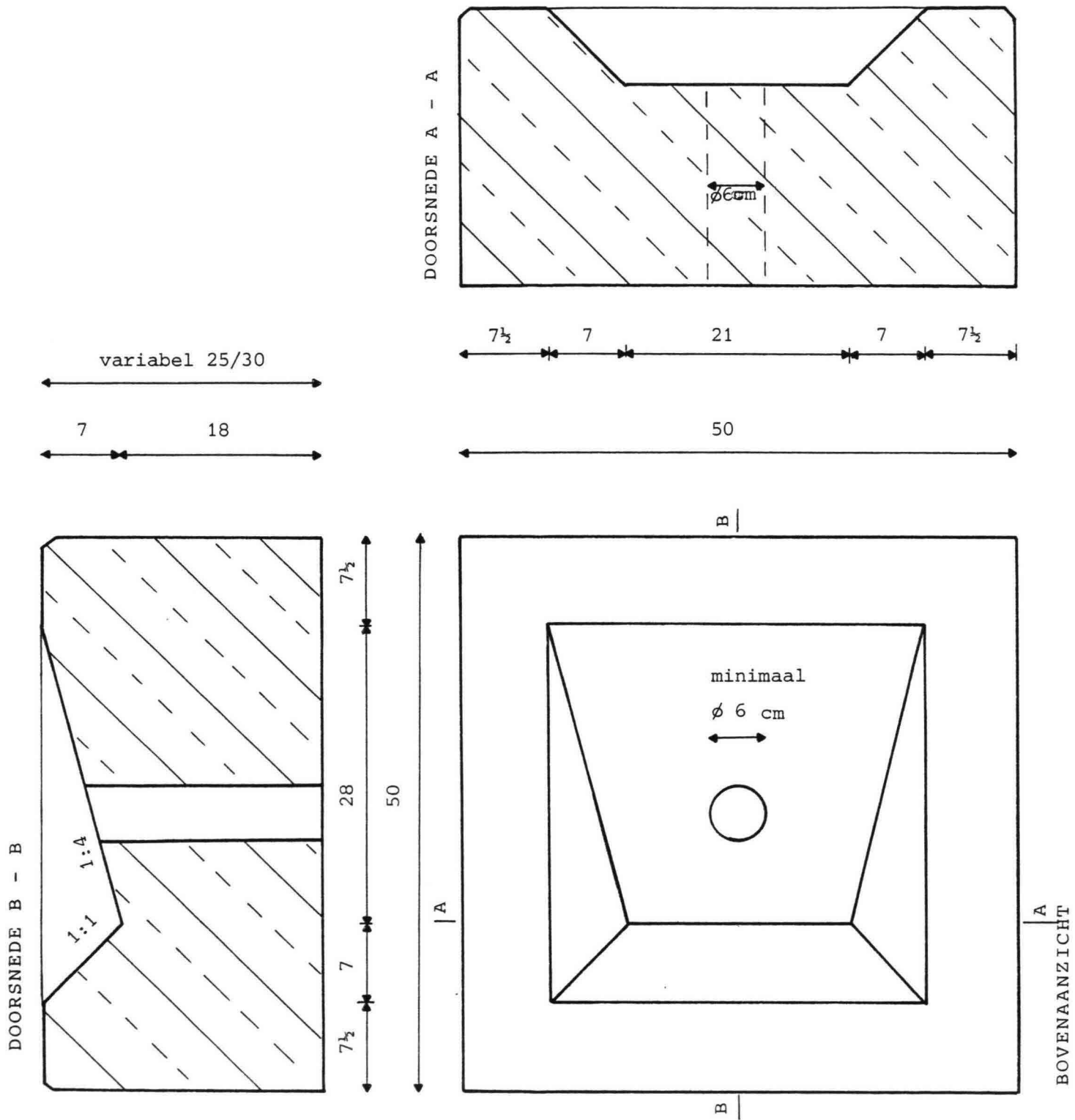
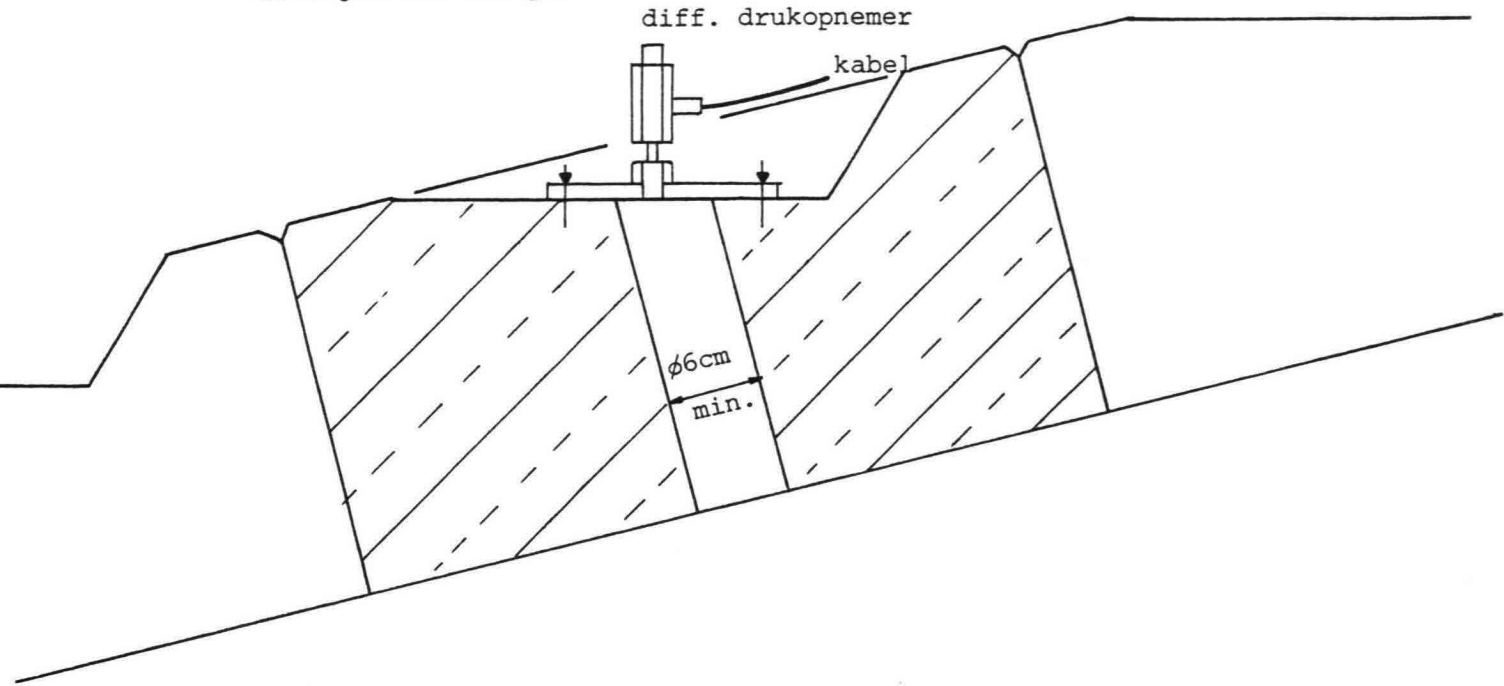


Fig. 10: Positie van met kernboorapparaat te maken gaten in Haringmanblokken.



= Principe - proef =

Configuratie meetpunt



Configuratie pomppunt

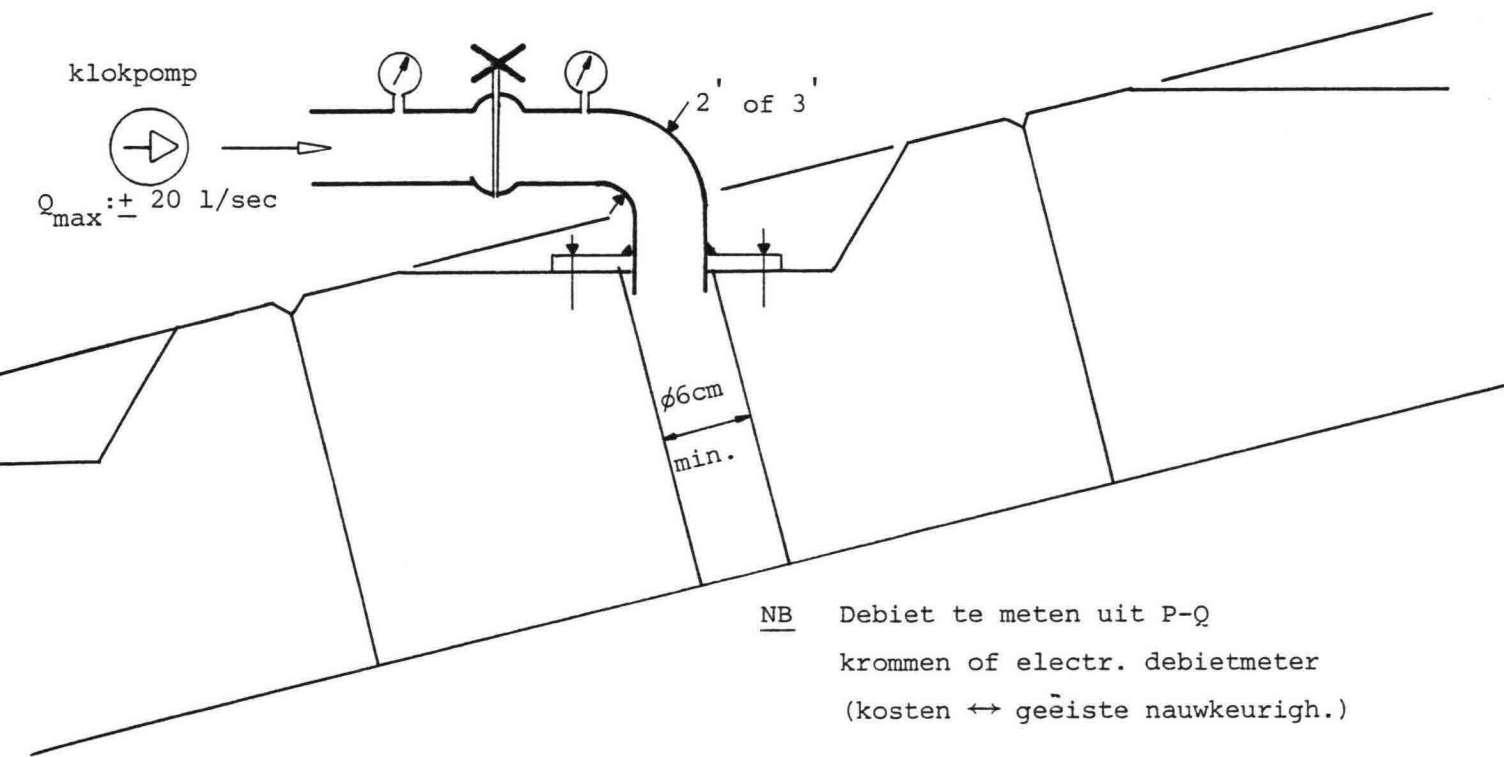


Fig. 11: Plaatsing van drukopnemers en pomppunt platen op een talud van Haringmanblokken.



