

opdrachtgever:

Rijkswaterstaat

Dienst Weg- en Waterbouwkunde, TAW-A2

Taludbekledingen van gezette steen

grondmechanische stabiliteit in de golfzone; diverse aspecten

M 1795/H 195, CO 272511

deel XXII, band B

december 1990



**GRONDMECHANICA
DELFT**



Taludbekledingen van gezette steen

grondmechanische stabiliteit in de golfzone; diverse aspecten

M.B. de Groot, R.J. Ernst, P. Meijers,
R. Hoogeveen en H. Best

Het verslag M1795/M1881 deel XXII bestaat uit drie banden.

KORTE INHOUDSOPGAVE

Band A: Grondmechanische stabiliteit van taludbekledingen onder
 golfaanval

Handleiding voor de praktijk
Samenvatting onderzoeksresultaten

Band B: Aspecten van grondmechanische stabiliteit zonder verweking

zie hieronder

Band C: Verweking van zand door golfaanval

- Verweking van zand onder steenzettingen
 (oriënterende studie)
- Verslag experimenteel onderzoek in de Deltagoot
- Evaluatie-rapport. Verweking van zand onder basalt
 zetting.

Band B: Aspecten van grondmechanische stabiliteit zonder verweking

Sectie 1: Dynamica

- "Conclusies over rol dynamica", M.B. de Groot, Grondmechanica Delft, CO-290730/21, december 1988
- "Numerical Simulation of the Impact of Waves on a Breakwater protected by a layer of Bricks", Joel Sweet, Consulting Engineer, California, December 1983.
- "Numerieke simulatie van golfklappen op een taludbeschermingsconstructie van gezette steen m.b.v. het computerprogramma SATURN", F.P.H. Engering, Grondmechanica Delft, CO-272520/2, mei 1984
- "Verplaatsing van een elastisch halfvlak als gevolg van een golfklap", R.J. Ernst, Grondmechanica Delft, CO-272550/3, juni 1984
- "LUGO-berekeningen", R.J. Ernst, Grondmechanica Delft, CO-272550/5, juni 1984
- "Dynamische proef op verzadigde klei versus SATURN-berekening", R.J. Ernst, Grondmechanica Delft, CO-272550/7, juli 1984.

Sectie 2 "Afschuiven van taludbekledingen over de ondergrond",
P. Meijers, Grondmechanica Delft, CO-286001/2, januari 1988

1. Inleiding
 2. Probleemstelling
 3. Belastingen
 4. Bekleding uit stortsteen
 5. Steenzettingen
 6. Waterdichte bekleding
 7. Rekenvoorbeelden
 8. Case Study
 9. Samenvatting
 10. Resumé formules
- Referenties

Sectie 3 "De grondmechanische stabiliteit van steenzetting-
constructies", R. Hoogeveen, Grondmechanica Delft,
CO-286010/4, april 1987

1. Inleiding
 2. Uitgangspunten
 3. Afleiding basisvergelijkingen
 4. Bepaling van de stabiliteit
 5. Samenvatting en conclusies
- Literatuur
- Bijlagen
- Appendices A,B,C,D,E,F en G

Sectie 4 "Invloed sterkte bekledingen. Berekening met numerieke modellen", H. Best, Grondmechanica Delft, CO-290730/15, november 1988

1. Inleiding
2. De situatie
3. De opzet van de berekening
4. Berekening grondwaterspanningen met STEENZET/2
5. Overgang van STEENZET/2 naar PLUTO
6. Berekening van vervormingen met PLUTO
7. Nadere analyse van de spanningen in de toplaag van gezette steen
8. Conclusies

Figuren

Bijlage: schematisering spleet

Sectie 5 "Drukverdeling op talud door windgolven", M.B. de Groot, Grondmechanica Delft, CO-290730/16, december 1990

1. Algemene kenmerken
2. Globale karakterisering
3. Schematisering als sinus-functie
4. Geschematiseerde momentane golfklapdruk
5. Geschematiseerde druk op moment vlak voor breken

Referenties

Figuren

Sectie 6 "Grondmechanische stabiliteit taludbekledingen - oriënterende berekeningen", P. Meijers, Grondmechanica Delft, CO-290730/27, maart 1990

1. Inleiding
2. Selectie constructies en schema berekeningen
3. Hydraulische randvoorwaarden en externe stijghoogte bij een windgolf
4. Interne stijghoogte bij een windgolf
5. Lokale stabiliteit bij een windgolf
6. Totale stabiliteit bij een windgolf
7. Golfklappen
8. Cyclische belasting
9. Oeverbekledingen
10. Samenvatting en conclusies

Referenties

- Bijlage A. Schema berekeningen lokale stabiliteit
- Bijlage B. Afschuiven langs een dieper gelegen glijvlak
- Bijlage C. Veiligheidsfactoren lokale stabiliteit
- Bijlage D. Totale stabiliteit bij ondoorlatende bekleding
- Bijlage E. Schema beoordeling grondmechanische stabiliteit
- Bijlage F. Notitie RWS, DWW
- Bijlage G. Methode bepaling totale stabiliteit ondoorlatende blokkenmat bij scheepvaartgolf
- Bijlage H. Uitwerking berekening totale stabiliteit bij een dichte bekleding en cyclische belasting
- Bijlage I. Formules voor de totale stabiliteit van een bekleding die alleen drukkrachten kan opnemen
- Bijlage J. Vereenvoudigde formules voor de totale stab. van bekleding die alleen trekkrachten kan opnemen
- Bijlage K. Vereenvoudigde formules voor de totale stabiliteit van een bekleding die zowel druk- als trekkrachten kan opnemen

CONCLUSIES OVER ROL DYNAMICA
bij de
grondmechanische stabiliteit van
taludbekledingen onder golfaanval

CO-290730/21
december 1988
dGo/Hkn

Opgesteld in opdracht van:
Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde
DELFT

AFDELING WATERBOUWKUNDIGE CONSTRUCTIES
projectleider: ir. M.B. de Groot
projectbegeleider: ir. A. Bezuijen
afdelingshoofd: ir. P. Lubking

bladnummer : - 1 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

INHOUD

1. INLEIDING
2. OPWIPPEN VAN STENEN
3. BEINVLOEDING INTERNE WATERBEWEGING DOOR TRAAGHEID
4. VERGROTING STERKTE DOOR TRAAGHEID
 - 4.1 Oplichten steen uit zetting
 - 4.2 Afschuiving. Eenvoudig denkmodel
 - 4.3 Afschuiving. Uitwerkingen eenvoudig denkmodel
 - 4.4 Afschuiving. Numerieke berekeningen en proeven
 - 4.5 Afschuiving. Traagheid bij plastische vervorming.
 - 4.6 Afschuiving. Eindconclusie.
5. HOOGFREQUENTE BELASTINGFLUCTUATIES VAN BELANG?
6. OVERIGE CONCLUSIES VAN DE UITGEVOERDE STUDIES

bladnummer : - 2 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

1. INLEIDING

In de loop van het steenzettingen-onderzoek is de vraag naar de rol van de dynamica bij golfklappen verscheidene keren aan de orde geweest. Telkens zijn enige onderzoeken verricht. Het eerste onderzoek is gerapporteerd in deel IV van de serie steenzetting-rapporten. De overige rapporten worden hier gebundeld uitgegeven. In dit verslagje worden de conclusies samengevat.

De conclusies hebben betrekking op vier verschillende vragen betreffende dynamica. In elk van de volgende hoofdstukken wordt steeds één van die vragen besproken.

Tenslotte hebben de onderzoeken ook een aantal belangwekkende conclusies opgeleverd die slechts zijdelings met dynamica te maken hebben. Die zijn in het laatste hoofdstuk samengevat.

bladnummer : - 3 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

2. OPWIPPEN VAN STENEN

Vraag: Kan een golfklap een zodanige trilling in de grond veroorzaken dat een of meer in de nabijheid gelegen stenen opgewipt worden?

Deze vraag wordt besproken in:

Sellmeijer, J.B. "Stoot op halfvlak", deelrapport van "oriënterende grondmechanische studies" WL/GD/RWS M1795, deel IV, CO-255780/45
Delft, juli 1982

Uit deze studie is de conclusie getrokken dat de vraag negatief beantwoord mag worden.

3. BEINVLOEDING INTERNE WATERBEWEGING DOOR TRAAGHEID

Deze vraag wordt besproken in onderstaand rapport "LUGO-berekeningen". Daarin zijn door R.J. Ernst berekeningen gemaakt naar de interne waterbeweging in en onder een toplaag van grind of klei liggend op een ondergrond van grof zand of fijn grind in geval van een golfklap. De berekeningen zijn gedaan met het programma LUGO waarmee grondwatersnelheden worden berekend die variëren met de tijd onder invloed van de variërende externe belasting en van elastische berging, maar niet onder invloed van traagheid. Uit de berekende versnellingen is echter de orde van grootte van de traagheidskrachten af te leiden. Uit de berekeningen blijkt dat de traagheid van het grondwater zeker geen rol speelt als het gaat om fijn grind of fijner materiaal. De traagheid begint enige rol te spelen (traagheidskrachten meer dan 10% van wrijvingskrachten) als het gaat om grof grind.

Opmerking:

Deze vraag wordt ook behandeld door den Adel in "Cyclische doorlatendheid van granulair materiaal", bijlage bij M1795 deel XXIV, "Ontwerpregels voor granulaire filters". Uit hoofdstuk 4, met name bijlage 4.4 en 4.5 is dezelfde conclusie af te leiden, als men zich realiseert dat het hier gaat om verhangen groter dan $i = 0,5$ en om periodes van orde 0,1 s.

Opmerking:

Zodra zoals hier gesproken wordt over de beïnvloeding van de interne waterbeweging, gaat men er van uit dat grond als een twee-fase materiaal beschouwd moet worden. De beweging van het grondwater kan anders zijn dan van het korrelskelet. Bij de studie naar het opwippen van stenen werd dat niet gedaan en in de volgende hoofdstukken zal dat ook niet gedaan worden. Daar wordt steeds aangenomen dat grondwater en korrels praktisch op dezelfde manier bewegen, zodat de grond als een materiaal van één fase beschouwd mag worden.

bladnummer : - 5 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

4. VERGROTING STERKTE DOOR TRAAGHEID.

4.1 Oplichten steen uit zetting

Bij vergroting van de sterkte door traagheid kan men o.a. denken aan de traagheid van een steen uit een zetting die opgelicht dreigt te worden onder invloed van waterdruk. Met dit stabiliserende effect wordt rekening gehouden in het programma STEENZET/1+. alsmede bij het analytisch model volgens Wolsink/Banach, Zie M1795, deel XX.

De grootte van het effect wordt bepaald door de afstand die de steen mag afleggen en de overschrijdingsduur van het kritisch drukverschil over de steen. Die afstand bedraagt 1% - 10% van de steendikte, dus hooguit enige centimeters.

Het blijkt dat het stabiliserende effect verwaarloosbaar klein is als de overschrijdingsduur van de kritische verschilddruk een substantieel deel van de golfperiode uitmaakt, bij traditionele steenzettingen meer dan orde 0,3 à 1 s. Als de overschrijdingsduur korter is, b.v. 0,1 s, dan is het effect niet verwaarloosbaar, al zal de traagheidskracht bij traditionele steenzettingen zelden of nooit de grootte van het eigen gewicht overschrijden.

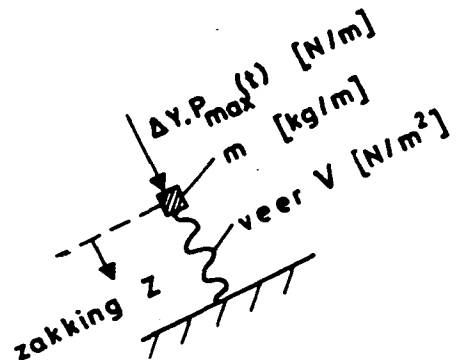
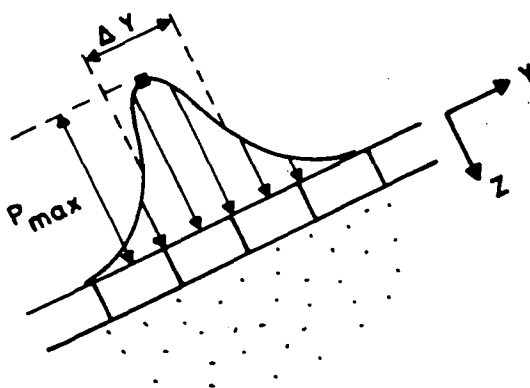
4.2 Afschuiving. Eenvoudig denkmodel

Vergroting van de sterkte zou, behalve bij het oplichten van een blok, ook kunnen optreden bij het afschuiven onder een golfklap: direct onder de golfklap worden een stuk toplaag en ondergrond naar beneden geduwd; vlak er naast worden een stuk ondergrond en toplaag naar boven geduwd. Maar deze plastische vervorming treedt pas op NADAT de sterkte overschreden is. Voor vergroting van de sterkte moet de ELASTISCHE vervorming beschouwd worden die optreedt voordat van plastische vervorming sprake is. Het gaat dus om de vraag of de traagheidskrachten verbonden aan de elastische verplaatsing van delen van toplaag en ondergrond groot genoeg zijn t.o.v. de golfklap belasting om een merkbare stabiliserende rol te spelen.

Een denkmodel om deze vraag te beantwoorden ziet er in zijn meest eenvoudige vorm als volgt uit: De massa van toplaag en ondergrond (p.e.v. lengte in x-richting) worden geconcentreerd gedacht in één punt op het talud: punt-massa (p.e.v. lengte) m .

De elasticiteit van de ondergrond wordt vertegenwoordigd door een veer met veerconstante V . De externe golfbelasting wordt geconcentreerd gedacht in datzelfde punt en is een functie van de tijd: kracht p.e.v. lengte = $\Delta y \cdot P_{\max}(t)$

— lengte = $\Delta y \cdot P_{\max}(t)$



bladnummer : - 7 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

De differentiaal-vergelijking van dit systeem ziet er als volgt uit:

$$m\ddot{z} + Vz = \Delta y \cdot P_{\max}(t)$$

Voor twee extreme situaties, afhankelijk van de verhouding van de belastingduur Δt en de eigenperiode van het massa-veer-systeem,

$T = 2\pi \sqrt{m/V}$, is deze vergelijking oplosbaar:

- Als $\Delta t \sqrt{V/m} \gg 1$, speelt dynamica geen rol en mag de eerste term verwaarloosd worden: quasi-stationair.

$$z = \Delta y \cdot P_{\max}(t)/V$$

- Als $\Delta t \sqrt{V/m} \ll 1$, speelt dynamica een overheersende rol en mag de tweede term verwaarloosd worden. Voordat de massa goed en wel in beweging is gekomen, in ieder geval voordat een aanmerkelijke verplaatsing z heeft plaatsgevonden, is de belasting alweer afgelopen: stoot-belasting.

Tijdens de belasting geldt $z \approx 0$ dus

$$m\ddot{z} = \Delta y \cdot P_{\max}(t)$$

Direct na afloop van de belasting (t_0) heeft de massa een snelheid gekregen overeenkomstig de impuls van de belasting (beginvoorwaarde). Daarna blijft de massa trillen en geldt P_{\max}

$$= 0 \text{ dus: } m\ddot{z} + Vz = 0$$

$$z'(t_0) = \frac{\Delta y}{m} \int P_{\max} \cdot dt$$

$$\text{zodat } z(t-t_0) = \Delta y \cdot \sqrt{1/Vm} \cdot \sin\{\sqrt{V/m} (t - t_0)\} \cdot \Delta t \int P_{\max} dt$$

$$\text{max. zakking} = \Delta y \cdot \sqrt{1/Vm} \cdot \Delta t \int P_{\max} dt$$

Maatgevend is dus de dimensieloze parameter $\Delta t \sqrt{V/m}$.

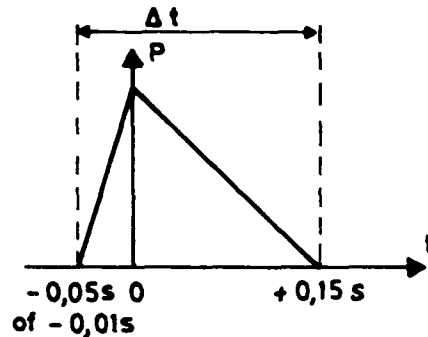
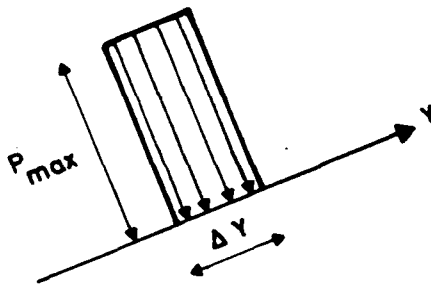
Over de grootte daarvan het volgende.

4.3 Afschuiving. Uitwerkingen eenvoudig denkmodel

In het hier afgedrukte verslag "Verplaatsing van een elastisch halfvlak als gevolg van een golfklap" werkt R.J. Ernst dit uit. Hij vergelijkt de resultaten ook met die van Sellmeijer ("Stoot op halfvlak", zie hierboven onder 2).

Sellmeijer gaat uit van $\Delta t \sqrt{V/m} \ll 1$, dus overheersende dynamica.

Ernst neemt het volgende verloop van de externe belasting aan:



Zijn berekeningen zijn drie-dimensionaal, maar benaderen de twee-dimensionale situatie voor de berekeningen waarbij hij de druk in x-richting over een afstand $10 \cdot \Delta y$ laat gaan. (in zijn terminologie $b_0 = b/a = 10$ met $a = 0,5 \cdot \Delta y$).

Ernst en Sellmeijer geven niet expliciet aan hoe groot V en m voor het elastisch halfvlak zijn. Maar mede met formule 18 van Ernst en de eerste formule van Sellmeijer is af te leiden:

$$\Delta t \int P_{\max} dt = \frac{1}{2} \Delta t \cdot P_{\max}$$

$$V = \frac{2}{2,56} \cdot \frac{G}{(1-\nu)}$$

$$V \cdot m = 4 \cdot (\Delta y)^2 \cdot \rho \cdot G \quad (\text{geldt als } \nu = 0,5)$$

bladnummer : - 9 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

$$\text{Als } v = 0,5 \quad V = 1,56 \text{ G} \\ m = 2,56 (\Delta y)^2 \rho$$

$$\Delta t \sqrt{\frac{V}{m}} = 0,8 \frac{\Delta t}{\Delta y} \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

Maatgevend is dus de dimensieloze parameter $\frac{\Delta t}{\Delta y} \sqrt{\frac{G}{\rho}}$

Als $\frac{\Delta t}{\Delta y} \sqrt{\frac{G}{\rho}} \gg 1$ speelt dynamica geen rol

Als $\frac{\Delta t}{\Delta y} \sqrt{\frac{G}{\rho}} \ll 1$ speelt dynamica een overheersende rol.

In de door Ernst berekende voorbeelden geldt $\Delta t = 0,16$ of $0,20$ s
 $\Delta y = 0,5$ (overal?) en $G/\rho = 10.000 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (stijf zand) of $50 \text{ m}^2/\text{s}^2$
(slappe klei), zodat:

$$\frac{\Delta t}{\Delta y} \sqrt{\frac{G}{\rho}} = 2,3 \text{ \& } 40$$

De maximale uitwijking bedraagt 60% & 80% van de statische en treedt
0,03 & 0,06 s later op dan de piek van de belasting. Er is dus steeds
een duidelijk merkbare, maar niet overheersende invloed van de
dynamica. De invloed is steeds gunstig, d.w.z. leidt tot een
vermindering van de vervorming.

4.4 Afschuiving. Numerieke berekeningen en proeven

In het hier afgedrukte verslag "Numerieke simulatie van golfklappen op een taludbeschermingsconstructie van gezette steen m.b.v. het computerprogramma SATURN" rapporteert Engering de resultaten van berekeningen waarin de dynamica wordt meegenomen en de ondergrond als elasto-plastisch (Cu-materiaal) wordt beschouwd. Engering bouwt voort op het werk van Joel Sweet dat gerapporteerd is in het eerste hierna volgende verslag. In het laatste verslag van deze sectie, "Dynamische proef op verzadigde klei versus SATURN-berekening" concludeert Ernst dat de uitkomsten van de SATURN-berekeningen bevestigd worden door kleinschalige laboratoriumproeven.

Bij de SATURN-berekening is steeds een belasting aangenomen met eenzelfde tijdsverloop als aangenomen door Ernst (zie par. 4.3) en dezelfde breedte $\Delta y = 0,5\text{m}$. Voor de maximale golfklapdruk is genomen $P_{\max} = 210\text{ kPa}$. Dat is extreem hoog gegeven de steendikte van 0,2 m en de breedte $\Delta y = 0,5\text{ m}$ die doet vermoeden dat de golfhoogte 1 à 1,5 m bedraagt, zodat $P_{\max} = 14 \text{ à } 21 \rho_w gH$ i.p.v. $2,5 \text{ à } 4 \rho_w gH$. De grootte van P_{\max} is overigens volgens de beschouwingen van par. 4.3 niet van belang voor de rol van de dynamica, zolang het om elastische vervorming gaat.

Er zijn ongeveer 10 berekeningen gemaakt, steeds met iets andere grondparameters. Steeds bleek enige plastische vervorming op te treden. De schuifsterkte van de ondergrond (Cu-waarde) waarbij praktisch geen plastische vervorming optrad ($Cu = \text{ca. } 50\text{ kPa}$) komt redelijk overeen met de bekende formule voor statische stroken belasting:

$$(P_{\max})_{\text{kritiek}} = 5,12 \cdot Cu.$$

bladnummer : - 11 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

Alleen al daaruit kan men concluderen dat de rol van de dynamica gering is.

Bij de berekeningen met Cu-waarden van 41 à 60 kPa bleken steeds enkele elementen plastisch te worden als gevolg van de discretisatie in elementen, maar verder gedroeg de grond zich bijna helemaal elastisch.

De maximale versnelling bedroeg orde 40 m/s hetgeen betekent dat de traagheidskrachten voor de zetsteen ca. 10% van de belasting bedroeg. De grootte van boven gegeven dimensieloze parameter varieerde, afhankelijk van de gekozen grondstijfheid als volgt:

$$6 < \frac{\Delta t}{\Delta y} \sqrt{\frac{G}{\rho}} < 15$$

Volgens het in par. 4.3 genoemde criterium zou de rol van dynamica dan gering moeten zijn. Dat lijkt dus redelijk te kloppen. Opvallend is dat de maximale positieve versnelling reeds na ca. 0,01s optreedt (bij de slappe grond na ca. 0.02s). Dit komt overeen met de korte eigen periode van het massa-veer-systeem, volgend uit de hoge waarde van de dimensieloze parameter (zie par. 4.2). Het betekent dat het maximale gunstige effect van de traagheid eerder komt dan het maximum van de golfklap, zodat het positieve effect van de traagheid kleiner is dan orde 10%.

Verder valt op dat ook sterk negatieve versnellingen optreden vlak nadat op $t = 0,05$ s de golfklap zijn maximale waarde heeft bereikt.

4.5 Afschuiving. Traagheid bij plastische vervorming

In het bovenstaande is er steeds van uitgegaan dat er geen plastische vervorming mag optreden. Bij elastische vervormingen treden maximaal vervormingen op van ongeveer $\sigma_{\max} \cdot \Delta y / G$, d.w.z. voor klei ca $3 \cdot C_u \cdot \Delta y / G$ en voor zand ca. $\Delta y^2 \gamma / G$. Voor traditionele steenzettingen komt dat neer op orde 1 mm of orde 1 cm. Zie ook de hierna gepubliceerde resultaten van Engering en Ernst.

Zodra ook plastische vervormingen zouden worden toegestaan, zou de rol van dynamica toenemen. Anders geformuleerd: bij een kortdurende overschrijding van de voor plastische vervorming kritieke belasting zal de plastische vervorming beperkt blijven. Eenvoudige handberekeningen laten echter zien dat een belasting overschrijding van enige procenten gedurende orde 0,1 s toch al gauw tot een plastische vervorming leidt die tien maal zo groot is als de elastische. Daarom zal dit effect niet verder worden meegenomen.

4.6 Afschuiving. Eindconclusie

Bij golfklappen op steenzettingen speelt de dynamica een stabiliserende rol als het gaat om afschuivingen. Die rol is echter beperkt. De sterkte (kritieke golfklapdruk) wordt er in sommige vallen enige tientallen procenten groter van, maar in de meeste gevallen waarschijnlijk niet meer dan enige procenten.

bladnummer : - 13 -
ons kenmerk: CO-290730/21
datum : december 1988

5. HOOGFREQUENTE BELASTINGFLUCTUATIES VAN BELANG?

Golfklapbelastingen kunnen veelal globaal geschematiseerd worden als hierboven in paragraaf 4.3 aangeduid. Uit zorgvuldige drukregistraties blijkt echter dat vaak nog hoger frequente drukfluctuaties optreden. Daarbij treden extra hoge drukken op. In hoeverre moet daarmee gerekend worden i.v.m. het afschuivingsgevaar?

Die extra drukken zijn zeer waarschijnlijk niet van belang als de dynamica een flink stabiliserende rol speelt.

Uit de beschouwingen van paragraaf 4.2 t/m 4.4 mag geconcludeerd worden dat dat het geval is als,

$$\frac{T_f}{\Delta y_f} \sqrt{\frac{G}{\rho}} < 1$$

waarin T_f - periode van de fluctuatie

Δy_f - afstand waarover de drukfluctuatie effectief werkt.

Voor Δy_f mag men als minimale waarde de toplaagdikte aanhouden of de breedte van de steen als het om een zetting gaat of een nog grotere maat als de toplaag nog sterker en stijver is.

6. OVERIGE CONCLUSIES VAN DE UITGEVOERDE STUDIES

- Het gedrag van klei onder stootbelasting is met SATURN en het VonMises materiaalmodel goed te beschrijven.

- De elastische vervorming van klei rechtstreeks gelegen onder een steenzetting is zo groot dat spleetvorming tussen de blokken en de klei niet uitgesloten is. Aanbevolen wordt dit nader te onderzoeken.
SATURN-berekeningen met de in het derde deelrapport beschreven mesh zouden hiervoor geschikt zijn. (Ook in die gevallen waarin dynamica van ondergeschikt belang is, blijkt voor berekening van de vervormingen ten gevolge van kortdurende belastingen SATURN het meest geschikte programma).

- Plastische vervorming van zand is in deze studies niet onderzocht, in tegenstelling tot die van klei. Deze kan echter van belang zijn voor zowel de vervorming van het talud, als voor de berekening van waterspanningen (door bijvoorbeeld dilatantie). Met analytische berekeningen kan worden nagegaan of plastische vervormingen te verwachten zijn. Zo ja, dan zijn hiervoor aanvullende SATURN-berekeningen noodzakelijk, maar dan met een materiaalmodel geschikt voor zand.



JOEL SWEET, CONSULTING ENGINEER

Telephone (619) 755-5828

*P.O. BOX 1117
DEL MAR, CALIFORNIA 92014*

JSA-83-036

**NUMERICAL SIMULATION OF THE
IMPACT OF WAVES ON A BREAKWATER
PROTECTED BY A LAYER OF BRICKS**

**By
Joel Sweet**

December 1983



I. INTRODUCTION

The present study concerns the behavior of a breakwater in a dynamic, wave-impact environment. The particular configuration considered here is a breakwater whose surface is protected by a layer of bricks. Configurations such as this have experienced problems in the field with individual bricks being displaced upward in some environments. This investigation is a numerical simulation of the wave-brick interaction configuration. Modelled are the failure at the interface of the brick and underlying clay as well as shear failure in the clay.

The analysis performed for this study is accomplished using the SATURN finite element computer code (1). The configuration is a plane strain representation of the actual configurations. The bricks are treated as individual bodies overlying the soil with a slip surface at the interface. This slip surface allows relative displacement between the brick and underlying soil to occur if dictated by the boundary conditions.

Due to the uncertainty of the material response characteristics, several analyses have been performed with the material model parameters assuming different values. Included in these varied parameters are the moduli and shear strength of the underlying clay as well as different representations of the mortar between the bricks (none, elastic and plastic).



II. PROBLEM CONFIGURATION

The material properties and problem configuration are, for the most part, defined in Reference (2). Their particular definitions are summarized below.

The field breakwater configuration is depicted in Figure 1. The bricks are 20 centimeters thick and have an areal extent of 50 by 50 centimeters. The material under the bricks consists of one meter of clay overlying a layer of sand. Also, appearing in Figure 1. is the assumed wave-impact pressure description acting on the center brick.

The bricks behave elastically under the prescribed loading of this breakwater configuration. The material properties for this material are assumed to be as follows:

$$\begin{aligned} \text{density} &= 2.34 \text{ gm/cm}^{**3} \\ \text{bulk modulus} &= 1.95\text{E}7 \text{ KN/M}^{**2} \\ \text{shear modulus} &= 1.47\text{E}7 \text{ KN/M}^{**2} \end{aligned} \quad (1)$$

The material properties for the 1 meter layer of clay varies according to the run number as given in Table 1. Several simulations contained a material between the bricks. The properties for this mortar material is also given in Table 1. The density for both the clay and the mortar is 1.7 gm/cm^{**3} .

The sand is assumed to behave linearly for this study. The

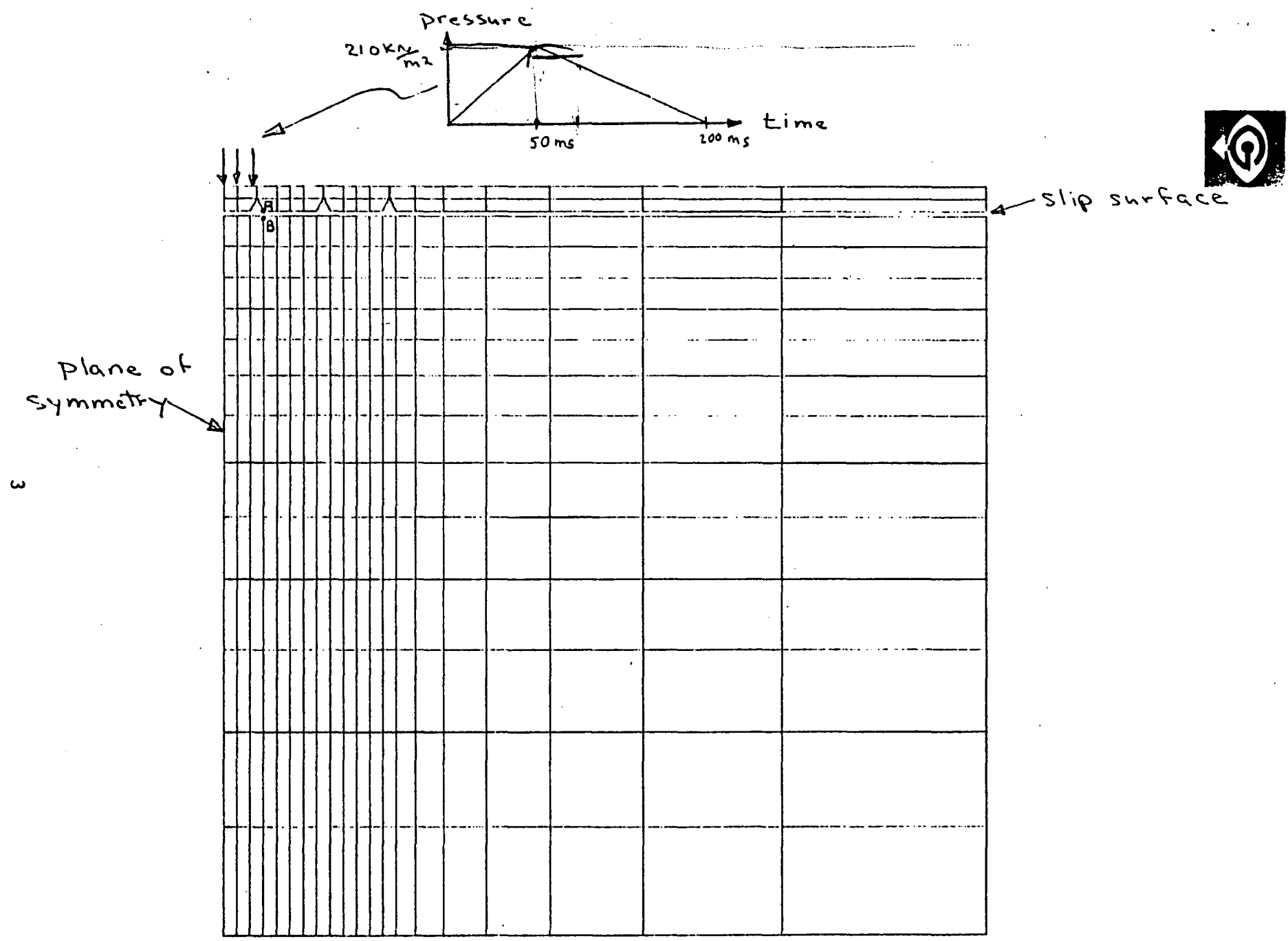


FIGURE 1. PROBLEM AND FINITE ELEMENT CONFIGURATION. NODES A AND B HAVE TIME HISTORY PLOTS.



RUN NO.	CLAY PROPERTIES			MORTAR PROPERTIES			RESULTS AT 90 MSEC	
	BULK MODULUS K	SHEAR MODULUS G	SHEAR STRENGTH	BULK MODULUS	SHEAR MODULUS	SHEAR STRENGTH	PLASTIC ELEMENTS	VERTICAL DEFLEC.
15	5000	500	10	NONE	NONE	NONE	56	15.7
16.1	5000	1500	17	NONE	NONE	NONE	52	11.2
16	5000	1500	30	NONE	NONE	NONE	19	5.6
17.1	5000	3000	34	NONE	NONE	NONE	9	4.2
17	5000	3000	60	NONE	NONE	NONE	0	1.2
18	50000	500	10	NONE	NONE	NONE	57	14.3
19	5000	500	10	50000	5000	100	56	8.7
25	5000	500	10	5000	500	10	58	14.6
26	5000	1500	30	5000	500	10	12	4.6
27	5000	3000	60	5000	500	10	0	1.2
28	50000	500	10	5000	500	10	57	13.7
29	50000	5000	100	50000	5000	100	0	0.5
30	5000	500	10	1.95E6	1.47E6	ELAS	0	0.5
31	5000	500	10	50000	5000	ELAS	0	0.7
32	50000	500	10	5000	500	ELAS	0	1.4
33	5000	500	10	50000	5000	1000	0	0.7

TABLE 1. RESULTS OF THE NUMERICAL SIMULATION OF THE WAVE IMPACT ON A LAYER OF BRICKS. MODULUS AND STRENGTH PROPERTIES HAVE THE DIMENSION KN/M**2 AND THE VERTICAL BRICK DEFLECTION OF THE CENTER BRICK HAS THE DIMENSION OF CENTIMETERS.



material properties for the sand are given by:

$$\begin{aligned} \text{density} &= 2.00 \text{ gm/cm}^{**3} \\ \text{bulk modulus} &= 5.10\text{E}4 \text{ KN/M}^{**2} \\ \text{shear modulus} &= 2.31\text{E}4 \text{ KN/M}^{**2} \end{aligned} \quad (2)$$

The possibility of separation of the bricks and underlying soil during the wave-impact environment depends upon the weight of the bricks as well as other influences. The brick weight has been treated in a simple manner in this study. The separation of the brick and underlying soil occurs when the normal force acting between them becomes negative. In SATURN, this normal force is given by the increment due to the dynamic environment plus an in situ force level (defined as the parameter HYDRON in Ref. (1)). The brick weight, therefore, has been accounted for in this study via the input parameter, HYDRON. It should be noted that the gravitational acceleration does not appear in the equations of motion with this approach. However, separation is accurately represented and only late-time gravitational effects are not modeled.



III. SOFTWARE MODIFICATIONS

Several subroutines have been developed for this study. Their purpose is to both define the finite element mesh as well as define the slip node configuration. Listings of these routines can be found in Appendix A.



IV. NUMERICAL RESULTS

The summary of the numerical results can be found in Table 1. Depicted in this table are the material properties for the clay and the material properties of the mortar material. Runs 15 through 18 contain no mortar between the bricks with the brick spacing for these runs being 0.2 cm. The remaining runs (19 through 31) have a mortar material between the bricks which are now spaced 1 cm apart. The numerical results at 90 msec are given by the number of clay elements which are plastic as well as the vertical displacement of the center brick.

The data files for several of the runs used to generate these results can be found in Appendix B. It should be noted that the parameter AM(MAT) appearing in these data files refers to the one dimensional stress failure strength for a von Mises material model. The shear strength is given by this value divided by the square root of 3.

The deformed mesh for runs 15, 16, and 19 appear in Figures 2. through 4. and the deformation time history for nodes A and B (see Figure 1. for the location of these nodes) for these runs appear in Figures 5. through 7. Elements which are plastic are identified by the "+" symbol at their center.

The results appearing in Table 1. yield insight to the behavior of bricks in this wave-impact environment. It is seen that at this

FIGURE 2.A DEFORMED MESH FOR RUN 15 AT A TIME OF 50 MSEC.

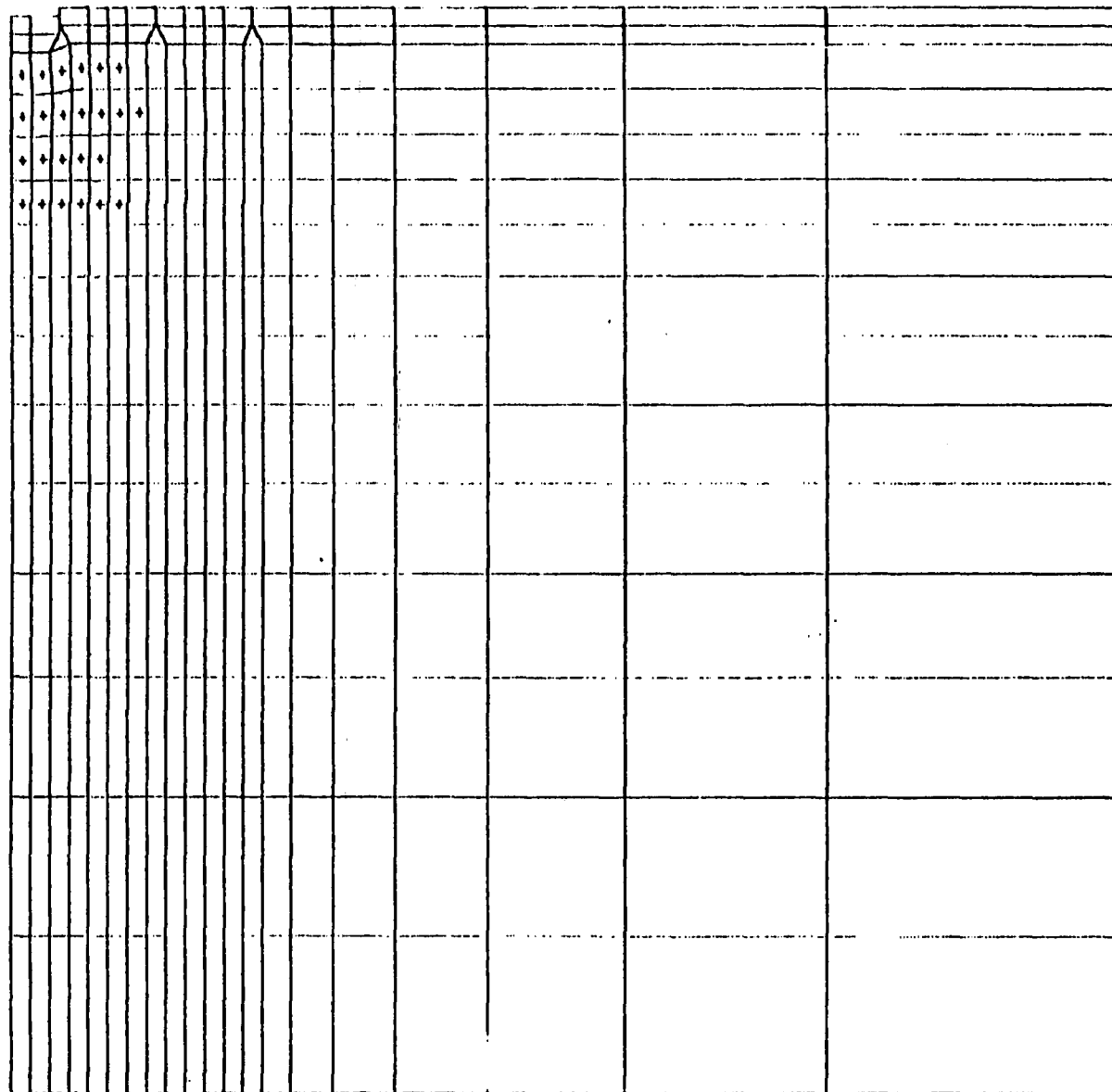


FIGURE 2.8 DEFORMED MESH FOR RUN 15 AT A TIME OF 90 MSEC.

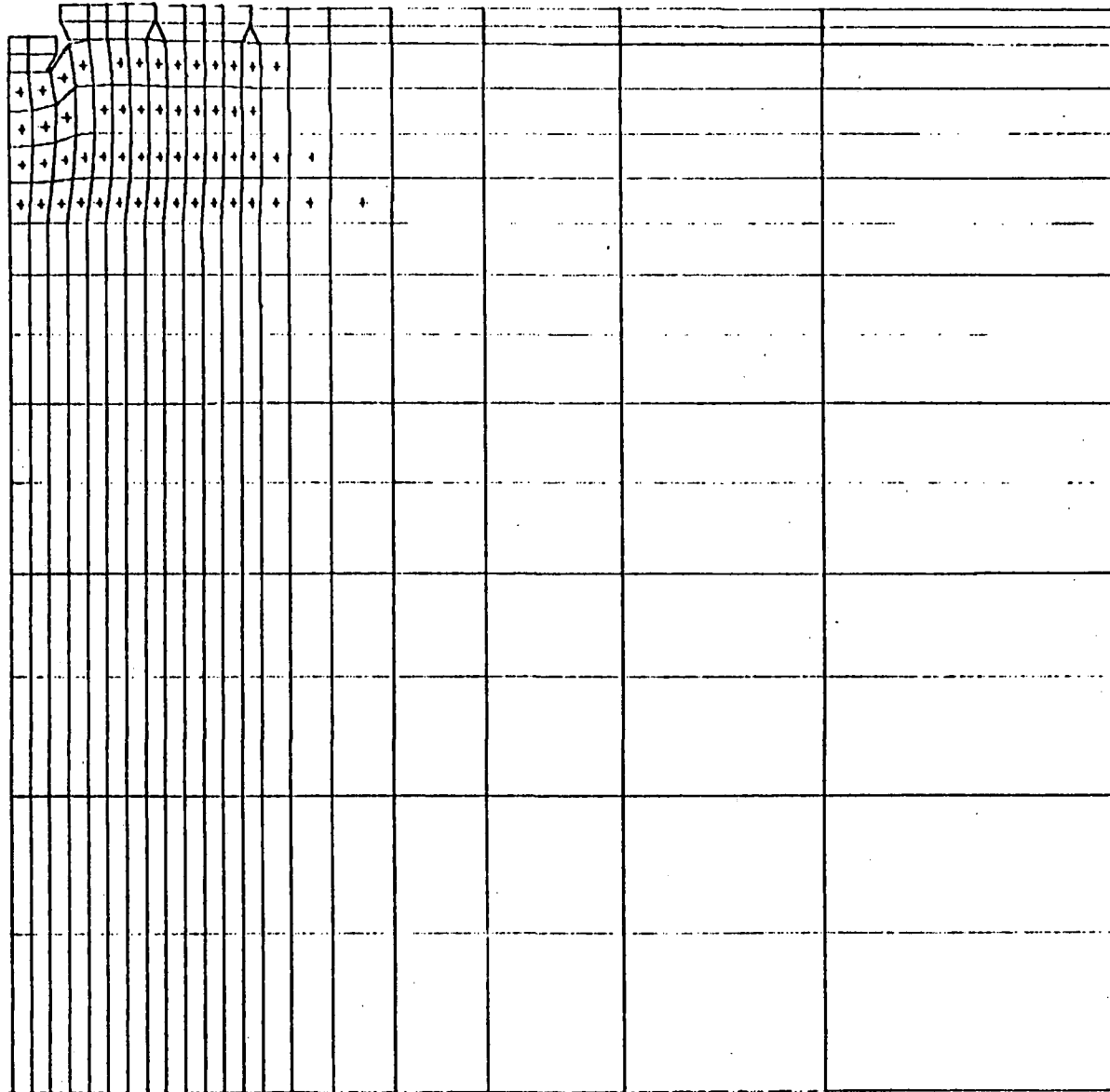


FIGURE 3.A DEFORMED MESH FOR RUN 16 AT A TIME OF 50 MSEC.

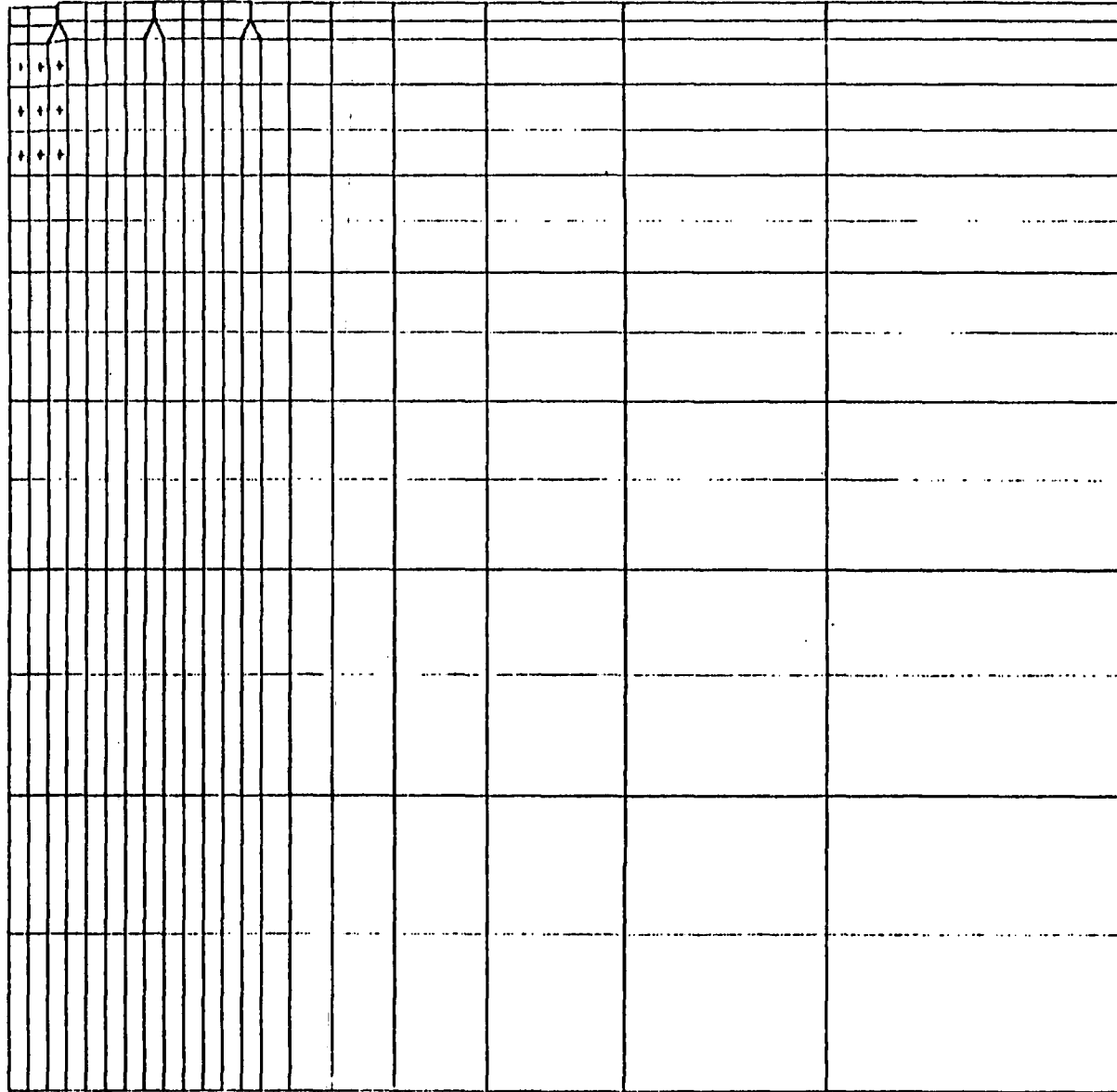


FIGURE 3.B DEFORMED MESH FOR RUN 16 AT A TIME OF 90 MSEC.

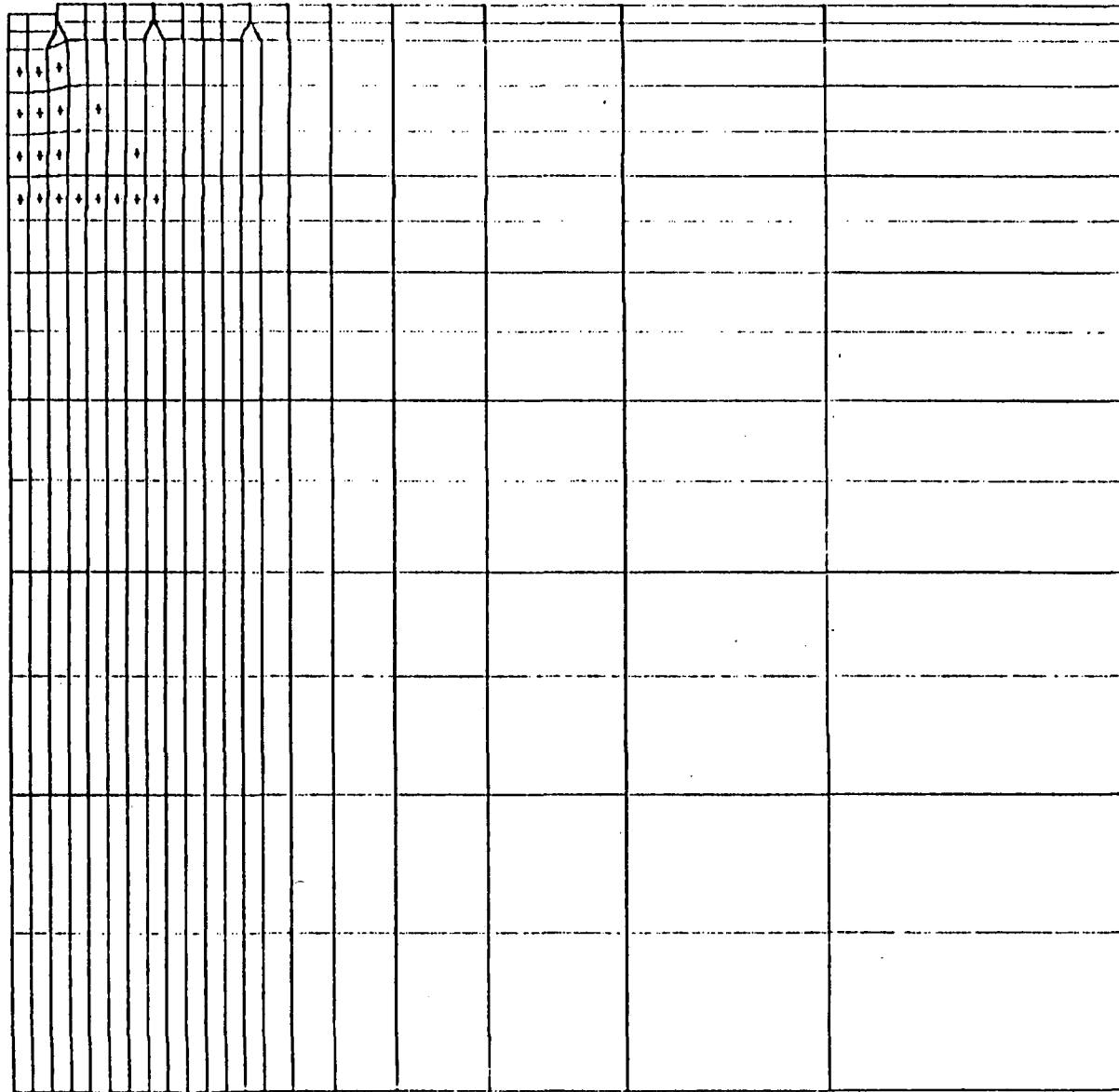


FIGURE 4.A DEFORMED MESH FOR RUN 19 AT A TIME OF 50 MSEC.

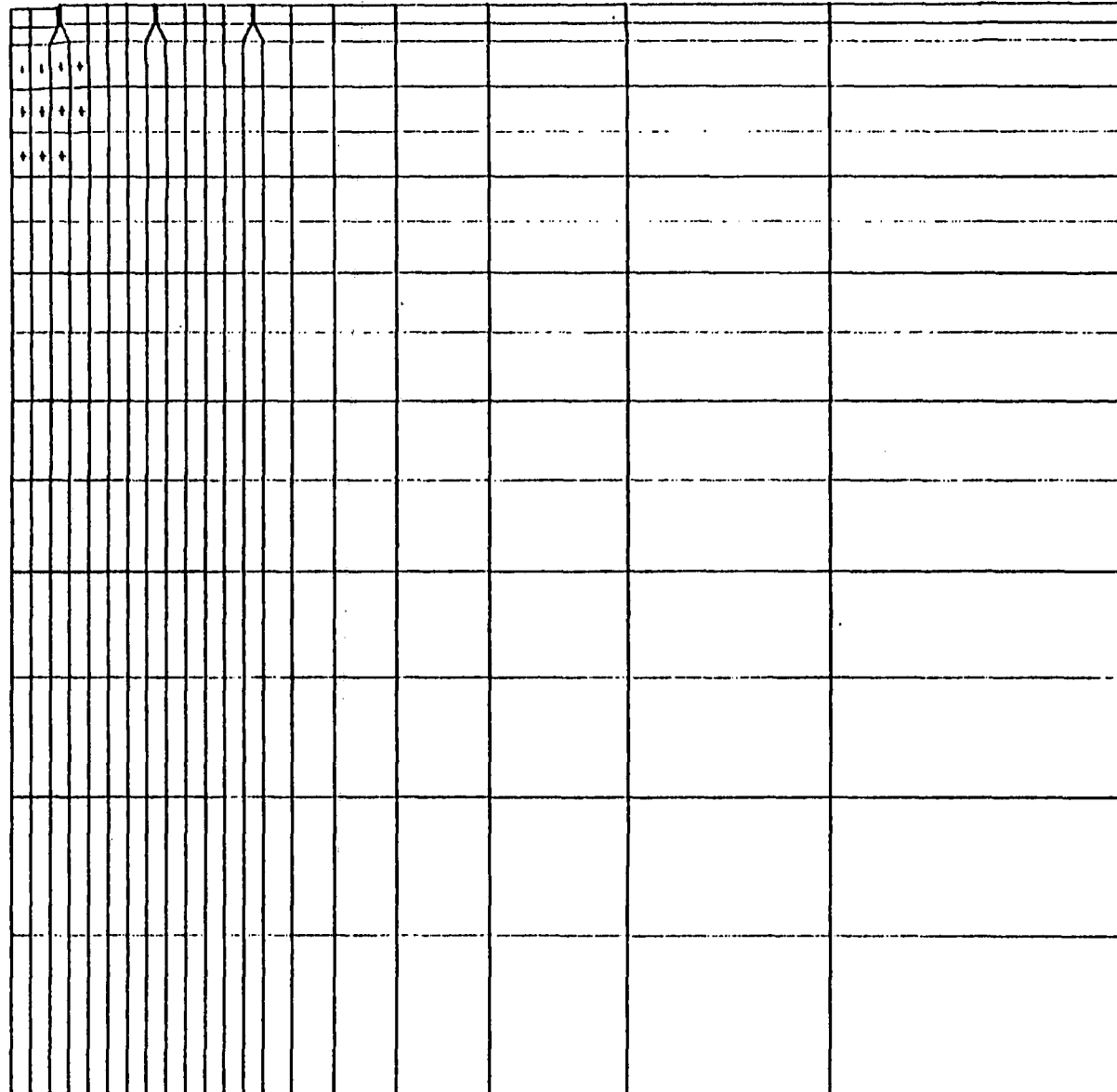
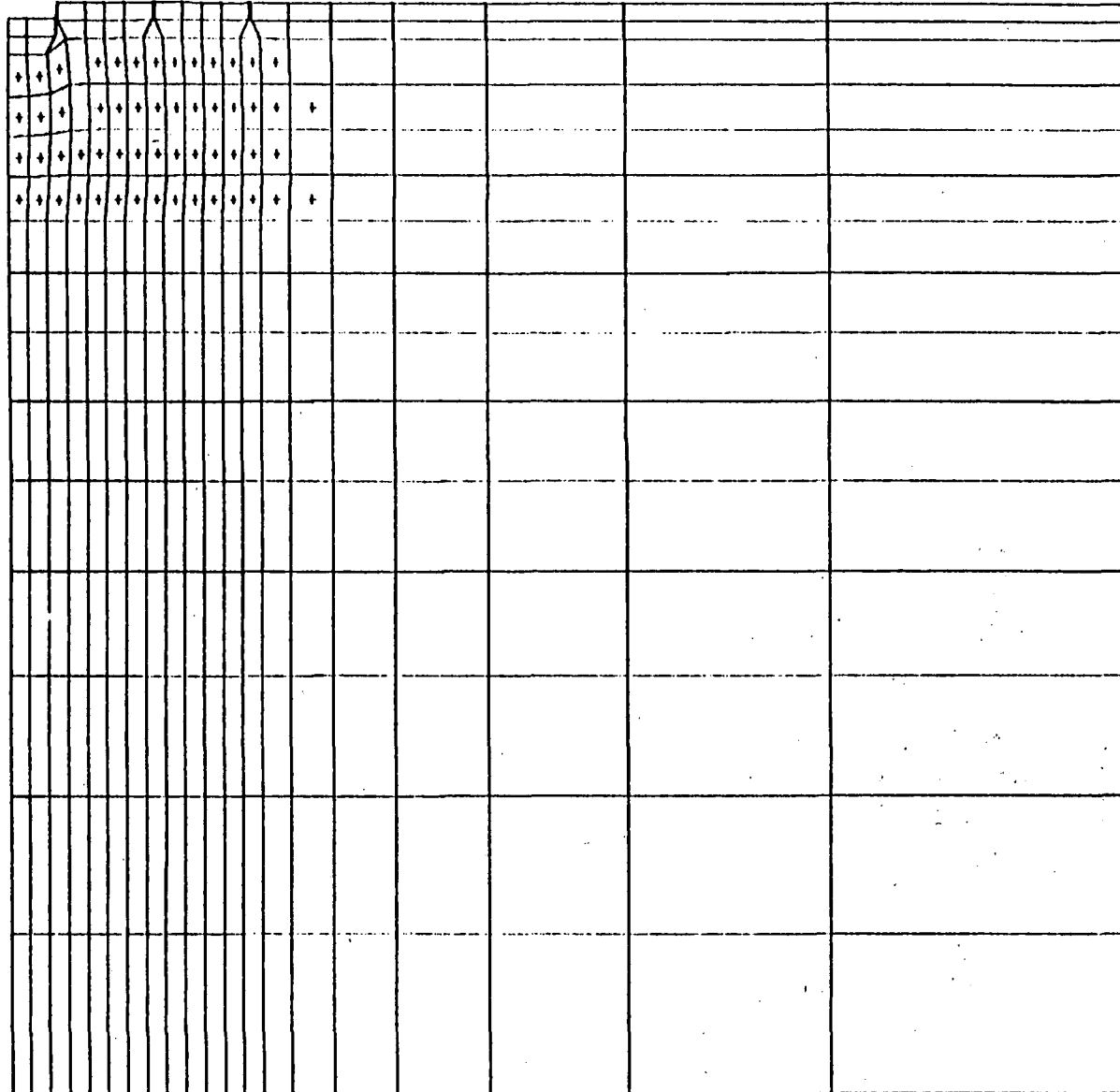
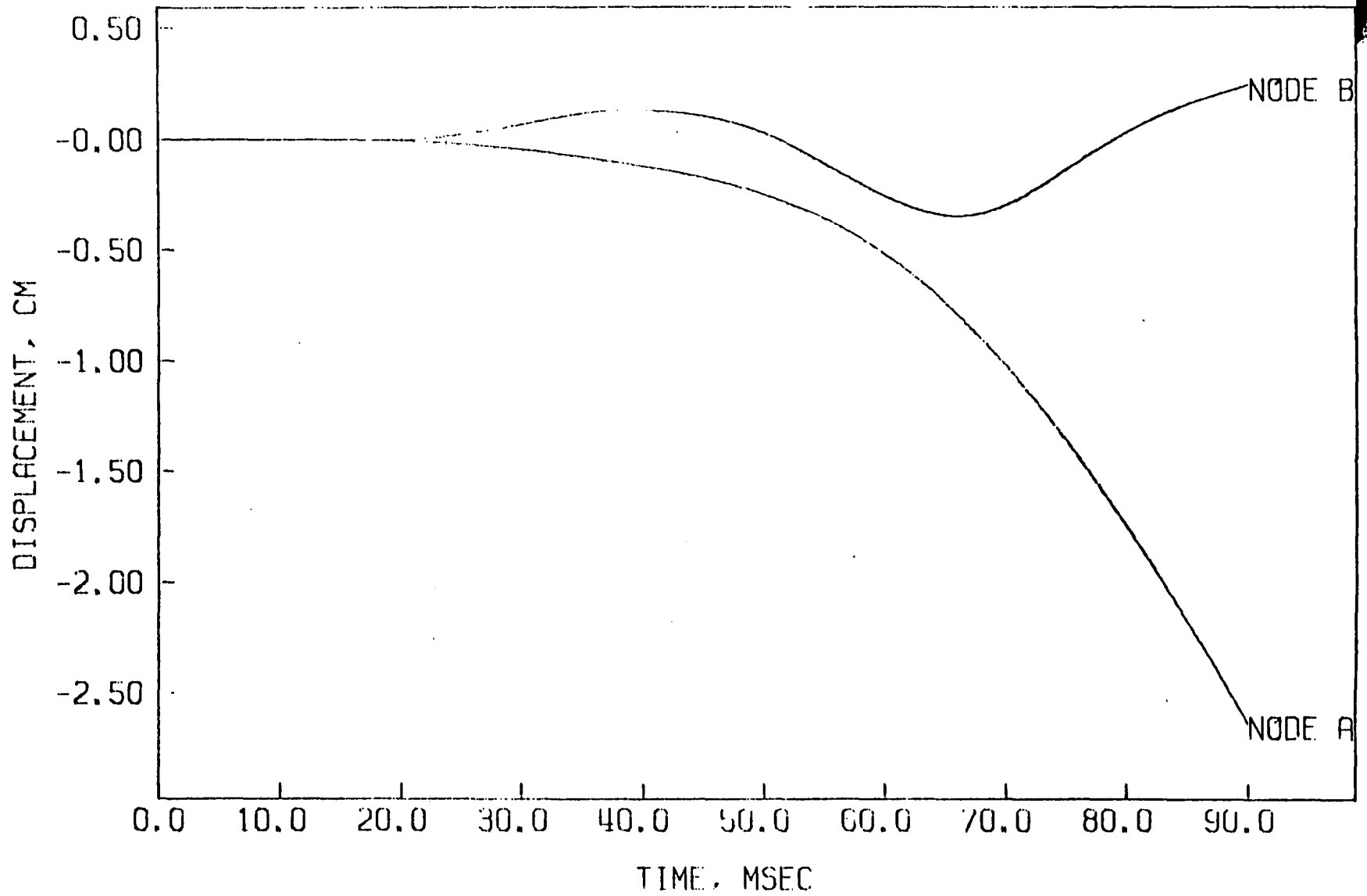


FIGURE 4.B DEFORMED MESH FOR RUN 19 AT A TIME OF 90 MSEC.



RUN. 15



14

FIGURE 5.A DISPLACEMENT TIME HISTORY FOR NODES A AND B (SEE FIG. 1) FOR RUN 15.

RUN. 15



15

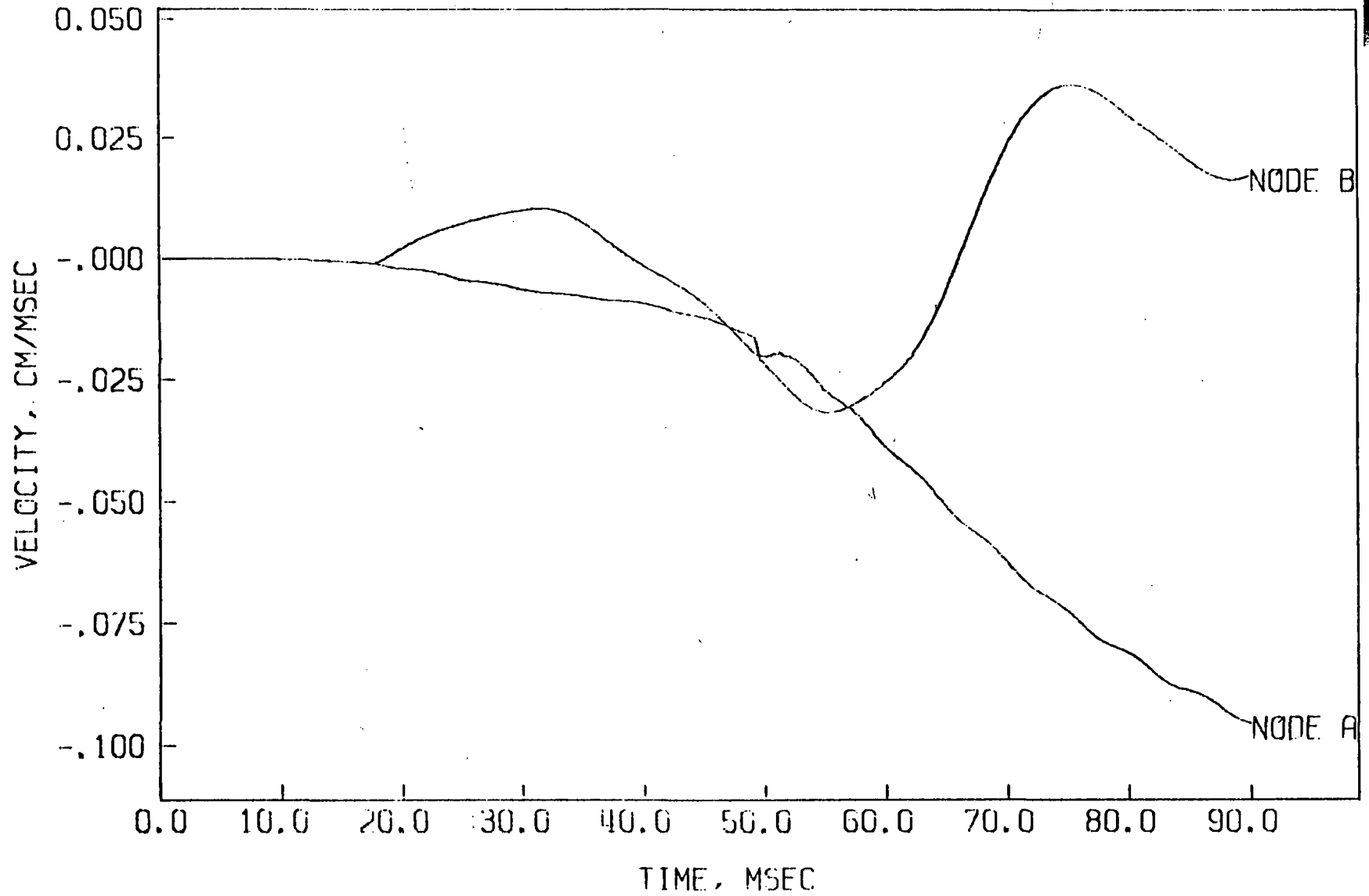


FIGURE 5.B VELOCITY TIME HISTORY FOR NODES A AND B (SEE FIG. 1) FOR RUN 15.

RUN. 16



16

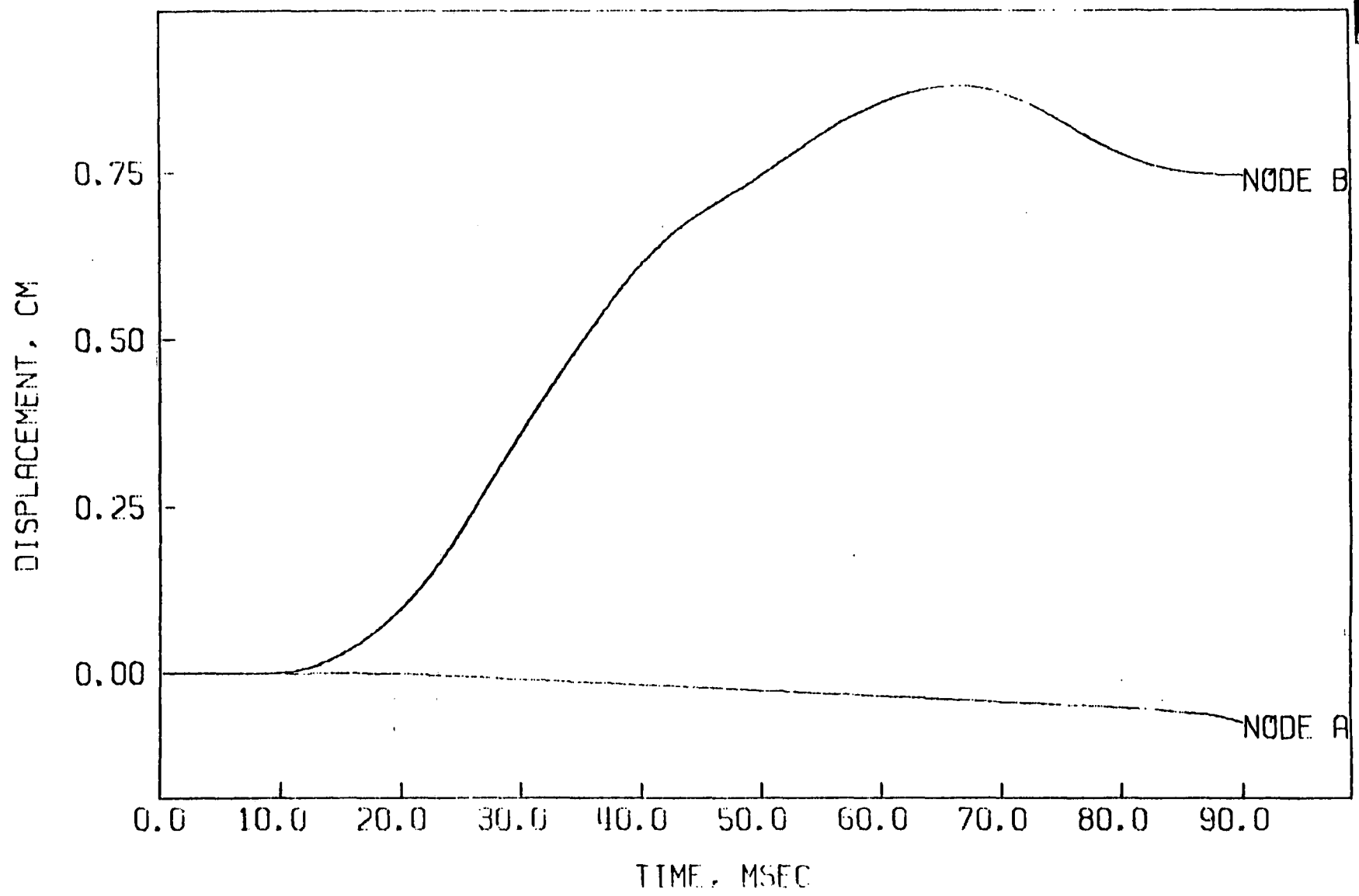


FIGURE 6.A DISPLACEMENT TIME HISTORY FOR NODES A AND B (SEE FIG. 1) FOR RUN 16.

RUN. 16



17

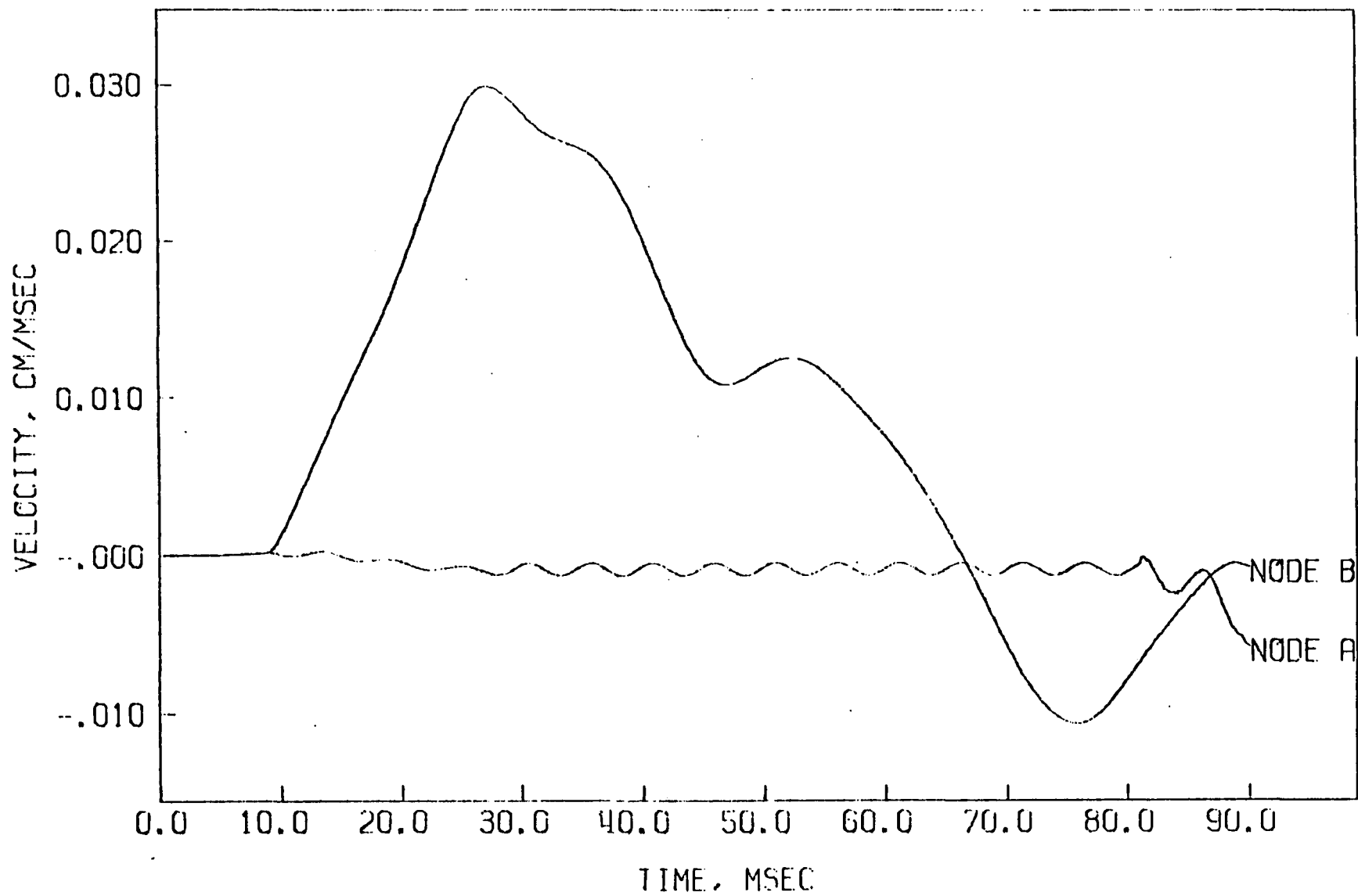


FIGURE 6.B VELOCITY TIME HISTORY FOR NODES A AND B (SEE FIG. 1) FOR RUN 16.

RUN. 19



18

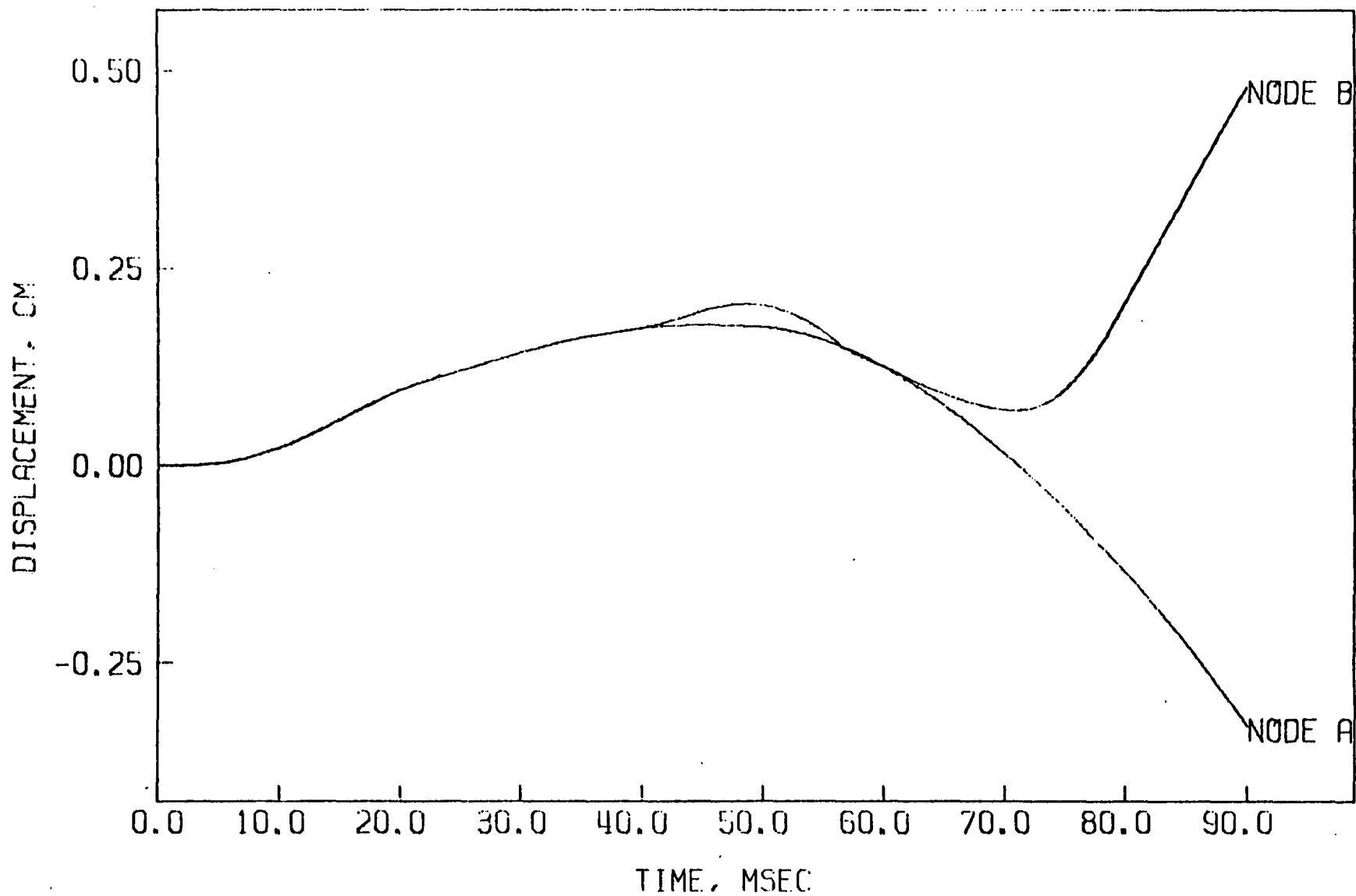


FIGURE 7.A DISPLACEMENT TIME HISTORY FOR NODES A AND B (SEE FIG. 1) FOR RUN 19.

RUN. 19



19

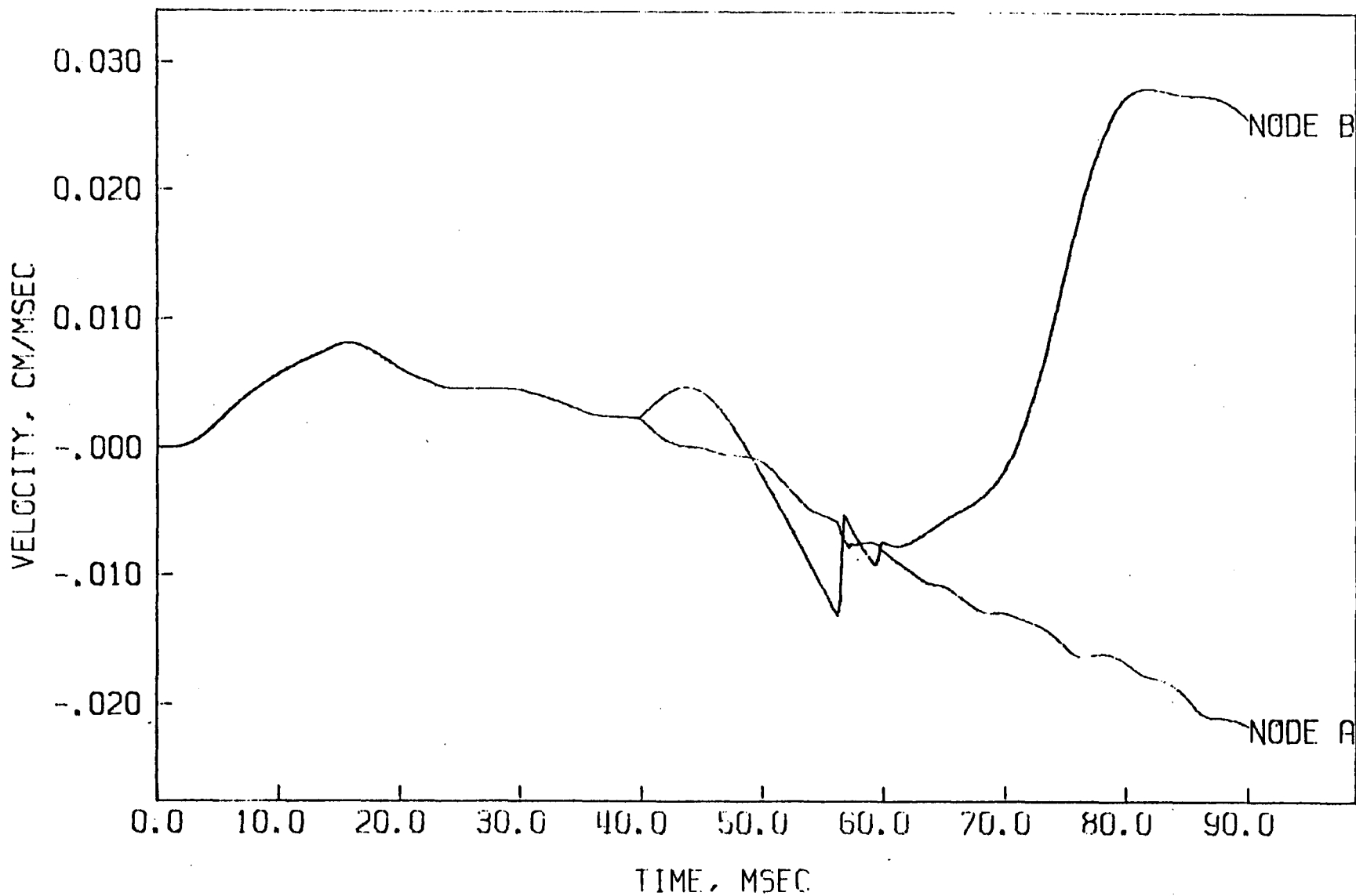


FIGURE 7.B VELOCITY TIME HISTORY FOR NODES A AND B (SEE FIG. 1) FOR RUN 19.



impact pressure level little plasticity occurs if the shear strength of the clay is greater than 60 KN/M^2 or if the mortar material has sufficient strength. Also, comparing runs 15 and 18, the plastic state is primarily influenced by the shear strength rather than the bulk compressibility.

The influence of the mortar can be determined from the results in Table 1. It is seen that increasing its stiffness or shear strength reduces the plastic state of the clay. Thus, an effective method of reducing the failure in the clay may be to provide a mortar material between the bricks.



V. REFERENCES

- (1) Sweet J., "SATURN - A Multi-Dimensional Two-Phase Computer Program which Treats the Nonlinear Behavior of Continua Using the Finite Element Approach," Joel Sweet and Associates Report No. JSA-79-016, September 1979.
- (2) Bokhoven, W., letter to Joel Sweet dated December 2, 1983.



```

1) SUBROUTINE CHANGE (NNT, NET, ISLIP, NUMNRG, YNODE, NOD, NODD, AREA
2) , ALPHA, IDNODE, IDELEM, MPLXE, MPLXN)
3) C
4) C SUBROUTINE CHANGE USED TO CREATE MESH FOR BRICK-SOIL INTERACTION
5) C
6) DIMENSION YNODE (MPLXN, 1), NOD (1), NODD (1), AREA (1), ALPHA (1)
7) , IDNODE (MPLXN, 1), IDELEM (MPLXE, 1)
8) $INSERT SPEC1
9) $INSERT NODE
10) $INSERT GRID
11) $INSERT NMCOM
12) COMMON /FFF/ NMP
13) READ (5, 1111) IB, JB, NF, HBR, ALPHA1
14) WRITE (6, 1111) IB, JB, NF, HBR, ALPHA1
15) C
16) C INPUT DATA
17) C
18) C IB - NUMBER OF ELEMENTS IN THE BRICK IN THE X-DIRECTION
19) C JB - NUMBER OF ELEMENTS IN THE BRICK IN THE Y-DIRECTION
20) C NF - PARAMETER THAT CONTROLS THE INTERACTION BETWEEN
21) C ADJACENT BRICKS
22) C NF=0 : NO INTERACTION, EVEN IF THEY APPEAR TO BE IN CONTACT
23) C NF=1 : ADJACENT BRICKS ARE TIED TOGETHER BY ELEMENTS
24) C NF=2 : ADJACENT BRICKS HAVE A VERTICAL SLIP SURFACE BETWEEN
25) C NF=3 : ADJACENT BRICKS HAVE AN ELEMENT BETWEEN THEM AS FOR
26) C NF=1 PLUS TWO VERTICAL SLIP SURFACES ON EITHER SIDE
27) C OF THESE INTERFACE ELEMENTS.
28) C HBR - HEIGHT OF BRICK
29) C ALPHA1 - PARAMETER DEFINING SPACING BETWEEN THE BRICKS. THIS
30) C SPACE EQUALS DXOI(1)*ALPHA1.
31) C
32) IF (NF.EQ.2) ALPHA1=0.
33) ALPHA1=(1.-ALPHA1)/2.
34) 1111 FORMAT (3I5, 2E10.3)
35) ISP=0
36) IF (IMI(1).EQ.0) ISP=1
37) IF (IMI(1).EQ.0) CALL NMESH (-1, MPLXN, YNODE)
38) NB=(IMI(1)-ICI(1)-IB/2-1)/(IB+1)+1
39) NBB=MOD (IMI(1)-ICI(1)-IB/2-1, IB+1)
40) IF (NBB.NE.0) STOP 6
41) IF (ISP.EQ.1) GOTO40
42) NNT1=NEIP1*NEJP1+NEIP1*(JB+1)
43) NET1=NEI*NEJ+JB*((NB-1)*IB+IB/2+NEIP1-IMI(1))
44) ISLIP1=NEIP1
45) IF (NF.EQ.2.OR.NF.EQ.3) ISLIP1=ISLIP1+NB*JB-1
46) IF (NF.EQ.1.OR.NF.EQ.3) NET1=NET1+(JB-1)*NB
47) IF (NF.EQ.3) NNT1=NNT1+JB*NB
48) IF (NNT.NE.NNT1.OR.NET1.NE.NET.OR.ISLIP.NE.ISLIP1) STOP 9
49) 40 DEL9=0.
50) DEL=DXOI(1)*ALPHA1
51) N=NEIP1*NEJP1
52) M=NEI*NEJ
53) IF (ABS (WLI(1)).LT.1.E-3) GOTO60
54) SDX=ABS (WLI(1))
55) DO 70 K=1, NB
56) LL=IB/2+(K-1)*(IB+1)+2
57) DO 70 I=LL, NEIP1

```

```

58)      DO 70 J=1,NEJP1
59)      NN=I+(J-1)*NEIP1
60)      70 YNODE(1,NN)=YNODE(1,NN)-DXOI(1)+SDX
61)      DEL=SDX*ALPHA1
62)      60 CONTINUE
63)      IF (ISP.EQ.1) DEL9=DXOI(1)*0.375
64)      IF (NMP.GT.0) DEL9=0.
65)      K=0
66)      JBP1=JB+1
67)      DO 10 J=1,JBP1
68)      DO 10 I=1,NEIP1
69)      N=N+1
70)      IF (J.GT.1) GOTO20
71)      YNODE(1,N)=YNODE(1,I)
72)      YNODE(2,N)=YNODE(2,I)-DEL9
73)      NOD(I)=I
74)      NODD(I)=N
75)      ALPHA(I)=0.
76)      AREA(I)=0.5*(YNODE(1,I+1)-YNODE(1,I-1))
77)      IF (I.EQ.1) AREA(I)=0.5*(YNODE(1,2)-YNODE(1,1))
78) C
79) C   PREVENT FAILURE AT SYMMETRY AXIS
80) C
81)      IF (I.EQ.1) AREA(I)=AREA(I)*1.E20
82) C
83)      IF (I.EQ.NEIP1) AREA(I)=0.5*(YNODE(1,NEIP1)-YNODE(1,NEI))
84)      GOTO10
85)      20 YNODE(2,N)=YNODE(2,N-NEIP1)-HBR/JB
86)      IL=1
87)      LL=0
88)      DO 50 L=1,NB
89)      IR=IB/2+1+(L-1)*(IB+1)
90)      IF (I.GE.IL.AND.I.LE.IR) LL=IR
91)      50 IL=IR+1
92)      IF (LL.EQ.0) LL=NEIP1
93)      IR=LL
94)      IL=IR-IB
95)      IF (IR.EQ.IB/2+1) IL=1
96)      IF (LL.EQ.NEIP1) IL=IMI(1)
97)      XL=YNODE(1,IL)-DEL
98)      IF (IL.EQ.1) XL=YNODE(1,IL)
99)      XR=YNODE(1,IR)+DEL
100)     IF (IR.EQ.NEIP1) XR=YNODE(1,NEIP1)
101)     YNODE(1,N)=YNODE(1,I)
102)     IF (I.EQ.IL) YNODE(1,N)=XL
103)     IF (I.EQ.IR) YNODE(1,N)=XR
104)     IF (I.EQ.1) GOTO10
105)     DO 30 L=1,NB
106)     ISK=IB/2+2+(L-1)*(IB+1)
107)     IF (I.EQ.ISK) GOTO10
108)     30 CONTINUE
109)     M=M+1
110)     K=K+1
111)     NSN(K)=M
112)     NRNN(4,K)=N
113)     NRNN(3,K)=N-1
114)     NRNN(2,K)=N-NEIP1

```



```

115)      NRNN(1,K)=N-NEIP1-1
116)      10 CONTINUE
117)      IF(NF.EQ.0) GOTO 80
118)      N2=N
119)      JB1=JB-1
120)      N3=1+NEIP1*(NEJP1+1)+IB/2
121)      GOTO (90,100,110),NF
122)      90 DO 95 I=1,NB
123)      J=N3+(I-1)*(IB+1)
124)      DO 95 KK=1,JB1
125)      M=M+1
126)      K=K+1
127)      NEN(K)=M
128)      NRNN(1,K)=J+(KK-1)*NEIP1
129)      NRNN(2,K)=NRNN(1,K)+1
130)      NRNN(3,K)=NRNN(1,K)+NEIP1
131)      95 NRNN(4,K)=NRNN(3,K)+1
132)      GOTO 80
133)      100 L=NEIP1
134)      DO 105 I=1,NB
135)      DO 105 KK=1,JB
136)      IF(I.EQ.1.AND.KK.EQ.JB) GOTO 105
137)      L=L+1
138)      J=N3+(I-1)*(IB+1)+(KK-1)*NEIP1
139)      NOD(L)=J
140)      NODD(L)=NOD(L)+1
141)      ALPHA(L)=90.
142)      AREA(L)=HBR/JB
143)      IF(I.EQ.1) AREA(L)=AREA(L)*JB/(JB-1)
144)      105 CONTINUE
145)      GOTO 80
146)      110 L=NEIP1
147)      DO 115 I=1,NB
148)      DO 115 KK=1,JB
149)      J=N3+(I-1)*(IB+1)+(KK-1)*NEIP1
150)      N=N+1
151)      YNODE(1,N)=YNODE(1,J)
152)      YNODE(2,N)=YNODE(2,J)
153)      IF(I.EQ.1.AND.KK.EQ.JB) GOTO 116
154)      L=L+1
155)      NOD(L)=J
156)      NODD(L)=N
157)      ALPHA(L)=90.
158)      AREA(L)=HBR/JB
159)      IF(I.EQ.1) AREA(L)=AREA(L)*JB/(JB-1)
160)      116 IF(KK.EQ.JB) GOTO 115
161)      M=M+1
162)      K=K+1
163)      NEN(K)=M
164)      NRNN(1,K)=N
165)      NRNN(2,K)=J+1
166)      NRNN(3,K)=N+1
167)      NRNN(4,K)=J+NEIP1+1
168)      115 CONTINUE
169)      80 NIREG=K
170)      WRITE(6,1000)N,M,K
171)      NNT=N

```

```

172) NET=M
173) 1000 FORMAT(' NNT, NET, NIREG = ',3I5)
174) NUMNRG=NIREG
175) RETURN
176) END
177) SUBROUTINE ELPLLOT (NE1, PN, PN2, STSNEW, AN1, NCYCL1)
178) $INSERT SIZE
179) $INSERT TIME
180) $INSERT PRINT
181) $INSERT RESTRT
182) C
183) COMMON/MATERL/EN, AN, FLAS
184) C
185) C INSERT ELEMENT DUMP PROCEDURE HERE
186) C
187) DIMENSION STSNEW(3,3)
188) COMMON/SSS/S(6,1000)
189) IF (NET.GT.1000) STOP2
190) IF (NSTEP.EQ.NSTEPT) GOTO10
191) INCR=(50000.+5*DT)/DT
192) IF (KUSTNG.EQ.0.AND.NSTCYC.GT.0) INCR=NSTCYC
193) IF (MOD(NCYCLE,INCR).NE.0) RETURN
194) 10 S(1,NE)=STSNEW(1,1)
195) S(2,NE)=STSNEW(1,2)
196) S(3,NE)=STSNEW(2,2)
197) S(4,NE)=PN
198) S(5,NE)=PN2
199) S(6,NE)=FLAS
200) IF (NE.NE.NET) RETURN
201) NT=NET*6
202) CALL NTRAN(11,1,NT,S,L1,L2)
203) RETURN
204) END
205) SUBROUTINE NDPLOT (DISP, VEL, MPLXN, NCYCL1)
206) $INSERT SIZE
207) $INSERT TIME
208) $INSERT PRINT
209) $INSERT RESTRT
210) $INSERT BBLOCK
211) $INSERT SLIPC
212) C INSERT NODE DUMP PROCEDURE HERE
213) C
214) DIMENSION DISP (MPLXN, 1), VEL (MPLXN, 1), S(4, 1000)
215) IF (NNT.GT.1000) STOP3
216) IF (NSTEP.EQ.NSTEPT) GOTO10
217) INCR=(50000.+5*DT)/DT
218) IF (KUSTNG.EQ.0.AND.NSTCYC.GT.0) INCR=NSTCYC
219) IF (MOD(NCYCLE,INCR).NE.0) RETURN
220) IS1=1
221) IS2=1+2*ISLIP
222) IS3=1+3*ISLIP
223) IS4=1+5*ISLIP
224) IS5=1+6*ISLIP
225) IS6=1+10*ISLIP
226) WRITE(6,1234) NCYCLE
227) 1234 FORMAT(' *** NDPLOT DUMP FOR CYCLE',I6,'***')
228) 10 IP=NDFNT*(IPHASE+1)

```



```
229)      NT=NNT*NDFNT*2
230)      DO 21 J=1,NNT
231)      DO 20 I=1,IF
232)      20 S(I,J)=DISP(I,J)
233)      IF (ISLIP.EQ.NEIP1) GOTO 21
234)      CALL SLCHNG(S(1,J),S(2,J),B(1S1),B(1S2),B(1S3),B(1S4),B(1S5)
235)      .,B(1S6),J)
236)      21 CONTINUE
237)      CALL NTRAN(11,1,NT,S,L1,L2)
238)      RETURN
239)      END
240)      SUBROUTINE SLCHNG(EX,WY,NOD,AREA,ALPHA,S,RS,ISTA,NN)
241) C
242) C   SUBROUTINE TO CHANGE SLIP NODE DISPLACEMENTS BACK TO X-Y
243) C   COORDINATE SYSTEM FROM THEIR TANGENTIAL-NORMAL COORDINATE SYS.
244) C
245) C   #INSERT SLIPC
246)      DIMENSION NOD(1),ALPHA(1)
247)      DO 10 I=1,ISLIP
248)      II=I-ISLIP
249)      DO 10 K=1,2
250)      II=II+ISLIP
251)      IF (NN.NE.NOD(II)) GOTO 10
252)      E1=EX
253)      EX=EX*ALPHA(I)-WY*ALPHA(I+ISLIP)
254)      WY=WY*ALPHA(I)+E1*ALPHA(I+ISLIP)
255)      10 CONTINUE
256)      RETURN
257)      END
```


8)	261	5	33	1					
9)	0	1							
0)	0.4		0.4		1.E	6	1.		1.
1)	-.0235E-	6						0.1E	-6-1.0E-
2)	2	2		1					
3)	1	20		1					
4)	295	62		1					
5)	1	19		1					
6)	261	33		1					
7)	22	20		1					
8)	4	2		0	20.			.019923	
9)	0								
0)	0								
1)	0								

18)	261	5	33	1					
19)	0	1							
0)	0.4		0.4		1.E	6 1.	1.	0.1E	-6.1.0E 6 0.
1)	-.0235E-	6							
2)	2	2	1						
3)	1	20	1						
4)	295	62	1						
5)	1	19	1						
6)	261	33	1						
7)	22	20	1						
8)	4	2	0 20.			.019923			
9)	0								
0)	0								
1)	0								

3)	261	5	33	1					
7)	295	3	2	1					
0)	0	1							
1)	0.4		0.4		1.E	6 1.	1.	0.1E	-6 1.0E 6 0.
2)	-.0235E-	6							
3)	2	3	1						
4)	1	20	1						
5)	295	62	1						
5)	1	19	1						
7)	261	33	1						
3)	295	2	1						
7)	22	20	1						
0)	4	2	1	20.		.1			
1)	0								
2)	0								
3)	0								

58)	261	5	33	1					
59)	295	3	2	1					
60)	0	1							
61)	0.4		0.4		1.E	6 1.	1.	0.1E	-6 1.0E 6 0.
62)	-.0235E-	6							
63)	2	3	1						
64)	1	20	1						
65)	295	62	1						
66)	1	19	1						
67)	261	33	1						
68)	295	2	1						
69)	22	20	1						
70)	4	2	1	20.	.1				
71)	0								
72)	0								
73)	0								

NUMERIEKE SIMULATIE VAN GOLFKLAPPEN OP EEN TALUDBESCHERMINGSCONSTRUCTIE
VAN GEZETTE STEEN M.B.V. HET KOMPUTERPROGRAMMA SATURN

CO-272520/2

Delft, mei 1984
Franc P.H. Engering

<u>Inhoud:</u>	<u>Blz.:</u>
1. Inleiding	1
2. Schematisatie	1
3. Von MISES materiaalmodel	4
4. Korte beschrijving van SATURN met glij-oppervlakken	7
5. Resultaten van de SATURN-berekeningen	10
6. Conclusies en aanbevelingen	15
7. Appendix: statische analytische berekening	19
8. Referenties	21

Lijst met symbolen:

σ_{ij}	= spanningstensor
S_{ij}	= deviatorische spanningstensor
σ_{kk}	= isotrope spanning = $\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$
K	= Kompressie modulus
G	= Glijdingsmodulus
ϵ_{kk}	= volumerek
e_{ij}	= deviatorische rektensor
$f(\sigma_{ij})$	= funktie van de bezwijklijn
f_t	= schuifkracht
f_n	= normaalkracht
k	= wrijvingscoëfficiënt
a	= versnelling
g	= versnelling van de zwaartekracht
m	= massa
H	= kracht
A	= kontakt oppervlakte (wrijvingsoppervlakte)
$T_{failure}$	= de von Mises bezwijkspanning

1. Inleiding

In december 1983 is enige programmatuur aangeschaft om met het computerprogramma SATURN de invloed van golfklappen op een taludbeschermingsconstructie van gezette steen te kunnen onderzoeken. De daarbij behorende studie [1] had een oriënterend karakter.

In deze studie is voornamelijk gekeken naar de invloed van de parameters van het von Mises materiaalmodel (kompressie en glijdingsmodulus, de schuifsterkte) en de aanwezigheid en het gedrag van mortel tussen de stenen.

Om het gedrag van klei met een maximale schuifsterkte volgens Terzaghi van 41 kN/m^2 bij een maximale belasting van 210 kN/m^2 nader te onderzoeken zijn er nog enkele SATURN-berekeningen uitgevoerd, welke in dit rapport beschreven zijn.

Hierbij werd de vraag gesteld of de versnellingen (de versnellingskrachten) ten gevolge van de massastraagheid een grote rol spelen. Als er geen noemenswaardig verschil tussen de statische en dynamische berekening is kan geconcludeerd worden, dat tezamen met de andere onzekerheden, bij deze schematisatie een statische berekening voldoende nauwkeurig is.

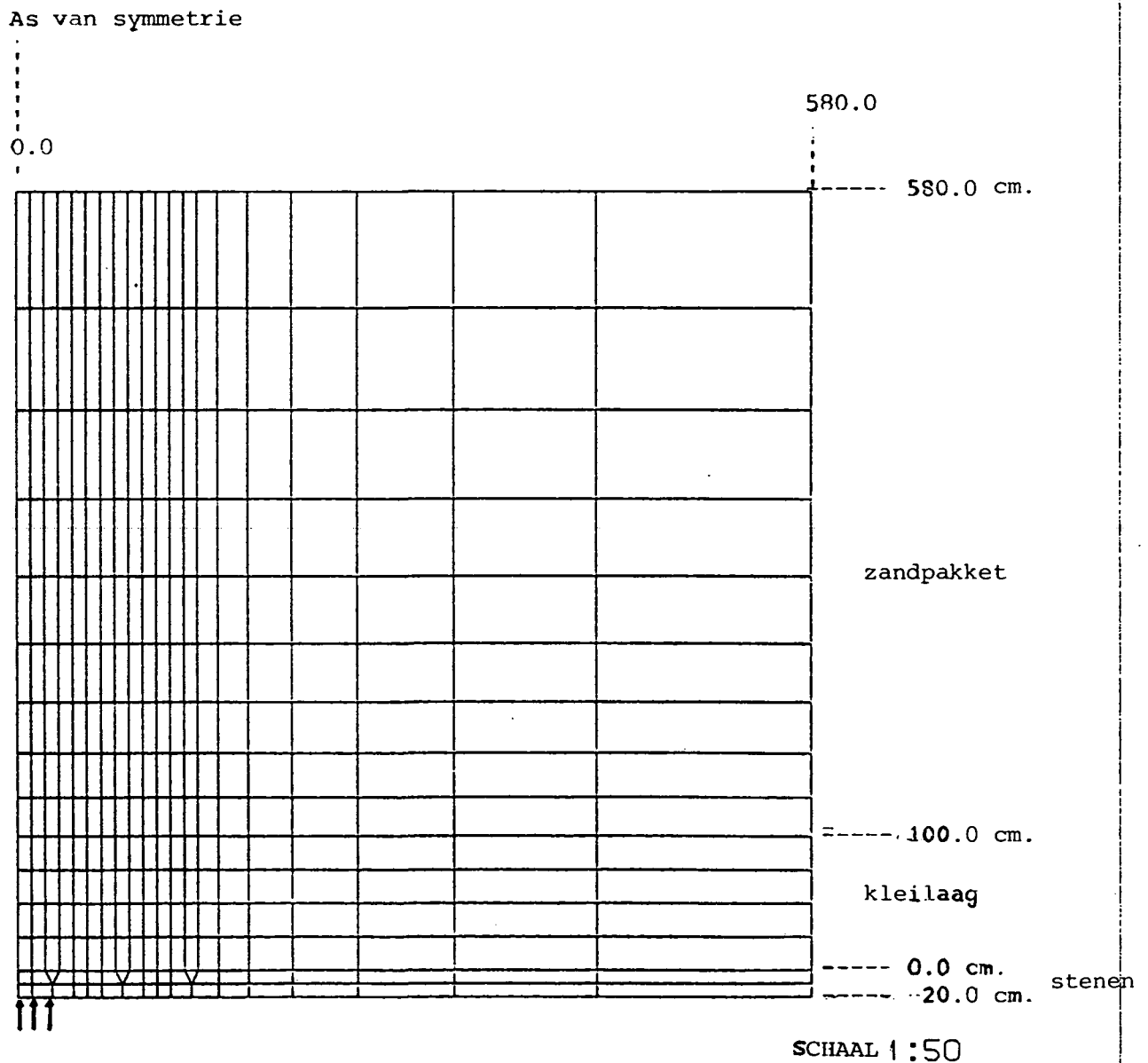
Aangenomen is dat de waterspanningsgeneratie in deze dynamica-berekeningen ten gevolge van de golfklap in de kleilaag en het zandpakket, naar alle waarschijnlijkheid geen grote rol speelt. In de berekeningen is daarom alleen de grond geschematiseerd en niet het water.

Dit rapport is samengesteld door Ir. F.P.H. Engering van het Laboratorium voor Grondmechanica te Delft.

2. Schematisatie

Het probleem is geschematiseerd tot een elementennet dat getekend is in figuur 1. De stenen zijn 20 cm dik en 50 bij 50 cm breed. Het materiaal onder de stenen bestaat uit een zandpakket overdekt met een 1 m dikke kleilaag.

Figuur 1 . Het elementennet.



DELFT SOIL MECHANICS LABORATORY

84-03-30

CO- 272520

EG

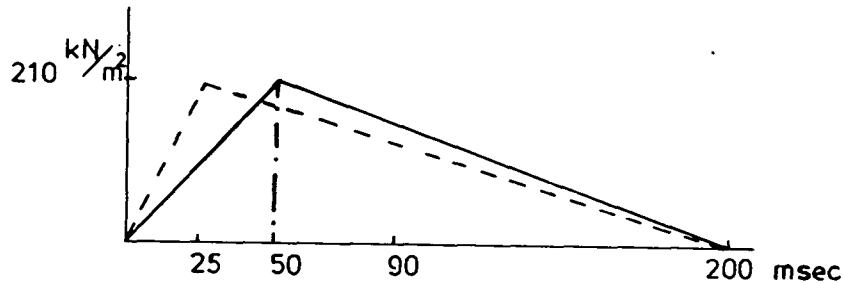
generated mesh

ANNEX

1

In deze schematisatie is een vlakke vervormingstoestand aangenomen, waarbij de stenen als aparte blokken op de kleilaag worden beschouwd. Op het kontaktoppervlak is er een glij-oppervlakte gedefinieerd om een relatieve verplaatsing tussen de stenen en de kleilaag te kunnen simuleren (zie paragraaf 4).

In figuur 1 is met pijltjes aangegeven dat de geschematiseerde golfklap (figuur 2) werkt op de middelste steen.



Figuur 2: Geschematiseerde golfklap in kN/m^2

Aan de stenen en het zandpakket wordt een volkomen elastisch gedrag toegekend, waarbij de volgende materiaaleigenschappen zijn gebruikt:

Stenen

volumiek gewicht = 2340 kg/m^3 (= poreuse dichtheid)

kompressiemodulus = $1.95 \cdot 10^7 \text{ kN/m}^2$

glijdingsmodulus = $1.47 \cdot 10^7 \text{ kN/m}^2$

Zandpakket

volumiek gewicht = 2000 kg/m^3

kompressiemodulus = $5.10 \cdot 10^4 \text{ kN/m}^2$

glijdingsmodulus = $2.31 \cdot 10^4 \text{ kN/m}^2$

Voor de kleilaag is er een van Mises materiaalmodel gebruikt. Hierbij is een maximale schuifsterkte van 41 kN/m^2 opgegeven, waarbij volgens Terzaghi [2], bij een piekdruk, zoals weergegeven in figuur 2, een grondsoort als klei zich juist plastisch gaat gedragen.

In [1] was een van de conclusies dat, bij deze golfklap, het plastisch gedrag niet erg gevoelig is voor een variatie in de kompressiemodulus.

Variatie in de glijdingsmodulus met eenzelfde variatie in de schuifsterkte kan daarentegen een hele plastische zone in de kleilaag veroorzaken. De direkte afhankelijkheid hiervan is ook inherent aan het gekozen grondmodel. In de berekeningen zijn daarom de volgende parameters gebruikt, tenzij anders aangegeven.

volumiek gewicht = 1700 kg/m^3

kompressiemodulus = 5000 kN/m^2

glijdingsmodulus = 2000 kN/m^2

max. schuifsterkte = 41 kN/m^2

3. Von Mises materiaalmodel

Voor de omschrijving van de spannings- en rektoestand wordt in SATURN gebruik gemaakt van de invarianten der spanningen en rekken.

Bij een isotroop materiaal kunnen de invarianten als volgt gedefinieerd worden:

$I_1 = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3 =$ isotrope spanningsinvariant

$I_2 = 1/2 S_{ij} S_{ij} =$ deviatorische spanningsinvariant

met $S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \cdot I_1 =$ deviatorische spanningstensor

Voor de rekken geldt een dergelijke omschrijving:

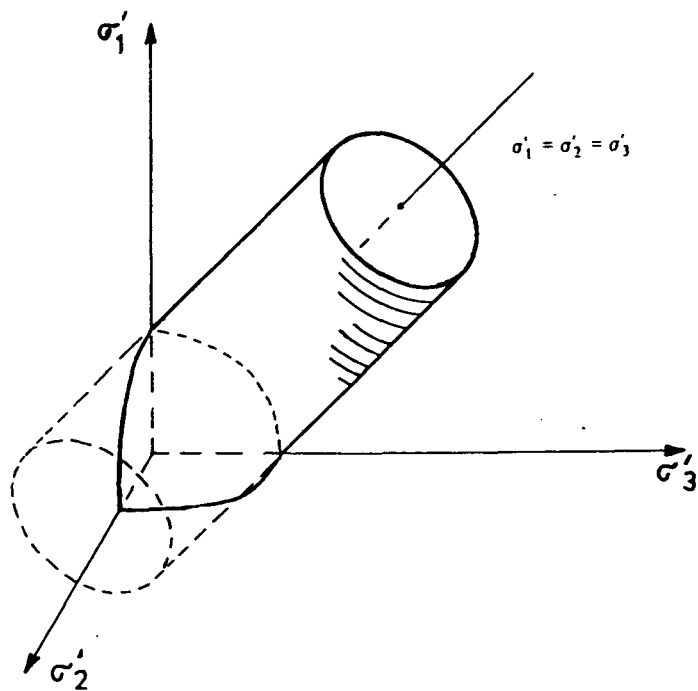
J_1^e = elastische volumerek

J_2^e = elastische deviatorische rektensor

In de ruimte, die door de drie spanningsassen wordt opgespannen, kunnen twee gebieden onderscheiden worden, waarin het materiaalgedrag verschillend wordt omschreven:

1. het elastisch gebied
2. het bezwijkgebied.

De grens tussen deze gebieden wordt gevormd door het bezwijkoppervlak. In de spanningsruimte kunnen deze gebieden met hun begrenzingen als volgt weergegeven worden (figuur 4).



Figuur 4.

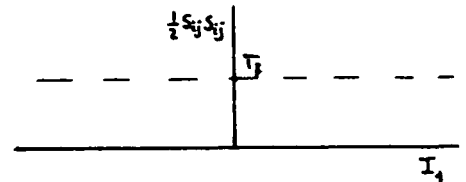
De 3-dimensionale situatie wordt vereenvoudigd weergegeven in twee 2-dimensionale tekeningen.

1. In het meridiaanvlak.

Het vlak door de oorsprong met als assen I_1 en I_2 en een konstante waarde voor θ .

De bezwijklijn wordt in het meridiaanvlak omschreven als:

$$f(\sigma_{ij}) = 1/2 S_{ij} S_{ij} - T_{failure} = 0$$



Voor 2-dimensionale problemen betekent dit:

$$f(\sigma_{ij}) = 1/2 (S_{11}^2 + S_{22}^2 + S_{33}^2 + 2 \cdot S_{12}^2)$$

$$= 1/2 \cdot \frac{(S_{11} - S_{22})^2 + (S_{22} - S_{33})^2 + (S_{33} - S_{11})^2}{3} + S_{12}^2$$

2. In het π -vlak.

Een vlak loodrecht op de I_1 -as met als centrum een punt op de I_1 -as en met poolcoördinaten I_2 en θ .

De omschrijving van de bezwijkoppervlakte in het π -vlak is een cirkel met straal $T_{failure}$.

Binnen de geschetste spanningsruimte bewegen zich de spanningspaden als gevolg van extern opgelegde belastingen. Beweegt nu een spanningspad zich binnen het elastisch gebied (binnen de omhullende) dan zal het betreffende materiaal lineair elastisch reageren, dat wil zeggen de relatie tussen spanningen en vervorming is lineair volgens de gegeven moduli.

$$I_1 = 3K \cdot J_1^e \quad K = \text{Kompressie modulus}$$

$$I_2 = 2G \cdot J_2^e \quad G = \text{glijdings modulus}$$

K en G kunnen uitgedrukt worden in termen van de elasticiteitsmodulus E en het Poisson getal ν volgens

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)} \quad \text{en} \quad G = \frac{E}{2(1 + \nu)}$$

Een spanningspad dat zich volgens elastische berekeningen buiten het bezwijkoppervlak begeeft, komt in een gebied waar geen stabiele spanningstoestand kan voorkomen. De spanning-rek relatie zorgt ervoor dat het resulterende spanningspunt op of onder de bezwijkomhullende komt te liggen. De spanningsaanpassing gaat gepaard met met plastische vervormingen (J_1^P, J_2^P). Welke spanningstoestand wordt bereikt is afhankelijk van het type der vloeiregel, die de verhouding tussen de plastische rekincrementen voorschrijft.

In deze elastisch-ideaal plastische formulering is de vloeifunctie zodanig gekozen, dat er geen plastische volumerekken kunnen optreden. De grootte van de plastische schuifrek J_2^P wordt niet door de spanning-rek relatie bepaald. Het optreden van plastische rekken duidt op een bezwijksituatie, hetgeen inhoudt, dat doorgaande vervormingen optreden bij een gelijkblijvende spanningstoestand.

4. Korte beschrijving van SATURN met glijoppervlakken

Het programma SATURN is geschikt voor 1, 2 en 3-dimensionale problemen, maar bij gebruik van sliplknoten is het alleen toepasbaar voor 2-dimensionale problemen.

In het algemeen gesproken is het een niet-lineair programma; een updated-lagrangiaanse methode zorgt ervoor dat de knooppuntverplaatsingen na elke (tijd)stap worden aangepast en de elasto-plastische (niet-lineair) spanning-rekrelatie berekent de incrementele spanningstoestand uit de reksnelheden.

De numerieke methodes in SATURN verschillen met die van traditionele eindige elementen programma's. Ten eerste, worden de individuele termen van de stijfheidsmatrix niet bewaard (geen stijfheidsmatrix). De element-integratie wordt elke tijdstap uitgevoerd voor één integratiepunt in het centrum van het element, gekoppeld aan een superpositie van de 'bending forces'.

Het tijd-integratie algoritme voor de golfvergelijking is een expliciet schema. Voor efficiëntie wordt het grondmassief in deze dynamische berekeningen gepresenteerd door een 'lumped mass' schema.

Om een adequate simulatie van de golfvoortplanting te verkrijgen moet de tijdstap zodanig gekozen worden dat het een fractie is van de lengte van het kleinste element uit de mesh gedeeld door de golfvoortplantingssnelheid (de kleinste periode van het systeem).

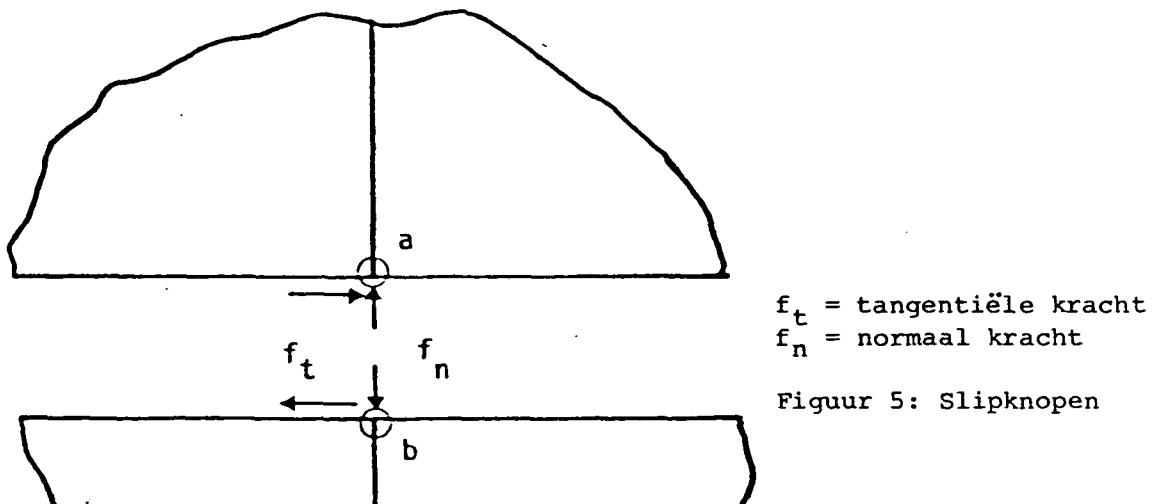
Voor niet-lineaire spannings-rek relaties heeft deze benadering als voordeel dat de individuele stijfheidstermen, die elke tijdstap opnieuw berekend worden, zonder noemenswaardige problemen kunnen variëren in de tijd.

Om een glijoppervlak tussen de stenen en de kleilaag te simuleren moet langs het contactoppervlakte dubbele knopen gedefinieerd worden.

Het gedrag in een punt langs dit contactoppervlakte wordt bepaald door het gedrag van deze sliplknopen.

In de initiële toestand zijn deze dubbelknopen aan elkaar vast gekoppeld.

De knooppuntkrachten in de sliplknopen bepalen wat er gaat gebeuren.



Bij een negatieve normaalkracht tussen de twee slipknopen a en b zullen ze onafhankelijk van elkaar gaan bewegen. Ter plaatse ontstaat daar een scheurvorming.

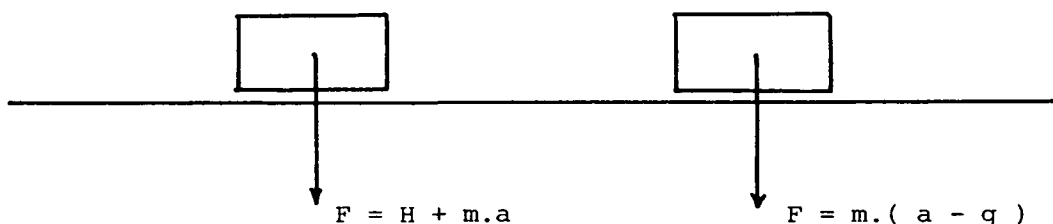
De slipknopen schuiven langs elkaar als de normaalkracht positief is en de schuifkracht groter is dan de maximale toelaatbare schuifkracht.

$$f_t > k \cdot f_n$$

k = wrijvingscoëfficiënt.

De normaalkracht f_n bestaat uit een incrementele waarde ten gevolge van de dynamica plus een constante kracht H, waarin het gewicht van de steen is verdisconteerd.

Op deze wijze wordt er geen rekening gehouden met versnellingskrachten ten gevolge van de zwaartekracht. Bij oplifting van een steen zou de versnellingskracht gecorrigeerd moeten worden met de gravitatiekracht ($m \cdot g$).



Figuur 6: De verticale kracht op de steen

Voor de berekeningen is een wrijvingscoëfficiënt k genomen van 0.4 tussen de stenen en de kleilaag (de stenen onderling waren vrij). Variaties in k van 0 t/m 0.8 leverden trouwens nauwelijks verschillen op (zie paragraaf 5).

De waarde H/A (A in kontaktoppervlakte) heeft de waarde $2.34 \cdot 10^{-8}$ Mbar gekregen.

5. Resultaten van de SATURN berekeningen

klei-eigenschappen					resultaten na 90 msec	
run	kompresie modulus	glijdings- modulus	schuif- sterkte	opmerkingen	plastische elementen	vertikale zakking
15	5000	500	10	-	56 (24)	15.7
16.1	5000	1500	17	-	52	11.2
16	5000	1500	30	-	19	5.6
17.1	5000	3000	34	-	9	4.2
17	5000	3000	60	-	0 (2)	1.3
18	50000	500	10	-	57	14.3

34	5000	2000	41	-	0 (8)	2.88
35	5000	2000	41	$k = 0$	0 (8)	2.92
36	5000	2000	41	kortere golf- klap (fig. 2)	0 (5,13)*	2.59
37	5000	500	41	-	8 (3)	7.32
38	5000	2000	41	$k = 0.8$	0 (8)	2.88
39	5000	2000	41	initiële spanning	0 (6)	4.09
40	5000	2500	50	-	0 (5)	1.68

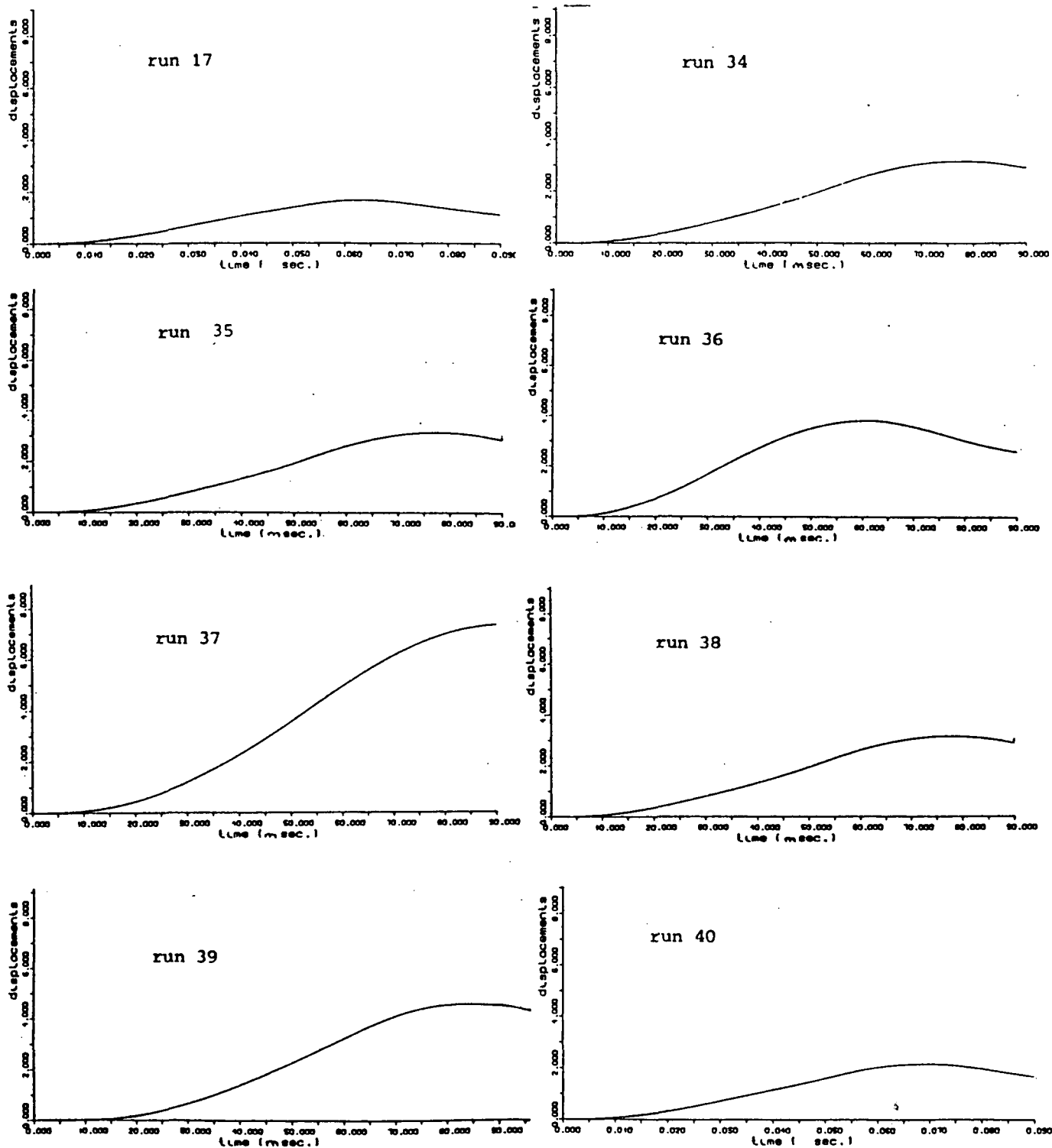
Tabel 1: resultaten van de numerieke simulatie van de golfklap op een taludbescherming van gezette steen (zonder mortel).

De moduli en de schuifsterkte hebben de dimensie KN/M^{**2} en de verticale steenzakking is weergegeven in centimeters.

Tussen haakjes staat het aantal plastische elementen vermeld op het moment van maximale intensiteit van de golfklap.

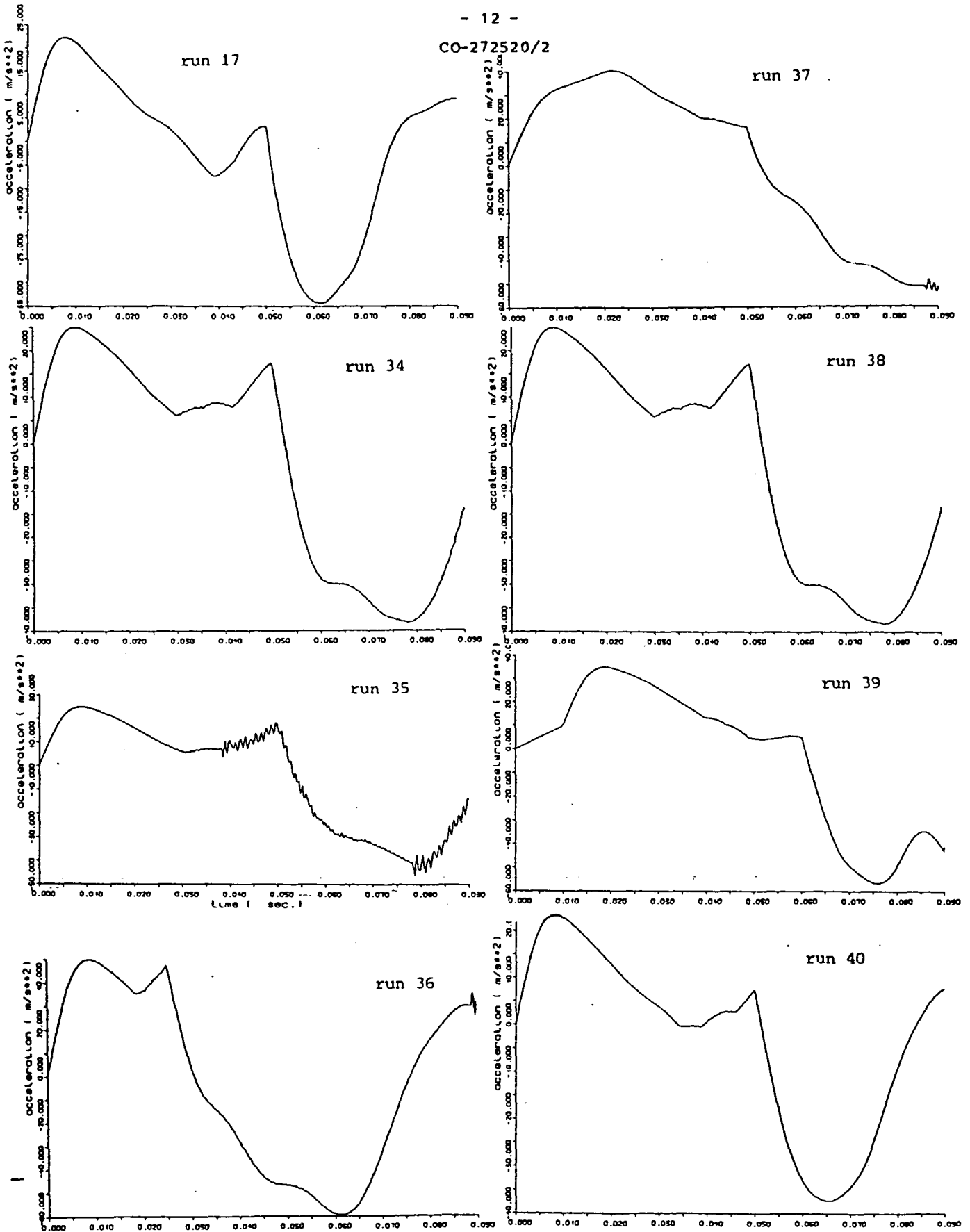
In appendix [4], zijn alle plot-resultaten opgenomen van de runs 34, 35 (gedeeltelijk), 36, 37 en 39.

* plastische elementen op 90, 25 en 50 msec.

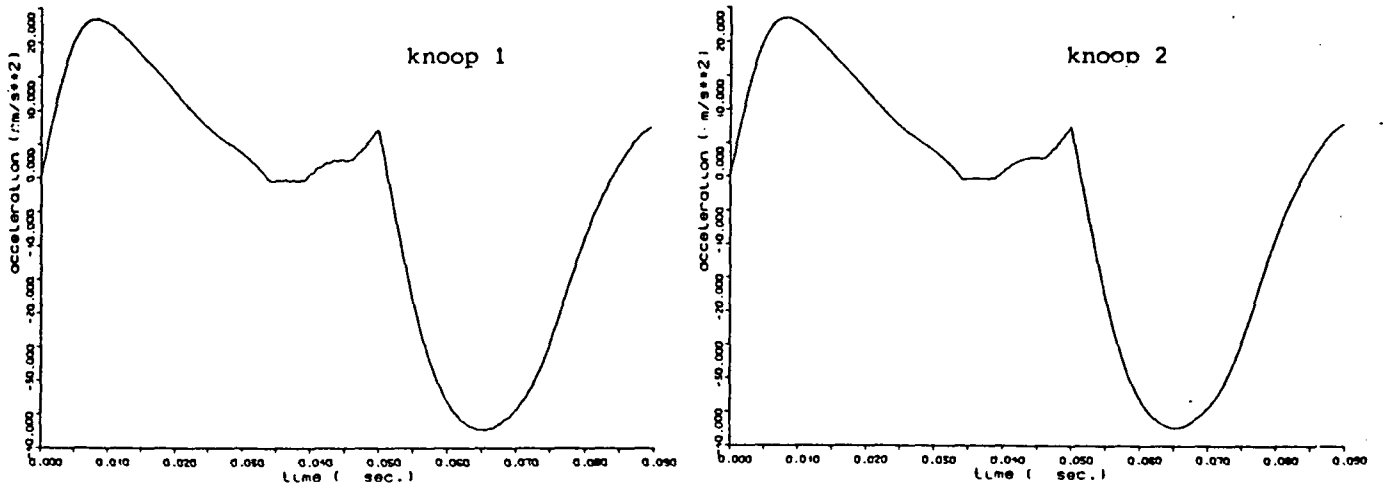


Figuur 7. De verticale zakking van de middelste steen in centimeters, uitgezet tegen de tijd in miliseconden.

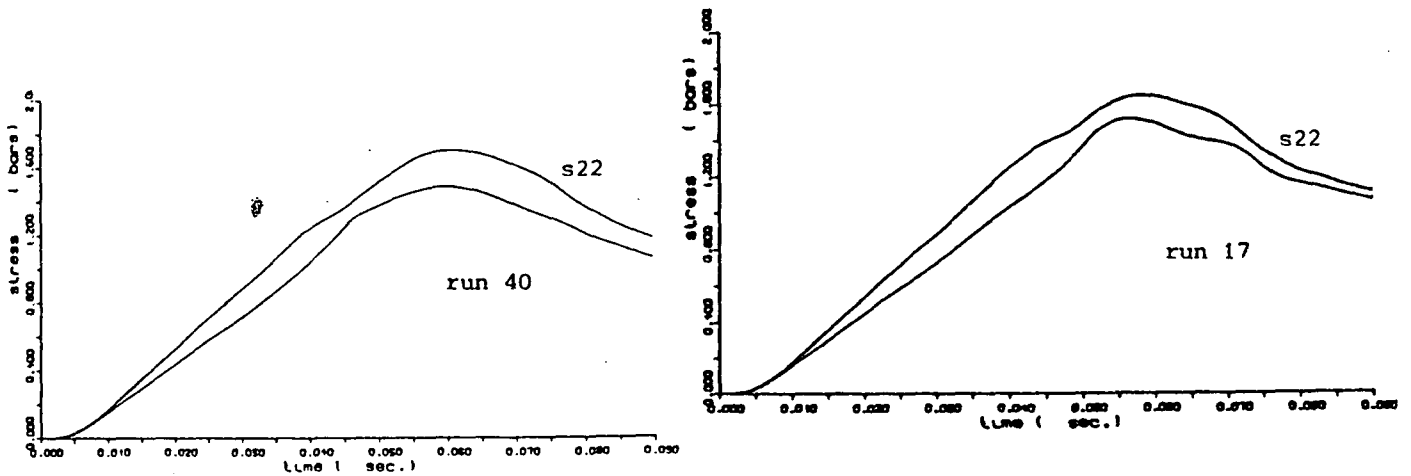
CO-272520/2



Figuur 8. De versnelling in de verticale richting in de slijpknoppen van de middelste steen en de kleilaag in m/s^2 uitgezet tegen de tijd in seconden.

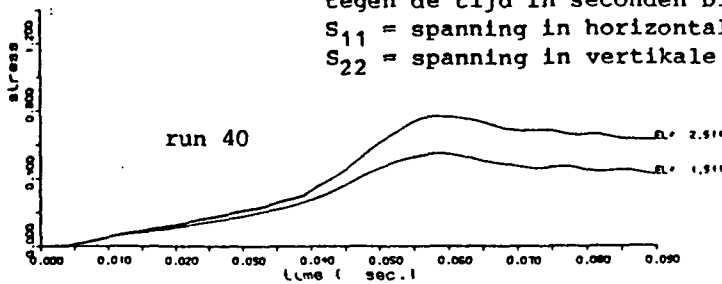


Figuur 9. De versnelling in verticale richting van run 40 in de beide slipknoepen, behorende bij de kleilaag, onder de middelste steen (op de as van symmetrie) in m/s² uitgezet tegen de tijd in seconden.



Figuur 10. De spanning in het eerste twee elementen in de kleilaag onder de middelste steen in bars (1 bar = 10⁵ N/m²) uitgezet tegen de tijd in seconden bij runs 40 en 17.

S₁₁ = spanning in horizontale richting.
S₂₂ = spanning in verticale richting.



Run 34 is de basis-run, die beschreven is in paragraaf 2. Uit run 35 en 38 blijkt dat variatie van de wrijvingscoëfficiënt nauwelijks invloed heeft op de berekeningsresultaten.

Een kortere golfklap (zie figuur 2, stippellijn) geeft na 90 msec een verticale zakking van 2,59 cm, maar na 75 msec was deze 3,31 cm.

Een vier keer zo kleine glijdingsmodulus veroorzaakt een plastische zone rond de as van symmetrie en een 2,5 keer zo grote zakking.

In run 39 is de mogelijkheid gebruikt die SATURN biedt, door in een aantal cycli gravitatiekrachten op het systeem aan te brengen (in 10 msec).

Hiermee kan de invloed van een reële initiële spanningstoestand op de dynamica-berekeningen vergeleken worden.

Voor een juiste voorspelling zijn de initiële (schuif)krachten in de grond een belangrijk gegeven. Voor het hier gehanteerde grondmodel zijn dat vooral de schuifkrachten.

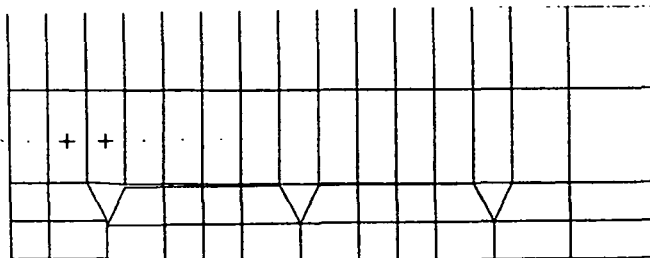
Immers tijdens de golfklap kan niet meer de volledige schuifspanning gemobiliseerd worden. Er zal eerder herverdeling van spanningen plaatsvinden, waardoor er meer plastische deformaties plaats vinden.

De stenenlaag is door de zwaartekracht 0,0165 cm gezakt en de golfklap uit figuur 2 is 10 msec verschoven.

De uiteindelijke verticale zakking is niet na 90 msec maar na 100 msec gemeten en is door de grotere plasticiteit toegenomen.

Om bij de gegeven golfklap te onderzoeken wanneer er geen plasticiteit optreedt zijn run 40 en 17 gedraaid.

In run 17 waren nog twee elementen die op het moment van maximale intensiteit plastisch reageerden (zie figuur 11).

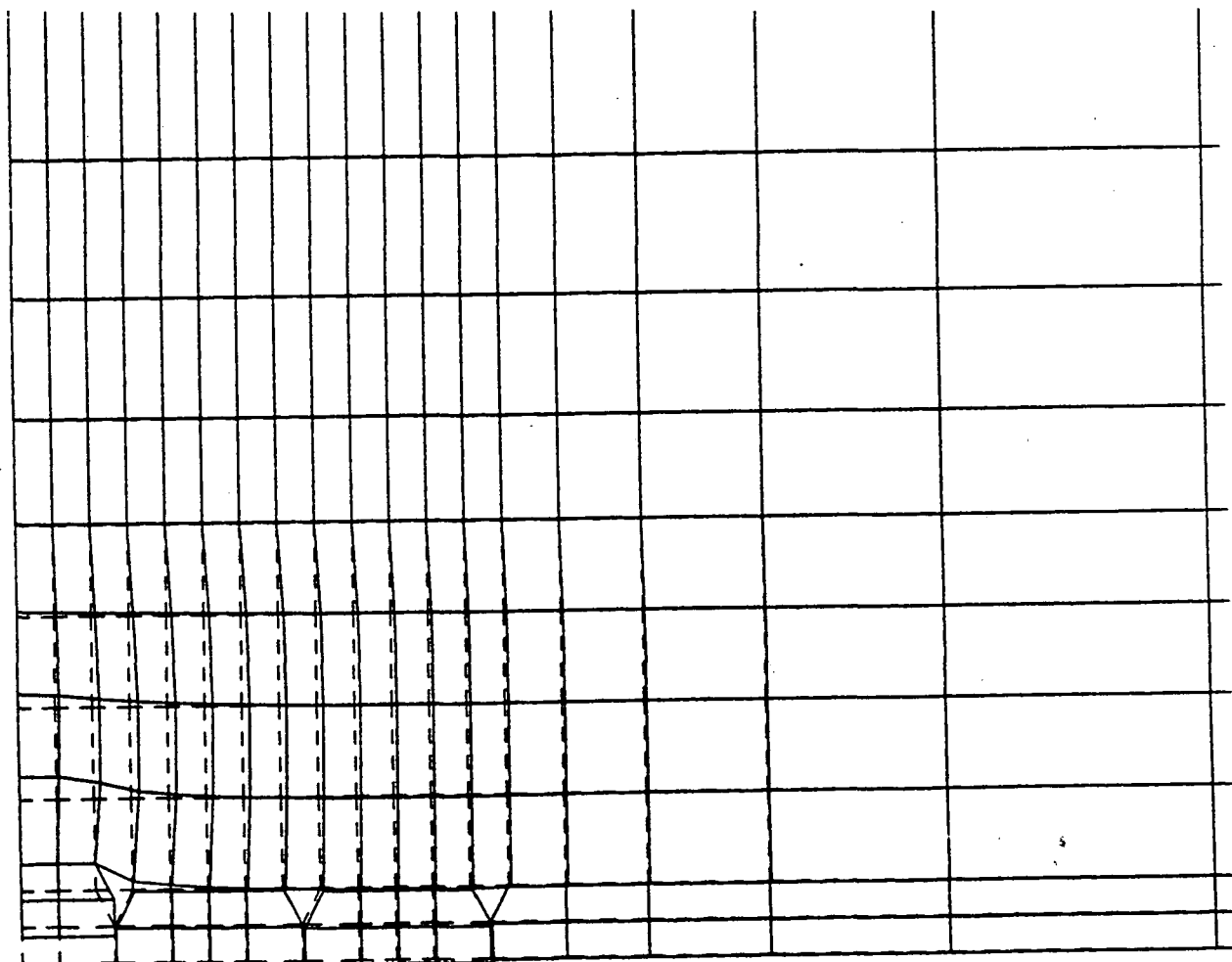


Figuur 11. Elementen die plastisch reageerde op $t = 50$. msec zijn met een + gemarkeerd.

6. Conclusies en aanbevelingen

Uit de resultaten van de berekeningen van run 34, 35 en 39 blijkt dat wrijving tussen de stenen en de kleilaag bij deze schematisatie geen rol van betekenis speelt.

De sliplijnen zijn wel noodzakelijk om spleetvorming tussen de kleilaag en de stenen te kunnen simuleren, zoals duidelijk te zien is in figuur 12. Dit kan een belangrijk mechanisme zijn op een taludbeschermingsconstructie van gezette steen, waarbij waterstroming kan ontstaan tussen de kleilaag en de stenen.



Figuur 12. Run 37, cycle = 4500, tijd = 90. msec, zie [4].

Een kortere golfklap (run 36) geeft iets meer zakking na 75 msec (3,31 cm), maar na 90 msec blijkt de zakking toch grotendeels elastisch te zijn geweest en komt zelfs iets lager uit.

Aangezien deze studie er vooral op gericht is de invloed van de versnellingskrachten ten gevolge van de massatraagheid te onderzoeken, zijn in figuur 8 de versnellingen onder de rechterkant van de middelste steen in de kleilaag uitgezet tegen de tijd. Figuur 9 illustreert slechts het feit dat de gehele kleilaag onder de middelste steen, waar de golfklap op staat, eenzelfde versnelling heeft in verticale richting.

In figuur 8 is de maximale versnelling ongeveer $40 \text{ m/s}^2 \approx 4 g$ (g is de versnelling van de zwaartekracht).

Ondanks dat de versnellingen aan de hoge kant zijn, kan hieruit geen konklusie worden getrokken omdat zowel de massatraagheid als het plastisch gedrag hierin verwerkt worden. De grootte van de bijdrage van elke term afzonderlijk wordt niet berekend door SATURN en er kan daaromtrent geen uitspraak gedaan worden.

Wel kan bekeken worden of de massatraagheid van invloed is op de spanningen, en dus op het verplaatsingsveld.

Het resultaat van een statisch analytische som (Timoshenko, zie appendix) voor een lineair elastisch medium, gaf hierin ook onvoldoende inzicht.

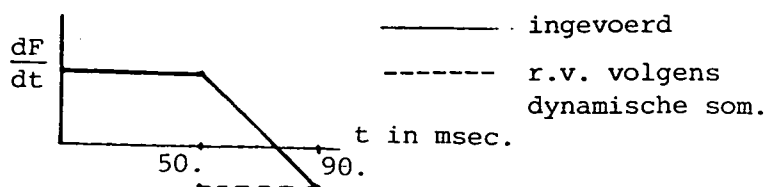
Figuur 13 bevat de resultaten van een statische berekening met SATURN, met dezelfde grondparameters als run 17.

Het massatraagheidseffect is vooral zichtbaar de eerste 0,01 seconde (vergelijk figuur 10 en 13).

Daarna gedraagt de constructie zich vrij statisch, tot het moment dat er plasticiteit gaat optreden (zie fig. 14), waarbij er een knik ontstaat in het spanningsverloop (fig. 10).

Plasticiteit treedt zowel op bij de statisch als dynamische berekening en is dus niet het gevolg van het massatraagheidseffect.

De golfklap (fig. 2) moet bij deze statische berekening als een kracht-increment worden ingevoerd. Na de piekwaarde wijkt deze helaas af van die uit figuur 2.



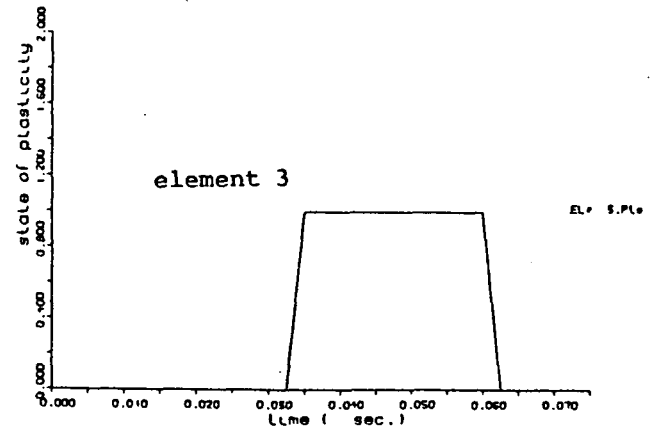
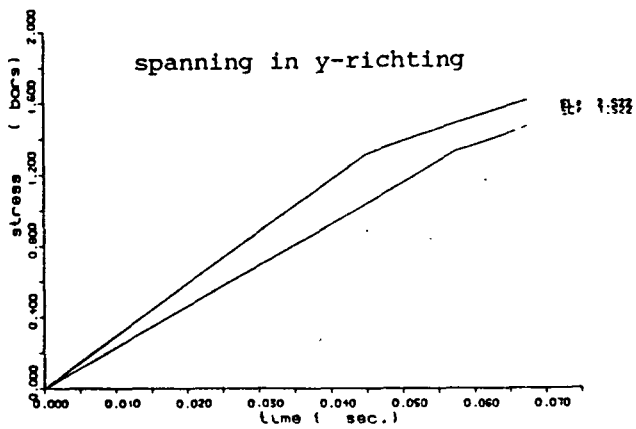
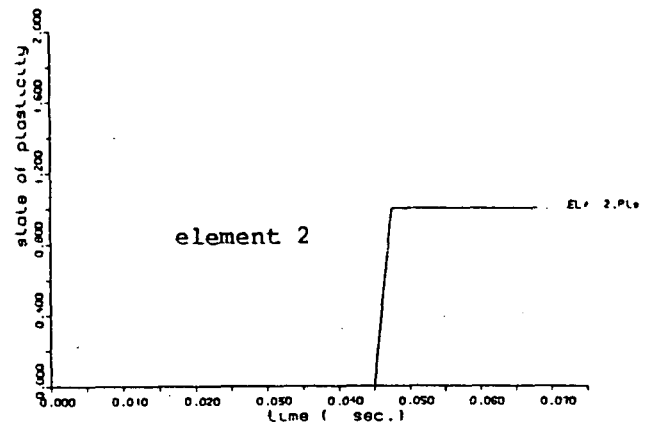
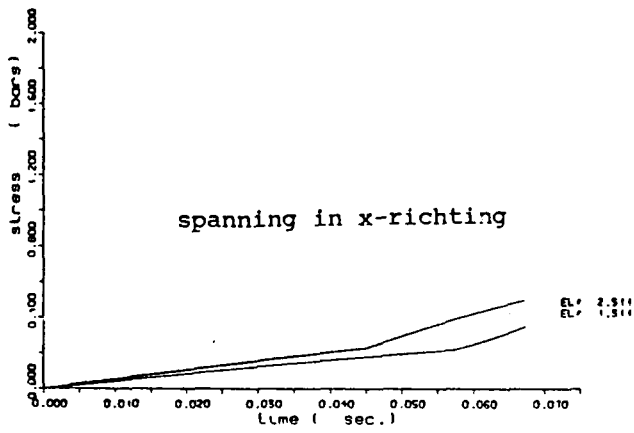
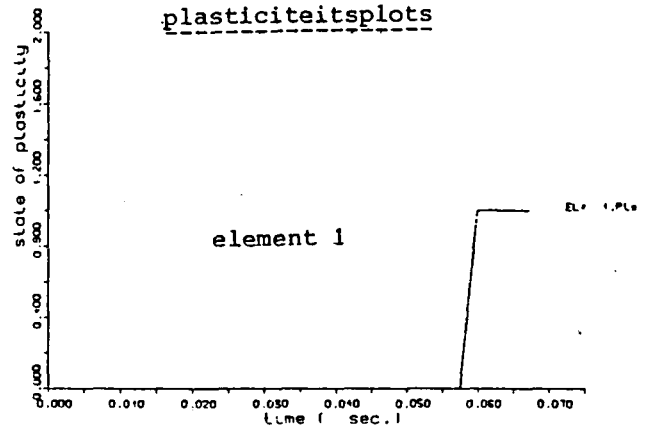
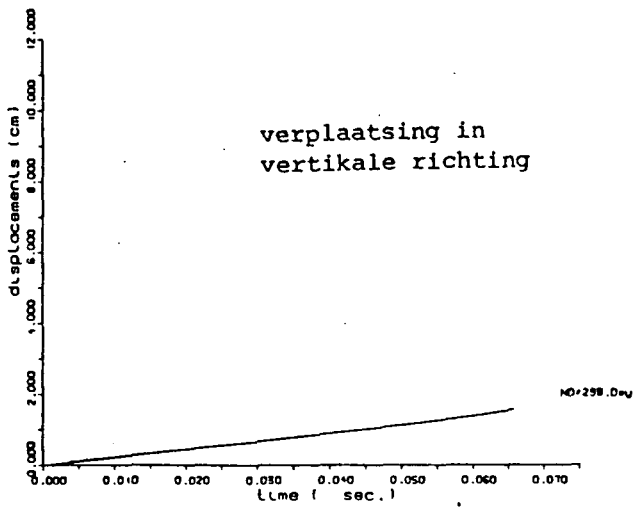


Fig. 13: Resultaten van een statische berekening met SATURN met dezelfde grondparameters als van 17.

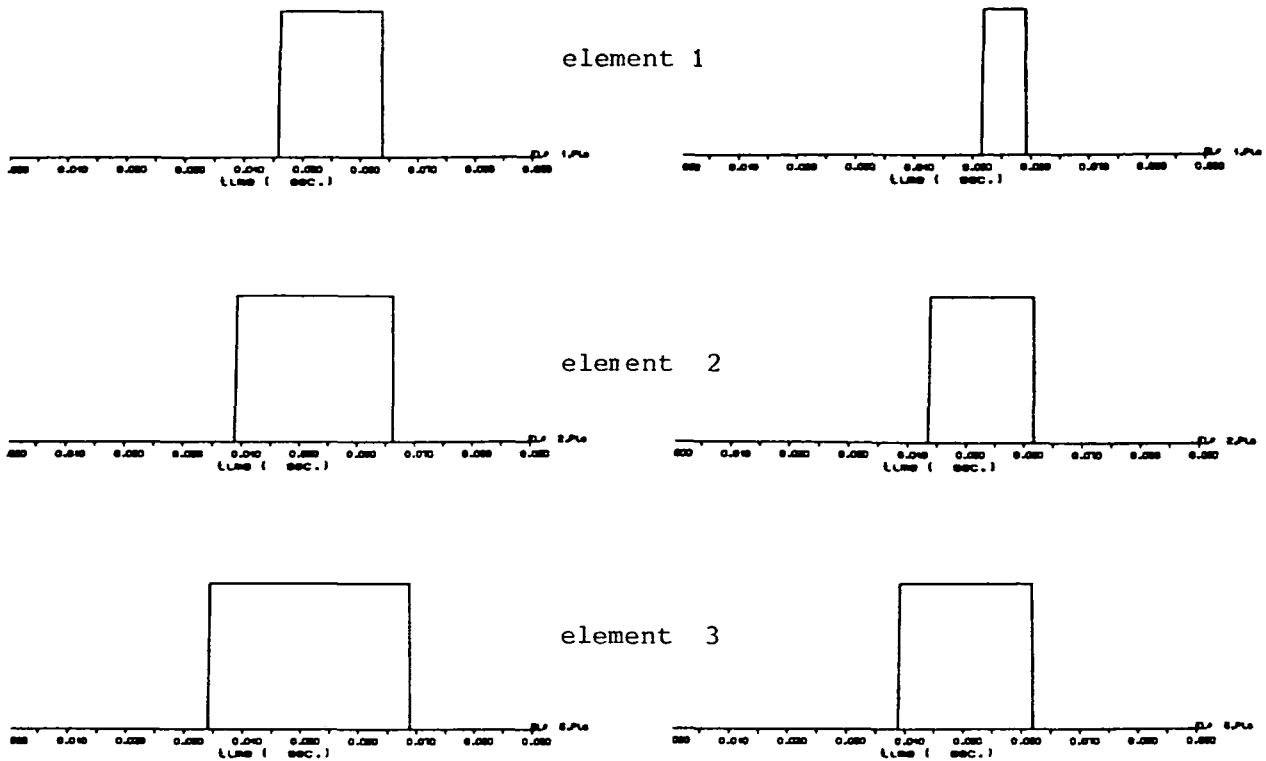


Fig. 14: Blokdiagram geeft aan wanneer de elementen onder de middelste steen op de bezwijkomhullende liggen (plasticiteit) bij run 40 en 17.

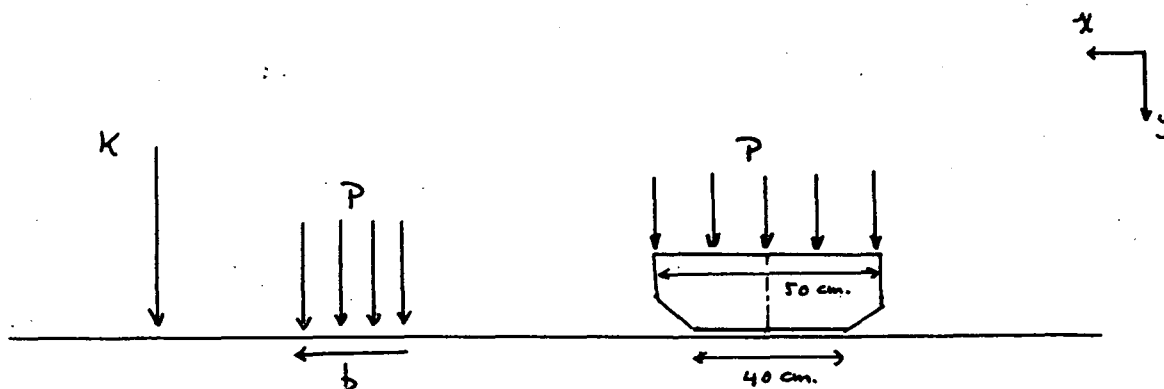
Uit het voorafgaande kunnen de volgende konklusies getrokken worden:

1. De massa draagbaarheid heeft wel degelijk een invloed op de berekening, maar er kan ook duidelijk gezegd worden dat deze vrij beperkt is bij deze schematisatie.
2. Bij deze golfklap zal er plasticiteit optreden, ondanks het feit dat bij de opgegeven schuifsterktes er volgens Terzaghi [2] nauwelijks sprake zou zijn van plastisch gedrag.
3. Bij de in dit rapport beschreven berekeningen is er van uitgegaan dat de waterspanningsgeneratie verwaarloosbaar is en dit blijkt gerechtvaardigd door het statische gedrag van de gehele constructie.

Aanbevolen wordt wel, om de invloed van spleetvorming tussen de stenen en de daartussen eventuele waterstroming nader te zoeken. Ook de grootte en de vorm van de golfklap vereist nader onderzoek.

Een juiste bepaling van de grondparameters is tenslotte een vereiste.

APPENDIX



Beschouwd wordt een oplossing van een puntlast op een half-oneindig medium. K is de verticale last.

Timoshenko [6] leidt af voor een lineair elastisch medium:

$$\sigma_y = \frac{2}{\pi} K \frac{y^3}{(x^2 + y^2)^2}$$

$$\sigma_x = \frac{2}{\pi} K \frac{yx^2}{(x^2 + y^2)^2}$$

Nu wordt de puntlast K uitgebreid tot een verticale konstante belasting P over een breedte b.

$$\sigma_y = \int_0^b \frac{2}{\pi} P \frac{y^3 d\xi}{(y^2 + (\xi - x)^2)^2}$$

$$\sigma_x = \int_0^b \frac{2}{\pi} P \frac{y (\xi - x)^2 d\xi}{(y^2 + (\xi - x)^2)^2}$$

Of samengesteld geldt:

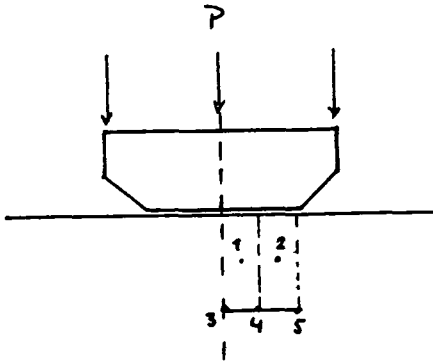
$$\sigma_x + \sigma_y = \frac{2}{\pi} P \int_0^b \frac{y d\xi}{y^2 + (\xi - x)^2} = \frac{2}{\pi} P \operatorname{arctg} \left(\frac{\xi - x}{y} \right) \Big|_0^b$$

$$\sigma_y - \sigma_x = \frac{2}{\pi} P \int_0^b y \frac{y^2 - (\xi - x)^2}{(y^2 + (\xi - x)^2)^2} d\xi = \frac{2}{\pi} P \frac{y(\xi - x)}{y^2 + (\xi - x)^2} \Big|_0^b$$

Hieruit volgt weer:

$$\sigma_y = \frac{P}{\pi} \left\{ \operatorname{arctg} \left(\frac{b-x}{y} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{x}{y} \right) + \frac{y(b-x)}{y^2 + (b-x)^2} + \frac{y(x)}{y^2 + x^2} \right\}$$

$$\sigma_x = \frac{P}{\pi} \left\{ \operatorname{arctg} \left(\frac{b-x}{y} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{x}{y} \right) - \frac{y(b-x)}{y^2 + (b-x)^2} - \frac{y(x)}{y^2 + x^2} \right\}$$



- 1 = (35, 92) percentages in de
- 2 = (30, 72) de locaties 1 t/m 5
- 3 = (12, 74) van de spanningen
- 4 = (13, 67) σ_x en σ_y t.o.v. P.
- 5 = (18, 47)

In de locatie 1 is de spanning : $\sigma_y = P * 0.92$
 $\sigma_x = P * 0.35$

Hierbij is het contact oppervlakte 0.40 m breed genomen en de invloed van de steen op de spanningsoverdracht verwaarloosd!

Op 12.5 cm in de kleilaag is de spanningsvermindering onder de steen, ongeveer 15 % .

Deze analytische berekening is niet zo maar uitbreidbaar tot een dynamische som. Differentiatie van de spanningen in elkaars richtingen geeft samen met de halve som van de afgeleide van de schuifspanningen in beide richtingen precies de waarde nul.

7. Referenties

- [1]: Sweet, J.,
Numerical simulation of the impact of waves on a breakwater
protected by a layer of bricks,
JSA-83-036, December 1983.
- [2]: Terzaghi, K., Peck, R.B.,
Soil Mechanics in Engineering Practices,
Second edition, John Wiley & Sons, New York.
- [3]: Engering, F.P.H.
Gravity as body forces in SATURN,
SE-690163/12, Delft 83-08-19.
- [4]: Engering, F.P.H.,
Numerieke simulatie van golfklappen op een taludbeschermingscon-
structie van gezette steen met behulp van het computerprogramma
SATURN,
Appendix, CO-272520/3, Delft 7 april 1984.
- [5]: van Driel, P.J., Engering, F.P.H.
Opleverings-rapport van het Genesys subsysteem CONSOL/2,
deel 1 met ideaal elasto-plastisch grondmodel,
CO-416237/2, Delft, december 1981.
- [6]: Timoshenko, S.P., Goodier, J.N.
Theory of Elasticity, third edition.

VERPLAATSING VAN EEN ELASTISCH
HALFVLAK ALS GEVOLG VAN EEN GOLFKLAP

CO-272520/3

<u>Inhoud:</u>	<u>Blz.</u>
0. Inleiding	0
1. Lijst van gebruikte symbolen	1
2. Afleiding formules	2
3. Uitgevoerde berekeningen	7
3.1. Vierkante belasting	7
3.2. Rechthoekige belasting	13
4. Vergelijking met analytische oplossing volgens Sellmeijer	15
5. Rekenvoorbeeld	18
6. Conclusies	20

0. Inleiding

Om te beoordelen of een golfklap oorzaak kan zijn van een instabiliteit van een steenzetting, direct geplaatst op klei, is het nodig de verplaatsingen in de ondergrond die optreden als gevolg van de golfklap, te berekenen. Gezien de grote stijfheid van de steen ten opzichte van de daaronder aanwezige grond, wordt de steen zelf buiten beschouwing gelaten, waardoor de golfklap dus eigenlijk rechtstreeks op de ondergrond werkt. Voor de ondergrond is aangenomen dat deze volledig elastisch reageert en de ondergrond is dan ook benaderd door een elastisch halfvlak.

In de literatuur zijn oplossingen bekend voor gelijkmatig verdeelde harmonische belastingen die op een bepaald rechthoekig oppervlak werkzaam zijn ([1] en [3]). Aangezien de belasting, die het gevolg is van een golfklap, moeilijk beschouwd kan worden als zijnde harmonisch, is het niet mogelijk de in de literatuur gegeven oplossingen zonder meer toe te passen.

Wel kan de golfklap ontwikkeld worden in een Fourier-reeks, waarna de in de literatuur gegeven oplossing gebruikt kan worden. Een en ander blijkt dan gepaard te gaan met zeer veel rekenwerk, tenzij een benadering wordt gebruikt.

In dit rapport zijn met behulp van de afgeleide formules een aantal berekeningen gedaan, zowel voor een vierkante als een rechthoekige belasting.

Tenslotte is getracht de berekeningsresultaten te vergelijken met de oplossing die gegeven is door Sellmeijer [4]. Vergelijking bleek echter niet mogelijk.

Dit rapport is samengesteld door Ir. R.J. Ernst van het Laboratorium voor Grondmechanica.

1. Lijst van gebruikte symbolen

a	: halve lengte belast oppervlak	(m)
a_o	: $aw \sqrt{\frac{\rho}{G}}$	(-)
b	: halve breedte belast oppervlak	(m)
b_o	: $\frac{b}{a}$	(-)
c_u	: ongedraineerde schuifsterkte	(N/m ²)
f_1, f_2	: functies die resp. de amplitude en de faseverschuiving bepalen van de verplaatsing t.g.v. een harmonische belasting	
G	: glijdingsmodulus	(N/m ²)
H	: golfhoogte	(m)
q	: spanning onder het belaste oppervlak	(N/m ²)
q_m	: maximale spanning onder het belaste oppervlak	(N/m ²)
Q_m	: maximale belasting	(N)
S	: stoot	(kg m/s)
t	: tijd	(s)
T	: trillingstijd	(s)
u	: verplaatsing t.g.v. dynamische belasting	(m)
u_o	: verplaatsing t.g.v. statische belasting	(m)
x, y	: plaatscoördinaten	(m)
v	: dwarscontractiecoëfficiënt	(-)
ρ	: soortelijke massa	(kg/m ³)
ω	: hoekfrequentie	(rad/s)

2. Afleiding formules

Getracht wordt een oplossing te geven voor de vervorming als gevolg van een golfklap op een halfoneindige elastische ruimte. De golfklap wordt geacht te werken op een rechthoekig oppervlak (afmetingen $2a \times 2b$, zie fig. 1), waarbij de maximale golfkracht Q bedraagt. Onder de rechthoek is als randvoorwaarde aangenomen, dat de spanning gelijkmatig verdeeld is en gelijk is aan:

$$q_m = \frac{Q}{4ab} \quad (1)$$

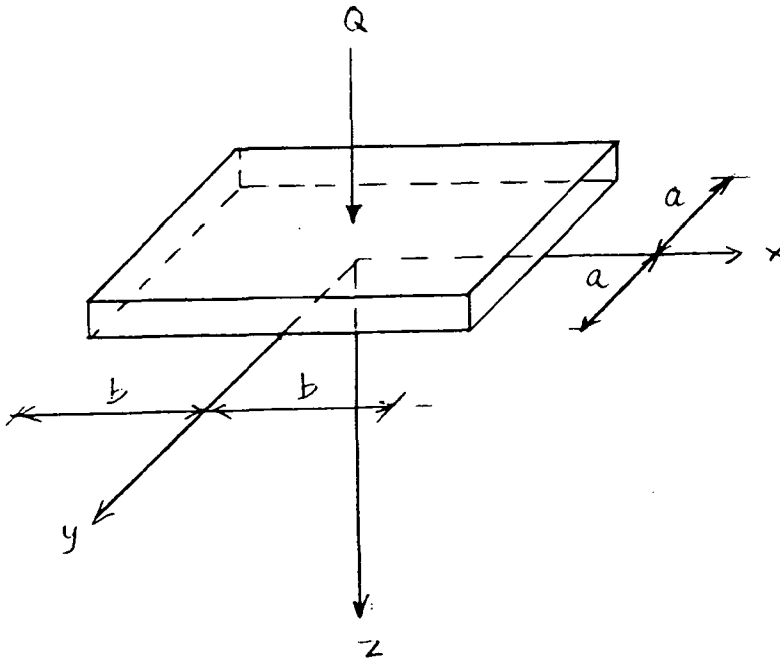


Fig. 1: De beschouwde rechthoek waarop de golfklap werkt.

Door Holzlöhner (lit. [1]) wordt een analytische oplossing gegeven voor het geval dat de belasting harmonisch is:

$$q(t) = \frac{Q}{4ab} e^{i\omega t} \quad (2)$$

Waarin: Q = de totale maximale belasting (N)

a = de halve lengte (m)

b = de halve breedte (m)

ω = de hoekfrequentie (s^{-1})

t = de tijd (s)

Dan blijkt dat de uitwijking van een willekeurig punt aan het oppervlak van de halfoneindige elastische ruimte met coördinaten (x, y) wordt gegeven door:

$$u(t) = \operatorname{Re} \left[\frac{Q \sqrt{\pi}}{2Ga \sqrt{b_0}} (f_1 + if_2) e^{i\omega t} \right] \quad (3)$$

Waarin: G = de glijdingsmodulus (N/m^2)

$$b_0 = \frac{b}{a}$$

f_1, f_2 = functies, die afhangen van ω , de soortelijke massa ρ , G , de dwarscontractiecoëfficiënt ν , a , b , en de plaatscoördinaten x en y .

Aangezien een golfklap niet als een harmonische belasting beschouwd kan worden zal allereerst de golfklap in een Fourier-reeks ontwikkeld worden, waarna de oplossing van Holzlöhner toegepast kan worden.

Voor de spanningen ten gevolge van een golfklap is de volgende functie genomen (zie fig.: 2):

$$q(t) = \begin{cases} q_m \left(\frac{t}{t_1} + 1 \right) & -t_1 < t < 0 \\ -q_m \left(\frac{t}{t_2} + 1 \right) & 0 < t < t_2 \\ 0 & t_2 < t < t_3 \end{cases} \quad (4)$$

$$q(t + T) = q(t), \text{ waarin } T = t_1 + t_2 + t_3$$

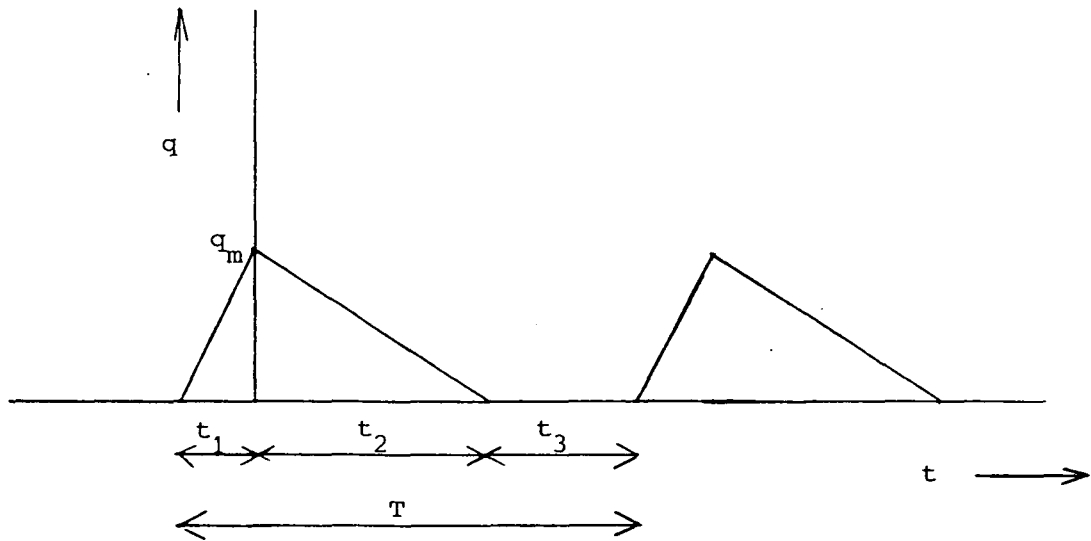


Fig. 2: De spanning q ten gevolge van een golfklap als functie van de tijd t .

Aangezien de harmonische belasting in complexe vorm is geschreven, zal ook de Fourier ontwikkeling in complexe vorm worden geschreven:

$$q(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{in\omega t} \quad (5)$$

waarin

$$C_n = \frac{1}{T} \int_0^T q(t) e^{-in\omega t} dt \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty \quad (6)$$

Voor C_n wordt gevonden (voor de afleiding, zie bijlage I):

$$C_n = \frac{q_m}{T(n\omega)^2} \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right) \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty \quad (7)$$

$$C_0 = \frac{q_m}{2T} (t_1 + t_2)$$

Met behulp van (1), (5) en (7) wordt voor $q(t)$ gevonden

$$q(t) = \frac{q_m}{4abT} \left(\frac{1}{2} (t_1 + t_2) + \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \frac{1}{(n\omega)^2} \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right) e^{in\omega t} \right) \quad (8)$$

Met (3) volgt dan voor de uitwijking U:

$$u(t) = \text{Re} \left[\frac{Q/\sqrt{\pi}}{2Ga/b_0\tau} \left\{ \frac{1}{2} (t_1 + t_2) + \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \frac{1}{(n\omega)^2} \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right) (f_{1,n} + if_{2,n}) e^{n\omega t} \right\} \right] \quad (9)$$

Uitwerken hiervan levert (zie bijlage II):

$$u(t) = \text{Re} \left[\frac{Q/\sqrt{\pi}}{2Ga/b_0\tau} \left\{ \frac{1}{2} f_{1,0}(t_1 + t_2) + \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \frac{1}{(n\omega)^2} \left(\frac{1}{t_1} (f_{1,n} (\cos n\omega t - \cos n\omega (t + t_1)) - f_{2,n} (\sin n\omega t + \sin n\omega (t + t_1))) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{1}{t_2} (f_{1,n} (\cos n\omega t - \cos n\omega (t - t_2)) - f_{2,n} (\sin n\omega t + \sin n\omega (t - t_2))) \right) \right\} \right] \quad (10)$$

In (9) en (10) geeft n in $f_{1,n}$ respectievelijk $f_{2,n}$ aan, dat beide functies afhankelijk zijn van n. Immers, ze zijn afhankelijk van (n ω). Voor $f_{1,n}$ en $f_{2,n}$ geldt [3]:

$$f_{1,-n} = f_{1,n} \\ f_{2,-n} = -f_{2,n}$$

Nu kunnen de termen in (10) behorend bij n en -n bij elkaar genomen worden, hetgeen resulteert in een verdubbeling van de term achter het somteken. De verplaatsing wordt

$$u(t) = \frac{Q/\sqrt{\pi}}{2Ga/b_0\tau} \left[\frac{1}{2} f_{1,0}(t_1 + t_2) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(n\omega)^2} \left(\frac{1}{t_1} (f_{1,n} (\cos n\omega t - \cos n\omega (t + t_1)) - f_{2,n} (\sin n\omega t - \sin n\omega (t + t_1))) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{t_2} (f_{1,n} (\cos n\omega t - \cos n\omega (t - t_2)) - f_{2,n} (\sin n\omega t - \sin n\omega (t - t_2))) \right) \right] \quad (11)$$

$f_{1,n}$ en $f_{2,n}$ zijn functies van na_0 met $a_0 = a \omega \sqrt{\frac{\rho}{G}}$. Deze functies zijn, voor elk punt (x, y) en elke waarde van na_0 analytisch te bepalen. Aangezien dit erg veel werk is, wordt hier slechts punt (0,0) bekeken (dat wil zeggen het centrum van de rechthoekige belasting). Voor $0 \leq na_0 \leq 1,5$ zijn de functies $f_{1,n}$ en $f_{2,n}$ gegeven [1] en wel voor respectievelijk $\nu = 0$, $\nu = 0,25$ en $\nu = 0,5$ en voor een vierkant belast oppervlak ($b_0 = 1$). Voor de uit te voeren berekeningen zullen de functies met behulp van polynomen worden benaderd.

De polynoombenaderingen zijn voor $\nu = 0$:

$$\begin{aligned} f_{1,n} &= 0,0942(a_0 n)^2 - 0,318 \\ f_{2,n} &= -0,0347(a_0 n)^3 + 0,2347(a_0 n) \end{aligned} \quad (12)$$

Voor $\nu = 0,25$ is gevonden:

$$\begin{aligned} f_{1,n} &= 0,0627(a_0 n)^2 - 0,238 \\ f_{2,n} &= -0,0216(a_0 n)^3 + 0,1626(a_0 n) \end{aligned} \quad (13)$$

Voor $\nu = 0,5$ tenslotte wordt gevonden:

$$\begin{aligned} f_{1,n} &= 0,0418(a_0 n)^2 - 0,159 \\ f_{2,n} &= -0,0128(a_0 n)^3 + 0,1128(a_0 n) \end{aligned} \quad (14)$$

Met de gegeven functies is het gestelde probleem in principe opgelost, althans voor een vierkante belasting.

Door Thomson en Kobori [3] worden de functies $f_{1,n}$ en $f_{2,n}$ (behalve voor een vierkant) ook voor een aantal rechthoekige belastingen gegeven, echter alleen voor $\nu = 0,25$.

De gegeven functies gelden voor $\frac{b}{a} = 0,2$, $\frac{b}{a} = 4,0$ en $\frac{b}{a} = 10,0$ (zie fig. 1). Het laatste geval ($\frac{b}{a} = 10,0$) zal - naast de vierkante belasting - verder worden uitgewerkt. Dit omdat deze vorm beter overeenkomt met een golfklap.

De functies $f_{1,n}$ en $f_{2,n}$ worden wederom met polynomen benaderd. De polynoombenaderingen zijn (voor $\frac{b}{a} = 10,0$ en $\nu = 0,25$):

$$\begin{aligned} f_{1,n} &= 0,66196 (a_0 n)^3 - 2,264 (a_0 n)^2 + 3,01577 (a_0 n) - 1,663 \\ f_{2,n} &= 0,88123 (a_0 n)^3 - 3,1749 (a_0 n)^2 + 3,41630 (a_0 n) \end{aligned} \quad (15)$$

De polynoombenaderingen gelden wederom alleen voor $0 < na_0 < 1,5$.

3. Uitgevoerde berekeningen

3.1. Vierkante belasting

Met behulp van de gebruikte formules is, uitgaande van verschillende golfklappen een berekening uitgevoerd.

Alle uitgevoerde berekeningen betreffen een vierkante belasting. Dus:

$$\begin{aligned} b_0 &= 1 & (16) \\ Q &= q \cdot 4a^2 \end{aligned}$$

Invullen van (16) in (11) en omwerken levert de uitwijking in dimensieloze vorm:

$$\frac{uG}{aq} = \frac{2\sqrt{\pi}}{T} [\dots\dots]$$

In de uitgevoerde berekeningen is steeds de waarde van $\frac{uG}{aq}$ bepaald, als functie van t .

Aangezien de term $a_0 = a\omega \sqrt{\frac{\rho}{G}}$ op onbekende wijze in het rechterlid van (11) zit, is het onmogelijk om hiernaar te schalen, dus zijn de berekeningen uitgevoerd voor verschillende waarden van a_0 . Tevens zijn de berekeningen uitgevoerd voor verschillende waarden van ν . Gekozen is $\nu = 0,5$, waarbij gedacht is aan een geheel met water verzadigde ondergrond, waarbij de belasting zo snel is dat geen afstroming plaats kan vinden.

De andere gekozen waarde is $\nu = 0,25$. Hierbij kan gedacht worden aan een droog korrelskelet.

Tevens is de waarde van de zakking als gevolg van een statische belasting q bepaald. Hiervoor wordt voor een vierkante belasting gevonden [2], [3]:

$$u_0 = 1,12 q \frac{a(1-\nu)}{G}$$

Omwerken levert de dimensieloze stationaire uitwijking:

$$\frac{u_0}{aq} = 1,12 (1 - \nu) \quad (7)$$

Uitgegaan is van de golfklappen zoals getekend in fig. 3 en fig. 4.

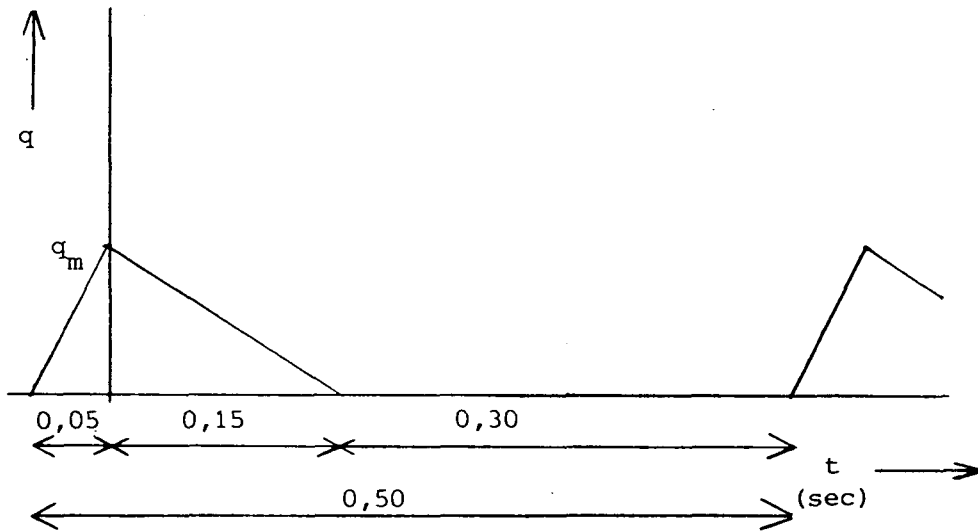


Fig. 3: Golfklap 1

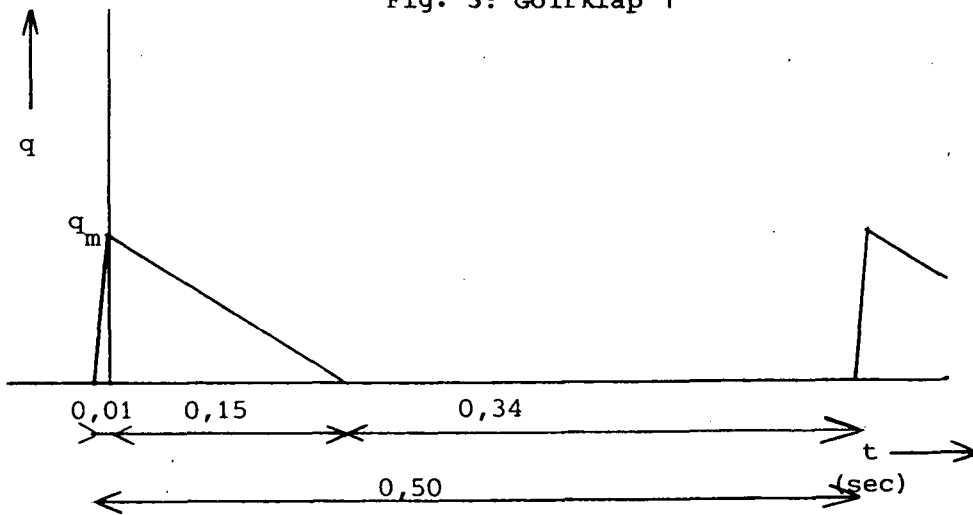


Fig. 4: Golfklap 2

Teneinde vgl. (11) voor verschillende gevallen uit te werken is een computerprogramma geschreven. Als controle op de juistheid van dit programma zijn op de twee golfklappen vgl. (11) toegepast, echter met $f_{n,1} = 1$ en $f_{2,n} = 0$ zodoende worden de golfklappen zelf benaderd. De Fourier-ontwikkeling is gedaan met 10 termen. Het resultaat is te zien in fig. 5.

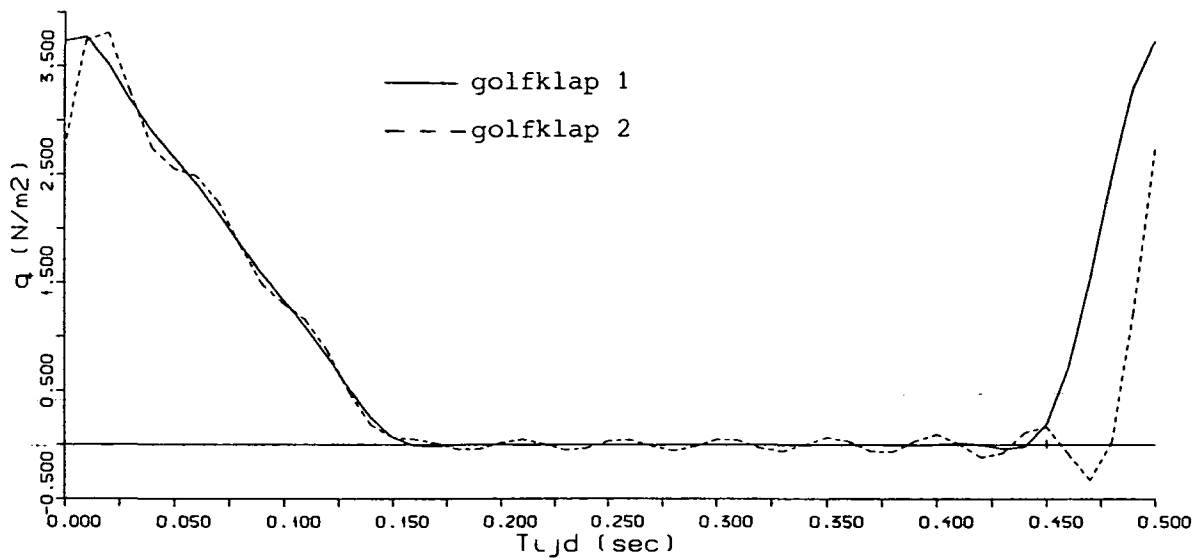


Fig. 5 Fourierontwikkeling golfklap q als functie van t

Uit deze figuur blijkt, dat golfklap 1 beter wordt benaderd dan golfklap 2. Dit is te verklaren door het steile aanloopstuk bij golfklap 2, dat erg moeilijk door cosinus-functies te benaderen is. Als gevolg daarvan slingert de functie om de tijd-as.

Gesteld kan worden dat de golfklappen redelijk tot goed benaderd worden.

De berekeningen zijn zowel uitgevoerd voor slappe grond ($\frac{\rho}{G} = 0,02 \text{ s}^2/\text{m}^2$) als voor stijve grond ($\frac{\rho}{G} = 0,0001 \text{ s}^2/\text{m}^2$).

Hierin is: ρ = soortelijke massa (kg/m^3)

G = Glijdingsmodulus (N/m^2)

De berekeningsresultaten zijn grafisch weergegeven in fig. 6 t/m fig. 9.

In fig. 6 staat $\frac{uG}{aq}$ uitgezet als functie van t voor de stijve grond en $v = 0,25$. Het blijkt dat de maximale indrukking als gevolg van zowel golfklap 1 als golfklap 2 kleiner is dan de statische indrukking. De verschillen tussen de zakking ten gevolge van golfklap 1 en golfklap 2 zijn gering. De zakking volgt vrijwel onmiddellijk de belasting. De slingeringen rond de t -as zijn volledig toe te schrijven aan de Fourier-ontwikkeling (zie fig. 5) en vormen dus geen dynamisch verschijnsel. Een vrijwel indentiek beeld wordt gevonden in fig. 7. Hier is dezelfde berekening gedaan, nu echter met $v = 0,5$. Ook hier blijkt de maximale indrukking vrijwel gelijk te zijn aan de statische zakking.

Voor slappe grond zijn dezelfde berekeningen uitgevoerd (zie fig. 8 en 9). Hier blijkt wederom, dat de maximale zakking iets kleiner is dan de statische zakking. De pieken liggen wat verder naar rechts, ofwel de slappe grond reageert iets trager dan de stijve grond.

Voor alle uitgevoerde berekeningen geldt dat zodra de golfklap is uitgewerkt de grond vrijwel onmiddellijk in rust is; de grond reageert dus vrijwel statisch op de aangebrachte belasting.

N.B.: de slingeringen rond de t -as in de figuren 8 en 9 zijn groter dan de slingeringen in de figuren 6 en 7. Dit komt, doordat (vanwege de eis $na_0 < 1,5$) bij de slappe grond ($\frac{\rho}{G} = 0,02 \text{ s}^2/\text{m}^2$) minder Fourier-termen berekend konden worden (bij de slappe grond werden 6 termen berekend, bij de stijve grond 10). De grotere slingeringen zijn dus toe te schrijven aan een minder goede benadering van de golfklap en vormen geen dynamisch verschijnsel.

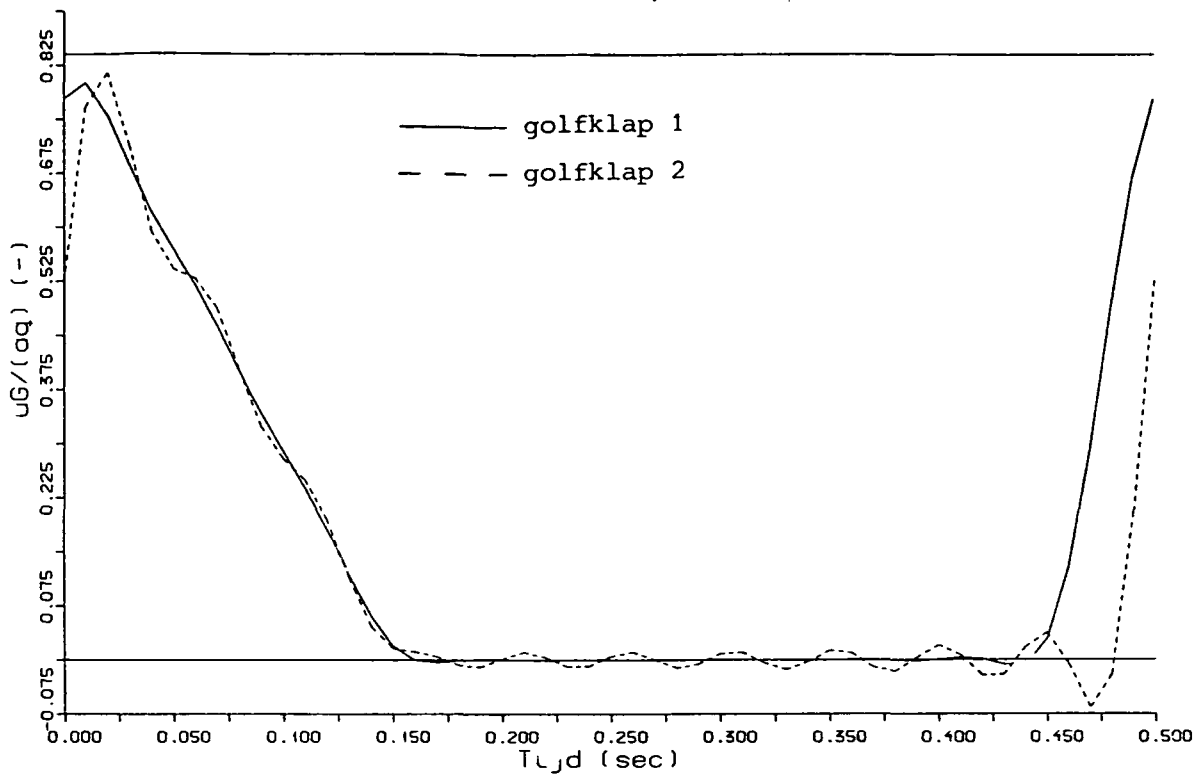


Fig. 6 $\frac{uG}{aq}$ als functie van t
 $\frac{G}{pq} = 0,0001$ en $\nu = 0,25$
vierkante belasting

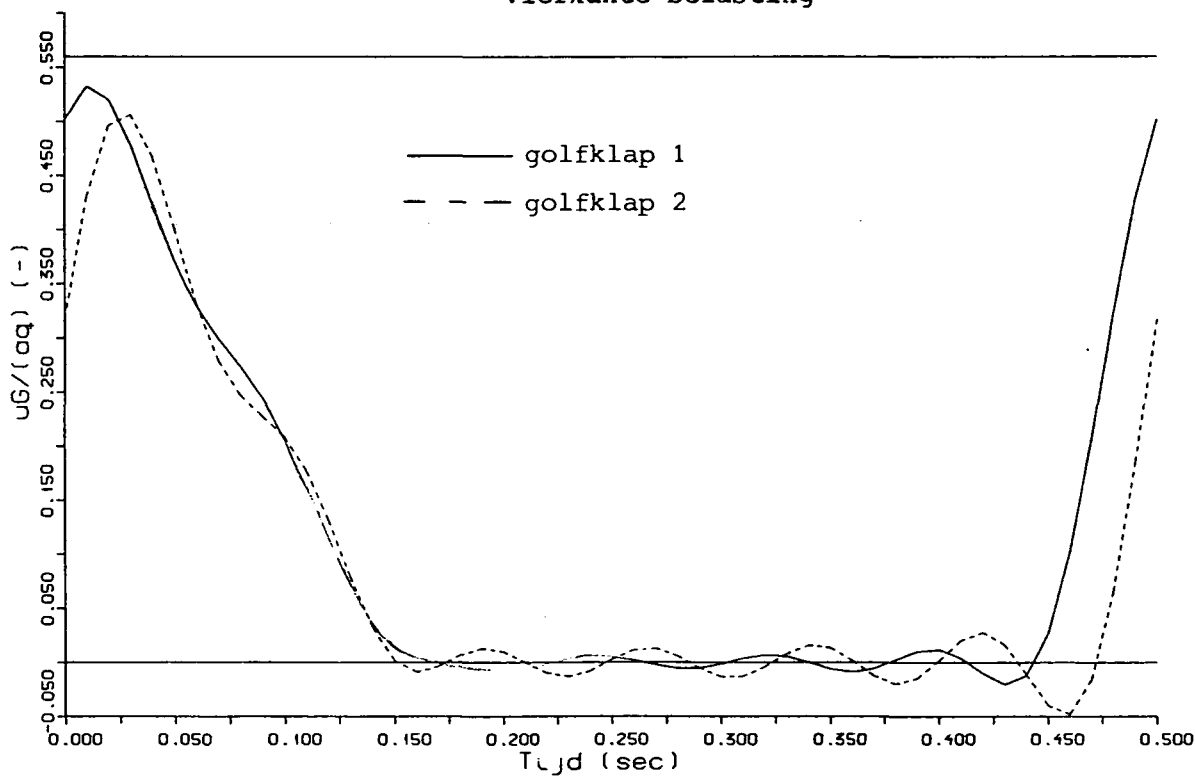


Fig. 7 $\frac{uG}{aq}$ als functie van t
 $\frac{G}{pq} = 0,02$ en $\nu = 0,25$
vierkante belasting

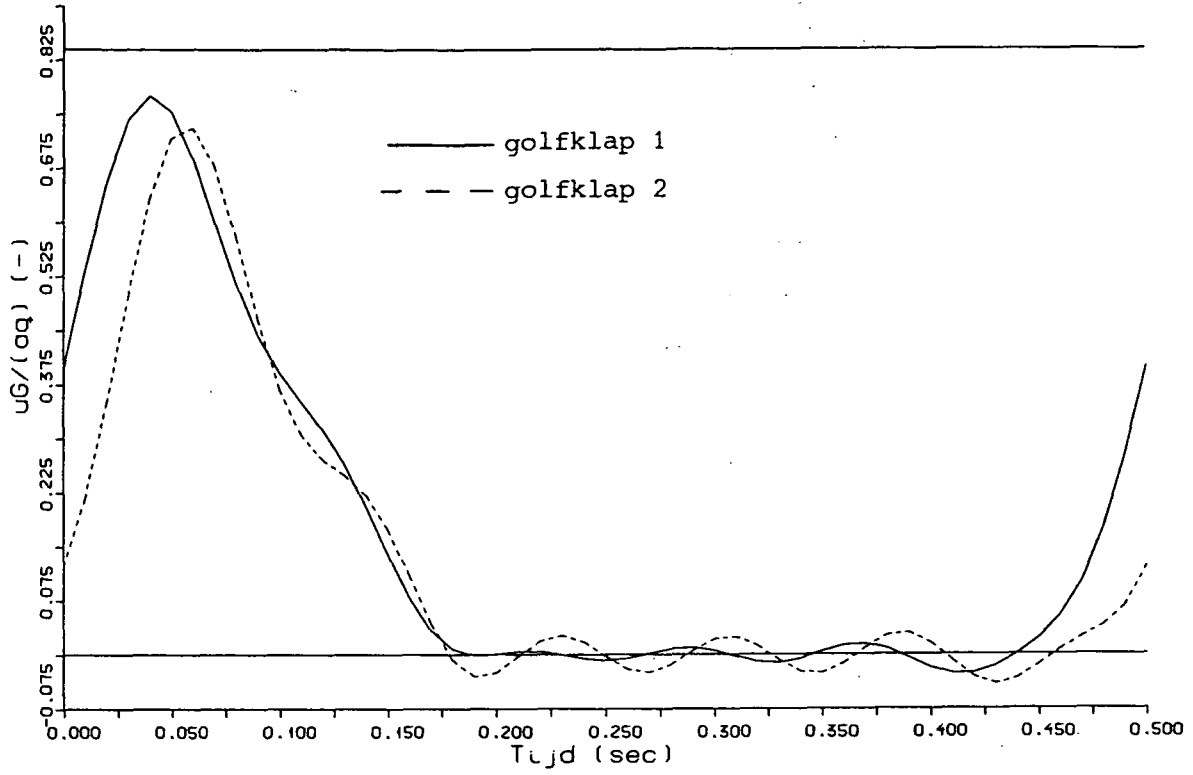


Fig. 8 $\frac{uG}{aq}$ als functie van t
 $\frac{p}{G} = 0,0001$ en $v = 0,50$
vierkante belasting

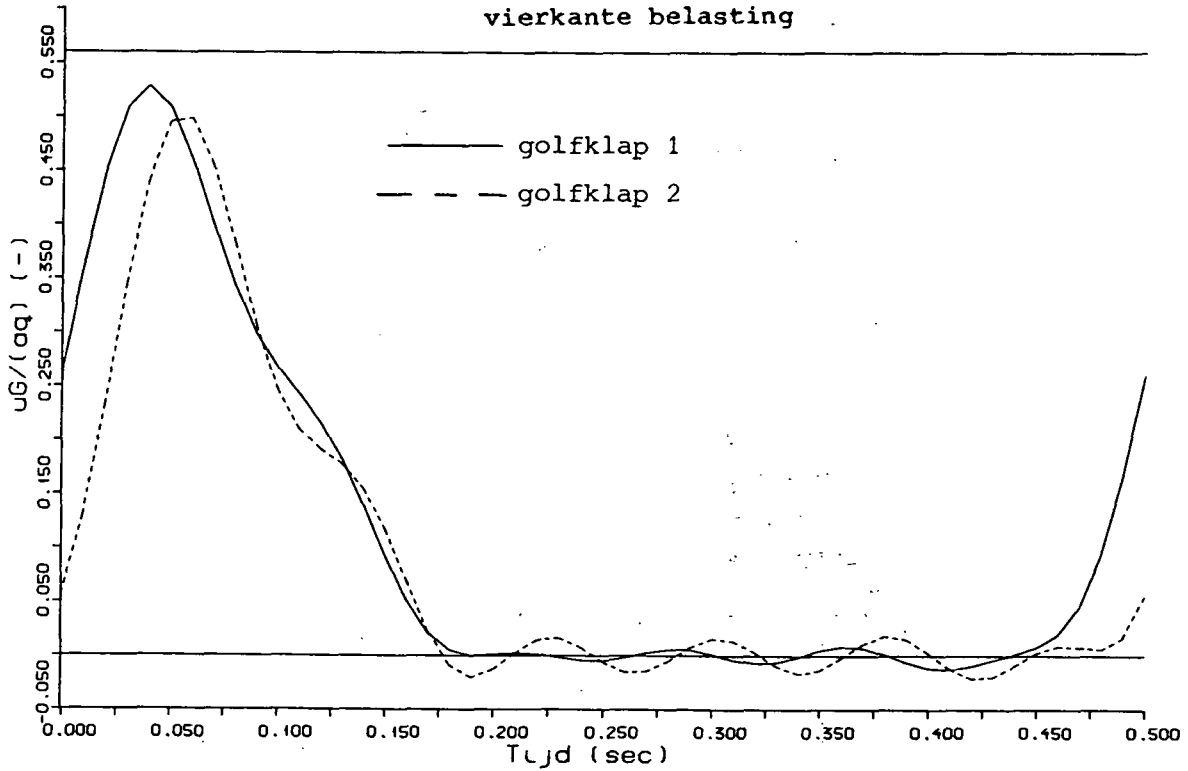


Fig. 9 $\frac{uG}{aq}$ als functie van t
 $\frac{p}{G} = 0,02$ en $v = 0,50$
vierkante belasting

3.2. Rechthoekige belasting

Met behulp van formule (15) zijn ook voor een rechthoekige belasting ($\frac{b}{a} = 10,0$) berekeningen uitgevoerd. Wederom is de dimensieloze grootheid $\frac{u_G}{aq}$ bepaald, als functie van de tijd t .

Vanwege de beperkte geldigheid van formules (15) zijn de berekeningen alleen uitgevoerd voor $\nu = 0,25$.

Tevens is wederom de waarde van de zakking als gevolg van een statische belasting q bepaald, werkend op een rechthoek met $b = 10.0.a$.

Hiervoor wordt gevonden [3]:

$$\frac{u_G}{aq} = 2,56 (1 - \nu) \quad (18)$$

Invullen van $\nu = 0,25$ levert $\frac{u_G}{aq} = 1,92$

De statische zakking voor de rechthoekige belasting is dus ruim twee maal zo groot als de statische zakking ten gevolge van de vierkante belasting, waarbij de zijde van de vierkante belasting gelijk is aan de kortste zijde van de rechthoek (zie formule (17)).

Uitgegaan is wederom van de golfklappen zoals getekend in fig. 2.

De berekeningen zijn gedaan voor slap materiaal ($\frac{\rho}{G} = 0,02 \text{ s}^2/\text{m}^2$) en stijf materiaal ($\frac{\rho}{G} = 0,0001 \text{ s}^2/\text{m}^2$).

Uit de berekeningsresultaten (fig. 10 en 11) blijkt, dat ook bij de rechthoekige belasting de statische zakking niet wordt bereikt. Het verschil tussen de statische zakking en de maximale dynamische zakking is zelfs nog groter dan bij de vierkante belasting. De grond is na het uitwerken van de golfklap onmiddellijk in rust. Bij de slappe grond (fig. 11) veert de grond na het uitwerken van de belasting niet geheel terug. Dit komt waarschijnlijk door de polynoombenadering van f_1 en f_2 . Voor de rechthoekige belasting zijn de functies f_1 en f_2 moeilijker te benaderen door polynomen bij de vierkante belasting. Dit resulteert dan mogelijk in een kleine fout in de berekende zakking. Ook bij de rechthoekige belasting reageert de slappe grond trager dan de stijve grond.

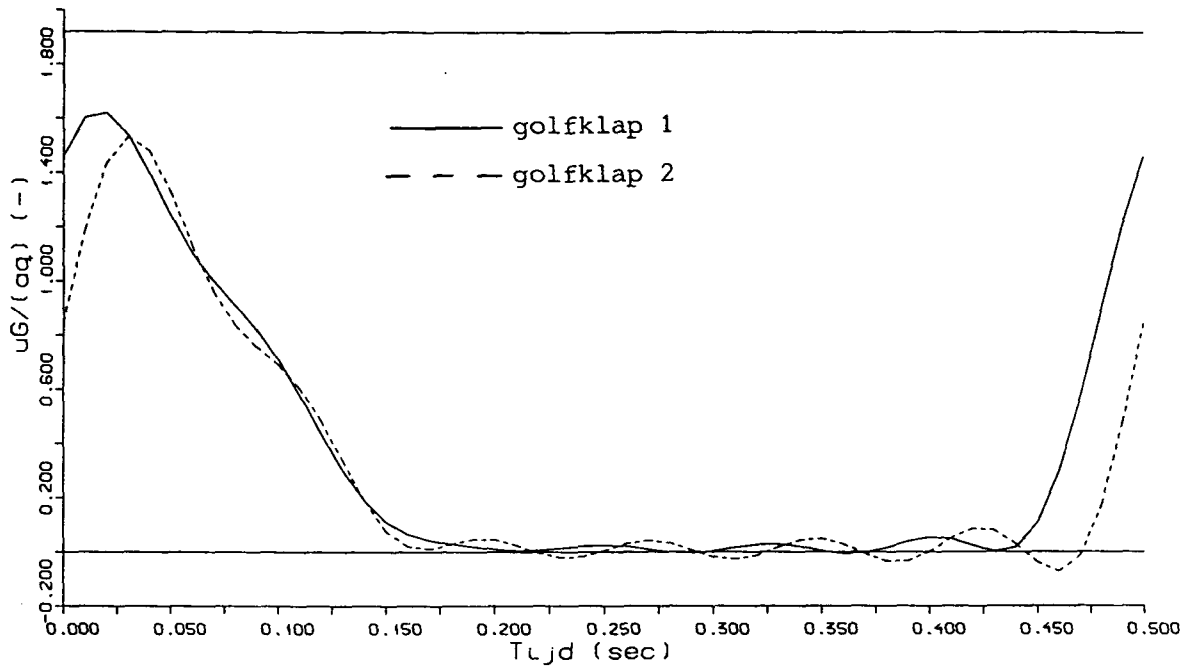


Fig. 10 $\frac{uG}{aq}$ als functie van t
 $\frac{\rho}{G} = 0,0001$ en $\nu = 0,25$
rechthoekige belasting

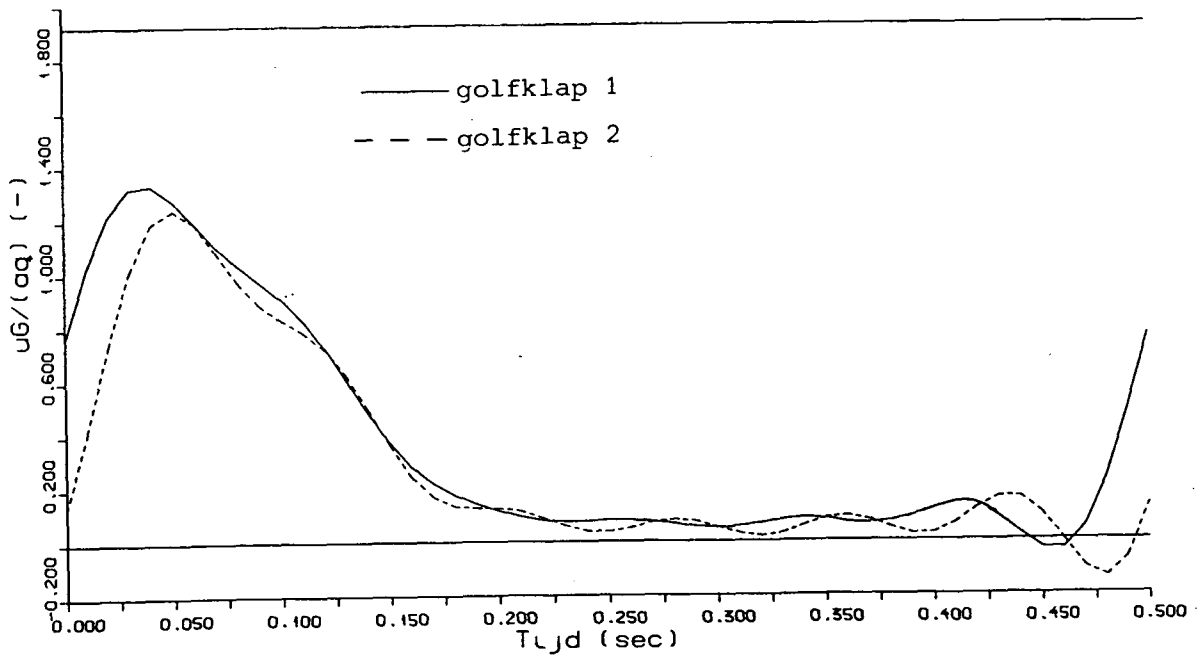


Fig. 11 $\frac{uG}{aq}$ als functie van t
 $\frac{\rho}{G} = 0,02$ en $\nu = 0,25$
rechthoekige belasting

4. Vergelijking met analytische oplossing volgens Sellmeijer

Door Sellmeijer [4] is een analytische oplossing gegeven voor de verplaatsingen in een halfvlak als gevolg van een daarop werkende dynamische belasting.

De afleiding is geldig voor een stootbelasting, die gelijkmatig verdeeld is over een zekere breedte (stripbelasting). Als randvoorwaarde langs het oppervlak geldt dat daar de horizontale verplaatsing verhinderd is. De door Sellmeijer gegeven oplossing zou vergeleken kunnen worden met de in dit rapport gegeven oplossing voor de rechthoekige belasting, die immers een stripbelasting benadert. De door Sellmeijer gegeven oplossing verschilt dan nog op twee essentiële punten van de hier gegeven oplossing:

- het verloop van de belasting in de tijd (bij Sellmeijer: stootbelasting, hier: benadering golfklap)
- de randvoorwaarde langs het oppervlak (bij Sellmeijer: horizontale verplaatsing is nul, hier: schuifspanning is nul).

De oplossing van Sellmeijer is geldig voor elk willekeurig punt in de halfruimte, terwijl de hier gegeven benadering slechts geldt voor een punt aan de oppervlakte, middenonder de belasting.

Voor de vorm van een stootbelasting, zie fig. 12.

Voor de theoretische stoot geldt: $Q_m \rightarrow \infty$ en $t_d \rightarrow 0$, echter $Q_m \cdot t_d \rightarrow S$. Benadering van een stootbelasting door een Fourierreeks is in principe mogelijk door superpositie van twee golfklappen (zie fig. 13). Om een redelijke benadering te krijgen, moeten dan zeer veel termen berekend worden. Dit is in theorie mogelijk, maar wegens de beperkte geldigheid van formules (12) t/m (15) worden er eisen gesteld aan de waarde van n (immers die formules gelden alleen voor $0 < n a_0 < 1,5$). Het bleek niet mogelijk om een theoretische stootbelasting redelijk te benaderen. Wel is het mogelijk om (bij de golf met de korte aanlooptijd op de slappe grond) de impuls te berekenen die tijdens die aanlooptijd overgedragen wordt.

Uitgaande van deze impuls kan dan de maximale verplaatsing berekend worden volgens de oplossing van Sellmeijer. Deze maximale verplaatsing kan dan vergeleken worden met de maximale verplaatsing uit fig. 11.

Volgens Sellmeijer bedraagt de maximale verplaatsing ten gevolge van een impuls per oppervlak I [4]:

$$u = \frac{1}{2} \frac{I}{\sqrt{\rho G}} \quad (19)$$

I wordt berekend uit golfklap 2:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} \cdot t_1 \cdot q_{\max} \\ \rightarrow I &= \frac{1}{2} \cdot 0,01 \cdot 50 \cdot 10^3 \\ \rightarrow I &= 250 \text{ kg/ms} \end{aligned}$$

Voor de slappe grond wordt genomen:

$$\begin{aligned} \rho &= 1,8 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3 \\ G &= 9 \cdot 10^4 \text{ N/m}^2, \text{ zodat } \frac{\rho}{G} = 0,02 \text{ s}^2/\text{m}^2 \end{aligned}$$

Invullen van de bekende grootheden in (19) levert:

$$u = \frac{1}{2} \cdot \frac{250}{\sqrt{1,8 \cdot 10^3 \cdot 9 \cdot 10^4}} \rightarrow u = 9,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

Uit figuur 11 volgt voor de maximale verplaatsing:

$$\frac{uG}{aq} = 1,4 \rightarrow u = 1,4 \frac{aq}{G}$$

Invullen van de bekende grootheden levert:

$$u = 1,4 \frac{0,25 \cdot 50 \cdot 10^3}{9 \cdot 10^4}$$

$$\rightarrow u = 0,19 \text{ m}$$

Bij gelijke impulsoverdracht is de berekende verplaatsing ten gevolge van een golfklap dus veel groter dan ten gevolge van een stootbelasting. Nader onderzoek is nodig om dit te kunnen verklaren.

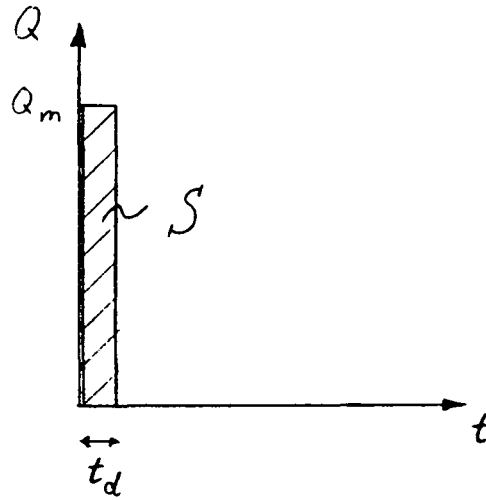


Fig. 12 Stootbelasting

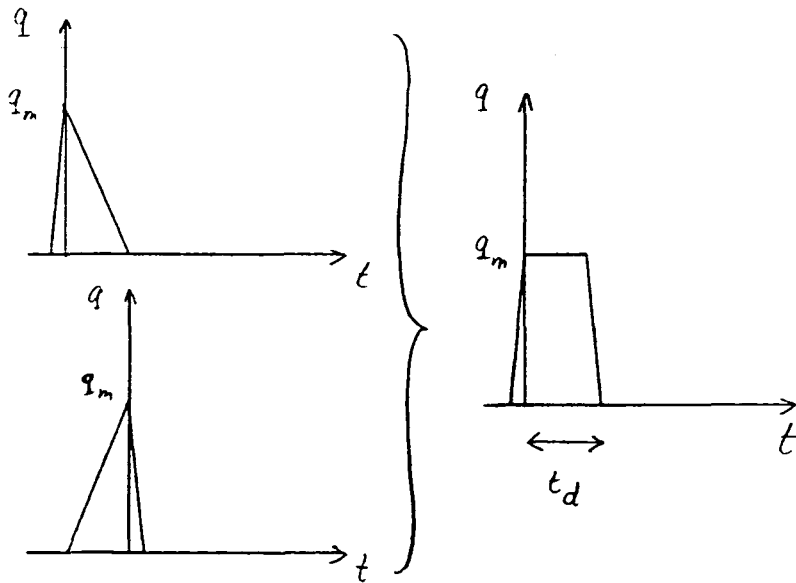


Fig. 13 Superpositie van twee golfklappen

5. Rekenvoorbeeld

Zoals uit alle uitgevoerde berekeningen blijkt, speelt de dynamica bij een golfklap nauwelijks een rol; de grond reageert alsof de belasting, veroorzaakt door de golf, statisch is. De verplaatsing ten gevolge van de golfklap kan dan ook worden berekend, uitgaande van de formules voor statische belasting.

Hoe groot deze verplaatsing voor een praktijkgeval kan worden is nog niet onderzocht. Als voorbeeld zal voor een bepaald probleem - uitgaande van realistische parameters - de statische zakking worden bepaald.

Uitgegaan wordt van een golf met golfhoogte $H = 2,0$ m. Voor de maximale drukstoot wordt dan gevonden [5]:

$$q_{\max} = \rho_w \cdot g \cdot p \cdot H$$

Hierin is:

q_{\max} = maximale druk (N/m^2)

ρ_w = soortelijke massa van water (kg/m^3)

g = versnelling van de zwaartekracht (m/s^2)

H = golfhoogte (m)

p = factor afhankelijk van de taludhelling (-)

Voor een taludhelling 1 : 3 geldt $p = 2,7$.

Invullen van de nu bekende parameters levert $q_{\max} = 54 \text{ kN/m}^2$.

De breedte waarover de maximale drukstoot werkt bedraagt: $2 \cdot a = 0,4 \cdot H$, dus $a = 0,4$ m.

Gesteld wordt dat de lengte waarover de belasting werkt 10 maal zo groot is als de breedte, ofwel $\frac{b}{a} = 10,0$

Voor de grond is genomen geheel met water verzadigde klei, met

$$\rho = 1900 \text{ kg/m}^3$$

$$G = 2000 \text{ kN/m}^2$$

$$v = 0,50$$

De waarde van G is bepaald uit penetrometer proeven, gedaan op klei in de deltagoot.

Voor de statische zakking geldt formule (18):

$$u_o = 2,56 \frac{aq}{G} (1 - \nu).$$

Invullen van de bekende grootheden levert:

$$u_o = 0,014 \text{ m, ofwel } u_o = 1,4 \text{ cm.}$$

Dit is een verplaatsing, die zeker niet te verwaarlozen valt; de waarde ervan doet vermoeden, dat er mogelijkwijs schade aan de steenzetting kan ontstaan.

Bij de uitgevoerde berekening moet echter een kanttekening geplaatst worden. Er is gerekend alsof de belasting rechtstreeks op de ondergrond werkt. Dit is uiteraard niet het geval: de belasting werkt op de steenzetting. Wil de verplaatsing van 2,8 cm op kunnen treden, dan moet ook de steenzetting deze verplaatsing ondergaan. De berekende waarde (2,8 cm) is dus niet geheel juist, maar geeft wel aan wat de orde van grootte is van de te verwachten verplaatsing.

Overigens blijkt de invloed op de verplaatsingen niet veroorzaakt te kunnen worden door de massatraagheid van de steenzetting. Voor de verplaatsingen zoals in dit voorbeeld berekend, is voor een steenzetting van 0,2 m dikke betonblokken een druk nodig van $2,5 \text{ kN/m}^2$ om de traagheidskrachten te overwinnen.

Dit is verwaarloosbaar ten opzichte van de totale belasting van 54 kN/m^2 .

De invloed van de zetting op de vervormingen zou dan nog kunnen zijn dat door klemming van de blokken onderling de kracht van de golfklap over een groter oppervlak verdeeld wordt, of dat de spanningsverdeling in de grond onder een blok anders is dan dat ze direct onder de golfklap zo zijn.

6. Conclusies

De uitgevoerde berekeningen tonen aan, dat de verplaatsingen ten gevolge van een golfklap vrijwel gelijk zijn aan de verplaatsingen ten gevolge van een equivalente statische belasting.

De dynamica lijkt niet het drijvende mechanisme tot het verwijderen van een steen uit een steenzetting. Aanvullende numerieke berekeningen (bijv. met het eindige elementenprogramma SATURN) om de invloed van dynamica op de stabiliteit van steenzettingen, geplaatst op een één fase-materiaal te onderzoeken lijken dan ook zinloos. Anderzijds zijn de berekende verplaatsingen van het midden onder de belasting gelegen materiaal in het rekenvoorbeeld zo groot dat de mogelijkheid van spleetvorming onder de blokken door golfklappen bij een steenzetting direct op klei een reëel gevaar lijkt. Om dit verder te onderzoeken zijn wel numerieke berekeningen noodzakelijk.

Literatuur:

- [1] Holzlöhner, U., Swingungen des elastischen Halbraums bei Erregung auf einer Rechteckfläche, Ingenieur-Archiv 38, p. 370-379 (1969).
- [2] Lambe, T.W., and Whitman, R.V., Soil Mechanics, John Wiley & Sons.
- [3] Thomson, W.T., en Kobori, T., Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics (1963).
- [4] Sellmeijer, J.B., Stoot op halfvlak, CO-255780 (1981), M 1795, deel IV.
- [5] Technische adviescommissie voor de waterkeringen, Leidraad voor de toepassing van asfalt in de waterbouw (1984).

Bijlage I

$$C_n = \frac{1}{T} \int_0^T q(t) e^{-in\omega t} dt \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty$$

$$+ C_n = \frac{1}{T} \left(-\frac{q_m}{t_1} \frac{1}{in\omega} (t_1 e^{-in\omega t_1} + \frac{1}{in\omega} e^{-in\omega t_1}) - \frac{1}{in\omega} q_m e^{-in\omega t_1} \right) + \frac{1}{T} \left(\frac{q_m}{t_2} \frac{1}{in\omega} (t_2 e^{-in\omega t_2} + \frac{1}{in\omega} e^{-in\omega t_2}) - \frac{1}{in\omega} q_m e^{-in\omega t_2} \right)$$

$$+ C_n = \frac{1}{T} \left(-\frac{q_m}{t_1} \frac{1}{in\omega} \left(\frac{1}{in\omega} + t_1 e^{in\omega t_1} - \frac{1}{in\omega} e^{-in\omega t_1} \right) - \frac{q_m}{in\omega} + \frac{q_m}{in\omega} e^{-in\omega t_1} \right) \\ + \frac{1}{T} \left(\frac{q_m}{t_2} \frac{1}{in\omega} \left(t_2 e^{-in\omega t_2} + \frac{1}{in\omega} e^{-in\omega t_2} - \frac{1}{in\omega} \right) - \frac{q_m}{in\omega} e^{-in\omega t_2} + \frac{q_m}{in\omega} \right)$$

$$+ C_n = \frac{1}{T} \left(\frac{q_m}{t_1 (in\omega)^2} - \frac{q_m}{in\omega} e^{in\omega t_1} - \frac{q_m}{t_1 (in\omega)^2} e^{in\omega t_1} - \frac{q_m}{in\omega} + \frac{q_m}{in\omega} e^{in\omega t_1} \right) \\ + \frac{1}{T} \left(\frac{q_m}{in\omega} e^{-in\omega t_2} - \frac{q_m}{t_2 (n\omega)^2} e^{-in\omega t_2} + \frac{q_m}{t_2 (n\omega)^2} - \frac{q_m}{in\omega} e^{-in\omega t_2} + \frac{q_m}{in\omega} \right)$$

$$+ C_n = \frac{1}{T} \left(\frac{q_m}{t_1 (n\omega)^2} (1 - e^{in\omega t_1}) - \frac{q_m}{in\omega} \right) + \frac{1}{T} \left(\frac{q_m}{t_2 (n\omega)^2} (1 - e^{-in\omega t_2}) + \frac{q_m}{in\omega} \right)$$

$$+ C_n = \frac{q_m}{T(n\omega)^2} \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right) \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty$$

Voor $n = 0$ moet de limiet worden genomen (vanwege de term $\frac{1}{(n\omega)^2}$):

$$C_0 = \lim_{n \rightarrow 0} C_n = \frac{q_m}{T} \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{(n\omega)^2} \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right)$$

Toepassen van de regel van l'Hospital geeft:

$$\lim_{n \rightarrow 0} C_n = \frac{q_m}{T} \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{2n\omega} \left(\frac{1}{t_1} \cdot i\omega t_1 e^{in\omega t_1} + \frac{1}{t_2} \cdot i\omega t_2 e^{-in\omega t_2} \right) = \frac{q_m}{T} \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{2n\omega} (-i \cdot 1 \cdot i\omega t_1 + i \cdot 1 \cdot (-i\omega t_2))$$

Nog een keer toepassen van l'Hospital geeft:

$$\lim_{n \rightarrow 0} C_n = \frac{q_m}{T} \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{2} (t_1 e^{in\omega t_1} + t_2 e^{-in\omega t_2}) + \lim_{n \rightarrow 0} C_n = \frac{q_m}{2T} (t_1 + t_2)$$

Ofwel:

$$C_0 = \frac{q_m}{2T} (t_1 + t_2)$$

Bijlage II

$$R_e \left\{ \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right) (f_1 + if_2) e^{in\omega t} \right\}$$

$$= R_e \left\{ \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right) (f_1 \cos n\omega t + f_1 i \sin n\omega t + f_2 i \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t) \right\}$$

$$= \text{Re} \left\{ \left(\frac{1}{t_1} (1 - e^{in\omega t_1}) + \frac{1}{t_2} (1 - e^{-in\omega t_2}) \right) (f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t + i (f_1 \sin n\omega t + f_2 \cos n\omega t)) \right\}$$

stel nu, $a = f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t + i (f_1 \sin n\omega t + f_2 \cos n\omega t)$ en

$$b = i a + b = -f_1 \sin n\omega t - f_2 \cos n\omega t + i (f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t)$$

$$\text{Re} \left\{ \left(\frac{1}{t_1} (a (1 - \cos n\omega t_1) - b \sin n\omega t_1) + \frac{1}{t_2} (a (1 - \cos n\omega t_2) + b \sin n\omega t_2) \right) \right\}$$

$$= \frac{1}{t_1} ((f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t)(1 - \cos n\omega t_1) + (f_1 \sin n\omega t + f_2 \cos n\omega t) \sin n\omega t_1)$$

$$+ \frac{1}{t_2} ((f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t)(1 - \cos n\omega t_2) - (f_1 \sin n\omega t + f_2 \cos n\omega t) \sin n\omega t_2)$$

$$= \frac{1}{t_1} (f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t - f_1 \cos n\omega t \cos n\omega t_1 + f_2 \sin n\omega t \cos n\omega t_1 + f_1 \sin n\omega t \sin n\omega t_1 + f_2 \cos n\omega t \sin n\omega t_1)$$

$$+ \frac{1}{t_2} (f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t - f_1 \cos n\omega t \cos n\omega t_2 + f_2 \sin n\omega t \cos n\omega t_2 - f_1 \sin n\omega t \sin n\omega t_2 - f_2 \cos n\omega t \sin n\omega t_2)$$

$$= \frac{1}{t_1} (f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t - f_1 \cos n\omega (t + t_1) + f_2 \sin n\omega (t + t_1))$$

$$+ \frac{1}{t_2} (f_1 \cos n\omega t - f_2 \sin n\omega t - f_1 \cos n\omega (t - t_2) + f_2 \sin n\omega (t - t_2))$$

$$= \frac{1}{t_1} (f_1 (\cos n\omega t - \cos n\omega (t + t_1)) - f_2 (\sin n\omega t - \sin n\omega (t + t_1)))$$

$$+ \frac{1}{t_2} (f_1 (\cos n\omega t - \cos n\omega (t - t_2)) - f_2 (\sin n\omega t - \sin n\omega (t - t_2)))$$

LUGO-berekeningen

CO-272520/5

JUNI 1984

<u>Inhoud:</u>	<u>Blz.:</u>
0. Inleiding	1
1. Lijst van gebruikte symbolen	3
2. Achtergrond LUGO	4
3. Keuze van de golfvorm	5
4. Keuze van de geometrie	7
5. Berekeningsresultaten	8
6. Conclusies	16
Literatuur	17

0. Inleiding

Veel van de rekenmodellen die toegepast worden bij steenzettingen, beschouwen de grond als een één-fase materiaal (SATURN) of beschouwen slechts één van de twee fasen (STEENZET, SEEP). Zodra consolidatie een rol speelt moet de grond als een twee-fasen materiaal beschouwd worden. De meeste problemen waarbij grondwaterstroming een rol speelt kunnen met behulp van de wet van Darcy (al of niet in combinatie met consolidatie) worden opgelost. De wet van Darcy gaat uit van een stationaire situatie en krachten die nodig zijn om de waterdeeltjes te versnellen (versnellingskrachten) worden dan ook niet in rekening gebracht. In vrijwel alle grondwaterstromingsproblemen is deze verwaarlozing zonder meer toegestaan omdat die versnellingskrachten zeer klein zijn.