4.3.2. Opbouw van de meetopstelling en de meting

Met het opkomen van het water mee worden 6 differentiaaldruk-opnemers geplaatst. Dit gebeurt steeds onder water om lucht-insluiting in het meetpunt te beperken.

Ook de klokpompslangen worden bevestigd. Alle meet-apparatuur wordt met de recorder verbonden.

Zodra het waterniveau (fig. 9) heeft bereikt, kan met pompen worden begonnen. Eerst worden de recorders aangezet voor de 'nulmeting'. Gedurende de gehele proefduur wordt op papier geregistreerd.

In stappen wordt het totale pompdebiet verhoogd. Drukken van de pomp en pomppunten worden bijgeschreven op de recorder-output. De waterstand wordt eveneens gemeten.

Vooraf bij de grote drukken moet goed op de glooiing worden gelet in verband met eventueel uitbreken van stenen. Dit kan gebeuren m.b.v. een waterpastoestel en eventueel een zg. "duikemmer" (emmer met glazen bodem).

Desgewenst kan de meting ook op een droogtalud worden herhaald (laagwater).

Na beëindiging worden de platen verwijderd en kunnen de kernen worden teruggeplaatst.



4.3.3. Benodigde inzet en kosten

Voor de voorbereiding en de uitvoering van de eerste principe proef worden ca. 9 mandagen geraamd, te weten:

2 dagen mob. + demob (2 man)

1 dag voorbereiden + opstellen (2 man)

1 dag meten hoog + laag water (3 man)

een en ander is afhankelijk van met name de golfslag.

Gedacht wordt aan 1 HTS-veldingenieur + assistent.

Tijdens de meting is 1 electro-technicus vereist.

Materieel:

boren : 1 kernboor-apparaat + aandrijving

1 busboor rond 140

1 busboor rond 100

1 set handgereedschap grondboren

1 electr. boormachine + boor rond 16 mm

1 honda-stroomaggregaat (220 v)

6 pomppunt-platen (zie fig. 3)

6 meetpunt-platen (idem)

bevestigings- en afdichtingsmateriaal.

meten : 6 stuks electr. klokpompen (3 duims) + slang

1 of 2 electr. debietmeters (optional)

12 stuks manometers (1 bar)

6 differentiaal drukopnemers

2 st. recorders (linneis)

1 diesel-aggregaat (25 kva)

1 honda-aggregaat (220 v) reeds aanwezig

1 waterpastaestel met baak + driepoot

1 duik-emmer.



Kostenramingen (alle geschatte kosten zijn exclusief B.T.W.)

Kostenraming principe proef (voorlopig)

manuren 9 mandagen a f 650,-	f	6.000,-
reis + verblijfkosten		p.m.
fabricage van onderdelen	f	2.000,-
huur materieel		
mech. (boorapp., pomp + aggregaten)	f	3.000,-
electr. (opnemer + recorders)	f	3.000,-
onvoorzien		p.m.
interpretatie en uitwerking	f	10.000,-

Kostenraming 10 vervolg proeven

mob. en demob. 4 mandagen	f	3.000,-
reis en verblijfkosten		p.m.
verbruiksartikelen		p.m.
10 dagen huur apparatuur	f	20.000,-
manuren tijdens proeven	f	22.000,-

Als voorlopig alleen de leklengte in de dijkprofielen in de deltagoot gemeten zou worden en deze gedurende elke proef driemaal gemeten zou worden om veranderingen in de leklengte door erosie te onderzoeken dan geldt hiervoor de volgende voorlopige kostenraming.

fabrikage van onderdelen	f	2.000,-
reis en verblijf kosten	f	500,-
externe huur deltagoot en dataacquisitie	f	25.000,-
huur pompen	f	5.500,-
manuren	f	7.000,-
interpretatie	f	<u>20.000,-</u>
Totaal voor 3 x 3 metingen	f	60.000,-



5. BEOORDELING OOSTERSCHELDE DIJKEN M.B.V. DE GEMETEN LEKLENGTE

Voor de beoordeling van de bestaande Oosterschelde dijken onder superstorm omstandigheden zullen enige representatieve dijkvakken in de Deltagoot beproefd worden. Voor deze dijkvakken wordt in de Deltagoot en in het prototype de lek lengte gemeten, zoals uiteengezet in het vorige hoofdstuk.

Tijdens de modelproef worden de golfdrukken op het talud gemeten en op enkele plaatsen de waterspanning in het talud.

De gemeten golfdrukken en λ worden in het voor het fundamenteel onderzoek steenzettingen ontwikkelde computerprogramma STEENZET gebruikt om de gemeten waterspanningen te simuleren, zoals is aangegeven in fig. 8. Dit geeft een ijking voor de lek lengte bepaling. Als de lek lengte in prototype en in het Deltagoot niet gelijk zijn kan m.b.v. STEENZET kwantitatief aangegeven worden in hoeverre het model veilig of onveilig is t.o.v. het prototype.

Meting van de lek lengte voor andere dijk taluds in het Oosterscheldebekken geeft met STEENZET wat de overdrukken zijn in die taluds bij vergelijkbare golfaanval.

Het rekenprogramma berekent ook de verhangen in de filterlaag onder de top laag. Dit geeft de mogelijkheid om in die gevallen waarin erosie van de top laag geconstateerd wordt in het model onderzoek na te gaan of in prototype meer of minder erosie te verwachten is. Dit kan echter slechts kwalitatief gebeuren omdat nog geen rekenmodel voor erosie ontwikkeld is. Hoe dat zou kunnen wordt beschreven in Appendix B.



6. CONCLUSIES

De conclusies van deze studie zijn als volgt:

- Kennis van de lek lengte parameter λ is van belang voor het beoordelen van de stabiliteit van een steenzetting onder golfaanval.
- Voor een bestaande oeverbeschermings constructie kan λ in-situ in het dijk talud gemeten worden. Deze meting beperkt zich echter tot dat gedeelte van het talud dat bij vloed onder water staat.
- Met bestaande programmatuur kan bij bekende lek lengte de overdruk over een steenzetting berekend worden. Deze programmatuur is eveneens geschikt op kwalitatief af te schatten of een bepaalde talud-beschermings constructie meer of minder erosie gevoelig is dan een andere met dezelfde materialen opgebouwde constructie maar met andere λ .
- Na uittesten van de apparatuur m.b.v. een principe proef die naar schatting \pm f. 20.000,- zal kosten, kan de lek lengte op 10 verschillende lokaties gemeten worden voor een bedrag van \pm f. 5.000,- per lokatie. Uitwerking van de meting, berekenen van de overdrukken met STEENZET en rapportage wordt voor 10 metingen op \pm f. 3.000,- per meting geschat.



LITERATUURLIJST:

- 1 Sellmeijer, J.B.
Overdrukken op steenzetting door drukhoogte-golven
Taludbekleding van gezette steen, fase 0.
M1792, deel IV WL, CO-255780/45 LGM, juli 1982.

- 2 Grootschalig onderzoek ten behoeve van de Oesterdam (meet-
verslag band A).
Taludbekleding van gezette steen, fase 1
M1795, deel VI WL, CO-258840/7 LGM, juli 1982.

- 3 Basalton
Stabiliteit onder golfaanval
M1900 WL, CO-261830/5 LGM, feb. 1983.

- 4 Stabiliteit Armorflex-steen­zetting onder golfaanval
M1910 WL, jan. 1983.

- 5 Boer, K. den, Kenter, C.J., Pilarczyk
Large scale model tests on placed blocks revetment
Proc. Coastal Structures '83.

- 6 Bezuijen, A.
Evaluatie-berekeningen
CO-258901, LGM, feb. 1983.

- 7 Bezuijen, A.
Waterspanningen onder steenzettingen
Opzet van en resultaten met het computerprogramma STEENZET
CO-258901/91 LGM, feb. 1983.

- 8 Kleinschalig onderzoek
nog niet gepubliceerd.

- 9 Fundamenteel onderzoek steenzettingen fase 2
Grootschalig gidsonderzoek in de Deltagoot
M1795-1881, deel IX, wl.



APPENDIX A.

ONDERZOEK STEENZETTING

Mathematisch model

voor de leklengtebepaling.

Model voor leklengtebepaling

CO - 269630

83.10. J.B. Sellmeijer



1. INLEIDING

Het is gebleken bij de uitwerking van de stroming in de filterlaag van steenzettingen, dat de lek lengte een grote rol speelt. Dit is een maat, die het invloedsgebied aangeeft van een wijziging van de waterspanning in de filterlaag. De waarde ervan hangt af van de geometrie van de zetting en de doorlatendheden van de filterlaag en de ruimten tussen de stenen.

Zitten bijvoorbeeld de ruimten tussen de stenen verstopt dan is het invloedsgebied onbeperkt. Immers het water kan nauwelijks tussen de stenen afstromen; wijzigingen in druk zijn dan overal in het filter merkbaar. Zijn daarentegen de ruimten tussen de stenen veel en veel doorlatender dan de filterlaag zelf, dan is het invloedsgebied gering; water stroomt gemakkelijk tussen de stenen weg, waardoor overdruk zich snel afbouwt.

Theoretisch kan de lek lengte bepaald worden uit genoemde doorlatendheden en geometrie. Echter het grillige karakter van met name natuursteen-zettingen en de toch al twijfelachtige doorlatendheidsbepalingen maken dit minder zinvol. Beter is het de lek lengte als fysische parameter te meten aan een bestaande zetting. Achteraf kan dan gekeken worden of dit rijmt met de overige fysische parameters.

Er is een voorstel gedaan voor een procedure om zo'n meting van de lek lengte uit te voeren. Deze komt neer op het impompen van water in de filterlaag boven het niveau van het buitenwater. De lek lengte kan dan bepaald worden aan de hand van waterspanningsmetingen op enkele plaatsen tussen inpomppunt en buitenwater.

Voor het kwantificeren van de lek lengte dient dan het verband bekend te zijn met de geïntroduceerde overdrukken. In dit rapport wordt deze relatie bepaald, waarby tevens gekeken wordt naar de haalbaarheid van de methode.