In het geval van een dynamische belasting door bijvoorbeeld een golfklap kunnen de versnellingskrachten wellicht niet meer verwaarloosd worden. In dat geval is een berekening die gebaseerd is op de wet van Darcy niet meer nauwkeurig en moet een berekening gedaan worden met bijvoorbeeld het computerprogramma SATURN, dat die versnellingskrachten wel in rekening brengt. Om te bepalen of de versnellingskrachten die het gevolg zijn van een golfklap wel of niet verwaarloosd mogen worden (en of dus wel of niet SATURN berekeningen gedaan moeten worden), is een aantal berekeningen gedaan met het computerprogramma LUGO, dat op de wet van Darcy gebaseerd is. Het computerprogramma berekent waterspanningen en verhangen als gevolg van een lopende sinusvormige golf. Het is mogelijk om via de watersnelheden (die op verschillende tijdstippen bekend zijn) de versnellingen en daaruit de versnellingskrachten te bepalen. Omdat LUGO niet gebaseerd is op versnellingskrachten, is de waarde ervan niet juist. Wel kan met zekerheid gesteld worden dat, indien de berekende versnellingskrachten klein zijn ten opzichte van de overige krachten, deze in vervolgberekeningen niet meegenomen hoeven te worden een aanvullende SATURN berekeningen niet nodig zijn.

Standaard grondwaterstromingsberekeningen zoals in STEENZET zouden dan voldoende zijn.

Zijn daarentegen de berekende versnellingskrachten in dezelfde orde van grootte als de overige krachten, dan zijn aanvullende SATURN berekeningen noodzakelijk.

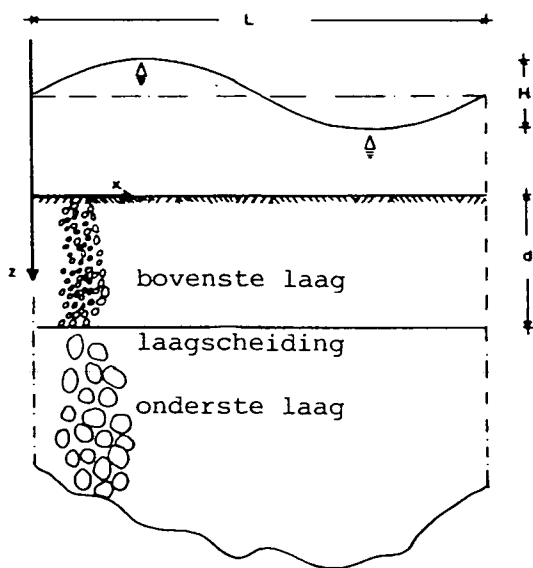
Met de resultaten van de LUGO-berekeningen kan men tevens een indruk krijgen van de verhangen in het zand ter plaatse van de grens met de laag erboven.

Lijst van gebruikte symbolen

a	= versnelling (m/s^2)
$a_{max,h}$	= maximale horizontale versnelling (m/s^2)
$a_{max,v}$	= maximale verticale versnelling (m/s^2)
d	= dikte bovenste laag (m)
F_v	= versnellingskracht (N)
F_s	= stromingskracht (N)
$F_{v,h}$	= horizontale versnellingskracht (N)
$F_{s,h}$	= horizontale stromingskracht (N)
$F_{v,v}$	= verticale versnellingskracht (N)
$F_{s,v}$	= verticale stromingskracht (N)
g	= versnelling van de zwaartekracht (m/s^2)
G	= glijdingsmodulus (N/m^2)
H	= golfhoogte (m)
i	= verhang (-)
$i_{max,h}$	= maximaal horizontaal verhang (-)
$i_{max,v}$	= maximaal vertikaal verhang (-)
k	= doorlatendheid (m/s)
K	= kompressiemodulus (N/m^2)
K_w	= kompressiemodulus van water (N/m^2)
L	= golflengte (m)
m	= massa (kg)
n	= poriëngehalte (-)
p	= waterspanning (N/m^2)
q_{max}	= maximale spanning t.g.v. een golfklap (N/m^2)
t	= tijd (s)
T	= golfperiode (s)
v	= watersnelheid (m/s)
x, y, z	= plaatscoördinaten (m)
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	= afmetingen ruimte-element (m)
γ	= soortelijk gewicht (N/m^3)
ρ	= dichtheid (kg/m^3)

2. Achtergrond LUGO

Het computerprogramma LUGO is gebaseerd op een analytische oplossing [1]. Beschouwd worden twee horizontale homogene lagen, die op elkaar liggen (zie figuur 1). De bovenste laag is van constante dikte d . De onderste laag is een oneindig halfvlak. Uitgegaan wordt van een vlakke vervormingstoestand. Boven dit twee-lagen systeem is een lopende golf met golflengte L , golfhoogte H en periode T . De verandering in water- spanningen in de ondergrond wordt uitsluitend door deze golf veroorzaakt, zodat het voldoende is alleen de golf te beschouwen. De gemiddelde waterhoogte komt dus in de berekeningen niet voor.



Figuur 1: Geometrie van het probleem.

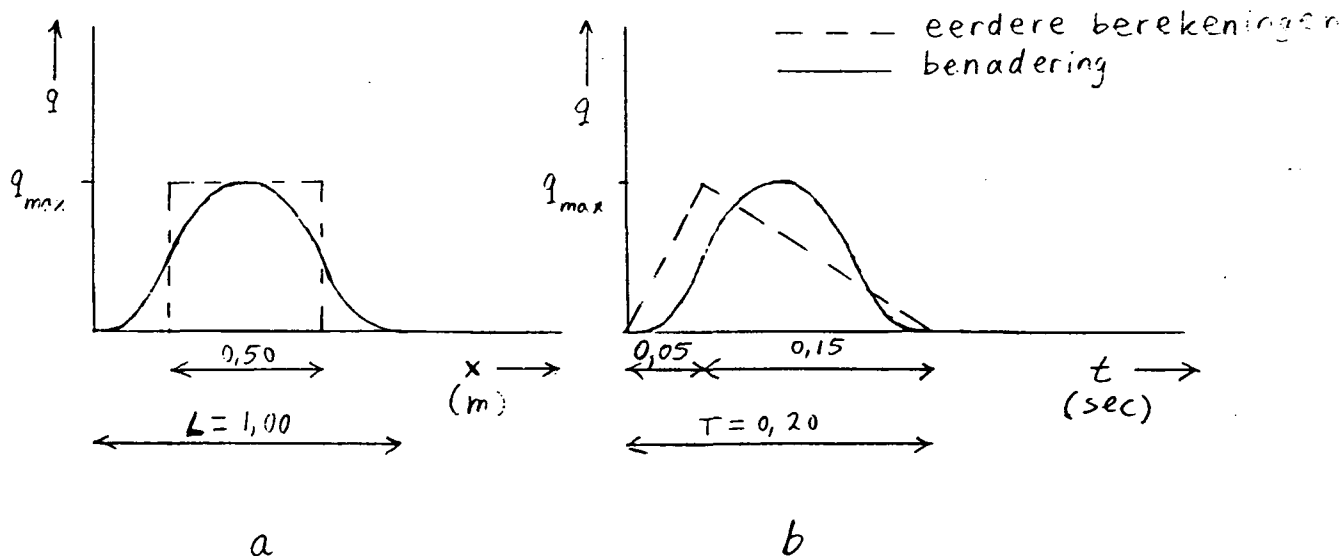
De analytische oplossing is gebaseerd op een fysisch model, dat bestaat uit een bergingsvergelijking, evenwichtsvergelijkingen en spanningsrek relaties. Ter vereenvoudiging is bij de afleiding gesteld, dat de horizontale rek en de schuifspanning op de laagscheiding te verwaarlozen zijn. Dit is een redelijke aanname voor golven waarbij de hoogte H klein is ten opzichte van de lengte L . Voor de meeste golven is dit wel het geval, maar bij de hier beschouwde golf (die een golfklap moet simuleren) geldt die aanname zeker niet.

In de buurt van de laagscheiding wordt dus een zekere fout gemaakt ten aanzien van de schuifspanningen. Deze fout werkt door in de daar berekende waterspanningen. Aangezien het hier slechts een oriënterende berekening betreft, wordt deze fout geaccepteerd.

Het computerprogramma LUGO berekent op verschillende tijdstippen de wateroverspanningen waaruit de horizontale en verticale verhangen bepaald kunnen worden.

3. Keuze van de golfvorm

De te kiezen golf wordt bepaald door drie parameters, te weten de golfhoogte H , de periode T en de golflengte L . De te kiezen golf moet een golfklap benaderen (zie figuur 2a en 2b). In deze figuur is tevens aangegeven de vorm van een golfklap, zoals gebruikt bij eerdere berekeningen [2].



Figuur 2: Benadering van een golfklap d.m.v. een sinusvorm.

De golfklap die bij eerdere berekeningen werd gebruikt, werkt op een rechthoekig oppervlak, waarover de spanning ten gevolge van deze golfklap constant is. Het verloop in de tijd is als aangegeven in figuur 2b. Uit dit figuur blijkt, dat voor de gekozen benadering geldt:

$L = 1,00$ m, ofwel de golfklap werkt over een breedte van 1 m.

Uit figuur blijkt ook, dat $T = 0,20$ sec.

Wordt voor de maximale spanning ten gevolge van de golfklap gesteld dat $q_{\max} = 50 \text{ kN/m}^2$ (zie [3]), dan wordt voor de golfhoogte H gevonden:

$$H = \frac{q_{\max}}{\gamma_{\text{water}}} = \frac{50}{10} + H = 5 \text{ m.}$$

Resumerend geldt dus voor de te kiezen golf:

$$L = 1 \text{ m}$$

$$T = 0,2 \text{ sec}$$

$$H = 5 \text{ m}$$

Over de gevoeligheid van de oplossing ten aanzien van deze drie parameters kan het volgende gezegd worden:

De golflengte L is op een ingewikkelde manier verwerkt in de oplossing. Om toch de invloed van L op de oplossing te bepalen, zijn tevens berekeningen gedaan voor $L = 0,8 \text{ m}$ en $L = 0,5 \text{ m}$. De golfperiode T is alleen van belang voor het bepalen van de versnellingen van de waterdeeltjes uit de snelheid. De grootte van de versnellingen is omgekeerd evenredig met T.

De berekende waterspanningen zijn recht evenredig met de golfhoogte H, zodat berekeningsresultaten bij een zekere golfhoogte eenvoudig kunnen worden omgerekend in resultaten bij een andere golfhoogte. Berekeningen zijn dus gedaan voor:

$$L = 1 \text{ m}$$

$$T = 0,2 \text{ sec}$$

$$H = 5 \text{ m}$$

$$L = 0,8 \text{ m}$$

$$T = 0,2 \text{ sec}$$

$$H = 5 \text{ m}$$

en $L = 0,5 \text{ m}$

$$T = 0,2 \text{ sec}$$

$$H = 5 \text{ m.}$$

4. Keuze van de geometrie

Twee essentieel verschillende configuraties zijn doorgerekend, die verschillen in de doorlatendheid van de top laag. Voor de top laag is genomen een zeer doorlatende grind laag, respectievelijk een vrijwel ondoorlatende klei laag. Voor de onderste laag is in beide gevallen zand als materiaal genomen. Om de invloed van de dikte van de top laag te bepalen, zijn berekeningen uitgevoerd voor drie verschillende diktes, namelijk:

$$d = 0,1 \text{ m}$$

$$d = 0,3 \text{ m}$$

$$\text{en } d = 1,0 \text{ m}$$

De overige in te voeren parameters zijn voor beide lagen de doorlatendheid k , de kompressiemodulus K , de glijdingsmodulus G en het poriëngetal n . Voor het water moet worden ingevoerd de kompressiemodulus K_w . Voor de kompressiemodulus van water is voor alle gevallen genomen:

$$K_w = 1,0 \cdot 10^6 \text{ kN/m}^2.$$

Als gevolg van luchtinsluiting tijdens de golfklap kan deze waarde nogal sterk variëren. Bij een testberekening met een veel lagere (fictieve) waarde van K_w ($K_w = 1,0 \cdot 10^3 \text{ kN/m}^2$) bleek de oplossing echter nauwelijks beïnvloed te worden.

Voor de gekozen grondparameters, zie tabel 1.

grondsoort	k m/s	K kN/m ²	G kN/m ²	n (-)
zand	0,005	8000	4000	0,40
grind	0,05	16000	8000	0,45
klei	$1 \cdot 10^{-7}$	2000	1000	0,50

Tabel 1: De gekozen grondparameters

5. Berekeningsresultaten

Uit de berekende verhangen is het mogelijk de watersnelheden te bepalen. Door nu gedurende een zeker tijdsinterval de verandering in de watersnelheid te berekenen, kan eenvoudig de versnelling tijdens dat tijdsinterval berekend worden. Met behulp van de zo verkregen versnellingen kunnen de versnellingskrachten bepaald worden. Bij de configuratie met de afsluitende kleilaag werden dusdanig kleine versnellingen berekend, dat het voor klei geen zin heeft om bij SATURN berekeningen met een twee-fase materiaal te rekenen. In dat geval kan met één materiaal gerekend worden, waarvan de kompressibiliteit gelijk is aan de kompressibiliteit van water. Immers, als gevolg van de geringe doorlatendheid kan het water in de klei tijdens de golfklap niet afstromen. De berekende maximale verhangen en de maximale versnellingen (zowel horizontaal als vertikaal) voor de uitgevoerde berekeningen staan vermeld in tabel 2. Punt 1 bevindt zich aan het oppervlak (dus bovenin de bovenste laag), terwijl punt 2 zich direct onder de scheidingslaag bevindt.

	d (m)	0,10	0,30	1,00	0,10	0,30	1,00
L (m)	punt	$i_{max,h}$			$i_{max,v}$		
1,0	1	15,7	15,7	15,7	9,77	15,1	15,7
	2	12,4	4,25	0,05	12,4	4,26	0,05
0,8	1	19,6	19,6	19,6	13,9	19,4	19,6
	2	13,92	3,36	0,016	13,9	3,36	0,01
0,5	1	31,4	31,4	31,4	27,5	31,4	31,4
	2	15,3	1,32	0,00	15,3	1,32	0,00
		$a_{max,h} (m/s^2)$			$a_{max,v} (m/s^2)$		
1,0	1	52,3	52,3	52,3	32,6	50,4	52,3
	2	4,64	1,60	0,02	4,64	1,60	0,02
0,8	1	65,5	65,5	65,5	46,4	64,5	65,5
	2	5,23	1,26	0,008	5,23	1,26	0,008
0,5	1	105	105	105	91,7	105	105
	2	5,72	0,495	0,000	5,72	0,495	0,000

Tabel 2: De gevonden verhangen en versnellingen voor de uitgevoerde berekeningen.

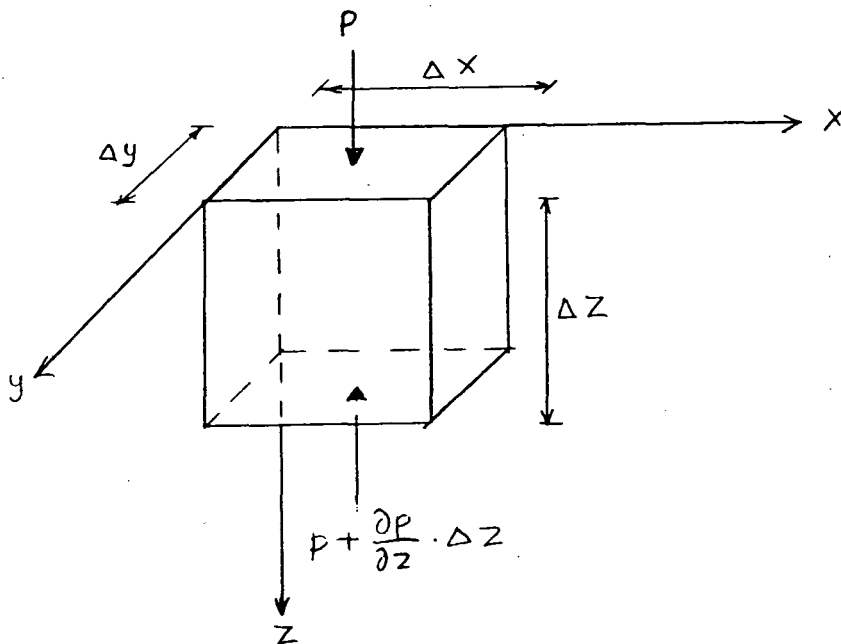
Nu is het mogelijk om uit de berekende versnellingen de versnellingskrachten en uit de berekende verhangen de stromingskrachten te bepalen. Beschouw een ruimte-element met afmetingen Δx , Δy , Δz (zie fig. 3). De maximale versnellingskracht wordt als volgt berekend:

$$F_{v,h} = m \cdot a_{\max,h} \quad \text{en} \quad F_{v,v} = m \cdot a_{\max,v} \quad (1)$$

Hierin is:

m = massa van het water in het beschouwde elementje (kg)

a_{\max} = maximale versnelling die aan het water in het beschouwde elementje wordt gegeven (m/s^2)



Figuur 3: Het beschouwde grondelementje.

Voor m wordt gevonden:

$$m = n \cdot \rho \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \quad (2)$$

Hierin is:

n = poriëngehalte (-)
 ρ = dichtheid van water (kg/m^3)
 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ = afmetingen ruimte-elementje (m)

(1) en (2) geeft:

$$F_{v,h} = n \cdot \rho \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot a_{\max,h} \quad (3)$$

$$F_{v,v} = n \cdot \rho \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot a_{\max,v}$$

Hiermee is de versnellingskracht bepaald.

Voor de maximale verhangen geldt:

$$i_{\max,h} = \frac{1}{\rho g} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\max}; \quad i_{\max,v} = \frac{1}{\rho g} \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\max}$$
$$\rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\max} = \rho g i_{\max,h}; \quad \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\max} = \rho g i_{\max,v} \quad (4)$$

Hierin is:

g = versnelling van de zwaartekracht (m/s^2)

$i_{\max,h}$ = maximaal horizontaal verhang (-)

$i_{\max,v}$ = maximaal vertikaal verhang (-)

$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\max}$ = maximale drukverandering in horizontale richting (N/m^3)

$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\max}$ = maximale drukverandering in verticale richting (N/m^3)

In horizontale richting bedraagt de maximale verschilddruk over het beschouwde elementje $\Delta p_{\max} = \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\max} \cdot \Delta x$ (zie figuur 3). Om de stromingskracht te berekenen moet deze druk nog met de oppervlakte $\Delta y \cdot \Delta z$ worden vermenigvuldigd. De stromingskracht wordt dan:

$$F_{s,h} = \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{\max} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.a)$$

In verticale richting wordt analoog gevonden:

$$F_{s,v} = \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\max} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \quad (5.b)$$

(4) in (5) invullen levert:

$$F_{s,h} = \rho g i_{\max,h} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$$

en (6)

$$F_{s,v} = \rho g \cdot i_{\max,v} \cdot \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$$

Of de versnellingskrachten wel of niet verwaarloosd mogen worden ten opzichte van de stromingskrachten wordt bepaald door het quotiënt $\frac{F_S}{F_V}$.

De versnellingskrachten mogen verwaarloosd worden indien $\frac{F_S}{F_V} \gg 1$. Vergelijking (6) delen door (3) levert:

$$\frac{F_{s,h}}{F_{v,h}} = \frac{g \cdot i_{\max,h}}{n \cdot a_{\max,h}} \quad (7)$$

$$\frac{F_{s,v}}{F_{v,v}} = \frac{g \cdot i_{\max,v}}{n \cdot a_{\max,v}}$$

Uitwerken van (7) voor de verschillende configuraties levert de resultaten op die vermeld staan in tabel 3.

		d (m)	0,10	0,30	1,00	0,10	0,30	1,00
L (m)	punt	$F_{s,h}/F_{v,h}$			$F_{s,v}/F_{v,v}$			
1,00	1	6,67	6,67	6,67	6,66	6,66	6,67	
	2	66,8	66,4	-	66,8	66,6	-	
0,8	1	6,65	6,65	6,65	6,66	6,68	6,65	
	2	66,4	66,7	-	66,4	66,7	-	
0,5	1	6,65	6,65	6,65	6,66	6,65	6,65	
	2	66,9	66,7	-	66,9	66,7	-	

Tabel 3: De verhouding F_s/F_v (in zowel horizontale als verticale richting) voor de uitgevoerde berekeningen.

Daar waar een streepje in de tabel staat, kon de waarde van F_s/F_v niet of niet nauwkeurig genoeg bepaald worden als gevolg van de kleine waarde van a_{max} en i_{max} (numerieke onnauwkeurigheid).

Uit tabel 3 blijkt, dat voor punt 2 (juist onder de scheidingslaag) de versnellingskrachten zonder meer verwaarloosd mogen worden.

Ook voor punt 1 echter is verwaarlozing van de versnellingkrachten toegestaan, aangezien deze ongeveer éénzevende bedragen van de stromingskrachten.

Uit de berekeningsresultaten blijkt, dat de verhouding F_s/F_v in zowel horizontale als verticale richting voor een punt constant is. Blijkbaar is de gneoemde verhouding noch afhankelijk van de golflengte L, noch afhankelijk van de dikte van de toplaag d. Een en ander doet vermoeden dat het mogelijk moet zijn een eenvoudige uitdrukking af te leiden voor de verhouding F_s/F_v .

De afleiding zal gedaan worden voor horizontale verhangen. Volgens (7) geldt:

$$\frac{F_{s,h}}{F_{v,h}} = \frac{g \cdot i_{\max,h}}{n \cdot a_{\max,h}} \rightarrow \frac{F_{s,h}}{F_{v,h}} = \frac{g \cdot i_{\max,h}}{n \cdot \left(\frac{dv_h}{dt}\right)_{\max}} \quad (8)$$

Nu is $v_h = \frac{k \cdot i_h}{n}$. Dit invullen in (8) levert:

$$\frac{F_{s,h}}{F_{v,h}} = \frac{g \cdot i_{\max,h}}{k \cdot \left(\frac{di_h}{dt}\right)_{\max}} \quad (9)$$

Nu is $i_h = \frac{1}{\rho g} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$. Voor p geldt [1]:

$$p = \frac{H}{2} \cdot \gamma_w \cdot f\left(2\pi \cdot \frac{z}{L}\right) \cdot \sin\left(2\pi \frac{x}{L} + 2\pi \frac{t}{T} + g\left(2\pi \frac{z}{L}\right)\right) \quad (10)$$

Hierin zijn f en g bekende functies van z.

Voor i_h wordt dan gevonden:

$$i_h = \frac{2\pi}{L} \cdot \frac{H}{2} \cdot f\left(2\pi \frac{z}{L}\right) \cdot \cos\left(2\pi \frac{x}{L} + 2\pi \frac{t}{T} + g\left(2\pi \frac{z}{L}\right)\right)$$

en dus:

$$i_{\max,h} = \frac{2\pi}{L} \frac{H}{2} f\left(2\pi \frac{z}{L}\right) \quad (11)$$

Voor $\frac{di_h}{dt}$ wordt gevonden:

$$\frac{di_h}{dt} = - \frac{4\pi^2}{LT} \cdot \frac{H}{2} f \left(2\pi \frac{z}{L} \right) \sin \left(2\pi \frac{x}{L} + 2\pi \frac{t}{T} + g \left(2\pi \frac{z}{L} \right) \right)$$

en dus:

$$\left(\frac{di_h}{dt} \right)_{\max} = \frac{4\pi^2}{LT} \cdot \frac{H}{2} \cdot f \left(2\pi \frac{z}{L} \right) \quad (12)$$

Invullen van (11) en (12) in (9) levert de uitdrukking:

$$\frac{F_{s,h}}{F_{v,h}} = \frac{g T}{2\pi \cdot k} \quad (13)$$

Voor de verticale verhangen wordt - na iets meer rekenwerk - dezelfde uitdrukking verkregen.

Met behulp van (13) kan nu voor de punten 1 en 2 de waarde van $\frac{F_s}{F_v}$ worden bepaald.

Voor punt 1 wordt gevonden (met $g = 10 \text{ m/s}$, $T = 0,2$ en $k = 0,05 \text{ m/s}$):

$$\frac{F_s}{F_v} = \frac{10 \cdot 0,2}{2\pi \cdot 0,05} \rightarrow \frac{F_s}{F_v} = 6,37$$

Voor punt 2 wordt gevonden (met $k = 0,005 \text{ m/s}$):

$$\frac{F_s}{F_v} = 63,7.$$

De nu gevonden waarden komen goed overeen met de waarden, gevonden met het computerprogramma LUGO. Het verschil wordt verklaard doordat $\frac{di}{dt}$ met behulp van de LUGO-berekeningen numeriek werd berekend, terwijl in de afleiding van volgens (13) $\frac{di}{dt}$ analytisch werd bepaald.

6. Conclusie

Om te bepalen of versnellingskrachten een rol spelen bij belasting van een steenzetting door een golfklap is een aantal berekeningen gedaan met het computerprogramma LUGO. Voor de uitgevoerde berekeningen (met klei, respectievelijk grind als toplaag) bleek verwaarlozing van de versnellingskrachten toegestaan.

Een analytische uitdrukking voor de verhouding van de stromingskracht en de versnellingskrachten werd hierna afgeleid. Hieruit blijkt, dat deze verhouding slechts afhangt van de golfperiode T en de doorlatendheid k . Met behulp van de gevonden formule kan voor een gegeven golfklap snel worden bepaald of de versnellingskrachten al of niet verwaarloosd mogen worden.

Het blijkt, dat slechts voor zeer grote doorlatendheden de versnellingskrachten dominant kunnen worden.

Uit een en ander blijkt, dat koppeling van SATURN (dat versnellingskrachten wel in rekening brengt) aan STEENZET niet nodig is.

Literatuur

- [1] M.T. de Groot en J.B. Sellmeijer
Wave induced pore water pressures in a two-layer system,
LGM mededelingen, deel XX, augustus 1979.

- [2] R.J. Ernst
Verplaatsing van een elastisch halfvlak als gevolg van een golf-
klap, juni 1984.

- [3] Technische adviescommissie voor de waterkeringen ,
Leidraad voor de toepassing van asfalt in de waterbouw (1984).

DYNAMISCHE PROEF OP VERZADIGDE KLEI VERSUS SATURN-BEREKENING

CO-272520/7

JULI 1984

Inhoud

0. Inleiding
1. Lijst van gebruikte symbolen
2. Afleiding schaalfactoren
3. Bepaling materiaalparameters
4. Proefresultaten
5. SATURN-berekeningen
6. Conclusies

0. Inleiding

In december 1983 is door het Laboratorium voor Grondmechanica in opdracht van het Centrum Onderzoek Waterkeringen van Rijkswaterstaat programmatuur aangeschaft om met behulp van het eindige elementenprogramma SATURN de invloed van golfklappen op een taludbeschermingsconstructie van gezette steen te kunnen onderzoeken. SATURN is getoetst aan modelexperimenten voor golfklappen op asfalttaluds en op droog zand. Voor nat zand bleek slechts gedeeltelijke overeenstemming tussen berekeningen en experimenten mogelijk, hetgeen kon worden verklaard door tekortkomingen in het grondmodel.

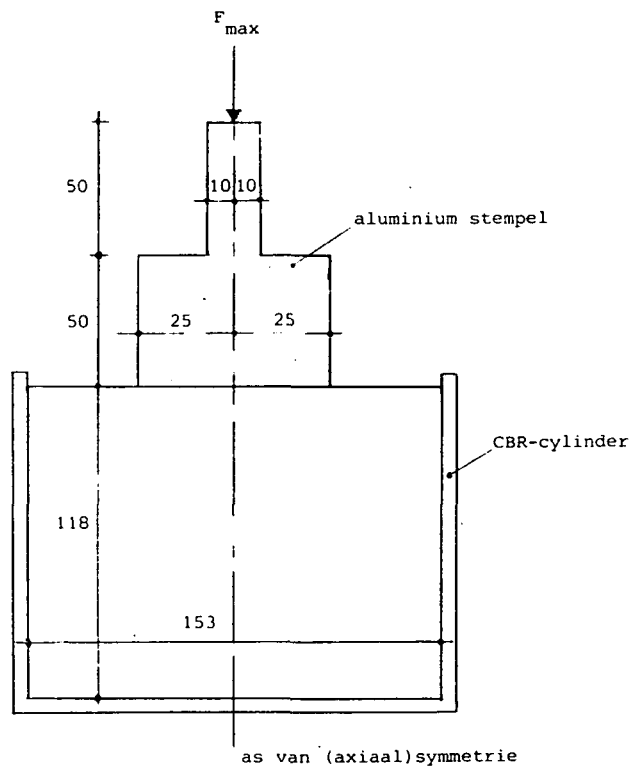
Of SATURN in combinatie met het von Mises materiaalmodel het gedrag van klei onder dynamische belasting voldoende nauwkeurig beschrijft, was nog niet met experimenten geverifieerd. Deze verificatie is uitgevoerd door middel van experimenten op klei in een apparaat voor snelle belastingproeven. Nadat de experimenten waren uitgevoerd is een SATURN berekening gedaan, waarna de resultaten hiervan zijn vergeleken met de resultaten van de experimenten.

1. Lijst van gebruikte symbolen

A	= oppervlak	(m ²)
c _u	= ongedraineerde schuifsterkte	(N/m ²)
d	= diameter	(m)
E	= elasticiteitsmodulus	(N/m ²)
F	= kracht	(N)
G	= glijdingsmodulus	(N/m ²)
l	= lengte	(m)
m	= model	
N	= schaalfactor	(-)
p	= prototype	
q	= spanning ten gevolge van een golfklap	(N/m ²)
r	= straal	(m)
t	= tijd	(s)
u	= verplaatsing	(m)
ε	= rek	(-)
ν	= dwarscontractiecoëfficiënt	(-)
ρ	= dichtheid	(kg/m ³)
σ	= spanning	(N/m ²)

2. Afleiding schaalfactor

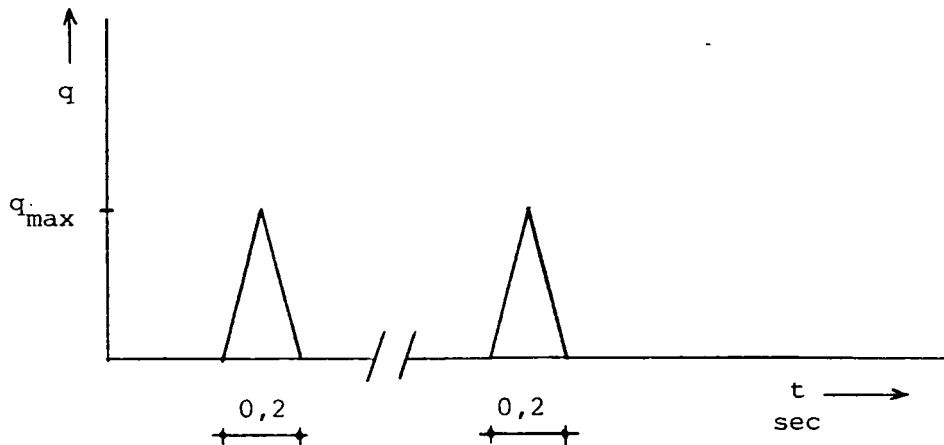
In een CBR-cylinder (153 mm diameter en 118 mm hoog) wordt een kleimonster gevormd dat door middel van een stempel (50 mm diameter) dynamisch belast wordt (zie figuur 1).



maten in mm
schaal 1:2

Figuur 1: Geometrie van het te beproeven monster.

De dynamische belasting moet een golfklap simuleren. Het geschematiseerde verloop van de spanning ten gevolge van een golfklap als functie van de tijd is getekend in figuur 2.



Figuur 2: De spanning ten gevolge van een golfklap als functie van de tijd.

Voor het modelonderzoek moeten verschillende schaalfactoren bepaald worden. Aanname hierbij is, dat de gravitatiekrachten verwaarloosbaar zijn. Uitgangspunt is, dat in het model hetzelfde materiaal wordt gebruikt als in werkelijkheid (replicamateriaal).

Er geldt dus:

$$\rho_m = \rho_p \rightarrow N_\rho = 1$$

Hierin is:

ρ = dichtheid van de klei (kg/m^3)

N = schaalfactor (-)

m staat voor model en

p voor prototype.

Aangezien wenselijk is, dat $N_\epsilon = 1$ (gelijke rekken in het model en het prototype) geldt dus ook (uitgaande van replicamateriaal): $N_\sigma = 1$. De bij het model op te leggen spanningen zijn dus gelijk aan de werkelijke spanningen. Voor de lengteschaal geldt:

$$N_1 = \sqrt{\frac{A_m}{A_p}}, \text{ hierin is:}$$

A_m = oppervlak van de belasting van het model (dus het oppervlak van de stempel)

A_p = oppervlak van de belasting van het prototype.

Voor A_p wordt uitgegaan van een vierkante steen ($0,50 \times 0,50 \text{ m}^2$) als onderdeel van een steenzetting, dus $A_p = 0,25 \text{ m}^2$.

Voor A_m wordt gevonden (uitgaande van de stempel met $d = 50 \text{ mm}$).

$$A_m = \frac{1}{4} \pi d^2 \rightarrow A_m = \frac{1}{4} \pi \cdot (50 \cdot 10^{-3})^2 \rightarrow A_m = 1,96 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$N_1 = \sqrt{\frac{A_m}{A_p}} = \sqrt{\frac{1,96 \cdot 10^{-3}}{0,25}} \rightarrow N_1 = 0,089$$

Vervolgens moet de tijdschaal N_t bepaald worden. Dit is mogelijk door uit te gaan van de dimensies van spanning.

$$\left[\frac{N}{\text{m}^2} \right] = \left[\frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2 \cdot \text{m}^2} \right] = \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \right]$$

Hieruit volgt dus, dat

$$N_\sigma = N_\rho \cdot \frac{N_1^2}{N_t^2},$$

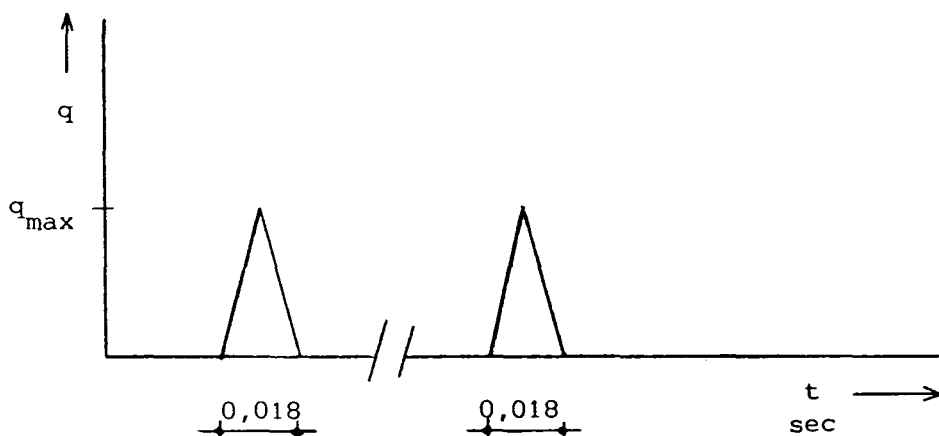
ofwel

$$N_t = \sqrt{\frac{N_\rho}{N_\sigma}} \cdot N_1$$

Invullen van de reeds bekende schaalfactoren levert:

$$N_t = \sqrt{\frac{1}{1}} \cdot 0,089 \rightarrow N_t = 0,089$$

Met behulp van de nu bekende schaalfactoren kan het verloop van de spanning in de tijd voor het model bepaald worden (zie figuur 3).

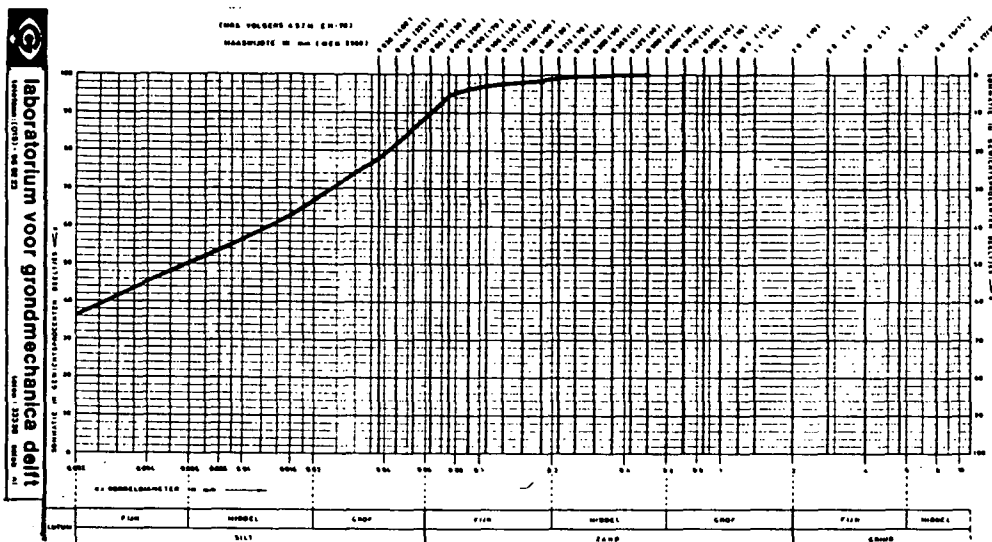


Figuur 3: Verloop van de spanning als functie van de tijd voor het model.

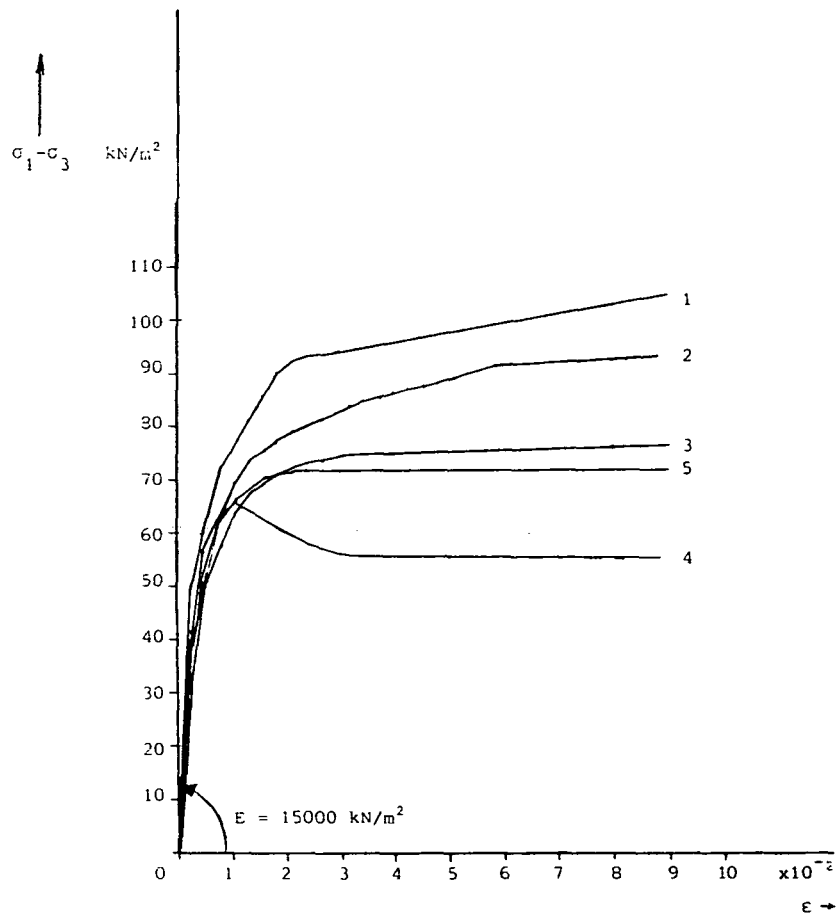
De waarde van q_{\max} wordt zodanig gekozen dat plaatselijk plasticiteit optreedt. De waarde hiervan is pas te berekenen nadat de ongedraineerde schuifsterkte van de te beproeven klei bekend is.

3. Bepaling materiaalparameters

De te beproeven klei is afkomstig uit de Deltagoot. Voordat de klei beproefd werd zijn de volgende gegevens bepaald: proctordichtheid, korrelverdeling, plasticiteitsindex, volumegewicht en watergehalte. De korrelverdeling is gegeven in figuur 4. De overige gegevens staan vermeld in tabel 1.



Bij een verdichting van 95% van de proctordichtheid zijn vervolgens vijf triaxiaalproeven gedaan (ongedraineerd, ongeconsolideerd) bij een zo laag mogelijke celdruk. Van de vijf proeven zijn er drie uitgevoerd met een snelheid van 0,1 m/s (monsters 1, 2 en 3) en twee met een snelheid 0,01 m/s. Dit is gedaan omdat de belastingsnelheid van het uiteindelijk te beproeven monster nog niet bekend was. De resultaten van de vijf uitgevoerde triaxiaalproeven zijn grafisch weergegeven in figuur 5, waar de straal van de cirkel van Mohr is uitgezet als functie van de verticale rek.



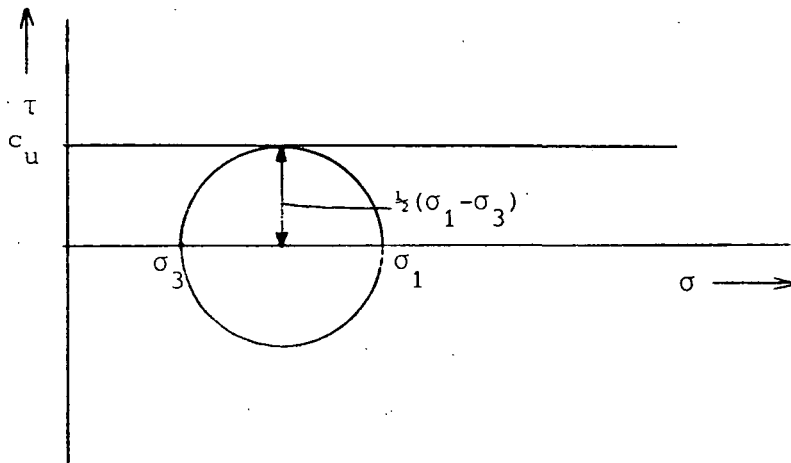
Figuur 5: Spannings-rek diagram voor de vijf uitgevoerde triaxiaalproeven. Voor de monsters 1, 2 en 3 was de snelheid 0,10 m/s en voor de monsters 4 en 5 bedroeg de snelheid 0,01 m/s.

Uit figuur 5 blijkt, dat bij de snelle proeven (0,1 m/s) een hogere bezwijkspanning wordt gevonden dan bij de minder snelle proeven. Bovendien blijkt dat bij de snelle proeven echt volplastisch bezwijken niet optreedt; de belasting blijft toenemen. Bij de kleine snelheid treedt wel volledig bezwijken op.

Bij monster 5 wordt een piekwaarde voor $\sigma_1 - \sigma_3$ bereikt, waarna deze waarde weer afneemt. Deze piekwaarde (66 kN/m^2) is bepalend voor de sterkte van het beproefde monster.

Uit de waarde van $\sigma_1 - \sigma_3$ bij bezwijken kan de waarde van de ongedraai-
neerde schuifsterkte (c_u) als volgt afgeleid worden (zie figuur 6):

$$c_u = \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_3)$$



Figuur 6: Cirkel van Mohr bij bezwijken waaruit de waarde van c_u af te leiden is.

In tabel 2 zijn de resultaten van de triaxiaalproeven weergegeven:

monster	snelheid (m/s)	c_u (kN/m ²)
1	0,1	≈ 50
2	0,1	≈ 45
3	0,1	≈ 37
4	0,01	33
5	0,01	36

Tabel 2: De waarde van c_u voor de vijf verschillende monsters bij verschillende vervormingssnelheden.

Nu de ongedraineerde schuifsterkte c_u bekend is, kan berekend worden wat de waarde van q_{max} is, opdat enige plastische vervorming optreedt. De bezwijkbelasting van een cirkelvormige plaat bedraagt [1]:

$$q_u = 6,2 c_u$$

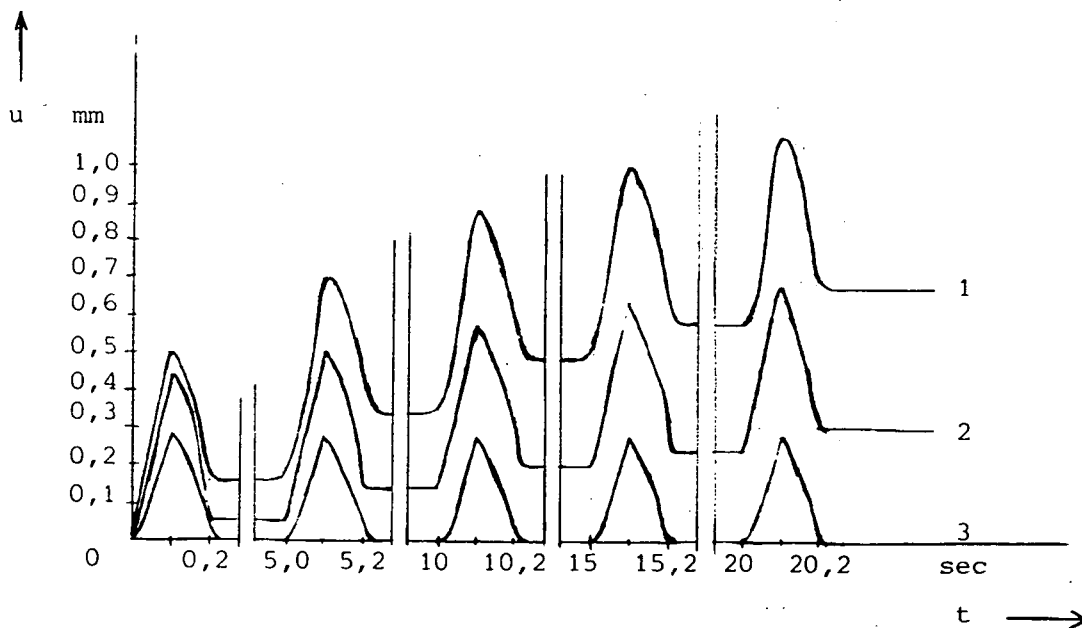
Enige plasticiteit mag verwacht worden bij $q_{max} = 3,75 c_u$. Wordt voor c_u de gemiddelde waarde genomen van de vijf proefresultaten ($c_u = 40$ kN/m²), dan wordt gevonden $q_{max} = 150$ kN/m². De maximale kracht die op het stempel werkt wordt dan:

$$F_{max} = 150 \cdot 10^3 \cdot \pi \cdot (25 \cdot 10^{-3})^2 \rightarrow F_{max} = 300 \text{ N}$$

4. Proefresultaten

Abusievelijk zijn proeven (en een SATURN berekening) uitgevoerd met een tien keer te kleine belastingsnelheid. Nadat deze fout geconstateerd was, zijn de proeven (en de SATURN berekening) herhaald, nu met de juiste belastingsnelheid. In het navolgende worden de resultaten van beide proevenseries besproken.

Het te beproeven monster werd verdicht tot 95% van de proctordichtheid zodat er overeenstemming was met de klei waarop de triaxiaalproeven waren gedaan. Er zijn proeven op drie verschillende monsters uitgevoerd. Tijdens de proef werd de zakking van het stempel als functie van de tijd gemeten. Per proef werden vijf belastingpieken aangebracht met tussenpozen van vijf seconden. De gemeten zakking als functie van de tijd is getekend in figuur 7.



Figuur 7: De gemeten zakking van de stempel als functie van de tijd voor de eerste proevenserie.

Het blijkt, dat de proefresultaten van de drie uitgevoerde proeven nogal uiteenlopen.

Voor alle proeven geldt dat de vervorming van de klei onmiddellijk reageert op de belasting; als de belasting is uitgewerkt, is de klei weer onmiddellijk in rust. Hieruit blijkt dat de dynamica nauwelijks een rol speelt; de klei reageert alsof deze zeer langzaam wordt belast en ontlast (statische belasting).

Bij de proeven 1 en 2 treedt plastische vervorming op, terwijl de klei bij proef 3 volledig elastisch reageert. Het is mogelijk om de elastische zakking van een cirkelvormige plaat ten gevolge van een statische belasting te berekenen.

Deze wordt gegeven door [1]:

$$u = q \cdot \frac{R}{E} \cdot \frac{\pi}{2} (1 - \nu^2)$$

Hierin is:

u = zakking van de plaat (m)

q = verticale spanning die op de plaat werkt (N/m^2)

R = straal van de cirkelvormige plaat (m)

E = elasticiteitsmodulus van de klei (N/m^2)

ν = dwarscontractiecoëfficiënt (-)

De bekende grootheden zijn:

$$q = 150 \cdot 10^3 \text{ N/m}^2$$

$$R = 25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$E = 15 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2 \text{ (zie figuur 5)}$$

$$\nu = 0,5 \text{ (met water verzadigde klei).}$$

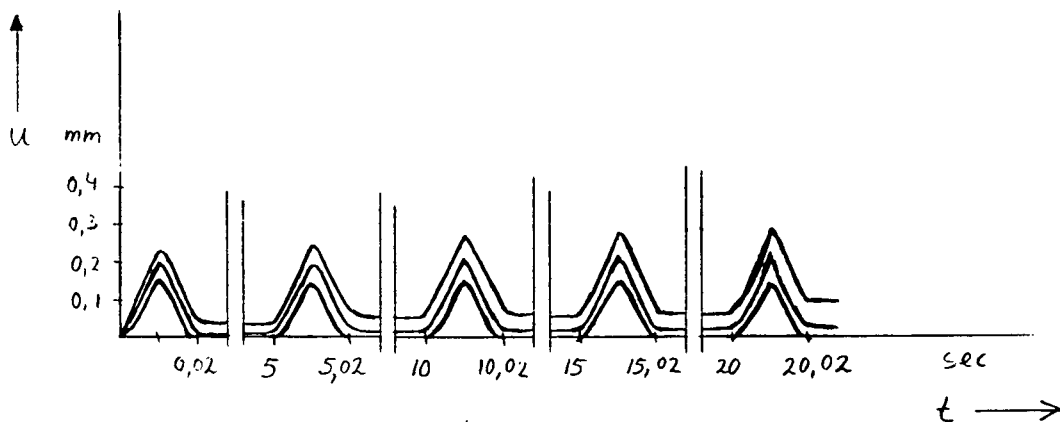
Invullen hiervan levert:

$$u = 0,29 \text{ mm}$$

Uit figuur 7 blijkt, dat bij proef 3 (waar de klei volledig elastisch reageerde) de maximale zakking $u = 0,28$ mm bedraagt. Deze waarde komt dus zeer goed overeen met de berekende waarde. Hieruit blijkt dus weer, dat de klei reageert alsof de belasting statisch is.

Vervolgens werden wederom drie proeven uitgevoerd, nu echter met de belastingsnelheid volgens figuur 3.

De resultaten zijn getekend in figuur 8.



Figuur 8: De gemeten zakking van de stempel als functie van de tijd voor de tweede proevenserie.

Het blijkt, dat de zakkingen bij de tweede proevenserie kleiner zijn dan de zakkingen gevonden bij de eerste proevenserie. Dit kan als volgt verklaard worden. In eerste instantie werden bij de tweede proevenserie onverklaarbaar grote verplaatsingen gevonden.

Bij controle bleek echter, dat het belaste kleimonster niet homogeen was geweest: het monster was gevormd uit een groot aantal kleine bolletjes. Bij belasten ontstonden grote vervormingen als gevolg van deformatie en hergroepering van deze kleibolletjes. Omdat de aldus verkregen resultaten niet betrouwbaar waren, is de tweede proevenserie herhaald.

Om de bovengenoemde problemen te voorkomen, werd de klei verdicht bij een iets hoger waterpercentage en tot een iets grotere dichtheid. Zodoende werd een homogeen monster verkregen en het is aannemelijk dat de gevonden zakkingen bij de tweede proevenserie kleiner zijn dan bij de eerste proevenserie.

Ook uit de tweede proevenserie blijkt dat de vervormingen de belasting onmiddellijk volgen; van dynamica lijkt dus wederom nauwelijks sprake.

5. SATURN-berekeningen

Er zijn twee SATURN-berekeningen uitgevoerd: een met de te kleine belastingsnelheid en een met de belastingsnelheid volgens figuur 3.

De bij de SATURN-berekeningen ingevoerde materiaalparameters zijn als volgt.

Voor de klei wordt voor de elasticiteitsmodulus de waarde $E = 15 \cdot 10^6$ N/m² gevonden (zie figuur 5). In SATURN moeten de glijdingsmodulus en de kompressiemodulus worden ingevoerd. Hiervoor wordt gevonden (met $\nu = 0,5$):

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \rightarrow G = \frac{15 \cdot 10^6}{2(1+0,5)} \rightarrow G = 5 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$$

en

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \rightarrow K = \infty$$

Aangezien het invoeren van een oneindig grote waarde onmogelijk is, is voor de berekening van K gesteld, dat $\nu = 0,49$. Voor K wordt dan gevonden:

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)} = \frac{15 \cdot 10^6}{3(1-2 \cdot 0,49)} \rightarrow K = 250 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$$

Voorts is voor klei ingevoerd de waarde van de dichtheid $\rho = 1900$ kg/m³. Tenslotte is voor klei de ongedraineerde schuifsterkte ingevoerd, bepaald uit de triaxiaalproeven met een snelheid 0,01 m/s.

Hiervoor is ingevoerd (zie tabel 1, de gemiddelde waarde van monsters 4 en 5): $c_u = 35$ kN/m².

Voor de stempel, bestaande uit aluminium zijn de materiaalparameters als volgt:

$$G = 2,7 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$$K = 5,9 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$$\rho = 2700 \text{ kg/m}^3.$$

Voor de computerberekening is gebruik gemaakt van de cilindrsymmetrie bij de proeven. Door gebruik te maken van een speciale optie in SATURN voor problemen met cylinder-symmetrie (ook wel axiaal-symmetrie genoemd) behoeft slechts de halve doorsnede van de cylinder beschouwd te worden en kan het probleem doorgerekend worden alsof het twee-dimensionaal is.

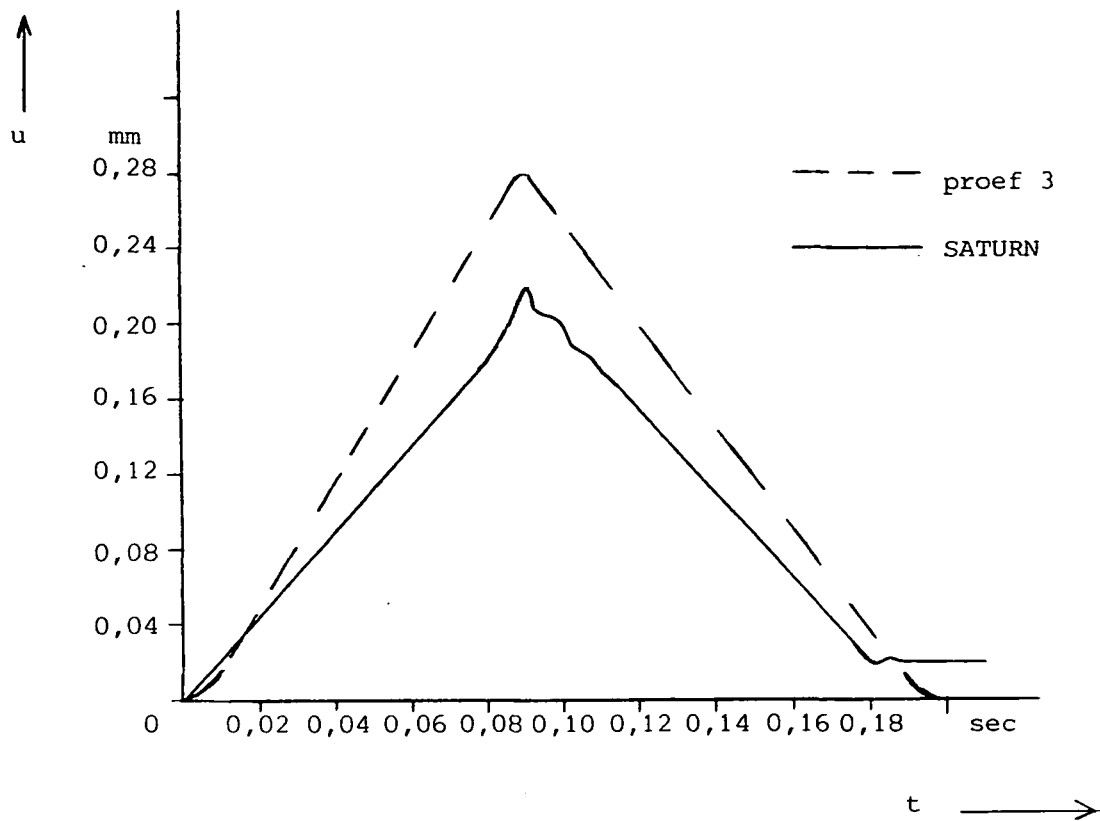
Het gebruikte elementennetwerk is getekend in figuur 9. Hierbij dient opgemerkt te worden dat de stempel vereenvoudigd is tot een cirkelvormige plaat, waarop een gelijkmatig verdeelde belasting werkt.

Om de rekentijd te beperken is slechts één belastingpiek doorgerekend. Berekend is de zakking als functie van de tijd. Deze zakking is grafisch weergegeven in figuur 10 voor de eerste berekening en in figuur 11 voor de tweede berekening. De resultaten van beide SATURN-berekeningen komen goed met elkaar overeen. De dynamica speelt bij beide berekeningen nauwelijks een rol: zodra de belasting weer afneemt, neemt ook de zakking weer af. Het blijkt dat bij beide berekeningen enige plasticiteit optreedt (bij de eerste berekening bij $t = 0,08$ s en bij de tweede berekening bij $t = 0,008$ s). Het tijd-verplaatsingsdiagram wijkt op die tijdstippen af van een rechte lijn. Dat enige plasticiteit is opgetreden, kan ook worden gezien aan de blijvende vervorming die aanwezig is na ontlasten.

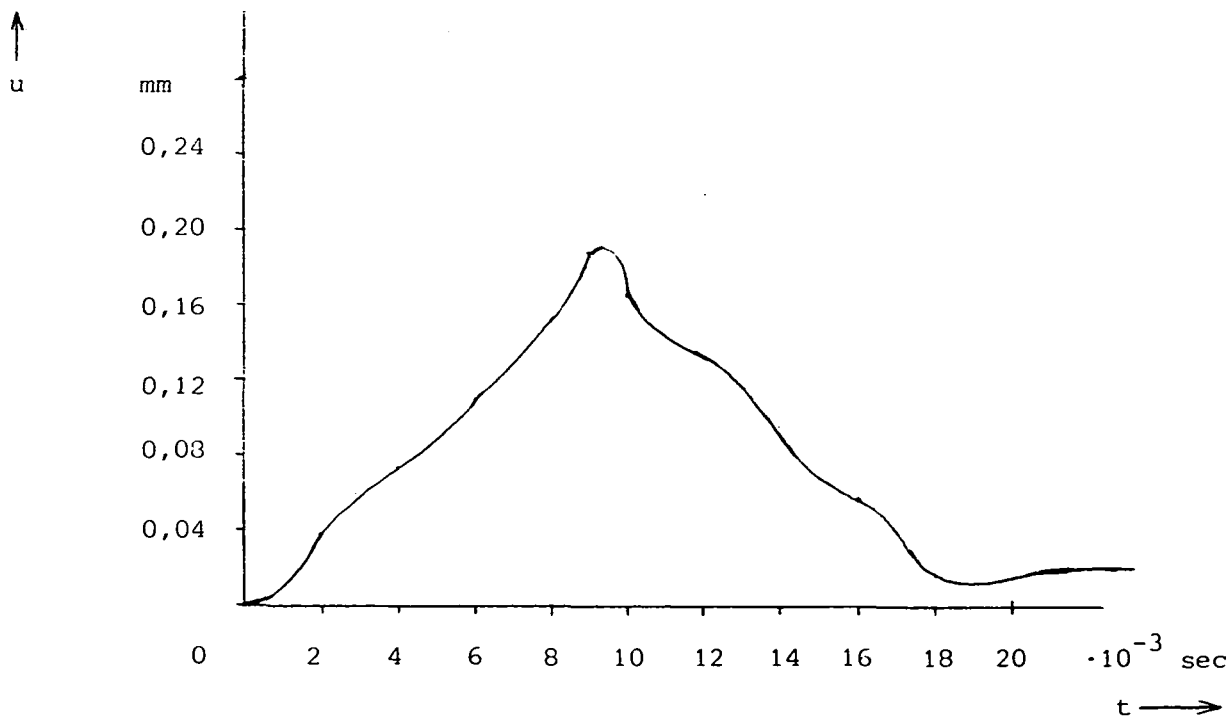
De maximaal met SATURN berekende zakking ($\pm 0,20$ mm) is kleiner dan de eerder berekende zakking ($u = 0,28$ mm). Een mogelijke oorzaak hiervoor is de nog vrije grove elementenverdeling. Bij de as van symmetrie en aan de rand van het stempel is een zeer fijne discretisatie noodzakelijk om numerieke onnauwkeurigheden te voorkomen. Omdat de te kiezen tijdstap samenhangt met de afmetingen van het element. [4] is dit niet verder onderzocht omdat de rekentijd dan te lang zou worden.

	146	149	152	155	158						102
											101
	145	148	151	154	157						
											100
	144	147	150	153	156						
15	20	23	26	29	32	35	38	41	44	47	50
14	17	20	23	26	29	32	35	38	41	44	47
13	16	19	22	25	28	31	34	37	40	43	46
12	15	18	21	24	27	30	33	36	39	42	45
11	14	17	20	23	26	29	32	35	38	41	44
10	13	16	19	22	25	28	31	34	37	40	43
9	12	15	18	21	24	27	30	33	36	39	42
8	11	14	17	20	23	26	29	32	35	38	41
7	10	13	16	19	22	25	28	31	34	37	40
6	9	12	15	18	21	24	27	30	33	36	39
5	8	11	14	17	20	23	26	29	32	35	38
4	7	10	13	16	19	22	25	28	31	34	37
3	6	9	12	15	18	21	24	27	30	33	36
2	5	8	11	14	17	20	23	26	29	32	35
1	4	7	10	13	16	19	22	25	28	31	34

Figuur 9: Het voor de SATURN-berekening gebruikte elementennet.



Figuur 10: Tijd-verplaatsingsdiagram van de eerste SATURN-berekening en het tijd-verplaatsingsdiagram van proef 3 uit de eerste proevenserie.



Figuur 11: Tijd-verplaatsingsdiagram van de tweede SATURN-berekening.

Vergelijking van de proeven met de SATURN-berekeningen leert dat de eerste proevenserie redelijk overeenkomt met de eerste SATURN-berekening. In figuur 10 staat tevens de gevonden zakking bij proef 3 uit de eerste proevenserie uitgezet.

Ook de resultaten van de tweede proevenserie komen redelijk overeen met de tweede SATURN-berekening. De gemeten zakkingen zijn weliswaar wat kleiner dan de berekende, maar dat kan verklaard worden door de manier waarop de klei bij de tweede proevenserie verdicht is.

6. Conclusies

Zowel uit de uitgevoerde proeven als uit de SATURN-berekeningen blijkt, dat de dynamica bij een golfklap nauwelijks een rol van betekenis speelt. Bij zowel de uitgevoerde proeven, als de SATURN-berekening reageerde de zakking alsof de belasting statisch werd aangebracht. De overeenkomst tussen de SATURN-berekening en de uitgevoerde proeven is redelijk. Bij de eerste proevenserie waren de gemeten zakkingen iets groter dan de berekende, terwijl bij de tweede proevenserie (als gevolg van een dichtere pakking van het monster) de zakkingen kleiner waren. Bij de SATURN-berekeningen werd enige plastische vervorming gevonden. De met SATURN berekende verplaatsing (0,20 mm) is kleiner dan de analytische bepaalde - elastische - zakking (0,29 mm). Aanvullende testberekeningen op axiaal-symmetrische problemen, waarvan de analytische oplossing bekend is, zijn nodig om te bepalen of SATURN ook in die gevallen te kleine verplaatsingen berekent.

Literatuur

1. Lambe, T.W., and Whitman, R.V., Soil Mechanics, John Wiley & Sons.

2. Ernst, R.J., Verplaatsing van een elastisch halfvlak als gevolg van een golfklap, CO-272530/3.

3. Sellmeijer, J.B., Stoot op halfvlak, CO-255780.

4. Sweet, T., Cecil, R.

SATPILE, a finite element computer code that analyzes the non-linear behaviour of saturated (two-phase) continua and neighbouring structural components. JSA-79-014.

**AFSCHUIVEN VAN TALUDBEKLEDINGEN
OVER DE ONDERGROND**

CO-286001/2
januari 1988
Mey/Abg/86

In opdracht van:
Rijkswaterstaat
Dienst Weg- en Waterbouwkunde
DELFT

AFDELING WATERBOUWKUNDIGE CONSTRUCTIES
projectleider: ir. P. Meijers
projectbegeleider: ir. A. Bezuijen
afdelingshoofd: ir. P. Lubking

INHOUD:	blz.:
1. INLEIDING	1
2. PROBLEEMSTELLING	3
3. BELASTINGEN	7
3.1 Krachten op een deel van de bekleding	7
3.2 Waterdruk onder de bekleding	9
3.2.1 Inleiding	9
3.2.2 Steenzetting op zand	10
3.2.3 Steenzetting op filter	10
3.2.4 Open bekleding of steenzetting op klei	18
3.2.5 Gesloten bekleding op zand	18
4. BEKLEDING UIT STORTSTEEN	28
4.1 Algemeen	28
4.2 Stabiliteit bij golfaanval	28
5. STEENZETTINGEN	36
5.1 Inleiding	36
5.2 Steenzetting op een filterlaag	38
5.2.1 Algemeen	38
5.2.2 Lokale stabiliteit	38
5.2.3 Totale stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf	39
5.2.4 Totale stabiliteit tijdens een brekende golf	48
5.3 Steenzetting op klei	53
5.3.1 Algemeen	53
5.3.2 Lokale stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf	55
5.3.3 Totale stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf	56
5.3.4 Lokale stabiliteit tijdens een brekende golf	58
5.3.5 Totale stabiliteit tijdens een brekende golf	60
6. WATERDICHTTE BEKLEDING	62
6.1 Waterdichte bekleding op zand	62
6.2 Waterdichte bekleding op filter	66

bladnummer : - 2 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

INHOUD: (vervolg)	blz.:
6.3 Waterdichte bekleding op klei	66
6.3.1 Stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf	66
6.3.2 Stabiliteit tijdens een brekende golf	71
7. REKENVOORBEELDEN	73
8. CASE STUDY	86
9. SAMENVATTING	93
10. RESUME FORMULES	94
REFERENTIES	98

LIJST VAN SYMBOLEN

A	integratieconstante	(-)
a	factor	(-)
a_i	overdrukcoëfficiënt	(-)
B	integratieconstante	(-)
b	dikte filterlaag	(m)
b	factor	(-)
C	integratieconstante	(-)
c	cohesie	(kN/m ²)
c_u	ongedraineerde schuifsterkte	(kN/m ²)
D	dikte bekleding	(m)
d_b	brekerdiepte, waterspiegeldaling	(m)
E	integratieconstante	(-)
F_A	kracht op anker bekleding	(kN/m')
F_i	resultante krachten op deel bekleding evenwijdig aan talud	(kN/m')
F_k	korreldruk	(kN/m')
F_T	kracht op teen bekleding	(kN/m')
F_{wi}	wrijvingskracht	(kN/m')
f	factor	(-)
G	gewicht bekleding	(kN/m')
G	gewicht bekledingsselement	(N)
g	versnelling zwaartekracht	(m/s ²)
g'	onderwatergewicht bekleding	(kN/m ²)
H	golfhoogte	(m)
H_s	significante golfhoogte	(m)
h_b	brekerhoogte	(m)
i	verhang	(-)
i_t	toelaatbaar verhang	(-)
K	schadefactor	(-)
K_o	schadefactor	(-)
k	doorlatendheid filterlaag	(m/s)
k'	doorlatendheid bekleding	(m/s)

L	lengte	(m)
L _a	lengte	(m)
L _o	golflengte	(m)
n	cotangens hoek talud met horizontaal	(-)
N _i	normaalkracht	(kN/m')
P _w	totale verschuldruk over de bekleding	(kN/m')
q	specifiek debiet	(m ² /s)
q	rekengrootheid	(m)
R _d	run-down	(m)
s	hoogte talud boven SWL	(m)
T _g	grenstrekkkracht in geotextiel	(kN/m')
T _z	golfteriode	(s)
W _i	waterdruk	(kN/m')
z	coördinaat loodrecht op talud	(m)
z _b	diepte teenconstructie onder SWL	(m)
z ₁	ligging freatische lijn	(m)
α	hoek talud met horizontaal	(°)
β	hoek stroomlijn met horizontaal	(°)
γ _b	volumegewicht bekleding	(kN/m ³)
γ _{ng}	volumegewicht natte grond	(kN/m ³)
γ _w	volumegewicht water	(kN/m ³)
γ' _g	effectief volumegewicht ondergrond	(kN/m ³)
Δ	relatieve massadichtheid, $\Delta = \frac{(\gamma_a - \gamma_w)}{\gamma_w}$	(-)
θ	hoek talud met horizontaal	
η	veiligheidscoëfficiënt	(-)
λ	lek lengte	(m)
μ	factor	(-)
ξ	surf similarity parameter	(-)
ρ _a	massadichtheid steen	(kg/
σ _{wo}	drukverschil over de bekleding	(kN/m ³)
σ _z '	korrelspanning loodrecht op het talud	(kN/m ²)
Φ	hoek van inwendige wrijving	(°)

bladnummer : - 3 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

ϕ_g	hoek inwendige wrijving tussen geotextiel en ondergrond (°)	
ϕ_u	rekengrootheid ongedraineerde schuifsterkte	(-)
φ	stijghoogte	(m)
φ	sterkteparameter	(-)
$\Delta\varphi$	stijghoogteverschil	(m)
$\Delta\varphi_{max}$	maximum stijghoogteverschil	(m)

1. INLEIDING

Ter bescherming tegen golfaanval wordt het talud van een dijk of kanaaloever meestal voorzien van een bekleding. Om deze bescherming te kunnen bieden dient de bekleding zelf onder de ontwerpomstandigheden intact te blijven.

Een van de mogelijke bezwijkmechanismen van de bekleding is het afschuiven ervan. Dit zal optreden als de resultante van de krachten op de bekleding evenwijdig aan het talud groter is dan de wrijvingskracht die tussen bekleding en ondergrond gemobiliseerd kan worden. Ter verhoging van de stabiliteit kan de bekleding onderaan het talud steun vinden tegen een teenconstructie of, in het geval van een blokkenmat, bovenaan het talud verankerd worden.

In het lopende onderzoek naar de stabiliteit van taludbekledingen is aan het afglijden ervan nog weinig aandacht besteed. In deze studie, die in eerste instantie is bedoeld als literatuurstudie, zal aan dit bezwijkmechanisme aandacht besteed worden.

Andere bezwijkmechanismen zoals het oplichten van de bekleding of het afschuiven van het talud langs een dieper gelegen glijvlak blijven buiten beschouwing.

Uit de literatuur zijn zoveel mogelijk bestaande stabiliteitscriteria verzameld. Verder zijn voor een aantal constructietypen, waarvoor deze criteria ontbreken, zelf criteria afgeleid.

Hoewel in de literatuur een grote verscheidenheid aan notaties voorkomt is gepoogd in deze studie voor de verschillende grootheden zoveel mogelijk dezelfde eenheden te gebruiken.

In dit verslag zullen in de hoofdstukken 2 en 3 het probleem en de op de bekleding werkzame krachten beschreven worden. In de hoofdstukken 4 t/m 6 zullen voor verschillende constructietypen de stabiliteitscriteria geformuleerd worden. Dit zijn in de meeste gevallen analytisch bepaalde uitdrukkingen.

Hiervan is hoofdstuk 5 in feite een bewerking en uitbreiding van de door R. Hoogeveen geschreven "notitie over de afschuiving van de top-laag door een golfaanval".

bladnummer : - 2 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

In de hoofdstukken 7 en 8 zullen een aantal criteria met behulp van rekenvoorbeelden en een case-study worden geïllustreerd.

Tot slot bevat hoofdstuk 9 een samenvatting van dit rapport en hoofdstuk 10 een resumé van de belangrijkste formules.

2. PROBLEEMSTELLING

Voor de constructie van taludbekledingen zijn er vele mogelijkheden, zowel voor de vorm van de eigenlijke verdediging als voor de ondergrond.

Een veel gebruikte indeling van de bekledingstypen is die in open en gesloten bekledingen. In dit verslag zal deze indeling iets verder verfijnd worden. Er worden hier de volgende typen bekledingen onderscheiden:

- bekleding uit loskorrelig materiaal; hiertoe behoren zowel de bekledingen uit stortsteen of een ander losgestort materiaal als een onverdedigde zandoever
- bekledingen uit gezette steen; hiertoe behoren zowel de traditionele zetsteenglooiingen uit natuursteen of betonblokken als de modernere blokkenmatten. Een onderscheid kan nog gemaakt worden tussen bekledingen waarbij elk punt van de bekleding op zichzelf stabiel moet zijn als bekledingen waarbij plaatselijke instabiliteit acceptabel is. In het laatste geval moet dit deel door een lager of hoger gelegen deel kunnen worden tegengehouden of zijn stabiliteit (mede) aan een verankering bovenaan het talud of een teenconstructie onderaan het talud kunnen ontleen. Vanzelfsprekend moet de stabiliteit van de gehele bekleding wel verzekerd zijn.

Het afdragen van krachten naar een hoger gelegen deel van de bekleding kan alleen als de bekleding de hierdoor ontstane trekkracht kan opnemen. Dit is bij een gewone steenzetting niet het geval maar bij een blokkenmat wel mits de kabels of het doek voldoende sterk en stijf zijn. Het afdragen van krachten naar een lager gelegen deel van de bekleding kan alleen als de blokken stijf tegen elkaar zitten, zodat er geen uitknikken zal optreden

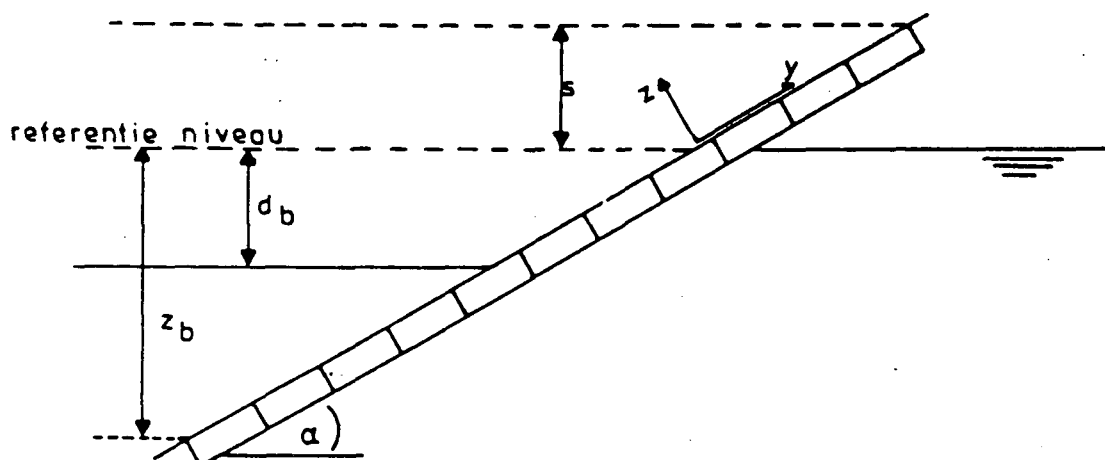
- dichte bekledingen; hiertoe kunnen naast de asfaltbekleding ook de kleibekleding, de waterdichte membranen en de doorgaande betonnen plaat gerekend worden. Bij dit type bekleding kan, evenals bij een bekleding uit gezette steen, een onderscheid worden gemaakt tussen een plaatselijk stabiele bekleding en een bekleding die plaatselijk instabiel maar in zijn geheel wel stabiel is.

Voor de grond onder de bekleding zijn er in principe de volgende mogelijkheden:

- de ondergrond bestaat uit goed doorlatend materiaal (zand, grind, en dergelijke)
- de ondergrond bestaat uit een slecht doorlatend materiaal (klei of iets dergelijks) met tussen de bekleding en de ondergrond een filterlaag
- de bekleding is rechtstreeks op een slecht doorlatend materiaal geplaatst.

Voor de golfbelasting op de bekleding kan een onderscheid worden gemaakt tussen een brekende golf (windgolf) en een teruggetrokken golf (scheepvaartgolf). In de literatuur hebben praktisch alle stabiliteitscriteria betrekking op een teruggetrokken golf.

De in dit verslag vermelde stabiliteitscriteria zullen dan ook voornamelijk betrekking hebben op deze situatie. In de volgende figuur is deze situatie geschematiseerd.



Figuur 2.1. Situatie bij een teruggetrokken golf

Hierin is:

s	hoogte kruin talusbekleding boven de stilwaterlijn [m]
d_b	waterspiegeldaling [m]
z_b	diepte van de teenconstructie [m]
α	taludhelling [°]

Bij een brekende golf lijkt de voor afschuiven meest kritieke situatie (moment vlak voor breken) sterk op deze situatie. Voor waterdichte bekledingen en steenzettingen met geringe doorlatendheid kan deze situatie als maatgevend worden beschouwd, mits voor d_b de brekerdiepte ("run-down") ten opzichte van het waterspiegelniveau onder de bekleding wordt genomen.

Voor meer doorlatende bekledingen is een andere belastingschematisatie van de brekende golf vereist. Deze wordt in 3.2.3 besproken. Formules voor de berekening van de bijbehorende stabiliteit worden in 5.2 behandeld, maar zijn nog niet geheel uitgewerkt.

bladnummer : - 6 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Voor bekledingen uit stortsteen is niet de drukverdeling maatgevend maar de stroming die door de golven wordt veroorzaakt. Deze belasting wordt niet apart behandeld in dit hoofdstuk, wel impliciet in hoofdstuk 4.

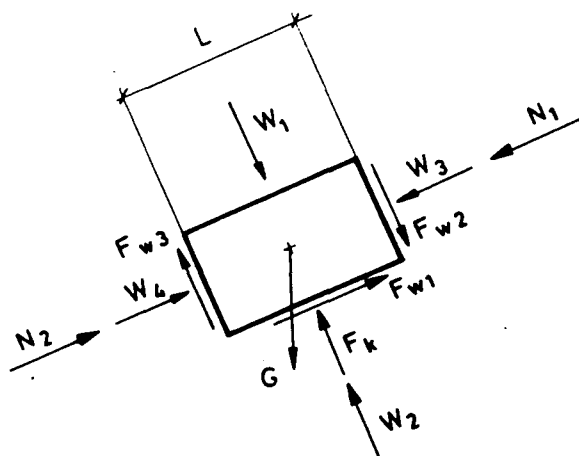
In dit verslag wordt met de term lokale stabiliteit bedoeld dat een deeltje van de bekleding op zichzelf stabiel moet zijn en zijn stabiliteit niet aan naastliggende delen ontleent. Met de term totale stabiliteit wordt de stabiliteit van (een deel van) de bekleding als geheel bedoeld waarbij lokale instabiliteit op zich toelaatbaar is.

3. BELASTINGEN

3.1 Krachten op een deel van de bekleding

De belasting op een deel van de bekleding bestaat uit het eigengewicht van dat deel, de waterdrukken tegen de verschillende zijden, de gronddruk en wrijving tegen de onderzijde en de krachten die door naastliggende delen op het beschouwde deel van de bekleding worden overgedragen.

In de volgende figuur zijn alle in het vlak van de tekening mogelijk werkzame krachten op een deel van de bekleding getekend.



Figuur 3.1. Krachten op een deel van de bekleding

Hierin is:

G	eigengewicht van de bekleding	[kN/m']
F_k	korreldruk tegen de onderzijde van de bekleding	[kN/m']
F_{w1}	wrijvingskracht op de onderzijde van de bekleding,	[kN/m']
	de maximaal mogelijke wrijvingskracht is:	

	$F_{w1} = F_k \tan \phi + c L$	
F_{w2}	wrijvingskracht op zijkant bekleding	[kN/m']
F_{w3}	wrijvingskracht op zijkant bekleding	[kN/m']
N_1	drukkracht op de bekleding vanuit een hoger gelegen deel	[kN/m']
N_2	idem maar nu vanuit een lager gelegen deel	[kN/m']
W_1	waterdruk op de bovenkant van de bekleding	[kN/m']
W_2	idem op de onderzijde	[kN/m']
W_3	idem op de taludopwaartse zijde	[kN/m']
W_4	idem op de taludafwaartse zijde	[kN/m']
c	cohesie	[kN/m ²]
L	lengte	[m]
ϕ	hoek van inwendige wrijving	[°]

Uit het krachtenevenwicht loodrecht op en evenwijdig aan het talud van dit deel van de bekleding volgen de volgende vergelijkingen:

$$W_1 + G \cos \alpha - F_k - W_2 + F_{w2} - F_{w3} = 0 \quad [3.1]$$

$$N_1 + W_3 - F_{w1} + G \sin \alpha - W_4 - N_2 = 0 \quad [3.2]$$

De bekleding zal niet afschuiven als F_{w1} een bepaalde grenswaarde niet overschrijdt.

$$F_{w1} \leq F_k \tan \phi + c.L \quad [3.3]$$

Uitwerken van deze eis geeft:

$$G (\cos \alpha \tan \phi - \sin \alpha) \geq (W_3 - W_4) + (N_1 - N_2) +$$

$$(W_2 - W_1 + F_{w3} - F_{w2}) \cdot \tan \phi - c.L \quad [3.4]$$

Dit is de algemene uitdrukking voor de stabiliteit. Afhankelijk van het soort bekleding en het deel van de bekleding dat beschouwd wordt zullen de krachten een bepaalde waarde aannemen of niet in de beschouwing voorkomen.

3.2 Waterdruk onder de bekleding

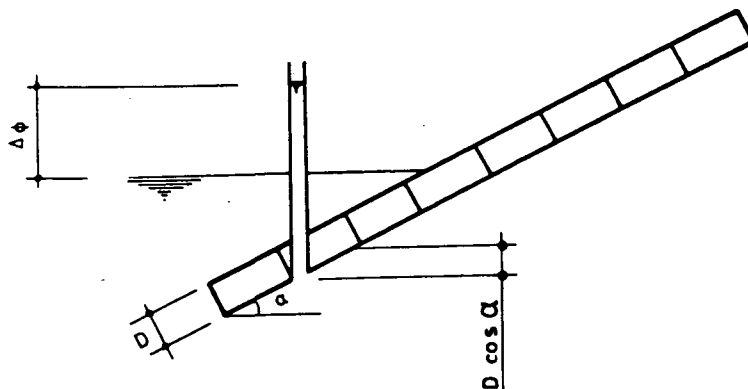
3.2.1 Inleiding

In de literatuur worden een aantal methoden genoemd om voor verschillende situaties de grootte van de wateroverdruk onder de bekleding te bepalen. Hiertoe behoren geavanceerde methoden zoals het elektrisch analogon en de eindige elementenbenadering die voor een snelle handmatige bepaling van de wateroverdruk niet geschikt zijn. De methoden die hiervoor wel geschikt zijn worden hierna vermeld voor de verschillende constructiewijzen.

De meeste methoden geven de wateroverdruk als een stijghoogteverschil tussen het water onder en boven de bekleding. Het verband tussen het stijghoogteverschil ($\Delta\varphi$) en het drukverschil (σ_{wo}) is:

$$\sigma_{wo} = \gamma_w (\Delta\varphi + D \cos \alpha) \quad [3.5]$$

In de volgende figuur is dit geïllustreerd.



Figuur 3.2. Verband tussen stijghoogteverschil en drukverschil

3.2.2 Steenzetting op zand

Voor deze situatie zijn geen ontwerpregels beschikbaar. De grootte van de overdruk zal afhankelijk zijn van de doorlatendheid van de bekleding en ondergrond en van de elastische berging. Het ene extreem is dat de constructie zo doorlatend is en/of het grondwater relatief zo stijf dat er praktisch gesproken geen overdrukken ontstaan. Het andere extreem is dat de constructie zo ondoorlatend is en/of het grondwater relatief zo samendrukbaar dat het als een gesloten bekleding is te beschouwen (zie [26] § 2.4 en appendix G).

In feite is voor deze situatie alleen een STEENZET/2 berekening geschikt voor de bepaling van de wateroverdruk.

3.2.3 Steenzetting op filter

Voor deze situatie zijn voor het stijghoogteverschil over de bekleding analytisch oplossingen bekend.

In [2] en [3] worden deze voor een aantal situaties gegeven. Bij de afleiding van deze formules is aangenomen dat de stroming in de filterlaag laminair en evenwijdig aan het talud is.

Uit de wet van Darcy ($v = -k \cdot d\varphi/dy$) en de continuïteitsvergelijking is een algemene oplossing voor het stijghoogteverschil te bepalen. Deze oplossing bestaat uit twee delen, één voor het gedeelte onder de buitenwaterstand ($y \cdot \sin \alpha < -d_b$) en één voor het gedeelte erboven ($y \cdot \sin \alpha > -d_b$). Deze oplossingen zijn:

$$y \cdot \sin \alpha < -d_b \quad \Delta\varphi = A \exp\left(\frac{y \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right) + B \exp\left(\frac{-y \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right) \quad [3.6]$$

$$y \cdot \sin \alpha > -d_b \quad \Delta\varphi = C \exp\left(\frac{y \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right) + E \exp\left(\frac{-y \cdot \sin \alpha}{\lambda}\right) \quad [3.7]$$

Hierin zijn A, B, C en E constanten die afhangen van de randvoorwaarden van de beschouwde situatie.

bladnummer : - 11 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

De factor λ is de zogenaamde lek lengte. Deze is gedefinieerd als

$$\lambda = \sin \alpha \sqrt{(k b D/k')} \quad [3.8]$$

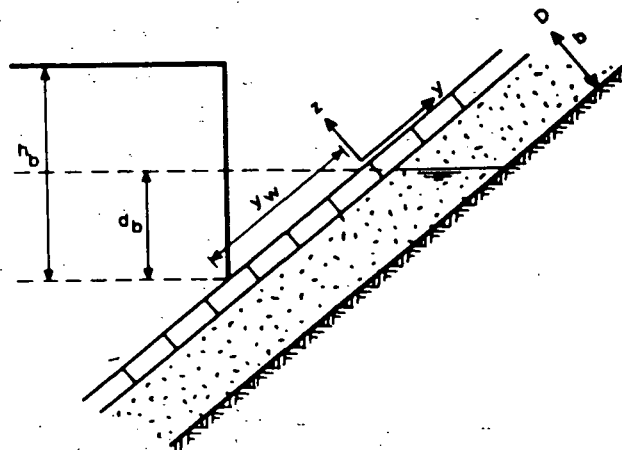
Hierin is:

b	dikte van de filterlaag	[m]
D	dikte van de talusbekleding	[m]
k	doorlatendheid van de filterlaag	[m/s]
k'	doorlatendheid van de talusbekleding	[m/s]

Een aantal situaties zullen nader uitgewerkt worden.

- oneindig lang talud, verticaal golffront

In de volgende figuur is deze situatie geschetst.



Figuur 3.3. Schematisatie met verticaal golffront

De constanten A, B, C en E voor deze situatie zijn respectievelijk

$$A = -\frac{1}{2} h_b (e^{-d_b/\lambda} + e^{d_b/\lambda}) - \frac{1}{2} \lambda (e^{-d_b/\lambda} - e^{d_b/\lambda}) \quad [3.9]$$

$$B = 0 \quad [3.10]$$

$$C = -\frac{1}{2} (h_b + \lambda) e^{-d_b/\lambda} \quad [3.11]$$

$$E = -C \quad [3.12]$$

Het maximum stijghoogteverschil over de bekleding is voor deze situatie:

$$\Delta\varphi_{\max} = \left(\frac{h_b + \lambda}{2}\right) (1 - e^{-2d_b/\lambda}) \quad [3.13]$$

Indien er sprake is van een sterk doorlatende bekleding ($\lambda \ll d_b$) vereenvoudigt deze formule tot:

$$\Delta\varphi_{\max} = \frac{1}{2} (h_b + \lambda) \quad [3.14]$$

Indien de bekleding niet doorlatend is ($\lambda \rightarrow \infty$) vereenvoudigt de uitdrukking voor $\Delta\varphi_{\max}$ tot:

$$\Delta\varphi_{\max} = d_b \quad [3.15]$$

- oneindig lang talud, teruggetrokken golf

Deze situatie is in feite een bijzonder geval van de voorgaande situaties. Nu is namelijk $h_b = 0$.

De uitdrukkingen voor de constanten A, B, C en E en $\Delta\varphi_{\max}$ zijn nu respectievelijk:

$$A = -\frac{1}{2} \lambda (e^{-d_b/\lambda} - e^{d_b/\lambda}) \quad [3.16]$$

$$B = 0 \quad [3.17]$$

$$C = -\frac{1}{2} \lambda e^{-d_b/\lambda} \quad [3.18]$$

$$E = -C \quad [3.19]$$

$$\Delta\varphi_{\max} = \frac{\lambda}{2} (1 - e^{-2d_b/\lambda}) \quad [3.20]$$

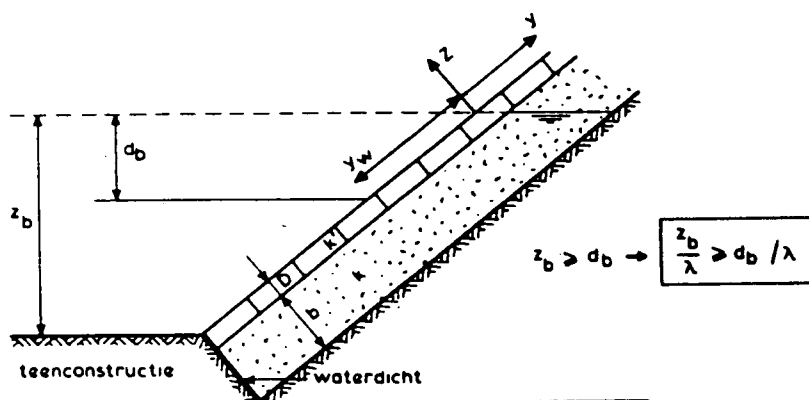
Voor de volgende twee bijzondere gevallen is de uitdrukking voor $\Delta\varphi_{\max}$ nog te vereenvoudigen.

$$\lambda \ll d_b \quad \Delta\varphi_{\max} = \frac{1}{2} \lambda \quad [3.21]$$

$$\lambda \rightarrow \infty \quad \Delta\varphi_{\max} = d_b \quad [3.22]$$

- waterdichte teenconstructie, teruggetrokken golf

Deze situatie is in de volgende figuur getekend.



Figuur 3.4. Schematisatie met teruggetrokken golf

De constanten A, B, C en E en het maximum stijghoogteverschil zijn nu respectievelijk:

bladnummer : - 14 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

$$A = \frac{1}{2} \lambda \frac{1}{1 + e^{-2z_b/\lambda}} (e^{d_b/\lambda} - e^{-d_b/\lambda}) \quad [3.23]$$

$$B = A \cdot e^{-2z_b/\lambda} \quad [3.24]$$

$$C = -\frac{1}{2} \lambda \frac{e^{-z_b/\lambda}}{1 + e^{-2z_b/\lambda}} (e^{(z_b - d_b)/\lambda} + e^{-(z_b - d_b)/\lambda}) \quad [3.25]$$

$$E = -C \quad [3.26]$$

$$\Delta\varphi_{\max} = \frac{1}{2} \lambda \frac{1}{1 + e^{-2z_b/\lambda}} (1 + e^{-2(z_b - d_b)/\lambda})(1 - e^{-2d_b/\lambda}) \quad [3.27]$$

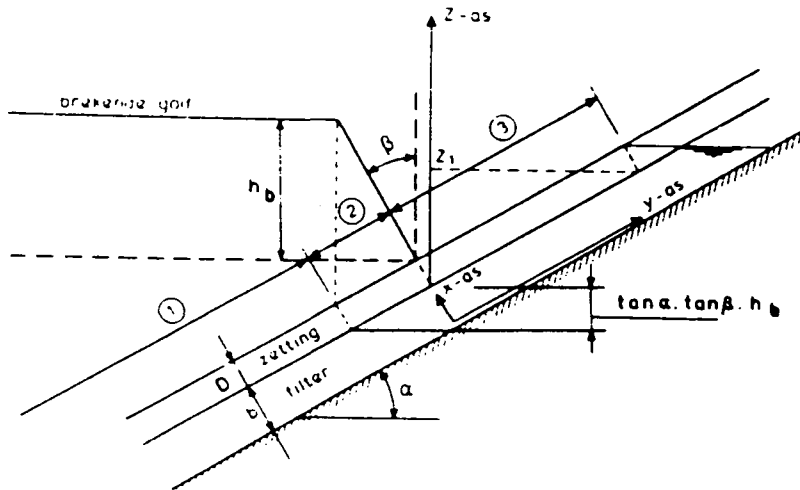
Voor de volgende twee bijzondere gevallen is de laatste formule nog te vereenvoudigen.

$$\lambda \ll d_b \text{ en } \lambda \ll z_b - d_b \quad \Delta\varphi_{\max} = \frac{1}{2} \lambda \quad [3.28]$$

$$\lambda \rightarrow \infty \quad \Delta\varphi_{\max} = d_b \quad [3.29]$$

- oneindig lang talud, schuin golffront (schematisatie volgens Wolsink)

In de volgende figuur is deze situatie getekend.



Figuur 3.5. Schematisatie met schuin golffront volgens Wolsink

Voor de bepaling van de waarden van h_b en β wordt naar [27] verwezen.

De oplossing van de differentiaalvergelijking voor het stijghoogteverschil luidt nu:

$$y.\sin\alpha < -h_b \tan\alpha \tan\beta \quad \Delta\varphi = A \exp\left(\frac{y.\sin\alpha}{\lambda}\right) + B \exp\left(\frac{-y.\sin\alpha}{\lambda}\right) \quad [3.30]$$

$$-h_b \tan\alpha \tan\beta < y.\sin\alpha < 0 \quad \Delta\varphi = C \exp\left(\frac{y.\sin\alpha}{\lambda}\right) + D \exp\left(\frac{-y.\sin\alpha}{\lambda}\right) \quad [3.31]$$

$$y.\sin\alpha > 0 \quad \Delta\varphi = E \exp\left(\frac{y.\sin\alpha}{\lambda}\right) + F \exp\left(\frac{-y.\sin\alpha}{\lambda}\right) \quad [3.32]$$

De uitdrukkingen voor de integratieconstanten A, B, C, D, E en F zijn respectievelijk:

$$A = C + D \exp\left(\frac{2 \tan\alpha \tan\beta . h_b}{\lambda}\right) \quad [3.33]$$

$$B = 0 \quad [3.34]$$

$$C = -D + F \left(-\exp \left(\frac{-2z_1}{\lambda} \right) + 1 \right) \quad [3.35]$$

$$D = \frac{-\lambda}{2 \tan \alpha \tan \beta} \exp \left(\frac{-\tan \alpha \tan \beta \cdot h_b}{\lambda} \right) \quad [3.36]$$

$$E = -F \exp \left(\frac{-2z_1}{\lambda} \right) \quad [3.37]$$

$$F = \frac{\lambda}{2 \tan \alpha \tan \beta} \left(-\exp \left(\frac{-\tan \alpha \tan \beta \cdot h_b}{\lambda} \right) + 1 \right) + \frac{\lambda}{2} \quad [3.38]$$

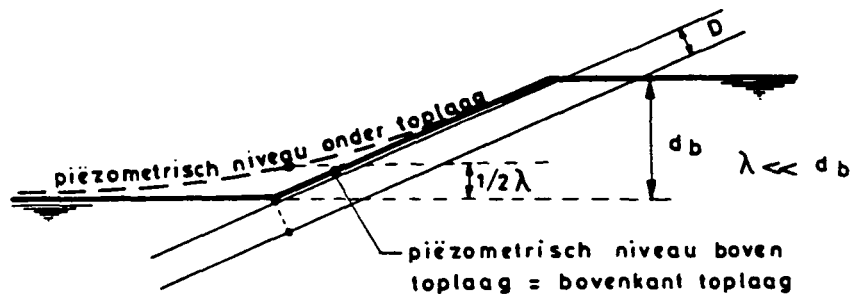
De uitdrukking voor het maximum stijghoogteverschil is nu:

$$\Delta \varphi_{\max} = \left\{ \frac{\lambda}{2 \tan \alpha \tan \beta} \left[1 - \exp \left(\frac{-\tan \alpha \tan \beta \cdot h_b}{\lambda} \right) \right] + \frac{1}{2} \lambda \right\} \cdot \left[1 - \exp \left(-2z_1/\lambda \right) \right] \quad [3.39]$$

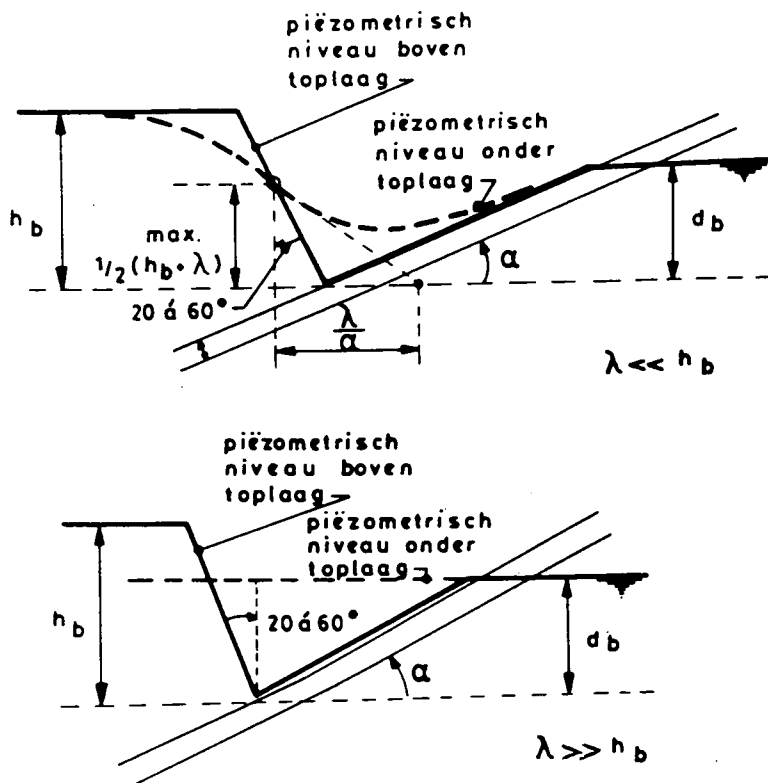
In het geval van een niet doorlatende bekleding ($\lambda \rightarrow \infty$) vereenvoudigt deze formule tot:

$$\Delta \varphi_{\max} = z_1 \quad [3.40]$$

In [8] wordt een benadering gegeven voor de grootte van het maximum stijghoogteverschil over de bekleding. In de volgende figuren is dit weergegeven voor een teruggetrokken en een brekende golf.



Figuur 3.6. Benadering stijghoogteverschil bij een teruggetrokken golf



Figuur 3.7. Benadering stijghoogteverschil bij brekende golven

Volgens deze figuren is het maximum stijghoogteverschil over de bekleding in het geval van een teruggetrokken golf en een zeer open bekleding ($\lambda \ll d_b$) gelijk aan formule [3.21], dus:

$$\Delta\varphi_{\max} = \frac{1}{2} \lambda \quad [3.41]$$

Bij een brekende golf is een benadering voor het maximum stijghoogteverschil over de bekleding in het geval van een zeer open bekleding ($\lambda \ll h_b$) en een dichte bekleding ($\lambda \gg h_b$) respectievelijk:

$$\lambda \ll h_b \quad \Delta\varphi_{\max} = \frac{1}{2} (h_b + \lambda) \quad [3.42]$$

$$\lambda \gg h_b \quad \Delta\varphi_{\max} = d_b \quad [3.43]$$

Dit zijn dezelfde formules als [3.14] en [3.15].

3.2.4 Open bekleding of steenzetting op klei

In het geval van een teruggetrokken golf zal er sprake zijn van een plotselinge ontlasting van de ondergrond. In dit geval dient voor de wrijvingseigenschappen van de ondergrond gerekend te worden met de c_u -waarde van klei. Analoog aan de situatie bij een plotselinge belasting van klei kan worden aangenomen dat deze afname van de belasting direct na het optreden ervan wel een afname van de waterdruk, maar nog geen afname van de korreldruk in de ondergrond tot gevolg heeft. Dit betekent dat er over de bekleding geen stijghoogteverschil aanwezig is.

De opwaartse druk onder de bekleding is dan

$$\sigma_{wo} = \gamma_w \cdot D \cos\alpha \quad [3.44]$$

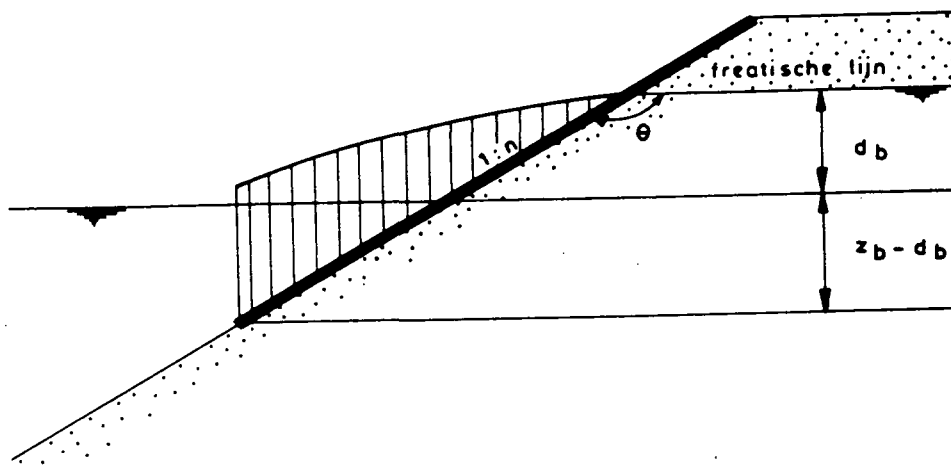
Indien de bekleding gesloten is kan zich hierna in de tijd wel een overdruk opbouwen.

3.2.5 Gesloten bekleding op zand

Voor het afschatten van de wateroverdruk onder een dichte bekleding op zand zijn drie methoden beschikbaar namelijk de formule van Van der Veer, de driehoeksregel en een hydrostatisch verloop van de waterdruk in de ondergrond.

- formule van Van der Veer

Deze formule gaat uit van een twee-dimensionale grondwaterstroming in een homogene ondergrond en het optreden van de maximale overdruk ter hoogte van de buitenwaterstand. Dit is het geval als meer dan 20% van de bekleding onder water ligt, gemeten van de onderkant van de bekleding tot het niveau van de freatische lijn.



Figuur 3.8. Waterdrukverschil over een dichte bekleding volgens Van der Veer

De maximale overdruk is bepaald voor zowel stationaire stroming (constante horizontale aanvoer van grondwater) als niet-stationaire stroming. In het geval van een teruggetrokken golf voor een talud is er sprake van niet-stationaire stroming.

Het maximale stijghoogteverschil treedt op ter plaatse van de waterlijn en wordt gegeven door

$$\Delta\varphi = a \cdot d_b \quad [3.45]$$

De coëfficiënt a bedraagt:

* voor stationaire stroming

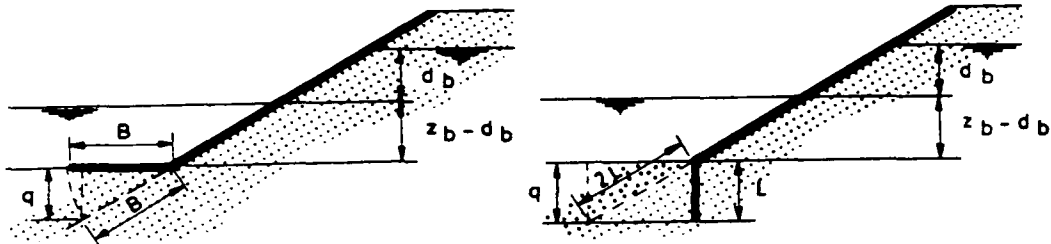
$$a = a_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{d_b}{z_b}\right)^{\pi/\theta}} \quad [3.46]$$

* voor niet-stationaire stroming

$$a = a_2 = \frac{1}{\pi} \arccos \left[2 \left(\frac{d_b}{z_b} \right)^{\pi/\theta} - 1 \right] \quad [3.47]$$

In deze formules is $\theta = \arctg(n) + \frac{\pi}{2}$.

De invloed van een damwand of vooroeverbescherming kan worden ingevoerd zoals in de volgende figuur is weergegeven.



Figuur 3.9. Invloed vooroeverbescherming

De coëfficiënt a bedraagt nu:

* voor stationaire stroming

$$a = a_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{d_b}{z_b + q} \right)^{\pi/\theta}} \quad [3.48]$$

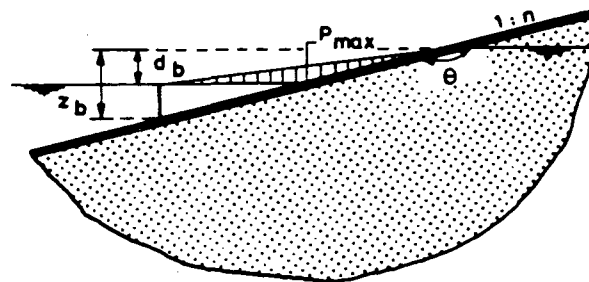
* voor niet-stationaire stroming

$$a = a_2 = \frac{1}{\pi} \arccos \left[2 \left(\frac{d_b}{z_b + q} \right)^{\pi/\theta} - 1 \right] \quad [3.49]$$

Volgens [19] geeft de formule van Van der Veer vaak waarden die in vergelijking met het elektrisch analogon te laag blijken.

- driehoeksregel

Bij deze methode wordt een rechtlijnig verloop van de stijghoogte onder de bekleding aangenomen:



Figuur 3.10. Stijghoogteverschil over een dichte bekleding volgens de driehoeksregel

Volgens deze methode treedt het maximum stijghoogteverschil op ter plaatse van de waterlijn en bedraagt:

$$\Delta\varphi_{max} = \left(1 - \frac{d_b}{z_b}\right) \cdot d_b \quad [3.50]$$

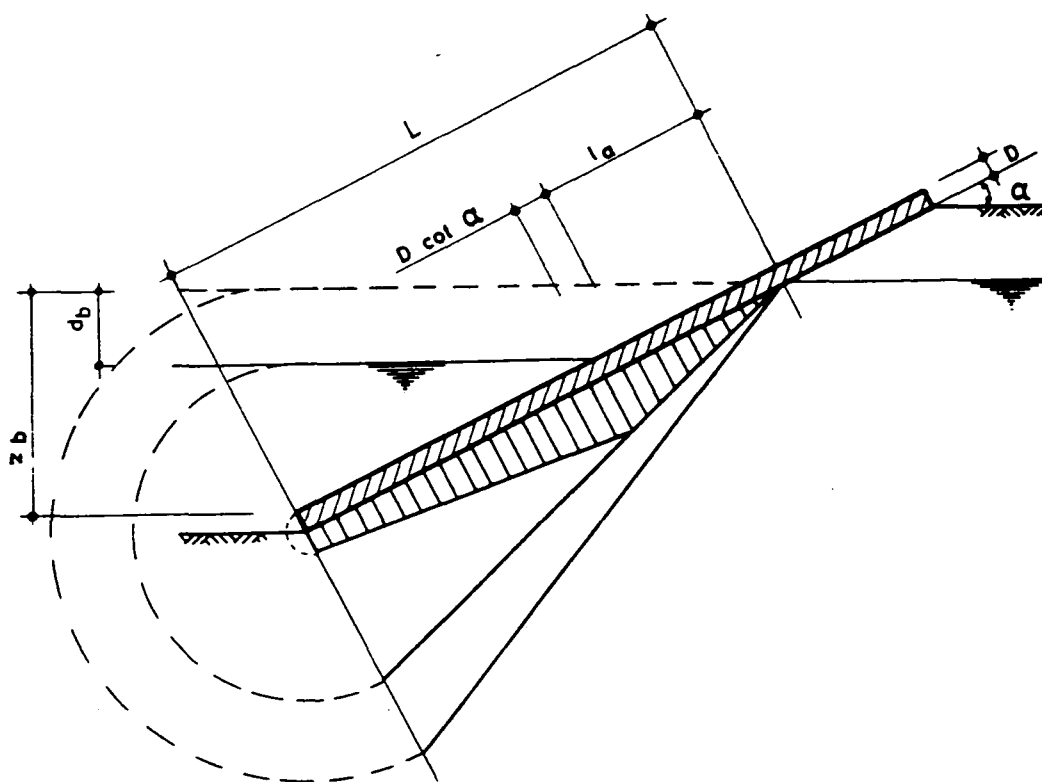
De maximum overdruk onder de bekleding wordt daarmee (zie [3.5])

$$\sigma_{wo} = \gamma_w (\Delta\varphi_{max} + D \cos\alpha)$$

Bij deze methode wordt voor de bepaling van de stijghoogte onder de bekleding geen rekening gehouden met de dikte van de bekleding. In feite wordt het stijghoogteverschil bepaald, evenals bij Van der Veer, alsof de bekleding oneindig dun is.

Het drukverschil ten gevolge van de dikte van de bekleding ($\gamma_w D \cos \alpha$) wordt later apart bij het resultaat opgeteld.

In [5] wordt voor de bepaling van de overdruk onder de bekleding de invloed ervan wel vanaf het begin meegenomen. In de volgende figuur (ontleend aan [5]) wordt het principe van de bepaling van de overdruk op deze manier gegeven. Hierbij is uitgegaan van een lineair verloop van de stijghoogte onder de bekleding van $\varphi = 0$ tot $\varphi = z_b - d_b + D \cos \alpha$



Figuur 3.11. Waterdruk onder een dichte bekleding volgens de verbeterde driehoeksregel

Volgens deze methode is de maximum overdruk onder de bekleding in de hier gebruikelijke notatie:

$$\sigma_{wo} = \left\{ (d_b + D \cos\alpha) - \frac{L_a + D \cot\alpha}{L} \cdot d_b \right\} \cdot \gamma_w =$$

$$\gamma_w \left(1 - \frac{d_b}{z_b + D \cos\alpha} \right) (d_b + D \cos\alpha) \quad [3.51]$$

Hierin zijn L en L_a zoals in de voorgaande figuur aangegeven.

$$L = \frac{z_b + D \cos\alpha}{\sin\alpha} \quad [3.52]$$

$$L_a = \frac{d_b}{\sin\alpha} \quad [3.53]$$

- hydrostatisch drukverloop

Bij deze benadering wordt het maximum stijghoogteverschil gelijk gesteld aan het verschil tussen de grondwaterstand en de buitenwaterstand.

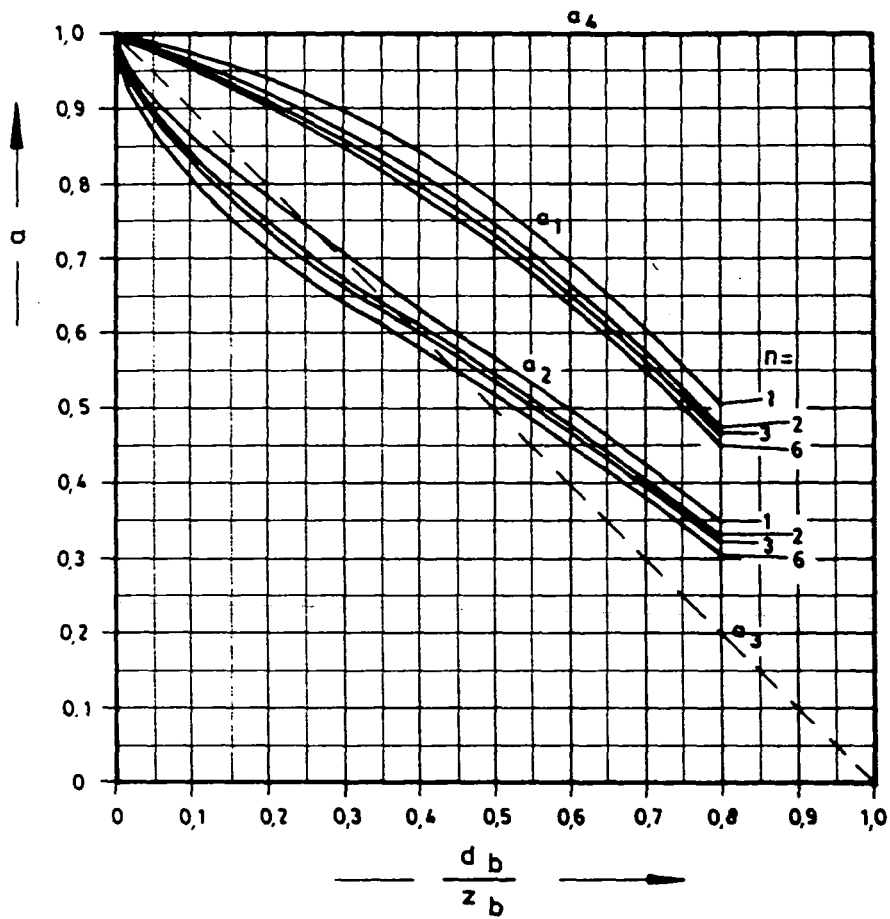
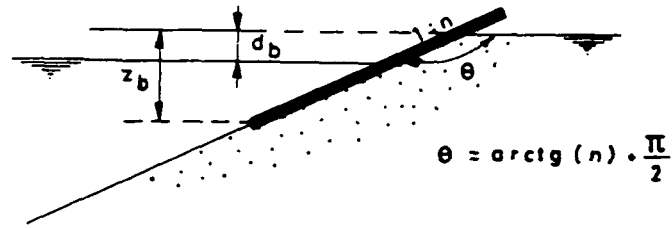
De maximum overdruk onder de bekleding is dan (zie [3.5]):

$$\sigma_{wo} = \gamma_w (d_b + D \cos\alpha) \quad [3.54]$$

Deze overdruk komt overeen met de volgens de driehoeksregel en de formule van Van der Veer bepaalde overdruk in het geval van een oneindig lang onderwatertalud.

Van de drie beschreven methoden is de laatste methode de meest pessimistische (en daardoor ook de meest veilige en meest oneconomische) benadering van de overdruk.

In de volgende figuur (ontleend aan [22]) is de overdrukcoëfficiënt a ($a = \Delta\varphi_{\max}/d_b$) uitgezet tegen d_b/z_b voor de verschillende methoden.



Figuur 3.12. Grootte van de coëfficiënt a in de formule van Van der Veer

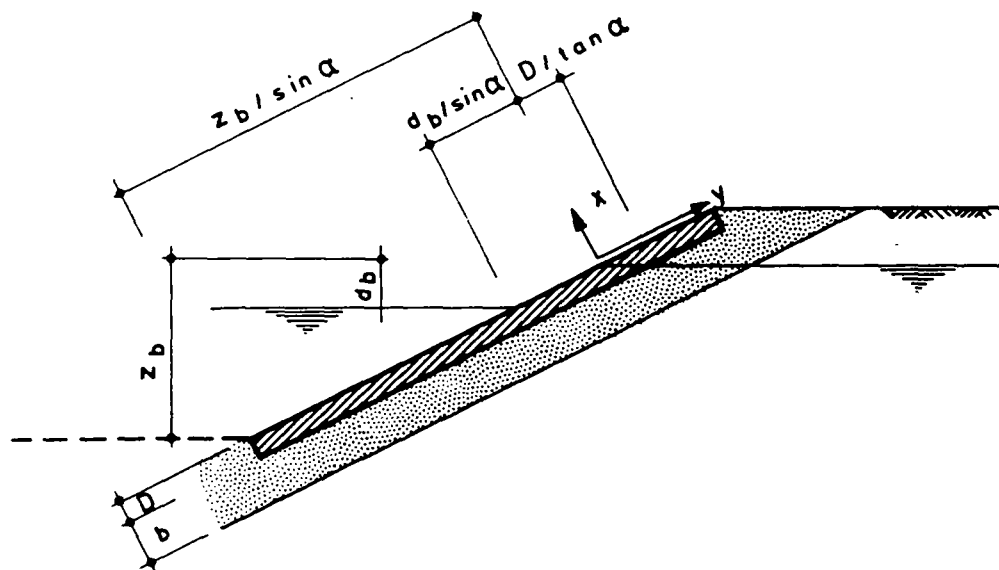
In deze figuur is:

- a_1 overdrukcoëfficiënt voor stationaire stroming (constante horizontale aanvoer van grondwater) in de formule van Van der Veer
- a_2 overdrukcoëfficiënt voor niet-stationaire stroming in de formule van Van der Veer
- a_3 overdrukcoëfficiënt volgens de driehoeksregel
- a_4 overdrukcoëfficiënt voor hydrostatische overdruk

3.2.6 Gesloten bekleding op filter

Deze situatie vertoont grote gelijkenis met die van een gesloten bekleding op zand. Voor de bepaling van de wateroverdruk is de formule van Van der Veer nu niet bruikbaar aangezien deze is afgeleid voor de situatie dat de ondergrond volledig homogeen is.

Daar zowel de bekleding als de ondergrond als volledig ondoorlatend is te beschouwen is vrij eenvoudig analytisch een uitdrukking voor het verloop van de stijghoogte onder de bekleding af te leiden. In de volgende figuur is deze situatie geschetst.



Figuur 3.13. Schematisatie teruggetrokken golf bij een dichte bekleding op een filter

Voor laminaire stroming in de filterlaag geldt de wet van Darcy:

$$q = - kb \frac{d\varphi}{dy} \quad [3.55]$$

Er kan geen water door de bekleding of ondergrond verdwijnen dus

$$\frac{dq}{dy} = 0 \quad [3.56]$$

Uit deze vergelijkingen volgt:

$$\frac{d\varphi}{dy} = \frac{-q}{kb} \quad [3.57]$$

De algemene oplossing hiervan is:

$$\varphi = \frac{-q \cdot y}{k \cdot b} + A \quad [3.58]$$

De randvoorwaarden zijn:

$$\varphi (y = D/\tan\alpha) = 0 \quad [3.59]$$

$$\varphi (y = -\frac{z_b}{\sin\alpha}) = -d_b \quad [3.60]$$

Met behulp van deze randvoorwaarden wordt de uitdrukking voor φ

$$\varphi = \frac{d_b}{z_b + D \cos\alpha} (y \sin\alpha - D \cos\alpha) \quad [3.61]$$

Ter plaatse van de buitenwaterstand is de stijghoogte onder de bekleding:

$$\varphi = \left(\frac{-d_b}{z_b + D \cos\alpha} \right) (d_b + D \cos\alpha) \quad [3.62]$$

bladnummer : - 27 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

De stijghoogte boven de bekleding is:

$$\varphi = - d_b \quad [3.63]$$

Hiermee wordt het stijghoogteverschil ter plaatse van de buitenwaterstand:

$$\Delta\varphi_{\max} = \left(\frac{-d_b}{z_b + D \cos\alpha} \right) (d_b + D \cos\alpha) + d_b \quad [3.64]$$

De maximum overdruk onder de bekleding is daarmee (zie [3.5]):

$$\sigma_{wo} = \gamma_w \left(1 - \frac{d_b}{z_b + D \cos\alpha} \right) (d_b + D \cos\alpha) \quad [3.65]$$

Dit resultaat blijkt, zoals te verwachten was, overeen te komen met formule [3.51].

4. BEKLEDING UIT STORTSTEEN

4.1 Algemeen

In dit hoofdstuk wordt de stabiliteit van een enkel element van een bekleding uit stortsteen behandeld.

Achtereenvolgens wordt de stabiliteit bij golfaanval en bij waterstroming over de bekleding beschouwd. Hierbij is de sleepkracht van het water en niet een drukverschil over de bekleding de oorzaak van instabiliteit.

4.2 Stabiliteit bij golfaanval

Een formule voor de stabiliteit van bekledingen uit stortsteen is die van Iribarren. Dit is een theoretisch afgeleide formule voor het verschuiven van elementen langs het talud waarin echter wel een aantal empirisch bepaalde constanten zitten.

In deze formule wordt onderscheid gemaakt tussen een golf die het talud oploopt en een die het talud afloopt.

Voor de krachten op een enkel element geldt (zie figuur 3.1 en [13]):

$$W_4 - W_3 = \pm a \rho_w g H D^2$$

$$W_1 - W_2 + G = b \rho_w g \Delta D^3$$

$$N_2 = N_1 = 0$$

$$F_k = G \cos \alpha$$

$$F_{w1} = \mu \cdot F_k$$

bladnummer : - 29 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Hierin zijn:

a, b: coëfficiënten
H : golfhoogte
D : maatgevende steenafmeting
 Δ : relatieve massadichtheid.

Uitwerken van deze vergelijkingen geeft:

- voor golfoploop

$$G \geq \frac{\rho_a g \frac{a^3}{b^2} \cdot H^3}{\Delta^3 (\mu \cos\alpha + \sin\alpha)^3} \quad [4.1]$$

- voor golfafloop

$$G \geq \frac{\rho_a g \frac{a^3}{b^2} \cdot H^3}{\Delta^3 (\mu \cos\alpha - \sin\alpha)} \quad [4.2]$$

Hierin zijn a, b en μ empirisch bepaalde constanten. Soms wordt gebruik gemaakt van K in plaats van a^3/b^2 .

Waarden van de constanten zijn volgens [16]:

$$\mu = 2,38$$

$$K = 0,85 \text{ voor golfoploop}$$

$$K = 0,43 \text{ voor golfafloop.}$$

Een andere veel gebruikte formule voor de dimensionering van losse elementen onder golfaanval is de empirische formule van Hudson. Deze luidt:

$$G = \frac{\rho_a g H^3}{K_D \Delta^3 \cot\alpha} \quad [4.3]$$

Hierin is:

- G gewicht van een enkel element
 ρ soortelijke dichtheid van een element
 Δ relatieve dichtheid van een element
H golfhoogte
 K_D schade coëfficiënt

met $D_{50} = (G_{50}/\rho_a \cdot g)^{1/3}$ volgt hieruit:

$$\frac{H_s}{\Delta D_{50}} = (K_D \cdot \cot \alpha)^{1/3} \quad [4.4]$$

Voor de waarde van K_D worden in de literatuur diverse waarden genoemd. In tabel 4.1, ontleend aan de Shore Protection Manual, wordt een aantal waarden genoemd.

Bij het gebruik van deze formule zijn de volgende opmerkingen te maken:

- het is een empirische formule voor de stabiliteit in het algemeen dus niet specifiek voor de afschuifstabiliteit
- de formule is in eerste instantie ontwikkeld voor het buitenbe-
loop van golfbrekers
- de formule is geldig voor taludhellingen kleiner dan 33,7°.
- de formule is ontworpen voor regelmatige golven; bij onregelma-
tige golven, gekarakteriseerd door H_s , is de veroorzaakte schade
groter
- de golfperiode wordt niet meegenomen
- bij selectie van de zwaardere stenen voor de toplaag kan K_D met
een factor 1,3 verhoogd worden.

bladnummer : - 31 -
 ons kenmerk: CO-286001/2
 datum : januari 1988

No-Damage Criteria and Minor Overtopping							
Armor Units	n ³	Placement	Structure Trunk		Structure Head		
			K _D ²		K _D		Slope
			Breaking Wave	Nonbreaking Wave	Breaking Wave	Nonbreaking Wave	Cot θ
Quarystone	2	Random	1.2	2.4	1.1	1.9	1.5 to 3.0
Smooth rounded	>3	Random	1.6 ₄	3.2	1.4 ₄	2.3	5
Smooth rounded	1	Random		2.9		2.3	5
Rough angular	2	Random	2.0	4.0	1.9 1.6 1.3	3.2 2.8 2.3	1.5 2.0 3.0
Rough angular	>3	Random	2.2	4.5	2.1	4.2	5
Rough angular	2	Special	5.8	7.0	5.3	6.4	5
Parallelepiped ⁷	2	Special	7.0 - 20.0	8.5 - 24.0	—	—	
Tetrapod and Quadripod	2	Random	7.0	8.0	5.0 4.5 3.5	6.0 5.5 4.0	1.5 2.0 3.0
Tribar	2	Random	9.0	10.0	8.3 7.8 6.0	9.0 8.5 6.5	1.5 2.0 3.0
Dolos	2	Random	15.8 ⁸	31.8 ⁸	8.0 7.0	18.0 14.0	2.0 ⁹ 3.0
Modified cube	2	Random	6.5	7.5	—	5.0	5
Hexapod	2	Random	8.0	9.5	5.0	7.0	5
Toskane	2	Random	11.0	22.0	—	—	5
Tribar	1	Uniform	12.0	15.0	7.5	9.5	5
Quarystone (K _{RR})							
Graded angular	-	Random	2.2	2.5	—	—	

¹ CAUTION: Those K_D values shown in *italics* are unsupported by test results and are only provided for preliminary design purposes.

² Applicable to slopes ranging from 1 on 1.5 to 1 on 5.

³ n is the number of units comprising the thickness of the armor layer.

⁴ The use of single layer of quarystone armor units is not recommended for structures subject to breaking waves, and only under special conditions for structures subject to nonbreaking waves. When it is used, the stone should be carefully placed.

⁵ Until more information is available on the variation of K_D value with slope, the use of K_D should be limited to slopes ranging from 1 on 1.5 to 1 on 3. Some armor units tested on a structure head indicate a K_D-slope dependence.

⁶ Special placement with long axis of stone placed perpendicular to structure face.

⁷ Parallelepiped-shaped stone: long slab-like stone with the long dimension about 3 times the shortest dimension (Markle and Davidson, 1979).

⁸ Refers to no-damage criteria (<5 percent displacement, rocking, etc.); if no rocking (<2 percent) is desired, reduce K_D 50 percent (Zwamborn and Van Niekerk, 1982).

⁹ Stability of dolosse on slopes steeper than 1 on 2 should be substantiated by site-specific model tests.

Tabel 4.1. Voorgestelde K_D-waarden

Bij gedeeltelijke penetratie van de stortsteen met asfalt of iets dergelijke bestaat de bekleding niet meer volledig uit losse elementen. Hoewel de formules van Hudson nu in feite niet meer toegepast mag worden gebeurt dit echter wel. Volgens [19] mag bij 30% vulling van de holle ruimte K_D met een factor 1 à 1,5 verhoogd worden. Bij patroonpenetratie mag (volgens [19]) bij een vulling van ongeveer 60% van het totale oppervlak de waarde van K_D met een factor 5 à 7 vermenigvuldigd worden.

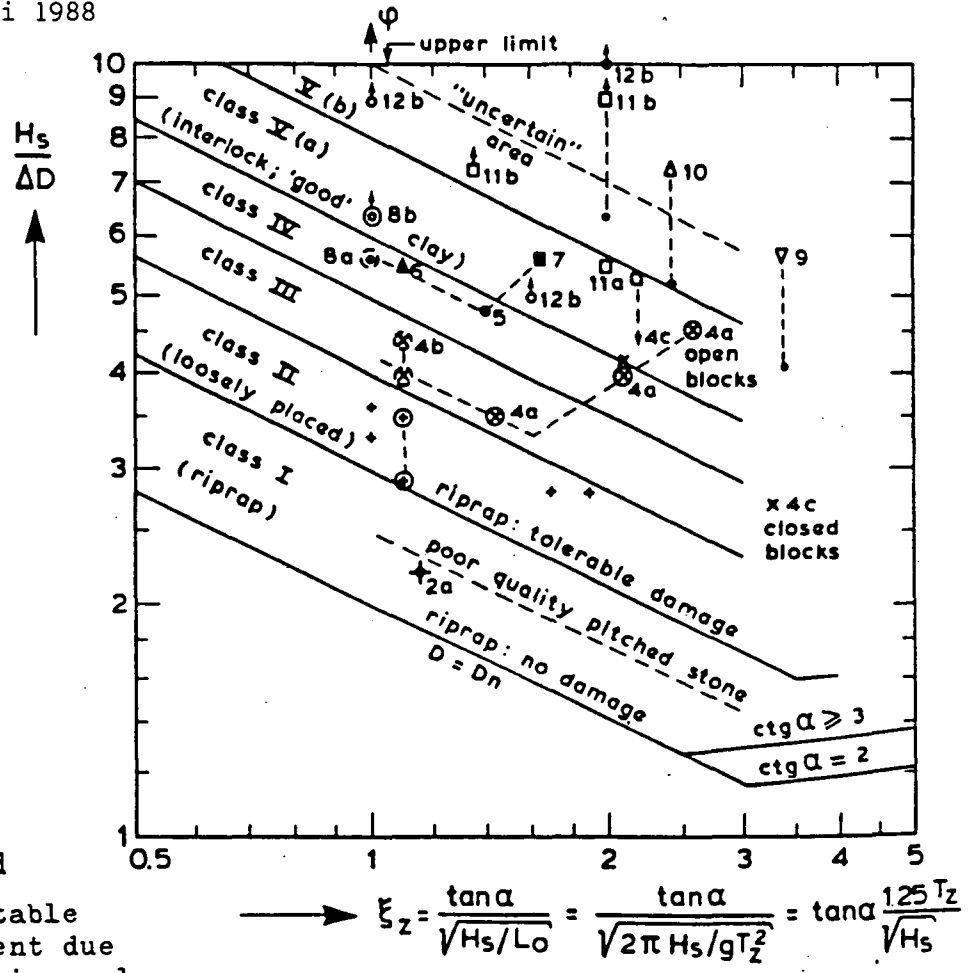
In de voorgaande formules komt de invloed van de golfperiode (T_z) niet tot uitdrukking. Een modernere methode is om dit wel te doen.

Dit levert grafieken op waarin $H_s/\Delta D$ als functie van

$$\xi = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{(H_s/L_0)}} = \tan \alpha \cdot \frac{1,25 T_z}{\sqrt{H_s}}$$
 gegeven wordt. Hierin is H_s de significante golfhoogte. Uit deze grafieken is de benodigde steenafmeting eenvoudig af te lezen. In de onderstaande figuur wordt zo'n grafiek gegeven (ontleend aan [15]).

Deze grafiek is samengesteld op basis van onderzoeksresultaten en is dus puur empirisch.

De invloed van de verhouding van de doorlatendheden van de bekleding en ondergrond komt niet of slechts kwalitatief naar voren evenals de horizontale afmetingen, geometrie blokken, dikte van de onderlagen en overgangsconstructies.



Note :

- ⊙ - no damage appeared
- Δ¹⁰ - numbers refer to table
- ← possible replacement due to translation to irregular waves

D - block thickness
 D = D_n for riprap
 $D_n = \left(\frac{M_{50\%}}{\rho_s} \right)^{1/3}$
 M_{50%} = average mass of stone
 ρ_s = density of stone

H_s - significant wave height
 T_z - average wave period

tan α - slope gradient; ctg α ≥ 2

φ - strength coef. defined at ξ_z = 1

ξ_z - breaker similarity parameter

$$\frac{H_s}{\Delta D} = \varphi \frac{\cos \alpha}{\sqrt{\xi_z}} \approx \frac{\varphi}{\sqrt{\xi_z}} \quad (\text{assumed function})$$

ξ_z < 3 (breaking waves)

$$\xi_z = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_s/L_0}} = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{2\pi H_s/gT_z^2}} = \tan \alpha \frac{1.25 T_z}{\sqrt{H_s}}$$

Figur 4.1. Benodigde steenafmetingen

Class	Toplayer	Sublayer	Strength Ψ	Remarks
I	Riprap min. 2 layers	granular filter on sand/geotex- tile or clay	2+2.25 <hr/> 3.0	No damage for $N < 3000$ Tolerable damage: filter not exposed
		Pitched stone	brick/stone	3
II	Placed blocks	rubble minestone + gravel	4	
	III	'Open' blocks	fine crushed stone + geotex- tile/sand	4
'Closed' blocks Blockmats with pins		(fine) sand/poor clay + geotex- tile	5	Proper compaction of sand; sand tight transitions; abs. max. H_g 1.5m (sand)
IV	'Old' Closed blocks	minestone thin lay gravel/or 'good' clay	5	Closed blocks strengthened (in time) by natural environment (sand blinding, vegetation, settlement) Proper thickness of sublayer (0.2-0.5m); if not graded pro- perly \rightarrow geotextile needed for sandy subsoil
	Special design blocks (Basalton, Armorflex)	graded crushed stone/silex	6	
V(a)	Interlocked and/or grouted systems	minestone + gravel/fine crushed stone	6	Proper design of sublayers acc. tot existing rules necessary (composition, compaction, execution) Attention should be paid to transitions Some safety coef recommended
	Ship-lap, tongue- and groove, block- mats(cabled/grouted)	granular filter/ crushed stone + geotextile	8	
V(b)	Interlocked and/or grouted systems (Careful design)	strong sublayers acc. to criteria incl. safety factor		Large scale check of design necessary!! Abs. upper limit $H_g/\Delta D=10$ due to the present knowledge on failure mechanisms!

Loosely placed blocks: abs. min. $D = 0.10m$)
 Blockmats and grouted systems: min. $D = 0.08m$)

because of execution and maintenance
 requirements (inspection, local
 transport etc.)

$$\Psi = \frac{H_s}{\Delta D} \text{ at } \frac{z}{D} = 1$$

Use of lower or upper Ψ -value per class depends on quality of design and execution of clay
 surface, properties of geotextile and transitions!
 For double-top storms use 0.75Ψ due to long-time loading effects;
 For ship-induced waves 1.25Ψ may be used due to less number of loading.

Tabel 4.2. Classificatie sterkte van diverse talubekledingen

Het gebruik van de laatste methode heeft de voorkeur.

Indien de golflengte of de golfperiode niet bekend is of op een betrouwbare manier geschat kan worden komt de formule van Hudson of Iribarren in aanmerking.

Bij toepassing van de voorgaande methoden in een specifieke situatie (zie hoofdstuk 7, rekenvoorbeeld 1) blijken de benodigde gewichten van de elementen sterk uiteen te liggen.

4.3 Stabiliteit bij waterstroming over de bekleding

Bij waterstroming evenwijdig aan het talud wordt in de literatuur [21] de volgende formule voor de maatgevende steenafmeting gevonden

$$D \geq \frac{A}{\Delta} \frac{v^2}{2g} \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{\sin^2 \phi}\right)}} \quad [4.5]$$

Hierin is:

D	maatgevende steenafmeting	[m]
A	een factor	[-]
v	stroomsnelheid	[m/s]

De waarde van A hangt af van de turbulentie, vorm stortsteen en toegelaten verlies. Volgens onderzoeken ligt de waarde van A tussen 0,6 en 1,5.

5. STEENZETTINGEN

5.1 Inleiding

Voor oeverbeschermingen van scheepsvaartkanalen en rivieren en bij waterkeringen worden vaak steenzettingen gebruikt. Om economische redenen wil men deze vaak toepassen op steile taluds (1 : 2 of 1 : 3). Bij dergelijke constructies wordt afschuiven van de bekleding echter een reëel gevaar. Daarom worden de blokken vaak verankerd met behulp van een teenconstructie of worden ze door kabels aan elkaar verbonden en worden deze kabels bovenaan het talud verankerd. Een voldoende sterk geotextiel, waarop de blokken zijn bevestigd, vervult in dit opzicht dezelfde rol als kabels.

In dit hoofdstuk wordt onderzocht welke krachten op een teenconstructie of kabel te verwachten zijn.

Afhankelijk van de ondergrond zal een steenzetting bij een golfaanval belast worden met van het talud af gerichte verschildrukken. Deze verschildrukken kunnen ontstaan door waterbewegingen in de ondergrond. Voor het beschrijven van dergelijke verschildrukken zijn verschillende modellen ontwikkeld (zie bijvoorbeeld [3]).

Bovengenoemde verschildrukken en relatieve gewichtsveranderingen zullen tot gevolg hebben dat afschuifkrachten en korrelspanningen zullen veranderen.

Bij een gegeven wrijvingshoek en/of cohesie betekent dit dat bij golfaanval het evenwicht zal veranderen. Schuifkrachten kunnen daardoor toenemen.

Het afschuifcriterium voor één enkel blok op een filterlaag of op klei is eenvoudig te formuleren. Dit is voor een steenzetting op filter in 5.2.2 gedaan en voor een steenzetting op klei in 5.3.2. Omdat de stenen in een zetting altijd tegen lager gelegen stenen aan kunnen liggen dient een afschuifcriterium geformuleerd te worden voor de gehele zetting. Hierbij wordt aangenomen dat geen stenen uit de zetting worden gedrukt, doch dat deze door onderlinge wrijving op hun plaats blijven.

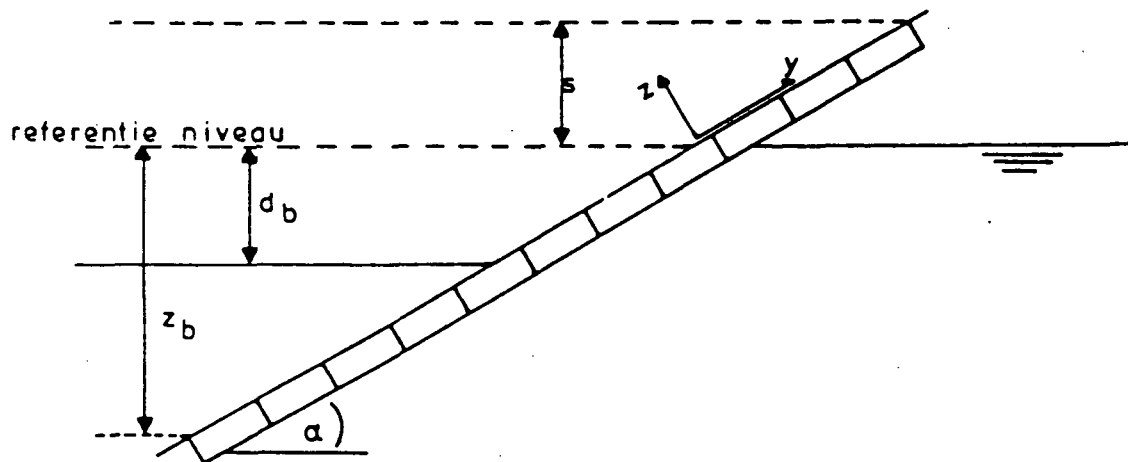
Bij de gehele beschouwing van het probleem worden zowel brekende golven als teruggetrokken golven beschouwd.

Twee principiële verschillende situaties betreffende steenzettingen op een talud zullen worden bekeken:

1. een steenzetting op een goed doorlatende filterlaag
2. een steenzetting op een slecht doorlatende kleilaag.

De derde situatie, een steenzetting op zand, is nog niet goed te analyseren (zie 3.2.2). Hiervoor zijn ook nog geen goede ontwerpregels beschikbaar.

Voor een teruggetrokken golf kunnen beide gevallen in eerste instantie worden geschematiseerd tot het probleem zoals aangegeven in de volgende figuur. De schematisatie van een brekende golf wordt in 5.2.4 gegeven.



Figuur 5.1. Schematisatie steenzetting met teruggetrokken golf

Het peil van het oppervlaktewater en het freatisch peil in de oever zijn in eerste instantie gelijk ($d_b = 0$). Over de steenzetting treden geen verschillen op ten gevolge van stijghoogteverschillen tussen oppervlaktewater en het water onder de steenzetting.

Op een zeker moment, ten gevolge van een teruggetrokken golf (passage van een schip, een golfaanval), wordt de buitenwaterstand verlaagd. De stabiliteit tegen afschuiven dient in deze situatie beoordeeld te worden, afhankelijk van het eigen gewicht van de stenen, de wrijving van de ondergrond en eventueel waterdrukken.

5.2 Steenzetting op een filterlaag

5.2.1 Algemeen

In paragraaf 3.2.3 zijn voor een aantal situaties de analytisch bepaalde uitdrukkingen voor de overdruk onder een steenzetting op een filterlaag gegeven. Deze kunnen gebruikt worden bij het bepalen van de stabiliteit tegen afglijden.

De volgende onderverdeling kan gemaakt worden:

- elk deel van de bekleding moet op zichzelf stabiel zijn;
- een lokaal instabiel deel van de bekleding kan steun vinden bij een lager gelegen stabiel deel van de bekleding en een eventueel aanwezige teenconstructie;
- bij een blokkenmat kan een lokaal instabiel deel van de bekleding door een hoger gelegen stabiel deel en/of een verankering bovenaan het talud op zijn plaats worden gehouden.

5.2.2 Lokale stabiliteit

Het gebied tussen de stilwaterlijn en het niveau van de teruggetrokken golf c.q. golfdal is maatgevend voor de lokale stabiliteit.

Voor een lokaal stabiel deel van de bekleding geldt (zie figuur 3.1):

$$N_1 = N_2 = 0 \quad [5.1]$$

$$F_{w2} = F_{w3} = 0 \quad [5.2]$$

Indien aangenomen wordt dat tijdens golfaanval boven het niveau van de teruggetrokken golf c.q. golfdal de spleten tussen de stenen nog volledig met water gevuld zijn zal gelden:

bladnummer : - 39 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

$$W_3 = W_4 \quad [5.3]$$

Verder geldt per eenheid van oppervlak:

$$\begin{aligned} G &= \gamma_B \cdot D \\ W_1 &= 0 \\ W_2 &= \gamma_w (\Delta\varphi_{\max} + D \cos\alpha) \end{aligned}$$

Voor een stabiele bekleding moet gelden (zie 3.1):

$$\gamma_B \cdot D (\cos\alpha \tan\phi - \sin\alpha) \geq \gamma_w (\Delta\varphi_{\max} + D \cos\alpha) \tan\phi - c \quad [5.4]$$

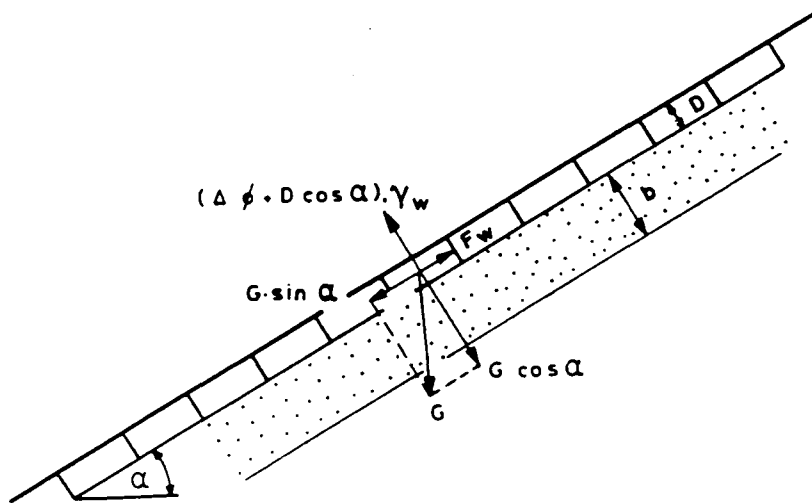
Hieruit volgt als eis voor de dikte van de bekleding:

$$D \geq \frac{\gamma_w \Delta\varphi_{\max} \tan\phi - c}{\gamma_B (\cos\alpha \tan\phi - \sin\alpha) - \gamma_w \cos\alpha \tan\phi} \quad [5.5]$$

In deze formule is $\Delta\varphi_{\max}$ afhankelijk van de lek lengte λ en dus ook van D . De voorgaande formule is dus geen expliciete uitdrukking voor D . Indien er tussen de filterlaag en de bekleding een geotextiel aanwezig is zijn er twee mogelijke glijvlakken namelijk tussen de bekleding en het geotextiel en tussen het geotextiel en de ondergrond. Uiteraard is het meest ongunstige glijvlak (dat wil zeggen het glijvlak met de laagste wrijvingscoëfficiënt) maatgevend. Als de bekleding vast op het geotextiel is bevestigd, is er uiteraard maar één mogelijk glijvlak.

5.2.3 Totale stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf

In het geval van een steenzetting op een filterlaag zullen in de geschematiseerde situatie de volgende krachten werken.



Figuur 5.2. Krachten op een deel van de steenzetting

- een kracht ten gevolge van het eigen gewicht, evenwijdig aan het talud;
- een kracht ten gevolge van het eigen gewicht, loodrecht op het talud;
- een opwaartse kracht ten gevolge van de waterdruk, $(\Delta\varphi + D \cos \alpha) \cdot \gamma_w$ oppervlak;
- een wrijvingskracht F_w , afhankelijk van de resulterende korrelspanning.

Hierin is:

- $\Delta\varphi$ het verschil in stijghoogte over de steen [m]
 γ_w het soortelijk gewicht van water [kN/m³]

Beschouwt men alle krachten per eenheid van oppervlak, dan wordt de maximaal mogelijke wrijvingskracht:

$$F_w = (G \cdot \cos \alpha - (\Delta\varphi + D \cos \alpha) \cdot \gamma_w) \cdot \tan \phi \quad [5.6]$$

bladnummer : - 41 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Hierbij wordt aangenomen dat in de filterlaag geen cohesie optreedt.
De resulterende kracht evenwijdig aan het talud wordt dan:

$$F = G \cdot \sin \alpha - (G \cdot \cos \alpha - (\Delta \varphi + D \cos \alpha) \gamma_w) \cdot \tan \Phi \quad [5.7]$$

Geïntegreerd over het gehele talud kan de resulterende kracht op de
teenconstructie worden bepaald.

Een belangrijke en gecompliceerde factor hierin wordt gevormd door de
verschilddruk $\Delta \varphi$.

De verschilddrukken over de bekleding kunnen volgens 3.2.3 als volgt
geschreven worden:

$$y \sin \alpha \leq -d_b \quad \Delta \varphi = A \exp \left(\frac{y \sin \alpha}{\lambda} \right) + B \exp \left(\frac{-y \sin \alpha}{\lambda} \right) \quad [5.8]$$

$$-d_b \leq y \sin \alpha \leq 0 \quad \Delta \varphi = C \exp \left(\frac{y \sin \alpha}{\lambda} \right) + E \exp \left(\frac{-y \sin \alpha}{\lambda} \right) \quad [5.9]$$

Bij een bepaalde waarde van $\Delta \varphi$ zal de wrijvingskracht overschreden
worden. De waarde van $\Delta \varphi$ waarbij dit gebeurt is afhankelijk van het
feit of de stenen onder of boven water liggen.

- onder water ($y \sin \alpha < d_b$)

De wrijvingskracht van de blokken wordt overschreven als:

$$(\gamma_b - \gamma_w) \cdot D \sin \alpha > ((\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha - \Delta \varphi \cdot \gamma_w) \tan \Phi$$

ofwel:

$$\Delta \varphi > D \Delta \left(\cos \alpha - \frac{\sin \alpha}{\tan \Phi} \right) \quad [5.10]$$

- boven water ($-d_b < y \sin \alpha < 0$)

Voor dit gebied wordt aangenomen dat de spleten tussen de blok-
ken vol water staan. De wrijvingskracht van de blokken wordt
overschreden als:

Hierin zijn 1 en 2 respectievelijk de lijnen die de waarden van Δp waarbij oplichten en afschuiven zal optreden, weer geven, zoals bepaald met de formules [5.12], [5.10] en [5.11].

Uit deze figuur kunnen de punten d_1 t/m d_4 , gegeven in figuur 5.3, worden bepaald. De punten d_1 en d_4 begrenzen het lokaal instabiele deel van de bekleding. De punten d_2 en d_3 begrenzen het deel van de bekleding waar de wrijvingskracht nul is.

De resulterende krachten over de verschillende delen I t/m VI kunnen eenvoudig worden bepaald door de vergelijking voor F (formule [5.7]) voor elk deel apart te integreren. Hierbij is de volgende hulpgrootheid ingevoerd:

$$h = y \sin \alpha$$

De algemene uitdrukking voor gebied I luidt:

$$F_I = \int_{-z_b/\sin\alpha}^{d_1/\sin\alpha} [(\gamma_b - \gamma_w) D \sin\alpha - \{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos\alpha - \gamma_w \cdot \Delta p\} \tan \phi] dy \quad [5.12]$$

Uitwerken van deze integraal geeft:

$$F_I = \gamma_w \left\{ \Delta D \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) (d_1 + z_b) + \frac{\lambda}{\sin\alpha} \cdot \tan\phi \cdot \left(A \exp\left(\frac{d_1}{\lambda}\right) + B \exp\left(-\frac{d_1}{\lambda}\right) - A \exp\left(-\frac{z_b}{\lambda}\right) + B \exp\left(\frac{z_b}{\lambda}\right) \right) \right\} \quad [5.13]$$

Op dezelfde wijze kunnen de krachten op de gebieden II t/m VI worden bepaald.

$$F_{II} = \gamma_w \left\{ \Delta D \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) (d_2 - d_1) + \frac{\lambda \tan\phi}{\sin\alpha} \left(A \exp\left(\frac{d_2}{\lambda}\right) + B \exp\left(-\frac{d_2}{\lambda}\right) - A \exp\left(\frac{d_1}{\lambda}\right) + B \exp\left(-\frac{d_1}{\lambda}\right) \right) \right\} \quad [5.14]$$

$$F_{IIIa} = \gamma_w \Delta D (-d_b - d_2) \quad [5.15]$$

$$F_{IIIb} = \gamma_w (\Delta + 1) D (d_3 + d_b) \quad [5.16]$$

$$F_{IV} = \gamma_w \left\{ D (\Delta + 1 - \Delta \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}) (d_4 - d_3) + \lambda \frac{\tan\phi}{\sin\alpha} (C \exp(\frac{d_4}{\lambda}) + \right. \\ \left. - E \exp(-\frac{d_4}{\lambda}) - C \exp(\frac{d_3}{\lambda}) + E \exp(-\frac{d_3}{\lambda})) \right\} \quad [5.17]$$

$$F_V = \gamma_w \left\{ D (\Delta + 1 - \Delta \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}) (-d_4) + \frac{\lambda \tan\phi}{\sin\alpha} (C - E + \right. \\ \left. - C \exp(\frac{d_4}{\lambda}) + E \exp(-\frac{d_4}{\lambda})) \right\} \quad [5.18]$$

bladnummer : - 45 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Gebied VI is nog te splitsen in een gebied VIa waar de spleten gedeeltelijk volstaan met water en een gebied VIb dat geheel boven het grondwater ligt. Voor deze gebieden geldt respectievelijk:

$$F_{VIa} = \gamma_w D^2 \cos\alpha (\Delta_b + \frac{1}{2}) (1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}) \quad [5.19]$$

$$F_{VIb} = \gamma_w (\Delta + 1) D (1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}) (s - D \cos\alpha) \quad [5.20]$$

De resulterende kracht F_T op een teenconstructie is nu gelijk aan:

$$F_T = F_I + F_{II} + F_{III} + F_{IV} \quad [5.21]$$

Worden de blokken door kabels verbonden en bovenaan het talud verankerd, dan wordt de resulterende kracht F_A op de verankering maximaal:

$$F_A = F_{II} + F_{III} + F_{IV} + F_V + F_{VI} \quad [5.22]$$

De maximum kracht in de kabels is gelijk aan:

$$F_{Kmax} = F_{II} + F_{III} + F_{IV} \quad [5.23]$$

Indien de kabels zonder aanhechting door de blokken lopen en slechts aan de teen hiermee zijn verbonden is de resulterende kracht op de verankering en de kabels:

$$F_A = F_I + F_{II} + F_{III} + F_{IV} \quad [5.24]$$

Hoewel het in principe mogelijk is om de kracht F_T op de teenconstructie handmatig uit te rekenen is hiervoor een computerprogramma ontwikkeld.

Met behulp van dit programma zijn een aantal situaties doorgerekend. De resultaten hiervan zijn in bijlage 1 weergegeven.

Een voorbeeld van een handberekening is in hoofdstuk 7 rekenvoorbeeld 2 gegeven.

bladnummer : - 46 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Omdat de kracht die toegelaten kan worden op een teenconstructie gelimiteerd is, is het interessant om de vergelijking voor F_T uit te werken voor een gegeven, toelaatbare belasting op de teenconstructie.

Eist men bijvoorbeeld voor een teenconstructie dat $F_T = 0$, dan wordt:

$$-F_I = F_{II} + F_{III} + F_{IV} \quad [5.25]$$

Hierin is $-F_I$ de tegenwerkende kracht, welke opgebracht wordt door het gebied I om afschuiven van het talud over II, III en IV te voorkomen

Daar echter de krachten F_I t/m F_{IV} en de punten d_1 t/m d_4 afhangen van z_b , kan z_b niet rechtstreeks opgelost worden uit de vergelijking.

Wel kan een ondergrens voor z_b bepaald worden.

Indien het diepste gedeelte van het talud stabiel moet zijn, moet gelden

$$\Delta\varphi(-z_b) < D \cdot \Delta \cdot \left(\cos\alpha - \frac{\sin\alpha}{\tan\phi}\right) \quad [5.26]$$

Uitwerken levert dat hieraan voldaan wordt voor

$$z_b > -\lambda \ln\left(\frac{\sqrt{K^2 - 4}}{2}\right) = \lambda \ln\left(\frac{K + \sqrt{K^2 - 4}}{2}\right) \quad [5.27]$$

met

$$K = \frac{\lambda(e^{d_b/\lambda} - e^{-d_b/\lambda})}{\Delta \cdot D \cdot \left(\cos\alpha - \frac{\sin\alpha}{\tan\phi}\right)}$$

Met behulp van een computerprogramma is het nu mogelijk om iteratief de waarde voor z_b te bepalen waarvoor geldt, binnen bepaalde grenzen,

$$F_T = 0.$$

Indien voor de eerste iteratiestap, de minimum waarde voor z_b gekozen wordt, blijken de waarden voor F_{II} t/m F_{VI} , d_2 t/m d_4 en de integratieconstanten weinig te variëren voor verdere iteratiestappen.

Stel nu dat men een belasting R op de teen toe wil laten.

$$F_I + F_{II} + F_{III} + F_{IV} = R \quad [5.28]$$

Gaan we ervan uit dat F_{II} , F_{III} en F_{IV} niet afhankelijk zijn van z_b , dan kan dit geschreven worden als

$$F_I = R - F_{II} - F_{III} - F_{IV} \quad [5.29]$$

Invullen levert

$$z_b = \frac{\gamma_w [\Delta \cdot D (1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}) d_1 + \frac{\lambda}{\sin\alpha} \cdot A (e^{d_1/\lambda} - e^{-2z_b/\lambda}) \cdot \tan\phi] + F_{II} + F_{III} + F_{IV} - R}{-\gamma_w \cdot \Delta \cdot D (1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha})} \quad [5.30]$$

Indien de eerste iteratiestap wordt berekend voor de minimum waarde van z_b , is $d_1 = -z_{b \min}$.

Vergelijking [5.30] vereenvoudigt voor dit speciale geval dan tot

$$z_b = z_{b \min} - \frac{F_{II} + F_{III} + F_{IV} - R}{\gamma_w \cdot \Delta \cdot D (1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha})} \quad [5.31]$$

Op deze manier kan na één iteratiestap zeer snel een redelijke benadering voor z_b gevonden worden. Het is nu ook mogelijk om deze berekening handmatig uit te voeren.

Op grond van bovenstaande vergelijkingen is een computerprogramma ontwikkeld waarmee de verschillende krachten en de minimale teendiepte z_b berekend kan worden. Als voorbeeld is dit voor een aantal gevallen gedaan.

Hierbij is uitgegaan van de volgende waarden:

-	waterspiegeldaling	$d_b = 1$	[m]
-	taludhoogte	$s = 3$	[m]
-	hoek van inwendige wrijving	$\varphi = 30$	[°]
-	volumegewicht van de blokken	$\gamma_b = 24$	[kN/m ³]
-	toelaatbare kracht op de teen	$R = 0$	[N/m']
-	nauwkeurigheid in de bepaling van F	$DF = 10$	[N/m']

De berekeningen zijn uitgevoerd voor verschillende waarden van de taludhelling, de lek lengte λ en de blokdikte D.

De resultaten zijn opgenomen in bijlage 2.

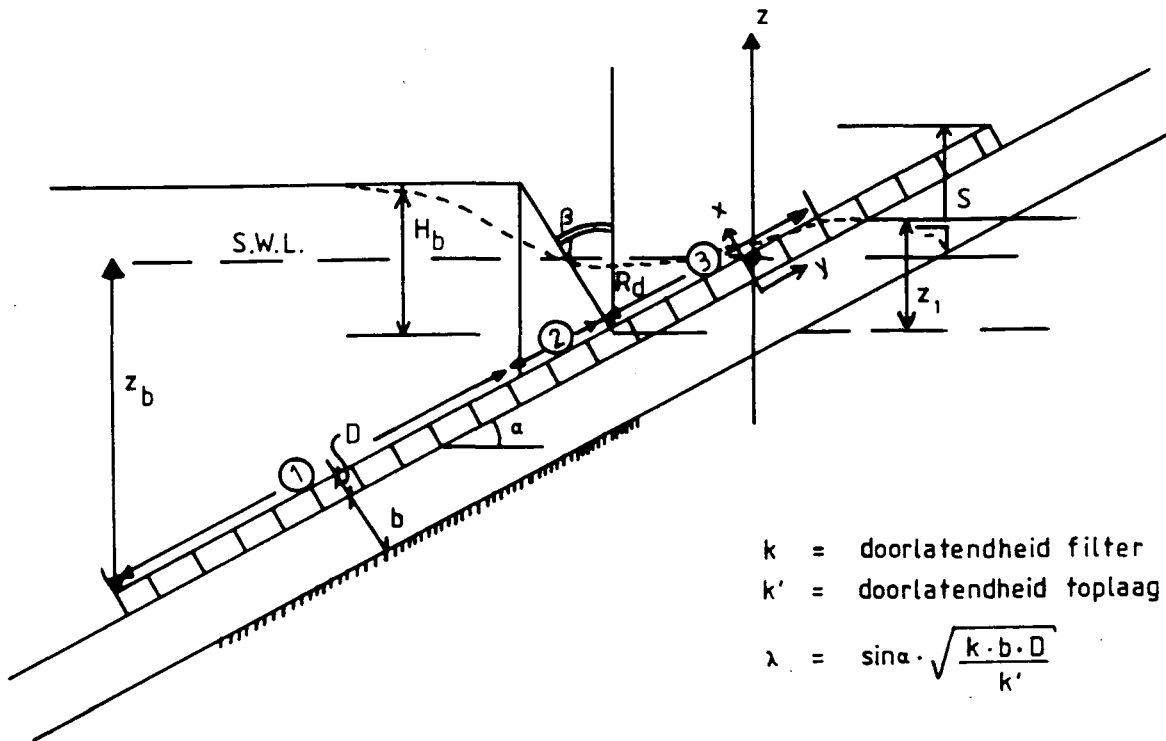
Wat opvalt aan de resultaten is dat bij een grote waarde van de lek lengte λ , extreem lange teenlengtes nodig zijn.

Het lijkt in die gevallen raadzamer om te kiezen voor een verankering met kabels, omdat hierbij de taludlengte vrij gekozen kan worden, of voor een degelijker teenconstructie.

5.2.4 Totale stabiliteit tijdens een brekende golf

Voor de bepaling van de totale stabiliteit van een taludbekleding aan gevallen door brekende golven kan vrijwel dezelfde methode worden gebruikt als in 5.2.3. Ook in dit geval dienen de punten d_1 , d_2 , d_3 en d_4 , waarvoor de eerder afgeleide stabiliteitscriteria [5.10], [5.11] en [5.12] gelden, te worden bepaald.

Voor de bepaling van de uitdrukking voor het stijghoogteverschil Δp wordt gebruik gemaakt van de aanpak volgens Wolsink (zie figuur 5.4).



Figuur 5.4. Schematisering windgolf

In afwijking van de oorspronkelijke oplossing, zoals weergegeven in 3.2.3, wordt nu uitgegaan van een z-as door het snijpunt van de stilwaterlijn en het talud en niet door het brekerpunt. Bij de uitwerking is hiervoor gecorrigeerd.

De uitdrukking voor het stijghoogteverschil luidt nu:

$$z \leq (-h_b \tan \alpha \tan \beta - R_d) \quad \Delta \varphi = A \exp \left(\frac{z + R_d}{\lambda} \right) \quad [5.32]$$

$$(-h_b \tan \alpha \tan \beta - R_d) < z \leq -R_d \quad \Delta \varphi = C \exp \left(\frac{z + R_d}{\lambda} \right) + D \exp \left(-\frac{z + R_d}{\lambda} \right) \quad [5.33]$$

$$\begin{aligned}
 -R_d < z < (z_1 - R_d) \quad \Delta\varphi = E \exp\left(\frac{z + R_d}{\lambda}\right) + \\
 + F \exp\left(-\frac{z + R_d}{\lambda}\right) \quad [5.34]
 \end{aligned}$$

Hierbij behoren de integratieconstanten:

$$D = \frac{-\lambda}{2 \tan\alpha \tan\beta} \exp\left(-\frac{h_b \tan\alpha \tan\beta}{\lambda}\right) \quad [5.35]$$

$$F = \frac{\lambda}{2 \tan\alpha \tan\beta} \left(1 - \exp\left(-\frac{h_b \tan\alpha \tan\beta}{\lambda}\right)\right) + \frac{\lambda}{2} \quad [5.36]$$

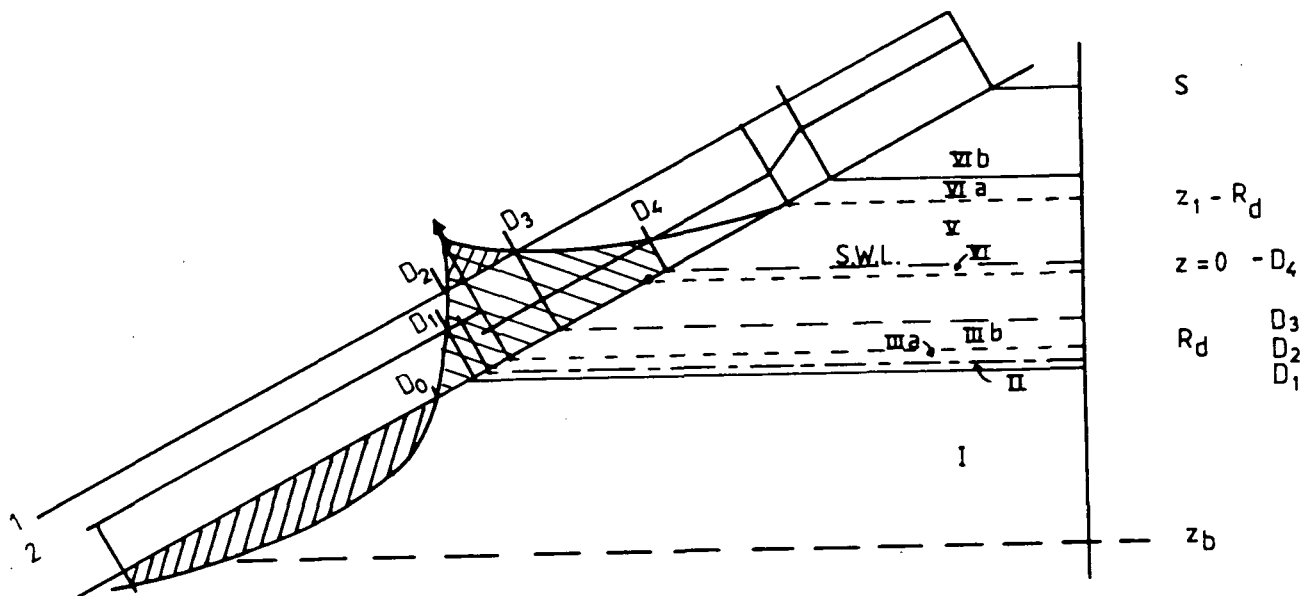
$$C = -D + F \left(1 - \exp\left(-\frac{2z_1}{\lambda}\right)\right) \quad [5.37]$$

$$A = C + D \exp\left(2\frac{h_b \tan\alpha \tan\beta}{\lambda}\right) \quad [5.38]$$

$$E = -F \exp\left(-\frac{2z_1}{\lambda}\right) \quad [5.39]$$

In figuur 5.5 wordt het verloop van het stijghoogteverschil over de bekleding weergegeven.

In deze figuur geven de lijnen 1 en 2 de waarden van $\Delta\varphi$ aan, waarbij respectievelijk oplichten en afschuiven zal optreden.



Figuur 5.5. Verloop stijghoogteverschil

Analoog aan de situatie bij een teruggetrokken golf dienen de krachten F_I tot en met F_{VI} te worden bepaald.

Hierbij wordt gebruik gemaakt van het feit dat de punten d_1 en d_2 altijd liggen in het interval:

$$-h_b \tan\alpha \tan\beta - R_d < z < -R_d$$

Dit vereenvoudigt het integreren aanzienlijk.

De uitdrukkingen voor de krachten F_I tot en met F_{IV} zijn:

$$\begin{aligned}
 F_I = & \gamma_w \left\{ \Delta D \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) (d_1 + z_b) + \lambda \frac{\tan\phi}{\sin\alpha} \left(A \left(\exp \left(\frac{-h_b \tan\alpha \tan\beta}{\lambda} \right) + \right. \right. \right. \\
 & - \exp \left(- \left(\frac{z_b - R_d}{\lambda} \right) \right) + C \left(\exp \left(\frac{d_1 + R_d}{\lambda} \right) - \exp \left(\frac{-h_b \tan\alpha \tan\beta}{\lambda} \right) \right) + \\
 & \left. \left. \left. - D \left(\exp \left(- \frac{d_1 + R_d}{\lambda} \right) - \exp \left(\frac{h_b \tan\alpha \tan\beta}{\lambda} \right) \right) \right) \right\} \quad [5.40]
 \end{aligned}$$

$$F_{II} = \gamma_w \left\{ \Delta D \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) (d_2 - d_1) + \lambda \frac{\tan\phi}{\sin\alpha} \left(C \left(\exp \left(-\frac{d_2 + R_d}{\lambda} \right) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \exp \left(-\frac{d_1 + R_d}{\lambda} \right) \right) - D \left(\exp \left(-\frac{d_2 + R_d}{\lambda} \right) - \exp \left(-\frac{d_1 + R_d}{\lambda} \right) \right) \right) \right\} \quad [5.41]$$

$$F_{IIIa} = \gamma_w \Delta D (-R_d - d_2) \quad [5.42]$$

$$F_{IIIb} = \gamma_w (\Delta + 1) D (d_3 + R_d) \quad [5.43]$$

$$F_{IV} = \gamma_w \left\{ D \left(\Delta + 1 - \Delta \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) (d_4 - d_3) + \right. \\ \left. + \lambda \frac{\tan\phi}{\sin\alpha} \left(E \left(\exp \left(\frac{d_4 + R_d}{\lambda} \right) - \exp \left(\frac{d_3 + R_d}{\lambda} \right) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. - F \left(\exp \left(-\frac{d_4 + R_d}{\lambda} \right) - \exp \left(-\frac{d_3 + R_d}{\lambda} \right) \right) \right) \right\} \quad [5.44]$$

$$F_V = \gamma_w \left\{ D \left(\Delta + 1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) (z_1 - R_d - d_4) + \right. \\ \left. + \lambda \frac{\tan\phi}{\sin\alpha} \left(E \left(\exp \frac{z_1}{\lambda} - \exp \left(-\frac{d_4 + R_d}{\lambda} \right) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. - F \left(\exp \frac{-z_1}{\lambda} - \exp \left(-\frac{d_4 + R_d}{\lambda} \right) \right) \right) \right\} \quad [5.45]$$

$$F_{VIa} = \gamma_w D^2 \cos\alpha (\Delta + \frac{1}{2}) \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) \quad [5.46]$$

$$F_{VIb} = \gamma_w D (\Delta + 1) \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} \right) (s - z_1 + R_d - D \cos\alpha) \quad [5.47]$$

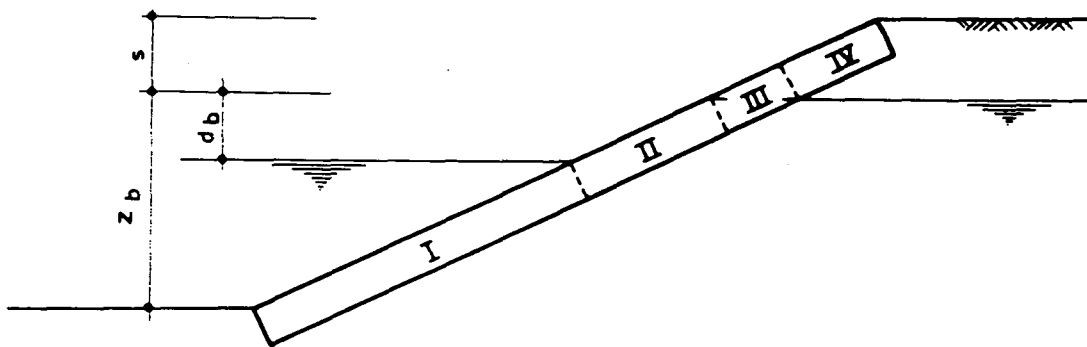
Voor de oplossing dienen de punten d_1 tot en met d_4 bekend zijn. Het snelst kan men deze bepalen door met behulp van een klein computerprogramma de functie $\Delta\phi$ te laten analyseren en deze punten numeriek op te zoeken.

Bij Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde, hoofdafdeling Waterbouw is een programma op de microcomputer, MS/DOS systeem, in Pascal beschikbaar dat deze berekening uitvoert. Dit programma is geschreven door ir. K.J.Bakker. Met dit programma kan ook direct de stabiliteit worden beoordeeld.

5.3 Steenzetting op klei

5.3.1 Algemeen

Zoals aangegeven in figuur 5.6. zijn er bij een teruggetrokken golf op het talud vier gebieden te onderscheiden:

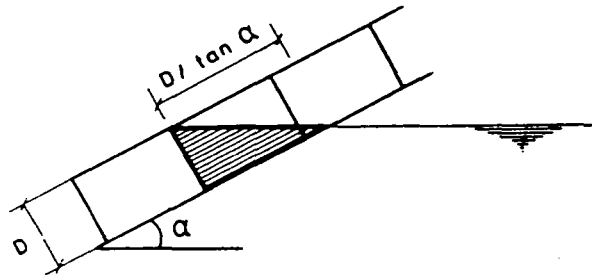


Figuur 5.6. Indeling gebieden bij een steenzetting op klei

Gebied I is het deel van het talud dat onder de buitenwaterstand ligt. Het afschuiven van een deel van het talud wordt hier ook tegengegaan doordat naar de teen toe de waterdruk in de spleten toeneemt.

Gebied II is het deel van de bekleding waarvan de bovenkant boven de buitenwaterstand en onder de grondwaterstand ligt. In dit gebied kan aangenomen worden dat de spleten tussen de stenen vol water staan, zodat aan weerszijden van de steen dezelfde waterdruk heerst. Deze waterdruk levert geen bijdrage aan de stabiliteit van een steen.

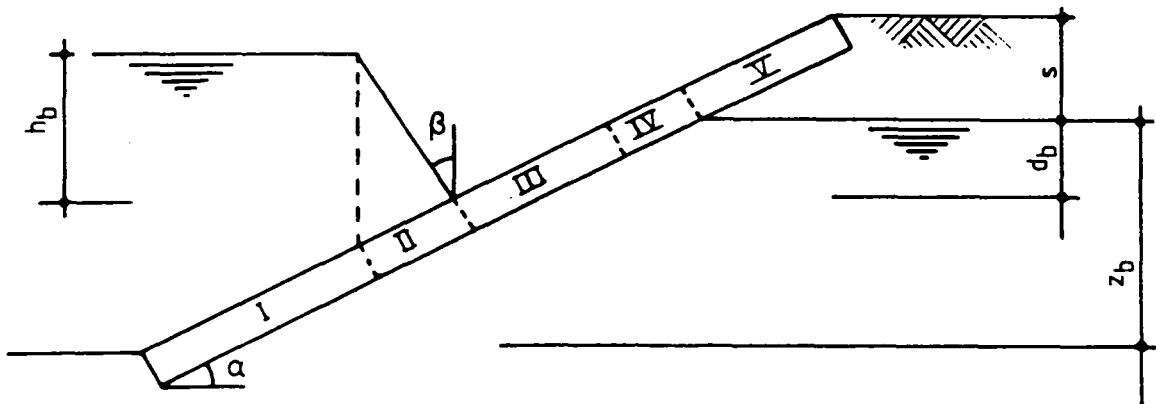
Gebied III is het deel van de bekleding waarvan de bovenkant wel maar de onderkant niet boven de grondwaterstand ligt. In dit gebied kan niet meer aangenomen worden dat alle spleten vol staan met water. Wel kan een horizontale waterlijn aangenomen worden, zoals aangegeven in figuur 5.7.



Figuur 5.7. Water in spleten gebied III

Gebied IV is het deel van de bekleding dat geheel boven de grondwaterstand ligt. In dit gebied is er geen waterdruk meer aanwezig.

Bij een brekende golf, die op dezelfde wijze geschematiseerd kan worden als in figuur 3.4, zijn er op het talud 5 gebieden te onderscheiden. Dit is aangegeven in figuur 5.8.



Figuur 5.8. Indeling gebieden

bladnummer : - 55 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Voor verzadigde klei dient te worden gerekend met de ongedraineerde schuifsterkte c_u . Deze is afhankelijk van de korrelspanning loodrecht op het glijvlak en de mate van overconsolidatie van de klei. Bij de verdere uitwerking wordt van de volgende relatie uitgegaan:

$$\frac{c_u}{\sigma_z'} = \tan \phi_u \quad [5.48]$$

Hierin is:

$$\begin{aligned} \sigma_z' &: \text{korrelspanning loodrecht op het talud} && (\text{kN/m}^2) \\ \phi_u &: \text{rekengrootheid} && (^\circ) \end{aligned}$$

Voor de onverzadigde zone kan worden gerekend met de inwendige wrijving ϕ en cohesie c , bepaald bij het aanwezige spanningsniveau.

5.3.2 Lokale stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf

Algemeen geldt weer per eenheid van breedte

$$F = G \sin \alpha - F_{W1} \quad [5.49]$$

Voor een lokaal stabiele bekleding geldt

$$F \leq 0 \quad [5.50]$$

Uitwerken van deze eis voor de gebieden I, II, III en IV levert respectievelijk op:

- gebied I

$$(\gamma_b - \gamma_w) D \sin \alpha \leq c_u \quad [5.51]$$

- gebied II

$$\gamma_b D \sin \alpha \leq c_u \quad [5.52]$$

- gebied III

$$D \sin \alpha \left(\gamma_b - \frac{1}{2} \gamma_w \right) \leq c_u \quad [5.53]$$

- gebied IV

$$\gamma_b \cdot D \sin \alpha \left(1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha} \right) \leq c \quad [5.54]$$

Met behulp van formule [5.48] zijn deze eisen [5.51], [5.52] en [5.53] ook als volgt te formuleren:

- gebied I en III

$$\tan \alpha < \tan \phi_u \quad [5.55]$$

- gebied II

$$\frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \tan \alpha < \tan \phi_u \quad [5.56]$$

5.3.3 Totale stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf

Algemeen geldt weer per eenheid van breedte:

$$F = G \sin \alpha - F_w \quad [5.57]$$

Uitwerken van vergelijking [5.55] voor de gebieden I, II, III en IV levert de volgende vergelijkingen.

$$\begin{aligned} F_I &= (\gamma_b - \gamma_w) D - \frac{c_u}{\sin \alpha \tan \phi_u} (z_b - d_b) \\ &= (\gamma_b - \gamma_w) D \left(1 - \frac{c_u}{\tan \alpha} \right) (z_b - d_b) \end{aligned} \quad [5.58]$$

$$\begin{aligned}
 F_{II} &= (\gamma_b D - \frac{c_u}{\sin\alpha}) d_b \\
 &= (\gamma_b - (\gamma_b - \gamma_w) \frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha}) D \cdot d_b
 \end{aligned}
 \tag{5.59}$$

$$\begin{aligned}
 F_{III} &= D \cos\alpha (\gamma_b - \frac{1}{2} \gamma_w) (1 - \frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha}) \\
 &= D^2 \cos\alpha (\gamma_b - \frac{1}{2} \gamma_w) (1 - \frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha})
 \end{aligned}
 \tag{5.60}$$

$$F_{IV} = (\gamma_b D (1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}) - \frac{c}{\sin\alpha}) (s - D \cos\alpha)
 \tag{5.61}$$

Met $\tan\phi_u > \tan\alpha$ zijn F_I en F_{III} kleiner dan nul en dus altijd stabiel. Met $\tan\phi > \tan\alpha$ is ook F_{IV} kleiner dan nul. Indien de bekleding op zichzelf stabiel moet zijn moet er gelden:

$$F_I + F_{II} < 0
 \tag{5.62}$$

Invullen van [5.58] en [5.59] in deze vergelijking en uitwerken levert uiteindelijk op:

$$\frac{z_b}{d_b} > \frac{\gamma_w}{(\gamma_b - \gamma_w) (\frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha} - 1)}
 \tag{5.63}$$

Deze uitdrukking is alleen geldig als de noemer van de rechterterm positief is.

Indien hieraan niet wordt voldaan moet de kracht door een teenconstructie of een verankering worden geleverd. Voor de kracht op de teenconstructie geldt:

$$F_T = F_I + F_{II}
 \tag{5.64}$$

Bij een blokkenmat geldt voor de kracht op de verankering:

$$F_A = F_{II} + F_{III} + F_{IV} \quad [5.65]$$

De maximum kracht in de kabels bedraagt:

$$F_{Kmax} = F_{II} \quad [5.66]$$

Eisen we hier ook $F_T \leq 0$ dan is vergelijking [5.62] en dus ook vergelijking [5.63] geldig.

Met behulp van bovenstaande vergelijking is het mogelijk om de minimaal benodigde waarde van z_b te bepalen opdat de bekleding totaal stabiel is.

In bijlage 3 is dit voor een aantal gevallen grafisch weergegeven. Hierbij is verder uitgegaan van de volgende waarde:

- volumegewicht bekleding $\gamma_b = 24 \text{ kN/m}^3$

Men dient te bedenken dat een verhouding $z_b/d_b < 1$ fysisch niet mogelijk is.

In bijlage 4 is voor een aantal gevallen de kracht tegen de teenconstructie als functie van α weergegeven. Hierbij is uitgegaan van de volgende waarden:

- waterspiegeldaling $d_b = 0,6 \text{ m}$
- taludhoogte $z_b = 1,0 \text{ m}$
- volumegewicht bekleding $\gamma_b = 24 \text{ kN/m}^3$

5.3.4 Lokale stabiliteit tijdens een brekende golf

De formules [5.49] en [5.50] gelden ook voor deze situatie. In gebied II wordt de stabiliteit gunstig beïnvloed door de sterke toename van de waterdruk in de spleten in taludafwaartse richting.

Uitwerken van eis [5.50] voor de verschillende gebieden levert respectievelijk op:

- gebied I
 $(\gamma_b - \gamma_w) D \sin \alpha \leq c_u$ [5.67]

- gebied II
 $(\gamma_b + \gamma_w) D \sin \alpha - \gamma_w D \frac{\cos \alpha}{\tan \beta} \leq c_u$ [5.68]

- gebied III
Dit gebied komt overeen met gebied II uit 5.3.2.
 $\gamma_b D \sin \alpha \leq c_u$ [5.69]

- gebied IV
Dit gebied komt overeen met gebied III uit 5.3.2.
 $D \sin \alpha (\gamma_b - \frac{1}{2} \gamma_w) \leq c_u$ [5.70]

- gebied V
Dit gebied komt overeen met gebied IV uit 5.3.2.
 $\gamma_b D \sin \alpha (1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha}) \leq c$ [5.71]

Met behulp van formule [5.48] zijn de formules [5.65] tot en met [5.68] ook als volgt te schrijven:

- gebied I en IV
 $\tan \alpha < \tan \phi_u$ [5.72]

- gebied II
 $\tan \alpha < \tan \phi_u + \frac{\gamma_w}{\gamma_b + \gamma_w} \cdot \frac{1}{\tan \beta}$ [5.73]

- gebied III
 $\frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \tan \alpha < \tan \phi_u$ [5.74]

bladnummer : - 60 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Voor de dimensionering van de bekleding is voor het onderwatertalud gebied III maatgevend.

De eis hiervoor is dezelfde als die voor gebied II uit paragraaf 5.3.2. Voor het bovenwatertalud zijn de lokale stabiliteitseisen bij een teruggetrokken golf en een brekende golf ook gelijkloidend. Voor dimensionering op lokale stabiliteit maakt het dus niet uit of een talud wordt belast door een teruggetrokken of een brekende golf.

5.3.5. Totale stabiliteit tijdens een brekende golf

Voor de gebieden I t/m V zijn ook de resultanten van de evenwijdig aan het talud werkende krachten te bepalen. Uitwerken hiervan geeft voor de verschillende gebieden de volgende vergelijkingen:

- gebied I

De lengte van dit deel van de bekleding is

$$L = \frac{1}{\sin\alpha} (z_b - h_b \tan\alpha \tan\beta - d_b)$$

De resultante van de krachten is:

$$\begin{aligned} F_I &= ((\gamma_b - \gamma_w) D - \frac{c_u}{\sin\alpha}) \cdot (z_b - h_b \tan\alpha \tan\beta - d_b) \\ &= (\gamma_b - \gamma_w) D \left(1 - \frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha}\right) (z_b - h_b \tan\alpha \tan\beta - d_b) \quad [5.75] \end{aligned}$$

- gebied II

De lengte van dit deel van de bekleding is:

$$L = h_b \frac{\tan\beta}{\cos\alpha}$$

De resultante van de krachten is:

$$\begin{aligned} F_{II} &= ((\gamma_b - \gamma_w) D \sin\alpha - D \gamma_w \frac{\cos\alpha}{\tan\beta} - c_u) h_b \frac{\tan\beta}{\cos\alpha} \\ &= h_b D \tan\alpha \tan\beta \left((\gamma_b - \gamma_w) \left(1 - \frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha}\right) - \frac{\gamma_w}{\tan\alpha \tan\beta} \right) \quad [5.76] \end{aligned}$$

- gebied III

De lengte van dit deel van de bekleding is

$$L = d_b / \sin \alpha$$

De resultante van de krachten is

$$F_{III} = \gamma_b D d_b - \frac{c_u \cdot d_b}{\sin \alpha}$$

$$= D d_b (\gamma_b - (\gamma_b - \gamma_w) \frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha}) \quad [5.77]$$

- gebied IV

$$F_{IV} = (D (\gamma_b - \frac{1}{2} \gamma_w) (1 - \frac{\tan \phi_n}{\tan \alpha}) - \frac{c_n}{\sin \alpha}) D \cos \alpha$$

$$= D^2 \cos \alpha (\gamma_b - \frac{1}{2} \gamma_w) (1 - \frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha}) \quad [5.78]$$

- gebied V

$$F_V = (\gamma_b D (1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha}) - \frac{c}{\sin \alpha}) (s - D \cos \alpha) \quad [5.79]$$

Met $\tan \phi_u > \tan \alpha$ zijn F_I en F_{IV} altijd negatief. Deze gebieden zijn dan stabiel. Met $\phi > \alpha$ is ook gebied V altijd stabiel.

Gebied II zal het eerste instabiel worden. Als de steenzetting in zijn geheel stabiel moet zijn dan moet er gelden:

$$F_I + F_{II} + F_{III} < 0 \quad [5.80]$$

Invullen van [5.75], [5.76] en [5.77] in deze vergelijking en uitwerken levert uiteindelijk op:

$$\frac{z_b}{d_b - h_b} > \frac{\gamma_w}{(\gamma_b - \gamma_w) (\frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha} - 1)} \quad [5.81]$$

6. WATERDICHTE BEKLEDING

6.1 Waterdichte bekleding op zand

In de literatuur (zie onder andere [19]) wordt de volgende formule voor een lokaal stabiele bekleding gegeven.

$$D \geq \frac{\sigma_{wo} \cdot \tan\varphi}{\gamma_b (\tan\Phi \cos\alpha - \sin\alpha)} \quad [6.1]$$

Hierin is:

σ_{wo} verschil in waterdruk onder en boven de bekleding
 γ_b het volumegewicht van de bekleding.

Invullen in deze formule van $\sigma_{wo} = \gamma_w (\Delta \varphi + D \cos \alpha)$ levert na enig omwerken op:

$$D \geq \frac{\gamma_w \tan\Phi \Delta\Phi}{\gamma_b (\cos\alpha \tan\Phi - \sin\alpha) - \gamma_w \cos\alpha \tan\Phi} \quad [6.2]$$

Voor de bepaling van σ_{wo} wordt naar 3.2.5 verwezen.

De voorgaande formule is gebaseerd op een eenvoudige stabiliteitsanalyse van een deel van de bekleding met $N_1 = N_2 = 0$, $W_3 = W_4 = 0$ en $F_{w2} = F_{w3} = 0$ (zie 3.1 voor N_1 , N_2 , W_3 , W_4 , F_{w2} en F_{w3}).

Van de in 3.2.5 gepresenteerde formules moet in dit geval de formule van Van der Veer als de meest realistische benadering van het stijghoogteverschil over de bekleding gezien worden.

Indien in de bekleding onder water open poriën aanwezig zijn zal de hierin werkende waterdruk een gunstige invloed hebben op de stabiliteit van de bekleding. In dit geval is namelijk W_4 groter dan W_3 . In [21] wordt hiermee rekening gehouden. De benodigde dikte voor een lokaal stabiele bekleding onder de waterspiegel wordt daar gegeven als:

bladnummer : - 63 -
 ons kenmerk: CO-286001/2
 datum : januari 1988

$$D \geq \frac{\Delta\varphi}{\cos\alpha \left(\frac{\gamma_b - \gamma_w}{\gamma_w} \right) \left(1 - \frac{\tan\alpha}{\tan\phi} \right)} = \frac{\gamma_w \Delta\phi \tan\phi}{(\gamma_b - \gamma_w) \cos\alpha (\tan\phi - \tan\alpha)}$$

[6.3]

Deze formule is echter alleen geldig als er in de poriën een met de diepte toenemende waterdruk heerst.

In [5] wordt als formule voor de benodigde dikte de volgende uitdrukking gegeven:

$$D \geq \frac{\gamma_w \cdot d_b (1 - L_a/L)}{(\gamma_b - \gamma_w - \gamma_b \frac{\tan\alpha}{\tan\phi} + \frac{\gamma_w \cdot d_b}{\sin\alpha \cdot L}) \cos\alpha}$$

[6.4]

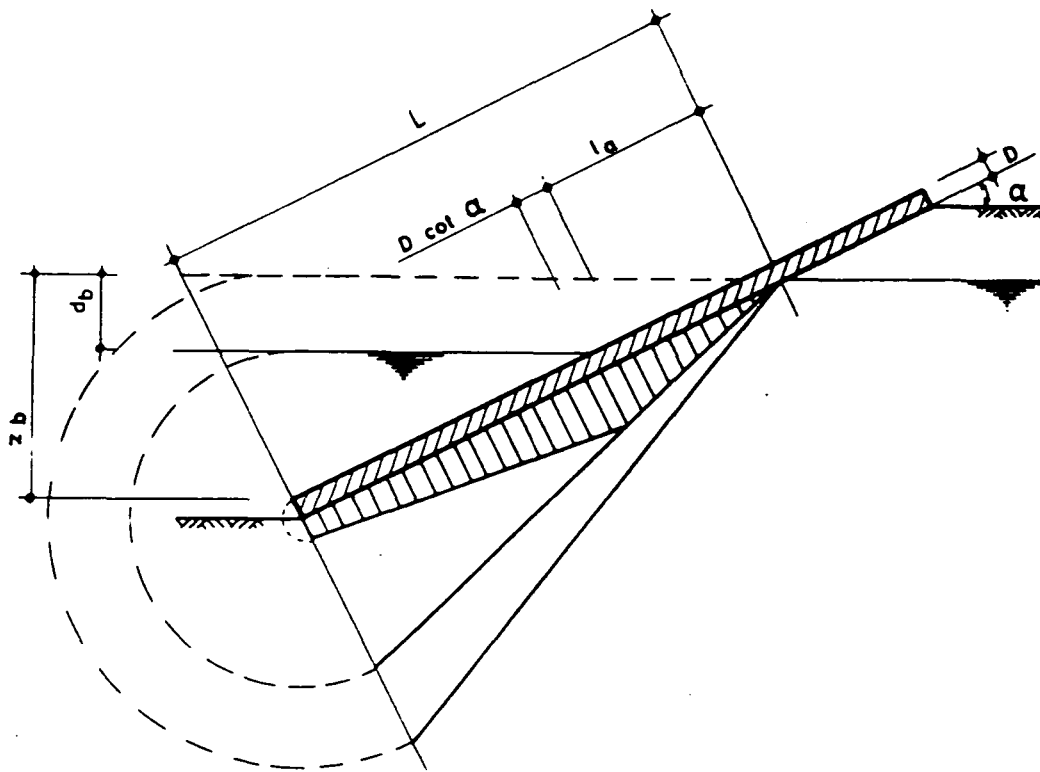
Deze formule kan ook als volgt geschreven worden:

$$D \geq \frac{\gamma_w \cdot d_b \left(1 - \frac{d_b}{z_b + D \cos\alpha} \right)}{(\gamma_b - \gamma_w - \gamma_b \frac{\tan\alpha}{\tan\phi} + \frac{\gamma_w d_b}{z_b + D \cos\alpha}) \cdot \cos\alpha}$$

[6.5]

Bij deze formule is uitgegaan van een driehoekig verloop van de waterdruk onder de bekleding.

Zie hiervoor 3.2.5 en onderstaande figuur.



Figuur 6.1. Waterdruk onder een dichte bekleding

In formule [6.5] komt zowel in de linker- als in de rechterterm de grootte D voor. De formule is om te werken tot de volgende eenduidige uitdrukking voor D.

$$D \geq \frac{1}{2 \cos \alpha} \left(-z_b + \sqrt{z_b^2 + \frac{4 \gamma_w d_b (z_b - d_b)}{\gamma_b - \gamma_w - \gamma_b \frac{\tan \alpha}{\tan \phi}}} \right) \quad [6.6]$$

In [5] wordt voor de totale stabiliteit van de bekleding de volgende formule gegeven:

$$\eta = \frac{(G \cos \alpha - P_w) \tan \phi + F_A + F_T}{G \sin \alpha} \quad [6.7]$$

Hierin is:

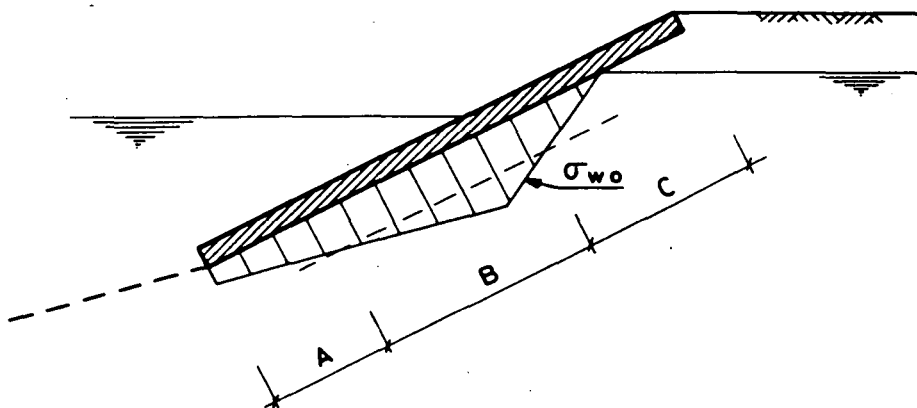
- F_A ankerkracht bovenaan het talud
 F_T kracht tegen de teen van de bekleding
(som van waterdruk tegen de teen en kracht die de teenconstructie opneemt)
 P_w resultante waterdrukverschil over de bekleding ($P_w = \int \sigma_{wo} dy$)
 G gewicht van de bekleding
 η veiligheidscoëfficiënt.

Indien de bekleding niet verankerd is is $F_A = 0$.

Indien er geen teenconstructie aanwezig is of als deze geen kracht mag opnemen bestaat F_T enkel uit de waterdruk tegen de teen van de bekleding.

De voorgaande formule heeft betrekking op de stabiliteit van de bekleding als geheel en houdt geen rekening met de vraag of de bekleding de optredende druk- en trekkrachten ook kan opnemen. Indien men de maximum druk- of trekkracht in de bekleding wil weten moet men het krachtenevenwicht van het betreffende deel beschouwen.

In de bekleding zijn drie gebieden volgens de volgende figuur te onderscheiden.



Figuur 6.2. Lokaal stabiel en lokaal instabiel gebied bij een waterdichte bekleding op zand

De gebieden A en C zijn lokaal stabiel, gebied B is het deel van de bekleding dat lokaal instabiel is.

Als in de bekleding geen druk of trek mag optreden dient de bekleding overal stabiel te zijn (gebied B mag dan niet voorkomen). Indien er in de bekleding wel trek en druk mag optreden is voor de bepaling van de maximum ankerkracht gebied B + C maatgevend. Voor de bepaling van de maximum kracht op de teenconstructie is gebied A + B maatgevend.

De maximum trek- of drukkracht in de bekleding wordt bepaald door het evenwicht van gebied B.

6.2 Waterdichte bekleding op filter

In 3.2.6 is de grootte van de waterdruk onder de bekleding bepaald. Deze blijkt overeen te komen met het in [5] aangenomen verloop van de waterdruk onder de bekleding.

Indien de bekleding lokaal stabiel moet zijn is de benodigde dikte van de bekleding (zie [5]).

$$D \geq \frac{\gamma_w \cdot d_b (1 - L_a/L)}{(\gamma_b - \gamma_w - \gamma_b \frac{\tan\alpha}{\tan\phi} + \frac{\gamma_w \cdot d_b}{\sin\alpha \cdot L}) \cos\alpha} \quad [6.8]$$

Deze formule is identiek aan formule [6.4] en dus ook om te werken tot formule [6.6].

De totale stabiliteit en de krachten in de bekleding zijn op dezelfde manier als in 6.1 te bepalen.

6.3 Waterdichte bekleding op klei

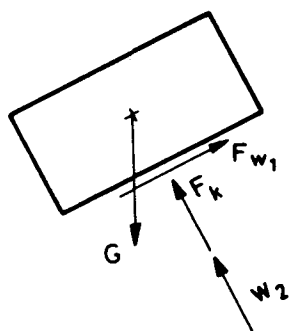
6.3.1 Stabiliteit tijdens een teruggetrokken golf

Beneden de grondwaterstand is, bij een kortdurende de waterstandverlaging, de verschildruk tegen de onderkant van de bekleding is (zie 3.2.4):

$$\sigma_{wo} = \gamma_w \cdot D \cdot \cos\alpha \quad [6.9]$$

Indien in de bekleding open poriën aanwezig zijn wijkt de situatie niet af van die in 5.3. Als er geen open poriën aanwezig zijn is de situatie anders.

In de volgende figuur zijn de krachten op een deel van de bekleding gegeven als elk deel op zich stabiel moet zijn.



Figuur 6.3. Krachten op een deel van een dichte bekleding

Op de bekleding werken de volgende krachten:

- eigen gewicht $G = \gamma_b \cdot D$
- waterdruk $W_2 = \gamma_w \cdot D \cos\alpha$
- korreldruk $F_k = G \cos\alpha - W_2 = (\gamma_b - \gamma_w) D \cos\alpha$
- wrijvingskracht F_{w1}

Voor een stabiele bekleding moet voor het gedeelte onder de stilwaterlijn gelden:

$$G \sin\alpha < c_u$$

bladnummer : - 68 -
 ons kenmerk: CO-286001/2
 datum : januari 1988

Hieruit volgt:

$$\gamma_b \cdot D \sin \alpha < c_u \quad [6.10]$$

Met behulp van formule [5.48] is dit ook als volgt te schrijven:

$$\frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \tan \alpha < \tan \phi_u \quad [6.11]$$

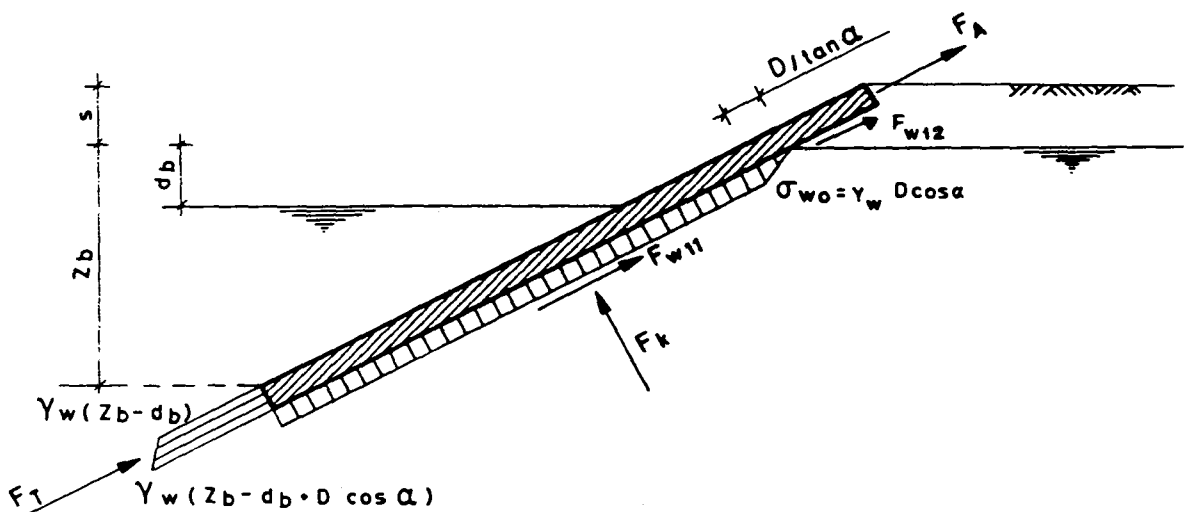
Boven de grondwaterstand is de wateroverdruk nul. Hiermee wordt:

$$F_k = \gamma_b \cdot D \cos \alpha$$

Aangezien voor dit gedeelte geen sprake is van verzadigde klei volgt hieruit als eis voor een stabiele bekleding:

$$\gamma_b D \sin \alpha \left(1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha}\right) < c \quad [6.12]$$

Op identieke wijze is de totale stabiliteit te bepalen. In de volgende figuur zijn de op de bekleding werkende krachten getekend.



Figuur 6.4. Krachten op een dichte bekleding op klei

bladnummer : - 69 -
 ons kenmerk: CO-286001/2
 datum : januari 1988

Op de bekleding werken de volgende krachten:

- eigen gewicht: $G = \gamma_b \cdot D \frac{(z_b + s)}{\sin \alpha}$
- wateroverdruk onder de bekleding: W_2
- waterdruk tegen de teen: $W_4 = \gamma_w D (z_b - d_b + \frac{1}{2} D \cos \alpha)$
- ankerkracht: F_A
- kracht tegen de teenconstructie: F_T
- korreldruk tegen de onderkant: F_k
- wrijvingskracht: $F_{w1} = F_{w11} + F_{w12}$

Hierin is F_{w11} de wrijvingskracht over het gedeelte onder de stilwaterlijn. Hier moet worden gerekend met de ongedraineerde schuifsterkte:

$$F_{w11} = \frac{c_u \cdot z_b}{\sin \alpha} = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha} \quad [6.13]$$

F_{w12} is de wrijvingskracht over het gedeelte boven de stilwaterlijn. het gewicht van de bekleding van dit deel bedraagt:

$$G = \frac{\gamma_b D s}{\sin \alpha} \quad [6.14]$$

Indien aangenomen wordt dat het niveau van de grondwaterstand gelijk is aan het niveau van de stilwaterlijn bedraagt de opwaartse waterdruk onder dit gedeelte:

$$W_2 = \frac{1}{2} \gamma_w D^2 \frac{\cos^2 \alpha}{\sin \alpha} \quad [6.15]$$

De totale korreldruk tegen dit gedeelte is:

$$\begin{aligned} F_k &= G \cos \alpha - W_2 \\ &= \gamma_b D \frac{s}{\sin \alpha} \cos \alpha - \frac{1}{2} \gamma_w D^2 \frac{\cos^2 \alpha}{\sin \alpha} \end{aligned} \quad [6.16]$$

Hiermee wordt:

$$\begin{aligned}
 F_{w12} &= F_k \tan\phi + c \frac{s}{\sin\alpha} \\
 &= \gamma_b D \frac{s}{\sin\alpha} \cos\alpha \tan\phi - \frac{1}{2} \gamma_w D^2 \frac{\cos^2\alpha}{\sin\alpha} \tan\phi + \\
 &\quad + c \frac{s}{\sin\alpha}
 \end{aligned}
 \tag{6.17}$$

Indien de bekleding op zichzelf stabiel moet zijn is de eis (zie 3.1):

$$G \sin\alpha - W_4 < F_{w11} + F_{w12} \tag{6.18}$$

Uitwerken van deze uitdrukking levert op:

$$\begin{aligned}
 G \sin\alpha - W_4 &< (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha} + \gamma_b D s \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} + \\
 &- \frac{1}{2} \gamma_w D^2 \cos\alpha \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} + \frac{c \cdot s}{\sin\alpha}
 \end{aligned}
 \tag{6.19}$$

Indien dit geen eis is, is de benodigde externe kracht om de bekleding op zijn plaats te houden:

$$\begin{aligned}
 F_T + F_A &= G \sin\alpha - W_4 - (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \frac{\tan\phi_u}{\tan\alpha} + \\
 &+ \gamma_b D s \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} - \frac{1}{2} \gamma_w D^2 \cos\alpha \frac{\tan\phi}{\tan\alpha} + \frac{c \cdot s}{\sin\alpha}
 \end{aligned}
 \tag{6.20}$$

Op dezelfde wijze kan de benodigde dikte van de bekleding of de toelaatbare taludhelling bepaald worden. Er wordt van afgezien om de algemene formules hiervoor te geven.

De grootste drukkracht in de bekleding zal aan de teen optreden en de grootte $F_T + W_4$ hebben.

Indien de bekleding bovenaan het talud verankerd is en het deel van de bekleding boven de grondwaterstand instabiel is zal de grootste trekkracht in de bekleding bovenaan optreden en de grootte F_A hebben.

bladnummer : - 71 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Indien het gedeelte van de bekleding boven de grondwaterstand wel maar het gedeelte eronder niet stabiel is zal de grootste trekkracht ter hoogte van de grondwaterstand optreden. De grootte hiervan is te bepalen door het krachtenevenwicht van het gedeelte onder de grondwaterstand te beschouwen.

Als er in de bekleding geen trek mag optreden en er tevens geen kracht op de teenconstructie mag worden uitgeoefend moet voor het gedeelte onder de stilwaterlijn gelden:

$$G \sin \alpha - W_4 < F_{w11}$$

Uitwerken van deze eis geeft:

$$D > \frac{2(\gamma_b - \gamma_w)}{\gamma_w \cos \alpha} z_b \left(1 - \frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha}\right) + 2 \frac{d_b}{\cos \alpha} \quad [6.21]$$

6.3.2 Stabiliteit tijdens een brekende golf

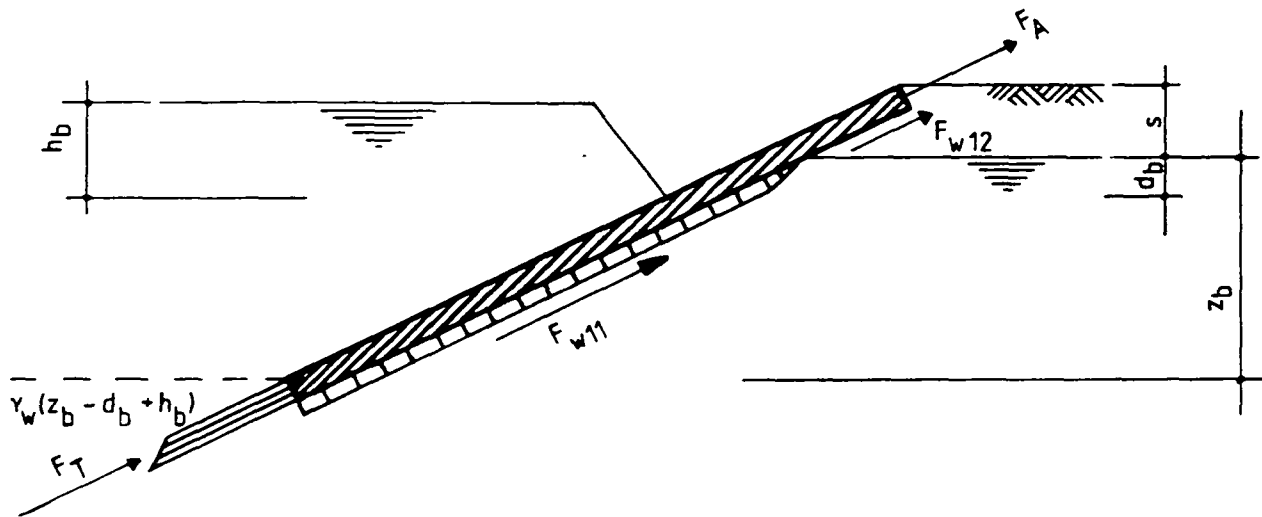
Indien er in de bekleding open poriën aanwezig zijn die in verbinding staan met de buitenwaterstand wijkt de belastingsituatie niet af van de in 5.3.4 en 5.3.5 beschreven situatie.

Indien dit niet het geval is is voor de lokale stabiliteit de belastingsituatie gelijk aan die in 6.3.1. Voor deze situatie gelden dus ook de lokale stabiliteitseisen [6.10] en [6.12]. Op identieke wijze als in 6.3.1 is de eis voor totale stabiliteit van de bekleding te bepalen.

In figuur 6.5 zijn de op de bekleding werkende krachten getekend.

De krachten G , F_{w11} en F_{w12} zijn identiek aan de hiervoor in 6.3.1 gegeven uitdrukkingen. De waarde van W_4 zal echter groter zijn. Volgens de gehanteerde schematisatie is deze waarde:

$$W_4 = \gamma_w \cdot D (z_b - d_b + h_b + \frac{1}{2} D \cos \alpha) \quad [6.22]$$



Figuur 6.5. Krachten op een dichte bekleding op klei

Indien de bekleding op zichzelf stabiel moet zijn is de eis:

$$G \sin \alpha - W_4 < F_{w11} + F_{w12}$$

De formules [6.19] en [6.20] zijn nu ook geldig. Indien de bekleding onder de grondwaterstand op zichzelf stabiel moet zijn, is op een identieke wijze als voor formule [6.21] af te leiden dat moet gelden:

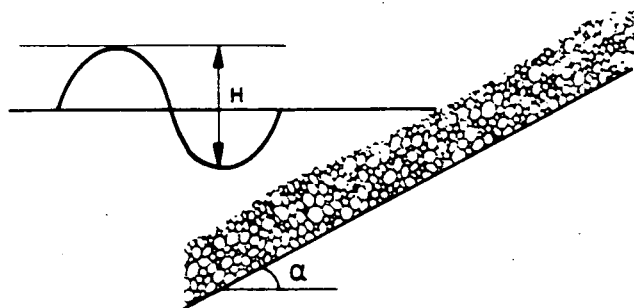
$$D > \frac{2}{\gamma_w \cos \alpha} (\gamma_b - \gamma_w) z_b \left(1 - \frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha}\right) + 2 \frac{(d_b - h_b)}{\cos \alpha} \quad [6.23]$$

7. REKENVOORBEELDEN

In dit hoofdstuk zullen verschillende ontwerpcriteria aan de hand van rekenvoorbeelden geïllustreerd worden. Het betreft hier fictieve situaties.

Voorbeeld 1: stortsteen bekleding

Als eerste voorbeeld wordt de stabiliteit van een bekleding uit stortsteen tegen golfaanval genomen (zie 4.2).



Figuur 7.1. Bekleding uit stortsteen

De volgende waarden worden aangenomen:

$$\begin{aligned} H &= 0,6 \text{ m} \\ T &= 5 \text{ sec.} \\ \rho_{st} &= 26 \text{ kN/m}^3 \\ \alpha &= 18,4^\circ \end{aligned}$$

In eerste instantie zal voor de dimensionering de formule van Hudson (formule [4.3]) gebruikt worden. In de volgende tabel zijn de berekende steengewichten vermeld bij brekende golven en gebruik van verschillende soorten stortsteen (zie ook tabel 4.1.)

bladnummer : - 74 -
 ons kenmerk: CO-286001/2
 datum : januari 1988

soort stortsteen	aantal lagen	plaatsing	K_D	G (kg)
afgerond	2	random	1,1	41,5
afgerond	3	random	1,4	32,6
hoekig	2	random	1,3	35,2
hoekig	3	random	2,1	21,8
hoekig	2	gezet	5,3	8,6

Tabel 7.1. Benodigd steengewicht

Bij gebruik van de formules van Iribarren worden de berekende steengewichten:

- bij golfoploop : $G = 30,4$ kg
- bij teruglopende golf: $G = 45,2$ kg

Als derde methode wordt het $\xi_z - H_s/\Delta D$ diagram gebruikt.

Voor deze situatie is $\xi_z = 2,7$. Hiermee zijn de volgende waarden af te lezen:

- geen schade : $H_s/\Delta D = 1,2 \rightarrow D = 0,31$ m $\rightarrow G = 79$ kg
- aanvaardbare schade: $H_s/\Delta D = 1,8 \rightarrow D = 0,21$ m $\rightarrow G = 23,5$ kg

In de uitkomsten is dus een vrij grote variatie aanwezig.

Voorbeeld 2: steenzetting op filter

Beschouwd wordt de situatie van een teruggetrokken golf voor een talud met een waterdichte teenconstructie (zie 3.2.3 en 5.2). De volgende waarden worden aangenomen:

- $\Delta = 1,2$
- $\alpha = 18,4^\circ$
- $\phi = 30^\circ$
- $c = 0$
- $D = 0,2$ m
- $d_b = 0,5$ m
- $z_b = 4$ m
- $s = 1$ m
- $\lambda = 0,3$ m

bladnummer : - 75 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

De maximale overdruk onder de bekleding bedraagt in dit geval (zie formule [3.27]):

$$\Delta\varphi_{\max} = 0,15 \text{ m}$$

Oplichten van de bekleding treedt op als (zie formule [5.12]):

$$\Delta\varphi > D \cdot \Delta \cos\alpha = 0,23 \text{ m}$$

Oplichten van de bekleding zal in dit geval dus niet optreden.

De integratieconstanten A, B, C en E in de formule voor het stijghoogteverschil zijn (zie de formules [3.23] tot en met [3.26]):

$$A = 0,766 \text{ m}$$

$$B = 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

$$C = - 0,028 \text{ m}$$

$$E = 0,028 \text{ m}$$

Het taludgedeelte dat boven de buitenwaterstand ligt zal afschuiven als (zie formule [5.11]):

$$\Delta\varphi \geq D (\Delta \cos\alpha - (\Delta + 1) \frac{\sin\alpha}{\tan\phi}) = - 0,01 \text{ m}$$

Het gehele gebied tussen de grondwaterstand en de buitenwaterstand is dus lokaal instabiel.

Het taludgedeelte dat onder de buitenwaterstand ligt zal afschuiven als (zie formule [5.7]):

$$\Delta\varphi > D \Delta (\cos\alpha - \frac{\sin\alpha}{\tan\phi}) = 0,10 \text{ m}$$

Voor dit gedeelte is:

$$\Delta\varphi = 0,766 \exp\left(\frac{y \cdot \sin\alpha}{\lambda}\right) + 2 \cdot 10^{-12} \exp\left(-\frac{y \sin\alpha}{\lambda}\right)$$

Hiermee is de grens tussen het stabiele gebied I en het instabiele gebied II te bepalen.

Deze ligt bij $d_1 = y \sin\alpha = - 0,61 \text{ m}$.

bladnummer : - 76 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Het gebied tussen de grondwaterstand en de buitenwaterstand is in zijn geheel instabiel. Een gedeelte van gebied VIa zal ook instabiel zijn. De invloed hiervan op de totale stabiliteit is zo gering dat dit verwaarloosd wordt.

Met behulp van 5.2.3 worden voor de verschillende gebieden van de bekleding de netto langskrachten bepaald. Invullen van de relevante waarden in de formules [5.12] tot en met [5.20] geeft:

$$\begin{aligned}F_I &= - 5,41 \text{ kN/m}' \\F_{II} &= 0,05 \text{ kN/m}' \\F_{IIIa} &= 0 \\F_{IIIb} &= 0 \\F_{IV} &= 0,64 \text{ kN/m}' \\F_V &= 0 \\F_{VIa} &= - 0,47 \text{ kN/m}' \\F_{VIb} &= - 2,61 \text{ kN/m}'\end{aligned}$$

De resulterende kracht op de teenconstructie is:

$$F_T = F_I + F_{II} + F_{III} + F_{IV} < 0$$

De bekleding is dus in zijn geheel stabiel. Als de bekleding een blokkenmat is die bovenaan het talud is verankerd is de kracht op deze verankering:

$$F_A = F_{II} + F_{III} + F_{IV} + F_V + F_{VI} = - 2,39 \text{ kN/m}'$$

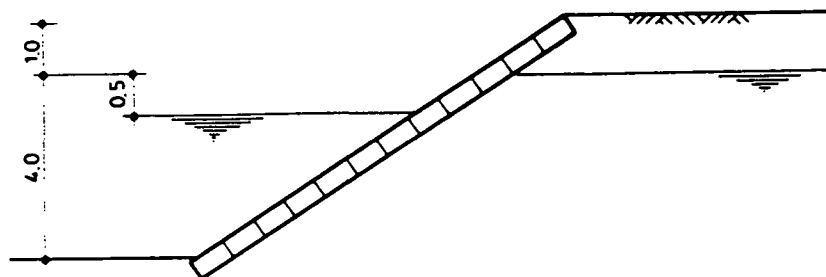
Een verankering van de blokkenmat is dus niet nodig.

De maximum kracht in de kabels is:

$$F_{K \text{ max}} = F_{II} + F_{III} + F_{IV} = 0,69 \text{ kN/m}'$$

Voorbeeld 3: steenzetting op klei, kortdurende waterstandverlaging

Voor dit voorbeeld wordt de volgende situatie beschouwd (zie 5.3):



Figuur 7.2. Geometrie voorbeeld 3

De volgende waarden worden aangenomen:

$$\begin{aligned}\phi &= 25^\circ \\ c &= 1 \text{ kN/m}^2 \\ \tan \phi_u &= 1,0 \\ \gamma_w &= 10 \text{ kN/m}^3 \\ \gamma_b &= 22 \text{ kN/m}^3 \\ \alpha &= 33,7^\circ \quad (\tan \alpha = 2/3) \\ D &= 0,2 \text{ m} \\ d_b &= 0,5 \text{ m} \\ z_b &= 4,0 \text{ m} \\ s &= 1,0 \text{ m}\end{aligned}$$

De lokale stabiliteit voor de verschillende delen van de bekleding is nu te controleren (zie figuur 5.6. en de formules [5.55], [5.56] en [5.54]).

- gebied I en III:
 $\tan \alpha = 0,67 < \tan \phi_u$
dus deze gebieden zijn stabiel

bladnummer : - 78 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

- gebied II:

$$\frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \tan \alpha = 1,23 > \tan \phi_u$$

dus dit gebied is op zichzelf instabiel

- gebied IV:

$$D \cdot \gamma_b \sin \alpha \left(1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha}\right) = 0,73 < c$$

dus dit gebied is stabiel

De resultaten van de taludafwaarts gerichte krachten c.q. aanwezige reserve tegen afglijden voor de verschillende gebieden zijn nu te bepalen. Invullen van de voor dit geval geldende waarden geeft:

$$\begin{aligned} F_I &= - 4,2 \text{ kN/m}' \\ F_{II} &= 0,4 \text{ kN/m}' \\ F_{III} &= - 0,3 \text{ kN/m}' \\ F_{IV} &= - 0,4 \text{ kN/m}' \end{aligned}$$

De totale netto taludafwaarts gerichte kracht is hiermee:

$$F_T = F_I + F_{II} + F_{III} + F_{IV} < 0$$

De bekleding als geheel is dus stabiel, er is een reserve tegen afglijden aanwezig van 4,5 kN/m' (dit zegt echter niets over de aanwezige veiligheidscoëfficiënt).

De maximum drukkracht in de bekleding is:

$$F_D = F_{II} = 0,4 \text{ kN/m}'$$

Als het niet toelaatbaar is dat in de bekleding druk optreedt moet het instabiele gebied II door middel van kabels of een doek aan hoger gelegen delen van de bekleding worden verankerd.

bladnummer : - 79 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

De maximum trekkracht in het doek of de kabels is

$$F_T = F_{II} = 0,4 \text{ kN/m'}$$

Een verankering van de bekleding bovenaan het talud is niet nodig.

Voorbeeld 4: gesloten bekleding op zand

Voor dit voorbeeld worden de volgende waarden aangenomen:

$$\begin{aligned}\gamma_w &= 10 \text{ kN/m}^3 \\ \gamma_b &= 22 \text{ kN/m}^3 \\ \alpha &= 11,3^\circ \quad (\tan\alpha = 1/5) \\ \varphi &= 30^\circ \\ d_b &= 0,5 \text{ m} \\ z_b &= 0,75 \text{ m} \\ s &= 1,0 \text{ m}\end{aligned}$$

Indien ieder punt van de bekleding lokaal stabiel moet zijn moet de benodigde dikte voldoen aan (zie formule [6.1]):

$$D \geq \frac{\sigma_{wo} \cdot \tan\phi}{\gamma_b (\cos\alpha \tan\phi - \sin\alpha)}$$

Zoals vermeld in 3.2.5 zijn er 3 methoden om handmatig de optredende waterdruk onder de bekleding te bepalen of te schatten. Deze zullen hier alle drie gebruikt worden om de benodigde dikte te bepalen.

- formule van Van der Veer

Voor dit probleem kan een niet stationaire stroming worden verondersteld. De factoren in de formule zijn:

$$\theta = 168,7^\circ = 2,94 \text{ rad}$$

$$h = 0,5 \text{ m}$$

$$z_b = 0,75 \text{ m}$$

Hiermee wordt: $a_2 = 0,40$ en dus

$$\sigma_{wo} = \gamma_w (a_2 \cdot \Delta\varphi + \cos\alpha \cdot D) = 2,0 + 9,8 D$$

bladnummer : - 80 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Hiermee wordt de uitdrukking voor de benodigde dikte:

$$D \geq \frac{1,15 + 5,66 D}{8,14}$$

waaruit volgt:

$$D \geq 0,46 \text{ m}$$

- driehoeksregel

Van de driehoeksregel zijn twee varianten bekend.

Volgens de meest eenvoudige variant is de maximum wateroverdruk:

$$\sigma_{wo} = \gamma_w \left\{ \left(1 - \frac{d_b}{z_b}\right) \cdot d_b + D \cos\alpha \right\} = 1,67 + 9,8 D$$

Hiermee wordt de eis voor D:

$$D \geq \frac{0,96 + 5,66 D}{8,14}$$

waaruit volgt:

$$D \geq 0,39 \text{ m}$$

De benodigde dikte is ook te bepalen met behulp van de verbeterde driehoeksregel. Dit is uitgewerkt in formule [6.6]. Invullen van deze formule levert op:

$$D \geq 0,28 \text{ m.}$$

- hydrostatisch verloop waterspanning onder de bekleding. Met behulp van deze aanname is de grootte van de wateroverdruk:

$$\sigma_{wo} = \gamma_w (d_b + D \cos\alpha) = 5 + 9,8 D$$

Hiermee wordt de eis voor D:

$$D \geq \frac{2,89 + 5,66 D}{8,14}$$

bladnummer : - 81 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

waaruit volgt:

$$D \geq 1,17 \text{ m.}$$

Vervolgens zal van de voorgaande situatie de totale stabiliteit bepaald worden als $D = 0,25 \text{ m}$.

Voor de bepaling van de wateroverdruk wordt de driehoeksregel (formule [3.51]) gebruikt.

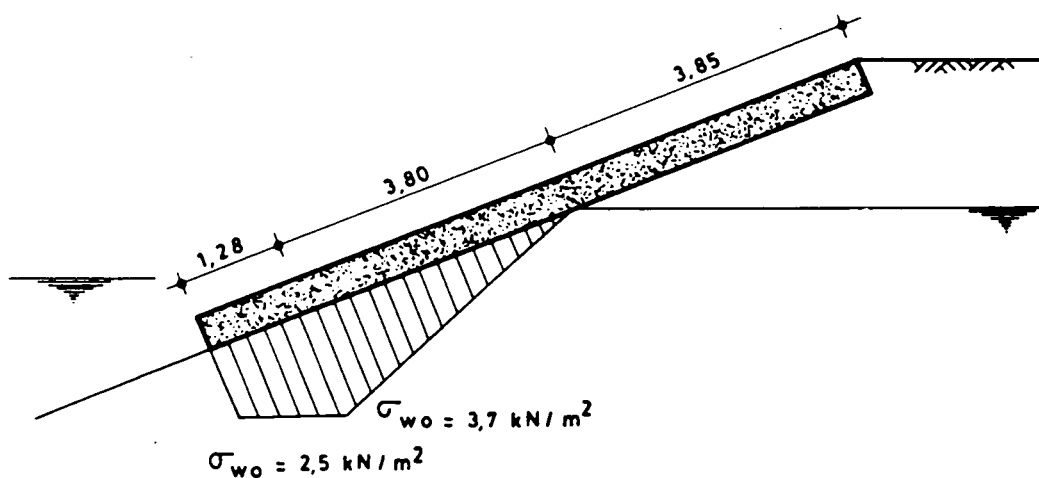
De maximum overdruk bedraagt:

$$\sigma_{wo} = 3,7 \text{ kN/m}^2$$

Deze overdruk treedt op ter plaatse van de buitenwaterstand. Aan de teen is de wateroverdruk onder de bekleding:

$$\sigma_{wo} = \gamma_w D \cos \alpha = 2,5 \text{ kN/m}^2$$

In de volgende figuur is het verloop van de overdruk geschetst:



Figuur 7.3. Overdruk onder bekleding, voorbeeld 4

bladnummer : - 82 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

De totale netto opwaartse waterdruk onder de bekleding bedraagt:

$$W_2 = \frac{1}{2} \cdot 3,7 \cdot 3,80 + \frac{1}{2} \cdot (2,5 + 3,7) \cdot 1,28 = 11,0 \text{ kN/m'}$$

De waterdruk tegen de teen van de bekleding is:

$$W_4 = \frac{1}{2} (0,25 \gamma_w + \gamma_w (0,25 + D \cos\alpha)) \cdot D = 0,9 \text{ kN/m'}$$

Het gewicht van de bekleding is:

$$G = 8,93 \cdot 0,25 \cdot 22 = 49,1 \text{ kN/m'}$$

De aanwezige veiligheid tegen afglijden van de bekleding als geheel bedraagt:

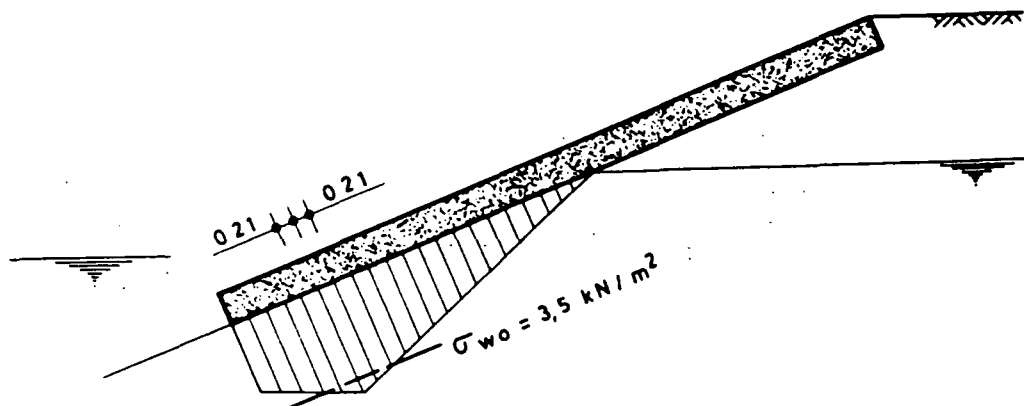
$$\eta = \frac{(G \cos\alpha - W_2) \tan\phi + W_4}{G \sin\alpha} = 2,3$$

en is dus ruim voldoende.