2. INVLOED INPOMPBREEDTE

De voorgestelde procedure gaat uit van impompen van water boven het buitenwater niveau. Dit kan uiteraard slechtsover een beperkte lengte geschieden. In feite is het probleem dus niet konstant per dwarsdoorsnede. Echter het doorrekenen van zo'n situatie is uiterst gekompliceerd en introduceert vaak weer nieuwe onzekerheden.

Het is duidelijk dat geprobeerd moet worden de meting zodanig in te richten dat de interpretatie voor een konstante dwarsdoorsnede toegepast mag worden. Om te onderzoeken wanneer dit is toegestaan, wordt een eenvoudiger situatie beschouwd. En wel impompen van water ver beneden de buitenwaterspiegel. In figuur 1 is een en ander geschetst.

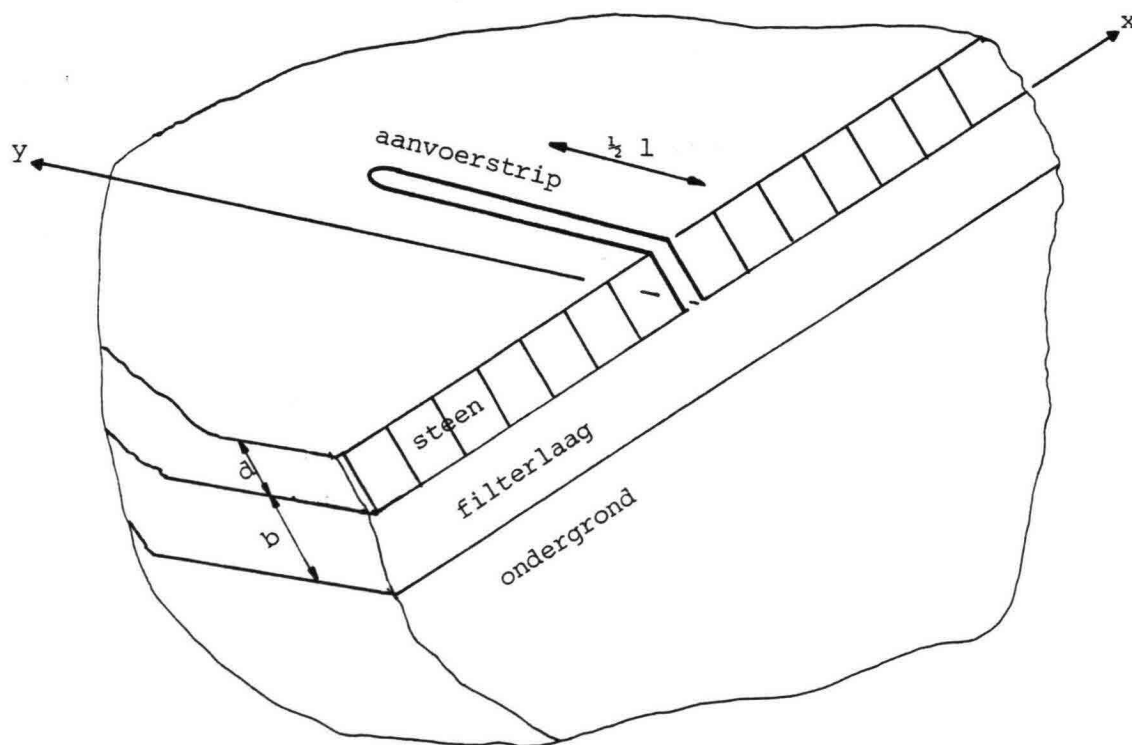


Fig. 1 : Dwarsdoorsnede door steenzetting over het midden van de aanvoerstrip.

Omdat op het gehele bovenvlak van de steenzetting de buitenwaterpotentiaal aanwezig is, geldt overal de volgende stromingsvergelijking met lek,

$$\frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial y^2} = \frac{\bar{\varphi}}{\lambda_L^2} \quad \lambda_L = \sqrt{od\lambda/k}, \quad (1)$$

waarin,



- $\bar{\varphi}$: gemiddelde potentiaal over de filterlaag;
- x, y : koördinaten;
- λ_t : lekente langs talud;
- b : dikte van de filterlaag;
- d : dikte van de stenen;
- k : doorlatendheid van de filterlaag;
- k' : doorlatendheid tussen de stenen.

Voor een enkele puntbron is de oplossing van vergelijking (1) bekend,

$$\bar{\varphi} = A K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2}}{\lambda_t} \right) \quad (2)$$

K_n is een n-de orde gemodificeerd Besselfunctie van de tweede soort.

De positie van de bron is $0, \eta$; A is nog een arbitraire konstante. Voor een rij puntbronnen die samen een strip vormen op het traject $0, (-\frac{1}{2}l < \eta < \frac{1}{2}l)$ geldt dan

$$\bar{\varphi} = \int_{-\frac{1}{2}l}^{\frac{1}{2}l} A(\eta) K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2}}{\lambda_t} \right) d\eta \quad (3)$$

De waarde van A mag hier uiteraard variëren met η .

Het blijkt dat A een fysische betekenis heeft. Differentiatie van (3) naar x geeft,

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x} = - \int_{-\frac{1}{2}l}^{\frac{1}{2}l} \frac{A(\eta)}{\lambda_t} \frac{x}{\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2 + (y-\eta)^2}}{\lambda_t} \right) d\eta$$

Nu wordt er gesteld $u = (y-\eta)/x$. Voor $x > 0$ geldt er dan,

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x} = - \int_{(y-\frac{1}{2}l)/x}^{(y+\frac{1}{2}l)/x} \frac{x}{\lambda_t} \frac{A(y-ux)}{\sqrt{u^2+1}} K_1 \left(\frac{x}{\lambda_t} \sqrt{u^2+1} \right) du$$

Vervolgens wordt de lim. $x \rightarrow 0$ beschouwd voor $-\frac{1}{2}l < y < \frac{1}{2}l$

$$\left(\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x} \right)_{x=0^+} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A(y) du}{u^2+1} = \pi A(y)$$

$A(y)$ blijkt dus evenredig te zijn met het impompdebiet. Voor $x=0^-$ kan natuurlijk eenzelfde beschouwing worden opgezet.



Nu wordt in de voorgestelde procedure $\bar{\varphi}$ gemeten op de symmetrielij $y=0$. Dit betekent dat dan moet gelden $A(y)=A(-y)$. Wordt nu $(\delta\bar{\varphi}/\delta x)_{x=0}^+$ aangegeven met $q(y)$ dan geldt er voor de meetpunten met behulp van (3),

$$\bar{\varphi} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{1}{2}l} q(\eta) K_0 \left(\frac{\sqrt{\eta^2 + x^2}}{\lambda_t} \right) d\eta \quad (4)$$

Dit resultaat nu dient vergeleken te worden met de oplossing voor een konstante dwarsdoorsnede. Hiervoor is gemakkelijk uit (1) af te leiden voor $x < 0$ dat,

$$\bar{\varphi} = \lambda q(0) \exp\left(\frac{x}{\lambda_t}\right) \quad (5)$$

Kennelijk geldt er dus met $v = \eta/\lambda_t$ en $\xi = x/\lambda_t$,

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} K_0 \left(\sqrt{v^2 + \xi^2} \right) dv = \exp\left(\frac{\xi}{\lambda_t}\right) \quad \left(\frac{\xi}{\lambda_t} < 0\right) \quad (6)$$

Dit kan als volgt worden geverifieerd. Watson (1966) geeft in 6.2.15 voor K_0 de integraalontwikkeling,

$$K_0 \left(\sqrt{v^2 + \xi^2} \right) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -t - \frac{v^2 + \xi^2}{4t} \right\} \frac{dt}{t}$$

Door dit in te vullen in (6) en de integratie volgorde om te draaien ontstaat er,

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \exp \left\{ -t - \frac{\xi^2}{4t} \right\} \left[\int_0^{\infty} \exp \left(-\frac{v^2}{4t} \right) \frac{dv}{2\sqrt{t}} \right] \frac{dt}{\sqrt{t}} = \exp\left(\frac{\xi}{\lambda_t}\right)$$

Nu is de integraal die deel uit maakt van de integrant een errorfunctie met resultaat $\sqrt{\pi}/2$. De overblijvende integraal staat beschreven in Gröbner & Hofreiter (1973); II 314.9a. Bovenstaande relatie blijkt een identiteit, zodat de gelijkheid (6) inderdaad juist is.



Echter als l eindig is en men toch met de eenvoudige oplossing (5) wil werken moet er gelden dat

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{l/2\lambda_t} \frac{q(v)}{q(0)} K_0(\sqrt{v^2 + \xi^2}) dv \sim \exp\left(\frac{\xi}{2}\right) \quad (7)$$

Dit resultaat volgt uit gelijkstelling van oplossingen (4) en (5). Nu is de bijdrage van $K_0(\sqrt{v^2 + \xi^2})$ voor $\sqrt{v^2 + \xi^2} > 3$ nauwelijks meer op te merken. Dit betekent dat voorwaarde (7) redelijk opgaat voor $l > 6 \cdot \lambda_t$. Dit is maar een pover gebied. Het bevat niet die waarden voor λ_t waarvoor voor schade gevreesd wordt.

Natuurlijk kan geprobeerd worden $q(v)$ zodanig te variëren dat (7) een draaglijk resultaat oplevert. Dan kan er met de specifiek hier beschouwde geometrie twee-dimensionaal gewerkt worden. Echter de voorgestelde procedure is weer anders, zodat er weer afwijkingen ontstaan. Beter is het te aksepteren dat de meetmethode niet twee-dimensionaal is en naar een manier te zoeken om deze komplikaties in de modelvorming mee te nemen.



3. BEPALING OVERDRUKKEN VOOR INJEKTIEBRON

De oorspronkelijk opzet van de lek lengte bepaling beoogde het kreëren van een min of meer twee-dimensionale stroming. Om dit te bereiken was er een rij inpomppunten gepland. De wens om twee-dimensionaal te kunnen werken kwam niet alleen voort uit overwegingen van eenvoud, maar vooral uit onbekendheid met het zijdelings afstromen. Immers het werken met een gemiddelde potentiaal over de filterdikte is aan de rand twijfelachtig. Voorts zijn de randvoorwaarden er gekompliceerd.

Nu is in de vorige paragraaf aangetoond dat het bereiken van een twee-dimensionaal karakter praktisch moeilijk bereikbaar is. Daarom wordt er definitief voor een drie-dimensionale stromingssituatie gekozen. Hierbij zullen de randeffekten van de gemiddelde potentiaal verwaarloosd worden. Het is niet te verwachten dat het invloedsgebied hiervan groot zal zijn. Meetpunten mogen dus niet te dicht op de rand geïnstalleerd worden.