Hoewel de totale stabiliteit tegen afglijden voldoende is zal de bekleding lokaal toch willen afschuiven. Door formule [6.1] anders te schrijven is hiermee te bepalen bij welke waarde van σ_{wo} dit het geval is:

$$\sigma_{wo} = \frac{D \gamma_b (\tan\phi \cos\alpha - \sin\alpha)}{\tan\phi} = 3,5 \text{ kN/m}^2$$

Het deel van de bekleding dat lokaal instabiel is is nu te bepalen.



Figuur 7.4. Instabiel gebied, voorbeeld 4

Voor dit gedeelte is de netto wateroverdruk:

$$W_2 = \frac{1}{2} (3,5 + 3,7) \cdot 0,42 = 1,5 \text{ kN/m'}$$

Het gewicht van dit deel van de bekleding is:

$$G = 0,25 \cdot 22 \cdot 0,42 = 2,3 \text{ kN/m'}$$

In het grensvlak bekleding-ondergrond kan als wrijvingskracht gemobiliseerd worden:

$$F_{w1} = (G \cos \alpha - W_2) \tan \phi = 0,4 \text{ kN/m'}$$

De netto normaalkracht N die op dit deel van de bekleding werkt volgt uit het krachtenevenwicht evenwijdig aan het talud:

$$N = G \sin \alpha - F_{w1} = 0,01 \text{ kN/m'}$$

Deze kracht moet via druk of trek naar hoger c.q. lager gelegen delen van de bekleding worden overgebracht.

Terzijde wordt opgemerkt dat volgens [19] in asfaltbekledingen geen trek wordt toegelaten.

bladnummer : - 84 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Voorbeeld 5: gesloten bekleding op klei

Voor dit voorbeeld wordt ongeveer dezelfde situatie als bij voorbeeld 3 beschouwd dus:

$$\begin{aligned}\gamma_w &= 10 \text{ kN/m}^3 \\ \gamma_b &= 22 \text{ kN/m}^3 \\ \tan \phi_u &= 1,0 \\ c &= 1 \text{ kN/m}^2 \\ \phi &= 20^\circ \\ \alpha &= 33,7^\circ \quad (\tan \alpha = 2/3) \\ z_b &= 4 \text{ m} \\ d_b &= 0,5 \text{ m} \\ s &= 1,0 \text{ m} \\ D &= 0,2 \text{ m.}\end{aligned}$$

Met behulp van de formules [6.11] en [6.12] is te bepalen of de bekleding lokaal stabiel is. Voor het gedeelte onder de grondwaterstand moet gelden:

$$\frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \tan \alpha < \tan \phi_u$$

De waarde van de linkerterm is 1,2 zodat hieraan niet wordt voldaan. Dit gedeelte is dus instabiel.

Voor het gedeelte boven de grondwaterstand geldt:

$$\gamma_b D \sin \alpha \left(1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha}\right) = 0,7 < c.$$

Dit gedeelte is dus wel lokaal stabiel.

Hierna zal de stabiliteit van de bekleding als geheel gecontroleerd worden.

bladnummer : - 85 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

De krachten op de bekleding zijn:

- gewicht bekleding: $G = 39,7 \text{ kN/m'}$
- waterdruk tegen de teen: $W_4 = 7,2 \text{ kN/m'}$.
- wrijvingskracht: $F_{w11} = 14,4 \text{ kN/m'}$
 $F_{w12} = 3,8 \text{ kN/m'}$.

De eis voor totale stabiliteit is:

$$G \sin \alpha - W_4 < F_{w11} + F_{w12}$$

Aan deze eis wordt voldaan, zoals blijkt uit het invullen van de relevante waarden in deze formule.

Vervolgens wordt alleen het gedeelte onder de grondwaterstand beschouwd. Hiervoor is bij benadering:

- gewicht bekleding: $G = 31,7 \text{ kN/m'}$.
- waterdruk tegen de teen: $W_4 = 7,2 \text{ kN/m'}$
- wrijvingskracht $F_{w11} = 14,4 \text{ kN/m'}$.

De kracht op de teenconstructie is, als er geen trek in de bekleding wordt toegestaan:

$$F_T = G \sin \alpha - W_4 - F_{w11} < 0.$$

Het feit dat er, ondanks het feit dat voor het onderwatertalud de bekleding lokaal instabiel is, geen kracht op de teenconstructie werkt wordt veroorzaakt door de waterdruk tegen de teen.

De maximum drukkracht in de bekleding treedt op ter plaatse van de teen en bedraagt:

$$N = W_4 = 7,2 \text{ kN/m'}$$

bladnummer : - 86 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

8. CASE STUDY

Als case study zal de toepassing van Armorflex 180 bij de Eemverbetering in 1984 worden beschouwd.

De hier toegepaste blokkenmatten hadden afmetingen van 3 x 7 m² en werden geplaatst op Nicolon filterdoek type 66424 (polypropeen/-etheen). Dit lag op een laag ter plaatse gewonnen klei. De matten lagen ongeveer voor de helft boven en voor de helft onder de stilwaterlijn.

De eerste matten werden aangebracht op een helling 1 : 3. Dat bleek in deze situatie te steil: de aangebrachte blokkenmat ging over het geotextiel afschuiven. Een talud 1 : 4 kende dit probleem niet. Volgens waarnemers was het oppervlak van het geotextiel extra glad geworden door een "papje" van water en klei dat door de mazen van het filterdoek naar boven was gekomen.

Over de wrijvingscoëfficiënt tussen beton en geotextiel onder normale omstandigheden is al weinig bekend, onder deze omstandigheden nog minder.

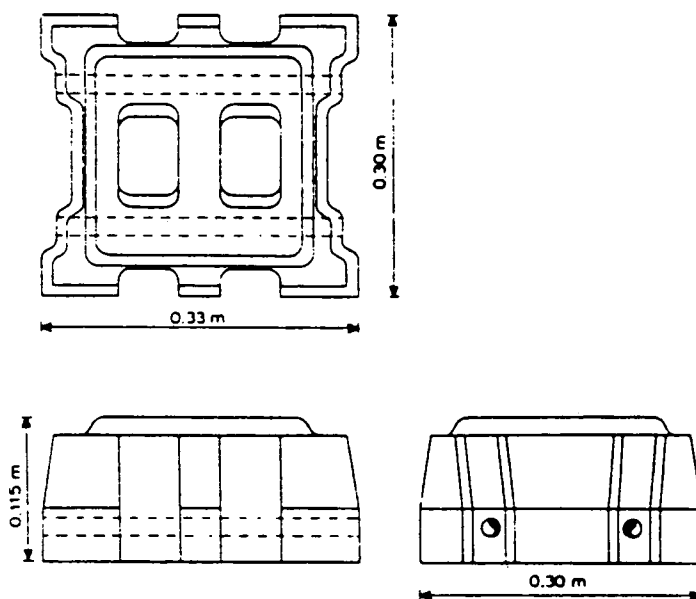
Het is niet uitgesloten dat de wrijvingscoëfficiënt gelijk is geworden aan die van de lokale klei. Een sterk gereduceerde maximale schuifspanning is ook mogelijk.

Hoewel uit de materiaaleigenschappen dus weinig bekend is van de wrijvingseigenschappen in het glijvlak kunnen uit de waargenomen stabiliteit bij 1 : 4 en instabiliteit bij 1 : 3 wel de grenzen worden bepaald waarbinnen deze eigenschappen moeten liggen.

Het gewicht van een Armorflex 180 bekleding is 180 kg/m². De afmetingen van een steen zijn in figuur 8.1 gegeven.

Voor deze stenen gelden de volgende waarden:

$$\begin{aligned}\gamma_b \cdot D &= 1,8 \text{ kN/m}^2 \\ (\gamma_b - \gamma_w) \cdot D &= 1,0 \text{ kN/m}^2 \\ (\gamma_b - \frac{1}{2} \gamma_w) \cdot D &= 1,4 \text{ kN/m}^2.\end{aligned}$$



Figuur 8.1. Afmetingen Armorflex 180

Er zijn 3 maatgevende situaties te onderscheiden:

- a. direct na aanbrengen; in dit geval moet worden gerekend met de c_u -waarde voor de wrijvingseigenschappen (hierin is c_u de schuifsterkte van de klei op de winlokatie)
- b. als de mat enige tijd ligt; de wateroverspanning heeft nu tijd gehad om weg te stromen, zodat nu met de Φ - en c -waarde moet worden gerekend voor de wrijvingseigenschappen
- c. passage van een schip; hiervoor gelden de formules van 5.3.3.

Bekend is dat bij een talud 1 : 3 de mat is afgegleden, dus dat in minstens 1 van de voorgaande situaties de mat instabiel was.

Verder is bekend dat bij een talud 1 : 4 de mat niet is afgegleden zodat in alle 3 de voorgaande situaties de mat stabiel is.

Voor de situaties a en b zijn geen explicietie formules afgeleid. De eisen voor totale stabiliteit zijn echter eenvoudig uit een eenvoudige evenwichtsbeschouwing af te leiden.

bladnummer : - 88 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

ad a

Het totale effectieve gewicht van de bekleding is:

$$G = 3,5 (\gamma_b - \gamma_w) \cdot D + 3,5 \gamma_b D = 9,8 \text{ kN/m'}$$

Voor de wrijvingseigenschappen moet met de ongedraineerde schuifsterkte c_u worden gerekend. De opneembare wrijvingskracht is:

$$F_w = 7 \cdot c_u$$

De mat is op een talud 1 : 3 instabiel als geldt:

$$F_w < G \sin \alpha \rightarrow c_u < 0,44 \text{ kN/m}^2$$

De mat is op een talud 1 : 4 stabiel als geldt:

$$F_w > G \sin \alpha \rightarrow c_u > 0,34 \text{ kN/m}^2$$

ad b

Van het onderwatergedeelte van de bekleding is de opneembare wrijvingskracht:

$$F_{w1} = 3,5 (\sigma_{v1}' \tan \phi_1 + c_1)$$

Hierin is:

$$\sigma_{v1}' = (\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha$$

Van het bovenwatergedeelte van de bekleding is de opneembare wrijvingskracht:

$$F_{w2} = 3,5 (\sigma_{v2}' \tan \phi_2 + c_2)$$

bladnummer : - 89 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Hierin is:

$$\sigma_{v2}' = \gamma_b D \cos\alpha.$$

De waarden van c_1 en c_2 zijn bij het aanwezige lage spanningsniveau verwaarloosbaar. De waarden ϕ_1 en ϕ_2 gelden bij de aanwezige spanningsniveaus en zullen in het algemeen niet gelijk zijn. In het onderhavige geval is de variatie in de spanningsniveaus niet zo groot dat het voor de berekende opneembare schuifspanning veel verschil maakt welke waarden worden gekozen.

Er zal verder van de gemiddelde waarden worden uitgegaan.

De opneembare wrijvingskracht is per m' breedte:

$$F_w = 9,8 \cos\alpha \tan\phi_u.$$

De mat is op een talud 1 : 3 instabiel als geldt:

$$F_w < G \sin\alpha \rightarrow$$

$$9,3 \tan\phi < 3,1 \rightarrow \phi_u < 18,4^\circ.$$

De mat is op een talud 1 : 4 stabiel als geldt:

$$F_w > G \sin\alpha \rightarrow$$

$$9,5 \tan\phi > 2,4 \rightarrow \phi_u > 14^\circ.$$

ad c

Voor deze situatie is de stabiliteit te bepalen met behulp van de theorie van in 5.3.3. Hoewel bij de afleiding van de formules in deze paragraaf impliciet is aangenomen dat de bekleding massief is, zijn de resultaten ook bruikbaar voor de situatie van een bekleding met openingen.

bladnummer : - 90 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

De resulterende langs het talud naar beneden gerichte krachten zijn nu te bepalen (zie formules [5.58] tot en met [5.61]).

In deze situatie geldt:

$$\frac{s}{\sin\alpha} = \frac{z_b}{\sin\alpha} = 3,5 \text{ m.}$$

De totale langs het talud naar beneden gerichte kracht is:

$$\begin{aligned} F_T &= F_I + F_{II} + F_{III} + F_{IV} \\ &= 9,8 \sin\alpha + 0,048 \cos\alpha - d_b + \\ &+ \tan\phi_u \left(-0,7 \cos\alpha \frac{d_b}{\tan\alpha} - 0,161 \frac{\cos\alpha}{\tan\alpha} \right) + \\ &+ \tan\phi \left(0,207 \frac{\cos\alpha}{\tan\alpha} - 6,3 \cos\alpha \right) + c \left(\frac{0,115}{\tan\alpha} - 3,5 \right). \end{aligned}$$

Boven de grondwaterstand wordt de schuifsterkte van klei tevens beïnvloed door de mate van verzadiging van de klei. Een slechte verzadiging van overgeconsolideerde klei leidt tot een vermindering van de wateron-
derspanning en dus tot een hogere schuifsterkte. Daarentegen kan door capillaire werking een grote wateron-
derspanning ontstaan waardoor juist een toename van de schuifsterkte optreedt.

Als aangenomen wordt dat de schuifsterkte hier gelijk is aan die van het onderwatertalud geldt er:

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_u \\ c &= 0. \end{aligned}$$

Invullen hiervan in de uitdrukking voor F_T geeft:

$$\begin{aligned} F_T &= 9,8 \sin\alpha - 0,048 \cos\alpha - d_b + \\ &+ \tan\phi \left(-7 \cos\alpha + 0,046 \frac{\cos\alpha}{\tan\alpha} + \frac{d_b}{\tan\alpha} \right). \end{aligned}$$

bladnummer : - 91 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

Voor de waterspiegeldaling wordt arbitrair $d_b = 0,5$ m aangenomen. De mat is op een talud 1 : 3 instabiel als F_T groter dan nul is. Dit geeft als eis:

$$5,01 \tan \phi_u < 2,55 \rightarrow \phi_u < 27^\circ.$$

De mat is op een talud 1 : 4 instabiel als F_T kleiner dan nul is. Dit geeft als eis:

$$4,61 \tan \phi_u > 1,82 \rightarrow \phi_u > 21,5^\circ.$$

Samenvattend geldt dus:

- de mat is op een talud 1 : 3 instabiel als geldt:

$$c_u < 0,44 \text{ kN/m}^2$$

of

$$\phi_u < 18,4^\circ$$

of

$$\phi_u < 27^\circ.$$

- de mat is op een talud 1 : 4 stabiel als geldt:

$$c_u > 0,34 \text{ kN/m}^2$$

en

$$\phi_u > 14^\circ$$

en

$$\phi_u > 21,5^\circ.$$

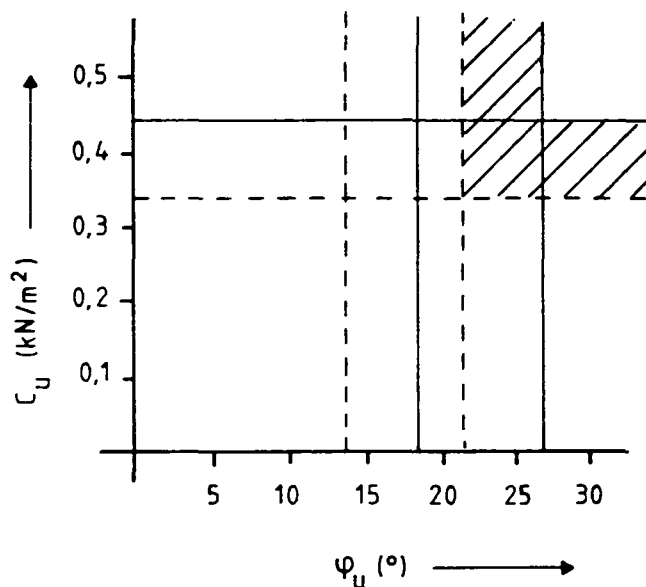
In figuur 8.2 zijn deze grenzen uitgezet en is tevens gearceerd aangegeven voor welke combinaties van ϕ en c aan het voorgaande wordt voldaan.

Van een in de buurt gestoken kleimonster op ongeveer 5,5 m onder maai-veld zijn in een celproef de volgende waarden bepaald:

$$\phi' = 19^\circ$$

$$c' = 2 \text{ kN/m}^2.$$

Deze waarden zijn echter bepaald bij normaalspanningen die beduidend hoger zijn dan de aanwezige normaalspanningen direct onder de bekleding. Ze overschatten derhalve de werkelijk opneembare wrijvingskracht.



Figuur 8.2. Grenzen wrijvingseigenschappen

De gevonden waarden van c_u zijn te laag voor hetgeen voor de oorspronkelijke schuifsterkte van de klei mag worden verwacht. De gevonden grenzen voor ϕ_u zijn ook meer dan hetgeen voor de verkneede klei (het "papje") gebruikelijk is.

Zoals al vermeld is er van de wrijvingseigenschappen tussen beton en geotextiel nog weinig bekend. Er kan niet worden aangegeven of de in figuur 8.2 aangegeven waarden voor deze situatie normaal zijn of dat het waargenomen "papje" gedeeltelijk als een smeermiddel heeft gewerkt.

9. SAMENVATTING

In dit verslag is voor een groot aantal gevallen zowel de lokale als de totale stabiliteit van een bekleding tegen afschuiven bepaald. In een aantal gevallen is er sprake van een benadering van de stabiliteit omdat de grootte van de waterdruk onder de bekleding niet exact bekend is.

Voor een aantal andere situaties is de grootte van de waterdruk onder de bekleding nog niet op een eenvoudige en betrouwbare manier te bepalen of te schatten. Hiervoor zijn dan ook geen stabiliteitscriteria aanwezig. Deze situaties zijn globaal:

- steenzettingen op een filterlaag met een open teenconstructie
- steenzettingen op zand
- bekledingen op klei, belast door een langdurig aanwezig stijghoogteverschil.

De laatste situatie is min of meer identiek aan die van een bekleding op zand te beschouwen, zij het dat hier de cohesie een gunstige invloed op de stabiliteit heeft.

Verder valt nog op te merken dat in de formules voor de stabiliteit gewerkt wordt met de hoek van inwendige wrijving (Φ) en de cohesie (c) voor de wrijvingseigenschappen tussen bekleding en ondergrond. Dit is in overeenstemming met de gangbare notatie in de literatuur maar strikt genomen niet correct. Beter is het om voor de wrijvingseigenschappen tussen bekleding en ondergrond te werken met de wrijvingshoek (δ) en de adhesie (a).

10. RESUME FORMULES

De belangrijkste formules uit dit rapport zullen hier worden vermeld.

- bekleding uit stortsteen

* formule van Hudson

$$\frac{H_s}{\Delta D_{n50}} = (K_o \cdot \cot \alpha)^{1/3} \quad [4.4]$$

$$* \frac{H_s}{\Delta D_{n50}} = \frac{\rho \cdot \cos \alpha}{\sqrt{\xi_z}} \quad (\text{zie figuur 4.1}).$$

- steenetting op zand of filter, lokale stabiliteit

$$* D \geq \frac{\gamma_w \cdot \Delta \phi_{\max} \tan \phi - c}{\gamma_b (\cos \alpha \tan \phi - \sin \alpha) - \gamma_w \cos \alpha \tan \phi} \quad [5.5]$$

De waarde van $\Delta \phi_{\max}$ hangt af van de geometrie en het type golf, zie hiervoor hoofdstuk 3.

- steenetting op zand, totale stabiliteit

* geen formules beschikbaar.

- steenetting op filter, totale stabiliteit

* teruggetrokken golf: zie paragraaf 5.2.3.

* brekende golf: zie paragraaf 5.2.4.

- steenzetting op klei, lokale stabiliteit, teruggetrokken golf en brekende golf

* tussen teen en maximum run-down

$$\tan \alpha < \tan \phi_u \quad [5.55], [5.72]$$

* tussen maximum run-down en de grondwaterstand

$$\frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \tan \alpha < \tan \phi_u \quad [5.56], [5.74]$$

* boven de grondwaterstand

$$\gamma_b D \sin \alpha \left(1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha}\right) \leq c \quad [5.54], [5.71]$$

- steenzetting op klei, totale stabiliteit als $\tan \alpha < \tan \phi_u$ en $\alpha < \phi$

* teruggetrokken golf

$$\frac{z_b}{d_b} > \frac{\gamma_w}{(\gamma_b - \gamma_w) \left(\frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha} - 1\right)} \quad [5.63]$$

* brekende golf

$$\frac{z_b}{d_b - h_b} > \frac{\gamma_w}{(\gamma_b - \gamma_w) \left(\frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha} - 1\right)} \quad [5.81]$$

- dichte bekleding op zand of filter, lokale stabiliteit

* algemeen

$$D \geq \frac{\gamma_w \Delta \phi_{\max} \tan \phi}{\gamma_b (\cos \alpha \tan \phi - \sin \alpha) - \gamma_w \cos \alpha \tan \phi} \quad [6.2]$$

* indien in de bekleding open poriën aanwezig zijn die in verbinding staan met de buitenwaterstand

$$D \geq \frac{\gamma_w \Delta \phi_{\max} \tan \phi}{(\gamma_b - \gamma_w) (\cos \alpha \tan \phi - \sin \alpha)} \quad [6.3]$$

* teruggetrokken golf (gebruik van formule [3.51])

$$D \geq \frac{1}{2 \cos \alpha} \left(-z_b + \sqrt{z_b^2 + \frac{4 \gamma_w d_b (z_b - d_b)}{\gamma_b - \gamma_w - \gamma_b \frac{\tan \alpha}{\tan \phi}}} \right) \quad [6.6]$$

- dichte bekleding op zand of filter, totale stabiliteit

$$\frac{(G \cos \alpha - P_w) \tan \phi + F_A + F_T}{G \sin \alpha} > 1 \quad [6.7]$$

- dichte bekleding op klei, lokale stabiliteit

* onder de grondwaterstand

$$\frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \tan \alpha < \tan \phi_u \quad [6.11]$$

* boven de grondwaterstand

$$\gamma_b D \sin \alpha \left(1 - \frac{\tan \phi}{\tan \alpha} \right) < c \quad [6.12]$$

- dichte bekleding op klei, totale stabiliteit

* teruggetrokken golf

$$D > \frac{2}{\gamma_w \cos \alpha} (\gamma_b - \gamma_w) z_b \left(1 - \frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha}\right) + \frac{2 d_b}{\cos \alpha} \quad [6.21]$$

* brekende golf

$$D > \frac{2}{\gamma_w \cos \alpha} (\gamma_b - \gamma_w) z_b \left(1 - \frac{\tan \phi_u}{\tan \alpha}\right) + \frac{2 (d_b - h_b)}{\cos \alpha} \quad [6.23]$$

REFERENTIES

- [1] Agema, J.F.
Waterkeringen; collegedictaat Technische Universiteit Delft;
Delft 1980.

- [2] Bezuijen, A.
Belasting- en sterktemodellen inclusief overgangsconstructies;
PATO cursus oever- en dijkbekledingen, deel OD 5; Delft 1986.

- [3] Bezuijen, A., Den Boer, K.
Taludbekleding van gezette steen, samenvattend verslag;
M 1795/M 1881 deel XV Waterloopkundig Laboratorium, CO-272500/7
Grondmechanica Delft; Delft 1984.

- [4] Bezuijen, A., De Groot, M.Th.
Inventarisatie interne schademechanismen bij oeverbeschermingen
en bekledingen van zeedijken; CO-416409/1; Delft 1984.

- [5] Bröszkamp, K.H. et al
Seedeichbau, Theorie und Praxis;
Hamburg 1976.

- [6] Burger, A.M.
Ontwerpmethodiek voor zetsteen dijkbekledingen; PATO cursus
oever- en dijkbekledingen, deel OD 6; Delft 1986.

- [7] Giroud, J.P., Ah-Line, C.
Design of earth and concrete covers for geomembranes;
International Conference on Geomembranes; Denver 1984.

- [8] De Groot, M.B.
Betonblokkenmatten; PATO cursus oever- en dijkbekledingen, deel
OD 18; Delft 1986.

- [9] Hoogeveen, R.
Notitie over de afschuiving van de toplaag door een golfaanval;
concept-rapport CO-416641/17, Grondmechanica Delft; Delft 1986.
- [10] Kniesz, H.G.
Kriterien und Ansätze für die technische und wirtschaftliche
Bemessung von Auskleidungen in Binnenschiffahrtskanälen;
Mitteilungsblatt der Bundesanstalt für Wasserbau; Karlsruhe
1983.
- [11] Kniesz, H.G.; Meyer, H.
Naturmessungen an Uferdeckwerken aus Beton-Verbundstein;
Zeitschrift für Binnenschifffahrt und Wasserstrassen, 8/83.
- [12] Nederlandse Vereniging Kust- en oeverwerken.
Oever- en bodembeschermingen; hoofdstuk 9 uit Handleiding
geotextielen en geomembranen in de civiele techniek.
- [13] Massie, W.W., et al
Coastal Engineering, volume III: Breakwater design; college-
dictaat Technische Universiteit Delft; Delft 1979.
- [14] Mühring, W.
Uferauskleidungen beim Ausbau von künstlichen Wasserstrassen am
Beispiel des Mittellandskanals;
- [15] Pilarczyk, K.W.
Zetwerk van natuursteen en betonelementen; PATO cursus oever- en
dijkbekledingen, deel OD 7; Delft 1986.
- [16] Pilarczyk, K.W.
Bekleding uit los-korrelige materialen; PATO cursus oever- en
dijkbekledingen, deel OD 12; Delft 1986.

bladnummer : - 100 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

- [17] Schulz, H.
Anwendung von Geotextilien auf Böschungen; 1. Nationales
Symposium Geotextilien im Erd- und Grundbau; Mainz 1984.

- [18] Schulz, H.
Use of geotextiles in hydraulic constructions in the design of
revetments; Third international congress on Geotextiles; Wenen
1986.

- [19] Technische Adviescommissie voor de Waterkeringen.
Leidraad voor de toepassing van asfalt in de waterbouw;
's-Gravenhage 1984.

- [20] Termaat, R.
Grondmechanische stabiliteit van het binnenbeloop van de
Oesterdam ten gevolge van overstromend water; COW notitie 85-11.

- [21] Technische Universiteit Delft.
Rivierwaterbouwkunde; collegedictaat Technische Universiteit
Delft; Delft 1979.

- [22] Van der Veer, P.
Grondwaterbeweging onder oeverconstructies; in: Kust- en oever-
werken in praktijk en theorie; Rotterdam 1979.

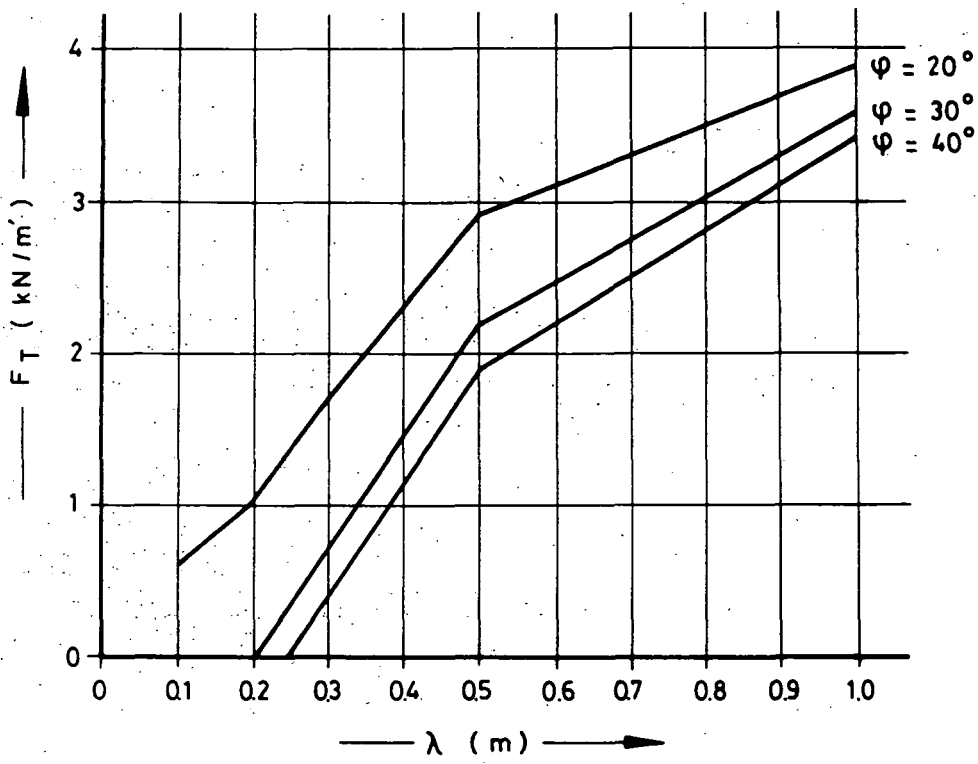
- [23] Veldhuijzen van Zanten, R.
Kunststoffilters in kust- en oeverwerken; Rotterdam 1983.

- [24] Veltman, M.
Standaardconstructies; in: Kust- en oeverwerken in praktijk en
theorie; Rotterdam 1979.


- [25] Zitscher, F.F.
Empfehlungen für die Ausführung von Asfaltarbeiten im Wasserbau;
Die Bautechnik 2/1978.

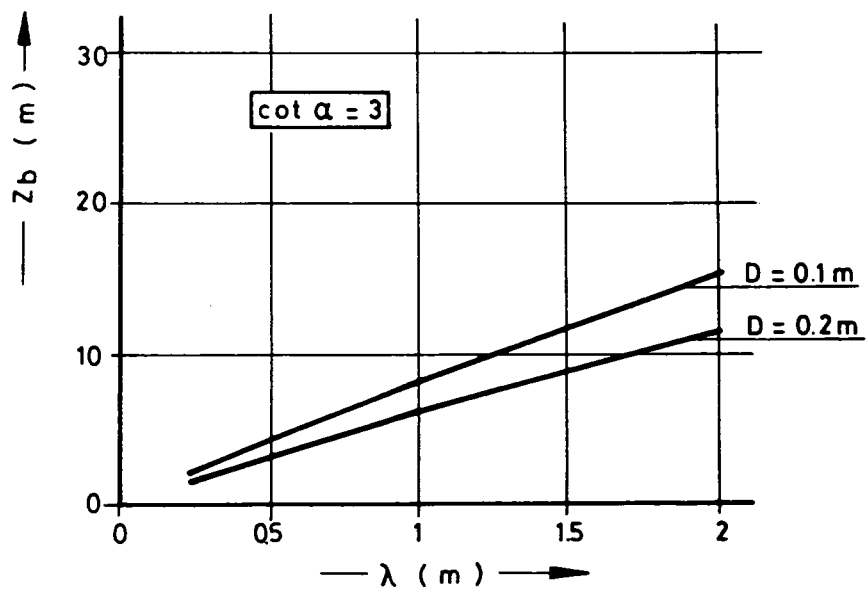
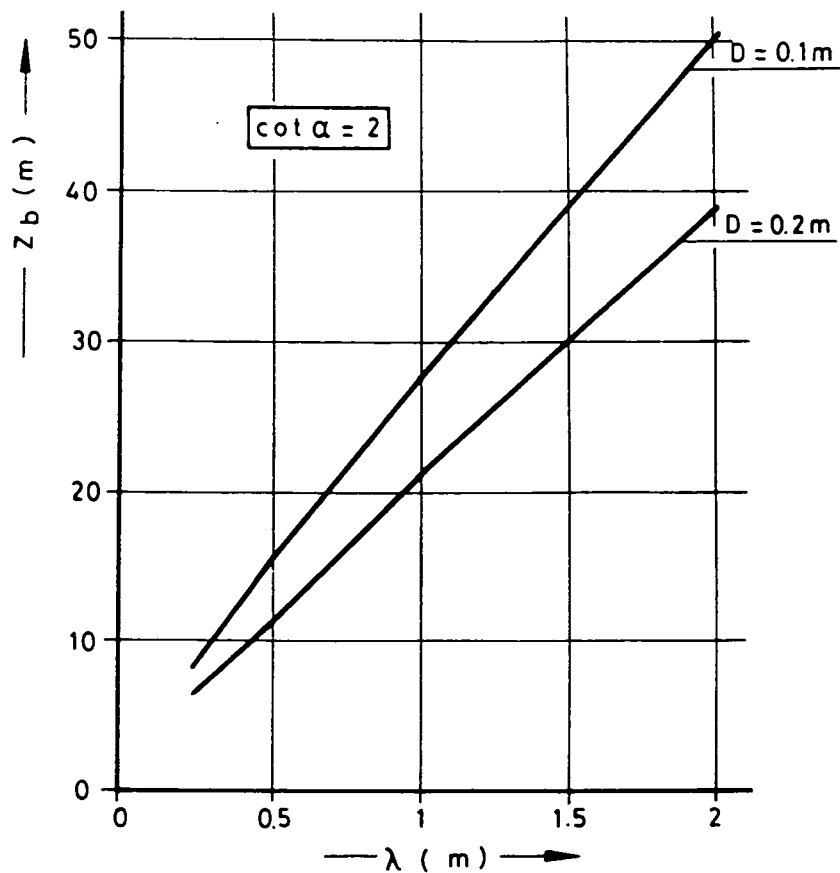
bladnummer : - 101 -
ons kenmerk: CO-286001/2
datum : januari 1988

- [26] Hoogeveen, R., De Groot, M.B.
De grondmechanische stabiliteit van steenzetting-constructies;
Grondmechanica Delft-rapport CO-286010/4, april 1987.
- [27] Taludbekleding van gezette steen; Waterbeweging en golfbelasting
op een talud; parametrisch drukkenmodel; WL, M 1795/M 1881 deel
XVII, 1988.



$s = 1,05 \text{ m}$ $D = 0,15 \text{ m}$
 $d_b = 1,15 \text{ m}$ $\Delta = 1,4$
 $z_b = 1,35 \text{ m}$ $\cot \alpha = 4$

 GRONDMECHANICA DELFT	Postbus 69, 2600 AB Delft Telefoon (015) 56 92 23	Telefax (015) 61 08 21 Telex 38234 soil nl	d.d.	get.
			1987-12-01	
STEENZETTING OP FILTER KRACHT OP TEENCONSTRUCTIE			CO-286001	gez
			BIJL. 1	form A4



$d_b = 1\text{ m}$
 $\Delta = 1,4$
 $\varphi = 30^\circ$



GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft
Telefoon (015) 56 92 23

Telefax (015) 61 08 21
Telex 38234 soil nl

d.d.

1987-12-01

get.

STEENZETTING OP FILTER

CO-286001

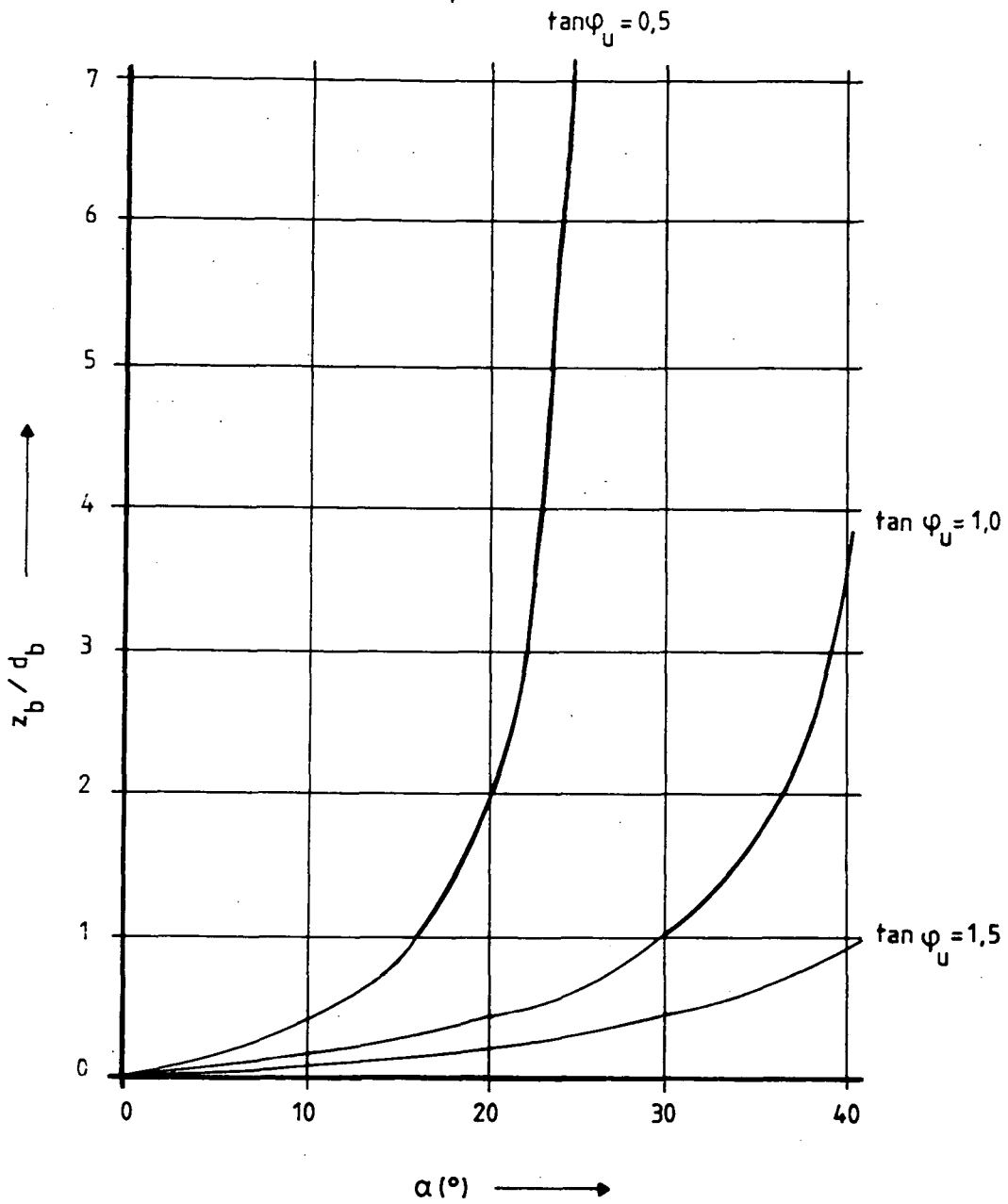
gez.

BENODIGDE LENGTE ONDERWATER TALUD



BUL. 2

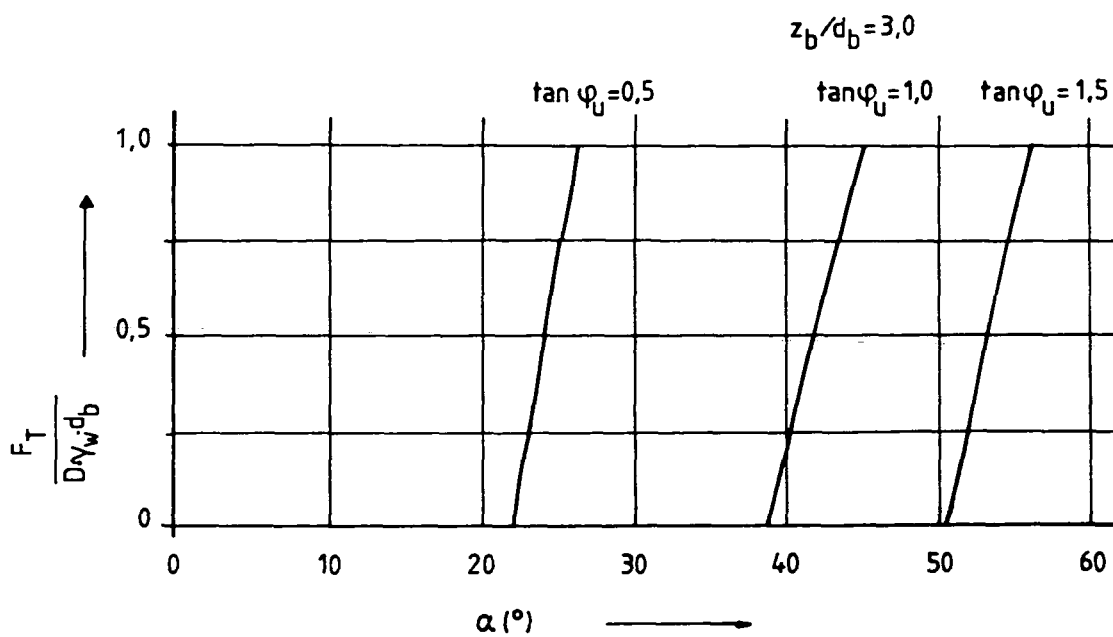
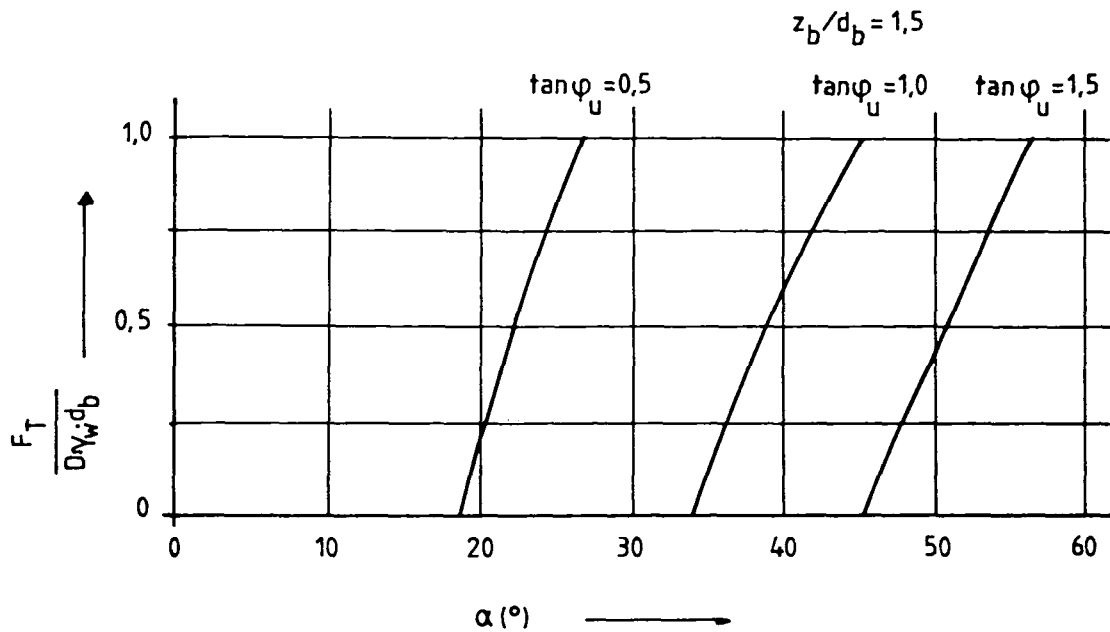
form

A4



$\gamma_b = 24 \text{ kN/m}^3$

 GRONDMECHANICA DELFT	Postbus 69, 2600 AB Delft Telefoon (015) 56 92 23	Telefax (015) 61 08 21 Telex 38234 soil nl	d.d. 1987-12-01	get. 	
	STEENZETTING OP KLEI BENODIGDE LENGTE ONDERWATER TALUD			CO-286001	gez.
				BUL. 3	form. A4



$$\gamma_b = 24 \text{ kN/m}^3$$



GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft
Telefoon (015) 56 92 23

Telefax (015) 61 08 21
Telex 38234 soil nl

d.d.
1987-12-01

get.



STEENZETTING OP KLEI

CO-286001

gez.

KRACHT OP TEENCONSTRUCTIE

BUL. 4

form.

A4

"De grondmechanische stabiliteit van steenzetting-constructies"

CO-286010/4
april 1987
Hgn/Loo/ed

Opgesteld in opdracht van:
Dienst Weg- en Waterbouwkunde
DELFT

Projectleiders: ir. R. Hoogeveen en ir. M.B. de Groot
Projectbegeleider: ir. A. Bezuijen
AFDELING WATERBOUWKUNDIGE CONSTRUCTIES
Afdelingshoofd: ir. P. Lubking

INHOUD

	LIJST VAN SYMBOLEN	<u>Blz</u>
1.	INLEIDING	1
1.1	Probleemstelling	1
1.2	Opzet van de studie	2
2.	UITGANGSPUNTEN	6
2.1	Inleiding	6
2.2	Schematisering van de belasting	8
2.3	Mechanische schematisering van de toplaag	12
2.4	Doorlatendheid bekleding en schematisering ondergrond	15
2.4.1	Invloed grondwater	
2.4.2.	Leklengte λ	
2.4.3	Betekenis elastische berging	
2.4.4	Grootte ongedraineerde cohesie C_u	
2.4.5	Invloed traagheid	
2.4.6	Ondergrond karakteristieken gehanteerd bij de voorbeelden	
3.	AFLEIDING BASISVERGELIJKINGEN	21
3.1	De teruggetrokken golf	21
3.1.1	Inleiding	21
3.1.2	De teruggetrokken golf bij een ϕ -materiaal	23
3.1.3	De teruggetrokken golf bij een C_u -materiaal	29
3.2	De Golfklap	31
3.2.1	Inleiding	31
3.2.2	De golfklap voor een ϕ -materiaal	33
3.2.3	De golfklap voor een C_u -materiaal	41

4.	BEPALING VAN DE STABILITEIT	46
4.1	Inleiding	46
4.2	De teruggetrokken golf bij een ϕ -materiaal	47
4.2.1	Kleine leklengte λ en schuifspanningsoverdracht	47
4.2.2	Kleine leklengte en geen schuifspanningsoverdracht	50
4.2.3	Analyse teruggetrokken golf bij ϕ -materiaal en kleine leklengte	51
4.2.4	Grote leklengte en schuifspanningsoverdracht	54
4.2.5	Grote leklengte en geen schuifspanningsoverdracht	54
4.2.6	Analyse teruggetrokken golf bij ϕ -materiaal en grote leklengte	55
4.3	De teruggetrokken golf bij een C_u -materiaal	58
4.3.1	Schuifspanningsoverdracht	58
4.3.2	Geen schuifspanningsoverdracht	58
4.3.3	Analyse teruggetrokken golf bij C_u -materiaal	59
4.4	De golfklap bij een ϕ -materiaal	63
4.4.1	Grote leklengte en geen schuifspanningsoverdracht	63
4.4.2	Grote leklengte en schuifspanningsoverdracht	65
4.4.3	Kleine leklengte en geen schuifspanningsoverdracht	66
4.4.4	Kleine leklengte en schuifspanningsoverdracht	67
4.4.5	Analyse golfklap bij een ϕ -materiaal	68
4.5	De golfklap bij een C_u -materiaal	72
4.5.1	Inleiding	72
4.5.2	Geen schuifspanningsoverdracht	73
4.5.3	Schuifspanningsoverdracht	74
4.5.4	Analyse golfklap bij C_u -materiaal	77

ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

5.	SAMENVATTING EN CONCLUSIES	80
5.1	De waarde van de resultaten van dit rapport	80
5.2.	De schematiseringen	81
5.3	Conclusies over invloed van verschillende factoren	85
5.4	Conclusies over gevaarlijke situaties	87
5.5	Resterende onzekerheden	88
	LITERATUUR	89
	BIJLAGEN	
	APPENDIX A	
	Grootte van ongedraineerde cohesie	
	APPENDIX B	
B.1	IJking van de golfklap op een ϕ -materiaal	B.1
B.2	Stromingsbeeld bij een golfklap op een horizontale bodem	B.6
B.3	IJking van de golfklap voor een C_u -materiaal	B.9

ons kenmerk: CO-286010/4

datum : 1987-05-27

APPENDIX C

C.1	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_s$	C.1
C.1.1	Horizontale stroming	C.1
C.1.2	Stroming evenwijdig aan het talud	C.4
C.1.3	Exponentieel verloop van de waterspanning	C.6
C.2	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_o$	C.10
C.3	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - \tau_s$	C.12
C.4	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - \tau_o$	C.14
C.5	Teruggetrokken golf - C_u -materiaal - τ_s	C.15
C.6	Teruggetrokken golf - C_u -materiaal - τ_o	C.18
C.9	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - \tau_o$	C.20
C.10	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - \tau_s$	C.22
C.11	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_o$	C.24
C.12	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_s$	C.26
C.13	Golfklap - C_u -materiaal - τ_o	C.28
C.13.1	Inleiding	C.28
C.13.2	Geen schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken	C.28
C.13.3	Schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken	C.30
C.14	Golfklap - C_u -materiaal - τ_s	C.32

APPENDIX D

Bijdrage van wrijving en klemming tussen de blokken

D.1	Inleiding	D.1
D.2	Toplagen zonder wrijving tussen blokken	D.3
D.3	Flexibele toplagen met wrijving tussen de blokken	D.3
D.4	Stijve zetting	D.5
D.5	Bijdrage buigsterkte stijve zetting aan stabiliteit	D.6
D.6	Conclusies	D.9

APPENDIX E

Berekening golfklapbelasting met cirkelvormige glijvlakken

APPENDIX F

Golfklap benadering met glijvlak evenwijdig aan het talud

F.1	Algemeen	F.1
F.2	Strokenbelasting	F.1
F.3	Belasting bij talud en eventuele wateroverspanning	F.2
F.4	Gecombineerde belasting bij ϕ -materiaal en $\lambda = 0$	F.3
F.5	Gecombineerde belasting bij ϕ -materiaal en $\lambda = \infty$	F.6
F.6	Gecombineerde belasting bij C_u -materiaal	F.7
F.7	Conclusies	F.8

ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

APPENDIX G

Invloed elastische berging

G.1	Symbolen	G.1
G.2	Probleemstelling	G.2
G.3	Karakteristieke grootheden	G.4
G.4	Beschouwde extreme situaties	G.5
G.5	Yamamoto, Sellmeijer, Koning en van Hijum	G.6
G.6	Verruijt	G.8
G.7	Resultaten	G.11
G.8	Conclusies	G.14
G.9	Voorbeelden	G.17

ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

LIJST VAN SYMBOLEN

A_1	factor afhankelijk van s , α , γ_t , γ_w , ϕ	[m]
A_3	factor afhankelijk van b , α , γ_g , γ_t , γ_w , ϕ	[m]
b	breedte van de golfklap	[m]
B	factor afhankelijk van α en R_d	[m ⁻¹]
C	cohesie	[kN/m ²]
C_u	ongedraineerde cohesie	[kN/m ²]
$\overline{C_u}$	gemiddelde ongedraineerde cohesie	[kN/m ²]
C_o	C_u -waarde op het talud; $z = 0$	[kN/m ²]
C_1	factor (ca. 0,6) (bij ϕ -materiaal)	[-]
C_2	factor (ca. 0,2) (bij ϕ -materiaal)	[-]
C_1	factor afhankelijk van β (bij C_u -materiaal)	[-]
C_2	factor afhankelijk van α en β (bij C_u -materiaal)	[-]
d_t	dikte van de top laag	[m]
f	factor	[-]
F	factor afhankelijk van $\frac{\rho \cdot b}{C_o}$	[-]
F_1	factor	[kN/m ²]
F_2	factor	[kN/m ²]
G	gewicht van de grond	[kN/m]
G_l	gewicht van de linker driehoek	[kN/m]
G_r	gewicht van de rechter driehoek	[kN/m]
h	afstand van de golfklap onder S.W.L.	[m]
H_o	hoogte van de inkomende golf op diep water	[m]
i	verhang	[-]
i_y	verhang in de richting evenwijdig aan het talud	[-]
i_z	verhang in de richting loodrecht op het talud	[-]

n	poriëngetal	[-]
N_c	factor afhankelijk van ϕ	[-]
N_q	factor afhankelijk van ϕ	[-]
N_γ	factor afhankelijk van ϕ	[-]
N_1	normaalkracht op een driehoekzijde	[kN/m]
N_2	normaalkracht op een driehoekzijde	[kN/m]
N_3	normaalkracht op een driehoekzijde	[kN/m]
N_{1l}	normaalkracht op de linker driehoek	[kN/m]
N_{1r}	normaalkracht op de rechter driehoek	[kN/m]
p	waterdruk	[kN/m ²]
$p_y(z)$	= $\frac{dp}{dy}$ dy voor het kritieke mootje grond (fig. 3.1)	[kN/m ²]
$p_z(z)$	= $p(z)$ voor het kritieke mootje grond (fig.3.1)	[kN/m ²]
$\overline{p_y(z)}$	gemiddelde van $p_y(z)$	[kN/m ²]
$\overline{p_z(z)}$	gemiddelde van $p_z(z)$	[kN/m ²]
$\overline{p_r}$	gemiddelde waterdruk op de rechter driehoek	[kN/m ²]
$\overline{p_l}$	gemiddelde waterdruk op de linker driehoek	[kN/m ²]
q	factor afhankelijk van de taludhelling (par. 2.2)	[-]
q	belasting door de toplaag	[kN/m ²]
q_y	belastingscomponent evenwijdig aan het talud	[kN/m ²]
q_z	belastingscomponent loodrecht op het talud	[kN/m ²]
R_d	waterspiegeldaling	[m]
s	golfklap	[kN/m ²]
s'	gecorrigeerde golfklap	[kN/m ²]
s_{bh}	maximale golfklap volgens Brinch Hanssen	[kN/m ²]
s_{db}	maximale golfklap volgens Davis en Booker	[kN/m ²]

ons kenmerk: CO-286010/4

datum : 1987-05-27

S.W.L.	stilwaterlijn	
t	tijd	[s]
T ₁	schuifkracht langs een driehoekszijde	[kN/m]
T ₂	schuifkracht langs een driehoekszijde	[kN/m]
T ₃	schuifkracht langs een driehoekszijde	[kN/m]
y	coördinaat evenwijdig aan het talud	[m]
z	coördinaat loodrecht op het talud	[m]
α	taludhelling	[°]
β	afschuifhoek	[°]
γ _b	volume gewicht van de taludbekleding	[kN/m ³]
γ _f	volume gewicht van het filtermateriaal	[kN/m ³]
γ _g	volume gewicht van de grond	[kN/m ³]
γ' _g	onderwater volumegewicht van de grond	[kN/m ³]
γ _t	volume gewicht van de toplaag	[kN/m ³]
γ' _t	onderwater volumegewicht van de toplaag	[kN/m ³]
γ _w	volume gewicht van water	[kN/m ³]
λ	leklengte	[m]
ξ ₀	golfparameter op diep water $\text{tg}\alpha/\sqrt{H_0}/L_0$	[-]
ρ	toename van C _u loodrecht op het talud	[kN/m ²]
σ'	korrelspanning	[kN/m ²]
σ' _{zz}	korrel-normaalspanning op een vlak evenwijdig aan het talud	[kN/m ²]
τ	schuifspanning	[kN/m ²]
τ _{yz}	schuifspanning langs een vlak evenwijdig aan het talud	[kN/m ²]
$\overline{\tau}_{yz}$	maximaal toelaatbare schuifspanning langs een vlak evenwijdig aan het talud	[kN/m ²]
φ	hoek van inwendige wrijving	[°]

1. INLEIDING

1.1 PROBLEEMSTELLING

In Nederland hebben we veel te maken met oeverbeschermingen en kustverdedigingen. Veel ervaringsregels zijn bekend voor dergelijke constructies, doch een gedegen inzicht in de feitelijke mechanische sterkte ontbreekt veelal. Het hier beschouwde probleem is de grondmechanische stabiliteit van de bekleding met de direct daaronder gelegen ondergrond onder invloed van golfbelasting. Daarbij gaat het om de vraag of er glijvlakken kunnen ontstaan in de grond vlak onder de toplaag. Een extreem geval van zo'n glijvlak is het grensvlak tussen toplaag en ondergrond. Dat grensvlak zal af en toe, als bijzonder geval, ter sprake komen. Meer aandacht wordt daaraan besteed in het rapport CO-286001/2 "Afschuiven van taludbekledingen".

Een taludbekleding van gezette steen wordt in Nederland zelden steiler gebouwd dan 1:3 à 1:4 . Wanneer deze constructie wordt gebruikt als kustverdediging is nagenoeg altijd een degelijke teenconstructie aanwezig. In hoeverre dit noodzakelijk is en in welke mate dit bijdraagt aan de sterkte is onbekend. Bij oeverbeschermingen is soms geen teenconstructie aanwezig wanneer verankerde blokkenmatten worden toegepast. In hoeverre de verankering bijdraagt tot de grondmechanische sterkte en noodzakelijk is voor de stabiliteit van de constructie, is onbekend.

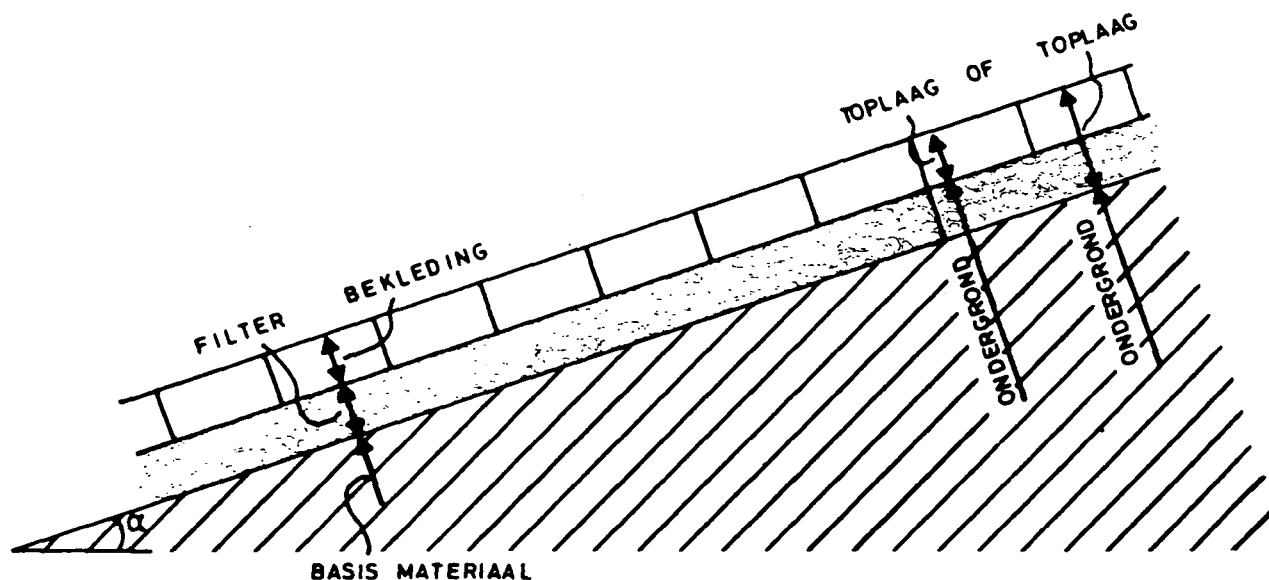
Op voorstel van de Dienst Weg- en Waterbouwkunde (D.W.W.) van Rijks-
waterstaat (R.W.S.) heeft Grondmechanica Delft een aantal eenvoudige
berekeningen uitgevoerd met het doel om, in elk geval kwalitatief,
inzicht te verkrijgen in de invloed op de stabiliteit van
steenzetting-constructies van de volgende factoren:

- het gewicht van de bekleding;
- de talud-helling;
- de aanwezigheid van een teenconstructie of verankering;
- de relatieve doorlatendheid van de bekleding;
- elastische berging in de ondergrond in relatie tot de
tijdsduur van de belasting.

1.2 OPZET VAN DE STUDIE

De gangbare constructie van een steenzetting is geschetst in figuur
1.1.

Op het basismateriaal, klei of zand, ligt vaak een filterlaag.



Een filterlaag bestaat over het algemeen uit grof, granulair materi-
aal; veel gebruikte materialen zijn mijnsteen en grind.

*Opmerking: in andere rapporten worden de woorden "toplaag"
en "bekleding" anders gebruikt; daar vormen de
"toplaag" samen met eventuele filterlagen de "bekleding".*

De filterlaag kan in de volgende geschematiseerde berekeningen meestal beschouwd worden als een onderdeel van de (homogene) ondergrond. In sommige gevallen kan hij echter ook als deel van de toplaag gezien worden, samen met de bekleding.

Welke schematisatie wordt toegepast is afhankelijk van het glijvlak dat men wil beschouwen: een glijvlak door de filterlaag of een glijvlak door het basismateriaal.

De bekleding kan bestaan uit gezette steen, een blokkenmat of iets dergelijks. De resultaten van dit rapport zijn veelal ook toepasbaar op een bekleding van stortsteen of asfalt.

Het komt vaak voor dat tussen het basismateriaal en de bekleding een geotextiel wordt aangebracht in plaats van een filterlaag. In dit rapport zal het geotextiel beschouwd worden als onderdeel van de toplaag.

Bij het hier uitgevoerde onderzoek worden achttien extreme situaties behandeld. Alle andere denkbare situaties kunnen worden beschouwd als liggend tussen die extremen in. Elke situatie kan worden gekenmerkt door vier verschillende karakteristieken:

1. De belasting

Hierbij wordt onderscheid gemaakt tussen een terug-getrokken golf en een golfklap. Onder "teruggetrokken golf" wordt hier de tijdelijke waterspiegeldaling verstaan zoals die optreedt bij een scheepspassage. Vlak voor het breken van een windgolf wordt een talud op soortgelijke wijze belast.

2. De mechanische sterkte van de toplaag

Het betreft hier de krachtsoverdracht tussen de verschillende onderdelen van de toplaag onderling en tussen de toplaag en de ondergrond. Er zullen drie extremen beschouwd worden, aangeduid met τ_s , τ_o en τ_t . Zie paragraaf 2.3

3. De doorlatendheid van de toplaag/bekleding

Het gaat hier om de doorlatendheid van de bekleding (inclusief eventueel geotextiel daar direct onder) t.o.v. die het basismateriaal inclusief eventueel filter.

Deze doorlatendheid kan op vele manieren beschreven worden. Een veel gebruikte parameter hiervoor is de lek lengte λ . Als $\lambda = 0$ betekent dit dat de toplaag volledig doorlatend is en geen enkele weerstand heeft. Als $\lambda = \infty$ betekent dit daarentegen dat de toplaag volledig ondoorlatend is.

Dit laatste kan het geval zijn als de spleten tussen de stenen zijn opgevuld met asfalt.

4. De mechanische sterkte van de ondergrond

Dit betreft vooral de grondmechanische karakteristieken zoals de hoek van inwendige wrijving ϕ , de cohesie C en het volume gewicht γ . Deze worden bepaald door het soort basismateriaal; in het algemeen zand of klei. Als het filter ook tot de ondergrond wordt gerekend, kan het ook gaan om grind, mijnsteen of iets dergelijks. Hier worden als extremen beschouwd een ϕ -materiaal en een C_u -materiaal.

bladnummer : - 5 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Een bepaalde situatie kan volledig beschreven worden door de hier beschreven karakteristieken. Het aantal hierin aan te brengen variaties en combinaties bepaalt dan ook het uiteindelijke aantal van 18 extreme situaties.

In hoofdstuk 2 van dit rapport zullen de uitgangspunten voor deze studie nader uitgewerkt worden.

In hoofdstuk 3 wordt nader bekeken welke criteria gehanteerd zullen worden voor het vaststellen van de stabiliteitsgrenzen bij de verschillende belastingsgevallen.

In hoofdstuk 4 zullen 12 van de 18 de verschillende mogelijke extreme situaties uitgewerkt en gepresenteerd worden. Zie het schema op bijlage 0.

De studie is uitgevoerd door ir. R. Hoogeveen, en ir. M.B. de Groot. Bijlage E is geschreven door ir. F. Stam. Allen zijn projectingenieurs bij de Afdeling Waterbouwkundige Constructies van Grondmechanica Delft.

2. UITGANGSPUNTEN

2.1. INLEIDING

De in paragraaf 1.2 geschetste situaties dienen geschematiseerd te worden alvorens een kwantitatieve analyse van het probleem uitgevoerd kan worden.

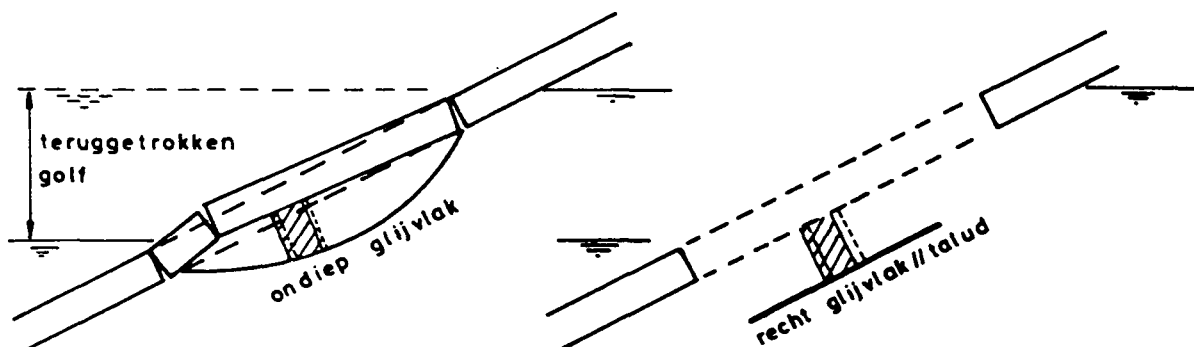
Allereerst dient echter vastgesteld te worden wanneer een talud als bezweken wordt beschouwd.

Veelal wordt het Mohr-Coulomb criterium gehandhaafd:

$$\tau \leq \sigma' \operatorname{tg} \phi + c.$$

Men zou kunnen aannemen dat in geen enkel punt de grens-schuifspanning overschreden mag worden. Deze eis is in feite te streng, omdat lokaal in een talud bezwijken wel toelaatbaar is zolang er maar geen aaneengesloten glijvlak ontstaat.

Voor de analyse van de "teruggetrokken golf" is deze benadering echter goed hanteerbaar voor glijvlakken die ondiep zijn t.o.v. de golfhoogte en niet te steile taluds.



Figuur 2.0 Werkelijke en benaderde vorm van het glijvlak

bladnummer : - 7 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Daarbij wordt aangenomen dat alle mootjes grond (zoals het gearceerde) zich bevinden in min of meer dezelfde situatie als het maatgevend belaste mootje grond. Het aaneengesloten glijvlak kan benaderd worden door een recht glijvlak evenwijdig aan het talud. Als ergens de grensschuifspanning overschreden wordt, dan gebeurt dit snel overal langs dit glijvlak.

Voor de analyse van de "golfklap" is deze benadering niet zo goed bruikbaar daar bij een golfklap bezwijken over het algemeen plaatsvindt in de vorm van een glijcirkel.

De golf kan eenvoudig geschematiseerd worden tot een strokenbelasting en de hiervoor bekende vergelijkingen (Terzaghi, Prandtl en Brinch-Hansen) liggen hier meer voor de hand.

Om echter de invloed van de taludhelling in rekening te kunnen brengen zullen deze vergelijkingen aangepast dienen te worden.

Aan de hand van bovenstaande criteria is nu duidelijk in welk opzicht de in paragraaf 1.2 genoemde karakteristieken van belang zijn voor stabiliteit.

Het zal daarbij voornamelijk gaan om de bijdrage van de verschillende elementen aan het krachterevenwicht loodrecht op en evenwijdig aan het talud.

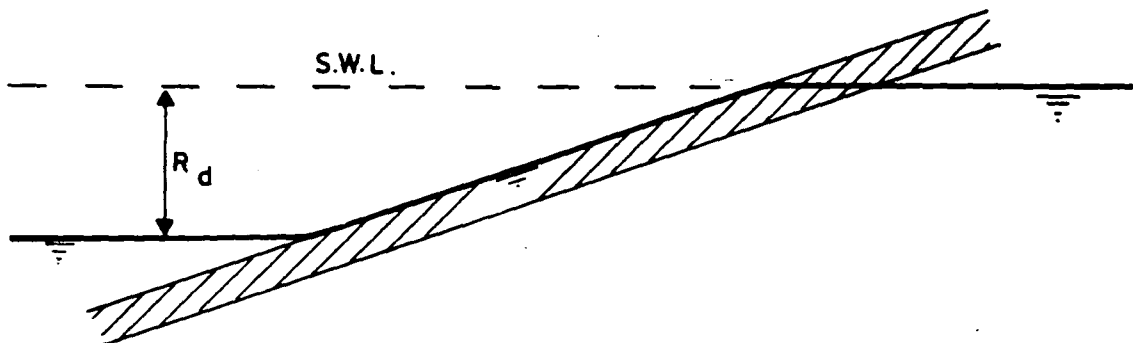
2.2 SCHEMATISERING VAN DE BELASTING

Uit de literatuur ([1], [2], [3]) blijkt dat de maatgevende belastingen vooral gevormd worden door de teruggetrokken golf en door de golfklap.

Hier wordt uitgegaan van een waterspiegeldaling R_d als gevolg van een scheepspassage of van een belasting door een windgolf.

Uit [1] blijkt dat de verhouding tussen de waterspiegeldaling R_d en de hoogte van de inkomende golf op diep water H_0 een functie is van de golfparameter ξ_0 . Voor de eenvoud wordt hier aangenomen: $R_d/H_0 = 1$. De teruggetrokken golf (t.g.) wordt nu geschematiseerd tot een horizontale waterspiegeldaling $R_d = H_0$ ten opzichte van het gemiddelde waterniveau; de stilwaterlijn (S.W.L.). Daarbij wordt aangenomen dat in eerste instantie, de freatische lijn in het talud ligt op de stilwaterlijn (figuur 2.1).

Voor de situaties met $\lambda = 0$, zal de freatische lijn verder langs het talud lopen dus over de bovenkant van de toplaag.



Figuur 2.1 Geschematiseerd verloop van het freatisch vlak

bladnummer : - 9 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Het meest ongunstig belaste mootje grond ligt nu net boven het waterspiegelniveau omdat de waterspanningsverschillen boven en onder het talud daar juist maximaal zijn.

De golfklap (g.k.) kan volgens [2] geschematiseerd worden tot een strokenbelasting s met een breedte b .

[2] geeft voor de grootte van de drukstoot s een vergelijking

$$s = \gamma_w \cdot q \cdot H_o \quad (\text{kN/m}^2)$$

Hierin is:

γ_w = volume gewicht van water (kN/m³)

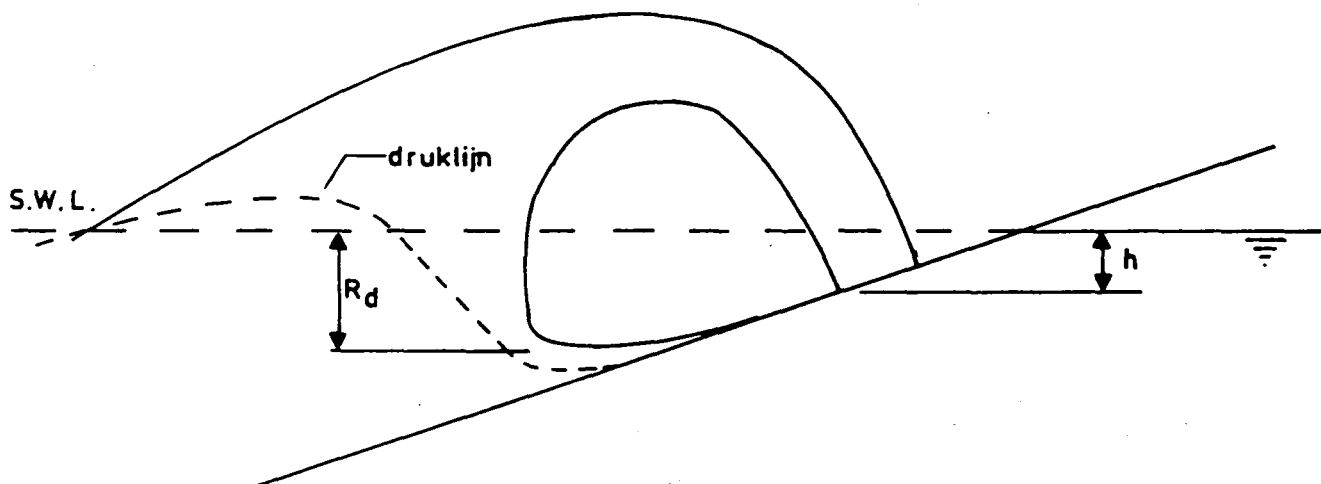
H_o = golfhoogte (m)

q = factor afhankelijk van de taludhelling

Om het aantal afhankelijkheden van de taludhelling α te beperken, wordt hier gekozen voor $q = 2,5$. Dit is een redelijk gemiddelde voor deze factor. Volgens [2] geldt bij benadering voor de breedte van de golfklap $b = 0,4 H_0$.

De terugloop van een golf (run down, R_d) is juist maximaal voordat een golf breekt (figuur 2.2).

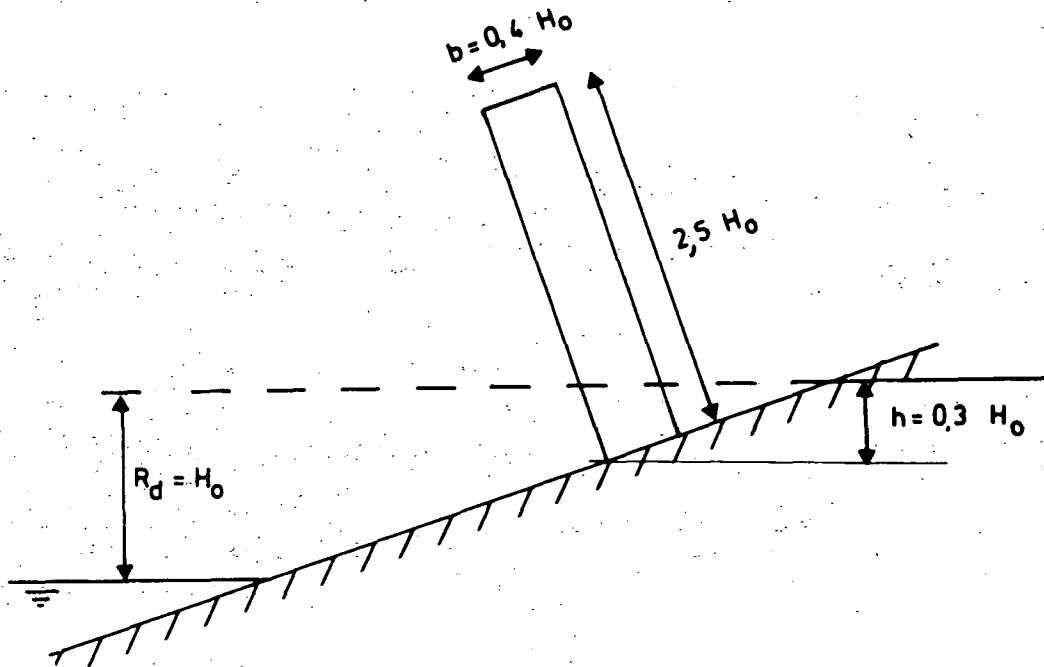
De plaats waar de golf op het talud breekt ligt onder de stilwaterlijn en is afhankelijk van een aantal factoren. Hier wordt aangenomen dat de onderzijde van de golfklap op een afstand $h = 0,3 H_0$ onder de stilwaterlijn het talud treft.



Figuur 2.2

De golfklap wordt uiteindelijk geschematiseerd tot strokenbelasting als geschetst in figuur 2.3

Het materiaal waaruit het talud is opgebouwd zal onder een dergelijke belasting de neiging hebben om volgens een enigszins cirkelvormig glijvlak naar beneden toe af te glijden.



Figuur 2.3

Aangenomen wordt dat de bekleding voor een zodanige belastingspreiding zorgt dat alleen glijvlakken kunnen ontstaan waarbij het oppervlak over de volle breedte b zakt.

Belasting gehanteerd bij de voorbeelden

In hoofdstuk 4 en in de bijlagen worden ter toelichting de resultaten gepresenteerd van een aantal berekeningen voor de volgende belasting:

$$H_0 = 1 \text{ m}$$

$$\text{zodat } S = 25 \text{ kN/m}^2, R_d = 1 \text{ m}, b = 0,4 \text{ m en } h = 0,3 \text{ m}$$

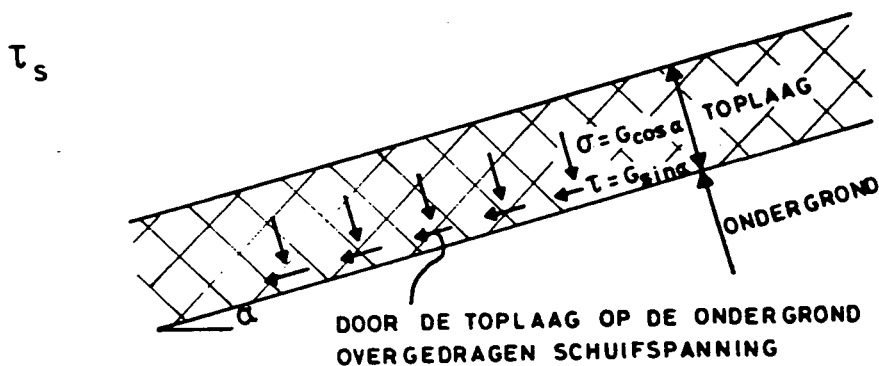
2.3 MECHANISCHE SCHEMATISERING VAN DE TOPLAAG

Het is bekend dat het gewicht van een toplaag bij kan dragen aan de stabiliteit van een talud. Ook de sterkte en de stijfheid van de toplaag kunnen daaraan bijdragen.

Doel van deze exercitie is nu om in deze problematiek enig inzicht te verschaffen. Om de resultaten zo inzichtelijk mogelijk te presenteren zal er naar gestreefd worden de dikte van de toplaag te bepalen als functie van de taludhelling α .

In het volgende wordt steeds het evenwicht van een stuk van de ondergrond beschouwd. Dat betekent dat de kracht die de toplaag op de ondergrond uitoefent als belasting wordt beschouwd.

In het volgende wordt aangenomen dat de krachtsoverdracht tussen toplaag en ondergrond van groot belang zal zijn voor de stabiliteit. Liggende elementen van een bekleding los op een talud zoals bij stortsteen dan zal een schuifspanning door de bekleding overgebracht worden op de ondergrond, evenwijdig aan het talud naar beneden.



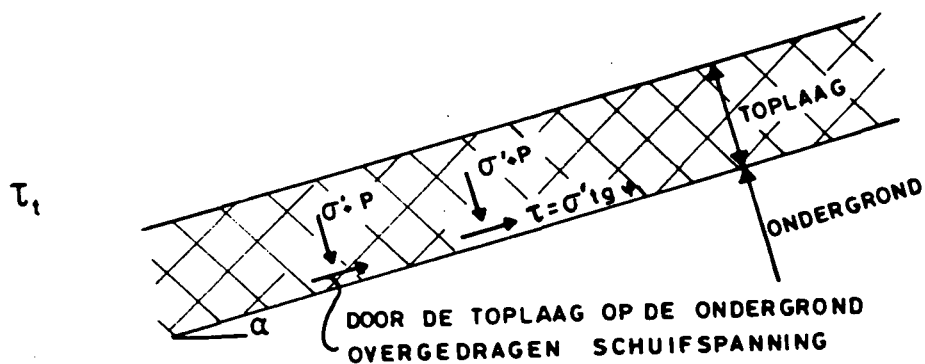
Figuur 2.4

Bestaat de toplaag daarentegen uit een blokkenmat welke bovenaan het talud is verankerd, of uit een zetting van rechte stenen of een ingewassen zetting en is daarbij is een degelijke teenconstructie aangebracht, dan is het mogelijk dat uitsluitend een normaalspanning wordt uitgeoefend op de ondergrond en in het geheel geen schuifspanning.



figuur 2.5.

Het is zelfs denkbaar dat een dergelijke taludbekleding in het geval van afschuiven een tegengesteld gerichte schuifspanning, omhoog langs het talud, op de ondergrond zal overbrengen.



Figuur 2.6

Hier worden de volgende twee gevallen uitgewerkt:

- de toplaag brengt een schuifspanning over op de ondergrond ter grootte van de component van het eigen boven-water gewicht evenwijdig aan het talud (τ_s).
- de toplaag brengt in het geheel geen schuifspanning over op de ondergrond (τ_0).

Het derde geval wordt slechts summier behandeld.

In het tweede geval dient de component van het eigen gewicht evenwijdig aan het talud via de toplaag door normaalspanningen overgebracht te worden op een bovenliggende verankering of een teenconstructie eronder.

Er wordt echter van uitgegaan dat de toplaag verder vrij mee kan vervormen met de ondergrond zonder een eigen stijfheid of wrijving tussen de blokken. In appendix D wordt aangetoond dat de rol van stijfheid en wrijving tussen de blokken bij stijve zettingen, zoals een zetting van Haringmanblokken of goed ingewassen basalt(on) weliswaar niet verwaarloosbaar is, maar toch minder dan de rol van het eigen gewicht, tenzij de toplaag tot ver boven het niveau van de beschouwde golfaanval doorloopt, deze toplaag door een of andere oorzaak van grote voorspanning in het aangevallen deel van het talud heeft en er geen kans op uitknikken bestaat door initiële onvlakheden van het talud.

Bij flexibele constructies, zoals niet ingewassen basalt(on) en niet ingewassen blokkenmatten is die invloed afwezig.

Volume gewicht toplaag gehanteerd bij de voorbeelden

In hoofdstuk 4 en in de bijlagen worden ter toelichting de resultaten gepresenteerd van een aantal berekeningen. Daarbij wordt uitgegaan van het volgende volume gewicht van de toplaag:

$$\gamma_t = 21,8 \text{ kN/m}^3$$

2.4 DOORLATENDHEID BEKLEDING EN SCHEMATISERING ONDERGROND

2.4.1 Invloed grondwater

Het verloop van de grondwaterdruk heeft een grote invloed op de stabiliteit tegen afschuiven. De grootte van de grondwaterdruk wordt bepaald door de volgende factoren:

- waterdruk op het talud
- doorlatendheid van toplaag en ondergrond
- mogelijkheid voor freatische berging
- mogelijkheid voor elastische berging

2.4.2 Leklengte λ

Bij de doorlatendheid gaat het om de doorlatendheden van de bekleding, van de eventuele filterlagen en van het basismateriaal. Uit vele studies is gebleken dat de volgende grootte maatgevend is voor de belangrijkste verschijnselen:

De verhouding tussen enerzijds de doorlatendheid van filterlaag en basismateriaal in de richting evenwijdig aan het talud, anderzijds de doorlatendheid van de bekleding (inclusief eventueel geotextiel) loodrecht op het talud.

λ zo dat

$$\frac{\text{debiet bekleding}}{\text{verval bekleding}} = \frac{\text{debiet filter + basis}}{\text{verval filter + basis}}$$

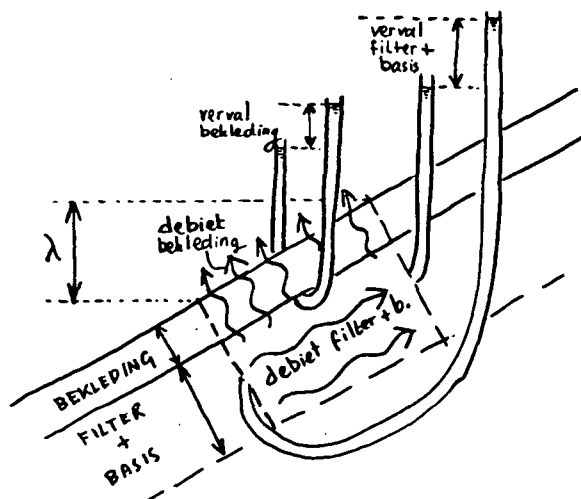


Fig. 2.7 Definitie leklengte

Deze verhouding wordt meestal gegeven in de vorm van de lek lengte λ . Zie M1795/M1881-XV [1]/ De lek lengte is klein ($\lambda \approx 0$) als die verhouding klein is, dus als de toplaag-doorlatendheid groot is t.o.v. de doorlatendheid van de grond daaronder. Het andere extreem ($\lambda \approx \infty$) kenmerkt een ondoorlatende bekleding. In het eerste geval ($\lambda \approx 0$) is de stijghoogte direct onder de bekleding steeds praktisch gelijk aan de in tijd en plaats variërende stijghoogte er direct boven. In het tweede geval ($\lambda \approx \infty$) heerst direct onder de bekleding in het algemeen overal onder het freatisch vlak dezelfde, constante stijghoogte, n.l. de hoogte van dat freatisch vlak. Als er geen filterlaag is en het basismateriaal als een C_u -materiaal gekarakteriseerd moet worden, kan hierop een uitzondering bestaan. Maar zoals hieronder zal worden vermeld, is de lek lengte dan toch niet van belang.

2.4.3 Betekenis elastische berging

Als het basismateriaal zeer doorlatend, verdicht korrelmateriaal is (grind, grof zand) en het poriënwater geen lucht bevat, zal de waterdruk zich overal onmiddellijk aanpassen aan de waterdruk direct onder de toplaag. De voorgeschiedenis is alleen van belang voor de ligging van het freatisch vlak. Als dat bekend is kan de waterdruk op ieder plaats met betrekkelijk eenvoudige rekentechnieken bepaald worden: de tijd en de mechanische eigenschappen van het materiaal spelen geen van beide een rol. De schuifspanningssterkte van het materiaal kan volledig gekarakteriseerd worden door de hoek van inwendige wrijving ϕ .

Als het basismateriaal klei is, dan zullen wijzigingen van de grondnormaalspanning vooral door het water worden opgenomen. Daardoor zijn de waterspanningen ook vrij makkelijk te berekenen. Maar dat is niet nodig, omdat de schuifspanningssterkte er toch niet door bepaald wordt. Die is constant in de tijd en kan gekarakteriseerd worden door de ongedraineerde cohesie C_u . Voor zo'n materiaal is de grootte van de lek lengte niet van belang.

Als het materiaal echter slecht doorlatend, niet goed verdicht zand is of als het grondwater veel lucht bevat, kan elastische berging een rol spelen, mede ook gezien de korte duur van de golfbelasting. In dat geval kan de waterspanning alleen in relatie met de korrelspanning worden gevonden (twee-fasen rekenmodel). Bovendien speelt ook de voorgeschiedenis een rol: de tijd moet worden meegenomen. Oplossingen kunnen gevonden worden met gecompliceerde rekenmodellen als SPONS en STEENZET /2.

Maar ook analytisch zijn er oplossingen gevonden voor een horizontale bodem bij sinus-vormige belasting randvoorwaarden door enerzijds Yamamoto, Sellmeijer, Koning en van Hijum [5], anderzijds Verruijt [6]. (Voor een systeem van twee grondlagen is dit verder uitgewerkt door de Groot en Sellmeijer in het programma LUGO). Op basis van deze oplossing wordt in appendix G de vraag behandeld of elastische berging een rol speelt en hoe groot de rol van elastische berging dan is.

Van belang blijkt de parameter $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{C_v}$

waarin L de golflengte is, T de golfperiode en C_v de consolidatie coëfficiënt.

bladnummer : - 18 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Het blijkt dat elastische berging geen rol speelt als deze parameter veel kleiner is dan één, d.w.z. als relatief snelle belastingwisselingen over grote breedte plaatsvinden bij relatief weinig doorlatende ondergrond. Als dat niet zo is speelt elastische berging ook geen rol als de leklengte klein is en tevens de stijfheid van het poriënwater groot t.o.v. die van het korrelskelet of als de leklengte groot is en de stijfheid van het poriënwater juist klein t.o.v. die van het korrelskelet.

Als de parameter $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1$, dan is de situatie quasi-statisch en wordt geadviseerd de grond als een ϕ -materiaal te beschouwen en de waterspanning expliciet te berekenen.

Als de parameter $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v}$ niet erg klein is, maar als het korrelskelet zeer incompressiebel is t.o.v. het poriënwater, zijn de spanningen (behoudens eventueel vlak onder de toplaag) praktisch gelijk aan die bij de quasi-statische situatie met volledig gesloten toplaag: het korrelskelet neemt praktisch alle spanningen op, de poriënwaterspanning blijft constant. Geadviseerd wordt het materiaal als een ϕ -materiaal te beschouwen en die constante waterspanning expliciet in rekening te brengen.

Als de parameter $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v}$ niet erg klein is, maar als het poriënwater zeer incompressiebel is t.o.v. het korrelskelet, zijn de spanningen (behoudens eventueel vlak onder de toplaag) praktisch gelijk aan die bij de quasi-statische situatie met zeer open toplaag (kleine leklengte): het water neemt een groot deel van de normaalspanningen in vlakken evenwijdig aan het oppervlak op. Geadviseerd wordt deze waterspanning echter niet expliciet in rekening te brengen maar het materiaal als een C_u -materiaal te beschouwen.

2.4.4 Grootte ongedraineerde cohesie C_u .

De grootte van C_u die hier gehanteerd zal worden is gegeven in paragraaf 3.1.3 en appendix A.

2.4.5 Invloed traagheid

De invloed van de traagheid is uitgebreid bestudeerd. In [12] en [13] zijn berekeningen gemaakt van de beweging van de grond onder een golfklap uitgaande van de veronderstelling dat de grond zich gedraagt als een elastisch medium. In [14] is de vraag bestudeerd of de versnelling die het poriënwater ondergaat t.o.v. het korrelskelet, grote krachten vereist in verhouding tot de wrijvingskrachten. Daarbij is gebruik gemaakt van het programma LUGO. In [15] zijn SATURN-berekeningen gemaakt naar de beweging van grond en top laag onder een golfklap, uitgaande van een elasto-plastisch grondmodel voor klei. In [16] worden de resultaten besproken van proeven op kleimonsters die dynamisch belast worden. De resultaten worden vergeleken met SATURN-berekeningen voor de proefsituatie.

Uit alle resultaten blijkt dat de invloed van de traagheid op de vraag of instabiliteit optreedt verwaarloosbaar klein is.

2.4.6 Ondergrondkarakteristieken gehanteerd bij de voorbeelden

In hoofdstuk 4 en de bijlagen worden ter toelichting de resultaten gepresenteerd van een aantal berekeningen. Daarbij wordt uitgegaan van de volgende ondergrond-karakteristieken:

Voor het ϕ -materiaal (ϕ) wordt uitgegaan van middelmatig gepakt zand met een korrel volume gewicht $\gamma_k = 26 \text{ kN/m}^3$ en een poriëngehalte $n = 0,4$. Dit betekent dat het volume gewicht van natte grond $\gamma_g = 19,6 \text{ kN/m}^3$.

bladnummer : - 20 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

De hoek van inwendige wrijving wordt aangenomen op $\phi = 35^\circ$ en de cohesie $C = 0$.

Voor het C_u -materiaal (C_u) wordt uitgegaan van middelmatig stevige klei met een droog volume gewicht $\gamma'_g = 13,5 \text{ kN/m}^3$ en een poriëngehalte $n = 0,5$. Het volume gewicht van de natte grond zal dan zijn $\gamma_g = 18,5 \text{ kN/m}^3$.

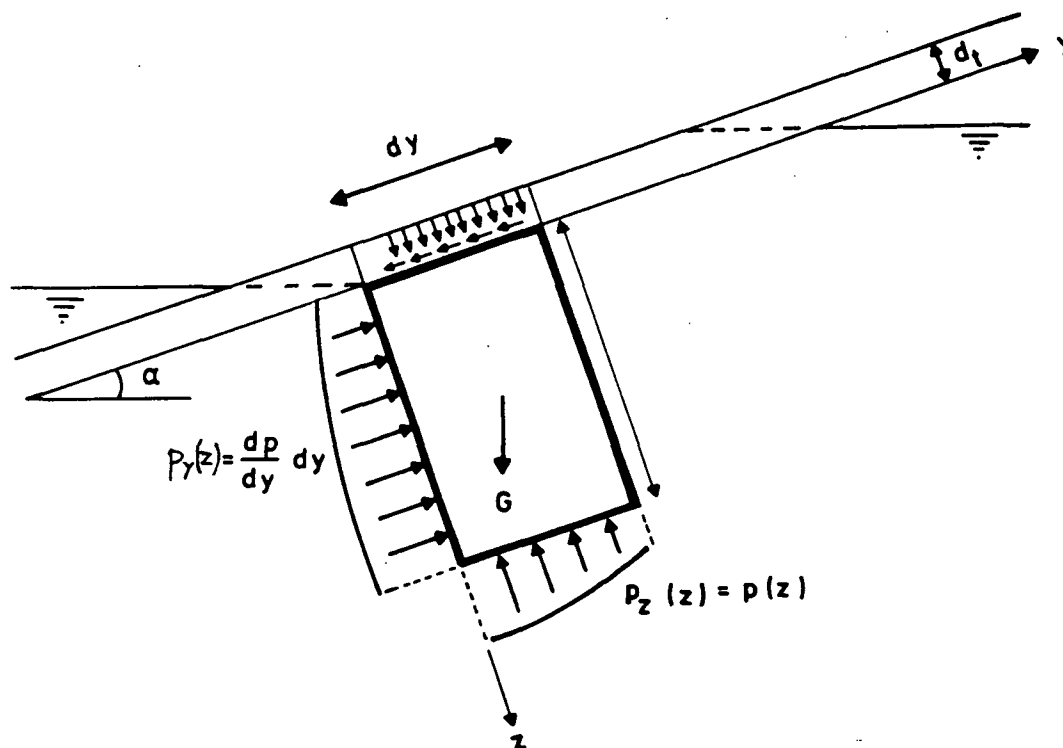
Omdat de C_u -waarde van een dergelijk materiaal afhankelijk is van de initiële belasting wordt er van uitgegaan dat de hoek van inwendige wrijving $\phi = 25^\circ$ en de cohesie $C = 5 \text{ kN/m}^2$.

3 AFLEIDING BASISVERGELIJKINGEN

3.1 DE TERUGGETROKKEN GOLF

3.1.1 Inleiding

Zoals reeds beschreven in paragraaf 2.2 ligt het meest kritische punt van het talud bij een teruggetrokken golf net boven de waterlijn. Om deze situatie op stabiliteit te beoordelen wordt een mootje grond met breedte dy en een lengte z beschouwd (figuur 3.1).



Figuur 3.1

bladnummer : - 22 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

De toplaag brengt een normaalspanning q_z en een schuifspanning q_y over op de ondergrond :

$$q_z = \gamma_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha$$

$$q_y = \gamma_t \cdot d_t \cdot \sin \alpha \quad (\text{belastingtype } \tau_s)$$

of

$$q_y = 0 \quad (\text{belastingtype } \tau_o)$$

Hierin is d_t de dikte van de totale toplaag.

Het verschil in waterdruk, links en rechts van het mootje, in de y-richting wordt aangegeven door $p_y(z) = \frac{\partial p(z)}{\partial y} \cdot dy$

De waterdruk op de onderzijde wordt aangegeven door $p_z(z) = p(z)$. De gemiddelde waarden zijn respectievelijk $\bar{p}_y(z)$ en $\bar{p}_z(z)$.

De schuifspanning op het ondervlak van het mootje grond kan nu berekend worden.

$$\tau_{yz} = \frac{G}{dy} \sin \alpha + q_y - \frac{\bar{p}_y(z) \cdot z}{dy} \quad (3.1)$$

waarin het eigen gewicht van het mootje is; $G = z \cdot dy \cdot \gamma_g$.

Bij deze vergelijking is er stilzwijgend vanuit gegaan dat de korrel-druk aan weerszijden van het mootje grond gelijk is. Deze aanname, dat de grootte σ'_y onafhankelijk is van y, wordt algemeen aanvaard, doch is niet noodzakelijk correct [4]. Voor steile taluds en diepe glijvlakken is deze aanname te pessimistisch.

De toelaatbare schuifspanning; $\overline{\tau_{yz}}$ kan bepaald worden aan de hand van de grondparameters.

bladnummer : - 23 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Het gewenste verband tussen de toplaagdikte d_t en de taludhelling α kan dan afgeleid worden uit de stabiliteitseis:

$$\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz} \quad (3.2)$$

3.1.2 De teruggetrokken golf bij een ϕ -materiaal

3.1.2.1 Algemeen

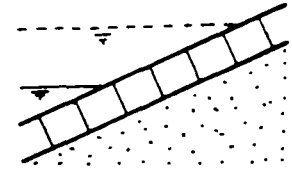
Bij een ϕ -materiaal kan de grootheid $\overline{\tau_{yz}}$ eenvoudig bepaald worden uit:

$$\overline{\tau_{yz}} = \sigma'_{zz} \cdot \text{tg}\phi \quad (3.3)$$

en

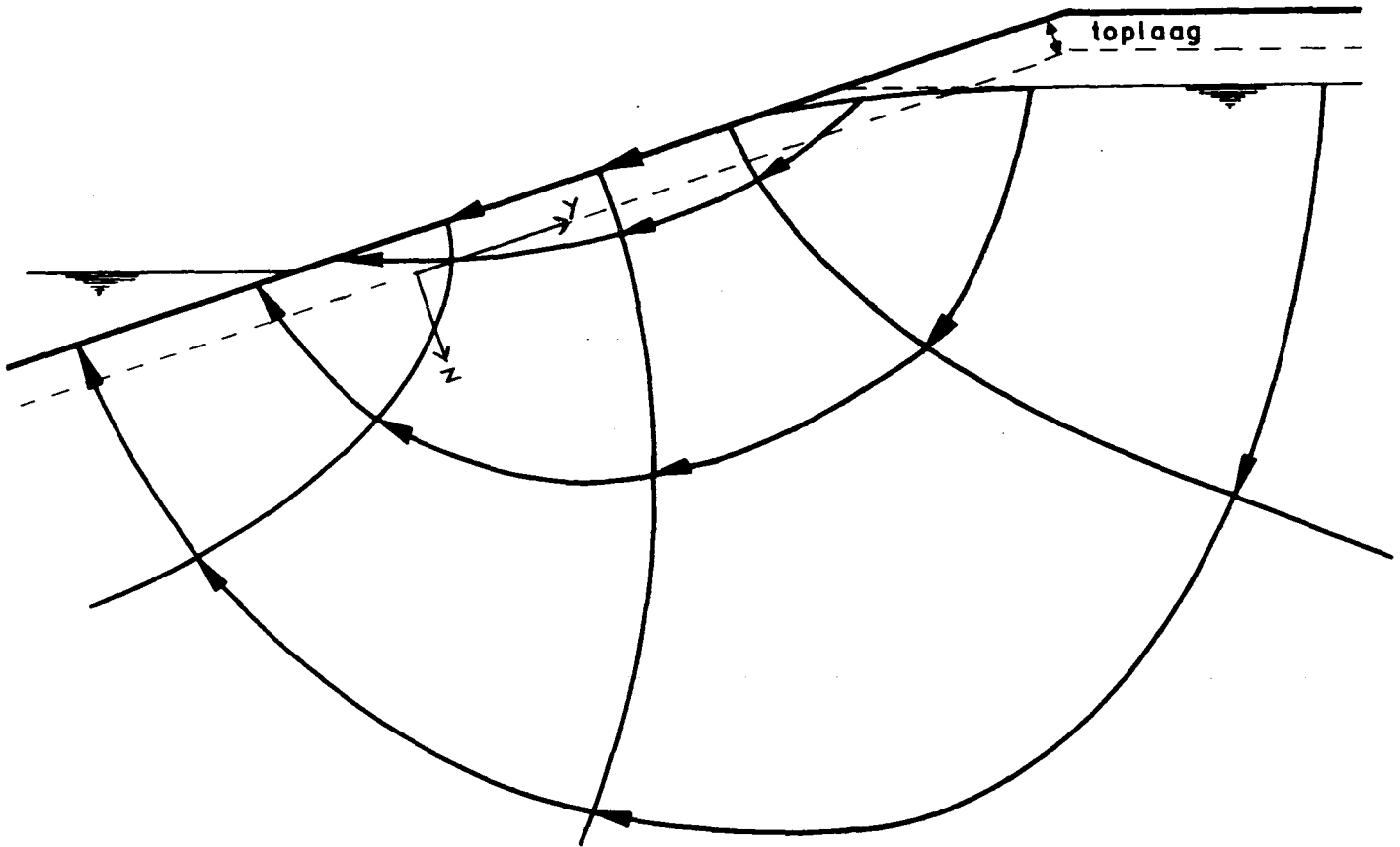
$$\sigma'_{zz} = \frac{G}{dy} \cos\alpha + q_z - \bar{p}_z(z) \quad (3.4)$$

Invullen van (3.4), (3.3) en (3.1) in (3.2) levert een ongelijkheid waaruit d_t opgelost kan worden als functie van α .



3.1.2.2 Kleine lek lengte λ

Voor het geval $\lambda = 0$, is de toplaag volledig doorlatend. Op het moment dat de buitenwaterstand 1 m verlaagt en de freatische lijn in het talud ter hoogte van de S.W.L. ligt zal een stroombeeld ontstaan zoals aangegeven in figuur 3.2. Hierbij wordt aangenomen dat de stroming door de toplaag gaat, als was dit een deel van de ondergrond.



Figuur 3.2

Onderaan het talud, boven de buitenwaterspiegel, zal het water ongeveer horizontaal uit het talud treden. Halverwege de freatische lijn en de buitenwaterstand zal de stroming nagenoeg evenwijdig aan het talud plaatsvinden.

De waterdrukken zullen langs de z-as exponentieel naar een hydrostatische drukverdeling lopen [6].

Elk van de drie uitgangspunten levert een andere randvoorwaarde voor een berekening. De resultaten van deze uitgangspunten dienen daarom met elkaar vergeleken te worden.

Als uitgegaan wordt van horizontale stroming dan is het verhang

$i = \text{tga}$. De verhangen in y- en z-richting zijn respectievelijk

$i_y = \sin\alpha$ en $i_z = \sin\alpha \text{ tga}$.

De verschildrukken in y- en z-richting worden dan:

$$p_y(z) = 0 \quad (3.5)$$

en

$$p_z(z) = \frac{z}{\cos\alpha} \cdot \gamma_w \quad (3.6)$$

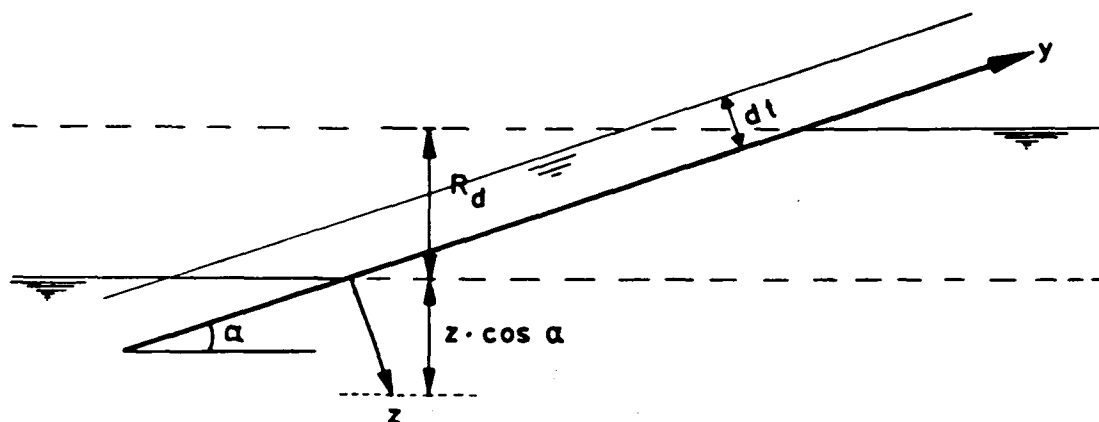
In het geval van stroming evenwijdig aan het talud worden de verhangen

$i_y = \sin\alpha$ en $i_z = 0$. De verschildrukken worden dan:

$$p_y(z) = 0 \quad (3.7)$$

en

$$p_z(z) = z \cdot \cos\alpha \cdot \gamma_w \quad (3.8)$$



Figuur 3.3

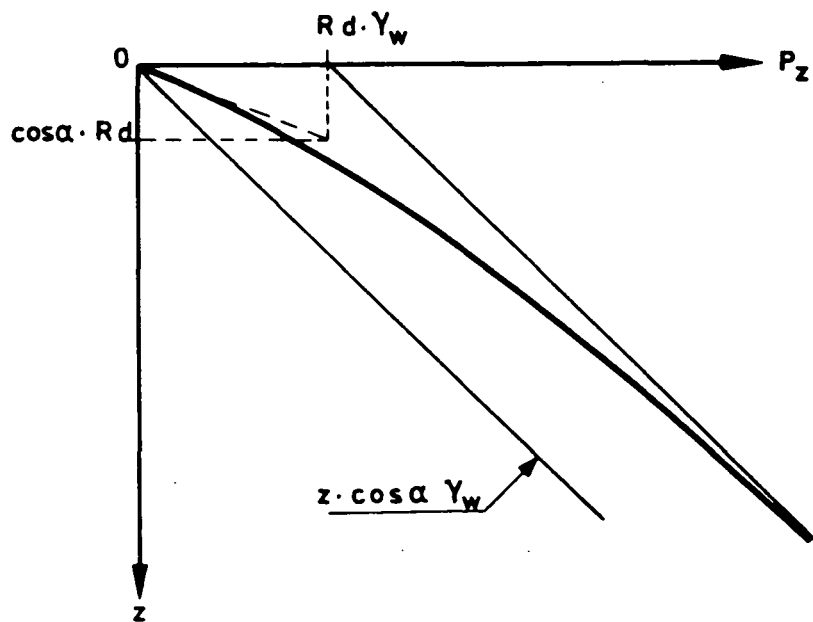
In de realiteit zullen beide systemen niet in het gehele talud voorkomen. Als uitgegaan wordt van horizontale stroming ter hoogte van het meest kritische punt net boven de waterlijn, dan zal de waterdruk exponentieel naar de hydrostatische waterdruk verlopen. Voor $z = 0$ zal het verhang $i_z = \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha$ dienen te bedragen. Met deze twee eisen is het verloop van de waterdruk volledig bepaald.

De eerste eis betekent dat voor grote waarden van z net boven de waterlijn moet gelden:

$$p_z(z) = (R_d + z \cos \alpha) \gamma_w$$

De tweede eis betekent dat:

$$\frac{d p_z}{dz} (z=0) = (\sin\alpha \cdot \text{tga} + \cos\alpha) \gamma_w = \frac{\gamma_w}{\cos\alpha}$$



Figuur 3.4

bladnummer : - 28 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

De oplossing is:

$$p_z(z) = R_d \cdot \gamma_w (1 - \exp(-B \cdot z)) + z \cdot \cos\alpha \cdot \gamma_w \quad (3.9)$$

met

$$B = \frac{\sin\alpha \operatorname{tg}\alpha}{R_d} \quad (3.10)$$

Een en ander is uitgezet in figuren 3.3 en 3.4.

Invullen van vergelijkingen voor de waterspanningen in (3.3), (3.4), (3.1) en (3.2) levert een ongelijkheid in d_t , α en z . Dit is uitgewerkt in appendix C.1 en C.2 en behandeld in par. 4.2.1, 4.2.2 en 4.2.3.

3.1.2.3 Grote lek lengte λ



Als de toplaag volledig ondoorlatend is, $\lambda = \infty$, zal in het talud een hydrostatische drukverdeling heersen.

Dit betekent dat:

$$p_y(z) = \gamma_w \cdot dy \cdot \sin\alpha \quad (3.11)$$

en

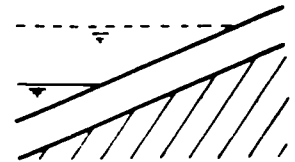
$$p_z(z) = \gamma_w (R_d + z \cdot \cos\alpha) \quad (3.12)$$

Invullen van (3.11) en (3.12) in (3.6), van (3.6) in (3.5) en van (3.1) en (3.5) in (3.2) levert een ongelijkheid in d_t , α en z .

Dit is uitgewerkt in appendix C.3 en C.4 en behandeld in par. 4.2.4, 4.2.5 en 4.2.6.

Opmerking: Als een filterlaag aanwezig is zal het maatgevende glijvlak niet door het basismateriaal gaan bij grote lek lengte. Hier bestaat de toplaag dus steeds uit de bekleding alleen (+ eventueel geotextiel).

Zie fig. 1.1.



3.1.3 De teruggetrokken golf bij een C_u -materiaal

Bij een C_u -materiaal geldt:

$$\overline{\tau_{yz}} = C_u \quad (3.13)$$

De waarde van C_u dient bepaald te worden onafhankelijk van de belasting doch afhankelijk van de initiële belasting en de diepte z [4].

In appendix A wordt afgeleid dat:

$$C_u = \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \sigma'_{zz} + \frac{C}{\cos\phi} \quad (3.14)$$

waarin: σ'_{zz} de korrelspanning in de initiële spanningstoestand is.

Het is aannemelijk om hiervoor de waterspiegel op de stilwaterlijn aan te nemen, zodat:

$$\sigma'_{zz} = (\gamma'_g \cdot z + \gamma'_t \cdot d_t) \cos\alpha \quad (3.15)$$

met γ'_g en γ'_t respectievelijk de onder water volumegewichten van grond en toplaag.

$$\gamma'_g = \gamma_g - \gamma_w$$

$$\gamma'_t = \gamma_t - \gamma_w$$

Bij een C_u -materiaal zal een aangebrachte belasting opgenomen worden door de waterspanning. Dit betekent dat hier de ontlasting van het talud, door het teruggetrokken water eenzelfde afname van de waterspanning tot gevolg heeft.

De waterspanning wordt daarmee:

$$p(z) = (d_t + z) \gamma_w \cos\alpha \quad (3.16)$$

bladnummer : - 30 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Dit correspondent met een waterspiegeldaling van:

$$R_d - y \sin \alpha - d_t \cos \alpha$$

De verschildruk in de y-richting wordt:

$$p_y(z) = 0 \quad (3.17)$$

in de z-richting geldt:

$$p_z(z) = z \cos \alpha \gamma_w \quad (3.18)$$

Invullen van de vergelijkingen (3.17), (3.15), (3.14), (3.13) en (3.1) in (3.2) levert een ongelijkheid in α , d_t en z .

Er is bij dit materiaal dus geen verschil tussen $\lambda = 0$ en $\lambda = \infty$.

Dit is uitgewerkt in appendix C.5 en C.6 en behandeld in par. 4.3.1, 4.3.2 en 4.3.3

In par. 4.4 wordt voor zand een vergelijking gemaakt tussen C_u -materiaal en ϕ -materiaal.

3.2 DE GOLFKLAP

3.2.1 Inleiding

In paragraaf 2.2 is reeds gesteld dat onder een golfklap-belasting de ondergrond de neiging zal hebben om volgens een enigszins cirkelvormig glijvlak af te schuiven; de zogenaamde wig van Prandtl.

Voor een horizontale ondergrond hebben diverse auteurs vergelijkingen gegeven voor een strokenbelasting.

In dit geval wordt uitgegaan van de vergelijking van Brinch Hansen [4] voor een ϕ -materiaal. Voor een golfklap op een met stenen beklede ondergrond geeft dit:

$$s' = (N_q - 1)q + \frac{1}{2} \gamma'_g \cdot b \cdot N_\gamma \quad (3.19)$$

Hierin is:

- s' = de maximale strookbelasting die de ondergrond kan dragen (kN/m²)
- N_q = een dimensieloze constante afhankelijk van ϕ
- N_γ = een dimensieloze constante afhankelijk van ϕ
- b = de breedte van de strook (m)
- γ'_g = de volume gewicht van verzadigde grond, gecorrigeerd voor de opwaartse waterdruk (kN/m³)
- q = de belasting door de toplaag (kN/m²)

Voor een C_u -materiaal hebben Davis en Booker [7] een vergelijking afgeleid welke rekening houdt met de toename van de C_u -waarde met de diepte:

$$s' = F((2 + \pi) C_o + \rho \cdot \frac{b}{4}) \quad (3.20)$$

Hierin is:

$$C_o = C_u (z=0) = \frac{C}{\cos\phi} \cdot \text{Zie (14)}. \quad (\text{kN/m}^2)$$

$$\rho = \text{de toename van } C_u \text{ met de diepte} = \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cos\alpha \cdot \gamma'_g. \text{ Zie (14) en (15)}$$

$$(\text{kN/m}^3)$$

F = een dimensieloze factor, afhankelijk van $\frac{\rho b}{C_o}$

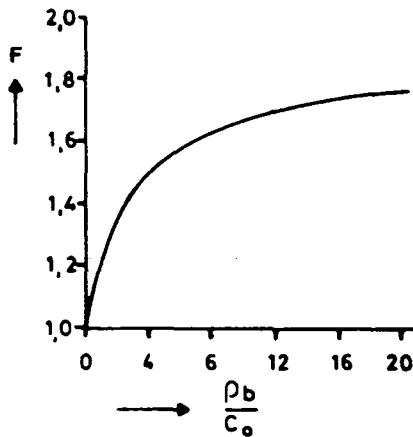


Fig. 3.5

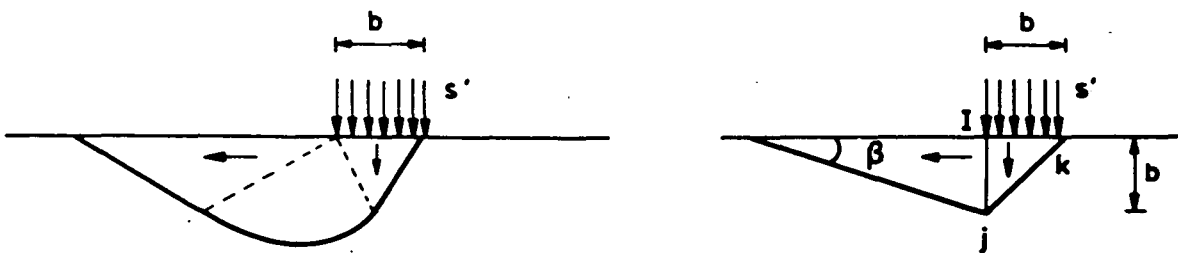
Beide vergelijkingen gaan uit van de wig van Prandtl of een daaraan gelijksoortige vorm. Om de invloed van het talud in rekening te kunnen brengen kan de wig van Prandtl geschematiseerd worden tot twee driehoeken [5, 8] (figuur 3.6).

De maximaal toelaatbare strookbelasting s' kan bepaald worden voor de schematisatie en daarna vergeleken worden met het resultaat van Brinch Hansen of van Davis en Booker.

3.2.2 De golfklap voor een ϕ -materiaal

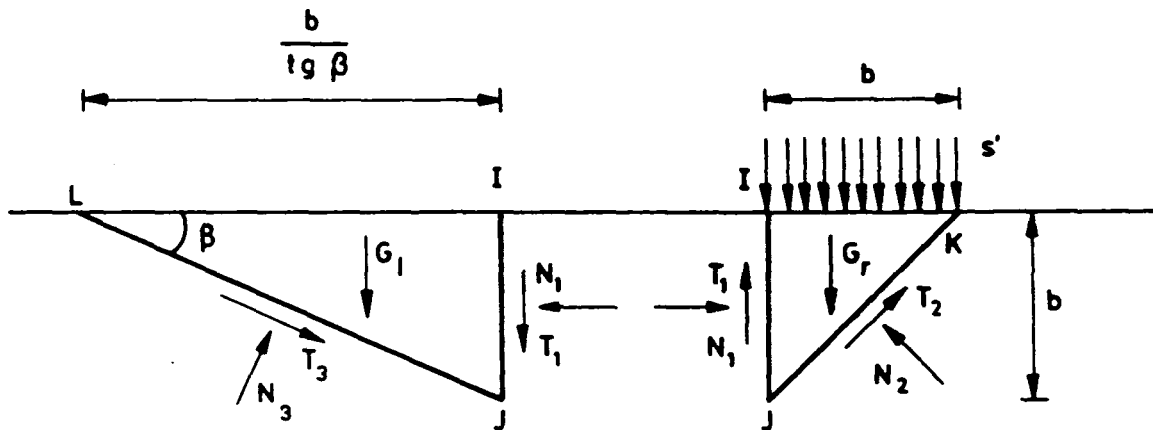
3.2.2.1 Algemeen

Zoals in de voorgaande paragraaf reeds is gesteld, kan de berekening van de golfklap "geijkt" worden aan de vergelijking van Brinch Hansen. Omdat deze uitsluitend geldt voor een horizontale ondergrond dient ook de schematisering met driehoeken hiermee vergeleken te worden (figuur 3.6).



Figuur 3.6

Als de driehoeken gesplitst worden zijn op elke driehoek apart de evenwichtsbeschouwingen van toepassing (figuur 3.7).



Figuur 3.7

Analoog aan de wig van Prandtl wordt aangenomen dat langs de rand LJK juist bezwijken optreedt. De schuifkrachten langs LJ en JK, T_3 en T_2 worden dan:

$$T_2 = (N_2 - \bar{p}_r \sqrt{2} b) \operatorname{tg} \phi \quad (\text{kN/m}) \quad (3.21)$$

$$T_3 = (N_3 - \bar{p}_l \frac{b}{\sin \beta}) \operatorname{tg} \phi \quad (\text{kN/m}) \quad (3.22)$$

Hierin is:

N_2	= grond-normaalkracht op de rand JK	(kN/m)
N_3	= grond-normaalkracht op de rand LJ	(kN/m)
\bar{p}_r	= de gemiddelde waterdruk langs JK	(kN/m ²)
\bar{p}_l	= de gemiddelde waterdruk langs LJ	(kN/m ²)

Voor de interactie tussen de linker (l) en de rechter (r) driehoek zijn twee extreme benaderingen mogelijk:

- tussen beide driehoeken wordt uitsluitend een normaal kracht N_1 overgedragen. Langs de rand IJ treedt geen wrijving op [8], zodat:

$$T_1 = 0 \quad (3.23)$$

- tussen beide driehoeken wordt langs de rand IJ ook juist de bezwijkbelasting bereikt [5], zodat:

$$T_1 = (N_1 - \bar{p} \cdot b) \operatorname{tg} \phi \quad (3.24)$$

Beide benaderingen leveren twee vergelijkingen voor N_1 , links en rechts. Door deze aan elkaar gelijk te stellen kan hieruit de grootte van de strookbelasting s bepaald worden.

Zowel voor een dichte ($\lambda = \infty$) als een volledig doorlatende toplaag ($\lambda = 0$) wordt in appendix B afgeleid dat:

$$s_{bh} : s' = 1,7:1 \quad \text{bij gebruik van vergelijking (3.23)}$$

$$s_{bh} : s' = 1:3,5 \quad \text{bij gebruik van vergelijking (3.24)}$$

Hierin is:

s' = de benadering van de maximale strookbelasting met behulp van driehoeken

s_{bh} = de oplossing voor de maximale strookbelasting met behulp van Brinch Hansen.

Het is duidelijk dat vergelijking (3.23) een nauwkeurige benadering geeft voor de theoretische waarde volgens Brinch Hansen.

Alhoewel vergelijking (3.24) theoretisch juist is, omdat in het gebied begrensd door de logaritmische spiraal (fig. 3.6) overal de bezwijkspanning bereikt wordt. Om praktische redenen zal hier toch vooral vergelijking (3.23) gehanteerd worden.

De driehoeks-benadering kan nu "geijkt" worden naar de horizontale situatie door te rekenen met s' in plaats van s , waarbij:

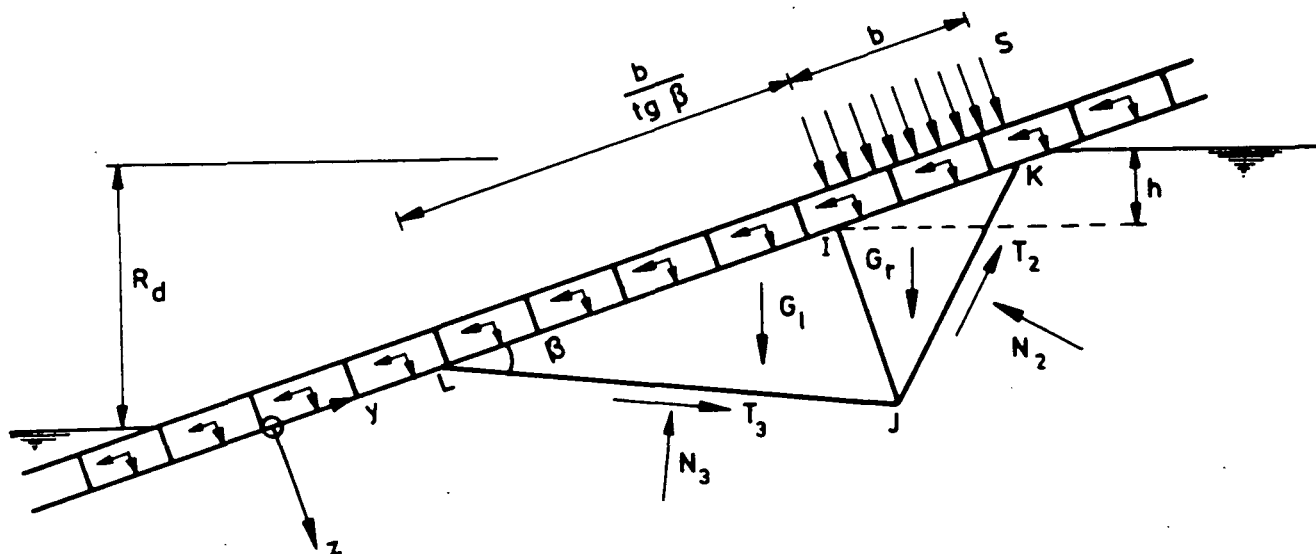
$$s' = f \cdot s \quad (3.25)$$

Hierin is:

$f = 0,59$ voor geval (3.23) of

$f = 3,5$ voor geval (3.24).

Voor een talud onder een helling α (figuur 3.8) kunnen analoog aan het voorgaande, de evenwichtsvergelijkingen worden opgesteld.



Figuur 3.8

Wanneer uitgegaan wordt van vergelijking (3.23) levert dit voor de normaalkracht N_1 op de rechter driehoek:

$$N_{1r} = \sin \alpha \cdot G_r + \bar{p}_r \cdot b \cdot \operatorname{tg} \phi + (q_y + \operatorname{tg}(45 - \phi) \cdot q_z) \cdot b + \operatorname{tg}(45 - \phi) \cdot (s' \cdot b + \cos \alpha \cdot G_r + \bar{p}_r \cdot b \cdot \operatorname{tg} \phi) \quad (3.26)$$

bladnummer : - 38 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Hierin is:

$$\begin{aligned}G_r &= \frac{1}{2} b^2 \cdot \gamma_g && (\text{kN/m}) \\ \bar{p}_r &= \text{de gemiddelde waterdruk langs JK} && (\text{kN/m}^2) \\ q_y &= 0 (\tau_0) \text{ of} && (\text{kN/m}) \\ q_y &= \gamma_t \cdot d_t \cdot \sin\alpha (\tau_s) \text{ (zie par. 2.4)} && (\text{kN/m}) \\ q_z &= \gamma_t \cdot d_t \cdot \cos\alpha && (\text{kN/m})\end{aligned}$$

Voor de linker driehoek geldt analoog:

$$\begin{aligned}N_{1l} &= \text{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(q_z \cdot \frac{b}{\text{tg}\beta} + \cos\alpha \cdot G_l - \bar{p}_l \cdot b \cdot \text{tg}\phi \right) - \\ &\quad \bar{p}_l \cdot b \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\text{tg}\beta} - \sin\alpha \cdot G_l - q_y \cdot \frac{b}{\text{tg}\beta} \quad (3.27)\end{aligned}$$

Hierin is:

$$\begin{aligned}G_l &= \frac{1}{2} \frac{b^2}{\text{tg}\beta} \cdot \gamma_g && (\text{kN/m}) \\ \bar{p}_l &= \text{de gemiddelde waterdruk langs LJ} && (\text{kN/m}^2)\end{aligned}$$

Voor stabiliteit moet nu geëist worden dat de linker driehoek, de door de rechter driehoek uitgeoefende normaalkracht N_{1r} , kan dragen zonder zelf te bezwijken:

$$N_{1l} \geq N_{1r} \quad (3.28)$$

Indien de uitdrukkingen voor \bar{p}_r en \bar{p}_l bekend zijn, kan deze ongelijkheid opgelost worden als functie van β . De maximale waarde voor d_t , afhankelijk van β is de gezochte, optimale waarde van de dikte van de toplaag.

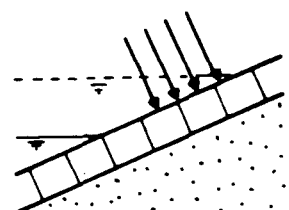
Omdat er in de berekening vanuit is gegaan dat het punt L boven de buitenwaterstand ligt, geeft dit een ondergrens voor de waarde van β :

$$\operatorname{tg} \beta \geq \frac{b}{R_d - h} \sin \alpha \quad (3.29)$$

Een maximale waarde van β wordt gedicteerd door de term $\operatorname{tg}(\phi + \beta)$ in vergelijking (3.27).

$$\beta < 90^\circ - \phi \quad (3.30)$$

3.2.2.2 Kleine lek lengte λ



Een golfklap op een talud met een doorlatende toplaag ($\lambda = 0$), zal naast een externe belasting op dat talud ook een intern stromingsbeeld veroorzaken.

Zoals in paragraaf 3.1.2 reeds is uiteengezet, zal uitsluitend vanwege het niveauverschil R_d tussen de binnen- en buitenwaterstand reeds een bepaald stroombeeld ontstaan. Het lijkt het meest aannemelijk, om bij de hier geschetste situatie, stroming evenwijdig aan het talud aan te houden.

Omdat de golfklap voor elke taludhelling loodrecht op het talud aangenomen wordt, kan het daardoor veroorzaakte stroombeeld voor $\alpha = 0$ (zonder de evenwijdige stroming) bepaald worden en onder de taludhoek gesuperponeerd worden op het stromingsbeeld evenwijdig aan het talud.

Het stromingsbeeld ten gevolge van een kolom water van 2,5 m hoog en 0,4 m breed is geschetst in appendix B.

Daaruit blijkt dat de bijdrage van de golfklap aan de gemiddelde waterdruk langs de zijden JK en LJ het volgende is:

$$\bar{p}_r \text{ (golfklap)} = C_1 \cdot s$$

$$\bar{p}_l \text{ (golfklap)} = C_2 \cdot s$$

Uit appendix B blijkt dat globaal geldt:

$$C_1 = 0,6$$

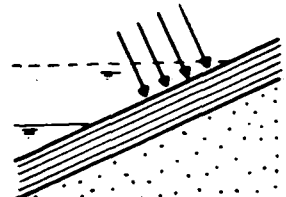
$$C_2 = 0,2$$

De waterdrukken ten gevolge van stroming evenwijdig aan het talud zijn bekend uit paragraaf 3.1.2.2. De waterdrukken worden dan:

$$\bar{p}_r = C_1 \cdot s + \frac{1}{2} b \cdot \cos \alpha \cdot \gamma_w \quad (3.31)$$

$$\bar{p}_l = C_2 \cdot s + \frac{1}{2} b \cdot \cos \alpha \cdot \gamma_w \quad (3.32)$$

3.2.2.3 Grote lek lengte λ



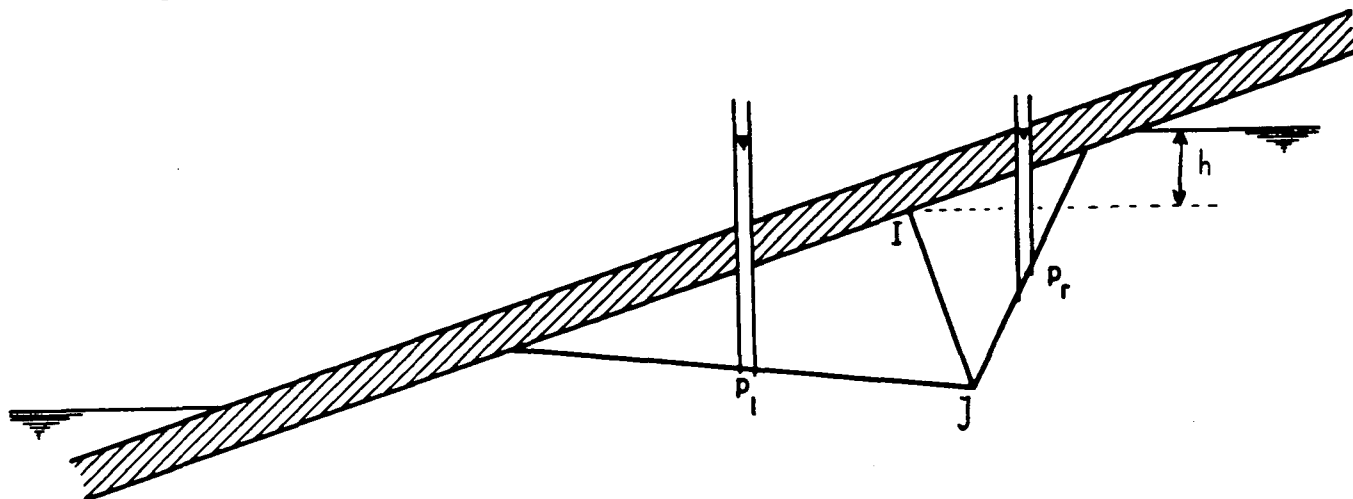
Bij een volledig ondoorlatende toplaag ($\lambda = \infty$) is de waterspanning eenvoudig te bepalen uit de stijghoogte en de geometrie (figuur 3.8).

Er blijkt dat:

$$\bar{p}_r = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \sin(45 - \alpha) \frac{1}{2} b \quad (3.33)$$

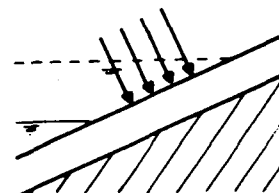
$$\bar{p}_l = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \beta} \frac{1}{2} b \quad (3.34)$$

Langs de rand IJ kan ook de waterspanning berekend worden, doch omdat hier uitsluitend met de grondspanning gerekend wordt is dit niet nodig.



Figuur 3.8

3.2.3 De golfklap voor een C_u -materiaal



Voor de "ijking" van de golfklap op een C_u -materiaal wordt een iets andere benadering gekozen als bij een ϕ -materiaal.

Uit vergelijking (3.14) is het mogelijk om de C_u -waarde voor de ondergrond te bepalen om daarmee analoog aan paragraaf 3.2.3 de golfklap aan te passen.

De theorie van Davis en Booker [7] houdt rekening met het feit dat een glijvlak zich zal concentreren in de bovenste lagen, indien de C_u -waarde toeneemt met de diepte. Indien de toename met de diepte $\rho = 0$, dan komt vergelijking (3.20) overeen met de vergelijking van Brinch Hansen voor een C_u -materiaal:

$$s = N_c \cdot C$$

$$\text{met } N_c = 2 + \pi$$

Indien er van uitgegaan wordt dat in de ondergrond, de gemiddelde C_u -waarde, $\overline{C_u}$, bekend is, dan geldt voor de schuifkrachten langs de randen LJK (figuur 3.6) dat:

$$T_2 = \sqrt{2} \cdot b \cdot \overline{C_u} \quad (\text{kN/m}) \quad (3.35)$$

$$T_3 = \frac{b}{\sin\beta} \cdot \overline{C_u} \quad (\text{kN/m}) \quad (3.36)$$

Voor de interactie tussen de linker en rechter driehoek zijn analoog aan par. 3.2.2 weer twee extreme benaderingen mogelijk:

- tussen beide driehoeken wordt uitsluitend een normaal kracht N_1 overgedragen. Langs de rand IJ treedt geen wrijving op;

$$T_1 = 0 \quad (3.37)$$

- tussen beide driehoeken wordt langs de rand IJ juist de bezwijkbelasting bereikt;

$$T_1 = b \cdot \overline{C_u} \quad (3.38)$$

Oplossen van de maximaal toelaatbare golfklap uitgedrukt in $\overline{C_u}$ levert:

- met behulp van vergelijking (3.37) $s' = 4 \overline{C_u}$ (3.39)

- met behulp van vergelijking (3.38) $s' = (3 + 2\sqrt{2}) \overline{C_u}$ (3.40)

In appendix B wordt afgeleid, dat indien vergelijking (3.14) gehanteerd wordt:

$s_{db}:s' = 1,18:1$ bij gebruik van vergelijking (3.37)

$s_{db}:s' = 1:1,23$ bij gebruik van vergelijking (3.38)

Hierin is:

s_{db} = de maximale waarde van de strookbelasting met behulp van Davis en Booker

s' = de benadering van de maximale strookbelasting met behulp van de driehoeken.

Het verschil tussen de beide uitkomsten is niet zo duidelijk als bij een ϕ -materiaal. Ook hier geldt, analoog aan een ϕ -materiaal, dat vergelijking (3.38) theoretisch juist is. Mede vanwege de minder complexe berekening ligt echter gebruikmaking van vergelijking (3.37) iets meer voor de hand dan van vergelijking (3.38).

Om nu de berekening te corrigeren wordt nu niet de golfklap s aangepast, zoals in paragraaf 3.2.2, doch wordt de vergelijking voor

$\overline{C_u}$ aangepast om de theorie van Davis en Booker te kunnen verwerken.

Door de vergelijkingen (3.20) en (3.39) of (3.40) te combineren, wordt een uitdrukking van \overline{C}_u verkregen:

$$\overline{C}_u = \frac{1}{4} F((2 + \pi) C_o + \rho \cdot \frac{b}{4}) \text{ met behulp van (3.39)} \quad (3.41)$$

$$\overline{C}_u = \frac{1}{3 + 2\sqrt{2}} F((2 + \pi) C_o + \rho \cdot \frac{b}{4}) \text{ met behulp van (3.40)} \quad (3.42)$$

Voor een talud onder een helling α (figuur 3.7), kunnen nu weer, analoog aan het voorgaande, de evenwichtsvergelijkingen opgesteld en uitgewerkt worden.

$$N_{1r} = s \cdot b + q_z \cdot b + q_y \cdot b + (\sin\alpha + \cos\alpha) G_r - 2 \cdot b \cdot \overline{C}_u \quad (3.43)$$

$$N_{1l} = q_z \cdot b - q_y \cdot \frac{b}{\text{tg}\beta} + (\cos\alpha - \sin\alpha) G_l + (\text{tg}\beta + \frac{1}{\text{tg}\beta})b \cdot \overline{C}_u \quad (3.44)$$

Hierin is:

$$\begin{aligned} G_r &= \frac{1}{2} \cdot b^2 \cdot \gamma_g && (\text{kN/m}) \\ G_l &= \frac{1}{2} \frac{b^2}{\text{tg}\beta} \cdot \gamma_g && (\text{kN/m}) \\ q_y &= 0 (\tau_o) \text{ of} && (\text{kN/m}) \\ q_y &= \gamma_t \cdot d_t \cdot \sin\alpha (\tau_s) && (\text{kN/m}) \\ q_z &= \gamma_t \cdot d_t \cdot \cos\alpha && (\text{kN/m}) \end{aligned}$$

bladnummer : - 45 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Voor de berekening van C_o en ρ dient nu ook de dikte en het gewicht van de bekleding in rekening gebracht te worden:

$$C_o = \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} + \frac{C}{\cos\phi} \quad (\text{kN/m}^2) \quad (3.45)$$

$$\rho = \gamma'_g \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \quad (\text{kN/m}^3) \quad (3.46)$$

met:

$$\gamma'_t = \gamma_t - \gamma_w \quad (\text{kN/m}^3)$$

$$\gamma'_g = \gamma_g - \gamma_w \quad (\text{kN/m}^3)$$

Voor stabiliteit moet nu weer geëist worden dat:

$$N_{1l} \geq N_{1r}$$

De maximale waarde voor d_t , afhankelijk van β , is dan de gezochte optimale waarde voor de dikte van de toplaag.

Essentieel bij deze oplossing voor een golfklap op een C_u -materiaal is, dat de grootte van de lek lengte geen invloed heeft. Dit wordt veroorzaakt doordat de schuifspanningen niet samenhangen met de verdeling van de grondspanningen in korrelspanningen en waterspanningen, doch afhankelijk zijn van de C_u -waarde.

4. BEPALING VAN DE STABILITEIT

4.1 INLEIDING

In dit hoofdstuk worden de stabiliteitsbeschouwingen van hoofdstuk 3 uitgewerkt. Die uitwerking bestaat enerzijds uit formules voor de stabiliteit, anderzijds uit getalsvoorbeelden op basis van de in hoofdstuk 2 genoemde voorbeelden van belasting en constructie eigenschappen. De getalsvoorbeelden zijn in grafiekvorm gepresenteerd in de bijlagen.

De in dit hoofdstuk te presenteren resultaten van de sommen zullen ten dele in een andere volgorde behandeld worden dan in het vorige hoofdstuk. De achtergrond hiervan is dat de sommen ook gemaakt zijn in een andere volgorde als hiervoor geschetst. Het gevolg daarvan was dat de resultaten van voorliggende sommen de aanpak van de volgende heeft beïnvloed.

Bij het bestuderen, interpreteren en vergelijken van de resultaten van de verschillende problemen, verdient het aanbeveling niet uitsluitend naar de resultaten in de bijlagen te kijken. Het zijn vooral de afgeleide vergelijkingen, in appendix C welke een beter inzicht geven in de achtergronden en verschillen. Vooral kwalitatief vallen hieruit eenvoudig de nodige conclusies te trekken. Bovendien is het voor een aantal gevallen zeer eenvoudig om nu de oplossing te geven voor de reeds in par. 2.3 geschetste mogelijkheid dat de taludbekleding een omhoog gerichte schuifspanning overbrengt op de ondergrond. Dit geval wordt hierna verder aangeduid met τ_t . Een dergelijke situatie zou kunnen ontstaan bij gebruik van blokkenmatten of bij een, buiten het bezwijkgebied vallende teenconstructie. Een overzicht van de resultaten voor de teruggetrokken golf is weergegeven in bijlage 21.

Bij het interpreteren van de golfklap aan de hand van de afleidingen met driehoekige schuifvlakken zoals weergegeven in de appendices B en C, doen zich enige problemen voor. Het is zeer lastig om enige alternatieve situaties door te rekenen, daar de invloed van de afschuifhoek β zeer groot is en lastig eenduidig uit te drukken in een vergelijking.

Een en ander leidt er toe dat de golfklap zich niet zo goed kwalitatief laat analyseren als de teruggetrokken golf.

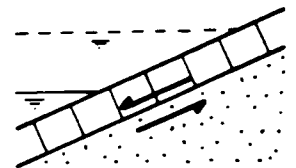
De oorzaak daarvan ligt in de uitgangspunten waarmee de golfklap is opgelost. Een eenvoudiger benadering (geen driehoeken, geen Davis en Booker) had wellicht tot minder exacte, doch kwalitatief beter te analyseren resultaten geleid. Daarom zijn achteraf nog twee andere benaderingen gepresenteerd dan de "driehoeken"-benadering:

- cirkelvormige glijvlakken (appendix E)
- zeer eenvoudige benadering waarin alleen de schuifspanning in een vlak evenwijdig aan het talud beschouwd wordt (appendix F).

Doch in het volgende wordt alleen de "driehoeken"-benadering uitgewerkt.

4.2 DE TERUGGETROKKEN GOLF BIJ EEN ϕ -MATERIAAL

4.2.1 Kleine lek lengte λ en schuifspanningsoverdracht (t.g. $-\phi - \lambda = 0 - \tau_s$)



Zoals in par. 3.1.2.2 geschetst is zijn hier drie methoden mogelijk:

1. horizontale stroming
2. stroming evenwijdig aan het talud
3. exponentiële afname van de waterspanning

ad 1:

Als horizontale stroming aangehouden wordt en als aangenomen wordt dat een glijvlak op elke diepte z kan ontstaan, dan blijkt hieruit geen eis voor de dikte van de toplaag te volgen (zie appendix C.1.1). Wel wordt een grens voor de taludhelling α gevonden:

$$\alpha \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \phi \quad (4.1)$$

Voor de in par. 2 genoemde grootheden betekent dit hier dat $\alpha \leq 17.2^\circ$.

Bovendien moet gelden:

$$\text{tg} \alpha \leq \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \text{tg} \phi \quad (4.3)$$

Doch, daar nagenoeg altijd $\gamma_t \leq \gamma_g$, zal deze eis niet maatgevend zijn. In dit voorbeeld zou gelden $\alpha \leq 20,8^\circ$.

Het resultaat is gepresenteerd in bijlage 1. De betekenis van de stippellijnen wordt uiteengezet in paragraaf 4.2.3.

ad 2:

Bij stroming evenwijdig aan het talud (appendix C.1.2) geldt praktisch hetzelfde:

$$\operatorname{tg} \alpha \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \operatorname{tg} \phi \quad (4.2)$$

Dit levert in dit geval $\alpha \leq 18.9^\circ$.

Ook hier moet (4.3) gelden. Het resultaat is uitgezet in bijlage 2.

ad 3:

Bij een exponentieel verloop van de waterspanning blijkt wel een eis voor de toplaagdikte gevonden te worden voor taludhellingen tussen de grenzen van (4.1) en (4.2):

$$d_t \geq \frac{\operatorname{tg} \phi \cdot \gamma_w \cdot R_d (1 - \exp(-B \cdot z_o)) - (\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_g \cdot \sin \alpha) z_o}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha} \quad (4.4)$$

met

$$B = \frac{\sin \alpha \operatorname{tg} \alpha}{R_d} \quad (4.5)$$

en, als kritische diepte:

$$z_o = -\frac{1}{B} \ln \left(\frac{\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_g \cdot \sin \alpha}{B \cdot \operatorname{tg} \phi \cdot \gamma_w \cdot R_d} \right) \quad (4.6)$$

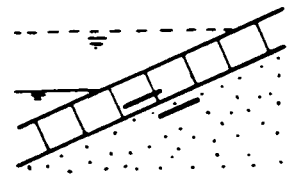
Een en ander is afgeleid in appendix C.1.3.

Het resultaat uit vergelijking (4.4) e.v. is uitgezet in een figuur in bijlage 3.

Opvallend bij de resultaten is dat het exponentiële verloop een waarde voor d_t geeft tussen de grenzen uit de andere twee benaderingen. Dit wijst erop; dat de twee grenzen uit (4.1) en (4.2) goed bruikbaar zijn, mede omdat de waarden zeer dicht bij elkaar liggen, en dat vergelijking (4.4) een reëlere benadering geeft.

Het verdient bovendien vermelding dat vergelijking (4.2) overeenkomt met een door Verruijt geformuleerde eis [4].

4.2.2 Kleine leklengte en geen schuifspanningsoverdracht
 (t.g. - ϕ - $\lambda=0$ - τ_0)



Omdat in de vorige paragraaf gevonden is dat de aanname van een exponentieel, afnemende waterspanning aansluit bij de grenzen voor een horizontale, respectievelijk evenwijdige stroming, is uitsluitend de berekening voor een exponentieel afnemende waterspanning uitgevoerd.

In appendix C.2 wordt afgeleid dat een eis voor d_t gevonden kan worden die ligt tussen (4.1) en (4.2) en waaraan voldaan moet worden als aangenomen wordt dat een glijvlak op elke diepte z kan ontstaan:

$$d_t \geq \frac{\text{tg}\phi \cdot \gamma_w \cdot R_d (1 - \exp(-B \cdot z_0)) - (\gamma'_g \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi - \gamma_g \cdot \text{sina}) z_0}{\gamma'_t \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi} \quad (4.7)$$

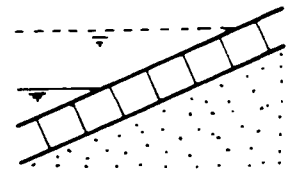
met

$$B = \frac{\text{sina} \cdot \text{tga}}{R_d}, \text{ gelijk aan (4.5)}$$

en, als kritische diepte:

$$z_0 = -\frac{1}{B} \ln\left(\frac{\gamma'_g \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi - \gamma_g \cdot \text{sina}}{B \cdot \text{tg}\phi \cdot \gamma_w \cdot R_d} \right), \text{ gelijk aan (4.6)}$$

Het resultaat uit deze vergelijkingen is uitgezet in een figuur in bijlage 4.



4.2.3 Analyse teruggetrokken golf bij ϕ -materiaal en kleine
leklengte (t.g.- $\phi - \lambda = 0$)

Voor beide toplaagschematisaties, τ_s en τ_o , wordt één criterium voor de toplaag gevonden:

$$\alpha \leq \frac{\gamma_g'}{\gamma_g} \phi \quad (4.8)$$

Met $\gamma_g = 20 \text{ kN/m}^3$ levert dit de, in de praktijk veel gebruikte relatie:

$$\alpha \geq \frac{1}{2} \phi \quad (4.9)$$

Dit is hetzelfde criterium als dat voor de stabiliteit voor een korreltje aan het oppervlak van een onbeschermd talud bij horizontale stroming. Als $\gamma_t > \gamma_g$ wordt dan ook aan (4.3) voldaan en kan er dus van worden uitgegaan dat een enkel elementje uit de bekleding ook stabiel is. Ook voor τ_t zal deze voorwaarde gevonden worden.

Wordt echter, in de berekeningen instabiliteit op een bepaalde diepte z "geaccepteerd", dan kan ook een relatie tussen de taludhelling α en de minimale bekledingsdikte d_t gevonden worden waarbij de taludhelling steiler is dan volgens (4.1).

Dit is acceptabel voor grote waarden van z , omdat de gevolgde beschouwing zuiver één dimensionaal is. Dit is een conservatieve methode. In de realiteit zal belastingspreiding zeker een rol spelen en kunnen de gevonden waarden, voor grote z , als pessimistisch beschouwd worden.

De volgende vergelijkingen worden dan gevonden:

- voor τ_s :

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \frac{\text{tg}\phi}{\text{cosa}} + \gamma_g \sin \alpha - \gamma_s \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi}{\gamma_t' \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha} \cdot z \quad (4.10)$$

$$\text{mits } \text{tg}\alpha \leq \frac{\gamma_t'}{\gamma_t} \text{tg}\phi \quad (4.3)$$

voor τ_o ;

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \frac{\text{tg}\phi}{\text{cosa}} + \gamma_g \sin \alpha - \gamma_s \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi}{\gamma_t' \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi} \cdot z \quad (4.11)$$

voor τ_t ;

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \frac{\text{tg}\phi}{\text{cosa}} + \gamma_g \sin \alpha - \gamma_s \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi}{2 \gamma_t' \cdot \text{cosa} \cdot \text{tg}\phi} \cdot z \quad (4.12)$$

Deze vergelijkingen zijn afgeleid voor het geval van horizontale stroming, welke de meest pessimistische gebleken is.

De resultaten van deze formules zijn weergegeven met gestippelde lijnen in de bijlagen 1, 2 en 4a. Voor τ_s maakt het niet zoveel uit omdat toch ook aan (4.3) moet worden voldaan. Voor τ_o en τ_t zijn, bij niet te grote waarden van z , echter veel grotere taludhellingen toelaatbaar, mits de toplaagdikte voldoende is.

bladnummer : - 53 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

De voorwaarde $\text{tg} \alpha \leq \frac{\gamma_t'}{\gamma_t} \text{tg} \phi$ voor τ_s volgt eenvoudig uit de voorwaarde dat de toplaag niet mag gaan schuiven over het talud.

De vergelijking voor τ_t is af te leiden m.b.v. de vergelijking voor τ_s . De bijdrage van de toplaag aan de schuifspanning in het geval τ_s is: $\gamma_t \cdot \sin \alpha \cdot d_t$, voor het geval τ_t is dit: $-\gamma_t' \cdot \cos \alpha \cdot \text{tg} \phi \cdot d_t$. Deze schuifspanningsterm komt in de vergelijkingen terug in de noemer. Vervangen van de termen levert de gezochte vergelijking.

Het probleem is nu om te bepalen welke "grote" waarde voor z aangehouden dient te worden. $z = 0,1$ m kan aangenomen worden als ondiep, zodat de één-dimensionale beschouwing zeker van toepassing zal zijn. $z = 1,0$ m ligt in dezelfde orde van grootte als de teruggetrokken golf (t.g.): $R_d = 1$ m.

Aangenomen kan worden, dat voor $z \gg 1$ m in ieder geval belastingspreiding een rol van betekenis zal spelen (zie bijlage 4a). Voor taludhellingen $\alpha \leq \frac{\gamma_g'}{\gamma_g} \phi$ is een en ander van ondergeschikt belang.

Voor grotere taludhellingen lijkt een toplaag aantrekkelijk die de, langs het talud gerichte component van zijn eigen, zwaartekracht intern kan overdragen naar een verankering of teenconstructie, een aantrekkelijke methode. Bij de berekening moet dan echter wel bedacht worden dat een eventuele filterlaag (geen geotextiel) tot de ondergrond behoort en niet tot de toplaag.

4.2.4 Grote lek lengte en schuifspanningsoverdracht

$$(t.g. - \phi - \lambda = \infty - \tau_s)$$



Zoals reeds bleek in par. 3.1.2.3 is de waterdruk in een talud met een grote lek lengte, hydrostatisch verdeeld.

De volgende vergelijking voor de steendikte kan dan eenvoudig worden afgeleid (appendix C.3):

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d \cdot \text{tg} \phi}{\gamma_t (\cos \alpha \cdot \text{tg} \phi - \sin \alpha)}, \quad (4.13)$$

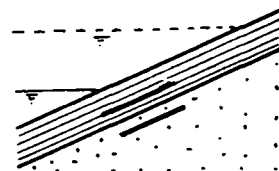
onder de voorwaarde:

$$\alpha < \phi \quad (4.14)$$

In bijlage 5 is het verband tussen d_t en α volgens (4.13) uitgezet. Het lijkt vreemd dat zelfs bij $\alpha = 0$ nog een bepaalde topplagdikte vereist is. Maar men bedenke dat er, volgens de toegepaste schematisatie, ook onder de top laag een stijghoogte aanwezig is van 1 m boven de bovenkant van de ondergrond. De vereiste topplagdikte komt dan overeen met het opdrijf criterium.

4.2.5 Grote lek lengte en geen schuifspanningsoverdracht

$$(t.g. - \phi - \lambda = \infty - \tau_0)$$

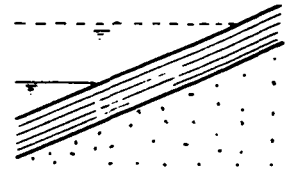


Voor deze situatie dienen voor de waterdrukken dezelfde vergelijkingen gehanteerd te worden als in de vorige paragraaf. Alleen de vergelijking voor de schuifspanning τ_{yz} is iets eenvoudiger.

Het uiteindelijk resultaat (appendix C.4) is:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d}{\gamma_t \cdot \cos \alpha} \quad (4.15)$$

Dit verband is uitgezet in een figuur in bijlage 6.



4.2.6 Analyse teruggetrokken golf bij ϕ -materiaal en grote leklengte
 (t.g. - ϕ - $\lambda = \infty$)

Voor deze gevallen wordt uitsluitend een voorwaarde voor de taludbekleding gevonden. Voor het basismateriaal in het talud kan men als eis aanhouden: $\alpha < \phi$, hetgeen in de grondmechanica als vanzelfsprekend wordt beschouwd voor een oneindig lang talud. Als we $\alpha < \phi$ aanhouden blijkt uit appendices C₃ en C₄ dat de kritieke waarden voor de beide gevallen, τ_s en τ_o , worden gevonden voor $z = 0$. Dit houdt in dat hier uitsluitend een voorwaarde wordt gevonden i.v.m. opdrijven en afschuiven van de bekleding.

Voor de situatie met schuifspanningsoverdracht (τ_s) geldt een afschuifcriterium:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d \cdot \text{tg}\phi}{\gamma_t (\cos\alpha \text{tg}\phi - \sin\alpha)} \quad (4.13) = (4.16)$$

Hierin is $\gamma_t \sin\alpha$ in de noemer de term afkomstig van de schuifspanning tussen toplaag en ondergrond langs het talud.

$\gamma_t \cdot \cos\alpha \cdot \text{tg}\phi$ is een reductieterm voor de bekleding t.g.v. de taludhelling.

$\gamma_w \cdot R_d \cdot \text{tg}\phi$ is een oprijfsterm.

Bij de afleiding van vergelijking (4.16) is uitgegaan van de situatie zoals geschetst in figuur 3.1.

Vergelijken met literatuur op dit gebied [2] levert dezelfde vergelijking, doch ook een strengere eis [10].

In par. 3.1 is aangenomen dat het ongunstigste mootje grond gelegen is t.p.v. $y = 0$ (zie fig. 3.1). Beschouwt men de stabiliteit van een mootje grond en bekleding voor $y = -\frac{d_t}{\text{tg}\alpha}$, dan dient vergelijking (4.13) vervangen te worden door de volgende:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d \cdot \text{tg}\phi}{\gamma_t' \cdot \text{cos}\alpha \cdot \text{tg}\phi - \gamma_t \cdot \text{sin}\alpha} \quad (4.17)$$

$$\text{mits } \text{tg}\alpha \leq \frac{\gamma_t'}{\gamma_t} \text{tg}\phi \quad (4.18)$$

Voor een taludhelling 1:3, levert dit, in het hier gebruikte getallenvoorbeeld, een 8 maal dikkere bekleding.

Tevens wordt in de literatuur [11] nog een andere eis gevonden, waarbij uitgegaan wordt van een waterdichte bekleding aan de bovenzijde van de toplaag. Dan wordt een deel van de component van de zwaartekracht van de toplaag aan het talud overgedragen door het water. Dan wordt gevonden:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d \cdot \text{tg}\phi}{\gamma_t' \cdot (\text{cos}\alpha \cdot \text{tg}\phi - \text{sin}\alpha)} \quad (4.19)$$

Hetgeen een tweemaal dikkere bekleding oplevert als vergelijking (4.16). Beide laatste eisen lijken te streng voor het maatgevende mootje bekleding, tenzij de bekleding uit werkelijk volledig losliggende elementen bestaat.

Zonder schuifspanningsoverdracht (τ_0) geldt een opdrijf criterium:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d}{\gamma_t \cdot \text{cos}\alpha} \quad (4.15) = (4.20)$$

bladnummer : - 57 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Analoog aan τ_s kan hier ook een strengere eis gevonden worden:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d}{\gamma_t' \cdot \cos \alpha} \quad (4.21)$$

Voor τ_t gelden, zolang $\alpha < \phi$, dezelfde vergelijkingen, omdat hier, net als bij τ_o , het oplichten van de bekleding kritiek is en op dat moment geen enkele schuifspanning tussen toplaag en ondergrond gemobiliseerd kan worden.

Bij een tamelijk, waterdichte toplaag, zoals b.v. asfalt, verdient het aanbeveling om toch uit te gaan van de vergelijkingen (4.16) en (4.20), daar deze de realiteit beter benaderen.

In bijlage 6a zijn de diverse waarden behorende bij deze vergelijkingen uitgezet.

4.3 DE TERUGGETROKKEN GOLF BIJ EEN C_u -MATERIAAL



4.3.1 Schuifspanningsoverdracht

(t.g. - C_u - τ_s)

Als met behulp van de in par. 3.1 gegeven vergelijkingen voor deze situatie het evenwicht wordt bepaald, op elke diepte een glijvlak mogelijk wordt geacht en de C_u waarde wordt gelijk gekozen aan de initiële belasting, volgt hieruit geen eis voor de dikte van de toplaag (appendix C.5). Wel wordt een eis gevonden voor de maximaal toelaatbare taludhelling α :

$$\operatorname{tga} \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi} \quad (4.23)$$

Voor de in par. 2 genoemde waarden betekent dit dat $\alpha \leq 13.3^\circ$.

4.3.2 Geen schuifspanningsoverdracht

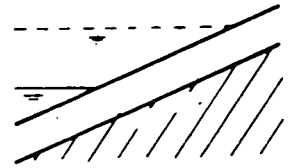
(t.g. - C_u - τ_o)



Deze situatie levert een identiek resultaat als par. 4.3.1. Er wordt wederom geen voorwaarde voor de toplaagdikte gevonden doch slechts een voorwaarde voor de taludhelling α (zie appendix C.6):

$$\operatorname{tga} \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi} \quad (4.24)$$

Hier houdt dat in dat; $\alpha \leq 13.3^\circ$.



4.3.3 Analyse teruggetrokken golf bij Cu-materiaal (t.g. - C_u)

4.3.3.1 Veilige grens.

Uit de vergelijkingen voor de minimale bekledingsdikte, in de appendices C5 en C6 volgt dat voor alle, positieve waarden van z evenwicht verzekerd is, indien geldt;

$$\operatorname{tg} \alpha \leq \frac{\frac{\gamma'}{g}}{\frac{\gamma}{g}} \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (4.25)$$

Deze voorwaarde volgt uit het evenwicht van de ondergrond. Dit betekent dat de stabiliteit van de toplaag een minder strenge eis oplevert. Vergelijking (4.25) is geldig voor zowel τ_s als τ_o en dus ook τ_t .

4.3.3.2 Invloed belastingspreiding en invloed schuifspanningsoverdracht (τ_s τ_o of τ_t)

Wordt rekening gehouden met belastingspreiding, dan wordt een relatie tussen α , z en d_t gevonden.

Voor τ_s levert dit;

$$d_t \geq \frac{-\left(\frac{\gamma'}{g} \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \alpha} - \frac{\gamma}{g} \sin \alpha\right) \cdot z - \frac{C}{\cos \phi}}{\frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} - \sin \alpha} \quad (4.26)$$

mits de noemer positief is:

$$\operatorname{tg} \alpha < \frac{\frac{\gamma'_t}{\gamma_t}}{\frac{\gamma_t}{\gamma_t}} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\cos \alpha} \quad (4.27)$$

In ons voorbeeld komt (4.27) overeen met $\text{tg}\alpha < 15,6^\circ$. Voor redelijke waarden van glijvlakdiepte z , liggen de minimale d_t waarden volgens (4.26) ver onder nul.

Als niet aan (4.27) wordt voldaan, is er echter ook evenwicht mogelijk mits de glijvlakdiepte z beperkt is, mits de cohesie niet te klein is en mits d_t kleiner is dan volgens de volgende ongelijkheid (zie bijlage C.5):

$$d_t \leq \frac{-(\gamma'_g \cos\alpha \frac{\text{tg}\phi}{\cos\alpha} - \gamma_g \cdot \sin\alpha) \cdot z - \frac{c}{\cos\phi}}{\gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} - \gamma_t \cdot \sin\alpha} \quad (4.28)$$

Voor glijvlakdiepten $z = 1$ m en $z = 0,1$ m is deze bovengrens weergegeven in bijlage 7. Voor materiaal als klei met een behoorlijke cohesie is dit het interessante gebied: als de toplaag niet te dik is en de wrijving tussen toplaag en ondergrond gelijk is aan die van het ondergrondmateriaal, dan ontstaan niet gauw ondiepe glijvlakken.

Voor het geval τ_0 wordt gevonden:

$$d_t \geq \frac{-(\gamma'_g \cos\alpha \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} - \gamma_g \cdot \sin\alpha) \cdot z - \frac{c}{\cos\phi}}{\gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi}} \quad (4.29)$$

In dit geval levert uitwerken van een aantal waarden van z een duidelijk "voordeliger" resultaat (zie bijlage 8).

Voor $z = 1$ m geldt $d_t \geq 0$ voor $\alpha \leq 30^\circ$.

Uitgaan van $\alpha = \phi$ levert bij $d_t = 0$ een "bezwijkdiepte" $z = 1,43$ m.

Vergelijking (4.29) levert dus t.o.v. (4.25) een heel wat "gunstiger" waarde.

bladnummer : - 61 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Het uitwerken van de vergelijkingen voor τ_t levert:

$$d_t \geq \frac{- (\gamma'_g \cos \alpha \operatorname{tg} \phi - \gamma_g \cos \phi \sin \alpha) \cdot z - 2C}{2 \cdot \gamma'_t \cos \alpha \operatorname{tg} \phi} \quad (4.30)$$

Waarbij voor de schuifspanning in de y-richting uitgegaan is van:

$$\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} \cdot d_t + \frac{c}{\cos \phi}$$

Uitwerken voor $z = 1$ m levert:

$$d_t \geq 0 \text{ mits } \alpha \leq 46^\circ,$$

Omgekeerd levert $\alpha = \phi$ op een bezwijkdiepte van $z = 2,73$ m.

4.3.3.3 Invloed cohesie

Deze resultaten lijken zeer gunstig. Er dient echter met nadruk op gewezen te worden dat in alle gevallen (τ_s , τ_o en τ_t) de verbeteringen niet alleen te danken zijn aan belastingverspreiding maar ook aan het meenemen van de cohesie C. Indien de vergelijkingen (4.26), (4.29) en (4.30) uitgewerkt zouden worden voor $C = 0$, dan ontstaat een soortgelijk beeld als bij een ϕ -materiaal. Zie bijlage 9 en vergelijk dit met bijlage 4a.

Vergelijkt men het resultaat voor τ_o bij $z = 1$ m met cohesie (bijlage 8) en zonder cohesie (bijlage 9), dan blijkt dat een cohesie van 5 kN/m² een forse reserve tegen bezwijken levert.

Uitgaande van de vergelijkingen (4.26), (4.29) en (4.30) kan de cohesie ook beschouwd worden als een reductie van de noodzakelijke bekledingsdikte.

Voor τ_s is de bijdrage van de cohesie:

$$\Delta d_t = \frac{C}{\gamma_t' \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha \cdot \cos \phi} \quad (4.31)$$

Voor τ_o in deze bijdrage:

$$\Delta d_t = \frac{C}{\gamma_t' \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi} \quad (4.32)$$

Voor τ_t geldt:

$$\Delta d_t = \frac{C}{\gamma_t' \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi}$$

hetgeen identiek is aan (4.32)

Deze vergelijkingen zijn uitgezet in bijlage 10.

4.3.3.4 Zand als ϕ -materiaal of als C_u -materiaal.

De ontlasting van een talud door een teruggetrokken golf zal bij een grote lek lengte een evenredige afname van de grondspanning in het er onder gelegen grondmassief veroorzaken. Bij fijn slecht doorlatend zand en relatief stijf grondwater (zie appendix G), zal deze afname van de grondspanning in eerste instantie opgenomen worden door de waterspanning. Het zand kan, op dat moment, beschouwd worden als een C_u -materiaal. Voor $\operatorname{tg} \alpha \leq \frac{\gamma_g'}{\gamma_g} \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi}$ levert dit echter een gunstiger resultaat als het berekenen van de bekledingsdikte voor een ϕ -materiaal. Een C_u -materiaal levert dan namelijk geen eis voor de bekledingsdikte.

Een ϕ -materiaal wel, omdat de bekleding van de ondergrond afgedrukt

dreigt te worden, b.v. $d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d}{\gamma_t' \cdot \cos \alpha}$

Als het niet duidelijk is of het zand als C_u - materiaal beschouwd kan worden, lijkt het raadzaam om aan beide eisen te voldoen.

Zoals reeds in 4.3.3.3 vermeld is bij een korte lek lengte, is het verschil tussen een ϕ -materiaal en een cohesie-loos C_u - materiaal opvallend gering. Vergelijk (4.26) met (4.10) of (C12); (4.29) met (4.11) of (C25a); (4.30) met (4.12) of (zie bijlage 21).

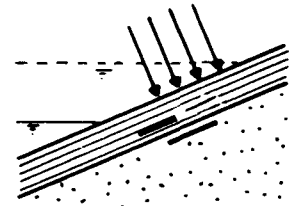
Het verschil wordt enerzijds veroorzaakt door de aanname over de grootte van C_u zoals gedaan in appendix A. Zie formule (3.14). Anderzijds kan de aanname over de richting van de grondwaterstroming bij het ϕ -materiaal voor een verschil zorgen. De formules worden gelijk als men aanneemt;

- $C_u = \text{tg}\phi \cdot \sigma'_{zz}$
- stroming evenwijdig aan het talud.

4.4 DE GOLFKLAP BIJ EEN ϕ -MATERIAAL

4.4.1 Grote lek lengte en geen schuifspanningsoverdracht

$$(g.k. - \phi - \lambda = \infty - \tau_o)$$



Met behulp van de vergelijkingen uit par. 3.2.2 is het nu mogelijk om de voorwaarde voor de bekledingsdikte te bepalen voor de verschillende situaties.

Omdat de toplaag geen schuifspanning overdraagt op de ondergrond, betekent dat, dat in de vergelijkingen (3.26) en (3.27):

$$q_y = 0 \text{ (par. 3.2.1).}$$

Omdat de toplaag ondoorlatend aangenomen wordt, heerst in het talud een hydrostatische drukverdeling.

Hiervoor gelden de vergelijkingen (3.33) en (3.34) (par. 3.2.2.3):

$$\bar{p}_r = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \cdot \sin(45 - \alpha) \cdot \frac{1}{2} \sqrt{2} \cdot b$$

$$\bar{p}_l = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \cdot \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin\beta} \cdot \frac{1}{2} b$$

Invullen van de bovenstaande vergelijkingen levert een gecompliceerde ongelijkheid welke een functie is van β (zie appendix C.9).

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (4.57)$$

met

$$F_1 = \bar{p}_l \frac{\text{tg}\phi}{\text{tg}\beta} - \text{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(\frac{G_l}{b} \cos\alpha - \bar{p}_l \cdot \text{tg}\phi \right) + \frac{G_r}{b} \sin\alpha + \bar{p}_r \cdot \text{tg}\phi$$

$$+ \frac{G_l}{b} \cdot \sin\alpha + \text{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos\alpha + \bar{p}_r \text{tg}\phi \right) \quad (4.58)$$

$$F_2 = \gamma_t \left(\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg}\beta} - \text{tg}(45 - \phi) \right) \cos\alpha \quad (4.59)$$

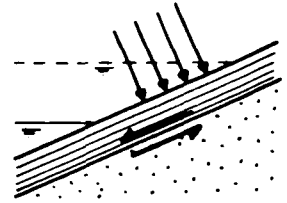
De ongelijkheid (4.57) dient nu geoptimaliseerd te worden voor β . Hier is dit uitgevoerd tussen de grenzen (3.29) en (3.30). Het blijkt dat, behalve voor $\alpha = 0$ de ondergrens voor β maatgevend is:

$$\text{tg}\beta = \frac{b}{R_d - h} \sin\alpha \quad (4.60)$$

Voor $\alpha = 0$ is de hoek: $\beta = 45^\circ - \frac{1}{2} \phi$ en hoeft d_t dan ook minder dik te zijn. Een en ander is uitgewerkt en uitgezet in een figuur in bijlage 11.

4.4.2 Grote lek lengte en schuifspanningsoverdracht

$$(g.k. - \phi - \lambda = \infty - \tau_s)$$



Dit geval verschilt niet veel van het vorige. Uitsluitend de term voor de schuifspanningsoverdracht in de vergelijkingen (3.26) en (3.27) verandert zoals aangegeven in par. 3.2.2.

Uitwerken van deze vergelijkingen (zie appendix C.10) levert:

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (4.61)$$

$$F_1 = \bar{p}_1 \frac{\text{tg}\phi}{\text{tg}\beta} - \text{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(\frac{G_1}{b} \cos\alpha - \bar{p}_1 \cdot \text{tg}\phi \right) + \frac{G_r}{b} \sin\alpha + \bar{p}_r \cdot \text{tg}\phi$$

$$+ \frac{G_1}{b} \cdot \sin\alpha + \text{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos\alpha + \bar{p}_r \text{tg}\phi \right) \quad (4.62)$$

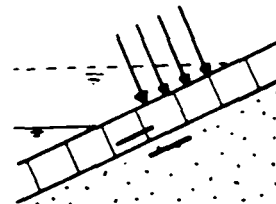
$$F_2 = \gamma_t \left(\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg}\beta} \cos\alpha - \frac{\sin\alpha}{\text{tg}\beta} - \sin\alpha - \text{tg}(45 - \phi) \cdot \cos\alpha \right) \quad (4.63)$$

Alleen de term F_2 verschilt met C.9.

Voor het eindresultaat geldt ook hier dat de maatgevende waarden van d_t gevonden worden voor de ondergrens van β :

$$\text{tg}\beta = \frac{b}{R_d - h} \sin\alpha \quad (4.64)$$

Het resultaat is uitgezet in bijlage 14.



4.4.3 Kleine lek lengte en geen schuifspanningsverdracht
 (g.k. - ϕ - $\lambda = 0 - \tau_0$)

Met behulp van de vergelijkingen uit par. 3.2.2 is in appendix C.13 dit geval uitgewerkt. Speciale aandacht verdient daarbij de invloed van de, door de golfklap veroorzaakte, waterspanningen zoals geformuleerd in par. 3.2.2.2:

$$\bar{p}_r \text{ (golfklap)} = C_1 \cdot s$$

$$\bar{p}_1 \text{ (golfklap)} = C_2 \cdot s$$

met

$$C_1 = 0.6$$

$$C_2 = 0.2$$

Deze waterdrukken worden gesuperponeerd op de waterdrukken ten gevolge van horizontale stroming.

Het eindresultaat is weer een ongelijkheid welke een functie is van β :

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (4.65)$$

$$F_1 = \bar{p}_1 \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\text{tg}\beta} - \text{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(\frac{G_1}{b} \cos\alpha - \bar{p}_1 \cdot \text{tg}\phi \right) + \frac{G_r}{b} \sin\alpha + \bar{p}_r \cdot \text{tg}\phi$$

$$+ \frac{G_1}{b} \cdot \sin\alpha + \text{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos\alpha + \bar{p}_r \text{tg}\phi \right) \quad (4.66)$$

$$F_2 = \gamma_t \left(\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg}\beta} - \text{tg}(45 - \phi) \right) \cos\alpha \quad (4.67)$$

Deze uitdrukkingen zijn identiek aan de resultaten voor een grote lek lengte, doch de uitdrukkingen voor de waterspanningen verschillen belangrijk. Vergelijking (4.65) is numeriek uitgewerkt voor de optimale waarden van β . Het resultaat is uitgewerkt in bijlage 15.

Substitutie in (4.65) van (4.66), (4.67), bovenstaande formules voor \bar{p}_r en \bar{p}_1 , alsmede de definities van s (begin paragraaf 2.2), s' (3.25), G_r [bij (3.26)] en G_1 [bij (3.27)], leidt tot de onderstaande ongelijkheid, mits voor N (gedefiniëerd als de drukkracht evenwijdig aan het talud die de bekleding onder het potentiëel instabiele gebied overdraagt op de bekleding in dat gebied) de volgende waarde wordt genomen:

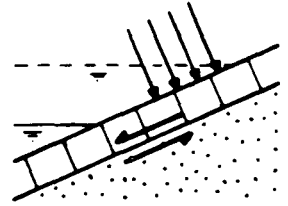
N = component evenwijdig aan talud van gewicht bekleding in potentiëel instabiele gebied = $\gamma_t \cdot d_t \cdot c_3 \cdot H \left(\frac{1}{\tan \beta} + 1 \right) \sin \alpha$

$$\left[\frac{\gamma_t}{\gamma_w} \cdot \frac{d_t}{H_s} + \frac{1}{2} \cdot C_3 \cdot \frac{\gamma}{\gamma_w} \right] \cdot \left[\left\{ \frac{\tan(\phi + \beta)}{\tan \beta} \right\} - \tan(45^\circ - \phi) \right] \cdot \cos \alpha +$$

$$- \left\{ \frac{1}{\tan \beta} + 1 \right\} \cdot \sin \alpha \left[+ \frac{N}{C_1 \cdot \gamma_w \cdot H_s} \right] >$$

$$f_s \cdot q \cdot \tan(45^\circ - \phi) + C_1 \cdot q \cdot \tan \phi \cdot \{1 + \tan(45^\circ - \phi)\} +$$

$$+ C_2 \cdot q \cdot \tan \phi \cdot \left\{ \frac{1}{\tan \beta} + \tan(\phi + \beta) \right\} \quad (4.67^*)$$



4.4.4. Kleine lek lengte en schuifspanningsoverdracht
 (g.k. - ϕ - $\lambda = 0 - \tau_s$)

Dit geval kan op identieke wijze doorgerekend worden, als het vorige geval. Uitsluitend de term q_y , voor de bijdrage van de toplaag aan de schuifspanning verschilt:

$$q_y = \gamma_t \cdot d_t \cdot \sin \alpha$$

In appendix C.12 zijn de vergelijkingen uitgewerkt. Het eindresultaat is weer een functie van β .

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (4.68)$$

$$F_1 = \bar{p}_1 \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\text{tg} \beta} + \frac{G_1}{b} \sin \alpha - \text{tg}(\alpha + \beta) \cdot \left(\frac{G_1}{b} \cos \alpha - \bar{p}_1 \cdot \text{tg} \phi \right)$$

$$+ \frac{G_r}{b} \cdot \sin \alpha + \bar{p}_r \cdot \text{tg} \phi + \text{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos \alpha + \bar{p}_r \cdot \text{tg} \phi \right) \quad (4.69)$$

$$F_2 = \gamma_t \left(\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg} \beta} \cos \alpha - \frac{\sin \alpha}{\text{tg} \beta} - \sin \alpha - \text{tg}(45 - \phi) \cos \alpha \right) \quad (4.70)$$

met \bar{p}_r en \bar{p}_1 volgens vergelijkingen (3.31) en (3.32).

Ongelijkheid (4.68) is numeriek geoptimaliseerd voor β . De resultaten zijn weergegeven in bijlage 16.

Substitutie in (4.68) van (4.69), (4.70), bovenstaande formules voor p en p , alsmede de definities van s (begin paragraaf 2.2), s (3.25), G [bij (3.26)] en G [bij (3.27)], leidt tot dezelfde ongelijkheid (4.67*) als in de vorige paragraaf, mits voor N (gedefinieerd als de drukkracht evenwijdig aan het talud die de bekleding onder het potentiëel instabiele gebied overdraagt op de bekleding in dat gebied) de volgende waarde wordt genomen:

$$N = 0$$

4.4.5 Analyse golfklap bij ϕ -materiaal (g.k. - ϕ)

4.4.5.1 Vergelijking τ_0 en τ_s

Vergelijken we de resultaten zonder (τ_0) en met (τ_s) schuifspanningsoverdracht dan blijkt dat de resultaten bij een taludhelling $\alpha = 0$ en vlak daarboven gelijk zijn, maar dat bij grote α de situatie zonder schuifspanningsoverdracht veel gunstiger is. Vergelijk bijlage 11 met bijlage 14 en bijlage 15 met bijlage 16. Net als bij de teruggetrokken golf blijkt dat de invloed van de taludhelling op de vereiste toplaagdikte zonder schuifspanning (τ_0) gering is en met schuifspanning (τ_s) groot.

Dit hangt samen met de passieve weerstand die de linker grond driehoek kan bieden. Die wordt bij grote α sterk beperkt door de schuifspanning die de toplaag op die driehoek uitoefent. In de formules is dat vooral te zien aan de grootte van F_2 . De twee termen $\frac{\sin \alpha}{\text{tg} \beta}$ en $\sin \alpha$ die de formule (4.63) = (4.70) extra heeft t.o.v. de formule (4.59) = (4.67), zorgen bij toenemende α voor een snel afnemende waarde van F_2 . terwijl verder niet zoveel verandert bij F_1 en F_2 .

Dit leidt er volgens (4.57) = (4.61) = (4.65) = (4.68) toe dat d_t bij schuifspanningsoverdracht snel toeneemt met α

4.4.5.2 Vergelijking $\lambda = \infty$ en $\lambda = 0$

De invloed van de lek lengte lijkt niet erg groot. Vergelijk bijlage 11 met bijlage 15 en bijlage 14 met bijlage 16. De resultaten met kleine lek lengte zijn iets ongunstiger dan die met grote lek lengte. Toch is dit min of meer toeval. De waterspanning langs de potentiële glijvlakken speelt een erg grote rol. De formules voor F_1 en F_2 en dus de formules voor de vereiste toplaagdikte zijn niet afhankelijk van de lek lengte, maar de waarden van \bar{p}_r , \bar{p}_1 en β die in die formules moeten worden ingevoerd zijn dat wel.

Bij grote lek lengte is een hele kleine β maatgevend, dus een hele grote linker driehoek, ofwel een glijvlak praktisch evenwijdig aan het talud. De waterdruk is daarlangs groot, vooral op grotere diepte, door het relatief hoge freatisch niveau onder de toplaag en niet zo zeer door de golfklap.

Bij kleine lek lengte is een vrij grote β maatgevend. De waterdruk langs het potentiële glijvlak van de linker driehoek, maar nu vooral ook de rechter driehoek, zijn nu groot dank zij het gemak waarmee de golfklap door de toplaag kan dringen. In deze situatie is het rekenresultaat erg gevoelig voor de keuze van de parameters van de golfklap (de factor q en de breedte b als genoemd in paragraaf 2.2; de factoren C_1 en C_2 als genoemd in paragraaf 3.2.2.2), terwijl deze bij grote λ nauwelijks een rol spelen (wel R_d en h als genoemd in paragraaf 2.2).

4.4.5.3 Vergelijking golfklap en teruggetrokken golf.

Het aandeel van de golfklap aan de vereiste bekledingsdikte is te bepalen, afhankelijk van de lek lengte:

$$\lambda = \infty:$$

$$\Delta d_t (s) = \operatorname{tg} (45^\circ - \phi) \cdot \frac{s'}{F_2} \quad (5.36)$$

$$\lambda = 0:$$

$$\Delta d_t (s) = \left\{ \left(\frac{\operatorname{tg} \phi}{\operatorname{tg} \beta} + \operatorname{tg} \phi \cdot \operatorname{tg} (\phi + \beta) \right) C_2 + \operatorname{tg} \phi (1 + \operatorname{tg} (45^\circ - \phi)) C_1 \right\} \frac{s}{F_2} + \operatorname{tg} (45^\circ - \phi) \cdot \frac{s'}{F_2} \quad (5.37)$$

De hierbij berekende waarden zijn afgetrokken van de totale vereiste bekledingsdikte, in de bijlagen 16a en 16b.

Uit bijlage 16a blijkt hoe klein de bijdrage van de golfklap is bij grote lek lengte. Dat stemt geheel overeen met wat in 4.4.5.2 vermeld is: glijvlak praktisch evenwijdig aan het talud; waterdruk voornamelijk bepaald door freatisch niveau. In beide gevallen wordt de vereiste toplaagdikte voornamelijk bepaald door het opdrijf criterium (τ_0 , τ_t) of het afschuif criterium (τ_s). Uit bijlage 16b blijkt de geweldig grote invloed van de golfklap bij kleine lek lengte.

4.4.5.4 Golfklapbenadering met glijvlak evenwijdig aan het talud.

Bij de teruggetrokken golf zijn glijvlakken evenwijdig aan het talud beschouwd; bij de golfklap glijvlakken die het talud snijden, eventueel onder een vrij grote hoek. Men kan zich afvragen of die hoek zo wezenlijk is, zeker bij $\lambda = \infty$ (β nadert tot nul), maar toch ook bij $\lambda = 0$. Gaat men, ook voor de golfklap uit van een glijvlak evenwijdig aan het talud, dan leidt dat tot aanzienlijk eenvoudiger formules dan bij de driehoeken benadering. Bovendien leidt dit tot een direktere integratie met de belasting van de teruggetrokken golf die altijd optreedt als een golfklap optreedt.

Daarom is in appendix F nagegaan wat de golfklapbelasting betekent als alleen een glijvlak evenwijdig aan het talud op geringe diepte wordt beschouwd. Deze benadering leidt in hoofdlijnen tot dezelfde conclusies als de driehoeken benadering. De resultaten komen goed overeen bij grote leklengte en bij kleine leklengte als geen schuifspanning wordt overgedragen (τ_0). Bij $\lambda = 0$ en τ_s zijn de verschillen echter erg groot.

Overigens dient men te bedenken dat de teruggetrokken golf benadering behalve door afwezigheid van de golfklap, nog steeds in twee opzichten verschilt van de golfklapbenaderingen:

- Het kritieke punt kan bij de teruggetrokken golf lager op het talud gelegen zijn (niet van belang voor kleine λ)
- Ook diepe glijvlakken worden beschouwd.

4.4.5.5 Golfklapbenadering met cirkel-vormige glijvlakken

Ook met cirkel-vormige glijvlakken zijn enige berekeningen uitgevoerd en wel voor een van die situaties die bij de benadering met glijvlak evenwijdig aan het talud de grootste afwijking gaf ($g.k. - \gamma - \lambda = 0 - \tau_s$).

Zie appendix E. De resultaten blijken aardig overeen te komen. Zie bijlage E16. Dat lijkt een bevestiging van de bruikbaarheid van de driehoeken benadering. Wel moet bedacht worden dat ook bij de cirkelvormige glijvlakken impliciet een bepaalde, vrij arbitraire verdeling van de waterdruk langs het glijvlak is aangenomen.

4.5 DE GOLFKLAP BIJ EEN C_u MATERIAAL

4.5.1 Inleiding

Bij de golfklap op een C_u - materiaal is de lek lengte niet van belang, zoals reeds eerder is gesteld in par. 3.2.3. Daarom worden hier verder slechts twee gevallen onderscheiden;

- geen schuifspanningsoverdracht door de toplaag,
- wel schuifspanningsoverdracht door de toplaag.

Zoals echter ook aangegeven in par. 3.2.3 is hier keuze uit twee benaderingen van het probleem, waarbij wel of geen schuifspanning overgebracht wordt langs de rand IJ (zie fig.3.6.).

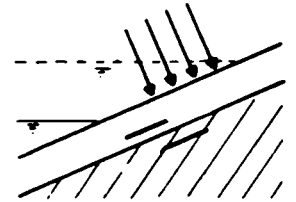
In het eerste geval geldt:

$$T_1 = 0 \quad (3.37)$$

In het tweede geval geldt:

$$T_1 = b \cdot \overline{C_u} \quad (3.38)$$

Hier zal voor de situatie zonder schuifspanningsoverdracht tussen toplaag en ondergrond de berekening uitgevoerd worden voor beide gevallen.



4.5.2 Geen schuifspanningsoverdracht (g.k. $-C_u - \tau_o$)

4.5.2.1 Geen schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken ($T_1 = 0$)

Bij dit geval wordt uitgegaan van vergelijking (3.37). In par. 3.2.3. wordt afgeleid dat voor de gemiddelde C_u -waarde in de ondergrond, $\overline{C_u}$, vergelijking (3.41) gehanteerd dient te worden:

$$\overline{C_u} = \frac{1}{4} F \left((2 + \pi) C_o + \rho \cdot \frac{b}{4} \right)$$

Uitwerken van de vergelijkingen uit par. 3.2.3 en invullen in de ongelijkheid; $N_{1l} \geq N_{1r}$ levert een relatie tussen d_t , α en β :

$$d_t \geq \frac{s + \gamma \cdot \frac{1}{2} b \cdot C_2 - \left(1.29 \cdot \frac{C}{\cos \phi} + 0.26 \cdot \frac{\gamma' \cdot b \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \right) C_1}{1.29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \cdot C_1} \quad (4.71)$$

met

$$C_1 = \text{tg} \beta + \frac{1}{\text{tg} \beta} + 2 \quad (4.72)$$

$$C_2 = \sin \alpha + \frac{\sin \alpha}{\text{tg} \beta} \quad (4.73)$$

De ondergrens voor d_t dient nu geoptimaliseerd te worden voor β . Dit is uitgevoerd in appendix C.13., en de resultaten zijn weergegeven in bijlage 17.

4.5.2.2 Wel schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken

Uitgaande van vergelijking (3.38) is in par. 3.2.3 afgeleid dat geldt:

$$\bar{C}_u = \frac{1}{3 + 2\sqrt{2}} F((2 + \pi) C_0 + \rho \cdot \frac{b}{4})$$

Uitwerken van deze vergelijking en invullen in de basisvergelijkingen is uitgevoerd in appendix C.13 en levert:

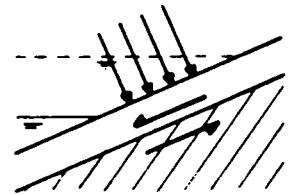
$$d_t \geq \frac{s + \gamma_g \cdot \frac{1}{2} b \cdot C_2 - (0,88 \cdot \frac{C}{\cos \phi} + 0,18 \cdot \gamma'_g \cdot b \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi}) C_1}{0,88 \cdot \gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \cdot C_1} \quad (4.74)$$

$$C_1 = 2 \text{tg} \beta + \frac{1}{\text{tg} \beta} + 3 \quad (4.75)$$

$$C_2 = \sin \alpha + \frac{\sin \alpha}{\text{tg} \beta} \quad (4.76)$$

De rechter term van de ongelijkheid is weer een functie van α en β en dient voor elke waarde van α geoptimaliseerd te worden voor β . Ook dit is uitgevoerd in appendix C.13 de resultaten zijn uitgezet in bijlage 18.

4.5.3 Schuifspanningsoverdracht (g.k. - $C_u - \tau_s$)



De verschillen in de resultaten uit de vorige twee paragrafen zijn niet erg groot. Daar de berekening van het tweede geval de meest gecompliceerde is, is daarom gekozen voor de benadering waarbij geen schuifspanning wordt overgebracht tussen de linker en rechter driehoek.

Deze berekening is uitgewerkt in appendix C.14 en loopt in eerste instantie analoog aan par. 4.5.2.1.

$$T_1 = 0$$

en

$$\overline{C_u} = \frac{1}{4} F((2 + \pi) C_0 + \rho \cdot \frac{b}{4})$$

Na uitwerken van de basisvergelijkingen wordt een gecompliceerde relatie gevonden als in vorige gevallen:

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (4.77)$$

met

$$F_1 = s + \gamma_g \cdot \frac{1}{2}b \cdot C_2 - (1,29 \frac{C}{\cos\phi} + 0,26 \cdot \gamma'_g \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi})C_1 \quad (4.78)$$

$$F_2 = 1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot C_1 - \gamma_t \cdot C_2 \quad (4.79)$$

$$C_1 = \text{tg}\beta + \frac{1}{\text{tg}\beta} + 2 \quad (4.80)$$

$$C_2 = \sin\alpha + \frac{\sin\alpha}{\text{tg}\beta} \quad (4.81)$$

Het beste kunnen deze vergelijkingen vergeleken worden met par. 4.5.2.1, de vergelijkingen (4.71), (4.72) en (4.73).

De uitdrukking voor F_1 , vergelijking (4.78), is exact gelijk aan de teller in vergelijking (4.71). Ook de uitdrukkingen voor C_1 en C_2 , respectievelijk (4.72) en (4.80), en (4.73) en (4.81) zijn gelijk. Het belangrijke verschil tussen beide resultaten zit in het verschil tussen de noemer in vergelijking (4.71) en de uitdrukking voor F_2 , vergelijking (4.79).

bladnummer : - 76 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Het is in dit geval mogelijk, dat voor reële waarden van α en β een negatieve waarde voor F_2 gevonden wordt.

Dit betekent dat voor de toplaagdikte d_t een bovengrens gevonden kan worden, indien $F_2 < 0$.

Dit blijkt het geval te zijn als geldt:

$$\operatorname{tg}\beta < \frac{\gamma_t \cdot \sin\alpha}{1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos\alpha \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi}} - 1 \quad (4.82)$$

Deze ongelijkheid blijkt alleen reële waarden voor de hoek β te geven, indien de rechter term positief is. Dit is uitsluitend het geval als:

$$\operatorname{tg}\alpha > 1,29 \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi} \quad (4.83)$$

Uit vergelijking (4.77) volgt dus een ondergrens van d_t voor het maximum van het quotiënt F_1/F_2 afhankelijk van β mits $F_2 > 0$.

Voor taludhellingen die voldoen aan vergelijking (4.83) kan bovendien een bovengrens gevonden worden voor de toplaagdikte, voor het minimum van het quotiënt F_1/F_2 , mits $F_2 < 0$.

Dit alles is uitgewerkt in appendix C.14 en uitgezet in bijlage 19 en 20.

Bijlage 19 heeft een afwijkende schaal op de verticale as teneinde de kromme voor de maximale steendikte zichtbaar te maken.

4.5.4 Analyse golfklap bij C_u -materiaal (g.k. - C_u)

4.5.4.1 Vergelijking met teruggetrokken golf.

Vergelijking van bijlage 17 of 18 met bijlage 8 (t.g. - C_u - τ_o) wekt op het eerste gezicht de indruk dat de golfklap belasting minder ernstig is dan die t.g.v. een teruggetrokken golf. Dat lijkt vreemd, want de hier bij de golfklap gehanteerde belasting (zie fig. 2.3 van paragraaf 2.2) is een combinatie van teruggetrokken golf en de feitelijke klap. Oorzaak voor deze schijnbare contradictie is de beperking die bij de berekening van de uitwerking van de golfklapbelasting is gehanteerd tot een glijvlak dicht onder het oppervlak. Als in bijlage 8 de waarde voor $z = 0,4$ m getekend zou zijn zou deze (nog) lagere steendikte aangeven dan bijlage 17 of 18.

Een ander verschil blijft overigens bestaan: bij de teruggetrokken golf worden glijvlakken evenwijdig aan het talud beschouwd; hier zijn glijvlakken maatgevend die het talud onder een grote hoek snijden. In appendix F is de stabiliteit van een ondiep glijvlak evenwijdig, aan het talud beschouwd. Voor τ_o levert dit praktisch dezelfde resultaten als de driehoek-benadering. Voor τ_s is er een fors verschil.

In geval van een golfklap is het dus zaak ook de resultaten van de teruggetrokken golf te beschouwen met het oog op diepere glijvlakken, al zijn de daar gepresenteerde resultaten te pessimistisch i.v.m. belastingspreiding.

In bijlage 19 is een lijn zichtbaar voor de maximale steendikte die optreedt als de toplaag schuifspanning op de ondergrond naar beneden overdraagt (τ_s). Bij de teruggetrokken golf is ook zo'n maximum aanwezig, zoals geschetst in de overeenkomstige bijlage 7. Zie paragraaf 4.3.3.2, formule (4.28). Formule (4.77) gaat over in een formule praktisch gelijk aan (4.28), als β nadert tot nul en $z = \frac{1}{2}b$ ingevuld wordt (glijvlak evenwijdig aan het talud op $\frac{1}{2} b$ onder de onder de onderkant van de toplaag).

4.5.4.2 Invloed C, ϕ en d_t

De zeer gunstige resultaten die in de bijlagen zichtbaar zijn zijn grotendeels te danken aan de cohesie van $C = 5 \text{ kN/m}^2$ die er in verwerkt is. Zonder cohesie is een flinke toplaagdikte vereist.

De invloed van cohesie, hoek van interne wrijving ϕ en de toplaagdikte worden goed zichtbaar als men het resultaat, bijvoorbeeld formule (4.74) voor τ_o , omwerkt naar de traditionele vorm voor toelaatbare stroken belasting s (vgl. par. 3.2.1 formule 3.19) en daarbij voor β de gevonden minst gunstige waarden invult. Dan ontstaat:

$$\text{voor } \alpha = 0 \quad s \leq 5,16 \frac{C}{\cos\phi} + 5,16 \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot \gamma'_t \cdot d_t + 1,04 \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot \gamma'_g \cdot b \quad (4.84)$$

$$\text{voor } \alpha = 30^\circ \quad s \leq 5,19 \frac{C}{\cos\phi} + 4,49 \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot \gamma'_t \cdot d_t + (0,91 \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot \gamma'_g - 0,54 \gamma_g) b \quad (4.85)$$

Met $\phi = 0$ en $d_t = 0$ is een cohesie $C = 5 \text{ kN/m}^2$ voldoende voor een strokenbelasting van $s = 25 \text{ kN/m}^2$. Met $C = 0$ en $d_t = 0$ is een ϕ van bijna 70° nodig voor die strokenbelasting.

Met $C = 0$ en $\phi = 35^\circ$, blijkt voor een strokenbelasting $s = 25 \text{ kN/m}^2$ een toplaagdikte van $d_t = 0,41 \text{ m}$ ($\alpha = 0$) en $d_t = 0,64 \text{ m}$ ($\alpha = 30^\circ$) nodig te zijn.

4.5.4.3 Vergelijking C_u -materiaal met ϕ -materiaal

Wordt zand als een C_u -materiaal beschouwd, dan moeten de resultaten in principe dezelfde zijn als indien datzelfde zand als ϕ -materiaal behandeld wordt met $\lambda = 0$.

Vergelijkt men de bovenstaande resultaten voor $C = 0$ en $\phi = 35^\circ$ ($d_t = 0,41$ m en $d_t = 0,64$ m) met die gevonden voor een ϕ -materiaal met $\lambda = 0$ (bijlage 15), dan blijkt de algemene tendens overeen te komen. De hier berekende waarden liggen echter wel een factor 1,5 hoger. De oorzaak moet vermoedelijk gezocht worden in de schematisatie van de waterdruk bij een ϕ -materiaal (factoren C_1 en C_2 als genoemd in paragraaf 3.2.2.2).

4.5.4.4 Formulering met C_u

In 4.5.2 en 4.5.3 is het stabiliteitscriterium gegeven als functie van C en ϕ . Die grootheden zijn in de formules gekomen door substitutie van C_u overeenkomstig de formules B29 en B12 t/m B15.

Het stabiliteitscriterium in zijn oorspronkelijke vorm, met C_u i.p.v. C en ϕ , is het makkelijkst af te leiden uit de oorspronkelijke vergelijkingen. Bij de schematisering tot driehoeken wordt uitgegaan van $T_1 = 0$ en wordt gebruik gemaakt van het feit dat $\beta = 45^\circ$, onafhankelijk van de taludhelling.

Stabiliteitscriterium voor horizontale bodem:

$$s < (2 + \pi) C_u^* \quad C_u^* - \text{maatgevende ongedr. schuifst.} \quad (4.85)$$

Stab.criterium op talud volgens driehoekenbenadering met τ_o

$$s' < C_1 \cdot \bar{C}_u - \gamma_g b \sin \alpha \quad C_1 = \text{tg} \beta + 1/\text{tg} \beta + 2 = 4 \quad (4.86)$$

Aangezien deze formule voor horizontale bodem overeen moet komen met de vorige geldt op een talud vermoedelijk zoets als

$$s < (2 + \pi) C_u^* - \gamma_g b \sin \alpha \quad (4.87)$$

Stabiliteitscriterium volgens de driehoekenbenadering met τ_s

$$s' < C_1 \cdot \bar{C}_u - (2 \gamma_t d_t + \gamma_g b) \sin \alpha \quad (4.88)$$

$$s < (2 + \pi) C_u - (2 \gamma_t d_t + \gamma_g b) \sin \alpha \quad (4.89)$$

Voorts geldt: (minimale C_u) $< C_u^* < \bar{C}_u$. De minimale C_u is die welke direct onder de toplaag gevonden wordt. Zonder toplaag volgt uit B29 en formules B12 t/m B15 (Davis en Booker) bij benadering:

$$C_u^* / \bar{C}_u = (C + 0,2 \text{tg} \phi \gamma'_b) / (C + 0,5 \text{tg} \phi \gamma'_b) \quad (4.90)$$

5 SAMENVATTING EN CONCLUSIES

5.1 DE WAARDE VAN DE RESULTATEN VAN DIT RAPPORT

5.1.1 In dit rapport worden belasting, ondergrond en bekleding sterk geschematiseerd. Voor een aantal extreme gevallen wordt nagegaan onder welke omstandigheden ondiepe glijvlakken in de ondergrond kunnen optreden o.i.v. golfbelasting. De extreme gevallen beslaan met elkaar zowat het hele veld van mogelijke belastingen, mogelijke grondsoorten en mogelijke dijk- en oeverbekledingen. De resultaten van dit rapport zijn daardoor van grote, zij het tamelijk kwalitatieve, betekenis.

5.1.2 Afschuiven van de bekleding kan beschouwd worden als het ontstaan van een zeer ondiep glijvlak. Alhoewel ook dit type glijvlak hier aan de orde komt, wordt het niet uitgebreid behandeld. Zie daarvoor CO-286001/2 "Afschuiven van bekleding".

5.1.3 Met de stabiliserende rol van (positieve) dilatantie bij relatief kort durende belasting (voor " C_u -materiaal") is in dit rapport niet gerekend. Evenmin is gerekend met de destabiliserende rol van (negatieve) dilatantie en cyclische verweking. Zie daarvoor CO-416640/16 "Verweking zand onder steenzettingen", CO-416751/16 "Verslag experimenteel onderzoek in de Deltagoot" en CO-286980/14 "Verweking van zand onder Basalton-zetting".

5.1.4 De in dit rapport afgeleide formules zijn in bijlagen uitgewerkt voor één golfhoogte, één soortelijke massa van de bekleding en twee grondsoorten (gekaracteriseerd door soortelijke massa, ϕ en cohesie C). De uitgewerkte resultaten zijn ook toepasbaar voor andere golfhoogten, mits men de cohesie van de C_u - grond en de eventuele glijvlakdiepte z rechtevenredig met die golfhoogte laat variëren. De resulterende waarden van d_t veranderen dan rechtevenredig met de golfhoogte bij onveranderde taludhelling α .

5.2 DE SCHEMATISERINGEN

5.2.1. Schematisering belasting

Voor een eventueel ondiep glijvlak wordt de belasting van een golf van het plunging-breaker type geschematiseerd tot een combinatie van een "teruggetrokken golf" en een "golfklap". Er wordt aangenomen dat de bekleding voldoende stijf en sterk is om verplaatsingen (zakking) van de ondergrond over een breedte kleiner dan de breedte van de golfklap te verhinderen.

Alle andere golftypen mogen geschematiseerd worden tot een "teruggetrokken golf".

5.2.2 Mechanische schematisering top laag

Een top laag bestaande uit een dunne laag vrij kleine breuksteen of grind zonder filterdoek is slecht in staat om intern langskrachten op te nemen. Bij zo'n bekleding moet aangenomen worden dat elk stukje bekleding zijn stabiliteit alleen maar kan ontleen aan de ondergrond. De component van de zwaartekracht evenwijdig aan het talud wordt volledig als naar beneden gerichte schuifspanning op de ondergrond overgedragen (" τ_s ")

Als de top laag ook een geotextiel bevat dat sterk genoeg is en voldoende ver boven de golfzone verankerd is, of als het om een blokkenmat gaat met voldoende verankering, dan kan de bekleding die component intern opnemen (" τ_o "), of, bij voldoende stijfheid, zelfs een schuifspanning naar boven uitoefenen op de ondergrond (" τ_t "). Hetzelfde geldt voor een zetting van goed aansluitende blokken of een goed ingewassen zetting, mits de bekleding ver genoeg doorloopt onder de golfzone of anderszins voldoende steun vindt.

Dergelijke zettingen kunnen zelfs plaatselijk ook nog enige extra stabiliserende druk op de ondergrond uitoefenen (extra t.o.v. het eigen gewicht). De grootte van die extra druk zal alleen dan gelijk of groter dan het eigen gewicht kunnen worden, als de top laag tot ver boven het niveau van de beschouwde golfaanval doorloopt, deze top laag door een of andere oorzaak (voorgeschiedenis?) een grote voorspanning in het aangevallen deel van het talud heeft en er geen kans op uitknikken bestaat door initiële onvlakheden in het talud. Het belang van deze stabiliserende druk lijkt beperkt. In dit rapport is er geen rekening mee gehouden. Het lijkt gerechtvaardigd dat ook in het vervolg niet te doen.

5.2.3 Schematisering doorlatendheid bekleding

Van belang is de verhouding van de doorlatendheid van de bekleding (inclusief eventueel geotextiel) loodrecht op het talud tot de doorlatendheid van de ondergrond evenwijdig aan het talud: de lek lengte λ . De extreme situaties zijn $\lambda = 0$ (relatief zeer doorlatende bekleding) en $\lambda = \infty$ (relatief zeer ondoorlatende bekleding). Andere situaties leveren resultaten die hiertussen in liggen.

5.2.4 Schematisering ondergrond

Klei kan onder alle omstandigheden het best geschematiseerd worden als een C_u -materiaal. Hetzelfde geldt voor fijn losgepakt zand, mits er niet teveel lucht in het poriënwater zit. Grind, mijnsteen, silex en grof, vastgepakt zand kunnen als ϕ -materiaal beschouwd worden, mits er weinig lucht in het poriënwater zit.

In de overige gevallen speelt bij grind, mijnsteen, silex en zand elastische berging een rol die afhangt van de verhouding van de compressibiliteit van korrelskelet en poriënwater. Bij relatief stijf poriënwater kan het materiaal als C_u -materiaal beschouwd worden. De situatie is dan echter ook praktisch gelijk aan die van een ϕ -materiaal bij kleine lek lengte. Bij relatief stijf korrelskelet ontstaat een situatie die praktisch gelijk is aan die van een ϕ -materiaal bij grote lek lengte.

5.2.5 Schematisering glijvlakken

Bij deze studies zijn slechts enkele glijvlakken bestudeerd. Daardoor zijn de berekeningsresultaten vooral van kwalitatieve betekenis.

Bij teruggetrokken golf zijn alleen glijvlakken evenwijdig aan het talud beschouwd, waarbij de pessimistische veronderstelling is aangehouden dat geen belastingspreiding kan plaatsvinden naar grondelementjes op gelijke diepte onder het taludoppervlak, alsof het gaat om een oneindig laag talud met overal (voor alle y) dezelfde belasting. Steeds is de meest ongunstige diepte van het glijvlak aangehouden, zij het vaak tot een bepaald maximum (of " $z = 1$ m"), omdat de veronderstelling van geen belastingspreiding voor grotere diepten veel te pessimistische resultaten zou geven.

Bij de golfklap zijn voornamelijk driehoekige glijvlakken bestudeerd met als grootste diepte onder de toplaag een diepte gelijk aan de golfklapbreedte: $z = b$. Ook is een berekening uitgevoerd met een zo ongunstig mogelijk cirkelvormig glijvlak. Daaruit blijkt dat de driehoek-benadering ook kwantitatief redelijke resultaten oplevert (mits de grondwaterdruk goed bekend is). Voorts zijn berekeningen uitgevoerd voor een glijvlak evenwijdig aan het talud op een gefixeerde diepte. De resultaten zijn weliswaar minder nauwkeurig, maar voor kwalitatieve beschouwingen ook bruikbaar.

5.3. CONCLUSIES OVER INVLOED VAN VERSCHILLENDE FACTOREN

5.3.1 Invloed taludhelling α

Deze is in bijna alle gevallen groot. Bij taludhellingen kleiner dan

$$\alpha \leq \frac{\gamma_g}{\gamma_s} \cdot \phi$$

zal de ondergrond niet afschuiven zolang de bekleding niet afschuift of omhoogkomt. Hierop is misschien de volgende uitzondering: Golfklap bij een ϕ -materiaal, kleine lek lengte of een materiaal dat overeenkomstig reageert (b.v. C_u -materiaal zonder cohesie).

5.3.2. Invloed toplaag zwaarte γ_t d_t

Deze is in vele gevallen van groot belang. Daarop gelden de volgende uitzonderingen:

- Een ondergrond met een behoorlijke cohesie C
- Een ϕ -materiaal met kleine lek lengte, als de toplaag NIET in staat is langskrachten op te nemen (dus: τ_s) en er GEEN golfklappen optreden.

5.3.3 Invloed vermogen van toplaag om langskrachten op te nemen (τ_s, τ_o, τ_t)

Die invloed is in het algemeen groot. Een dergelijk vermogen draagt aanzienlijk bij aan de stabiliteit.

5.3.4 Invloed lek lengte λ

De lek lengte is van groot belang voor grind en grof zand als zowel korrel skelet als poriënwater stijf zijn (ϕ -materiaal). Bij kleine lek lengte is vooral de golfklap gevaarlijk. De teruggetrokken golf is dan alleen gevaarlijk bij steile taludhelling en als de toplaag geen langskrachten kan opnemen.

Bij grote lek lengte is vooral de teruggetrokken golf gevaarlijk i.v.m. eventueel hoog freatisch niveau in de ondergrond die oplichten of afglijden van de bekleding kan veroorzaken.

Naarmate de doorlatendheid van de ondergrond kleiner wordt en de samendrukbaarheid van korrel skelet of poriënwater (of beide) groter, wordt de situatie minder door de lek lengte en meer door de verhouding van de stijfheden van korrel skelet en poriënwater bepaald.

5.3.5 Invloed type grond (ϕ -materiaal of C_u -materiaal)

Klei reageert duidelijk anders dan korrelige materialen (zand, grind, mijnsteen e.d.). Zodra er een behoorlijke cohesie is (b.v. $C \geq 0,5 \gamma_w H_i$), is stabiliteit onder golfaanval zelden een probleem, tenzij de toplaag erg zwaar is en bovendien niet in staat om langskrachten op te nemen (τ_s) (hetgeen zelden zal voorkomen).

Bij grind en zand dat als ϕ -materiaal beschouwd mag worden (5.2.3) wordt de situatie in sterke mate bepaald door de lek lengte (5.3.4). Bij zand dat als C_u -materiaal beschouwd mag worden (5.2.3) is de situatie bijna gelijk aan die bij een ϕ -materiaal met kleine lek lengte: de golfklap kan dan heel gevaarlijk zijn; bij teruggetrokken golf dreigt alleen afschuiven bij vrij steile taludhelling en een toplaag die geen langskracht kan opnemen.

bladnummer : - 87 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Bij grind en zand waarbij het water compressibel is vergeleken met het korrelskelet lijkt de situatie sterk op die van een ϕ -materiaal bij grote lek lengte: de waterspanningen variëren nauwelijks. Bij teruggetrokken golf is dan ook het oplichten of afschuiven van de bekleding reeël of - als de bekleding zeer doorlatend is - afschuiven van een stukje ondergrond o.i.v. lokaal sterke waterdrukgradiënten.

5.3.6 Invloed van de golfhoogte

De invloed hiervan is in het algemeen groot. Uitzondering vormt de golfhoogte van een niet-brekende golf bij een ϕ -materiaal met kleine lek lengte of een C_u -materiaal met grote cohesie.

5.4 CONCLUSIES OVER GEVAARLIJKE SITUATIES

Afgezien van de situaties waarbij de bekleding dreigt af te schuiven of omhoog te komen, zijn de situaties gevaarlijk met het oog op het ontstaan van ondiepe afschuivingen die voldoen aan elk van de volgende drie karakteristieken:

- $\alpha \geq \frac{\gamma'g}{\gamma g} \phi$
- lichte top laag die niet in staat is om flinke langskrachten op te nemen en over te dragen tot buiten de golfzone
- cohesieloos ondergrond materiaal, behalve bij een golfklap als het korrelskelet stijf is en de lek lengte groot of de doorlatendheid van het ondergrond materiaal gering.

bladnummer : - 88 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

5.5 RESTERENDE ONZEKERHEDEN

De belangrijkste resterende onzekerheden betreffen:

- de exacte vorm en omvang van het glijvlak;
- de grootte van de golfklap als functie van de golfhoogte;
- het waterspanningsverloop in de ondergrond onder een golfklap bij een ϕ -materiaal en kleine lek lengte of een materiaal dat zich overeenkomstig gedraagt;
- de grootte van de ongedraineerde schuifsterkte C_u van het basismateriaal

Aanbevolen wordt om deze onzekerheden door verder onderzoek te doen verminderen.

bladnummer : - 89 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

LITERATUUR

- [1] Bezuijen, A., Boer, K. den,
"Taludhelling van gezette steen, overzicht onderzoek
1980-1984"
M1975/M1881 deel XV (WL), CO-272500/7 (LGM)
Delft, oktober 1984

- [2] Diverse auteurs
"Leidraad voor de toepassing van asfalt in de waterbouw"
Technische adviescommissie voor de waterkeringen
Den Haag, 1984

- [3] Diverse auteurs
Cursushandleiding "Oever- en Dijkbekleding, 1986"
PATO, Orgaan voor postacademisch onderwijs in de technische
wetenschappen, sectie civiele techniek en geodesie.
Delft, 1986

- [4] Verruijt, A.,
"Grondmechanica"
Vereniging voor Studie- en Studentenbelangen te Delft
Delft, 1983

- [5] Yamamoto, T., Sellmeijer, H., Koning, H.L., van Hijum, E.
"On the response of a poro-elastic bed to water waves"
J. Fluid Mech., vol. 87, part 1, pp-193-206

- [6] Verruijt, A.
College dictaat "Consolidatietheorie, b26"
T.H. Delft
Delft, juni 1985

- [7] Davis, E.H., Booker, J.R.
"The effect of increasing strength with depth on the bearing
capacity of clays"
Geotechnique 23, No. 4, pp. 551-563, 1973

- [8] Lambe, T.W., Whitman, R.V.
"Soil Mechanics"
M.I.T., 1969

- [9] Veen, C. van der, Horvat, E., Kooperen, C.H. van
"Grondmechanica"
Waltman
Delft, 1981

- [10] Brözkamp, K. H. e.a.
"See deichbau, Theorie und Praxis"
Hamburg, 1976

bladnummer : - 90 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

- [11] Diverse auteurs
Collegedictaat "Rivierwaterbouwkunde"
T.H. Delft, 1979

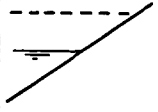

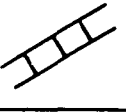





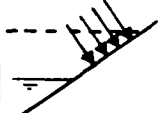
- [12] Sellmeijer, J.B. "Stoot op halfvlak", deelrapport van
"oriënterende grondmechanische studies"
M1795, deel IV (WL), CO-255780/45 (LGM)
Delft, juli 1982

- [13] Ernst, R.J. "Verplaatsing van een elastisch halfvlak als
gevolg van een golfvlak"
CO-272520/3
Delft, 1984.

- [14] Ernst, R.J. "LUGO-berekeningen"
CO-272520/5
Delft, juni 1984

- [15] Engering, F.P.H. "Numerieke simulatie van golfklappen op een
taludbeschermingsconstructie van gezette steen m.b.v. het
computerprogramma SATURN"
CO-272520/2
Delft, mei 1984

- [16] Ernst, R.J. "Dynamische proef op verzadigde klei versus SATURN-
berekening"
CO-272520/7
Delft, juli 1984.

			oplossing (par.)	uitwerking (app.)			
T.g. Teruggetrokken golf 	ϕ ϕ -materiaal 	$\lambda = 0$ 	τ_s 	4.2.1 4.2.3	C.1		
			τ_o 	4.2.2 4.2.3	C.2		
			τ_t 	4.2.3			
		$\lambda = \infty$ 	τ_s	4.2.4 4.2.6	C.3		
			τ_o	4.2.5 4.2.6	C.4		
			τ_t	4.2.6			
	C_u C_u -materiaal 			τ_s	4.3.1 4.3.3	C.5	
				τ_o	4.3.2 4.3.3	C.6	
				τ_t	4.3.3		
		G.k. Golfklap 	ϕ ϕ -materiaal	$\lambda = 0$	τ_s	4.4.4 4.4.5	C.12
					τ_o	4.4.3 4.4.5	C.11
					τ_t	4.4.5	
$\lambda = \infty$	τ_s			4.4.2 4.4.5	C.10		
	τ_o			4.4.1 4.4.5	C.9		
	τ_t			4.4.5			
C_u C_u -materiaal			τ_s	4.5.3 4.5.4	C.14		
			τ_o	4.5.2 4.5.4	C.13		
			τ_t	4.5.4			



GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft
Telefoon (015) 56 92 23

Telefax (015) 61 08 21
Telex 38234 soil nl

d.d
87-04-01



OVERZICHT SITUATIES EN PLAATSEN WAAR
DE BEREKENINGEN BESPROKEN WORDEN

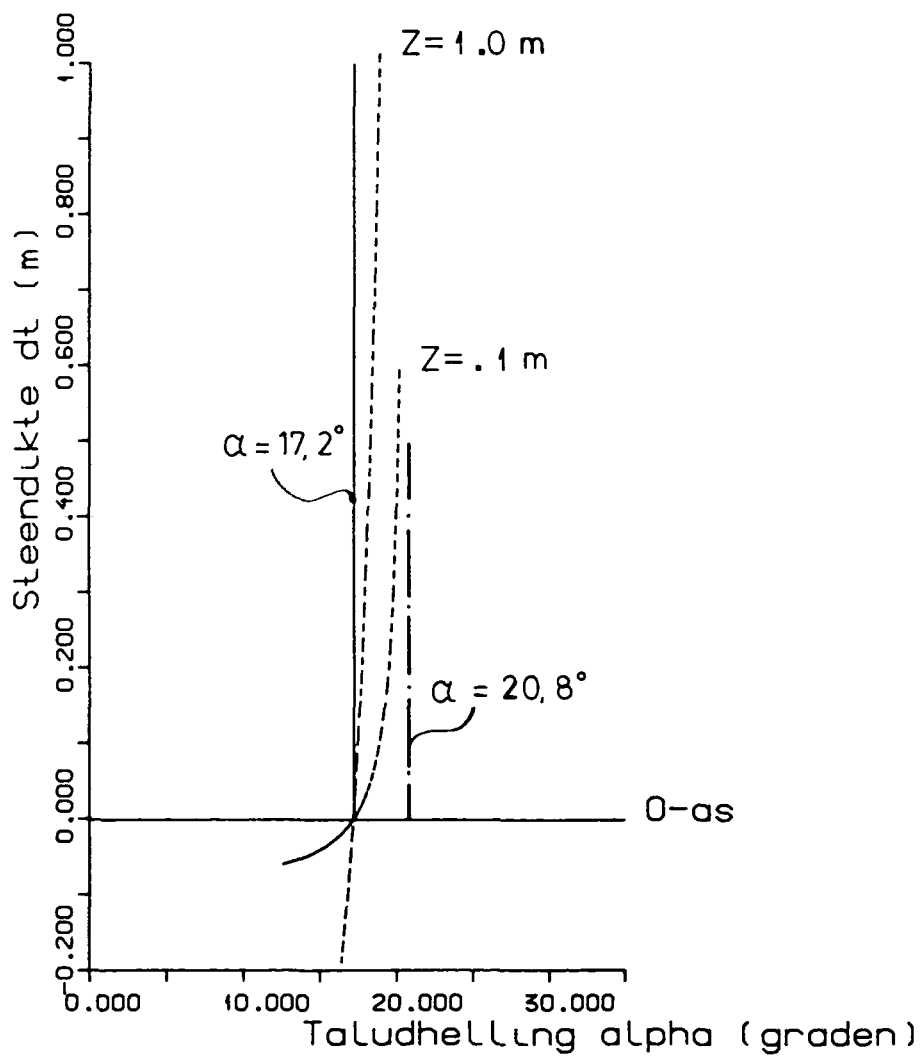
CO- 286011

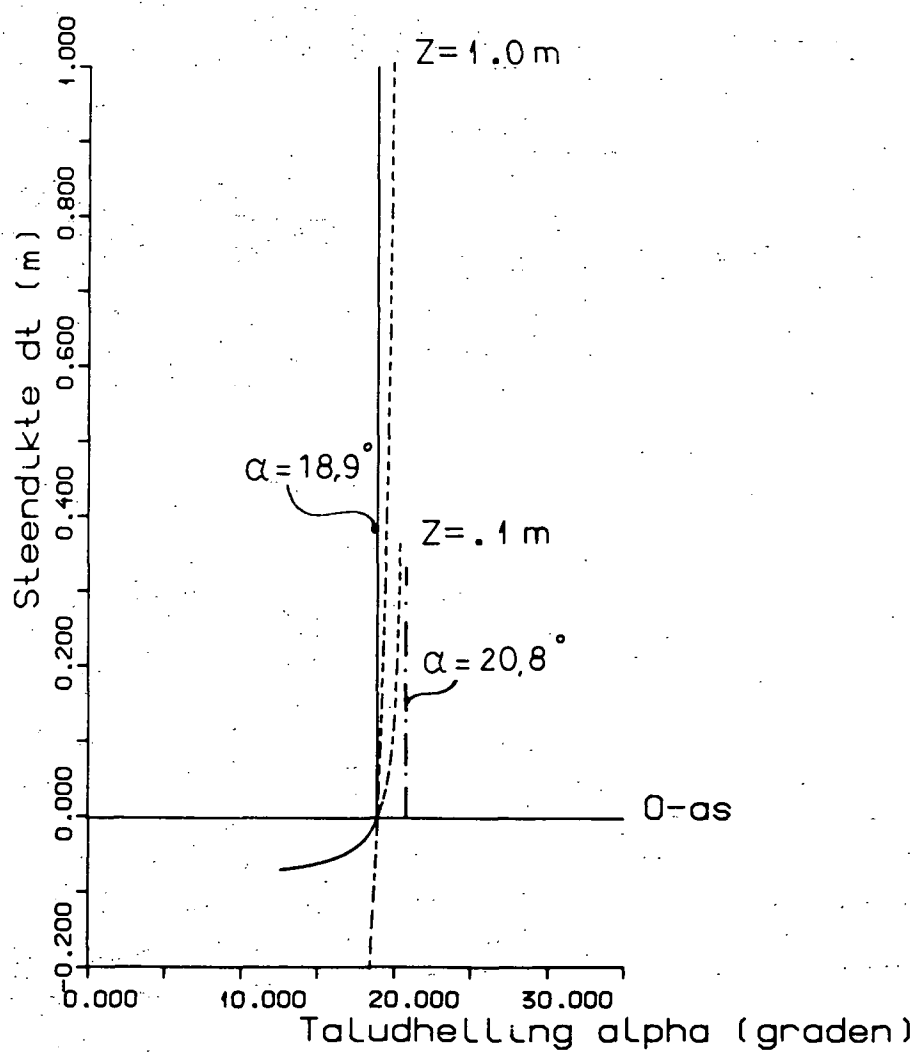
gez.

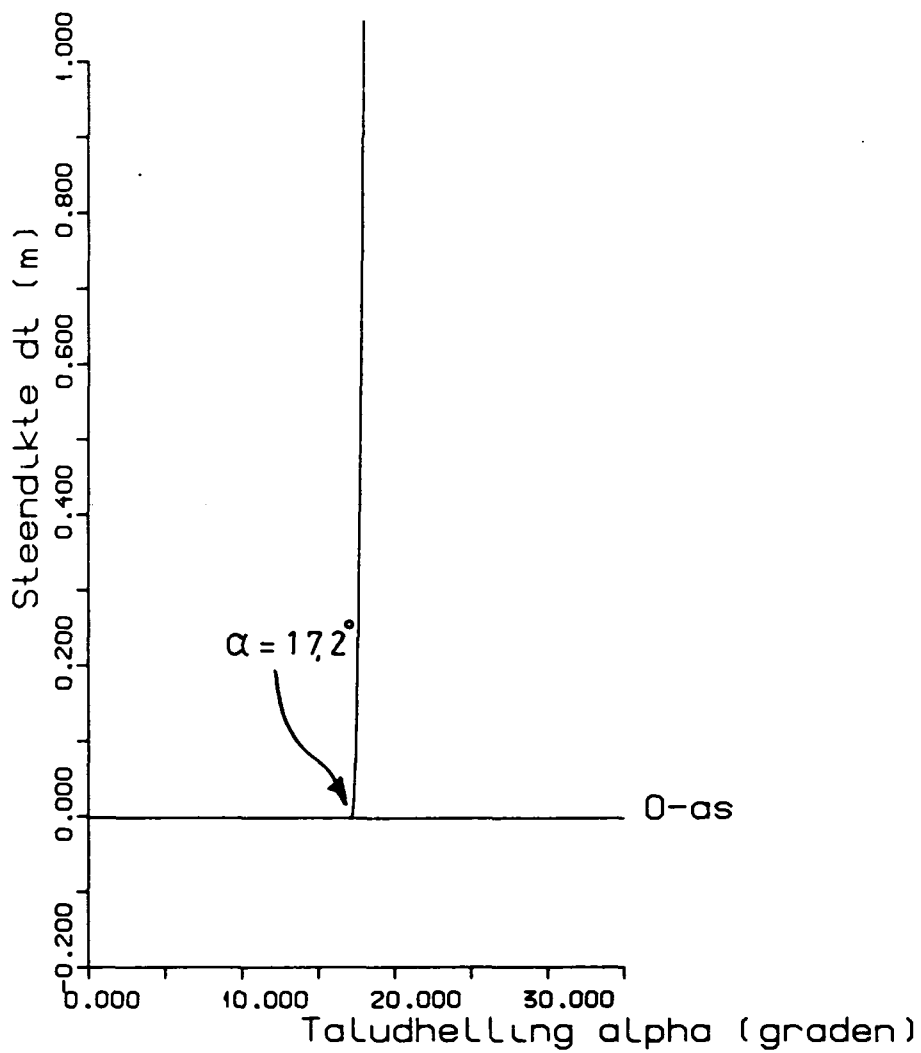
BIJL. 0

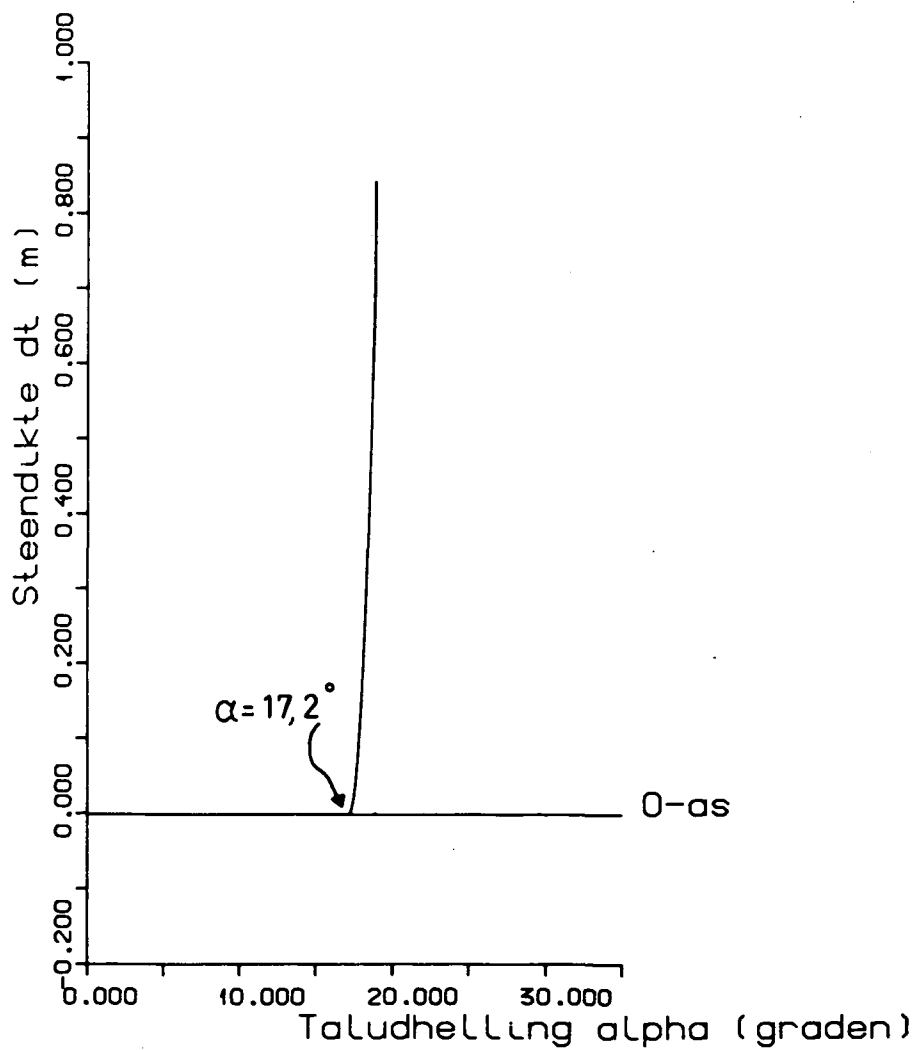
form.