Een schets van het op te lossen stromingsveld is gegeven in figuur 2.

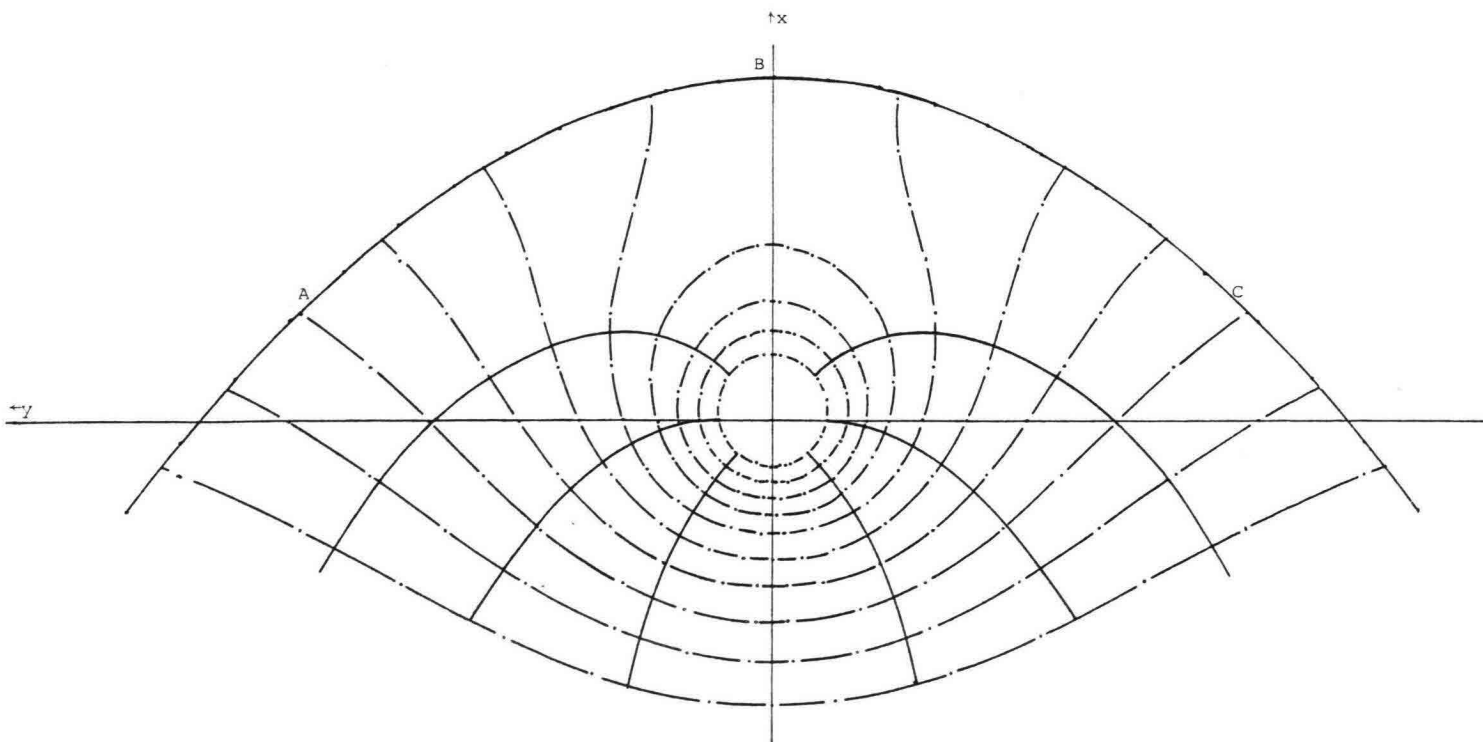


Fig. 2: Stromingsveld voor injectie met één bron.



Aangenomen wordt dat het injectie-punt zeer hoog ligt boven de buitenwater-spiegel. De differentiaalvergelijking die de stroming dan beschrijft is weer de stromingsvergelijking met lek echter voor een buitenpotential gelijk aan de plaatshoogte,

$$\frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial y^2} = \frac{\bar{\varphi} - x \sin \alpha}{\lambda_t^2} \quad (8)$$

Hierin is de taludhoek. De grote moeilijkheid bij het oplossen van deze vergelijking is de randvoorwaarde langs ABC. Hier geldt dat de potentiaal gelijk is aan de plaatshoogte en de stroming gericht is langs ABC.

Gezien de ingewikkeldheid van het probleem komt een exakte oplossing niet in aanmerking. Er is daarom gezocht naar een simpele oplossing waar nog wat aan geknutseld kan worden. In aanmerking hiervoor komt,

$$\bar{\varphi} = B K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) - C K_0 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) + x \sin \alpha \quad (9)$$

Hierin is b een afstand boven het injectiepunt waar een spiegelbron gesitueerd is. B en C zijn de sterkten van de beide bronnen.

Allereerst wordt vastgesteld dat de voorgestelde oplossing (9) voldoet aan de differentiaalvergelijking (8). De randvoorwaarde van het injectiepunt wordt redelijk beschreven door de eerste Besselfunctie. In een later stadium zal blijken dat de benaderde oplossing in feite een iets naar boven verschoven injectiepunt behelst. Dit kan gecorrigeerd worden, maar is niet wezenlijk.

Het spannende is of oplossing (9) in staat is de randvoorwaarden langs ABC te beschrijven. Als dit zo is dan ligt de positie van ABC vast door de voorwaarde dat de potentiaal er gelijk is aan de plaatshoogte. ABC wordt dan beschreven door,

$$B K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) = C K_0 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) \quad (10)$$



De waarde van B is positief, omdat er geïnjecteerd wordt. Het blijkt dat ook C positief moet zijn omdat het oppervlak ABC uiteraard reëel moet zijn.

De tweede voorwaarde waaraan voldaan moet worden is dat ABC een stroomlijn is. Voor een stroomlijn geldt de voorwaarde dat,

$$\frac{dx}{dy} = \frac{\partial \bar{\psi} / \partial x}{\partial \bar{\psi} / \partial y}$$

Met behulp van oplossing (9) wordt dit,

$$\frac{dx}{dy} \left[\frac{By}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t} \right) - \frac{Cy}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t} \right) \right] = \frac{Bx}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t} \right) - \frac{C(x-b)}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t} \right) - \lambda t \sin \alpha \tag{11}$$

Helaas is deze differentiaalvergelijking niet eenvoudig uit te integreren in een gesloten vorm.

Om nu toch te zien of voorwaarde (11) overeenkomt met de vorm van ABC, wordt het vrije oppervlak (10) naar y gedifferentieerd,

$$B \frac{x \frac{dx}{dy} + y}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t} \right) = C \frac{(x-b) \frac{dx}{dy} + y}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t} \right)$$

of

$$- \frac{dx}{dy} \left[\frac{Bx}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t} \right) - \frac{C(x-b)}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t} \right) \right] = \frac{By}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t} \right) - \frac{Cy}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t} \right) \tag{12}$$

Nu moet voor de positie van ABC gelden dat dx/dy van vergelijkingen (11) en (12) overeenkomen. Dit komt neer op de voorwaarde,



$$\frac{\frac{Bx}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t}\right) - \frac{C(x-b)}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t}\right) - \lambda t \sin \alpha}{\frac{By}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t}\right) - \frac{Cy}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t}\right)} = - \frac{\frac{By}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t}\right) - \frac{Cy}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t}\right)}{\frac{Bx}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda t}\right) - \frac{C(x-b)}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda t}\right)} \quad (13)$$

Dit gaat op ABC natuurlijk niet exakt op omdat oplossing (9) een benadering is. Maar er zijn twee knutselparameters om een akseptabel resultaat te creëren: b en C. De parameter B kan beter gereserveerd worden om in het injectiepunt de potentiaal of het debiet te regelen, ofschoon dit in theorie ook voorgeschreven mag worden. Echter praktisch is dit niet aan te bevelen, omdat dan de oplossing te weinig flexibel wordt.

Allereerst wordt punt B bekeken. Hiervoor geldt met behulp van voorwaarden (10) en (13), als de coördinaten worden weergegeven door $X_B, 0$,

$$\begin{aligned} BK_0\left(\frac{x_B}{\lambda t}\right) - CK_0\left(\frac{b-x_B}{\lambda t}\right) &= 0 \\ BK_1\left(\frac{x_B}{\lambda t}\right) + CK_1\left(\frac{b-x_B}{\lambda t}\right) &= \lambda t \sin \alpha \end{aligned} \quad (14)$$

Hiermee liggen x_B en b vast als functie van C.

Het verdient de voorkeur ervoor te zorgen dat de afgeleide $\alpha x/\alpha y$ in de buurt van punt B in orde is. Immers alles wat verderweg afwijkt heeft een beperkt invloedsgebied en wordt dus minder opgemerkt. Daarom worden er in de buurt van punt B, met coördinaten $x_B, 0$, Taylor ontwikkelingen beschouwd van diverse relevante functies. Hiervan worden alle hogere termen boven lineair verwaarloosd. De variaties worden nog iets verder vereenvoudigd tot,

$$\begin{aligned} \sqrt{x^2+y^2} - x_B &= \frac{x^2 - x_B^2 + y^2}{\sqrt{x^2+y^2} + x_B} \sim x - x_B + \frac{y^2}{2x_B} \\ \sqrt{(x-b)^2+y^2} - (b-x_B) &= \frac{(b-x)^2 - (b-x_B)^2 + y^2}{\sqrt{(x-b)^2+y^2} + b-x_B} \sim x_B - x + \frac{y^2}{2(b-x_B)} \end{aligned}$$



De ontwikkelingen zijn dan als volgt,

$$\begin{aligned}
 K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda_t} \right) &\sim K_0 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{1}{\lambda_t} K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) \left\{ x - x_B + \frac{y^2}{2x_B} \right\} \\
 K_0 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda_t} \right) &\sim K_0 \left(\frac{b-x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{1}{\lambda_t} K_1 \left(\frac{b-x_B}{\lambda_t} \right) \left\{ x_B - x + \frac{y^2}{2(b-x_B)} \right\} \\
 \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda_t} \right) &\sim \frac{1}{x_B} \left[K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{1}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) \left\{ x - x_B + \frac{y^2}{2x_B} \right\} \right] \\
 \frac{1}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda_t} \right) &\sim \frac{1}{b-x_B} \left[K_1 \left(\frac{b-x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{1}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{b-x_B}{\lambda_t} \right) \left\{ x_B - x + \frac{y^2}{2(b-x_B)} \right\} \right]
 \end{aligned} \tag{15}$$