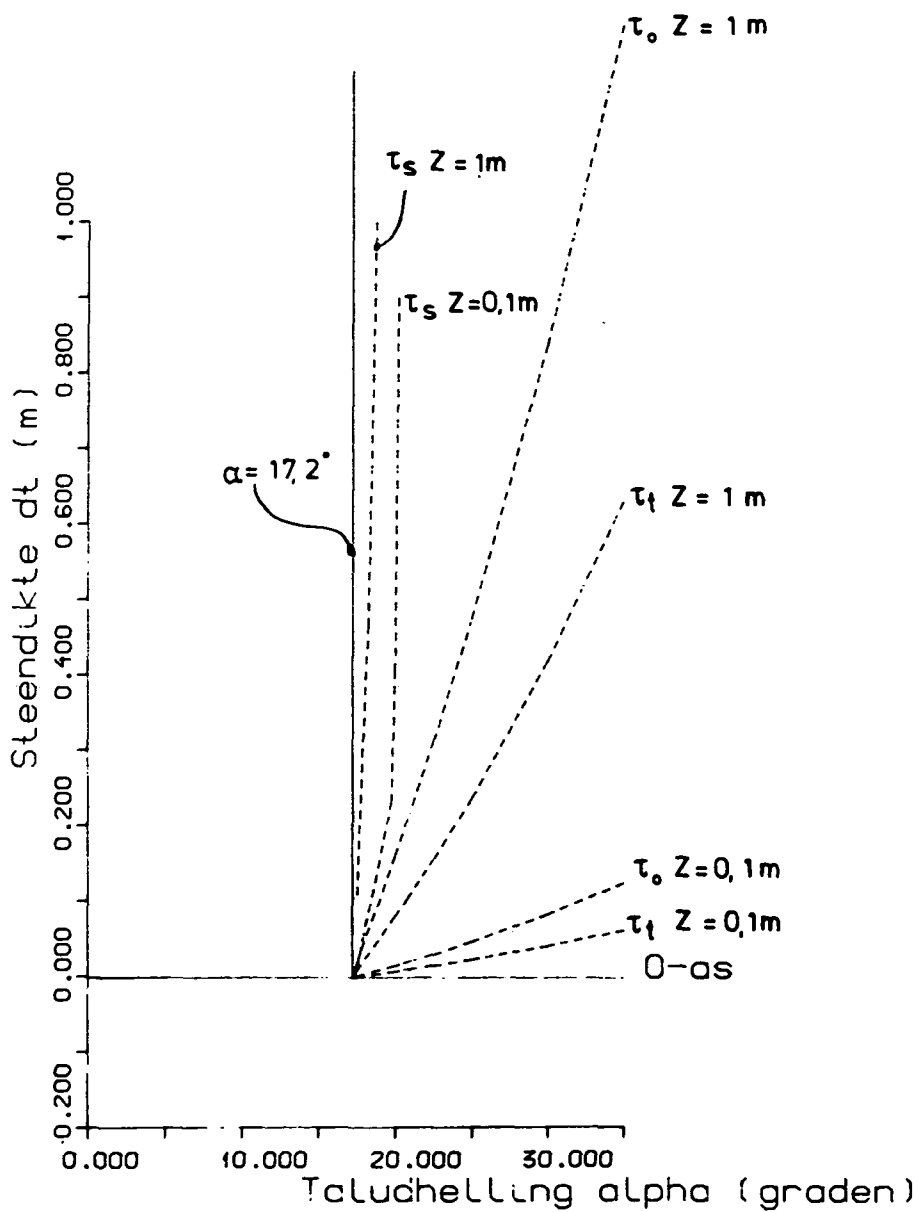
A4

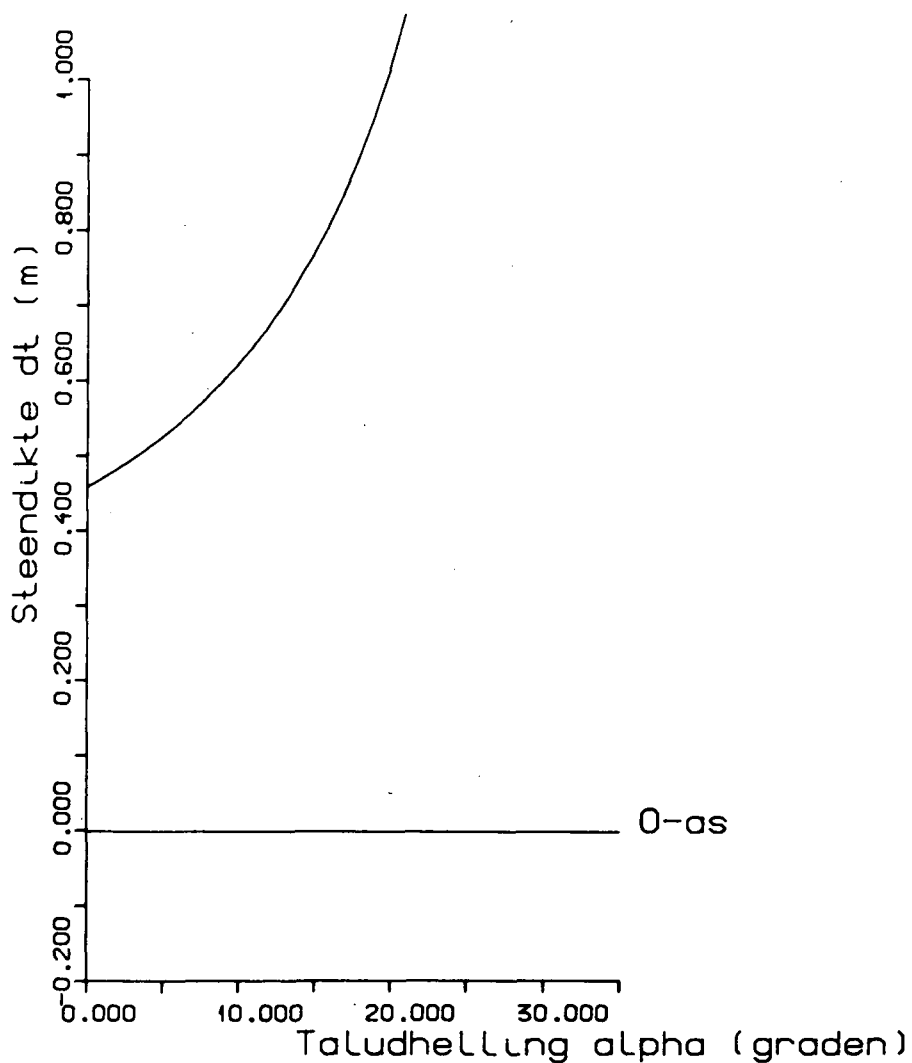












**GRONDMECHANICA
DELFT**

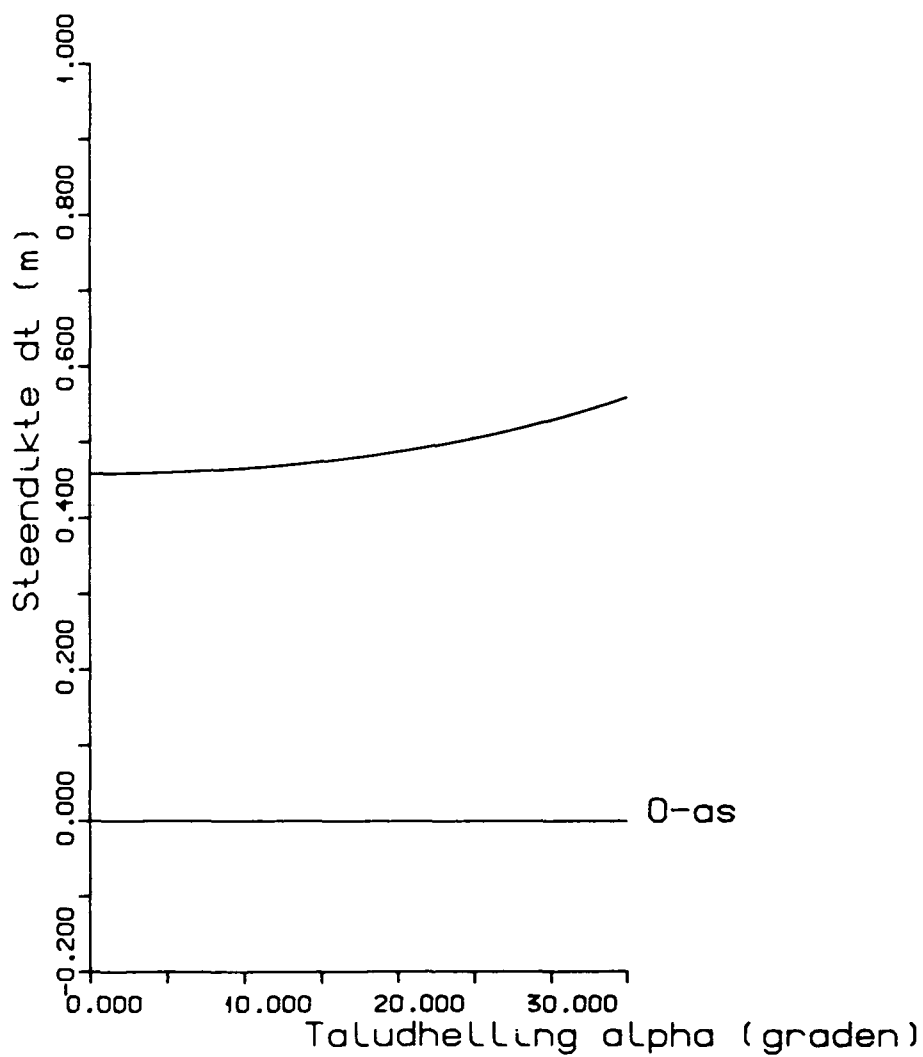
Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telex 58234 eoll nl

87-01-21

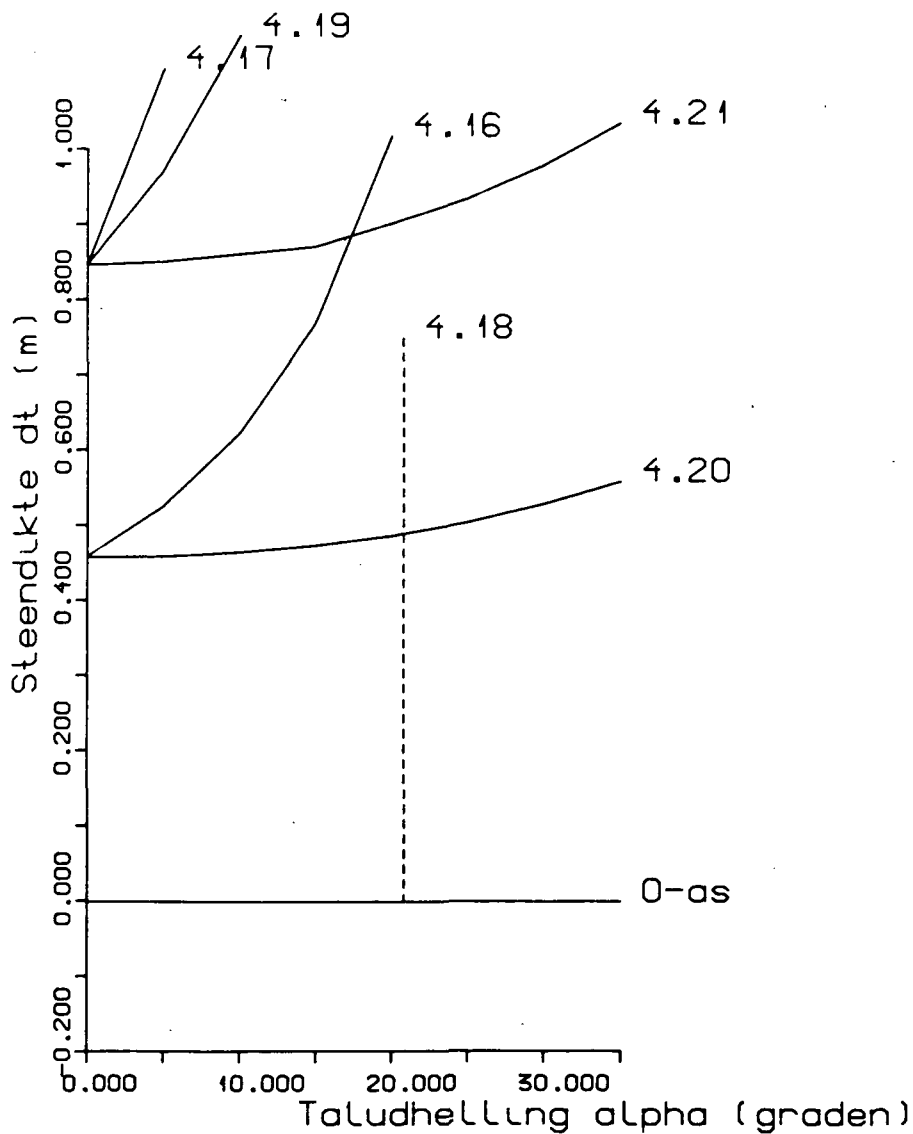
Minimale steendikte uitgezet tegen alpha
(t.g.-phi-L=gr.-Ts)

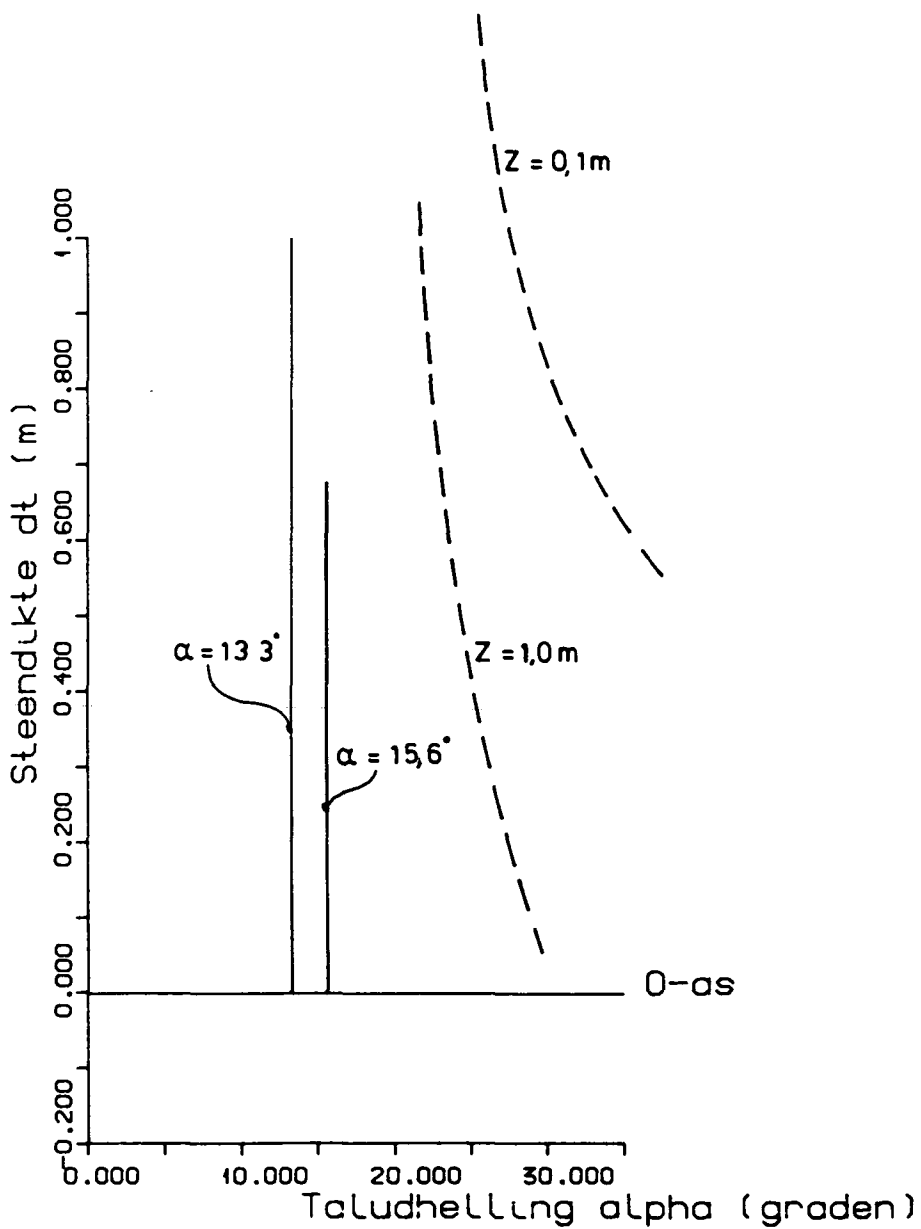
CO-286010 HGN

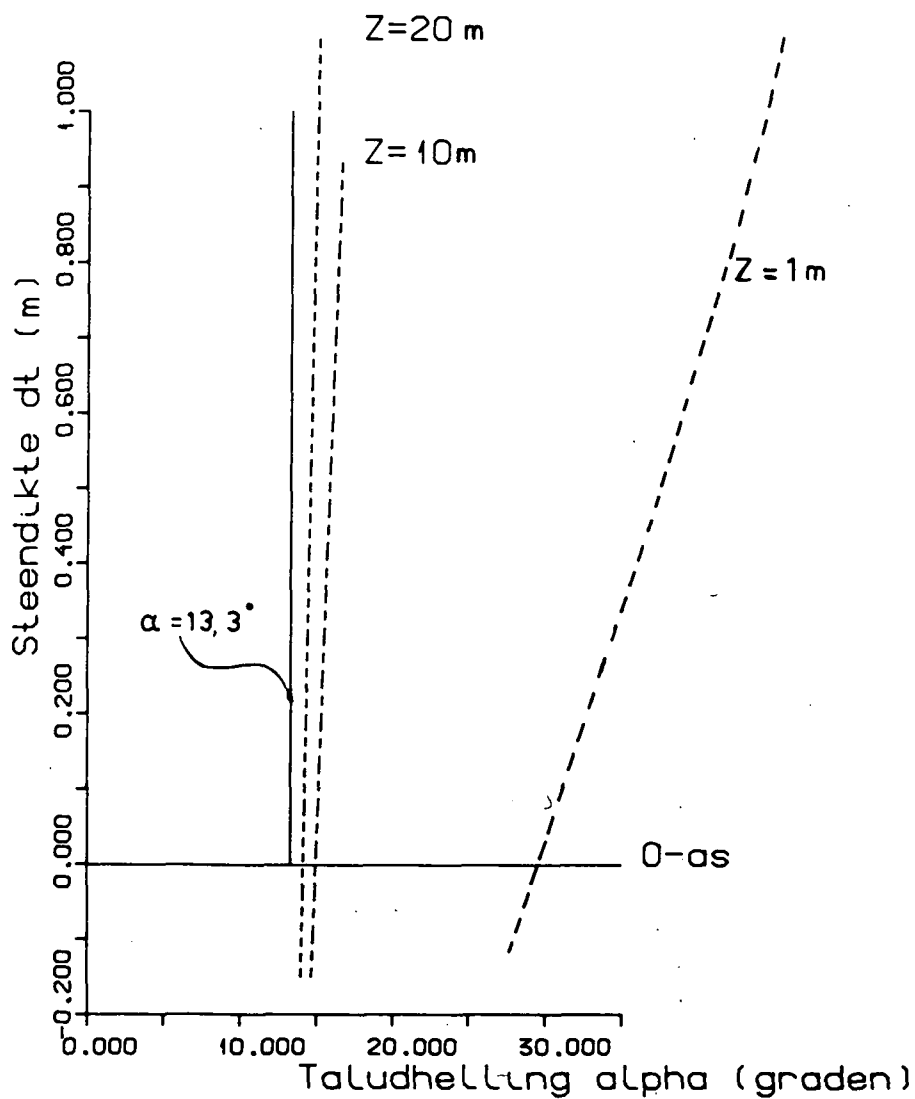
BIJL. 5

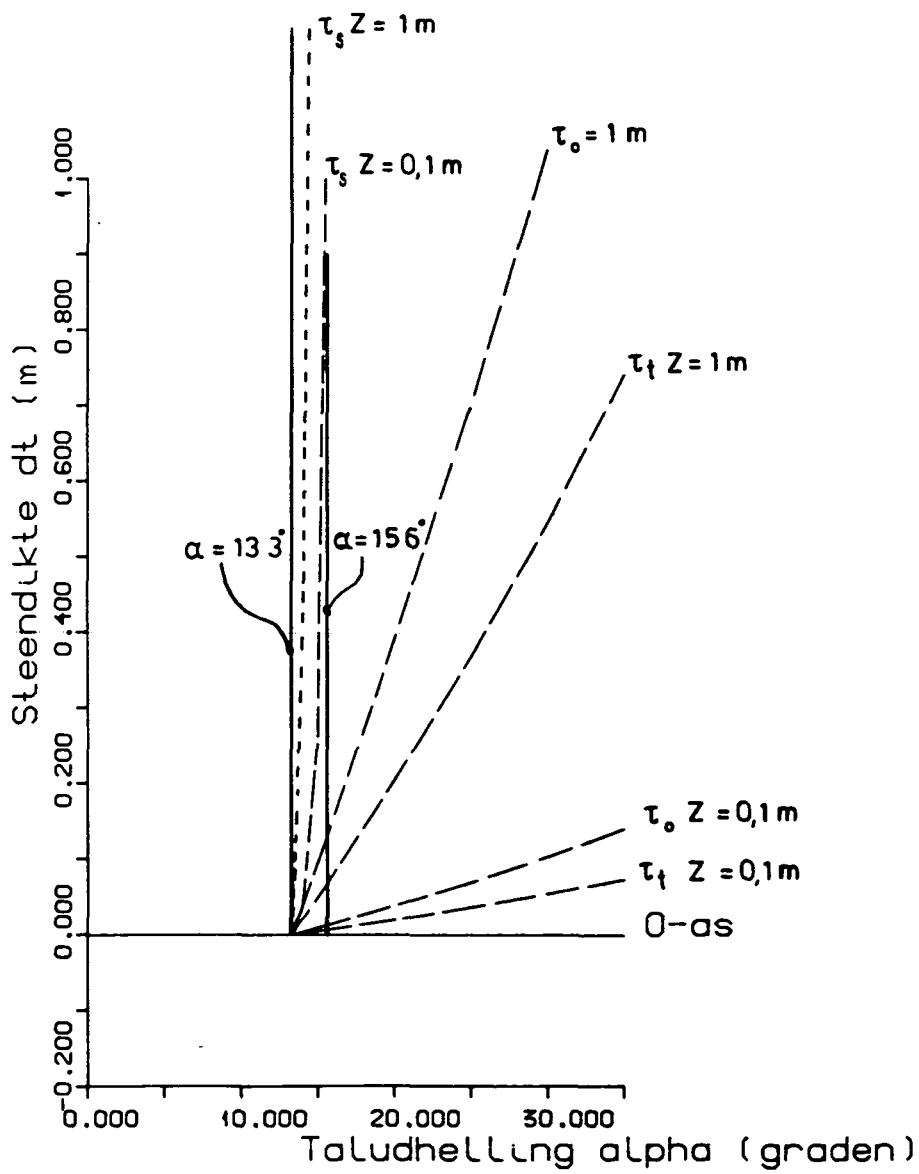


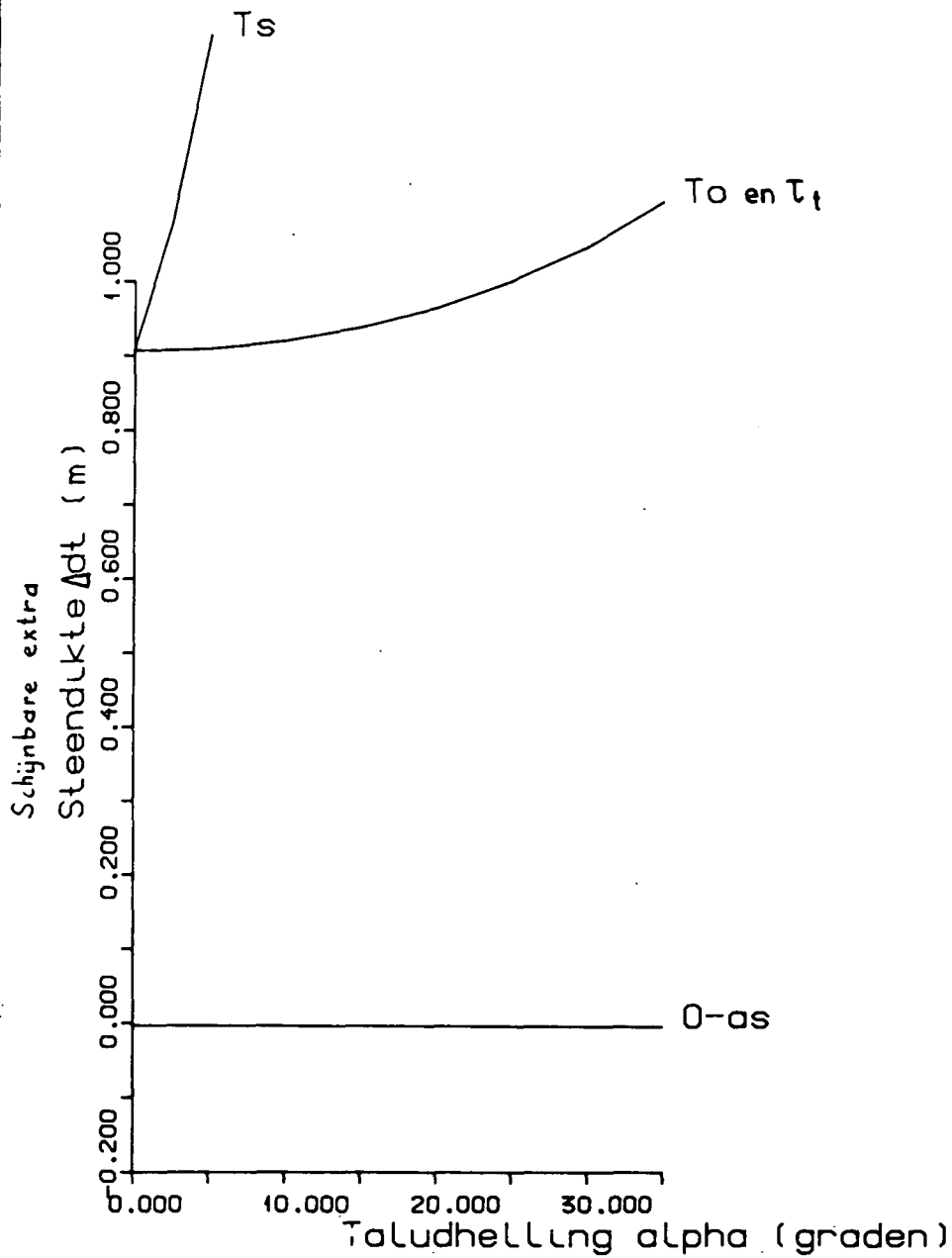
De getallen bij deze lijnen verwijzen naar de nummers van de formules in paragraaf 4.2.6

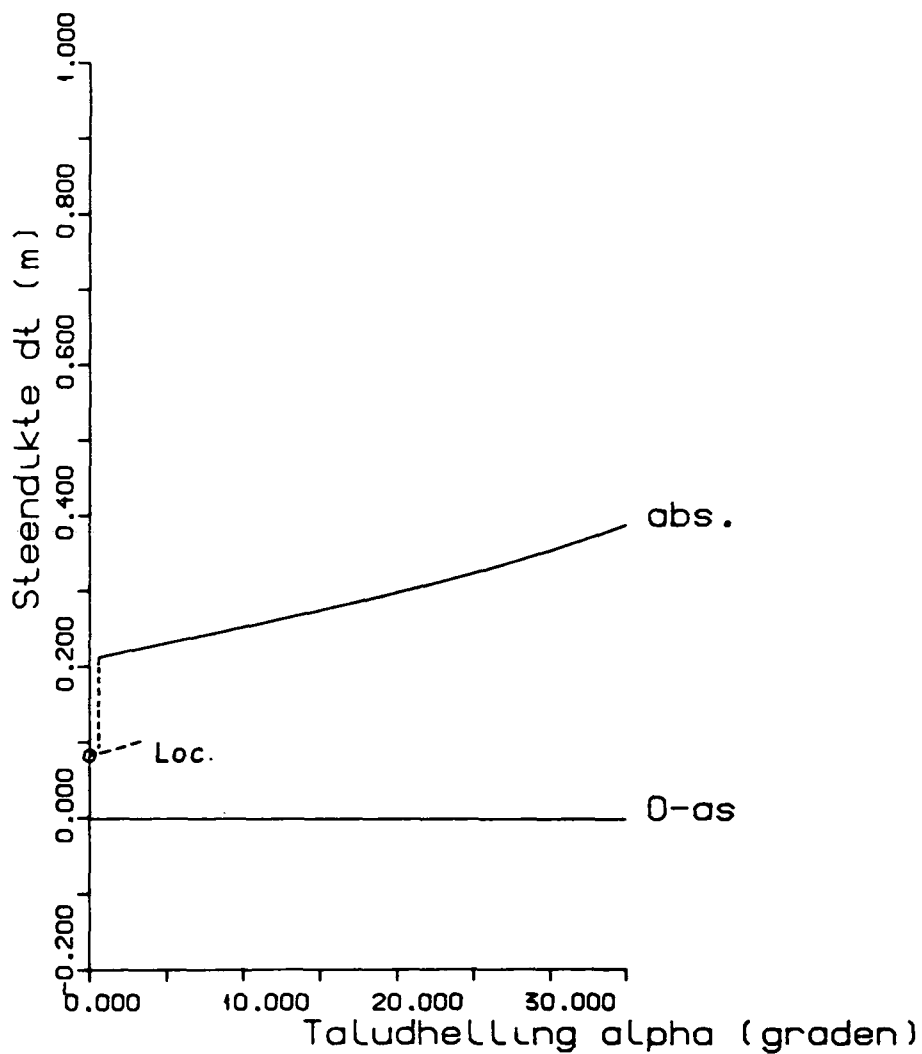


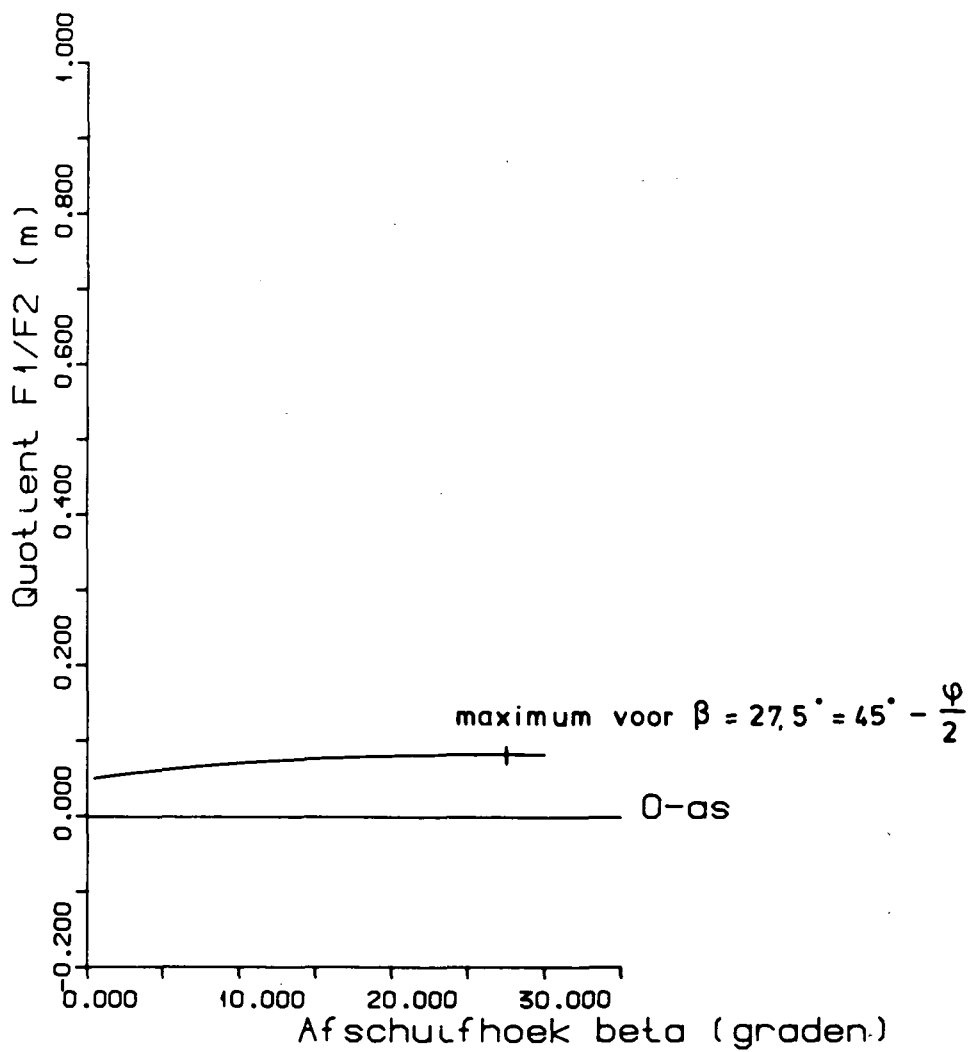


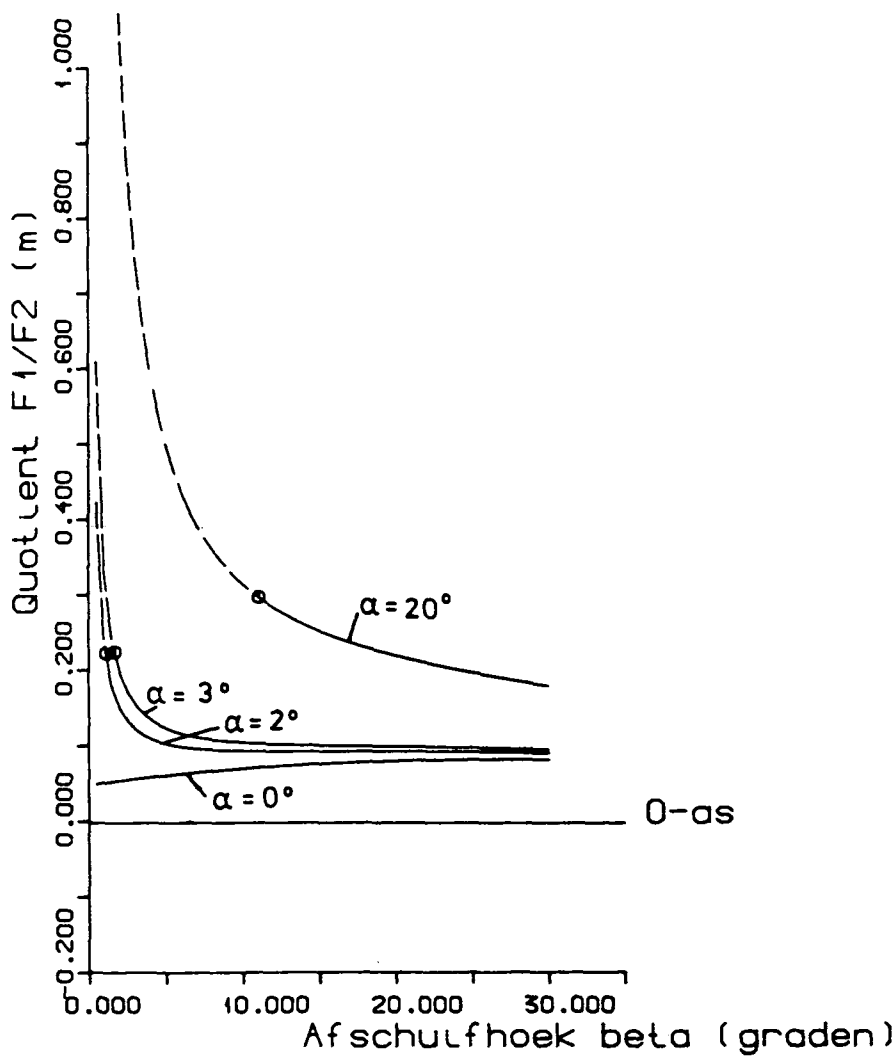


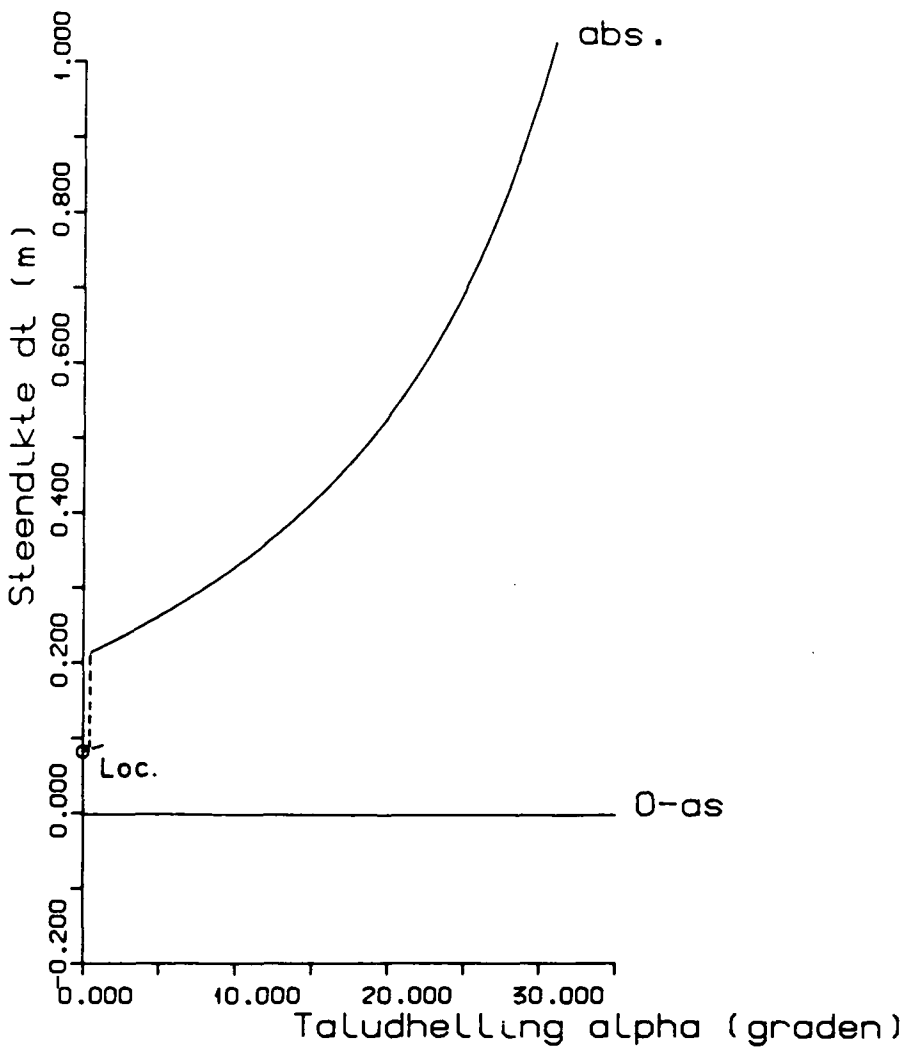


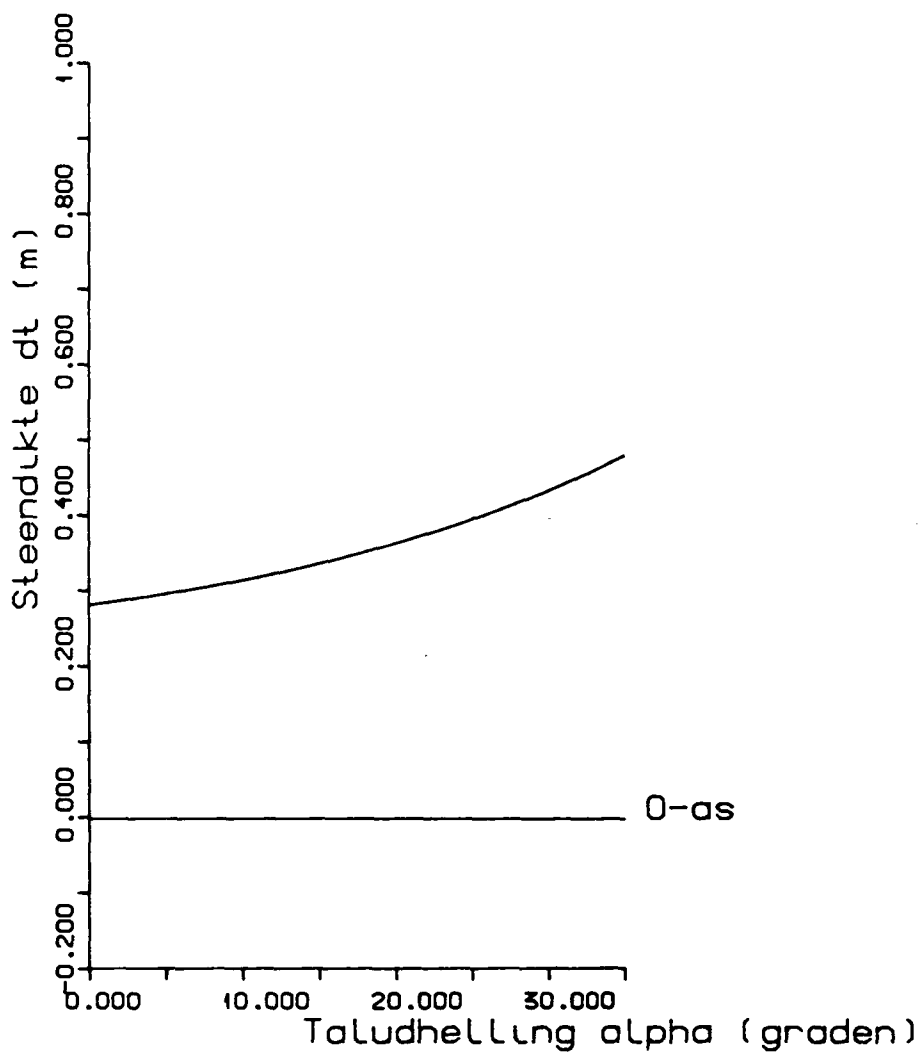












 GRONDMECHANICA
DELFT

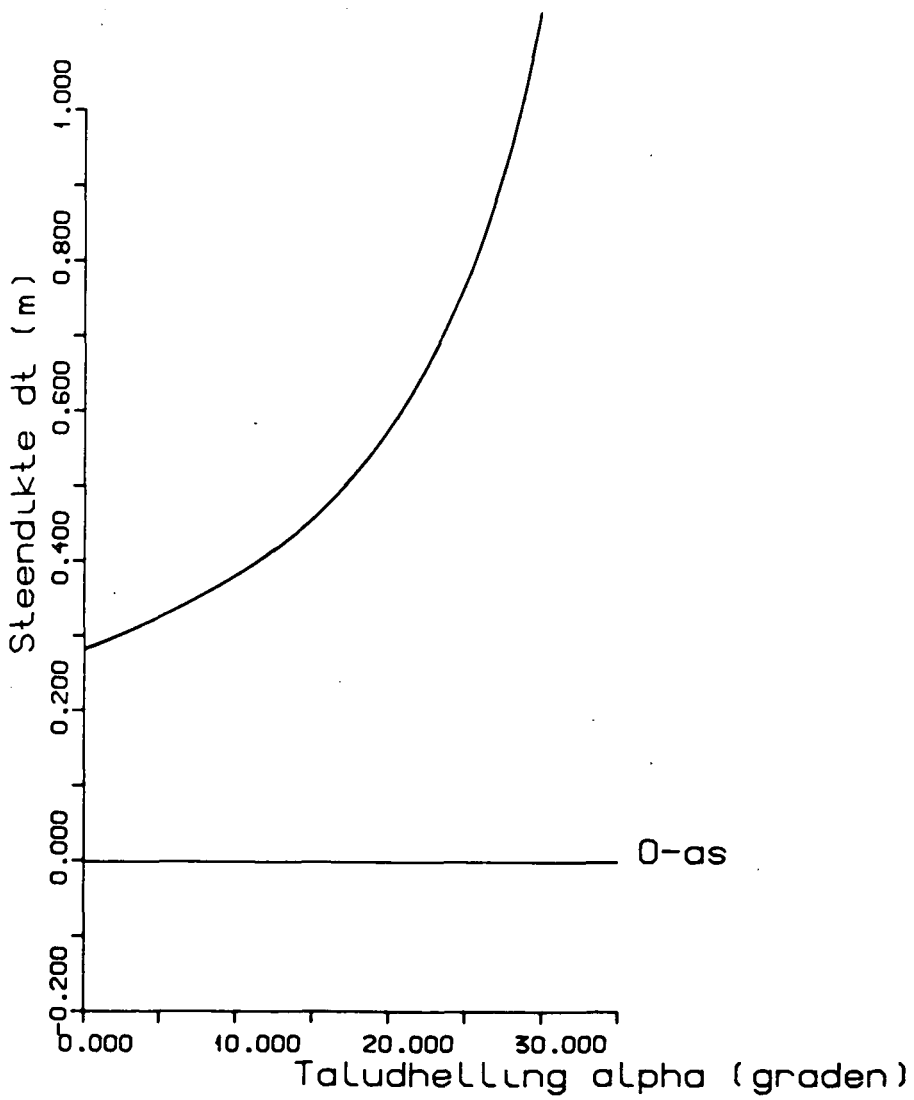
Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telex 58234 eoll nl

87-01-21

Minimale steendikte uitgezet tegen alpha
(g.k.-phi_c-l=0-To).

CO-286010 HGN

BIJL. 15



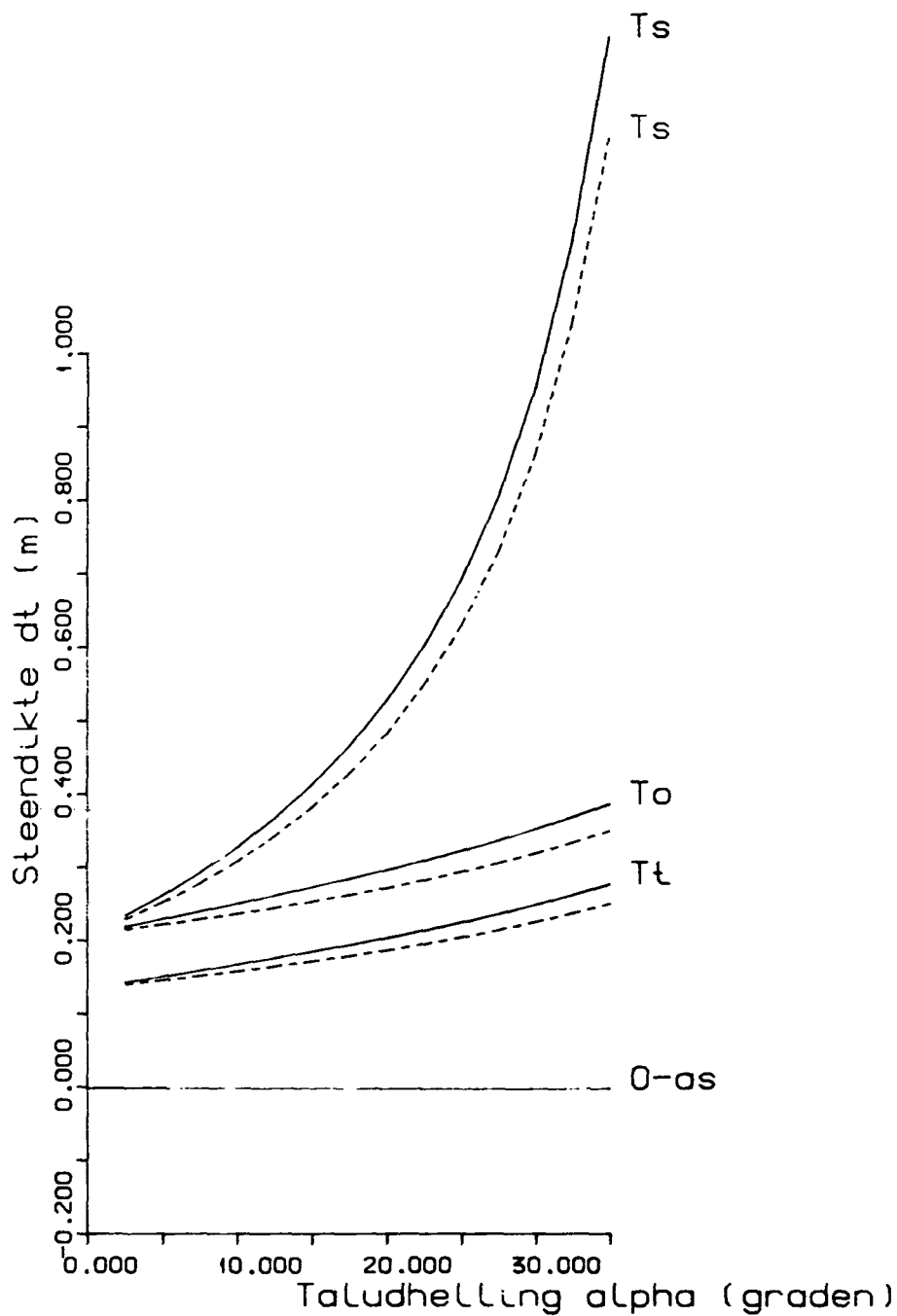
Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telex 38234 eodL nl

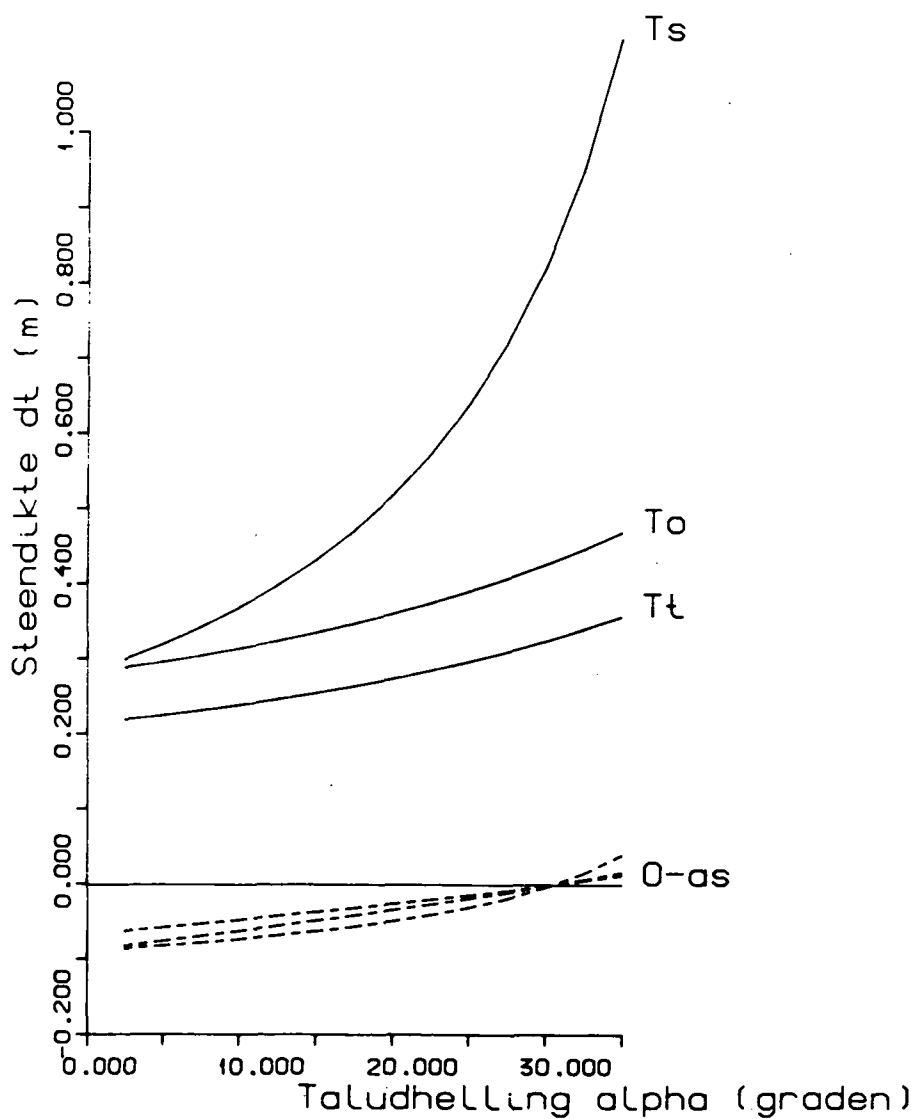
87-01-21

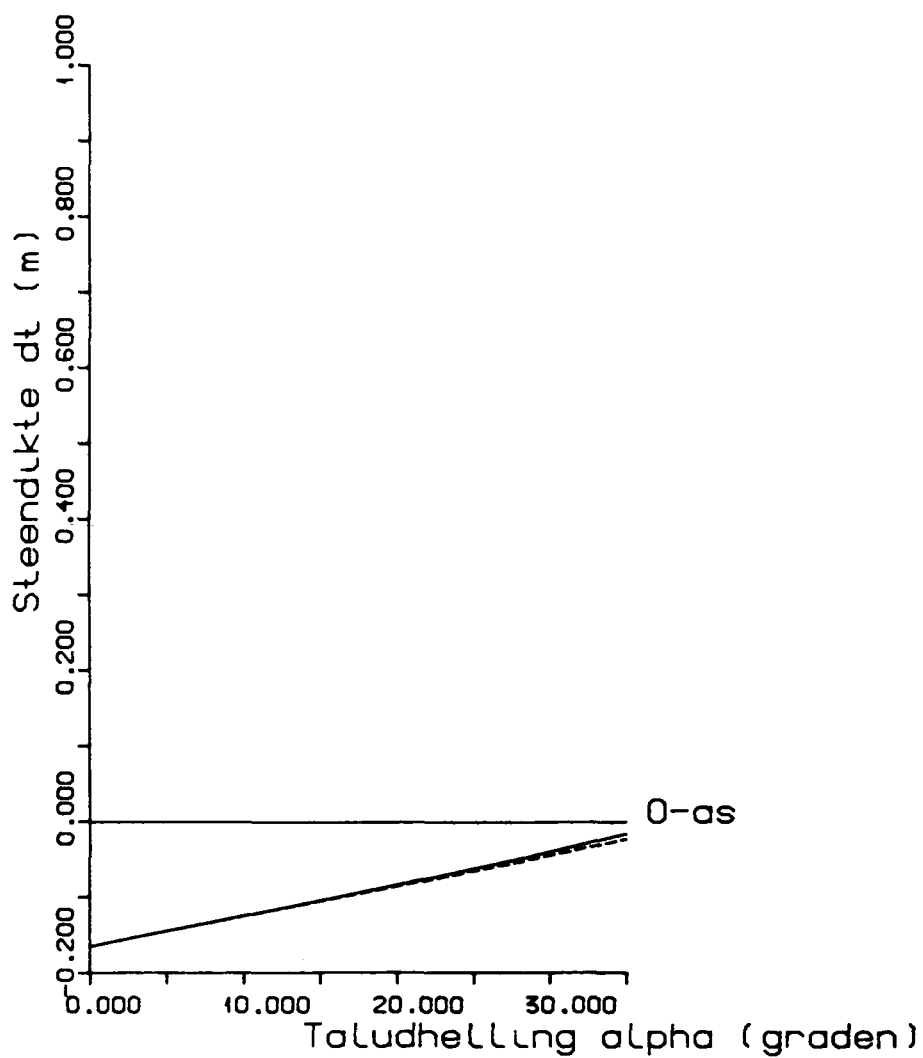
Minimale steendikte tegen alpha
(g.k.-phi-l=0-Ts).

CO-286010 HGN

BIJL. 16







G GRONDMECHANICA
DELFT

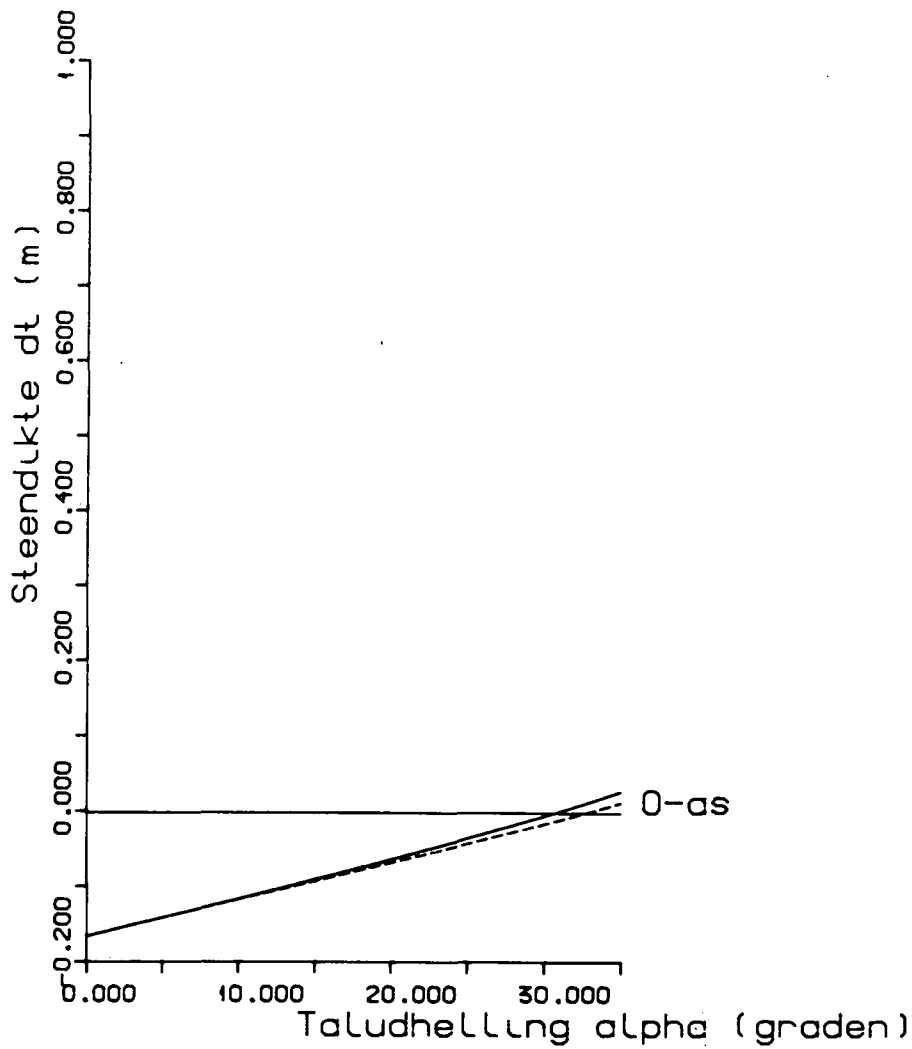
Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telax 38234 eoll.nl

87-01-21

Exacte en benaderde(---) mln. steendikte
uitgezet tegen α (g.k.-Cu-To-(T1=0))

CO-286010 HGN

BIJL. 17



G GRONDMECHANICA
DELFT

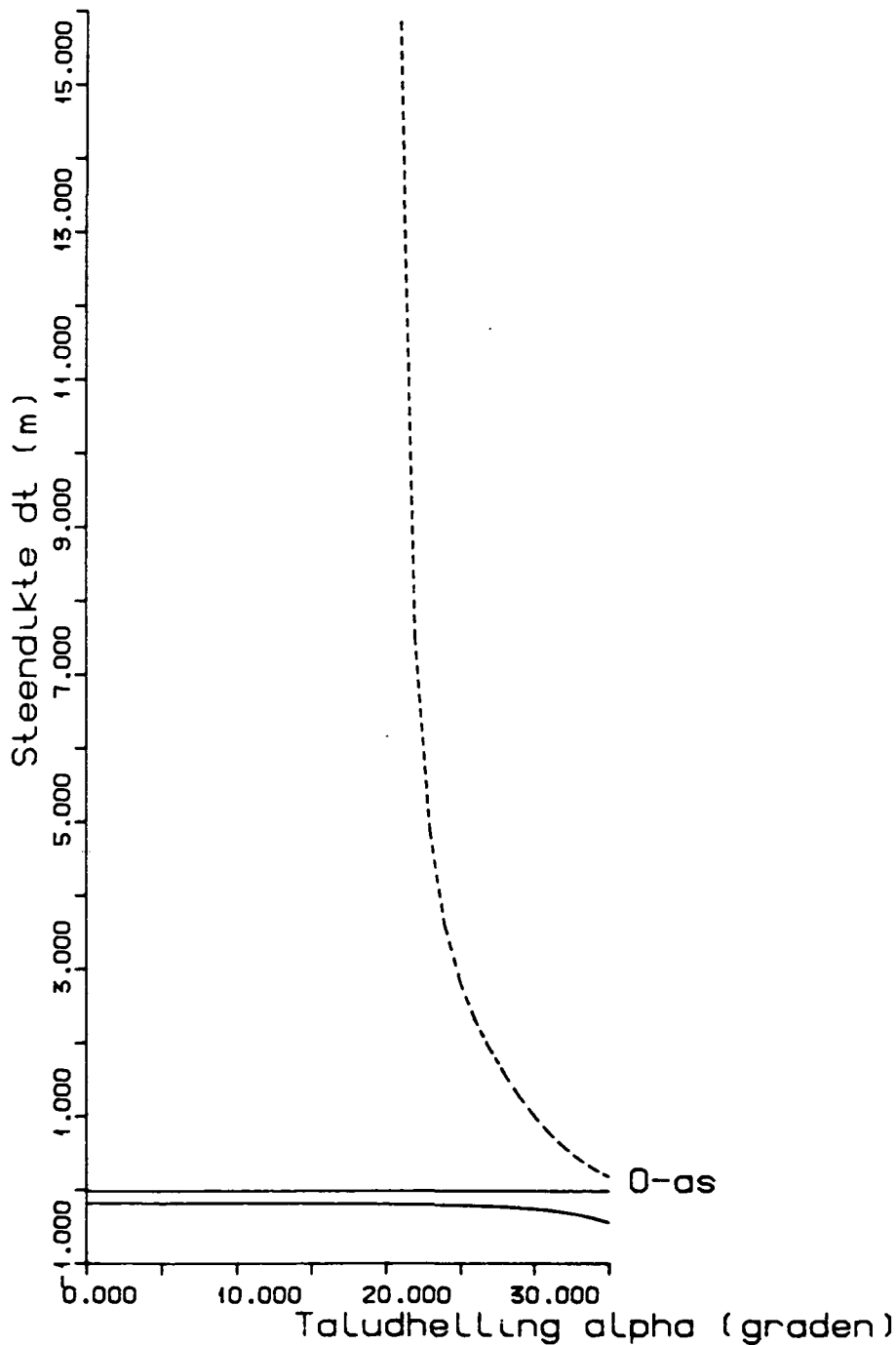
Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telex 58254 eodl nl

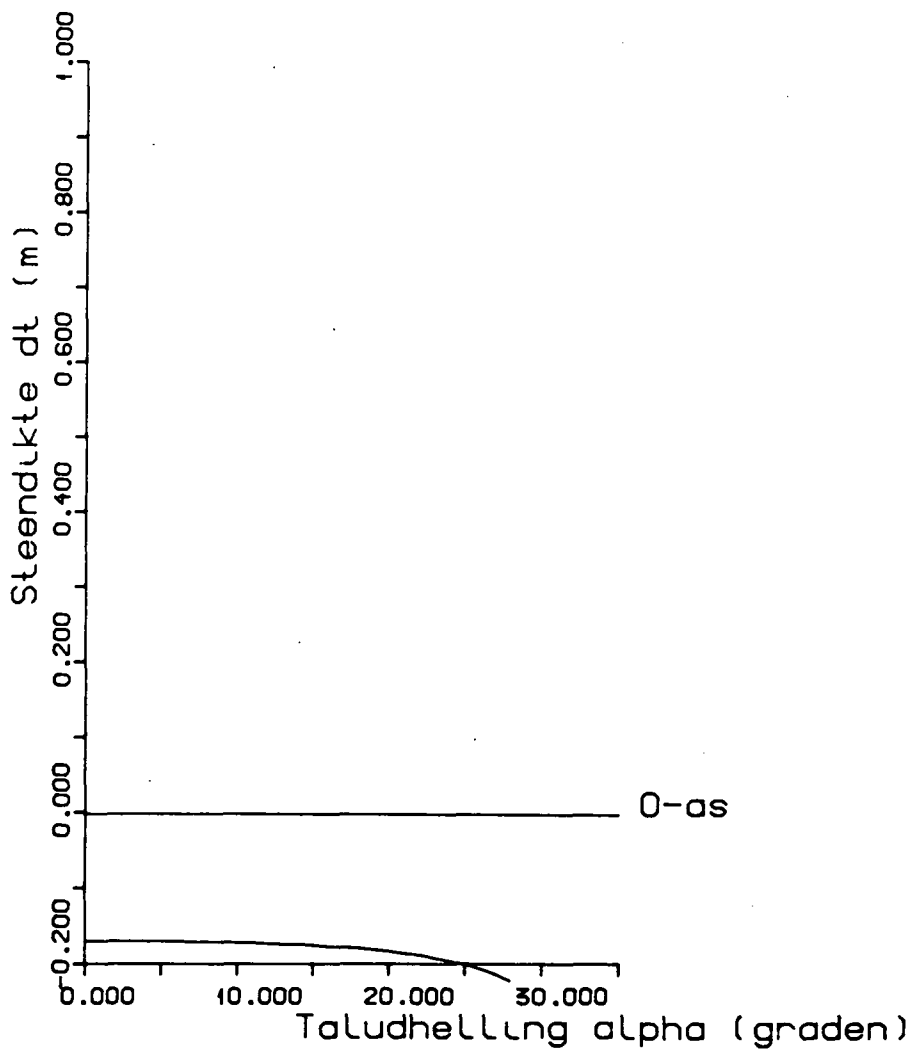
87-01-21

Exacte en benaderde(---) min. steendikte
uitgezet tegen alpha (g.k-Cu-To-(T1<>0))

CO-286010 HGN

BIJL. 18







GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft
Telefoon (015) 56 92 23
Telefax (015) 61 08 21
Telex 38234 soil nl

Overzicht formules teruggetrokken golf

y-materiaal	λ = 0	r _s	$\text{EN } d_c > \frac{y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \operatorname{tg} \phi + y_w \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \alpha}}{y'_c \cos \alpha \operatorname{tg} \phi - y_c \sin \alpha} Z \quad (4.10) \quad \text{OF} \quad d_c > \frac{y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \operatorname{tg} \phi}{y'_c \cos \alpha \operatorname{tg} \phi - y_c \sin \alpha} Z \quad \text{C.12 EVENW OF } 4.4 \text{ e-MACHT}$	
		r _o	$d_c > \frac{y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \operatorname{tg} \phi + y_w \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \alpha}}{y'_c \cos \alpha \operatorname{tg} \phi} Z \quad (4.11) \quad \text{OF} \quad d_c > \frac{y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \operatorname{tg} \phi}{y'_c \cos \alpha \operatorname{tg} \phi} Z \quad \text{C.25a EVENW OF } 4.7 \text{ e-MACHT}$	
		r _c	$d_c > \frac{y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \operatorname{tg} \phi + y_w \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \alpha}}{2y'_c \cos \alpha \operatorname{tg} \phi} Z \quad (4.12) \quad \text{OF} \quad d_c > \frac{y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \operatorname{tg} \phi}{y'_c \cos \alpha \operatorname{tg} \phi} Z \quad \text{(EVENW) OF } (\text{e-MACHT})$	
	λ = ∞	r _s	$\alpha < \phi \quad (4.14) \quad \text{EN } d_c > \frac{y_w R_d \operatorname{tg} \phi}{y'_c (\cos \alpha \operatorname{tg} \phi - \sin \alpha)} \quad (4.13) \quad \text{OF (?) } \quad \text{EN } d_c > \frac{y_w R_d \operatorname{tg} \phi}{y'_c \cos \alpha \operatorname{tg} \phi - y_c \sin \alpha} \quad (4.17)$	OPMERKING: AFSCHUIVEN BEKLEDING MAATGEVEND (Z = 0)
		r _o	$d_c > \frac{y_w R_d}{y'_c \cos \alpha} \quad (4.15) \quad \text{OF (?) } \quad d_c > \frac{y_w R_d}{y'_c \cos \alpha} \quad (4.21)$	OPMERKING: OPLICHTEN BEKLEDING MAATGEVEND (Z = 0)
		r _c	ALS α < φ, ANDERS C33	ALS α < φ
C _u -materiaal	r _s	$d_c > \frac{(y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi}) Z - \frac{C}{\cos \phi}}{y'_c \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} - y_c \sin \alpha} \quad (4.26) \quad \text{OF} \quad d_c < \frac{(y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi}) Z - \frac{C}{\cos \phi}}{y'_c \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} - y_c \sin \alpha} \quad (4.28)$	OPMERKING: ALS C = 0, DAN ZIJN DEZE VOORWAARDEN PRAKTISCH GE- LIJK AAN DIE VOOR EEN φ- MATERIAAL .MET λ = 0	
	r _o	$d_c > \frac{(y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi}) Z - \frac{C}{\cos \phi}}{y'_c \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi}} \quad (4.29)$		
	r _c	$d_c > \frac{(y_R \sin \alpha - y'_R \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi}) Z - 2 \frac{C}{\cos \phi}}{2y'_c \cos \alpha \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi}} \quad (4.30)$		

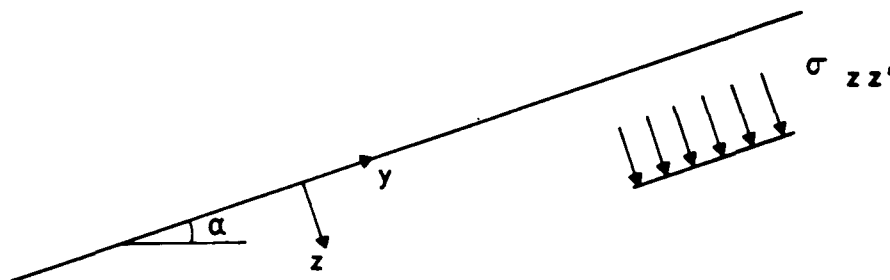
get. d.d. 1987-07-21
CO-286010
BUL. 21
get. B
form AA

Appendix A GROOTTE VAN DE ONGEDRAINEERDE COHESIE

Als bij een kortdurende, ongedraineerde belasting uitgegaan wordt van de volgende aannamen:

- het grondwater is onsamendrukbaar,
- het korrelskelet is niet dilatant

dan betekent dit dat de gemiddelde spanningstoestand σ'_1 niet verandert. Er kan echter wel draaiing van de hoofdspansingen optreden.



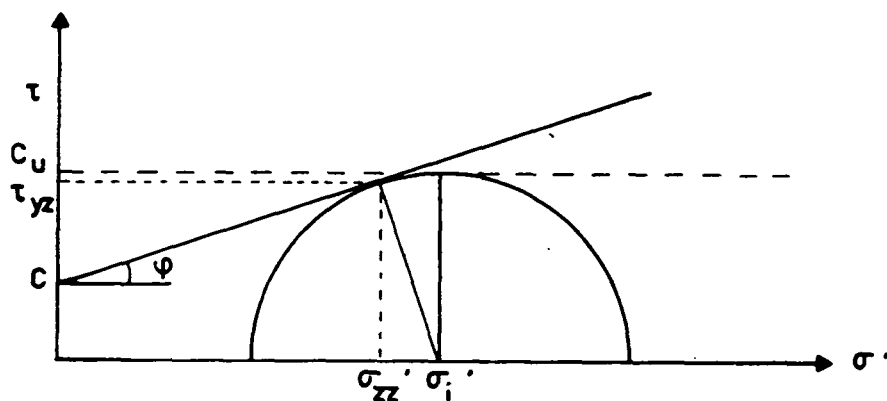
Figuur A.1

Als aangenomen wordt dat de initiële spanning σ'_{zz} op een vlak evenwijdig aan het talud bekend is (fig. A.1), dan kan de maximale daarbij behorende schuifspanning τ_{yz} berekend worden volgens:

$$\tau_{yz} = \sigma'_{zz} \operatorname{tg} \phi + C \quad (A1)$$

Hiermee is de cirkel van Mohr volledig vastgelegd (fig. A.2).

De maximale schuifspanning die de grond onder ongedraineerde omstandigheden op kan nemen is niet τ_{yz} doch C_u .



Figuur A.2

Uit figuur A.2 kan eenvoudig afgeleid worden dat:

$$C_u = \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \sigma'_{zz} + \frac{C}{\cos\phi} \quad (\text{A2})$$

Het is belangrijk hierbij op te merken dat σ'_{zz} niet de actuele spanning voorstelt, doch de spanning voordat de ongedraineerde belasting aangebracht werd.

bladnummer : - B.1 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Appendix B

B.1 IJKING VAN DE GOLFKLAP OP EEN ϕ -MATERIAAL

Als uitgegaan wordt van de situatie zoals aangegeven in figuur B.1, dan geldt voor de vergelijking van Brinch Hansen:

$$s + (q - \gamma_w \cdot h) = N_c \cdot C + N_q (q - \gamma_w \cdot h) + N_\gamma \cdot \frac{1}{2} b \cdot \gamma'_g$$

Uitwerken levert:

$$s = N_c \cdot C + (N_q - 1) (q - \gamma_w \cdot h) + N_\gamma \cdot \frac{1}{2} b \cdot \gamma'_g$$

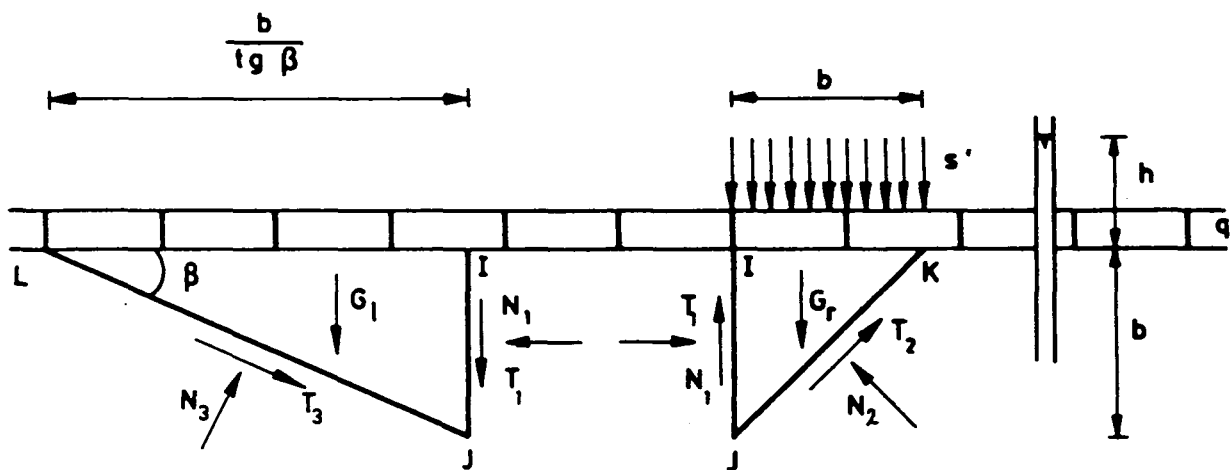
Voor $\phi = 35^\circ$ kan uit tabellen gevonden worden

$$\begin{aligned} N_c &= 46,1 \\ N_q &= 33,3 \\ N_\gamma &= 33,9 \end{aligned}$$

Omdat $C = 0$ wordt de vergelijking nu:

$$s = (N_q - 1)(q - \gamma_w \cdot h) + N_\gamma \cdot \frac{1}{2} b \cdot \gamma'_g \quad (B1)$$

bladnummer : - B.2 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27



Figuur B.1

De evenwichtsvergelijkingen voor de rechterzijde zijn:

$$\sum V = 0 :$$

$$s' \cdot b + G_r - T_1 - \frac{1}{2}\sqrt{2} T_2 - \frac{1}{2}\sqrt{2} N_2 + q \cdot b = 0 \quad (B2)$$

en

$$\sum H = 0 :$$

$$N_1 + \frac{1}{2}\sqrt{2} T_2 - \frac{1}{2}\sqrt{2} N_2 = 0 \quad (B3)$$

Voor de linkerzijde geldt:

$$\sum V = 0 : \\ q \cdot \frac{b}{\operatorname{tg}\beta} + G_1 + T_1 + \sin\beta \cdot T_3 - \cos\beta \cdot N_3 = 0 \quad (\text{B4})$$

en

$$\sum H = 0 : \\ \sin\beta \cdot N_3 + \cos\beta \cdot T_3 - N_1 = 0 \quad (\text{B5})$$

Voor T_2 en T_3 geldt:

$$T_2 = (N_2 - \bar{p} \sqrt{2} \cdot b) \operatorname{tg}\phi$$

$$T_3 = (N_3 - \bar{p} \frac{b}{\sin\beta}) \operatorname{tg}\phi$$

\bar{p} = de gemiddelde waterdruk langs de randen van de driehoeken

$$\bar{p} = \gamma_w \left(\frac{1}{2}b + h \right)$$

Als er langs de rand I J geen wrijving overgebracht wordt ($\tau = 0$):

$$T_1 = 0$$

Dan volgt uit de evenwichtsvergelijkingen:

$$N_{1r} = \operatorname{tg}(45 - \phi) \cdot (s \cdot b + G_r + q \cdot b) + \frac{2 \operatorname{tg}\phi}{1 + \operatorname{tg}\phi} \cdot \bar{p} \cdot b \quad (\text{B6})$$

$$N_{1l} = \operatorname{tg}(\beta + \phi) \left(q \cdot \frac{b}{\operatorname{tg}\beta} + G_1 - \bar{p} \cdot b \cdot \operatorname{tg}\phi \right) - \bar{p} \cdot b \frac{\operatorname{tg}\phi}{\operatorname{tg}\beta} \quad (\text{B7})$$

De linker driehoek zal afschuiven onder die hoek β waarvoor N_{1l} minimaal is. Als N_{1l} bekend veronderstelt wordt, levert gelijkstellen van N_{1l} en N_{1r} , de maximale waarde voor s .

$$s = \operatorname{tg}(45 + \beta) \cdot \frac{N_{1l}}{b} - \frac{2 \operatorname{tg}\phi}{1 - \operatorname{tg}\phi} \cdot \bar{p} - \frac{G_r}{b} - q \quad (\text{B8})$$

bladnummer : - B.4 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Als er langs de rand IJ wel wrijving overgebracht wordt (τ), dan geldt voor T_1 :

$$T_1 = (N_1 - \bar{p} \cdot b) \operatorname{tg} \phi$$

Dan volgt uit de evenwichtsvergelijkingen:

$$N_{1r} = \frac{\operatorname{tg} \phi + 1}{\operatorname{tg}^2 \phi - 2 \operatorname{tg} \phi - 1} \cdot$$

$$(\operatorname{tg}(\alpha - 45) \cdot (s \cdot b + G_r + 2 \cdot \bar{p} \cdot b \cdot \operatorname{tg} \phi + q \cdot b) - \bar{p} \cdot b \cdot \operatorname{tg} \phi) \quad (\text{B9})$$

$$N_{11} = \frac{1 - \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \phi}{1 - \operatorname{tg}^2 \phi - 2 \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \phi} \cdot$$

$$(\operatorname{tg}(\beta + \phi) \cdot (q \cdot \frac{b}{\operatorname{tg} \beta} + G_1 - 2 \bar{p} \cdot b \cdot \operatorname{tg} \phi) - \bar{p} \cdot b \cdot \frac{\operatorname{tg} \phi}{\operatorname{tg} \beta}) \quad (\text{B10})$$

Als weer verondersteld wordt dat de minimale waarde van N_{11} bekend is, als functie van β , dan levert gelijkstellen van N_{11} en N_{1r} :

$$s = \frac{\operatorname{tg}^2 \phi - 2 \operatorname{tg} \phi - 1}{1 - \operatorname{tg} \phi} \cdot$$

$$\left(\left(\frac{\operatorname{tg} \phi + 1}{\operatorname{tg}^2 \phi - 2 \operatorname{tg} \phi - 1} \left(\frac{G_r}{b} + 2 \cdot \bar{p} \cdot \operatorname{tg} \phi + q \right) - \bar{p} \cdot \operatorname{tg} \phi \right) - \frac{N_{11}}{b} \right) \quad (\text{B11})$$

Drie gevallen worden nu vergeleken:

1. Als er geen toplaag aanwezig is en de ondergrond net volledig verzadigd met water is geldt:

$$h = 0 \text{ (m)}$$

$$q = 0 \text{ (kN/m}^2\text{)}$$

2. Als het gewicht van de toplaag en de waterdruk elkaar precies opheffen geldt; $q = \gamma_w \cdot h$

Uitgaande van de in par. 2.2 gegeven waarde voor h geldt:

$$h = 0,3 \text{ (m)}$$

$$q = 3 \text{ (kN/m}^2\text{)}$$

3. Als de druk van de toplaag hoger is dan de druk van het grondwater;
 $q > \gamma_w \cdot h$.

Hier is gekozen voor:

$$h = 0,3 \text{ (m)}$$

$$q = 10 \text{ (kN/m}^2\text{)}$$

Invullen van deze waarden in de vergelijkingen B1, B7 en B8, en B10 en B11 levert de waarden voor de maximale golfklap bij de verschillende berekeningsmethoden.

Deze waarden zijn op zichzelf slechts voorbeelden, doch ook de verhoudingen kunnen bepaald worden tussen de verschillende methoden, welke meer inzicht in de resultaten geven.

De uitkomsten volgens de methode van Brinch Hansen worden s_{bh} genoemd, de uitkomsten m.b.v. de benadering met driehoeken worden s' genoemd.

De resultaten zijn opgenomen in tabel B.1.

bladnummer : - B.6 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

h (m)	q(kN/m ²)	s _{bh} :s'(τ=0)	s _{bh} : s' (τ)
0	0	1,70 : 1	1 : 3,51
0.3	3	1,70 : 1	1 : 3,51
0.3	10	1,64 : 1	1 : 3,64

Tabel B.1

Het is belangrijk op te merken dat hier de eventuele gevolgen van waterstroming in het talud niet meegenomen zijn in de berekening. Bij de methode volgens Brinch Hansen is dit ook onmogelijk.

B.2 STROMINGSBEELD BIJ EEN GOLFKLAP OP EEN HORIZONTALE BODEM

Als een golfklap geschematiseerd wordt tot een kolom water van 0,4 m breed en 2,5 m hoog dan is het het meest praktisch om de randen enigszins scheef te laten lopen, zodat singulariteitsproblemen vermeden worden. De kolom is daarom in de hier gegeven situatie geschematiseerd tot een trapezium van 2,5 m hoog, met een basis van 0,45 m en een top van 0,35 m. Op deze wijze kunnen stroom- en potentiaallijnen geschetst worden (zie fig. B.2)

bladnummer : - B.7 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

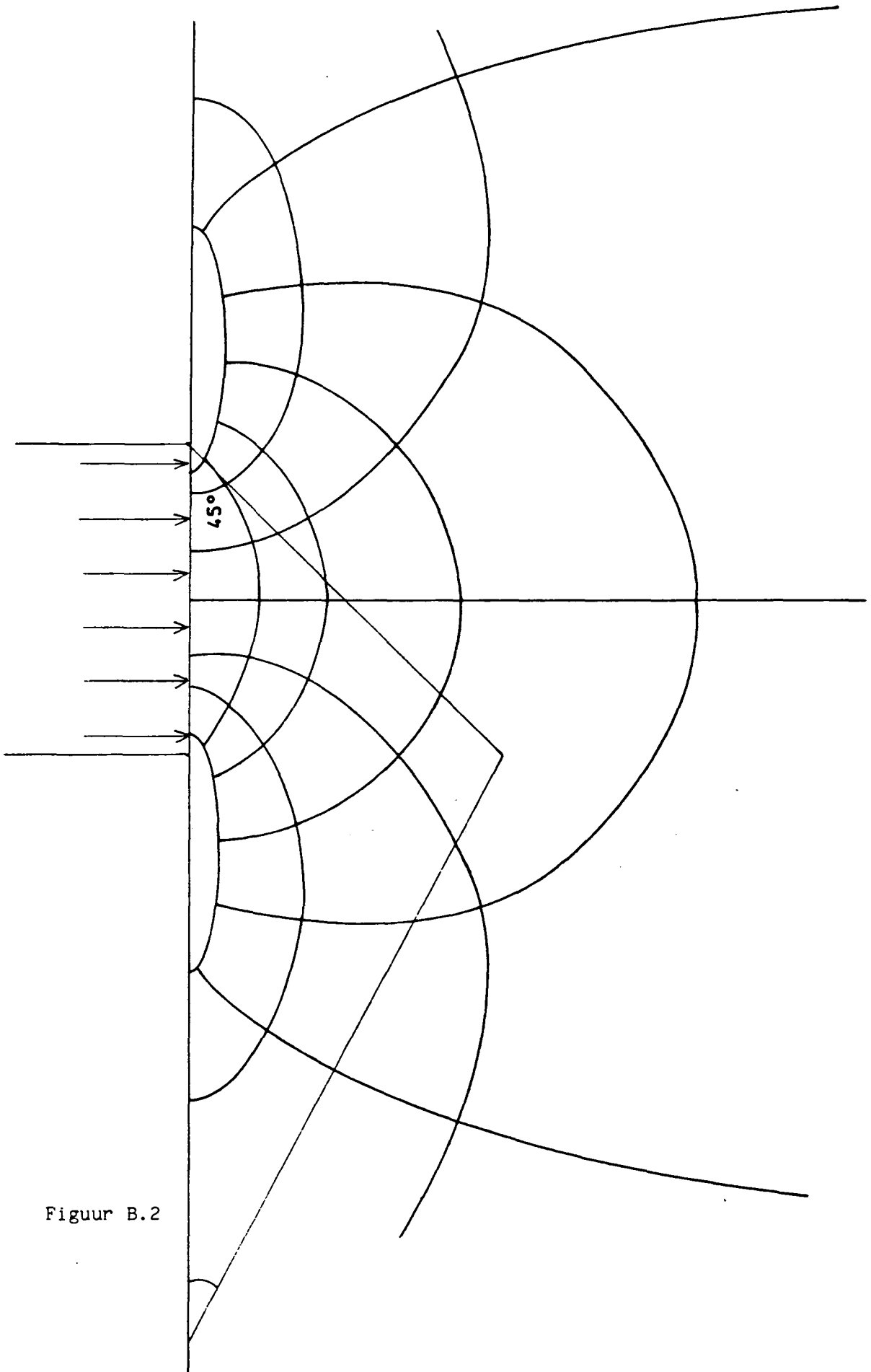
Als in de stroomlijnenfiguur de afschuivingsdriehoek getekend wordt, kan de druk langs de onderzijde geschat worden. De hoek β is echter onbekend. Als lit. [8] aangehouden wordt dient hiervoor $45 - \frac{\phi}{2}$ gekozen te worden. Aangenomen mag worden dat dit een redelijk gemiddelde vormt voor de werkelijke hoek β .

Op deze wijze wordt gevonden dat:

$$\bar{p}_r = 0,6 \cdot s$$

$$\bar{p}_1 = 0,2 \cdot s$$

bladnummer : - B.8 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27



Figuur B.2

bladnummer : - B.10 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Voor de benadering met behulp van driehoeken kunnen de evenwichtsvergelijkingen opgesteld worden.

Voor het evenwicht van de rechter driehoek geldt:

$$s \cdot b + G_r - T_1 - \frac{1}{2}\sqrt{2} T_2 - \frac{1}{2}\sqrt{2} N_2 = 0 \quad (\text{B16})$$

$$N_1 + \frac{1}{2}\sqrt{2} T_1 - \frac{1}{2}\sqrt{2} N_2 = 0 \quad (\text{B17})$$

Voor de linkerzijde geldt:

$$G_1 + T_1 + \sin\beta \cdot T_3 - \cos\beta \cdot N_3 = 0 \quad (\text{B18})$$

$$\sin\beta \cdot N_3 + \cos\beta \cdot T_3 - N_1 = 0 \quad (\text{B19})$$

Voor T_2 en T_3 geldt nu:

$$T_2 = \sqrt{2} \cdot b \cdot \overline{C_u} \quad (\text{B20})$$

$$T_3 = \frac{b}{\sin\beta} \cdot \overline{C_u} \quad (\text{B21})$$

Als aangenomen wordt dat geen wrijving optreedt langs de rand IJ, dan geldt:

$$T_1 = 0$$

Uit de evenwichtsvergelijkingen volgt dan:

$$N_{1r} = s \cdot b + G_r - 2 \cdot b \cdot \overline{C_u} \quad (\text{B22})$$

bladnummer : - B.11 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

$$N_{1l} = b \cdot \overline{C_u} \left(\frac{1}{\operatorname{tg}\beta} + \operatorname{tg}\beta \right) + \operatorname{tg}\beta \cdot G_1 \quad (\text{B23})$$

Gelijkstellen van N_{1l} en N_{1r} levert:

$$s = \frac{1}{b} (N_{1l} - G_r + 2b \overline{C_u}) \quad (\text{B24})$$

N_{1l} is minimaal voor $\operatorname{tg}\beta = 1$; $\beta = 45^\circ$, dit geeft:

$$s = 4 \overline{C_u}$$

Als aangenomen wordt dat langs IJ juist de maximale schuifspanning bereikt wordt, dan geldt:

$$T_1 = b \cdot \overline{C_u}$$

Oplossen van de evenwichtsvergelijkingen levert:

$$N_{1r} = S \cdot b - 3b \cdot \overline{C_u} + G_r \quad (\text{B25})$$

$$N_{1l} = b \cdot \overline{C_u} \left(2\operatorname{tg}\beta + \frac{1}{\operatorname{tg}\beta} \right) + \operatorname{tg}\beta \cdot G_1 \quad (\text{B26})$$

Gelijkstellen van N_{1l} en N_{1r} levert nu:

$$s = \frac{1}{b} (N_{1l} + 3b \cdot \overline{C_u} - G_r) \quad (\text{B27})$$

De waarde van N_{11} is nu minimaal voor $\text{tg}\beta = \frac{1}{2}\sqrt{2}$; $\beta = 35,3^\circ$.
Dit levert:

$$s = (2\sqrt{2} + 3) \overline{C_u} \quad (\text{B28})$$

Indien nu voor de waarde van $\overline{C_u}$ de gemiddelde waarde voor C_u over de hoogte b volgens vergelijking 12 (par. 3.1.3) genomen wordt, kunnen de vergelijkingen B24 en B28 opgelost worden.

$$\overline{C_u} = \frac{1}{2}b \cdot \gamma'_g \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} + \frac{C}{\cos\phi} \quad (\text{B29})$$

Invullen van B29 in B27 en B28 levert de oplossing voor de maximale golfklap s' volgens de benaderingsmethode.

De oplossing volgens Davis en Booker: s_{db} kan bepaald worden met behulp van vergelijking B12.

Evenals in deel B.1 van deze appendix zijn hier uitsluitend de verhoudingen van de resultaten weergegeven.

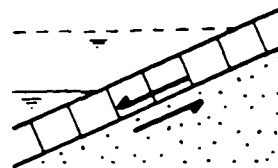
$$s_{db} : s' = 1,18 : 1 \quad \text{voor } T_1 = 0$$

$$s_{db} : s' = 1 : 1,23. \quad \text{voor } T_1 \neq 0$$

APPENDIX C

C.1	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_s$	C.1
C.1.1	Horizontale stroming	C.1
C.1.2	Stroming evenwijdig aan het talud	C.4
C.1.3	Exponentieel verloop van de waterspanning	C.6
C.2	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_o$	C.10
C.3	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - \tau_s$	C.12
C.4	Teruggetrokken golf - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - \tau_o$	C.14
C.5	Teruggetrokken golf - C_u -materiaal - τ_s	C.15
C.6	Teruggetrokken golf - C_u -materiaal - τ_o	C.18
C.9	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - \tau_o$	C.20
C.10	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = \infty - t_s$	C.22
C.11	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_o$	C.24
C.12	Golfklap - ϕ -materiaal - $\lambda = 0 - \tau_s$	C.26
C.13	Golfklap - C_u -materiaal - τ_o	C.28
C.13.1	Inleiding	C.28
C.13.2	Geen schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken	C.28
C.13.3	Schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken	C.30
C.14	Golfklap - C_u -materiaal - τ_s	C.32

APPENDIX C



C.1 TERUGGETROKKEN GOLF - ϕ -MATERIAAL - $\lambda = 0$ - τ_s

C.1.1 Horizontale stroming

Zoals weergegeven in figuur C.1 is het verhang $i = \text{tg}\alpha$.

In de spleten tussen de stenen zal water staan. De drukaan de onderzijde van een steen wordt dan:

$$p(o) = d_t \cdot \cos\alpha \cdot \gamma_w$$

De druk ter plaatse van een diepte z bedraagt dan:

$$p_z(z) = \frac{z}{\cos\alpha} \cdot \gamma_w + d_t \cos\alpha \cdot \gamma_w \quad (C1)$$

Daaruit volgt:

met behulp van (3.4):

$$\sigma'_{zz} = \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos\alpha + \gamma_g \cdot z \cdot \cos\alpha - \frac{z}{\cos\alpha} \cdot \gamma_w \quad (C2)$$

met behulp van (3.1):

$$\tau_{yz} = (\gamma_t \cdot d_t + \gamma_g \cdot z) \sin\alpha \quad (C3)$$

en met behulp van (3.3):

$$\overline{\tau_{yz}} = \sigma'_{zz} \cdot \text{tg}\phi \quad (C4)$$

bladnummer : - C.3 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Uit eis (2); $\bar{\tau}_{yz} \geq \tau_{yz}$ volgt nu:

$$(\gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \gamma_t \cdot \sin\alpha) d_t +$$

$$(\gamma_g \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \gamma_w \cdot \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\alpha} - \gamma_g \cdot \sin\alpha) z \geq 0$$

Uit deze ongelijkheid is een minimale waarde voor d_t op te lossen:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\alpha} + \gamma_g \cdot \sin\alpha - \gamma_g \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi}{\gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \gamma_t \cdot \sin\alpha} \cdot z \quad (C5)$$

onder de voorwaarde dat de noemer positief is:

$$\gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \gamma_t \cdot \sin\alpha > 0$$

Uitwerken levert:

$$\operatorname{tga} < \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \operatorname{tg}\phi \quad (C6)$$

ofwel $\alpha < 20,8^\circ$.

Om een positieve waarde te kunnen vinden voor d_t , moet ook de teller positief zijn:

$$\gamma_w \cdot \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\alpha} + \gamma_g \cdot \sin\alpha - \gamma_g \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi > 0.$$

Dit levert door "proberen" voor diverse waarden van γ_g , α en ϕ :

$$\alpha > \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \phi \quad (C7)$$

In dit geval: $\alpha > 17,2^\circ$.

bladnummer : - C.4 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Dit betekent dat, als $\alpha \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \phi$ de rechter term van (C5) altijd negatief is en elke reële waarde van d_t voldoet.

Indien $\alpha > \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \phi$ en $\text{tg}\alpha < \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \cdot \text{tg}\phi$ dan is de breuk in de rechter term positief. Bij elke waarde van d_t is er dan een waarde voor z te vinden waarvoor (C5) niet kan voldoen. Dit betekent dat eigenlijk alleen oplossingen gevonden kunnen worden voor taludhellingen welke voldoen aan $\alpha \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \phi$.

Indien uitgegaan wordt van een bepaalde waarde van z , kan wel een verband tussen α en d_t afgeleid worden (zie bijlage 1).

C.1.2 Stroming evenwijdig aan het talud

Als de stroming evenwijdig aan het talud plaatsvindt dan geldt voor de druk op een diepte z (fig. C.2):

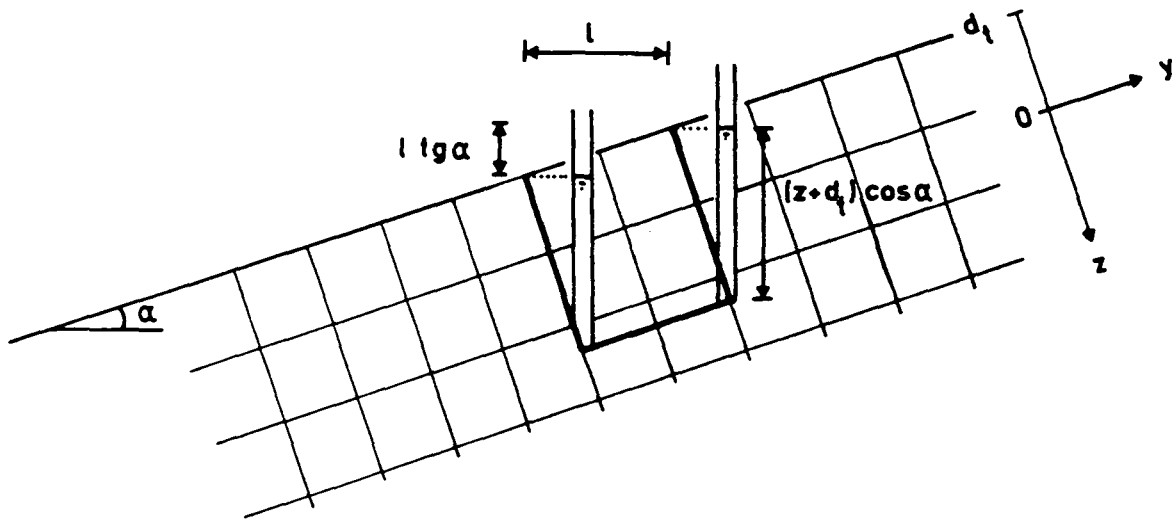
$$p_z(z) = z \cdot \cos\alpha \cdot \gamma_w + d_t \cdot \cos\alpha \cdot \gamma_w \quad (C8)$$

Daaruit volgt:

$$\sigma'_{zz} = \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos\alpha + \gamma_g \cdot z \cdot \cos\alpha - \gamma_w \cdot z \cdot \cos\alpha \quad (C9)$$

$$\tau_{yz} = (\gamma_t \cdot d_t + \gamma_g \cdot z) \sin\alpha \quad (C10)$$

$$\overline{\tau}_{yz} = \sigma'_{zz} \cdot \text{tg}\phi \quad (C11)$$



Figuur C.2

Uit de eis; $\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz}$ kan d_t opgelost worden:

$$d_t \geq \frac{\gamma_g \cdot \sin \alpha - \gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha} \cdot z \quad (\text{C12})$$

mits de noemer positief is;

$$\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha > 0$$

bladnummer : - C.6 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

of

$$\operatorname{tga} < \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \operatorname{tg}\phi \quad (\text{C13})$$

$$\alpha < 20,8^\circ.$$

Als de teller positief is, is er altijd een waarde van z te vinden waarvoor $(C_{1,2})$ niet voldoet. Daarom moet geëist worden:

$$\gamma_g \cdot \sin\alpha - \gamma'_g \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi \geq 0$$

$$\operatorname{tga} \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \operatorname{tg}\phi \quad (\text{C14})$$

$$\alpha \leq 18,9^\circ$$

Voor $\frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \operatorname{tg}\phi \leq \operatorname{tga} < \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \operatorname{tg}\phi$ kan een oplossing gevonden worden voor d_t als functie van z en α (zie bijlage 2).

C.1.3 Exponentieel verloop van de waterspanning

In par. 3.1.2.2 is reeds afgeleid dat de waterspanning bepaald wordt door de twee randvoorwaarden:

$$z \xrightarrow{\infty} \lim p_z(z) = z \xrightarrow{\infty} \lim (R_d + z \cdot \cos\alpha) \gamma_w$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_z}{dz} (z = 0) &= (\sin\alpha \cdot \operatorname{tga} + \cos\alpha) \gamma_w \\ &= \frac{\gamma_w}{\cos\alpha} \end{aligned}$$

Dit levert voor de waterspanning

$$p_z(z) = R_d \cdot \gamma_w (1 - \exp(-B \cdot z)) + z \cdot \cos \alpha \cdot \gamma_w \quad (C15)$$

met

$$B = \frac{\sin \alpha \operatorname{tg} \alpha}{R_d} \quad (C16)$$

Daaruit volgt:

$$\sigma'_{zz} = \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha + \gamma'_g \cdot z \cdot \cos \alpha - \gamma_w \cdot R_d (1 - \exp(-B \cdot z)) \quad (C17)$$

$$\tau_{yz} = (\gamma_t \cdot d_t + \gamma_g \cdot z) \sin \alpha \quad (C18)$$

$$\overline{\tau_{yz}} = \sigma'_{zz} \cdot \operatorname{tg} \phi \quad (C19)$$

Uit de eis; $\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz}$ volgt:

$$d_t \geq \frac{\operatorname{tg} \phi \cdot \gamma_w \cdot R_d (1 - \exp(-B \cdot z)) - (\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_g \cdot \sin \alpha) \cdot z}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha} \quad (C20)$$

mits de noemer positief is.

Dit levert dezelfde eis als (C6).

$$\operatorname{tg} \alpha < \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \cdot \operatorname{tg} \phi$$

ofwel $\alpha < 20,8^\circ$.

De rechter term van de ongelijkheid is een functie $f(z)$ van z :

$$d_t \geq f(z)$$

Er kan nu een waarde voor d_t gevonden worden die voldoet aan deze vergelijking voor elke waarde van z , indien de functie $f(z)$ een absoluut maximum heeft.

De eerste afgeleide $f'(z)$:

$$f'(z) = \frac{\gamma_w \cdot \operatorname{tg} \phi \cdot R_d \cdot B \cdot \exp(-B \cdot z) - \frac{\gamma'_g}{g} \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi + \gamma_g \cdot \sin \alpha}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha}$$

De tweede afgeleide $f''(z)$:

$$f''(z) = \frac{-\gamma_w \cdot \operatorname{tg} \phi \cdot R_d \cdot B^2 \cdot \exp(-B \cdot z)}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_t \cdot \sin \alpha}$$

$f'(z) = 0$ voor

$$z = \frac{-1}{B} \ln \left(\frac{\frac{\gamma'_g}{g} \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_g \cdot \sin \alpha}{B \cdot \operatorname{tg} \phi \cdot \gamma_w \cdot R_d} \right) \quad (\text{C21})$$

Het argument van het logaritme moet positief zijn omdat anders de uitdrukking (C21) niet kan bestaan.

Dit betekent dat:

$$\operatorname{tga} < \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \operatorname{tg} \phi \quad (\text{C22})$$

ofwel $\alpha < 18,9^\circ$.

Dit is identiek aan de oplossing uit C.1.2.

bladnummer : - C.9 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Voor z wordt alleen een reële oplossing gevonden indien $z \geq 0$. Dit betekent dat de uitkomst van het logaritmische negatief zal zijn, ofwel:

$$\frac{\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_g \cdot \sin \alpha}{B \cdot \operatorname{tg} \phi \cdot \gamma_w \cdot R_d} \leq 1 \quad (\text{C23})$$

Uitwerken levert:

$$\alpha \geq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \phi \quad (\text{C24})$$

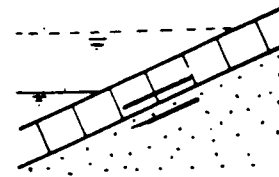
wat gelijk is aan (C7); $\alpha \geq 17,2^\circ$.

De tweede afgeleide; $f''(z)$ is altijd negatief, omdat de noemer altijd positief is (volgens vergelijking (C6)) en de teller altijd negatief is voor elke waarde van z .

Dit betekent dat de vergelijking $f(z)$ of een absoluut maximum kent of een horizontale asymptoot heeft.

Uit het voorgaande blijkt dat voor een talud voldaan moet worden aan (C22). Als niet aan (C22) voldaan wordt betekent dit dat de functie $f(z)$ asymptotisch naar ∞ gaat, voor oneindig grote z . Er kan dan wél een oplossing gevonden worden voor de minimale steendikte d_t als functie van α en z , als voor z een maximum wordt verondersteld. Dat wordt hier niet uitgewerkt.

De waarden van d_t zijn uitgezet als functie van α in bijlage 3.



C.2. TERUGGETROKKEN GOLF - ϕ -MATERIAAL - $\lambda = 0$ - τ_0

Onder de aanname van een exponentieel verloop van de waterspanning is afgeleid in par. 3.1.2.2 dat

$$p_z(z) = R_d \cdot \gamma_w (1 - \exp(-B \cdot z)) + z \cdot \cos \alpha \cdot \gamma_w \quad (C15)$$

met

$$B = \frac{\sin \alpha \operatorname{tg} \alpha}{R_d} \quad (C16)$$

Dit levert met behulp van (3.1), (3.3) en (3.4):

$$\sigma'_{zz} = \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha + \gamma'_g \cdot z \cdot \cos \alpha - \gamma_w \cdot R_d (1 - \exp(-B \cdot z))$$

$$\tau_{yz} = \gamma_g \cdot z \cdot \sin \alpha$$

$$\overline{\tau_{yz}} = \sigma'_{zz} \cdot \operatorname{tg} \phi$$

Uit eis (2); $\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz}$ volgt nu

$$d_t \geq \frac{\operatorname{tg} \phi \cdot \gamma_w \cdot R_d (1 - \exp(-B \cdot z)) - (\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi - \gamma_g \cdot \sin \alpha) z}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi} \quad (C25)$$

Wordt de rechter term van de ongelijkheid weer $f(z)$ gesteld, dan geldt:

$$f'(z) = \frac{\gamma_w \cdot \operatorname{tg} \phi \cdot R_d \cdot B \cdot \exp(-B \cdot z) - \gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi + \gamma_g \cdot \sin \alpha}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \operatorname{tg} \phi} \quad (C26)$$

bladnummer : - C.11 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27

en

$$f''(z) = \frac{-\gamma_w \cdot \operatorname{tg}\phi \cdot R_d \cdot B^2 \cdot \exp(-B \cdot z)}{\gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi} \quad (\text{C27})$$

$f'(z) = 0$ voor

$$z = \frac{-1}{B} \ln \left(\frac{\gamma'_g \cdot \cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \gamma_g \cdot \sin\alpha}{B \cdot \operatorname{tg}\phi \cdot \gamma_w \cdot H} \right) \quad (\text{C21})$$

Analoog aan C.1.3 wordt gevonden dat dit alleen geldt als voldaan wordt aan (C22):

$$\operatorname{tga} < \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \cdot \operatorname{tg}\phi$$

en dat, als hieraan niet voldaan wordt, de eis voor d_t overeenkomstig (C25) bepaald wordt door de grootste glijvlakdiepte z die reël geacht mag worden. De waarden van d_t afhankelijk van α zijn uitgezet in bijlage 4.

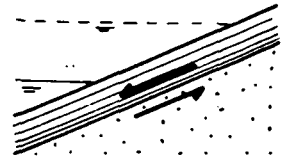
Voor horizontale stroming geldt in plaats van (25):

$$d_t \geq \frac{\gamma_g \sin\alpha - \gamma_g \cos\alpha \operatorname{tg}\phi + \gamma_w \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\alpha}}{\gamma'_t \cos\alpha \operatorname{tg}\phi} z \quad (4.11)$$

Voor stroming evenwijdig aan het talud:

$$d_t \geq \frac{\gamma_g \sin\alpha - \gamma'_g \cos\alpha \operatorname{tg}\phi}{\gamma'_t \cos\alpha \operatorname{tg}\phi} z \quad (\text{C25a})$$

C.3 TERUGGETROKKEN GOLF - ϕ -MATERIAAL - $\lambda = \infty$ - τ_s

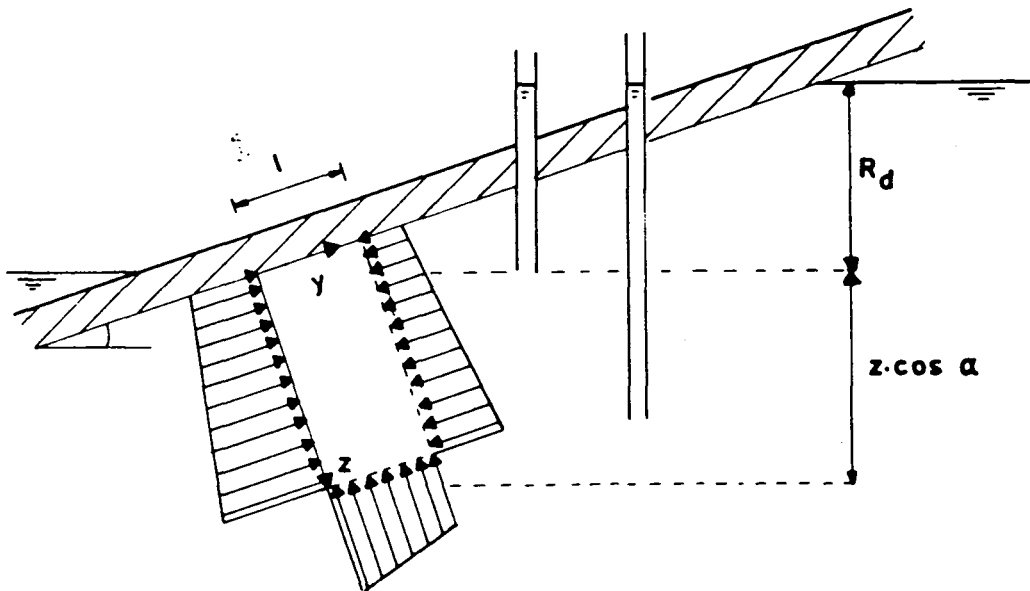


Zoals blijkt uit figuur C.3 is de stijghoogte in het gehele talud gelijk aan de stilwaterlijn.

Voor de verschildrukken in y- en z-richting geldt nu:

$$p_y(z) = \sin \alpha \cdot \gamma_w \cdot dy \quad (C28)$$

$$p_z(z) = (R_d + z \cdot \cos \alpha) \gamma_w \quad (C29)$$



Figuur C.3

Voor de korrelspanning in de z-richting geldt nu (met behulp van (3.4)):

$$\sigma'_{zz} = (\gamma_t \cdot d_t + \gamma_g \cdot z) \cos \alpha - (R_d + z \cdot \cos \alpha) \gamma_w$$

bladnummer : - C.13 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

De schuifspanning wordt (met behulp van (3.1) en (3.3)):

$$\tau_{yz} = (\gamma_t \cdot d_t + \gamma_g \cdot z) \sin\alpha - \gamma_w \cdot z \cdot \sin\alpha$$

$$\overline{\tau_{yz}} = \sigma'_{zz} \cdot \operatorname{tg}\phi$$

Uitwerken van eis (3.2) $\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz}$ levert:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d \cdot \operatorname{tg}\phi - \gamma'_g (\cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \sin\alpha) \cdot z}{\gamma_t (\cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \sin\alpha)} \quad (C30)$$

mits de noemer positief is.

Dit laatste levert;

$$\alpha < \phi \quad (C31)$$

hetgeen een bekende eis is voor een ϕ -materiaal.