De vorm van het vrije oppervlak ABC in de buurt van punt B is nu te bepalen uit vergelijkingen (10), (14) en (15),

$$\lambda_t \sin \alpha (x_B - x) \sim \frac{1}{2} y^2 \left\{ \frac{B}{x_B} K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{C}{b-x_B} K_1 \left(\frac{b-x_B}{\lambda_t} \right) \right\} \tag{16}$$

Dit is een parabool. Het gedag van voorwaarde (13) wordt als volgt uitgewerkt,

$$x - x_B + \frac{\frac{B x_B}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda_t} \right) + \frac{C (b-x_B)}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda_t} \right) - \lambda_t \sin \alpha}{\frac{B}{x_B} K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{C}{b-x_B} K_1 \left(\frac{b-x_B}{\lambda_t} \right)} \sim - \frac{\frac{B}{x_B} K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{C}{b-x_B} K_1 \left(\frac{b-x_B}{\lambda_t} \right)}{\lambda_t \sin \alpha} y^2$$

Met behulp van (16) is dit te schrijven als,



$$\frac{\frac{B x_B}{\sqrt{x^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\lambda_t}\right) + \frac{C(b-x_B)}{\sqrt{(x-b)^2+y^2}} K_1\left(\frac{\sqrt{(x-b)^2+y^2}}{\lambda_t}\right) - \lambda_t \sin \alpha}{\frac{B}{x_B} K_1\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - \frac{C}{b-x_B} K_1\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)} \sim x - x_B$$

Verwerking van (14) en (15) leidt voorts tot,

$$\frac{\left\{ B K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - C K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right) \right\} (x_B - x) - \left\{ \frac{B}{x_B} K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) + \frac{C}{b-x_B} K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right) \right\} \frac{y^2}{2}}{\frac{1}{2} \left\{ B K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - C K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right) \right\}} \sim x - x_B$$

waarin de noemer is herschreven volgens de theorie van Besselfuncties.

Vereenvoudiging van dit resultaat geeft,

$$\frac{\frac{B}{x_B} K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) + \frac{C}{b-x_B} K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)}{B K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - C K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)} y^2 \sim 3(x_B - x)$$

Dit is eveneens een parabool. Indien deze overeenkomt met het resultaat van (16) dan is er in de buurt van punt B voldaan aan de randvoorwaarden op ABC. Dit leidt dan tot de voorwaarde,

$$\frac{\frac{B}{x_B} K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) + \frac{C}{b-x_B} K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)}{B K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - C K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)} = \frac{\frac{B}{x_B} K_1\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - \frac{C}{b-x_B} K_1\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)}{\frac{2}{3} \lambda_t \sin \alpha}$$

Of met behulp van (14)

$$\frac{B \frac{b}{x_B} K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right)}{\frac{B}{x_B} K_1\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - \frac{C}{b-x_B} K_1\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)} = \frac{B \frac{b}{x_B} K_1\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right)}{\frac{1}{3} \sin \alpha} - \lambda_t$$



of

$$\frac{B \frac{b}{\chi_B} K_1 \left(\frac{\chi_B}{\lambda_E} \right) - \lambda_E \sin \alpha}{B \frac{b}{\chi_B} K_2 \left(\frac{\chi_B}{\lambda_E} \right)} = \frac{(l_0 - \chi_B) \sin \alpha}{3 B \frac{b}{\chi_B} K_1 \left(\frac{\chi_B}{\lambda_E} \right) - \lambda_E \sin \alpha} \quad (17)$$

In principe is het probleem nu opgelost. Met behulp van (9), (14) en (17) is de potentiaal overal in het veld bepaald voor een willekeurige waarde van B die de injectiesterkte regelt. De oplossing is zodanig ingericht dat aan de randvoorwaarden zo goed mogelijk wordt voldaan zonder als resultaat een oplossing te creëren waar niet mee te werken valt.



4. MEETMETHODE BIJ INJEKTIEBRON

Er is reeds opgemerkt dat de voorgestelde meetprocedure bijgesteld moet worden. Inplaats van een groot aantal gaten op rij met het doel een tweedimensionale situatie te bereiken, is het beter slechts met één injectiepunt te werken waardoor de situatie duidelijk drie-dimensionaal is. Dit is een vereenvoudiging van de werkzaamheden.

Behalve de inrichting van de proef dient ook de instrumentatie herbeschouwd te worden. Oorspronkelijk was gedacht aan een aantal waterspanningsmeters onder de injectielijn. Omdat in de gehouden beschouwing de lijn ABC van figuur 2. zo'n grote rol speelt en met name punt B ervan, is het zinvol dit gebied in de meting te betrekken. Het ligt dan voor de hand de positie van punt B visueel vast te stellen. Immers dit is duidelijk te herkennen aan de scheiding tussen nat en droog taludoppervlak. Onderzocht moet worden of de positie ervan voldoende is om de lek lengte vast te stellen of dat dit moet gebeuren ook via waterspanningsmetingen.

Het interpreteren van de meting evenwel is er niet eenvoudiger op geworden. In de vorige paragraaf zijn er voor de oplossing van de potentiaal een aantal voorwaarden afgeleid. Resumerend is er gevonden in (9), (14) en (17)

$$\bar{\varphi} = B K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) - C K_0 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) + x \sin \alpha \quad (18)$$

waarin,

$$B K_0 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - C K_0 \left(\frac{b - x_B}{\lambda_t} \right) = 0 \quad (19)$$

$$B K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) + C K_1 \left(\frac{b - x_B}{\lambda_t} \right) = \lambda_t \sin \alpha \quad (20)$$

$$\frac{B \frac{b}{x_B} K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \lambda_t \sin \alpha}{B \frac{b}{x_B} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right)} = \frac{(b - x_B) \sin \alpha}{3 B \frac{b}{x_B} K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \lambda_t \sin \alpha} \quad (21)$$



$$B K_0 \left(\frac{r_0}{\lambda_t} \right) - C K_0 \left(\frac{b}{\lambda_t} \right) = \bar{\varphi}_0 \quad (22)$$

Dit systeem is uitgebreid met de voorwaarde dat de potentiaal in het injectie-punt $\bar{\varphi}_0$ is. Op de rand van de injectiebron is het punt $0, r_0$ gekozen. De consequentie hiervan is dat de injectiebron, zoals voorgesteld door oplossing (18) iets hoger ligt dan de oorsprong van het assenkruis x, y en de straal ervan te groot wordt gesuggereerd. Immers, bij benadering geldt er in de buurt van $x^2 + y^2 = r_0^2$,

$$\begin{aligned} K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) &\sim K_0 \left(\frac{r_0}{\lambda_t} \right) - \frac{1}{\lambda_t} K_1 \left(\frac{r_0}{\lambda_t} \right) \frac{x^2 + y^2 - r_0^2}{2r_0} \\ \frac{1}{\lambda_t} K_0 \left(\frac{\sqrt{(x-b)^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) &\sim K_0 \left(\frac{b}{\lambda_t} \right) - \frac{1}{\lambda_t} K_1 \left(\frac{b}{\lambda_t} \right) \frac{x^2 + y^2 - 2bx}{2b} \end{aligned} \quad (23)$$

De verzameling van punten waarvoor geldt $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}_0$ volgt uit (18), (22) en (23)

$$\frac{B}{\lambda_t} K_1 \left(\frac{r_0}{\lambda_t} \right) \frac{x^2 + y^2 - r_0^2}{2r_0} - \frac{C}{\lambda_t} K_1 \left(\frac{b}{\lambda_t} \right) \frac{x^2 + y^2 - 2bx}{2b} \sim x \sin x \quad (24)$$

Dit stelt een cirkel voor die verschoven is over de x -as met een straal groter dan de waarde r_0 . De verschillen met de cirkel $x^2 + y^2 = r_0^2$ zijn van de orde r_0 . Omdat over het algemeen de maten van de injectiebron gering zijn ten opzichte van de overige maten, behoeft dit geen correctie.

Alleen voor extreem kleine waarden van λ gaat de grootte van de injectiebron sterk meespelen. Echter de waarde van de gevolgde aanpak met continue lek en gemiddelde filterpotentiaal staat dan ter discussie. De methode dient



beperkt te worden tot bepaling van lek lengten die minstens enige malen groter zijn dan de maat van de steenzetting. De grootte van r_0 kan dan altijd voldoende klein gekozen worden om verder als maat ondergeschikt te zijn.

Dit houdt het voordeel in dat dan de waarde van B direkt gekoppeld is aan $\bar{\varphi}_0$. Voorwaarde (22) kan benaderd worden tot,

$$BK_0\left(\frac{r_0}{\lambda_t}\right) = \bar{\varphi}_0 \quad (25)$$

Het is dus voldoende om stelsel (19), (20) en (21) op te lossen. Eliminatie van C leidt met behulp van (25) tot

$$K_1\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) + K_0\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) \frac{K_1\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)}{K_2\left(\frac{b-x_B}{\lambda_t}\right)} = \frac{\lambda_t \sin \alpha}{\bar{\varphi}_0} K_0\left(\frac{r_0}{\lambda_t}\right) \quad (26)$$

$$\frac{\frac{b}{x_B} K_1\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - \frac{\lambda_t \sin \alpha}{\bar{\varphi}_0} K_0\left(\frac{r_0}{\lambda_t}\right)}{\frac{b}{x_B} K_2\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right)} = \frac{\frac{b-x_B}{\lambda_t} \frac{\lambda_t \sin \alpha}{\bar{\varphi}_0} K_0\left(\frac{r_0}{\lambda_t}\right)}{3 \frac{b}{x_B} K_1\left(\frac{x_B}{\lambda_t}\right) - \frac{\lambda_t \sin \alpha}{\bar{\varphi}_0} K_0\left(\frac{r_0}{\lambda_t}\right)} \quad (27)$$

Voorwaarde (27) stelt een kwadratische vergelijking voor in b/x_B . Deze grootte kan via voorwaarde (20) geëlimineerd worden.

Wordt er gesteld $\varepsilon = K_0(r_0/\lambda_t)\lambda_t + \sin \alpha / \bar{\varphi}_0$ dan leidt uitwerking van voorwaarde (27) tot,



$$\left\{ 3 K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \varepsilon \frac{x_B}{\beta} \right\} \left\{ K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \varepsilon \frac{x_B}{\beta} \right\} = \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) \varepsilon \left(1 - \frac{x_B}{\beta} \right)$$

of

$$\left(\varepsilon \frac{x_B}{\beta} \right)^2 - 4 \varepsilon \frac{x_B}{\beta} K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) + 3 K_1^2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) = \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) \left\{ \varepsilon - \left(\varepsilon \frac{x_B}{\lambda_t} \right) \right\}$$

of

$$\left(\varepsilon \frac{x_B}{\beta} \right)^2 - \left\{ 4 K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) \right\} \varepsilon \frac{x_B}{\lambda_t} + 3 K_1^2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \varepsilon \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) = 0$$

Hieruit wordt de vierkantswortel bepaald,

$$2 \varepsilon \frac{x_B}{\beta} = 4 K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \sqrt{4 K_1^2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - 8 \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) + \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right)^2 K_2^2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) + 4 \varepsilon \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right)}$$

Alleen de negatieve wortel komt in aanmerking. Herschrijven leidt tot,

$$2 \varepsilon \frac{x_B}{\beta} = 2 K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \frac{x_B}{\lambda_t} K_0 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) - \sqrt{\left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right)^2 K_0^2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) + 4 \frac{x_B}{\lambda_t} K_2 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) \left\{ \varepsilon - K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right) \right\}}$$

$$\frac{\varepsilon - K_1 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right)}{K_0 \left(\frac{x_B}{\lambda_t} \right)} = \frac{K_1 \left\{ \left(\frac{\beta}{x_B} - 1 \right) \frac{x_B}{\lambda_t} \right\}}{K_0 \left\{ \left(\frac{\beta}{x_B} - 1 \right) \frac{x_B}{\lambda_t} \right\}} \quad (28) \quad \varepsilon = \frac{\lambda_t \sin \alpha}{\bar{\varphi}_0} K_0 \left(\frac{r_0}{\lambda_t} \right)$$

Hieraan is vergelijking (26) toegevoegd. Voorwaarde (28) is een impliciete relatie voor λ_t als functie van de gemeten waarde x_B voor de gegeven parameters $\bar{\varphi}_0$ en r_0 . Dit verband is weliswaar gekompliceerd, maar enkelvoudig.

Tot nu toe is gewerkt met λ_t , de leklengte langs het talud. Voor problemen met een konstante dwarsdoorsnede is het zinvoller gebleken te werken met een verticale leklengte λ die aan λ_t eenvoudig gerelateerd is



$$\lambda = \lambda_t \sin \alpha$$

(29)

Deze grootheid komt voor bij beschouwingen met plaatshoogte, waar ϵ uit (28) nog een overblijfsel van is. In dit stadium overgaan op plaatshoogte is geen probleem; immers afstand X langs het talud en plaatshoogte Z verhouden zich identiek als (29) $Z = X \sin \alpha$. Als de plaatshoogte aan punt B aangegeven wordt met Z_B dan kan voorwaarde (29) geschreven worden als,

$$\frac{b}{x_B} = \epsilon \left[K_1(\zeta_B) - \frac{1}{2} \zeta_B K_0(\zeta_B) - \sqrt{\frac{1}{4} \zeta_B^2 K_0^2(\zeta_B) + \zeta_B K_2(\zeta_B) \{ \epsilon - K_1(\zeta_B) \}} \right]^{-1} \quad b > x_B \quad (30)$$

$$\frac{K_1 \left\{ \left(\frac{b}{x_B} - 1 \right) \zeta_0 \right\}}{K_0 \left\{ \left(\frac{b}{x_B} - 1 \right) \zeta_0 \right\}} = \frac{\epsilon - K_1(\zeta_B)}{K_0(\zeta_B)} \quad \epsilon = \frac{1}{\phi} K_0 \left(\frac{r_0 \sin \alpha}{\bar{\psi}_0} \phi \right) \quad \zeta_0 = \frac{Z_B}{\lambda} \quad \phi = \frac{\bar{\psi}_0}{\lambda}$$

Dit resultaat is zo opgeschreven dat het een relatie tussen $\bar{\psi}$ en ζ_B is voor de parameter $r_0 \sin \alpha / \bar{\psi}_0$. Deze is het gemakkelijkst te bepalen. Het resultaat kan dan gepresenteerd worden in de vorm $1/\phi = \lambda / \bar{\psi}_0$ als functie van $\zeta_B / \phi = Z_B / \bar{\psi}_0$.

Voorwaarde (30) is gekompliceerd van vorm. Daarom werkt het verhelderend het gedrag te bepalen voor kleine en grotere waarden van ζ_B . Allereerst wordt de limiet $\zeta_B \rightarrow 0$ beschouwd. Als $b/x_B - 1$ dan een eindig getal is ongelijk aan nul dan wordt (30) bij benadering geschreven als,

$$\frac{b}{x_B} \sim \frac{\zeta_0 \epsilon}{1 - \sqrt{2} (\zeta_0 \epsilon - 1)} \quad \zeta_0 \epsilon - 1 \sim \frac{1}{b/x_B - 1} \quad \epsilon = \frac{\lambda}{\bar{\psi}_0} K_0 \left(\frac{r_0 \sin \alpha}{\lambda} \right) \quad \zeta_0 = \frac{Z_B}{\lambda} \quad (31)$$

Hieruit kunnen b/x_B en $\zeta_B \epsilon$ expliciet bepaald worden.

$$\frac{b}{x_B} \sim 3 + \sqrt{3} \quad \zeta_B \epsilon \sim 3 - \sqrt{3}$$



Uit (31) volgt dan de voorwaarde

$$(3 - \sqrt{3}) \frac{\bar{\psi}_0}{z_B} \sim K_0 \left(\frac{r_0 \sin \alpha}{\lambda} \right) \quad (32)$$

Deze relatie voor grote waarden van λ en kleine waarden van z_B kan nog verder vereenvoudigd worden

$$\frac{z_B}{\bar{\psi}_0} \sim \frac{3 - \sqrt{3}}{\ln(\lambda / r_0 \sin \alpha)} \quad (33)$$

Vervolgens wordt de aandacht gericht op grotere waarden van ζ_B . Het blijkt dan dat de spiegelbron niet meer boven het injectiepunt ligt maar eronder. De hele berekening moet dus opnieuw nagelopen worden omdat b kennelijk ook negatief mag zijn. De oplossing (30) blijkt dan in iets gewijzigde vorm te gelden,

$$\frac{b}{x_B} = \varepsilon \left[K_1(\zeta_B) - \frac{1}{2} \zeta_B K_2(\zeta_B) - \sqrt{\frac{1}{4} \zeta_B^2 K_0^2(\zeta_B) + \zeta_B K_2(\zeta_B)} \{ \varepsilon - K_1(\zeta_B) \} \right]^{-1} \quad (34)$$

$\varepsilon < 0$

$$\frac{K_1 \left\{ \left(1 - \frac{b}{x_B}\right) \zeta_B \right\}}{K_0 \left\{ \left(1 - \frac{b}{x_B}\right) \zeta_B \right\}} = \frac{K_1(\zeta_B) - \varepsilon}{K_0(\zeta_B)}$$

$$\varepsilon = \phi K_0 \left(\frac{r_0 \sin \alpha}{\bar{\psi}_0} \phi \right) \quad \zeta_B = \frac{z_B}{\lambda} \quad \phi = \frac{\bar{\psi}_0}{\lambda}$$

Uit een nadere analyse echter blijkt dat deze oplossing invalide is. Immers aan (34) voldoet de combinatie $\varepsilon=0, b=0$. Dit is volgens verwachting. Voor zeer kleine b zou dan gelden,

$$\frac{\varepsilon}{K_0(\zeta_B)} = \frac{K_1(\zeta_B)}{K_0(\zeta_B)} - \frac{K_1(\zeta_B - \zeta_B \frac{b}{x_B})}{K_0(\zeta_B - \zeta_B \frac{b}{x_B})} \sim \zeta_B \frac{b}{x_B} \frac{d}{d\zeta_B} \left[\frac{K_1(\zeta_B)}{K_0(\zeta_B)} \right]$$



Dit resultaat ingevuld in de eerste vergelijking van (34) leidt tot,

$$\zeta_B K_0(\zeta_B) \frac{d}{d\zeta_B} \left[\frac{K_1(\zeta_B)}{K_2(\zeta_B)} \right] = K_1(\zeta_B) - \frac{1}{2} \zeta_B K_0(\zeta_B) - \sqrt{\frac{1}{4} \zeta_B^2 K_0^2(\zeta_B) - \zeta_B K_2(\zeta_B) \{ \zeta_B - K_1(\zeta_B) \}}$$

Of uitgewerkt,

$$-\zeta_B \frac{K_1^2(\zeta_B)}{K_2^2(\zeta_B)} - \frac{1}{2} \zeta_B K_0(\zeta_B) + \zeta_B K_2(\zeta_B) = \sqrt{\frac{1}{4} \zeta_B^2 K_0^2(\zeta_B) - \zeta_B K_2(\zeta_B) \{ \zeta_B - K_1(\zeta_B) \}}$$

Het linkerdeel is alleen positief voor kleinere waarden van ζ_B ; de term onder het wortelteken alleen voor grotere waarden van ζ_B . Er blijkt geen enkele ζ_B te voldoen, zodat (34) niet zinnig gebruikt kan worden.

De behaalde resultaten zijn weinig bemoedigend. Over het algemeen zal het behaalde resultaat (32) wel opgaan, omdat $r_0 \sin \alpha$ klein is. Echter de gevoeligheid ervan is veel te laag. Bovendien is de grootte van het natte opperblak zo klein dat de eindige afstanden tussen de spleten een rol gaan spelen.

Tenslotte wijst de slechte stabiliteit van de oplossing erop dat het beschreven verschijnsel niet bepaald evenwichtig is. De vraag roept zich op of de benaderde oplossing wel voldoende flexibel is om een dermate gecompliceerd verschijnsel te beschrijven. Het heeft weinig zin dit in detail te onderzoeken. Het gaat erom een eenvoudiger meetmethode te ontwikkelen die betrouwbaar is en makkelijk te interpreteren. Aan mathematische hoogstandjes is geen behoefte.

Het is duidelijk dat er gezocht moet worden naar een nieuw meetconcept.

5. NIEUWE MEETOPZET VAN DE LEKLENGTE

De voornaamste reden van de onevenwichtigheid van de oorspronkelijke meetopzet is het feit dat het geïnjecteerde water min of meer overgelaten werd aan een vrije valbeweging. Een voordeel daarbij is de mogelijkheid van afstroming, die onder de buitenwaterstand voor grote waarden van λ een probleem is. Er moet dus een oplossing gezocht worden die geen vrije val veroorzaakt maar wel afstrooimogelijkheden heeft.

Deze oplossing is erg simpel maar beperkt wel het meetbereik tot gemiddeld zeeniveau. Bij eb kan daar n.l. een injectiebron geïnstalleerd worden en bij vloed wordt dan de meting uitgevoerd. Aldus wordt er gebruik gemaakt van de enorme afstroom mogelijkheden naar de vloedlijn.

De oplossing voor de potentiaal die voldoet aan vergelijking (1) is niet moeilijk op te stellen,

$$\frac{\bar{\varphi}}{\bar{\varphi}_0} = \frac{K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda_t} \right) - K_0 \left(\frac{\sqrt{(x-2l)^2 + y^2}}{\lambda_t} \right)}{K_0 \left(\frac{r_0}{\lambda_t} \right) - K_0 \left(\frac{2l + r_0}{\lambda_t} \right)} \quad (35)$$

hierin is b de afstand tot de waterlijn. De oplossing is zodanig ingericht dat voor $x=0$, $y=r_0$ geldt $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}_0$. Bij waterspannings metingen op de lijn $x=0$ wordt aldus de invloed van de verschuiving van het injectiepunt door de eenvoudige vorm van (35) vermeden, alhoewel straalverandering van het injectiepunt een feit blijft. Omdat dit van de orde r_0/b is, hoeft hier geen rekening mee gehouden te worden.

De grote kracht van formule (35) is het gedrag voor grote waarden van λ_t . Er geldt namelijk,

$$\lim_{\lambda_t \rightarrow \infty} \frac{\bar{\varphi}}{\bar{\varphi}_0} = \frac{\ln \left[\frac{\sqrt{(x-2l)^2 + y^2}}{\sqrt{x^2 + y^2}} \right]}{\ln \left[\frac{2l + r_0}{r_0} \right]} \quad (36)$$

Voor grote λ_t blijft oplossing (36) dus stabiel.



In de praktijk is een grote waarde voor r_0 ongewensd. Het liefst werkt men met slangen met een twee-duims doorsnede. Dit betekent dat met meerdere aansluitpunten gewerkt moet worden om het meetgebied voldoende groot te kunnen garanderen. Het makkelijkst is een horizontale rij injectiepunten, met meetpunten op de verticale hartlijn ervan. Voor de metingen geldt dan de volgende relatie,

$$\bar{\varphi} = \sum_{n=1}^N \bar{\varphi}_n \left[K_0 \left(\frac{\sqrt{x^2 + \left(\frac{1}{2}a + na\right)^2}}{\lambda_t} \right) - K_0 \left(\frac{\sqrt{(x-2b)^2 + \left(\frac{1}{2}a + na\right)^2}}{\lambda_t} \right) \right] \quad (37)$$

Er zijn een even aantal $2N$ injectiepunten gekozen. De afstand ertussen is konstant en wordt aangegeven met a . De geïntroduceerde grootheid $\bar{\varphi}_n$ is niet de potentiaal in een pomp punt maar een evenredigheidsfactor voor het debiet erdoor. Deze debieten worden gemeten, alsmede de potentialen zowel in de injectiepunten als op de hartlijn voor verschillende waarden van x . Op deze wijze worden een groot aantal metingen verkregen, waaruit een waarde voor λ_t en dus λ geschat kan worden. Bovendien kan dan ook de waarde van de oplossing (37) getoetst worden omdat er veel meer informatie is dan onbekenden.



6. KONKLUSIES

In de voorafgaande paragrafen is een uitgebreide studie verricht naar de haalbaarheid en interpretatie van een in-situ lekmeting. De konklusies zijn kort en eenvoudig.

- In-situ lekmeting boven de waterlijn leidt tot een zeer ingewikkelde interpretatie die zeer instabiel blijkt te zijn. Het meetbereik is te beperkt en de meting te ongevoelig.
- In-situ lekmeting vlak onder de waterlijn laat een eenvoudige interpretatie toe en blijkt stabiel te zijn zelfs voor grote leklengten. Bij een rij injectiepunten is een voldoende groot meetgebied realiseerbaar en is de meting voldoende gevoelig.
- Nadelen van een meting vlak onder de waterlijn zijn het beperken van de meetlokatie tot gemiddeld zeeniveau. Voorts kan de invloed van kabbelend water of zelfs branding storend zijn. Eventueel gebruik van schermen kan noodzakelijk zijn.
- De theoretische achtergronden van een meting vlak onder de waterlijn zijn voldoende bemoedigend om een principe proef in-situ uit te voeren. De proefopstelling kan zelfs nog bij laagwater gebruikt worden om praktisch het effect van injectie boven de laagwaterlijn vast te stellen. Het is interessant dit te vergelijken met de theoretische bevindingen.



APPENDIX B.

ONDERZOEK STEENZETTINGEN

Beschouwingen over een sterktemodel
met de invloed van erosie

Sterktemodel met erosie
CO-269610/4 Vooronderzoek
83.11.10 J.B. Sellmeijer



I N H O U D

	pag:
1. INLEIDING	1
2. EROSIE BIJ LANGDURIGE GOLFAANVAL	2-4
3. EROSIE BIJ TIJDELIJKE GOLFAANVAL	5,6
4. KONKLUSIES	7,8



1. INLEIDING

Het theoretisch onderzoek naar de stabiliteit van steenzettingen heeft zich tot nog toe beperkt tot het bepalen van stromingsdrukken onder golfbelasting.

Eerst is er een analytische oplossing gecreëerd waarbij het mechanisme duidelijk werd. Omdat de randvoorwaarden over het algemeen een grillig karakter hebben is er vervolgens een computerprogramma gemaakt.

De uitgevoerde berekeningen gaan allen uit van de stationaire stromingsvergelijking. De belangrijkste parameter is hier de lek lengte. De resultaten, zoals debieten en overdrukken op de zetting zijn onafhankelijk van het gedrag van de zetting zelf. Zij dienen gebruikt te worden om dit gedrag te bepalen.

Het meest eenvoudige geval van stabiliteit dat beschouwd kan worden, is het evenwicht van een los blok. Met behulp van de bepaalde overdrukken is hiervoor vrij eenvoudig een voorwaarde op te stellen. Dit resulteert in een ontwerpeis voor de zetting.

Echter de stabiliteit van een steenzetting behelst veel meer dan het evenwicht van een los blok. Een belangrijk aspect is de erosie van de filterlaag. Deze erosie kost tijd. Voor korte golfaanval behoeft dit niet maatgevend te zijn. Voor langere golfaanval dient dit zeker in de beschouwingen te worden opgenomen.

In deze nota is een studie gemaakt van de mogelijkheden om het mechanisme van erosie van de filterlaag te onderzoeken. Het oogmerk daarbij is natuurlijk het maken van een rekenmodel. Dit model dient dan te resulteren in een uitbreiding of verbetering van de ontwerpeisen, of de mogelijkheid om bestaande taludbekledingen beter te kunnen beoordelen.



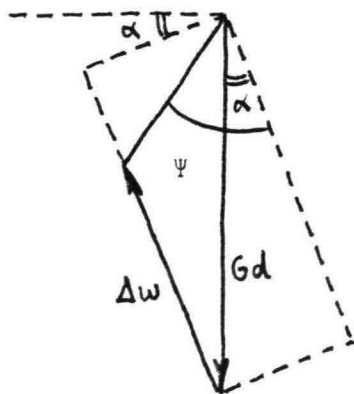
2. EROSIE BIJ LANGDURIGE GOLFAANVAL

Een bijzonder geval van de te beschouwen erosie van de filterlaag van een steenzetting treedt op bij zeer lange duur van de golfaanval. Immers, het is dan voldoende aan te tonen dat er op een bepaald moment stabiliteitsverlies optreedt. Dit moment hoeft maar even op te treden gedurende een golfcyclus. De gevolgen gesommeerd over een onbeperkt aantal cycli leiden dan ooit eens tot schade, al kan dit zeer lang op zich laten wachten.

Er moet gezocht worden naar een situatie waarin de korrels van het filtermateriaal geneigd zijn verplaatsingen te ondergaan. Hiermee worden geen elastische rekken bedoeld maar relatief veel grotere plastische deformaties. Het is illustratief hiervan een eenvoudig voorbeeld te geven.

Tijdens golfaanval ontstaan er over een steenzetting overdrukken Δw . Deze kunnen redelijk betrouwbaar bepaald worden met behulp van het computerprogramma "STEENZET". Zij verminderen de druk van de stenen loodrecht op het talud, maar laten de druk evenwijdig aan het talud ongemoeid. De wrijving wordt dus relatief groter.

Er wordt verondersteld dat de steenzetting een zwakke teenconstructie heeft. Voorts wordt voorbij gegaan aan het feit dat groepen licht belaste stenen de zwaarder belaste stenen kunnen steunen. Dit resulteert in de eis dat elke steen op zijn draagvlak in evenwicht is. Mathematisch vertaald leidt dit tot de voorwaarde,



$$\frac{\Delta w}{\sin(\Psi - \alpha)} = \frac{Gd}{\sin(\pi - \Psi)}$$

of

$$\Delta w = Gd \frac{\sin(\Psi - \alpha)}{\sin \Psi}$$

(1)

waarin,



- Δw = overdruk over de stenen;
- G = volumieke massa van de stenen onder water;
- d = dikte van de stenen;
- ψ = hoek van wrijving tussen stenen en filterlaag
- α = taludhoek.

Dit is een reductie ten opzichte van de konditie voor een los blok, waarvoor alleen maar voldaan is aan evenwicht loodrecht op het talud zonder wrijving tussen de stenen. Hiervoor geldt de voorwaarde,

$$\Delta w = Gd \cos \alpha \quad (2)$$

De reductie is een faktor F , bepaald door het quotient van voorwaarden (1) en (2),

$$F = \frac{\sin(\psi - \alpha)}{\sin \psi \cos \alpha} = \frac{1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \psi}}{\cos \alpha} \quad (3)$$

Voor normale omstandigheden is deze faktor van de orde 0,67

Ofschoon deze beschouwing alleen maar als illustratief bedoeld is, worden erdoor toch enkele vragen opgeroepen.

- Is de sterkte van de teenkonstruktie weleens beschouwd?
- Is de schaling ervan in modelproeven realistisch?

Op het eerste gezicht lijkt de konsekwentie van een zwakke teenkonstruktie het optreden van horizontale scheuren in de steenzetting. Dit kan al dan niet waargenomen worden. Maar waarschijnlijker zullen de deformaties een wat geleidelijker karakter hebben omdat er groepen stenen zijn die minder zwaar belast worden. Onderzoek hiernaar is nodig.

In het geval van een slappe teenkonstruktie zal het onderzoek zich voornamelijk toespitsen op stabiliteitsbeschouwingen in het filtermateriaal, langs de steenzetting en langs het basismateriaal. Het is verstandig hierbij ook te letten op de stabiliteit van het basismateriaal. Zeer interessant is de deformatie van grofkorrelig filtermateriaal zoals gebroken baksteen. Door kanteling ervan tijdens zakking van de zetting



is het denkbaar dat een blok omhoog geduwd wordt, terwijl een aanliggend blok zijn steun verliest.

Als de stenen van een steenzetting volledig opgesloten zijn is het gebied waarbij de overdrukken niet uitgaan boven het gewicht van de blokken niet interessant voor erosie. Immers er is geen bergingsmogelijkheid. Wordt een dijk ontworpen op konditie (2) dan is in dit geval een erosie onderzoek voor de filterlaag niet nodig.

Het interessant is dat voor een beschouwing van ongelimiteerd lange golfaanval de konditie van het losse blok (2) maatgevend wordt.

Immers deze voorwaarde dwingt het blok omhoog te bewegen ook al werken wrijvingskrachten dit tegen. Aldus ontstaan er bergingsmogelijkheden voor erosie, hoe dit ook op de lange duur plaats zullen gaan vinden. De stabiliteit tijdens kortdurende golfaanval is hier nog niet opgelost. Er wordt gedacht aan uitbuigings- of knikverschijnselen. Voorstellen voor onderzoek hiervoor zijn gedaan.

Het is niet persé noodzakelijk dat hier grotere golfaanval toelaatbaar is, omdat de uitvoering een grote rol speelt. In de tijd kan de sterkte van de zetting belangrijk verbeteren.

Tot nu toe is er steeds gekeken naar bewegingsmechanismen van de stenen waardoor bergingsruimte gekreeërd wordt voor erosie. Er is echter nog een zeer belangrijk mechanisme van erosie en wel interne erosie.

Het basismateriaal kan door uitspoeling gaan zitten in de holle ruimten van het filtermateriaal. De holle ruimten zijn dan de benodigde bergingsruimte. Het gevolg is dat de filterlaag en de steenzetting ongelijkmatig zullen verzakken wat op den duur tot schade kan leiden. Alleen als het filter snel genoeg verstopt raakt, waarna het proces stopt, is de konstruktie bestand tegen zeer langdurige golfaanval. Dit hangt mede af van de golfhoogte.



3. EROSIE BIJ TIJDELIJKE GOLFAANVAL

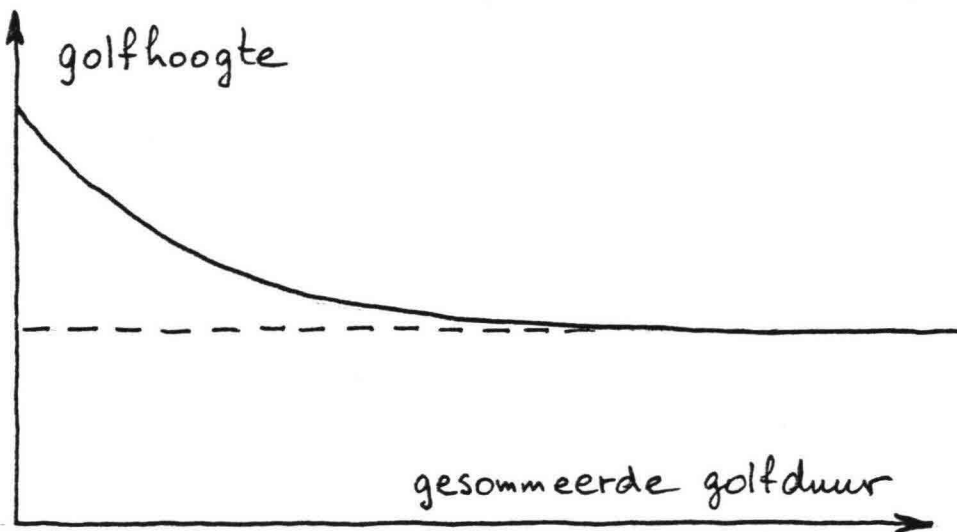
Golfaanval is in de praktijk vaak tijdelijk.

Vooraf voor hevige storm is de duur ervan gesommeerd over de economische levensduur van een dijk overzienbaar. Dat wil zeggen dat ontwerpeisen voor een superstorm, waarin geen enkele erosie wordt toegelaten tot te zware eisen zullen leiden.

Bovendien kan het blijken dat de gevolgen van een toevallig loszittend blok beperkt zijn en na een storm gemakkelijk herstelbaar.

Men ontwerpt dan economischer met een lichtere eis voor stabiliteit van de steenzetting als geheel.

Er is dus behoefte aan een ontwerpgrafiek waarin de tijd wordt beschouwd. In onderstaande figuur is een dergelijk mogelijk verband geschetst.



Voor de eenvoud en vanwege onvoldoende inzicht is er slechts één mogelijk verband geschetst. Echter afhankelijk van de veelheid aan parameters, kan de figuur gevuld worden met allerlei lijnen die elk horen bij specifieke combinaties van parameters. Met behulp van de figuur kunnen er voor een bepaalde golf en duur ontwerpeisen worden afgelezen. De horizontale asymptoot is bepaald door de beschouwingen uit paragraaf 2.

Om nu een dergelijke figuur te kunnen konstrueren dient inzicht verkregen te worden in de gevolgen van erosie gedurende één cyclus. Er dienen verplaatsingen bepaald te worden. Voor de volgende cyclus dienen de veranderingen in de zetting verwerkt te worden in de berekeningsmethode. Aldus worden de gevolgen per cyclus opgeteld totdat er een situatie bereikt is die gedefinieerd wordt als maatgevende schade.

Het is duidelijk dat het ontwikkelen van een dergelijk rekenmodel verre van triviaal is.



Allereerst dient duidelijk te zijn welke rol de teenkonstruktie speelt in het geheel.

Een starre teen staat alleen verplaatsingen van de stenen toe loodrecht op het talud. In eerste instantie kan het probleem hiervoor alsvolgt vereenvoudigd worden.

Het komputermodel STEENZET wordt zodanig gewijzigd dat de randvoorwaarde voor overdrukken groter dan het steengewicht worden aangepast. Er wordt dan uitgerekend hoeveel open ruimte er ontstaat door het toestromen van water. Deze ruimte is bergingsmogelijkheid voor erosie. Korrelverplaatsing heeft dan plaats volgens een nog op te stellen model, waarbij gebruik gemaakt kan worden van resultaten van filterproeven. De grote moeilijkheid hierbij is de interactie met de vervorming van de steenzetting. Immers door de vervormingen worden er buigende momenten geïntroduceerd die weer het krachtenspel beïnvloeden. Als voorlopig de veranderingen in de geometrie van de filterlaag alleen beperkt worden tot het honoreren van de gecreëerde open ruimten als randvoorwaarden in STEENZET dan lijkt het ontwikkelen van een rekenprocedure tot de mogelijkheden te behoren.

In principe kan een dergelijke rekenopzet ook gebruikt worden voor het geval van een zwakke teenkonstruktie. Echter hier wordt het erosieproces vertroebeld door het optreden van glijlijnen in het filtermateriaal. Voor erosie van basismateriaal dient er een rekenprocedure opgezet te worden waarmee de hoeveelheid erosie door golfaanval bepaald wordt. De erosie-bestendigheid van klei kan bepaald worden en vergeleken met stroomsnelheden die bepaald zijn met STEENZET. Voor granulaire materialen is er momenteel een filteronderzoek gaande.

Voor de eenvoud kan verondersteld worden dat het erosieproces voor konstante golfaanval geleidelijk aan plaats heeft. Dit is een belangrijke veronderstelling, omdat een complex patroon van golfaanval dan geïnterpreteerd kan worden met slechts één verband tussen golfhoogte en golfduur, afhankelijk natuurlijk van de relevante parameters. Met behulp van deze grafiek wordt dan bepaald hoeveel procent van de sterkte van de dijk opgesoupeerd wordt door een storm van bepaalde sterkte en duur. Sommatie van verliezen aan sterkte bepaalt de toestand van een dijk. Dit is van groot belang voor de beoordeling van bestaande dijken.



4. KONKLUSIES

Er is allereerst behoefte de rol van de teenkonstruktie vast te stellen,

- voor een starre teenkonstruktie is de oplossing voor het "losse blok" maatgevend voor zeer langdurige golfaanval;
- voor een slappe teenkonstruktie moet nog een oplossing bepaald worden voor langdurige golfaanval. Deze oplossing leidt in ieder geval tot een stringentere ontwerpeis.

Voor kortdurende golfaanval kan volstaan worden met soepeler ontwerp-eisen. De reden hiervoor is dat er tijd voor nodig is om het korrelmateriaal zodanig te verplaatsen dat de positie van de steenzetting zodanig verandert dat er gesproken kan worden van schade.

- Op basis van het komputerverprogramma STEENZET kan er een rekenproce-dure worden opgezet. Dit zal resulteren in een verband tussen golf-hoogte en golfduur. Vanwege de moeilijkheidsgraad zal dit onderzoek gefaseerd moeten worden uitgevoerd.

De volgende parameters zullen bij het proces een rol spelen.

- $\bar{\gamma}$ = volumiek gewicht van het filtermateriaal onder water;
- γ_w = volumiek gewicht van het water;
- G = volumiek gewicht van de stenen onder water;
- b = dikte van de filterlaag;
- d = dikte van de stenen;
- λ = lek lengte van de filterlaag;
- k = doorlatendheid van de filterlaag;
- α = taludhoek;
- ϕ = hoek van inwendige wrijving van het filtermateriaal;
- ψ = hoek van inwendige wrijving tussen stenen en filtermateriaal;
- D = korrelverdeling;
- a = adhesie tussen filtermateriaal en klei;
- n = holtepercentage van het filtermateriaal;
- S = Stijfheidsparameter(s) voegmateriaal.



De meeste van deze parameters zijn eenvoudig in het laboratorium te bepalen. Echter de lek lengte λ die in vrijwel alle stadia van het onderzoek een grote rol speelt dient in situ gemeten te worden.

Er wordt gewerkt aan een meetprocedure om dit te verwezenlijken.

Tenslotte zal er aandacht besteedt moeten worden aan de stabiliteit of erosiegevoeligheid van het basismateriaal.

Hier zijn al onderzoeksresultaten beschikbaar en loopt er een uitgebreid filteronderzoek.

Hiervan kan een vruchtbaar gebruik gemaakt worden.