Een talud $\alpha > \phi$ kan immers zonder cohesie niet bestaan.

Als aan (C31) voldaan wordt geldt dat de term

$$\cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \sin\alpha$$

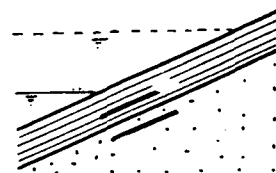
positief is.

Het rechterlid van ongelijkheid (C30) is dan maximaal voor $z = 0$.

Invullen levert het gezochte verband tussen d_t en α :

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d \cdot \operatorname{tg}\phi}{\gamma_t (\cos\alpha \cdot \operatorname{tg}\phi - \sin\alpha)} \quad (C32)$$

Dit verband is uitgezet in een figuur in bijlage 5.



C.4 TERUGGETROKKEN GOLF - ϕ -MATERIAAL- $\lambda = \infty$ - τ_0

Daar deze situatie uitsluitend verschilt van de voorgaande voor de schuifspanning (zie par. 3.1) gelden hier voor de waterspanning eveneens de vergelijkingen (C28) en (C29).

Met behulp van (3.1), (3.3) en (3.4) wordt dan gevonden:

$$\sigma'_{zz} = (\gamma_t \cdot d_t + \gamma_g \cdot z) \cos\alpha - (R_d + z \cdot \cos\alpha)\gamma_w$$

$$\tau_{yz} = \gamma'_g \cdot z \cdot \sin\alpha$$

$$\overline{\tau_{yz}} = \sigma'_{zz} \cdot \text{tg}\phi$$

Uitwerken van eis (3.2); $\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz}$ levert nu

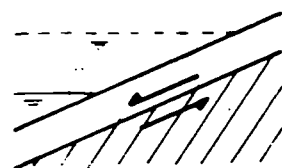
$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d \cdot \text{tg}\phi - \gamma'_g (\cos\alpha \cdot \text{tg}\phi - \sin\alpha) \cdot z}{\gamma_t \cdot \cos\alpha \cdot \text{tg}\phi} \quad (\text{C33})$$

Als hier aangenomen wordt dat aan (C31) voldaan wordt, $\alpha < \phi$, dan heeft het rechterlid van ongelijkheid (C33) een maximum voor $z = 0$.

Dit levert uiteindelijk:

$$d_t \geq \frac{\gamma_w \cdot R_d}{\gamma_t \cdot \cos\alpha} \quad (\text{C34})$$

Dit verband tussen d_t en α is uitgezet in bijlage 6.



C.5; TERUGGETROKKEN GOLF - C_u -MATERIAAL - τ_s

Met behulp van de in par. 3.1 gegeven vergelijkingen kunnen de voorwaarden voor evenwicht van een talud worden uitgewerkt.

Allereerst dient de C_u -waarde van de ondergrond bepaald te worden voor een diepte z . Zoals reeds eerder gesteld, is deze waarde afhankelijk van de initiële belasting. Volgens (3.14) geldt:

$$C_u = \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot \sigma'_{zz} + \frac{C}{\cos\phi}$$

Voor de initiële korrelspanning dient nu uitgegaan te worden van de gemiddelde waterstand; de stilwaterlijn.

Volgens (3.15) levert dit:

$$\sigma'_{zz} = (\gamma'_g \cdot z + \gamma'_t \cdot d_t) \cos\alpha$$

Voor de bepaling van de schuifspanning dient wel gerekend te worden met de teruggetrokken waterspiegel. Onder de aanname dat $p_y(z) = 0$ levert (3.1):

$$\tau_{yz} = (\gamma_t \cdot d_t + \gamma_g \cdot z) \sin\alpha$$

Voor de toelaatbare schuifspanning geldt eenvoudig:

$$\overline{\tau_{yz}} = C_u$$

bladnummer : - C.16 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Uitwerken van de ongelijkheid (3.2) $\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz}$ levert:

$$d_t \geq \frac{-(\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} - \gamma_g \cdot \sin \alpha) z - \frac{C}{\cos \phi}}{\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} - \gamma_t \cdot \sin \alpha} \quad (\text{C35})$$

onder de voorwaarde dat de noemer positief is:

$$\gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} - \gamma_t \cdot \sin \alpha > 0$$

Dit levert:

$$\text{tga} < \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (\text{C36})$$

Invullen van de waarden geeft; $\alpha < 15,6^\circ$.

Als de term $\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} - \gamma_g \cdot \sin \alpha < 0$, dan is er altijd een waarde voor z te vinden zodat (C35) niet voldoet.

Daarom moet geëist worden dat:

$$\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} - \gamma_g \cdot \sin \alpha \geq 0$$

Dit levert:

$$\text{tga} \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (\text{C37})$$

Deze eis is strenger dan (C36) en levert hier; $\alpha \leq 13,3^\circ$.

bladnummer : - C.17 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Indien uitgegaan wordt van bepaalde waarden voor z , kan wel een verband gevonden worden tussen α en d_t .

Een en ander is uitgewerkt in bijlage 7.

Als niet aan (C36) wordt voldaan, leidt ongelijkheid (3.2) tot een maximum waarde voor d_t :

$$d_t \leq \frac{(Y_t \sin \alpha - Y'_t \cos \alpha \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi}) z - \frac{c}{\cos \phi}}{Y'_t \cos \alpha \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} - Y_t \sin \alpha} \quad (4.28)$$

$$\text{als } \text{tg} \alpha > \frac{Y'_t \text{tg} \phi}{Y_t \cos \phi}$$

Aangezien dan de noemer negatief is en de eerste term van de teller meestal positief, zal ook nu weer de grootste waarde van z maatgevend zijn. Verondersteld men weer dat alle waarden van z mogelijk zijn, dan is er geen oplossing.



C.6 : TERUGGETROKKEN GOLF - C_u -MATERIAAL - τ_0

Voor dit geval kan op exact dezelfde manier als in C.5 de C_u -waarde van de ondergrond beschreven worden volgens vergelijkingen (3.14) en (3.15):

$$C_u = \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot \sigma'_{zz} + \frac{C}{\cos\phi}$$

$$\sigma'_{zz} = (\gamma'_g \cdot z + \gamma'_t \cdot d_t) \cos\alpha$$

De schuifspanning dient nu bepaald te worden zonder de invloed van de taludbekleding. Onder de aanname $p_y(z) = 0$ levert vergelijking (3.1) nu:

$$\tau_{yz} = \gamma_g \cdot z \cdot \sin\alpha$$

Voor de toelaatbare schuifspanning geldt:

$$\overline{\tau_{yz}} = C_u$$

Uitwerken van ongelijkheid (3.2) $\overline{\tau_{yz}} \geq \tau_{yz}$ levert nu:

$$d_t \geq \frac{-(\gamma'_g \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} - \gamma_g \cdot \sin\alpha)z - \frac{C}{\cos\phi}}{\gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi}} \quad (C38)$$

bladnummer : - C.19 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

De ongelijkheid (C38) verschilt uitsluitend van (C35) in de noemer.
Als deze uitdrukking dient te voldoen voor alle positieve waarden van
z, dan levert dit dezelfde voorwaarde als in C.5;

$$\gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} - \gamma_g \cdot \sin \alpha \geq 0.$$

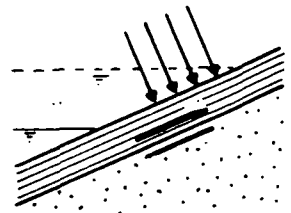
Dit levert:

$$\operatorname{tg} \alpha \leq \frac{\gamma'_g}{\gamma_g} \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (\text{C39})$$

Dit betekent hier; $\alpha \leq 13,3^\circ$

Indien $\alpha > 13,3^\circ$ kan de ongelijkheid (C38) wel opgelost worden voor
gegeven waarden van z. Dit is uitgewerkt in bijlage 8.

C.7 en C.8 beslaan niet meer



C.9. GOLFKLAP - ϕ -MATERIAAL - $\lambda = \infty$ - τ_0

In par. 3.2 zijn de vergelijkingen voor dit probleem reeds afgeleid.

Daar de toplaag als nagenoeg ondoorlatend wordt beschouwd kan een hydrostatische drukverdeling in het talud aangenomen worden, zodat hier de vergelijkingen (3.33) en (3.34) van toepassing zijn:

$$\overline{p}_r = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \cdot \sin(45 - \alpha) \frac{1}{2} \sqrt{2} b$$

$$\overline{p}_l = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \cdot \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin\beta} \frac{1}{2} b$$

Voorts geldt dat de toplaag geen schuifspanning overdraagt op de ondergrond, zodat; $q_y = 0$.

Invullen in de vergelijkingen (3.26), (3.27) en (3.28) levert een ongelijkheid in d_t , α en β :

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \tag{C44}$$

met

$$\begin{aligned} F_1 = & \overline{p}_l \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\text{tg}\beta} - \text{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(\frac{G_1}{b} \cdot \cos\alpha - \overline{p}_l \cdot \text{tg}\phi \right) + \frac{G_r}{b} \cdot \sin\alpha \\ & + \overline{p}_r \cdot \text{tg}\phi + \frac{G_1}{b} \sin\alpha + \text{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos\alpha + \overline{p}_r \cdot \text{tg}\phi \right) \end{aligned} \tag{C45}$$

$$F_2 = \gamma_t \left(\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg}\beta} - \text{tg}(45 - \phi) \right) \cos\alpha \tag{C46}$$

De ongelijkheid dient geoptimaliseerd te worden voor β .

Dat wil zeggen dat voor elke waarde voor α die waarde van β bepaald wordt zodat de maximale ondergrens voor d_t gevonden wordt. Anders gesteld; die waarde van β waarvoor $\frac{F_1}{F_2}$ maximaal is en F_2 positief.

Dit probleem is verder numeriek opgelost, waarbij de waarden van β zijn onderzocht tussen de grenzen (3.29) en (3.30). En blijkt dat voor $\alpha = 0^\circ$ een maximum gevonden kan worden voor $\beta = 27,5^\circ$, hetgeen overeenkomt met de waarde voor de wig van Prandtl; $45^\circ - \frac{\phi}{2}$ (zie bijlage 12).

Voor de hoeken $\alpha \neq 0$ blijkt $\beta = 0$ een singulier punt op te leveren. Dit betekent dat afschuiven gemakkelijker gaat naarmate β kleiner wordt, en dat dan ook een grotere toplaagdikte d_t vereist is. Dit komt omdat, bij $\lambda = \infty$, de gemiddelde waterdruk \bar{p}_l steeds groter wordt naarmate β kleiner wordt.

Voor $0^\circ < \alpha \leq 2^\circ$ kan wel een lokaal maximum gevonden worden in de buurt van $\beta = 45^\circ - \frac{\phi}{2}$. (zie bijlage 13).

Kennelijk kan een afschuiving ook vrij gemakkelijk bij die hoek plaats vinden. Bij die hoek kan men ook een vereiste waarde van d_t vinden. Dit wordt in bijlage 11 aangeduid met "locaal minimum van d_t ".

Voor $2^\circ \leq \alpha < 11^\circ$ wordt nog een buigpunt gevonden in de buurt van $\beta = 45^\circ - \frac{\phi}{2}$.

Voor β wordt echter een ondergrens volgens vergelijking (3.29) gehanteerd:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{b}{R_d - h} \sin\alpha \quad (C47)$$

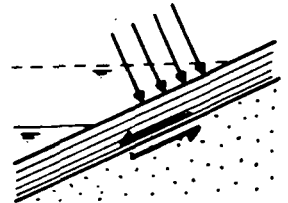
waarvoor, mits $\alpha \neq 0$, de (absolute) minima voor d_t gevonden worden.

bladnummer : - C.22 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Ter illustratie is in de bijlagen 12 en 13 de waarde van F_1/F_2 uitgezet tegen β voor verschillende waarden van α . In bijlage 13 is de grootte van β volgens (C47) met een kringetje aangegeven in de krommes.

De vereiste waarden van d_t zijn in bijlage 11 uitgezet tegen α .

C.10 GOLFKLAP - ϕ -MATERIAAL - $\lambda = \infty$ - τ_s



Dit geval, waarbij de toplaag wel een schuifkracht overbrengt op de ondergrond verschilt niet wezenlijk van het geval C.9.

De bijdrage van de toplaag in de vergelijkingen (3.26) en (3.27) bedragen nu:

$$q_y = \gamma_t \cdot d_t \cdot \sin\alpha$$

$$q_z = \gamma_t \cdot d_t \cdot \cos\alpha$$

De bijdragen van de waterdrukken (par. 3.2.2.3) bedragen weer:

$$\overline{p_r} = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \cdot \sin(45 - \alpha) \frac{1}{2} b$$

$$\overline{p_l} = \gamma_w \cdot h + \gamma_w \cdot \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin\beta} \frac{1}{2} b$$

bladnummer : - C.23 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27

Als deze vergelijkingen ingevuld worden in de vergelijkingen (3.26), (3.27) en (3.28), wordt na uitwerken gevonden:

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (C48)$$

$$F_1 = \overline{p}_1 \frac{\text{tg}\phi}{\text{tg}\beta} + \frac{G_1}{b} \sin\alpha - \text{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(\frac{G_1}{b} \cos\alpha - \overline{p}_1 \cdot \text{tg}\phi \right) \\
+ \frac{G_r}{b} \sin\alpha + \overline{p}_r \cdot \text{tg}\phi + \text{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos\alpha + \overline{p}_r \cdot \text{tg}\phi \right) \quad (C49)$$

$$F_2 = \gamma_t \cdot \left(\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg}\beta} \cos\alpha - \frac{\sin\alpha}{\text{tg}\beta} - \sin\alpha - \text{tg}(45 - \phi) \cdot \cos\alpha \right) \quad (C50)$$

Deze ongelijkheid dient, analoog aan C.9, geoptimaliseerd te worden voor β .

Ook hier wordt voor $\alpha = 0^\circ$ een maximum gevonden voor $\beta = 45 - \frac{\phi}{2}$ en levert $\alpha \neq 0^\circ$ een singulier punt voor $\beta = 0^\circ$. Dit laatste betekent dat de maxima weer gevonden worden voor de ondergrens (3.29):

$$\text{tg}\beta = \frac{b}{R_d - h} \sin\alpha \quad (C51)$$

Voor $0^\circ < \alpha \leq 2^\circ$ kan weer een lokaal maximum gevonden worden en voor $\alpha > 2^\circ$ wordt een buigpunt gevonden.

Invullen van β uit (C51) in (C48) levert de gezochte waarden voor d_t . Deze zijn uitgezet tegen de taludhelling α in bijlage 14.

Opmerking:

F_2 volgens (C50) is gelijk aan F_2 volgens (C46) op de volgende term na:

$$- \gamma_t \sin\alpha \left(\frac{1}{\text{tg}\beta} + 1 \right)$$

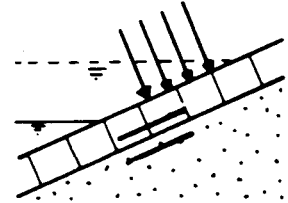
bladnummer : - C.24 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Deze term wordt veroorzaakt door de schuifspanningsoverdracht.
Extrapoleren naar τ_t levert:

$$F_2 = \gamma_t \left[\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg}\beta} \cos\alpha - \text{tg}(45^\circ - \phi)\cos\alpha \right] + \gamma'_t \cos\alpha \phi \left(\frac{1}{\text{tg}\beta} + 1 \right)$$

(C50a)

C.11 GOLFKLAP - ϕ -MATERIAAL - $\lambda = 0 - \tau_0$



Bij deze situatie, met een doorlatende toplaag, dient rekening gehouden te worden met de waterdrukken ten gevolge van de golfklap, zoals geformuleerd in par. 3.2.2.2.

De bijdrage van de golfklap aan de waterdruk rechts en links bedragen respectievelijk:

$$\overline{p}_r \text{ (golfklap)} = C_1 \cdot s$$

$$\overline{p}_l \text{ (golfklap)} = C_2 \cdot s$$

met

$$C_1 = 0,6$$

$$C_2 = 0,2$$

Deze waterdrukken dienen gesuperponeerd te worden op de reeds aanwezige waterdrukken. In par. 3.2.2.2 is reeds uiteengezet dat hier uitgegaan wordt van stroming evenwijdig aan het talud, zodat:

$$\overline{p}_r = C_1 \cdot s + \frac{1}{2}b \cdot \cos\alpha \cdot \gamma_w$$

$$\overline{p}_l = C_2 \cdot s + \frac{1}{2}b \cdot \cos\alpha \cdot \gamma_w$$

bladnummer : - C.25 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

In dit geval is er geen bijdrage van de toplaag aan de schuifspanning, zodat:

$$q_y = 0$$
$$q_z = \gamma_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha$$

Invullen van deze vergelijkingen in de vergelijkingen (3.26), (3.27) en (3.28) levert:

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (C52)$$

$$F_1 = \overline{p}_1 \cdot \frac{\operatorname{tg} \phi}{\operatorname{tg} \beta} - \operatorname{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(\frac{G_1}{b} \cos \alpha - \overline{p}_1 \cdot \operatorname{tg} \phi \right) + \frac{G_r}{b} \sin \alpha$$
$$+ \overline{p}_r \cdot \operatorname{tg} \phi + \frac{G_1}{b} \sin \alpha + \operatorname{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos \alpha + \overline{p}_r \cdot \operatorname{tg} \phi \right) \quad (C53)$$

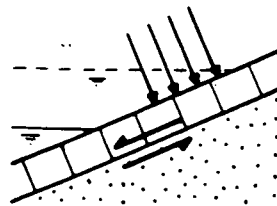
$$F_2 = \gamma_t \left(\frac{\operatorname{tg}(\phi + \beta)}{\operatorname{tg} \beta} - \operatorname{tg}(45 - \phi) \right) \cos \alpha \quad (C54)$$

Deze uitdrukkingen voor F_1 en F_2 zijn identiek aan die in C.9, doch de in te vullen termen voor \overline{p}_1 en \overline{p}_r verschillen wezenlijk.

Vergelijking (C52) dient weer geoptimaliseerd te worden voor β . Dit is numeriek uitgevoerd en de resultaten zijn weergegeven in bijlage 15.

Voor $\alpha = 0^\circ$ blijkt de optimale waarde gevonden te worden bij $\beta = 27,5^\circ$, dat is $45^\circ - \frac{\phi}{2}$. Voor $\alpha = 30^\circ$ ligt het optimum bij $\beta = 19^\circ$.

C.12 GOLFKLAP - ϕ -MATERIAAL - $\lambda = 0$ - τ_s



De berekening van dit geval loopt analoog aan C.11.

Het enige verschil is de bijdrage van de toplaag aan de schuifspanning. Met behulp van de notaties uit par. 3.2 wordt dit:

$$q_y = \gamma_t \cdot d_t \cdot \sin \alpha$$

$$q_z = \gamma_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha$$

De bijdragen van de waterspanningen ten gevolge van de golfklap en de horizontale stroming volgen uit par. 3.2.2.2:

$$\bar{p}_r = C_1 \cdot s + \frac{1}{2} b \cdot \cos \alpha \cdot \gamma_w$$

$$\bar{p}_l = C_2 \cdot s + \frac{1}{2} b \cdot \cos \alpha \cdot \gamma_w$$

Invullen van deze vergelijkingen in de basisvergelijkingen (3.26), (3.27) en (3.28) levert:

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (C55)$$

$$F_1 = \frac{\bar{p}_l}{b} \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\text{tg} \beta} + \frac{G_1}{b} \sin \alpha - \text{tg}(\phi + \beta) \cdot \left(\frac{G_1}{b} \cos \alpha - \bar{p}_l \cdot \text{tg} \phi \right) + \frac{G_r}{b} \sin \alpha + \bar{p}_r \cdot \text{tg} \phi + \text{tg}(45 - \phi) \cdot \left(s' + \frac{G_r}{b} \cos \alpha + \bar{p}_r \cdot \text{tg} \phi \right) \quad (C56)$$

$$F_2 = \gamma_t \left(\frac{\text{tg}(\phi + \beta)}{\text{tg} \beta} \cos \alpha - \frac{\sin \alpha}{\text{tg} \beta} - \sin \alpha - \text{tg}(45 - \phi) \cdot \cos \alpha \right) \quad (C57)$$

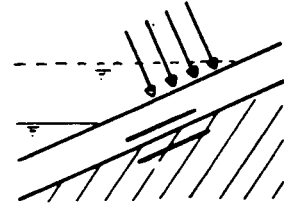
Dit resultaat is identiek aan C.10, behalve dat de uitdrukking voor de waterspanningen essentieel verschilt.

bladnummer : - C.27 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Vergelijking (C55) dient weer geoptimaliseerd te worden voor β . Dit is numeriek uitgevoerd.

Voor $\alpha = 0$ wordt een optimum gevonden voor $\beta = 27,5^\circ$, dit is $45^\circ - \frac{\phi}{2}$. Voor $\alpha = 30^\circ$ ligt het optimum bij $\beta = 16^\circ$. De resultaten zijn uitgezet in bijlage 16.

C.13. GOLFKLAP - C_u -MATERIAAL - τ_0



C.13.1 Inleiding

Volgens par. 3.2.3 is de lek lengte niet van invloed op dit probleem, zodat daarom geen onderscheid is gemaakt tussen een grote en een kleine lek lengte.

Voor deze situatie is echter wel onderscheid gemaakt in de overdracht van de schuifspanning tussen de beide driehoeken (zie par. 3.2.3), zoals gekarakteriseerd door de vergelijkingen (3.37) en (3.38):

$$T_1 = 0$$

$$T_1 = b \cdot \bar{C}_u$$

C.13.2 Geen schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken

Voor deze situatie wordt uitgegaan van vergelijking (3.41):

$$\bar{C}_u = \frac{1}{4} F \left((2 + \pi) C_0 + \rho \cdot \frac{b}{4} \right) \quad (C58)$$

met:

$$C_0 = \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} + \frac{C}{\cos \phi} \quad (C59)$$

$$\rho = \gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (C60)$$

$$F = \frac{\rho \cdot b}{C_0} \cdot 0,15 + 1 \quad (C61)$$

Uitwerken levert:

$$\bar{C}_u = 1,29 \cdot \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} + 1,29 \cdot \frac{C}{\cos \phi} + 0,26 \cdot \gamma'_g \cdot b \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (C62)$$

bladnummer : - C.29 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Invullen van (C62) in de vergelijkingen (3.43) en (3.44) en uitwerken van de ongelijkheid; $N_{1l} \geq N_{1r}$ levert:

$$d_t \geq \frac{s + \gamma_g \cdot \frac{1}{2} b \cdot C_2 - (1,29 \cdot \frac{C}{\cos \phi} + 0,26 \cdot \gamma'_g \cdot b \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi}) C_1}{1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \cdot C_1} \quad (\text{C63})$$

met

$$C_1 = \text{tg} \beta + \frac{1}{\text{tg} \beta} + 2 \quad (\text{C64})$$

$$C_2 = \sin \alpha + \frac{\sin \alpha}{\text{tg} \beta} \quad (\text{C65})$$

De ondergrens voor de toplaagdikte d_t wordt gevormd door het maximum van de rechter term in (C63) afhankelijk van β .

Dit maximum wordt gevonden voor:

$$\text{tg} \beta = \frac{A_1 - A_3}{A_1 + A_3}$$

met

$$A_1 = \frac{s}{1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi}}$$

$$A_3 = \frac{\gamma_g \cdot \frac{1}{2} b \cdot \sin \alpha}{1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi}}$$

Een zeer goede benadering kan gevonden worden door C_1 te minimaliseren. Dan wordt in dit geval gevonden:

$$\text{tg} \beta = 1, \quad \beta = 45^\circ.$$

bladnummer : - C.30 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27

De exacte oplossing van β verloopt van $\beta = 45^\circ$ voor $\alpha = 0^\circ$ tot $\beta = 40,8^\circ$ voor $\alpha = 30^\circ$.

De berekende $\alpha - d_t$ lijnen zijn voor beide gevallen uitgezet in bijlage 17.

C.13.3 Schuifspanningsoverdracht tussen de driehoeken

Voor dit geval wordt uitgegaan van vergelijking (3.42):

$$\bar{C}_u = \frac{1}{3 + 2\sqrt{2}} F((2 + \pi) C_0 + \rho \cdot \frac{b}{4}) \quad (C66)$$

waarin C_0 , ρ en F volgens vergelijkingen (C59), (C60) en (C61).

Uitwerken levert:

$$\bar{C}_u = 0,88 \cdot \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} + 0,88 \cdot \frac{C}{\cos\phi} + 0,18 \cdot \gamma'_g \cdot b \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \quad (C67)$$

Invullen van (C67) in (3.43) en (3.44) en oplossen van de ongelijkheid;

$N_{1l} \geq N_{1r}$ levert:

$$d_t \geq \frac{s + \gamma'_g \cdot \frac{1}{2} b \cdot C_2 - (0,88 \cdot \frac{C}{\cos\phi} + 0,18 \cdot \gamma'_g \cdot b \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi}) C_1}{0,88 \cdot \gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\text{tg}\phi}{\cos\phi} \cdot C_1} \quad (C68)$$

met

$$C_1 = 2\text{tg}\beta + \frac{1}{\text{tg}\beta} + 3 \quad (C69)$$

$$C_2 = \sin\alpha + \frac{\sin\alpha}{\text{tg}\beta} \quad (C70)$$

bladnummer : - C.31 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

De uitdrukkingen (C63) en (C68) verschillen slechts van elkaar voor wat betreft de constanten. De termen (C65) en (C70) zijn zelfs volledig identiek, doch (C64) en (C69) verschillen belangrijk. Op het eerste gezicht valt dat ook nog wel mee, doch bij het uitwerken van de exacte oplossing van het maximum voor de rechter term afhankelijk van β , wordt nu gevonden:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{4A_3 - \sqrt{(16A_3^2 - 4(2A_1 + 2A_3) \cdot (-A_1 + 2A_3))}}{-4A_1 - 4A_3}$$

met

$$A_1 = \frac{s}{0,88 \cdot \gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi}}$$

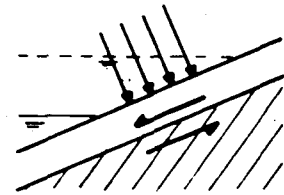
$$A_3 = \frac{\gamma_g \cdot \frac{1}{2} b \cdot \sin\alpha}{0,88 \cdot \gamma'_t \cdot \cos\alpha \cdot \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi}}$$

Ook nu kan weer een goede benadering gevonden worden door C_1 te minimaliseren; $\operatorname{tg}\beta = \frac{1}{2}\sqrt{2}$, $\beta = 35,3^\circ$.

De exacte oplossing van β verloopt van $\beta = 35,3^\circ$ voor $\alpha = 0^\circ$ tot $\beta = 29,5^\circ$ voor $\alpha = 30^\circ$.

Voor beide gevallen zijn de $\alpha - d_t$ lijnen uitgezet in bijlage 18.

bladnummer : - C.32 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27



C.14. GOLFKLAP - C_u -MATERIAAL - τ_s

In dit geval zal alleen de situatie uitgewerkt worden waarbij ervan uitgegaan wordt dat geen schuifspanning overgebracht wordt tussen de driehoeken.

Op grond van vergelijkingen (3.41), (3.45) en (3.46) kan dan gevonden worden:

$$\overline{C_u} = 1,29 \cdot \gamma'_t \cdot d_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} + 1,29 \cdot \frac{C}{\cos \phi} + 0,26 \cdot \gamma'_g \cdot b \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (\text{C71})$$

Deze vergelijking is volledig identiek aan (C62) en op exact dezelfde wijze afgeleid.

De bijdrage van de toplaag aan de schuifspanning is nu echter wel van belang en bedraagt:

$$q_y = \gamma_t \cdot d_t \cdot \sin \alpha$$

Invullen van bovenstaande vergelijkingen in (3.43) en (3.44) en oplossen van de ongelijkheid; $N_{1l} \geq N_{1r}$ levert:

$$F_2 \cdot d_t \geq F_1 \quad (\text{C72})$$

met

$$F_1 = s + \gamma_g \cdot \frac{1}{2} b \cdot C_2 - \left(1,29 \frac{C}{\cos \phi} + 0,26 \cdot \gamma'_g \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \right) C_1 \quad (\text{C73})$$

$$F_2 = 1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos \alpha \cdot \frac{\text{tg} \phi}{\cos \phi} \cdot C_1 - \gamma_t \cdot C_2 \quad (\text{C74})$$

bladnummer : - C.33 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

en

$$C_1 = \operatorname{tg}\beta + \frac{1}{\operatorname{tg}\beta} + 2 \quad (C75)$$

$$C_2 = \sin\alpha + \frac{\sin\alpha}{\operatorname{tg}\beta} \quad (C76)$$

De vergelijking (C72) is aanmerkelijk gecompliceerder dan in het geval van C.13.

Indien; $F_2 > 0$, wordt een ondergrens gevonden voor de dikte van de toplaag.

Indien; $F_2 < 0$, wordt een bovengrens gevonden.

De waarden van F_1 en F_2 zijn functies van β .

Allereerst dient nu onderzocht te worden wanneer F_2 positief of negatief is.

$$F_2 = 0$$

Invullen van (C75) en (C76) in (C74) levert, na gelijkstellen aan nul, een vierkantsvergelijking in $\operatorname{tg}\beta$.

De oplossing is:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{\gamma_t \cdot \sin\alpha}{1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos\alpha \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi}} - 1 \quad (C77)$$

$$\text{Als } \operatorname{tg}\beta > \frac{\gamma_t \cdot \sin\alpha}{1,29 \cdot \gamma'_t \cdot \cos\alpha \frac{\operatorname{tg}\phi}{\cos\phi}} - 1 \quad \text{dan is } F_2 > 0.$$

Dit betekent, dat als de rechter term in (C77) negatief is, dat $F_2 > 0$ voor alle positieve waarden van β .

bladnummer : - C.34 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Dat is het geval als:

$$\operatorname{tg} \alpha \leq 1,29 \cdot \frac{\gamma'_t}{\gamma_t} \cdot \frac{\operatorname{tg} \phi}{\cos \phi} \quad (\text{C78})$$

Met de waarden uit hoofdstuk 2; $\alpha \leq 19,8^\circ$

Voor; $\alpha > 19,8^\circ$ is er dan een positieve waarde voor β te vinden zodat $F_2 < 0$. Dit houdt in dat voor $\alpha > 19,8^\circ$ een bovengrens gevonden kan worden voor de toplaagdikte.

Voor alle waarden van α dient nu het quotiënt F_1/F_2 onderzocht te worden op een maximum, zodanig dat $F_2 > 0$.

Voor; $\alpha > 19,8^\circ$ dient F_1/F_2 ook onderzocht te worden op een minimum, waarbij $F_2 < 0$.

Deze optimalisatie is numeriek uitgevoerd en de resultaten zijn uitgezet in bijlagen 19 en 20.

ons kenmerk: CO-286010/4

datum : 1987-05-27

APPENDIX D

Bijdrage van wrijving en klemming tussen de blokken

D.1	Inleiding	D.1
D.2	Toplagen zonder wrijving tussen blokken	D.3
D.3	Flexibele toplagen met wrijving tussen de blokken	D.3
D.4	Stijve zetting	D.5
D.5	Bijdrage buigsterkte stijve zetting aan stabiliteit	D.6
D.6	Conclusies	D.9

BIJDRAGE VAN WRIJVING EN KLEMMING TUSSEN DE BLOKKEN

D.1. INLEIDING

In paragraaf 2.3 "Mechanische schematisering van de toplaag" wordt de vraag behandeld welke krachten de toplaag op de ondergrond kan uitoefenen. Dat volgt direct uit het antwoord op de vraag welke krachten de toplaag kan opnemen. De toplaag wordt belast door zijn eigen gewicht, door de waterdruk aan de bovenkant en de grondspanning (waterdruk, korrelnormaalspanning- en korrelschuifspanning).

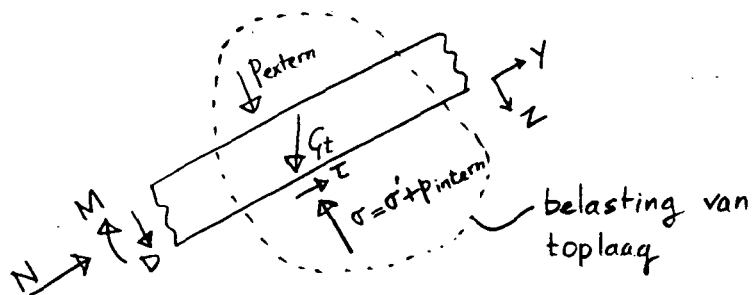
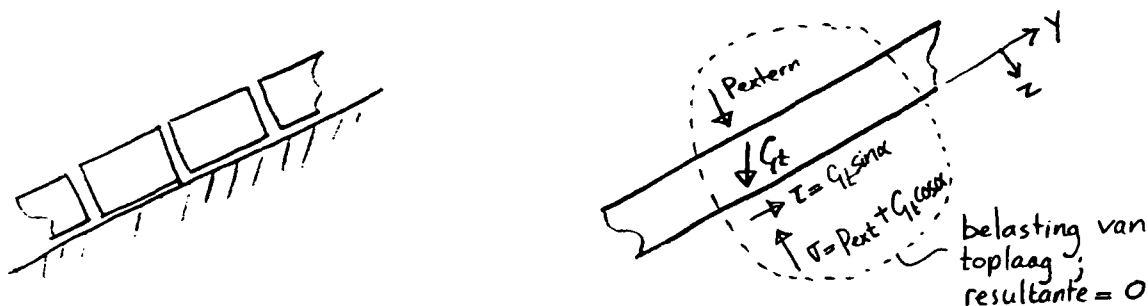


Fig. D.1. Stijve plaat

Zou de toplaag een sterke en stijve plaat zijn (zie fig. D.1) en zou deze plaat onder en boven voldoende zijn opgelegd/ingeklemd/verankerd, dan zou de toplaag bijna iedere resultante van de toplaagbelasting via dwarskrachten (D), momenten (M) en langskrachten (N) kunnen overdragen naar die opleggingen/inklemmingen/verankeringen. Daardoor zouden zowel τ als σ allerlei waarden kunnen hebben en kunnen variëren in y-richting.



Figuur D.2 Losse blokken

Het andere uiterste is geschetst in figuur D.2: de toplaag bestaat uit losse blokken die geen kracht op elkaar kunnen uitoefenen: $D = 0$, $M = 0$, $N = 0$. Op iedere plaats y moet de resultante van de toplaagbelasting nul zijn.

Daaruit volgt schematisering τ_s ofwel:

$$\text{I } \sigma(y) = P_{\text{ext}}(y) + G_t \cos \alpha$$

$$\text{II } \tau(y) = G_t \sin \alpha$$

Bij de andere schematisaties (τ_0 en τ_t) wordt de tweede voorwaarde vervangen door een minder strenge voorwaarde, maar wordt vastgehouden aan voorwaarde I. De vraag die hier aan de orde zal komen is in hoeverre die voorwaarde voor de verschillende soorten toplagen niet te streng is.

D.2. TOPLAGEN ZONDER WRIJVING TUSSEN BLOKKEN

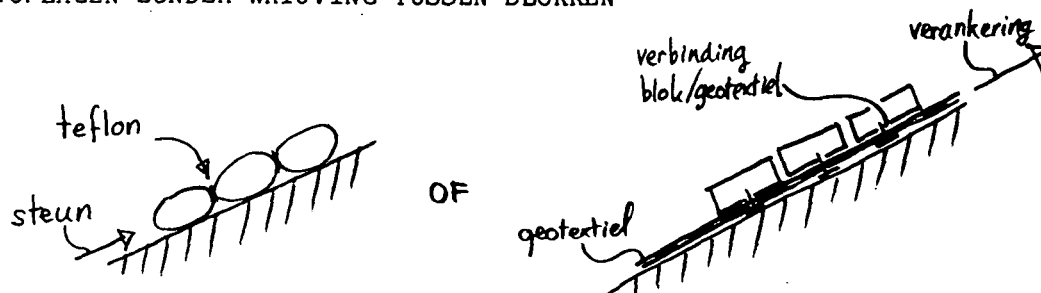
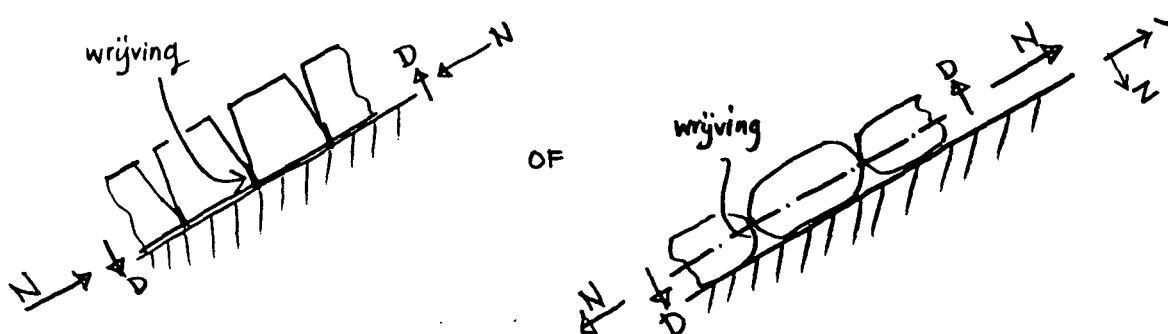


Fig. D.3 Toplaag zonder wrijving tussen de blokken

Deze constructies kunnen geen dwarskracht of moment opnemen: $D = 0$ en $M = 0$. Op iedere plaats y moet de resultante van de belasting in z -richting nul zijn, dus moet aan voorwaarde I voldaan worden. Als de steun of verankering, als geschetst in figuur D.3 voldoende is en als (in de linker situatie) geen uitknikken dreigt, dan kan de toplaag wel een normaalkracht N opnemen, zodat niet een voorwaarde II voldaan hoeft te worden en τ_o of τ_t toepasbaar is.

In principe kan een normaalkracht bij een gebogen vorm van de toplaag de mogelijkheid bieden dat ook niet aan voorwaarde I voldaan hoeft te worden (boog- of kabelwerking). Doch dit is niet van praktische betekenis aangezien een ontoelaatbaar grote vervorming en/of een onmogelijk grote normaalkracht vereist is, voordat een noemenswaardige toename/afname van $\sigma(y)$ is gerealiseerd.

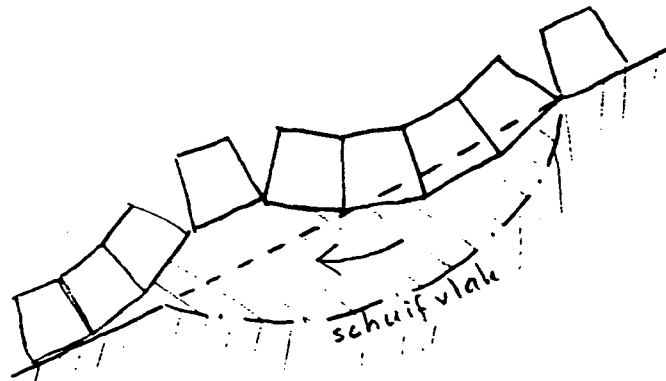
D.3 FLEXIBELE TOPLAGEN MET WRIJVING TUSSEN DE BLOKKEN



Figuur D.4 Flexibele toplaag met wrijving tussen de blokken

Een zetting van conische blokken waarbij de blokken stijf tegen elkaar gezet zijn, maar die niet is ingewassen, kan wel normaalkrachten en geen momenten opnemen: $M = 0$. Lokaal kunnen ook dwarskrachten opgenomen worden. Het zelfde geldt voor vele typen blokkenmatten.

Het vermogen om dwarskrachten op te nemen is echter van zeer beperkte betekenis. Daarmee kan één overbelast blok door zijn twee burens worden vastgehouden. Maar dan moeten die burens extra en asymmetrisch ontlast worden, anders vindt vervorming van de bekleding plaats. Dit volgt ook onmiddellijk uit de bekende relatie $D = \frac{\partial M}{\partial y}$. Met overal $M(y) = 0$, volgt ook $D(y) = 0$.

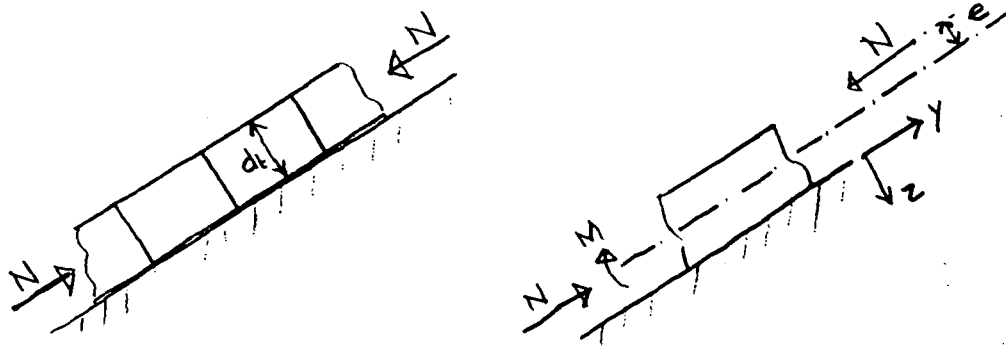


Figuur D.5 Afschuiving bij flexibele bekleding

Figuur D.5 laat zien dat een afschuiving van de ondergrond weliswaar niet dóór zo'n toplaag heen gaat, maar dat de dwarskracht die de toplaag zeer lokaal kan overbrengen geen enkele bijdrage levert in de vermindering van een afschuiving.

Flexibele toplagen met wrijving tussen de blokken kunnen dus niet wezenlijk meer dan toplagen zonder wrijving. Ze mogen geschematiseerd worden door " τ_o " of " τ_t " (mits voldoende steun of verankering). Maar er is dan géén sprake van enige, verborgen, reserve.

D.4. STIJVE ZETTING



Figuur. D.6 Stijve zetting

Een zetting van rechthoekige, goed tegen elkaar aangesloten blokken of een goed ingewassen zetting is stijf in plaats van flexibel. Zo'n toplaag kan een zeker moment overbrengen, als de blokken op elkaar gedrukt zijn. Dat moment heeft een maximum:

$$M_{\max} = N \cdot e < N \cdot \frac{1}{2} d_t$$

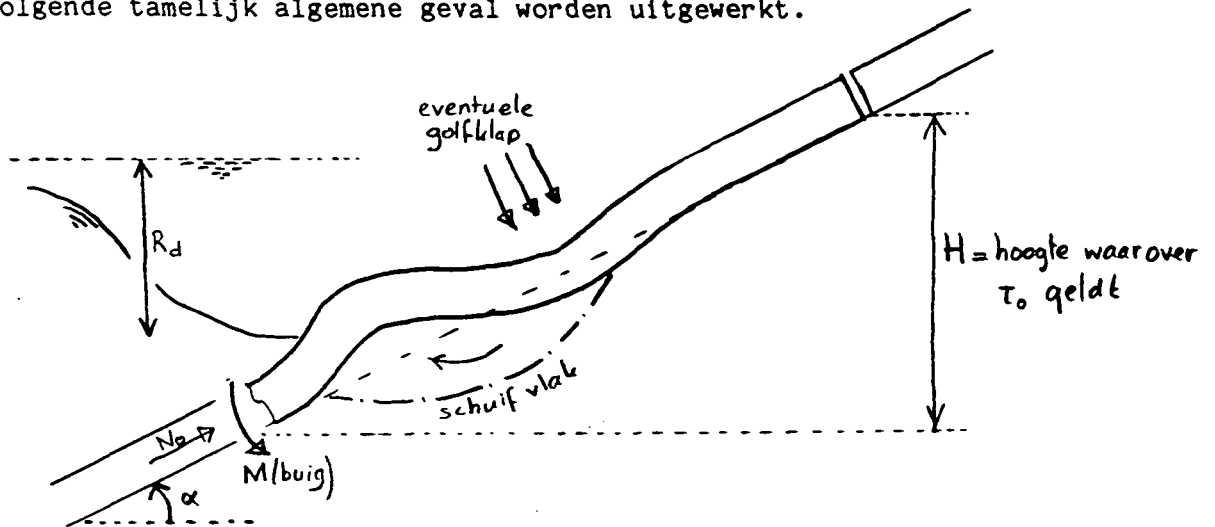
De excentriciteit zal bij een zetting nooit groter zijn dan $\frac{1}{2} d_t$. Een (stijve) plaat kan veelal een veel groter moment opnemen omdat aan een zijde trekspanningen kunnen worden opgenomen.

Opmerking:

Sommige goed ingewassen blokkenmatten, zouden in principe het karakter van een stijve plaat kunnen vertonen (althans voor buiging in één richting). Het is de vraag of dat in de praktijk ook zo is. Voorlopig lijkt het aan te bevelen ze net zo te beschouwen als een stijve zetting.

D.5. BIJDRAGE BUIGSTERKTE STIJVE ZETTING AAN STABILITEIT

Om een idee te krijgen van de grootte van de bijdrage van de buigsterkte van een stijve zetting aan de stabiliteit, zal het volgende tamelijk algemene geval worden uitgewerkt.

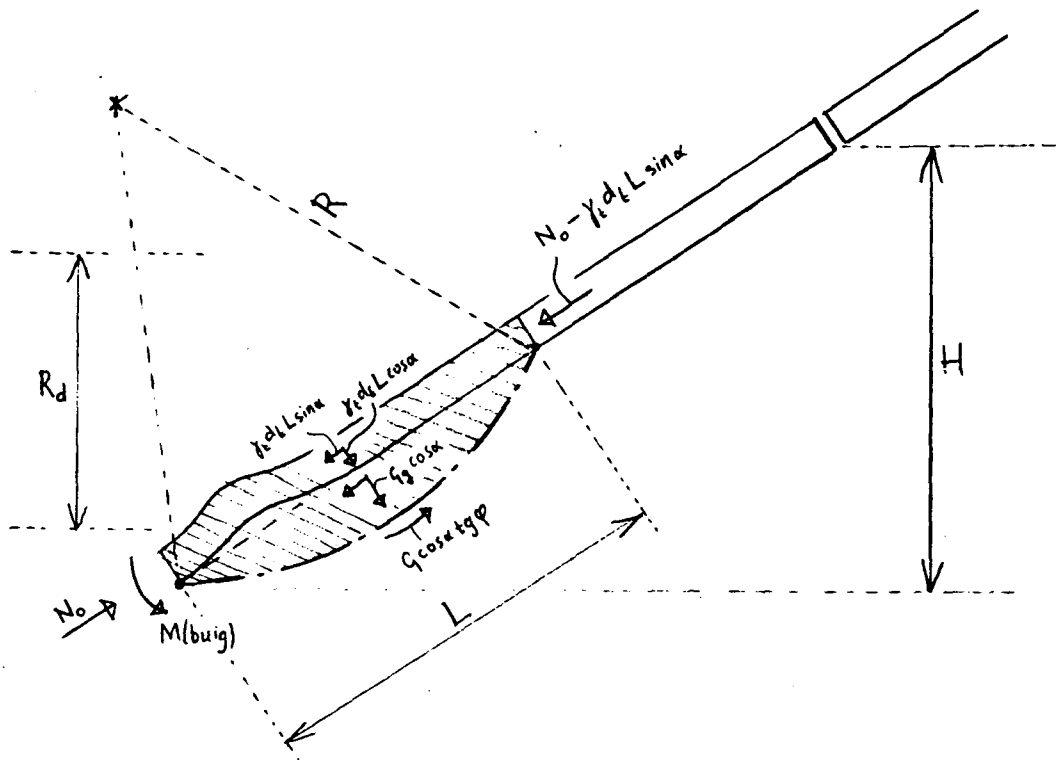


Figuur. D.7 karakteristieke situatie

Een afschuiving dreigt onderin de golfzone. Over een hoogte H geldt voor de toplaag schematisering " τ_0 ". Daarboven rust de toplaag geheel op de ondergrond (schematisering " τ_s "), zodat de normaalkracht op niveau H nul is. De normaalkracht onderaan de bedreigde zone is dan gelijk aan de component evenwijdig aan het talud van het toplaaggewicht over hoogte H :

$$N_0 = \gamma_t d_t H$$

De vraag is nu hoe groot de bijdrage van M en D zijn aan de stabiliteit vergeleken met bijvoorbeeld de bijdrage van het eigengewicht van de toplaag.



Figuur D.8 Momenten bij glijcirkel

De bijdrage van het eigen gewicht van de toplaag aan het weerstands biedende moment = $\gamma_t d_t L \cos \alpha \operatorname{tg} \phi R$. De bijdrage van het buigend moment bedraagt maximaal = $N_0 e = \gamma_t d_t H e$. Neemt men nu aan:

$$\cos \alpha \operatorname{tg} \phi = 0,7$$

$$e = 0,4 d_t$$

dan volgt voor de gevraagde verhouding tussen beide bijdragen:

$$\frac{M(\text{buigsterkte toplaag})}{M(\text{gewicht toplaag})} = 0,6 \frac{H d_t}{L R}$$

bladnummer : - D.8 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Geldt nu bijvoorbeeld $H = 2 R_d$, $L = R_d$, $R = 2 R_d$ en $d_t = 0,25 R_d$ dan geldt:

$$\frac{M \text{ (buigsterkte toplaag)}}{M \text{ (gewicht toplaag)}} = 0,15$$

De bijdrage van de buigsterkte zal relatief wel aanzienlijk zijn als H veel groter is d.w.z. als de zetting nog tot ver boven de golfzone doorloopt, als dat bovenste deel door een of andere oorzaak geheel op de zetting eronder rust en als er geen kans op uitknikken bestaat door initiële onvlakheden van het talud.

De bijdrage zal ook aanzienlijk zijn als L en R veel kleiner zijn, dus als het om hele locale glijvlakjes gaat: $L \leq 0,3 R_d$ d.w.z., als het om glijvlakjes gaat met een omvang van 10% van de lengte van de golfzone of kleiner (de lengte van de golfzone bedraagt ongeveer $R_d/\sin\alpha$).

bladnummer : - D.9 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

D.6. CONCLUSIES

De bijdrage van wrijving en klemming tussen de blokken aan de stabiliteit tegen afschuiven is in het algemeen gering, vergeleken met de bijdrage van het eigen gewicht en de bijdrage van het vermogen om langskrachten (N) op te nemen.

Een flexibele toplaag kan geen moment (M) opnemen maar daardoor ook geen dwarskracht (D) - behoudens zeer lokaal -, ook al zijn de blokken met ruwe oppervlakken stijf tegen elkaar gedrukt. Er is géén bijdrage van wrijving en klemming tussen de blokken aan de stabiliteit tegen afschuiven.

Bij een stijve zetting is die bijdrage wel aanwezig, maar alleen dan van groot belang.

- als het om zeer lokale glijvlakjes gaat (lengte 10% van golfzone)
- als de zetting tot ver boven de golfzone doorloopt, als dat bovenste deel van de zetting door een of andere oorzaak geheel op de zetting eronder steunt, en als er geen kans op uitknikken bestaat door initiële onvlakheden van het talud.

APPENDIX E

BEREKENING GOLFKLAPBELASTING MET CIRKELVORMIGE GLIJVLAKKEN

Gerekend is met cirkelvormige glijvlakken

Geval: golfklap

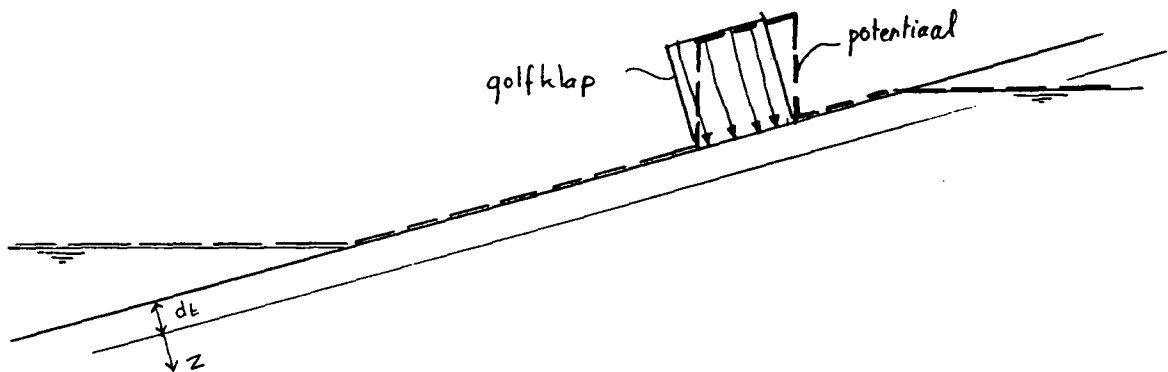
ϕ -materiaal (toplaag heeft geen sterkte)

$\lambda = 0$

Zowel wel als geen schuifspanningsoverdracht op toplaag

Er is niet gerekend met spreidingsdrukken door golfklap.

De aangenomen potentiaal loopt volgens de streeplijn. Vanaf die potentiaal heersen er in een verticaal hydrostatische waterdrukken.



Ter vergelijking zijn op de bijlagen E15 en E16 de berekeningsresultaten uitgezet.

Volgens de cirkelvormige glijvlakberekeningen:

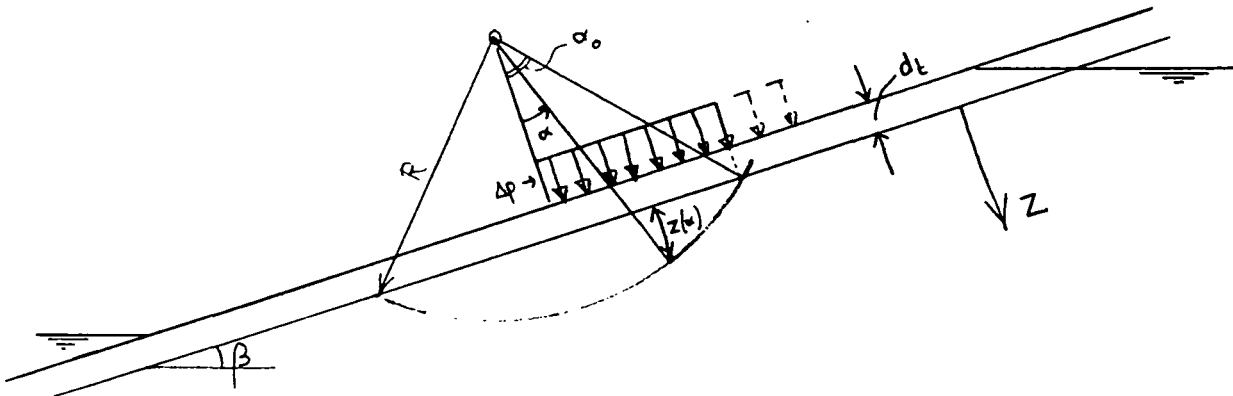
- is een grotere steenlaagdikte nodig
- de afhankelijkheid van de taludhelling is in geval van schuifspanningsoverdracht door toplaag geringer.

Stabiliteitsbepaling met behulp van cirkelvormige glijvlakken

Geval: golfklap

ϕ -materiaal

toplaag: $\lambda = 0$ en $c = 0$; los op talud (τ_s)



Δp = equivalente statische
 belasting van golfklap

Schuifspanning langs cirkel: $\tau = f(\alpha, \phi) \cdot [\sigma'_v]$,

waarin $\sigma'_v = \gamma'_t \frac{d_t}{\cos \beta} + \gamma'_g \frac{z}{\cos \beta}$

globaal geldt:

$$\overline{f(\alpha, \phi)} = \frac{f(\alpha, \phi) + f(-\alpha, \phi)}{2} = f(\alpha = 0, \phi) = \frac{\sin \phi \cdot \cos \beta}{\cos(\phi - \beta)} \quad (\text{Bishop})$$

bladnummer : - E.3 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27

Beschouwing van het momentenevenwicht: $M_A = M_W$

$$M_A = \left\{ R \cos \alpha_0 - \frac{d_t}{2} \right\} \sin \beta \cdot 2R \sin \alpha_0 \cdot d_t \cdot \gamma_t + \frac{1}{2} R^2 \sin^2 \alpha_0 \cdot \Delta p + \gamma_g \cdot R^3 \cdot f(\alpha) f'(\alpha) \cdot \sin \beta$$

waarin:

$$f(\alpha) f'(\alpha) = (\alpha_0 - \sin \alpha_0 \cos \alpha_0) \cdot \frac{\sin^3 \alpha_0}{(\alpha_0 - \sin \alpha_0 \cos \alpha_0)} = \frac{2}{3} \cdot \sin^3 \alpha_0$$

$$M_A = 2R^2 \sin \beta \sin \alpha_0 \left[\cos \alpha_0 - \frac{1}{2} \frac{d_t}{R} \right] d_t \cdot \gamma_t + \frac{1}{2} R^2 \sin^2 \alpha_0 \cdot \Delta p + \frac{2}{3} R^3 \cdot \sin \beta \sin^3 \alpha_0 \cdot \gamma_g$$

$$M_W = R \int \tau ds = R^2 \cdot \frac{\sin \phi}{\cos(\phi - \beta)} \int_{-\alpha_0}^{+\alpha_0} (\gamma_t' d_t + \gamma_g' z) d\alpha, \text{ waarin}$$

$$z = z(\alpha) = R(\cos \alpha - \cos \alpha_0)$$

$$M_W = 2R^2 \cdot \frac{\sin \phi}{\cos(\phi - \beta)} \cdot \int_0^{\alpha_0} \gamma_t' d_t + \gamma_g' \cdot R(\cos \alpha - \cos \alpha_0) \cdot d\alpha$$

$$= 2 R^2 \frac{\sin \phi}{\cos(\phi - \beta)} \left\{ \gamma_t' d_t \cdot \alpha_0 + \gamma_g' R(\sin \alpha_0 - \alpha_0 \cos \alpha_0) \right\}$$

bladnummer : - E.4 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27

Uitwerking:

$$\Delta p = 25 \text{ kN/m}^2$$

$$\gamma_t = 21,8 \text{ kN/m}^3; \quad \gamma'_t = \gamma_t - \gamma_w = 11,8 \text{ kN/m}^3$$

$$\gamma_g = 19,6 \text{ kN/m}^3; \quad \gamma'_g = \gamma_g - \gamma_w = 9,6 \text{ kN/m}^3$$

$$\phi = 35^\circ$$

Dit geeft:

$$M_A = 43,6 R^2 \cdot \sin\beta \cdot \sin\alpha_o \left[\cos\alpha_o - \frac{1}{2} \frac{d_t}{R} \right] d_t + 12,5 R^2 \sin^2\alpha_o +$$

$$13,07 R^3 \sin\beta \sin^3\alpha_o$$

$$M_W = \frac{1,147 R^2}{\cos(35^\circ - \beta)} \cdot \left\{ 11,8 d_t \cdot \alpha_o + 9,6 R(\sin\alpha_o - \alpha_o \cos\alpha_o) \right\}$$

Voorts is $R \sin\alpha_o = 0,4 \text{ m}$ (breedte golfklap)

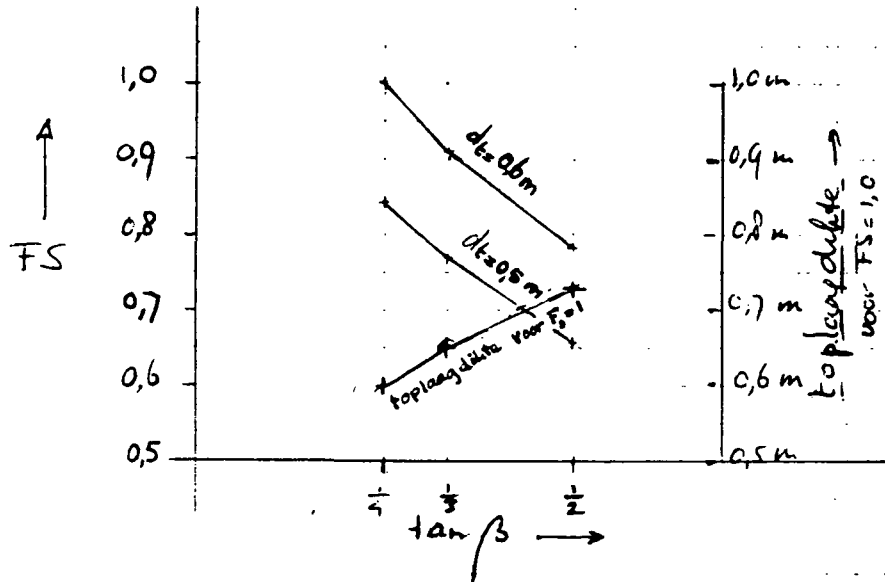
$$M_A = 6,976 \sin\beta [\cot\alpha_o - 1,25 d_t] d_t + 2 +$$

$$0,8365 \sin\beta$$

$$M_W = \frac{0,1835}{\cos(35^\circ - \beta)} \left\{ \frac{11,8\alpha_o}{\sin\alpha_o} d_t + \frac{3,84}{\sin\alpha_o} (1 - \alpha_o \cot\alpha_o) \right\}$$

De minimale waarden voor FS worden gevonden voor $\alpha = 40^\circ$.

$$FS = \frac{M_W}{M_A}$$



Geval: golfklap

ϕ -materiaal

toplaag: $\lambda = 0$ en $c = 0$, geen schuifkrachten op talud door bekleding (τ_0)

Invloed van gewicht van toplaag op M_A is er niet meer:

$$M_A = \frac{1}{2} R^2 \sin \alpha_0 \Delta p + \frac{2}{3} R^3 \sin \beta \sin^3 \alpha_0 \cdot \gamma_t$$

De component van het gewicht van de toplaag die \perp op het talud werkt is $\gamma_t \cdot d_t$. In verband met de richting is nu de $f(\alpha, \phi) = \tan \phi$.

bladnummer : - E.6 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27

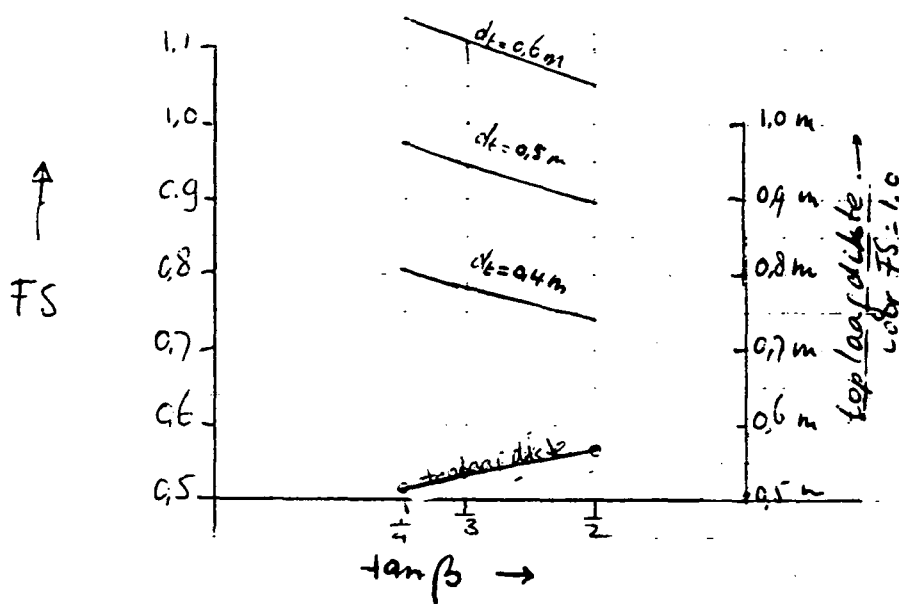
$$M_W = 2R^2 \left[\tan\phi \cdot \gamma'_t d_t \cdot \alpha_o + \frac{\sin\phi}{\cos(\phi - \beta)} \cdot \gamma'_g R(\sin\alpha_o - \alpha_o \cos\alpha_o) \right]$$

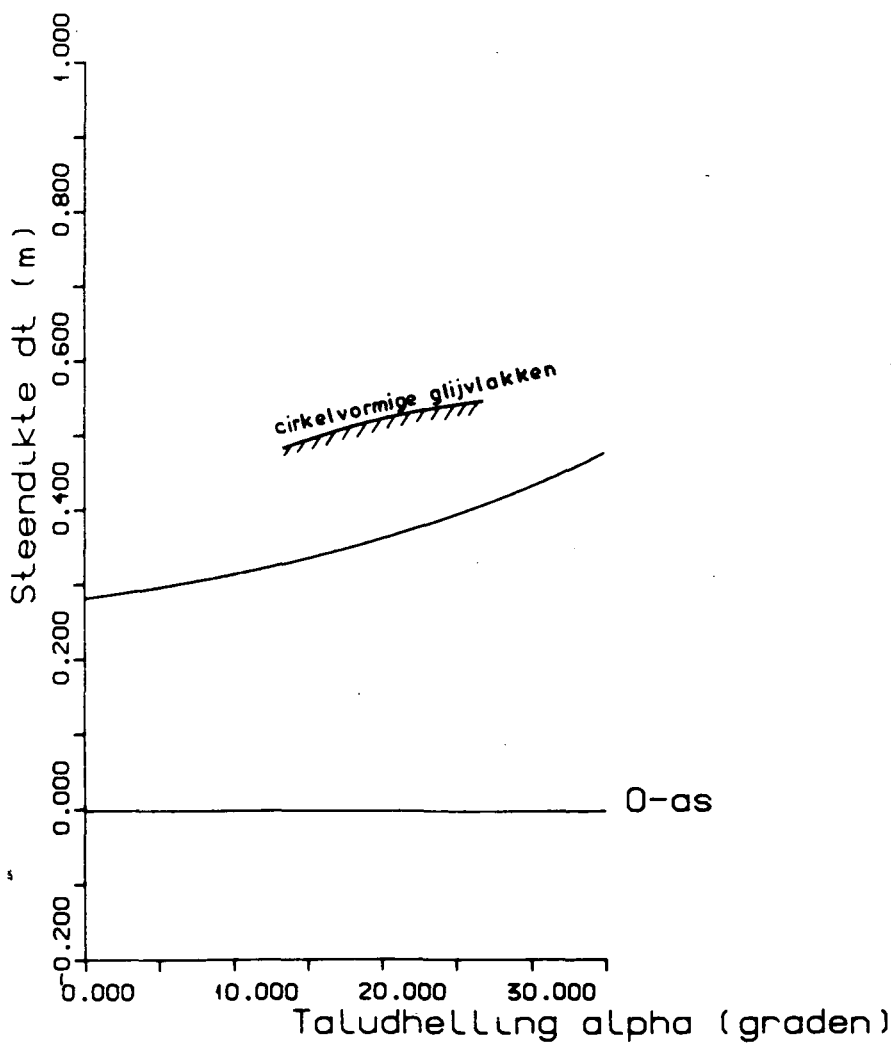
zelfde gegevens als vermeld op blad E.4 levert:

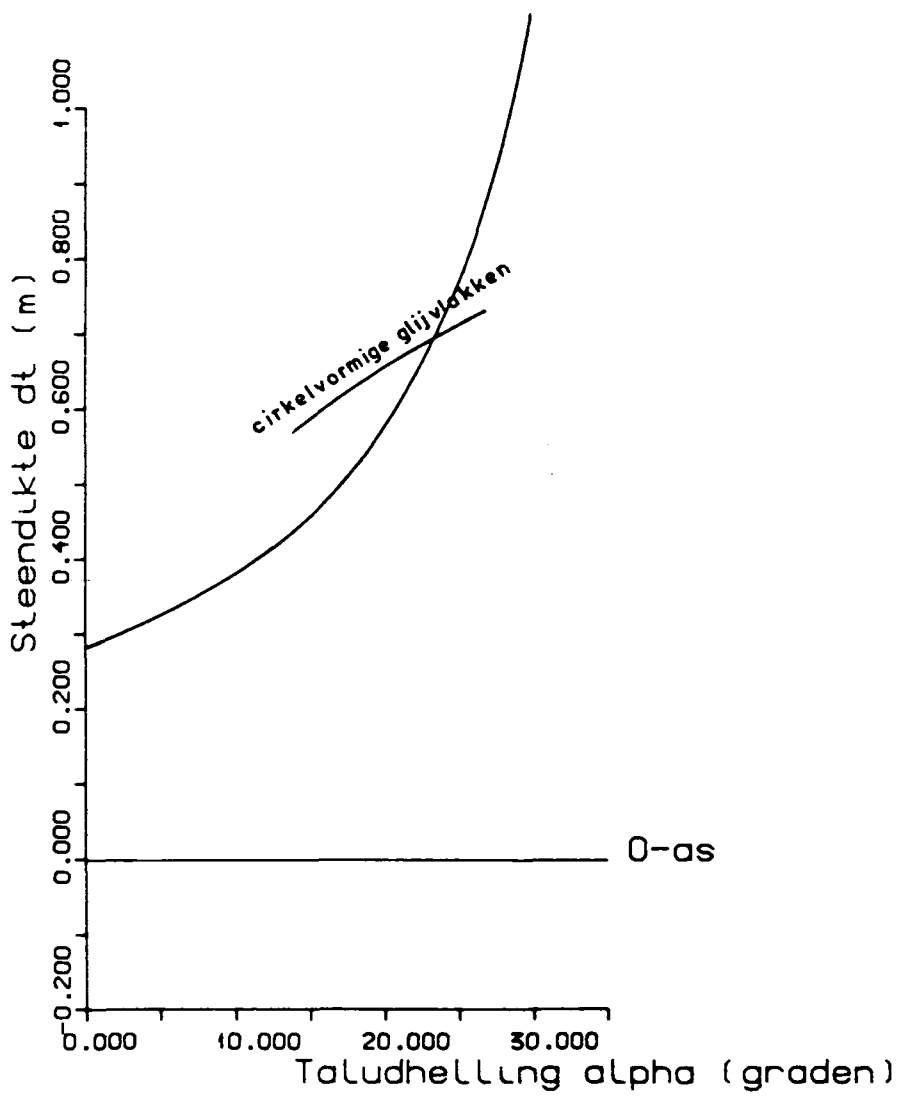
$$M_A = 2 + 0,8365 \cdot \sin\beta$$

$$M_W = 2,6438 \frac{\alpha_o}{\sin\alpha} \cdot d_t + \frac{0,7048}{\cos(\phi - \beta)} (1 - \alpha_o \cot\alpha_o)$$

De minimale waarden voor FS worden gevonden voor $\alpha = 60^\circ$.







GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telex 38234 eoll nl

87-01-21

Minimale steendikte tegen α (g.k.- ϕ_c - $l=0$ - T_s).

CO-286010 HGN

BIJL.E16

ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

APPENDIX F

Golfklap benadering met glijvlak evenwijdig aan het talud

F.1	Algemeen	F.1
F.2	Strokenbelasting	F.1
F.3	Belasting bij talud en eventuele wateroverspanning	F.2
F.4	Gecombineerde belasting bij ϕ -materiaal en $\lambda = 0$	F.3
F.5	Gecombineerde belasting bij ϕ -materiaal en $\lambda = \infty$	F.6
F.6	Gecombineerde belasting bij C_u -materiaal	F.7
F.7	Conclusies	F.8

APPENDIX F

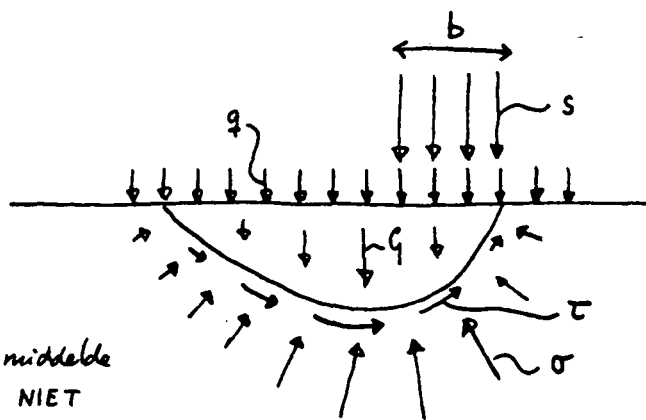
GOLFKLAP BENADERING MET GLIJVLAK EVENWIJDIG AAN TALUD

F.1 ALGEMEEN

In de hier behandelde benadering wordt niet, zoals in de voorgaande gezocht naar één specifiek doorgaand glijvlak als gevolg van alle relevante belastingen, doch worden de gemiddelde schuif- en normaalspanningen in een potentieel glijvlak geschat door de gemiddelde schuif- en normaalspanningen t.g.v. afzonderlijke belastinggevallen met hun afzonderlijke potentiële glijvlakken bij elkaar op te tellen. De afzonderlijke glijvlakken hoeven slechts globaal samen te vallen.

F.2. STROKENBELASTING

Stel $\bar{\tau} :: s$ (F1)
 $\bar{\sigma} = q + q_1$ (F2)



Vergelijking (F2) impliceert dat de gemiddelde grond normaalspanning in het glijvlak NIET beïnvloed wordt door de strokenbelasting s.

In de kritieke situatie voor een droog φ -materiaal geldt formule (3.19):

$$s = s_{max} bh = (N_g - 1) q + \frac{1}{2} N_f b \gamma_g$$

ofwel $\frac{s_{max} bh}{N_g - 1} = q + \frac{N_f}{2(N_g - 1)} \cdot b \cdot \gamma_g$

en geldt: $\bar{\tau} = \bar{\tau}_{max} = \text{tg} \varphi \cdot \bar{\sigma}$

Stel nu voorts: $q_1 = \frac{N_f}{2(N_g - 1)} b \gamma_g$ (F3)

dan volgt uit (F2) $\bar{\sigma} = q + \frac{N_f}{2(N_g - 1)} b \gamma_g$

en $\frac{s_{max} bh}{N_g - 1} = \bar{\sigma}$

dus ook $\bar{\tau}_{max} = \frac{\text{tg} \varphi}{N_g - 1} \cdot s_{max} bh$

en, met (F1) $\bar{\tau} = \frac{\text{tg} \varphi}{N_g - 1} \cdot s$ (F4)

In de kritieke situatie voor een C_u -materiaal geldt:

$$s \approx s_{max} bh = (2+\pi) \bar{C}_u \quad (\text{zie } \S 3.2.3)$$

en $\bar{\tau} = \bar{\tau}_{max} = \bar{C}_u$

dus $\bar{\tau}_{max} = \frac{1}{2+\pi} s_{max}$

Met (F1) volgt nu: $\bar{\tau} = \frac{1}{2+\pi} s \dots \dots \dots (F5)$

Voorts geldt: $\bar{C}_u = \overline{C_o + \rho z} = C_o + \rho z_{kr}$ waarbij z_{kr} als maatgevende diepte beschouwd kan worden

Bij ongeveer cirkel-vormige glijvlakken volgt: $z_{kr} \approx 0,6 b$

Met (3.14) en (3.15) volgt dan:

$$\bar{C}_u = \frac{c}{\cos \varphi} + \frac{\gamma \varphi}{\cos \varphi} \cos \alpha (\gamma'_t d_t + 0,6 \gamma'_g b) \dots \dots \dots (F6)$$

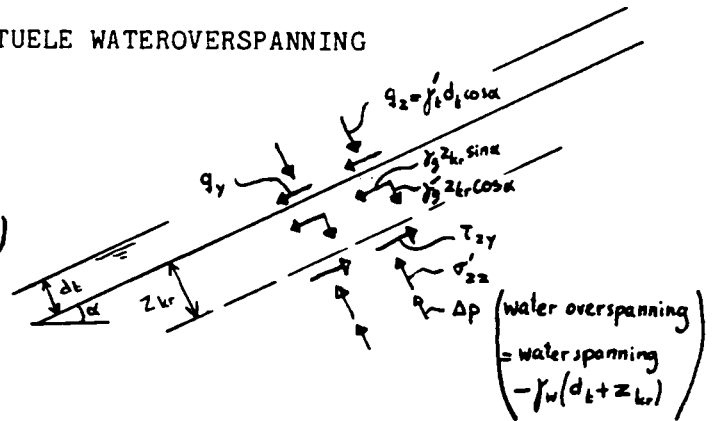
F.3. BELASTING BIJ TALUD EN EVENTUELE WATEROVERSPANNING

Voor een φ -materiaal met $\lambda = 0$ geldt:

$$\sigma'_{zz} = (\gamma'_t d_t + \gamma'_g z_{kr}) \cos \alpha - \Delta p \dots (F7)$$

$$\tau_{zy}(\tau_s) = (\gamma_t d_t + \gamma_g z_{kr}) \sin \alpha \dots (F8)$$

$$\tau_{zy}(\tau_o) = \gamma_g z_{kr} \sin \alpha \dots (F9)$$

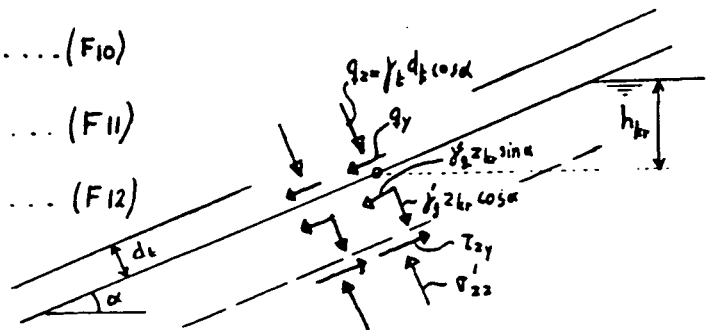


Voor een φ -materiaal met $\lambda = \infty$ geldt:

$$\sigma'_{zz} = (\gamma_t d_t + \gamma'_g z_{kr}) \cos \alpha - \gamma_w h_{kr} \dots (F10)$$

$$\tau_{zy}(\tau_s) = (\gamma_t d_t + \gamma'_g z_{kr}) \sin \alpha \dots (F11)$$

$$\tau_{zy}(\tau_o) = \gamma'_g z_{kr} \sin \alpha \dots (F12)$$

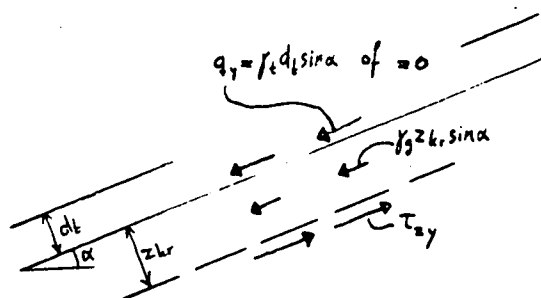


Voor een

Voor een Cu-materiaal geldt:

$$\tau_{zy}(\tau_s) = (\gamma_t d_t + \gamma_g z_{Lr}) \sin \alpha \quad \dots (F13)$$

$$\tau_{zy}(\tau_0) = \gamma_g z_{Lr} \sin \alpha \quad \dots (F14)$$



F.4. GECOMBINEERDE BELASTING BIJ ϕ -MATERIAAL EN $\lambda = 0$

Stel dat het kritische glijvlak overeenkomstig vergelijking (F3) ongeveer ligt bij $z_{Lr} = \frac{N_F}{2(N_g-1)} \cdot b$

Stel, overeenkomstig vergelijking (F2) dat de strokbelasting geen invloed heeft op de grondnormaalspanning in dit glijvlak en dat de wateroverspanning $\Delta p = c_2 \cdot s$ (zie § 3.2.2.2).

Dan volgt met (F7): $\bar{\sigma}' = \sigma'_{zz} = (\gamma_t d_t + \gamma_g \frac{N_F}{2(N_g-1)} b) \cos \alpha - c_2 \cdot s$

en uit (F4) en (F8): $\bar{\tau}(\tau_s) = \frac{\tan \varphi}{N_g-1} \cdot s + (\gamma_t d_t + \gamma_g \frac{N_F}{2(N_g-1)} b) \sin \alpha$

en uit (F4) en (F9): $\bar{\tau}(\tau_0) = \frac{\tan \varphi}{N_g-1} \cdot s + \gamma_g \frac{N_F}{2(N_g-1)} b \sin \alpha$

De stabiliteitsais voor τ_s wordt nu:

$$\bar{\tau}(\tau_s) - \tan \varphi \cdot \bar{\sigma}' \leq 0$$

ofwel $\frac{\tan \varphi}{N_g-1} \cdot s + (\gamma_t d_t + \gamma_g \frac{N_F}{2(N_g-1)} b) \sin \alpha - (\tan \varphi \cdot \gamma_t d_t + \gamma_g \tan \varphi \frac{N_F}{2(N_g-1)} b) \cos \alpha + c_2 \tan \varphi \cdot s \leq 0$

ofwel $(\frac{1}{N_g-1} + c_2) s + (\gamma_t \sin \alpha - \tan \varphi \gamma_t \cos \alpha) d_t + \gamma_g \frac{N_F}{2(N_g-1)} b \sin \alpha - \gamma_g \tan \varphi \frac{N_F}{2(N_g-1)} b \cos \alpha \leq 0$

ofwel $d_t(\tau_s) \geq \frac{(\gamma_g \sin \alpha - \gamma_g \cos \alpha \tan \varphi) \frac{N_F}{2(N_g-1)} b}{\gamma_t \cos \alpha \tan \varphi - \gamma_t \sin \alpha} + \frac{(\frac{1}{N_g-1} + c_2) \tan \varphi \cdot s}{\gamma_t \cos \alpha \tan \varphi - \gamma_t \sin \alpha} \quad \dots (F15)$

In bijlage F16 is formule (F15) met $\times \times \times$ weergegeven; de eerste term met $+ + +$. Het verschil tussen $\times \times \times$ en $+ + +$ geeft het effect van de golfklap weer. Immers, zonder de tweede term is formule (F15) gelijk aan die voor de teruggetrokken golf met stroming evenwijdig aan het talud (C12), mits we invullen $z = \frac{N_F}{2(N_g-1)} \cdot b$. De tweede term geeft dus het effect van de golfklap weer.

bladnummer : - F.4 -
 ons kenmerk: CO-286010/4
 datum : 1987-05-27

Opmerking: Als de golfklap geen invloed zou hebben op de grondwaterdruk ($\Delta p=0$) dan zou, bij gegeven α en d_t voor de kritieke waarde van s in verhouding tot die bij horizontale bodem gelden:

$$\frac{s_{\text{kritiek}}(\alpha)}{s_{\text{max bh}}} = \frac{-(\gamma_t d_t + \gamma_g \frac{N_f}{2(N_g-1)} b) \sin \alpha + \text{tg} \varphi (\gamma'_t d_t + \gamma'_g \frac{N_f}{2(N_g-1)} b) \cos \alpha}{\text{tg} \varphi (\gamma'_t d_t + \gamma'_g \frac{N_f}{2(N_g-1)} b) \cos \alpha}$$

Deze vergelijking is bijna dezelfde als die welke Lindenberg heeft afgeleid in CO-416640/16 "Verweking van zand onder Steenzettingen" (par. 6.2.1, blz. 56). Lindenberg neemt bij deze afleiding niet het effect mee van een freatisch vlak evenwijdig aan het talud op het grensvlak van bekleding en ondergrond. Hij gaat uit van een horizontaal freatisch vlak boven de bekleding. Zou men datzelfde uitgangspunt hier hanteren, dan moeten γ_t en γ_g in de eerste term van de teller vervangen worden door γ'_t en γ'_g . Dan gaat de vergelijking over in de formule van Lindenberg:

$$\frac{s_{\text{kritiek}}(\alpha)}{s_{\text{max bh}}} = 1 - \frac{\text{tg} \alpha}{\text{tg} \varphi}$$

De invloeden van de grondwaterdruk zowel die t.g.v. de golfklap als die t.g.v. het hellend freatisch vlak zijn echter bepaald niet te verwaarlozen. De benadering van Lindenberg lijkt dan ook veel te optimistisch.

De stabiliteits eis voor τ_0 wordt nu :

$$\bar{\tau}(\tau_0) - \text{tg} \varphi \cdot \sigma' \leq 0$$

$$\text{ofwel } \frac{\text{tg} \varphi}{N_q - 1} s - \text{tg} \varphi \gamma'_E \cos \alpha d_b + \gamma_g \frac{N_g}{2(N_q - 1)} b \cdot \sin \alpha - \gamma'_g \text{tg} \varphi \frac{N_g}{2(N_q - 1)} b \cos \alpha + C_2 \text{tg} \varphi \cdot s \leq 0$$

$$\text{ofwel } d_b(\tau_0) \geq \frac{(\gamma_g \sin \alpha - \gamma'_g \cos \alpha \text{tg} \varphi) \frac{N_g}{2(N_q - 1)} b}{\gamma'_E \cos \alpha \text{tg} \varphi} + \frac{(\frac{1}{N_q - 1} + C_2) \text{tg} \varphi \cdot s}{\gamma'_E \cos \alpha \text{tg} \varphi} \dots \dots (F16)$$

Zonder de tweede term, is deze vergelijking gelijk aan die voor de teruggetrokken golf met stroming evenwijdig aan het talud.

(Uit (C25) af te leiden door daar de eerste term in de teller weg te laten), mits we invullen $z = \frac{N_g}{2(N_q - 1)} b$. De tweede term geeft het effect van de golfklap weer.

In bijlage F15 is formule (F16) met xx weergegeven; de eerste term met ++. Het verschil tussen xx en ++ is gelijk aan de tweede term van (F16) en geeft het effect van de golfklap weer.

F.5. GECOMBINEERDE BELASTING BIJ ϕ -MATERIAAL EN $\lambda = \infty$

Stel dat het kritische glijvlak, overeenkomstig (F3) ongeveer ligt bij $z_{kz} = \frac{N_F}{z(N_F-1)} b$ en dat $h_{km} = 2h$

Stel overeenkomstig (F2) dat de strokenbelasting géén invloed heeft op de korrelnormaalspanning in dat glijvlak (ook niet op de grondnormaalspanning omdat de grondwaterspanning onafhankelijk van de strokenbelasting is).

Dan volgt met (F10):
$$\bar{\sigma}' = \sigma'_{zz} = (\gamma'_t d_t + \gamma'_g \frac{N_F}{z(N_F-1)} b) \cos \alpha - 2\gamma_w h$$

en met (F4) en (F11):
$$\bar{\tau}(\tau_s) = \frac{t\gamma\varphi}{N_F-1} s + (\gamma'_t d_t + \gamma'_g \frac{N_F}{z(N_F-1)} b) \sin \alpha$$

en met (F4) en (F12):
$$\bar{\tau}(\tau_0) = \frac{t\gamma\varphi}{N_F-1} s + \gamma'_g \frac{N_F}{z(N_F-1)} b \sin \alpha$$

De stabiliteitsreis voor τ_s wordt nu:

$$\bar{\tau}(\tau_s) - t\gamma\varphi \cdot \bar{\sigma}' \leq 0$$

ofwel
$$\frac{t\gamma\varphi}{N_F-1} s + (\gamma'_t d_t + \gamma'_g \frac{N_F}{z(N_F-1)} b) \sin \alpha - (\gamma'_t t\gamma\varphi d_t + \gamma'_g t\gamma\varphi \frac{N_F}{z(N_F-1)} b) \cos \alpha + 2t\gamma\varphi \gamma_w h \leq 0$$

ofwel
$$\frac{t\gamma\varphi}{N_F-1} s + (\gamma'_t \sin \alpha - \gamma'_t \cos \alpha t\gamma\varphi) d_t + \gamma'_g (\sin \alpha - \cos \alpha t\gamma\varphi) \frac{N_F}{z(N_F-1)} b + 2t\gamma\varphi \gamma_w h \leq 0$$

ofwel
$$d_t(\tau_s) \geq \frac{-\gamma'_g (\cos \alpha t\gamma\varphi - \sin \alpha) \frac{N_F}{z(N_F-1)} b + 2t\gamma\varphi \gamma_w h}{\gamma'_t (\cos \alpha t\gamma\varphi - \sin \alpha)} + \frac{\frac{t\gamma\varphi}{N_F-1} \cdot s}{\gamma'_t (\cos \alpha t\gamma\varphi - \sin \alpha)} \dots \dots \dots (F17)$$

Deze vergelijking is weergegeven in bijlage F14 met $x \times x$; de eerste term is weergegeven met $+$ $+$ $+$. Het verschil tussen beide krommes is gelijk aan de tweede term en geeft de invloed van de golfslag weer. Zonder de tweede term is (F17) gelijk aan de formule voor de teuggetrokken qst (C30) met $R_d = 2h$ en $z = \frac{N_F}{z(N_F-1)} b$.

De stabiliteitsreis voor τ_0 wordt nu:

$$d_t(\tau_0) \geq \frac{-\gamma'_g (\cos \alpha t\gamma\varphi - \sin \alpha) \frac{N_F}{z(N_F-1)} b + 2t\gamma\varphi \gamma_w h}{\gamma'_t \cos \alpha t\gamma\varphi} + \frac{\frac{t\gamma\varphi}{N_F-1} \cdot s}{\gamma'_t \cos \alpha t\gamma\varphi} \dots (F18)$$

Zie bijlage F11. Vergelijk formule (C33)

F.6 GECOMBINEERDE BELASTING BIJ EEN C_U -MATERIAAL

Stel dat het kritische glijvlak ongeveer ligt bij $z_u = 0,6 b$.

Dan volgt met (F6) : $\bar{c}_u = \frac{c}{\cos\varphi} + \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha (\gamma'_t d_t + 0,6 \gamma'_g b)$

en, met (F5) en (F13) : $\bar{\tau}(\tau_s) = \frac{1}{2+\pi} \cdot s + (\gamma'_t d_t + 0,6 \gamma'_g b) \sin\alpha$

(F14) : $\bar{\tau}(\tau_0) = \frac{1}{2+\pi} \cdot s + 0,6 \gamma'_g b \sin\alpha$

Voor τ_s wordt de stabiliteits-eis:

$$\bar{\tau}(\tau_s) - C_u \leq 0$$

ofwel : $\frac{1}{2+\pi} \cdot s + (\gamma'_t d_t + 0,6 \gamma'_g b) \sin\alpha - \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \gamma'_t d_t \cos\alpha - \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \gamma'_g \cdot 0,6 b \cdot \cos\alpha - \frac{c}{\cos\varphi} \leq 0$

ofwel : $\frac{1}{2+\pi} \cdot s + (\gamma'_t \sin\alpha - \gamma'_t \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha) d_t + (\gamma'_g \sin\alpha - \gamma'_g \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha) 0,6 b - \frac{c}{\cos\varphi} \leq 0$

ofwel $d_t \geq \frac{-(\gamma'_g \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha - \gamma'_g \sin\alpha) 0,6 b - \frac{c}{\cos\varphi}}{\gamma'_t \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha - \gamma'_t \sin\alpha} + \frac{\frac{1}{2+\pi} \cdot s}{\gamma'_t \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha - \gamma'_t \sin\alpha} \dots \dots (F19)$

Zonder de tweede term is deze formule gelijk aan die voor de teruggetrokken golf (C35), mits we invullen $z = 0,6 b$. De tweede term geeft het effect van de golfklap weer.

Voor τ_0 wordt de stabiliteits-eis :

$$\bar{\tau}(\tau_0) - C_u \leq 0$$

ofwel : $d_t \geq \frac{-(\gamma'_g \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha - \gamma'_g \sin\alpha) 0,6 b - \frac{c}{\cos\varphi}}{\gamma'_t \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha} + \frac{\frac{1}{2+\pi} \cdot s}{\gamma'_t \frac{\eta\varphi}{\cos\varphi} \cos\alpha} \dots \dots (F20)$

Zonder de 2e term is deze formule gelijk aan (C38), mits we invullen $z = 0,6 b$. De tweede term geeft het effect van de golfklap weer.

Opmerking: Als $C = 0$ dan komen de resultaten van de formules (F19) en (F20) sterk overeen met respectievelijk (F15) en (F16) voor een ϕ -materiaal met $\lambda=0$.

F.7 CONCLUSIES

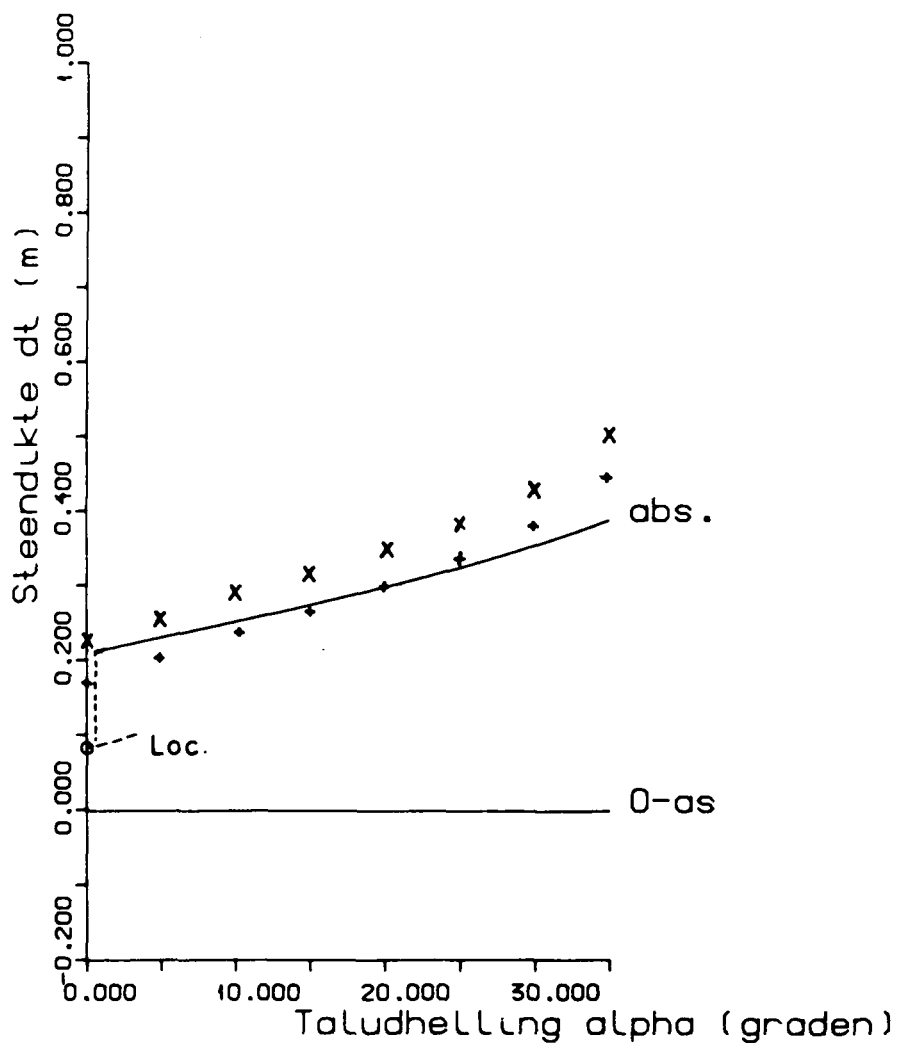
Net als bij de berekeningen met driehoekige glijvlakken kan uit bovenstaande berekeningen geconcludeerd worden

- De invloed van de golfklap is gering bij:
 - ϕ -materiaal en $\lambda = \infty$
 - C_u -materiaal bij flinke cohesie ($C \geq 5 \text{ kN/m}^2$)
- De invloed is daarentegen groot bij:
 - ϕ -materiaal en $\lambda = 0$
 - C_u -materiaal en $C = 0$
- Bij een ϕ -materiaal en $\lambda = 0$ wordt het resultaat in sterke mate bepaald door het aangenomen verloop van de waterspanning langs het glijvlak: hoe dicht benadert de stijghoogte langs het glijvlak de stijghoogte direct onder de golfklap?

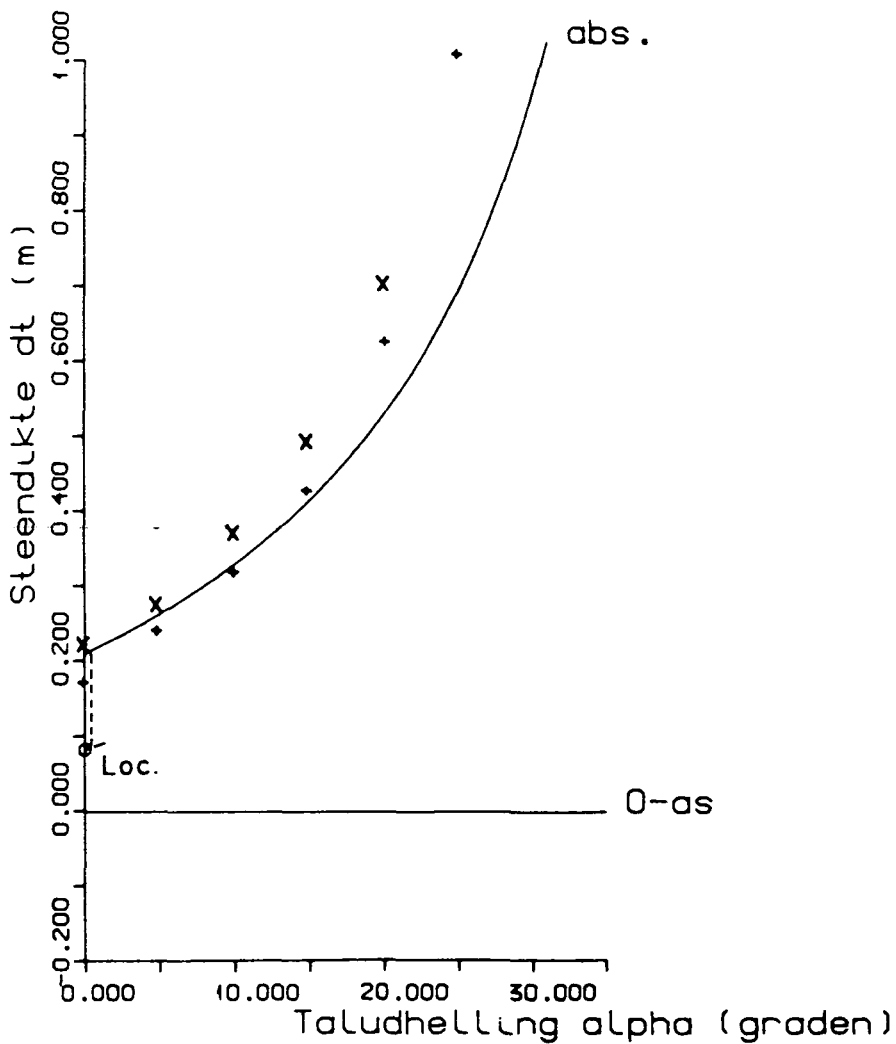
De resultaten van de benadering met glijvlak evenwijdig aan het talud wijken sterk af van die met driehoekige glijvlakken voor een ϕ -materiaal met $\lambda = 0$ en een C_u -materiaal, als de toplaag wél schuifspanning op de ondergrond overdraagt: τ_s .

In alle andere gevallen (ook bij $\phi - \lambda = 0 - \tau_o$ en $C_u - \tau_o$) komen de resultaten redelijk overeen.

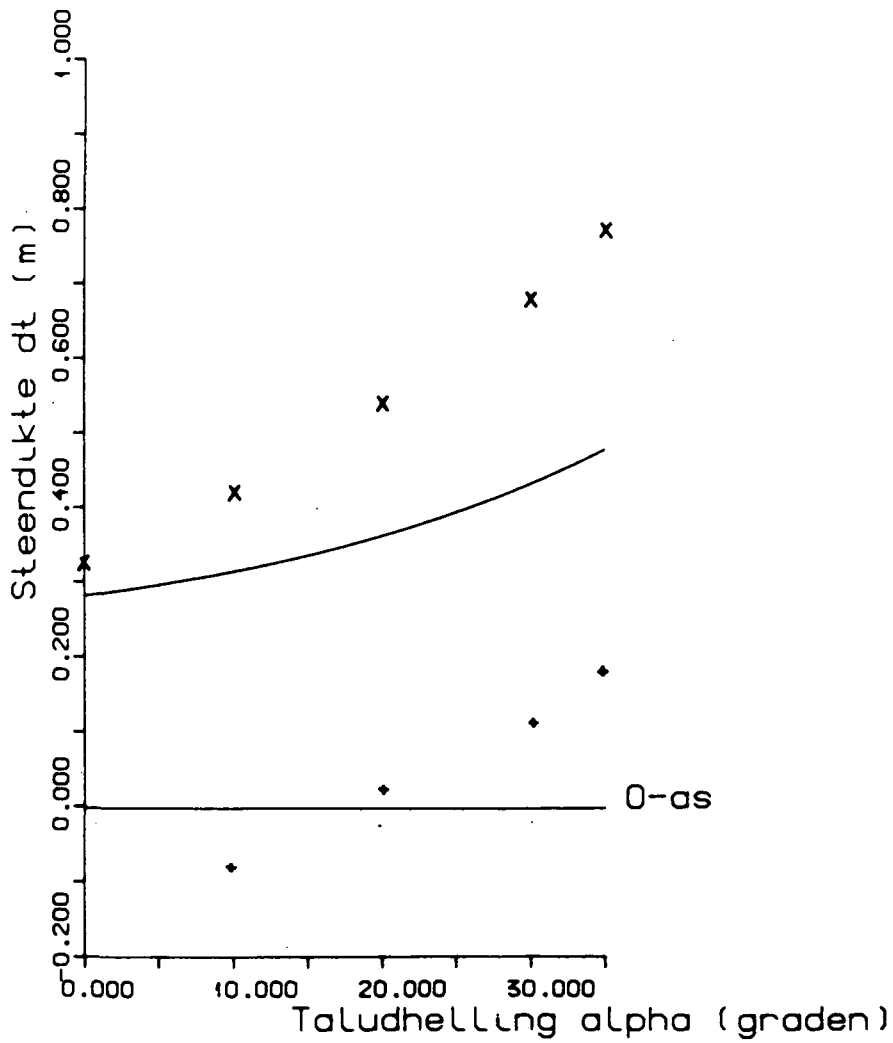
- driehoekig glijvlak
- x x x x glijvlak evenwijdig aan talud met golfklap
- + + + + glijvlak evenwijdig aan talud zonder golfklap



- driehoekig glijvlak
- +++++ glijvlak evenwijdig aan talud met golfklap
- x x x x glijvlak evenwijdig aan talud zonder golfklap



- driehoekig glijvlak
- x x x x glijvlak evenwijdig aan talud met golfklap
- ♦♦♦♦♦ glijvlak evenwijdig aan talud zonder golfklap



Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
 Telefoon (015) 56 92 25 Telex 58251 eoll nl

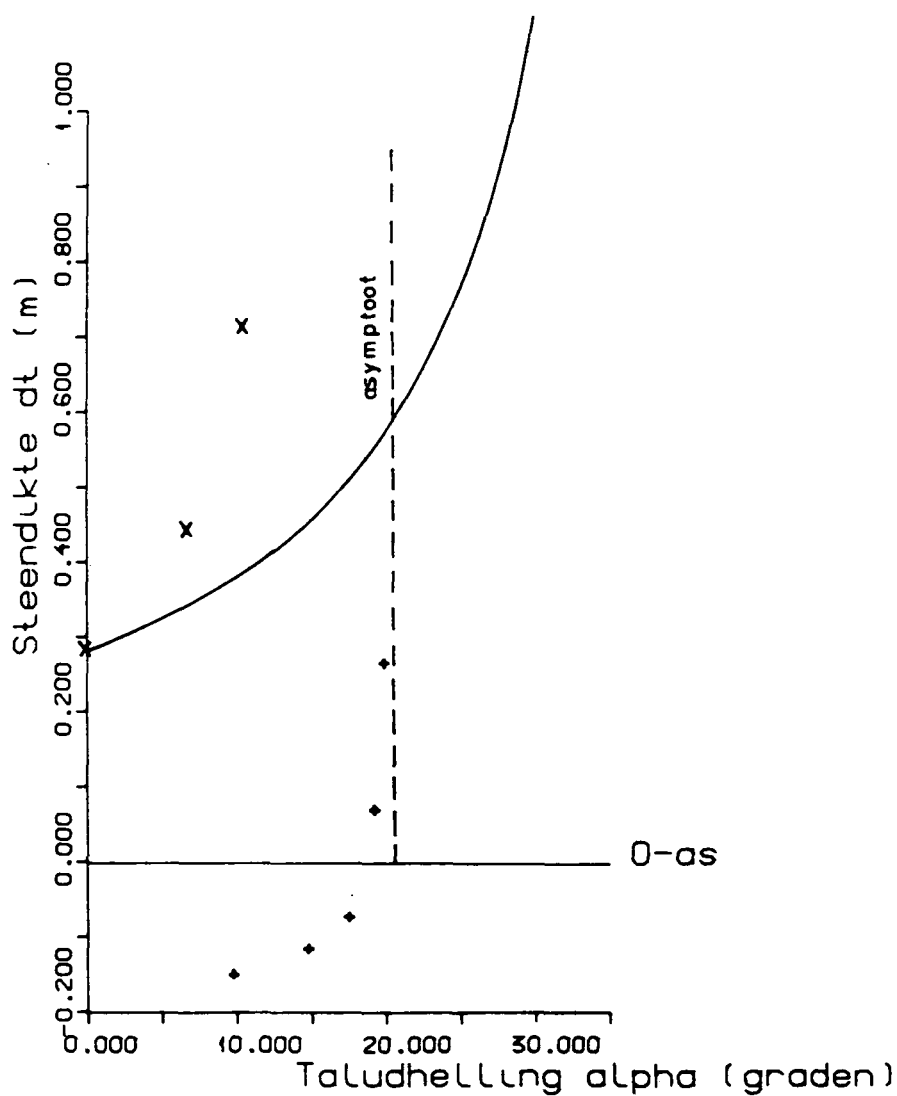
87-01-21

Minimale steendikte uitgezet tegen alpha
 (g.k.-phi-l=0-To).

CO-286010 HGN

BIJL.F15

- driehoekig glijvlak
- x x x x glijvlak evenwijdig aan talud met golfklap
- ♦ ♦ ♦ ♦ glijvlak evenwijdig aan talud zonder golfklap



ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

APPENDIX G

Invloed elastische berging

G.1	Symbolen	G.1
G.2	Probleemstelling	G.2
G.3	Karakteristieke grootheden	G.4
G.4	Beschouwde extreme situaties	G.5
G.5	Yamamoto, Sellmeijer, Koning en van Hijum	G.6
G.6	Verruijt	G.8
G.7	Resultaten	G.11
G.8	Conclusies	G.14
G.9	Voorbeelden	G.17

APPENDIX G

INVLOED ELASTISCHE BERGING

G.1. Symbolen

$$C_v = \frac{k}{\gamma_w} \frac{1}{\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{4}{3} G}} \quad - \text{consolidatie coëfficiënt} \quad [m^2/s]$$

G	glijdingsmodulus korrelskelet	[Pa]
k	(Darcy) doorlatendheid	[m/s]
K	compressie modulus korrelskelet	[Pa]
K_w	compressie modulus poriënwater	[Pa]
L	golflengte	[m]
p	(poriën)waterdruk	[Pa]
p_0	amplitude waterdruk aan oppervlak	[Pa]
T	golfperiode	[s]
t	tijd	[s]
λ	lek lengte	[m]

G.2 PROBLEEMSTELLING

Gegeven een waterdruk belasting op het talud als functie van plaats (y) en tijd (t), wat is dan het grondwater druk verloop in ruimte (y,z) en tijd (t) als rekening gehouden wordt met elastische berging? De volgende factoren zijn van invloed op de elastische berging:

1. Snelheid van verandering van de waterdruk op het talud: dp_o/dt . Naarmate die groter is, zal ook de rol van elastische berging groter zijn.
2. Gradient langs het talud van de waterdruk op het talud: dp_o/dy . Naarmate die groter is, zal de waterdrukwijziging in een kleiner gebied merkbaar zijn en zal de rol van elastische berging derhalve kleiner zijn.
3. Leklengte λ . Naarmate die groter is zal de waterdrukwijziging op het talud zich direct onder de bekleding meer als korreldruk wijziging manifesteren.
4. Doorlatendheid ondergrond k. Naarmate die groter is, zal de rol van elastische berging kleiner zijn.
5. Stijfheid van het poriënwater K_w . Naarmate dat groter is zal de rol van elastische berging kleiner zijn.
6. Stijfheid van het korrelskelet K en G. Naarmate die groter zijn, zal de rol van elastische berging kleiner zijn.

Geen invloed op de elastische berging heeft de variatie van het freatisch vlak in de ondergrond. De variatie van freatische berging gaat veel langzamer dan die t.g.v. elastische berging. Daarom kan de invloed van elastische berging bestudeerd worden zonder die van de freatische berging. Omdat ook de taludhelling op zich geen invloed heeft kan de elastische berging bij een talud bestudeerd worden aan de hand van de elastische berging bij een horizontale bodem met verder overeenkomstige randvoorwaarden.

Voor een globale kwantitatieve beschouwing mogen de belastingrandvoorwaarden, d.w.z. de waterdruk op het talud als functie van tijd (t) en plaats (y) vereenvoudigd worden tot een zuiver sinusvormige, periodieke belasting:

$$p(\text{talud}, t, y) = \hat{p} \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \frac{2\pi y}{L}\right)$$

De periode T is dan geschikt om de eerste invloedsfactor weer te geven; de golflengte L de tweede invloedsfactor.

Wat de derde invloedsfactor betreft lijkt het voldoende om, zoals elders in dit rapport, de twee extremen te beschouwen: $\lambda \ll 1$ (" $\lambda=0$ ") en $\lambda \gg 1$ (" $\lambda = \infty$ ").

Voor deze situaties - horizontale bodem, sinusvormige, periodieke belasting, $\lambda = 0$ en $\lambda = \infty$ - zijn analytische oplossingen gevonden door Yamamoto, Sellmeijer, Koning en van Hijum [5] (alleen voor $\lambda = 0$) en Verruijt [6] (voor $\lambda = 0$ en $\lambda = \infty$).

De formules zijn behoorlijk ingewikkeld. Daarom zullen hier slechts enkele, extreme situaties worden beschouwd. Ondanks al deze schematiseringen lijkt het gerechtvaardigd daaruit enige belangrijke conclusies te trekken over de rol van elastische berging bij de golfaanval op een talud.

G.3. KARAKTERISTIEKE GROOTHEDEN

Uit de oplossingen blijkt dat de volgende drie combinaties van bovengenoemde zes factoren van belang zijn:

- $\lambda \cdot \frac{\gamma_w}{p_0}$
- $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v}$ met $c_v = \text{consolidatie coëfficiënt} = \frac{k}{\gamma_w} \left(\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{4}{3}G} \right)$
- $\frac{K_w}{K + \frac{4}{3}G}$ of $\frac{K_w}{K + \frac{1}{3}G}$

Met name de tweede grootheid is van belang voor de vraag of van elastische berging sprake is of niet.

Als de tweede grootheid klein is, dus

- als T groot is (langzame verandering belasting)
- als L klein is (zeer locale belasting)
- als k groot is (doorlatend)
- als K_w en $(K + \frac{4}{3}G)$ groot zijn (en stijf poriënwater en stijf korrelskelet),

dan speelt elastische berging geen rol.

Men kan ook spreken over een voor de elastische berging

karakteristieke tijdschaal $= L^2/2\pi c_v$. Als de periode van de belasting veel groter is dan die tijdschaal, speelt elastische berging geen rol.

Evenzo kan men spreken over een karakteristieke lengteschaal $= \sqrt{\frac{T c_v}{\pi}}$

Als $\frac{L}{2\pi}$, dus de lengteschaal van de belasting veel kleiner is dan die lengteschaal, speelt elastische berging geen rol.

G.4 BESCHOUWDE EXTREME SITUATIES

In het volgende zullen alle situaties beschouwd worden waarbij bovengenoemde drie grootheden óf veel kleiner dan 1 zijn of veel groter dan 1. Dat zijn in principe $2^3 = 8$ situaties. Zodra de tweede grootheid $\ll 1$, is echter de grootte van de derde grootheid niet meer van belang. Zodoende gaat het om zes situaties. Zie onderstaand schema.

	$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{C_v} \ll 1$	$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{C_v} \gg 1$	
		$\frac{K_w}{K + \frac{1}{2}G} \gg 1$	$\frac{K_w}{K + \frac{1}{2}G} \ll 1$
$\frac{\lambda}{P_0} \ll 1$			
$\frac{\lambda}{P_0} \gg 1$			

G.5 YAMAMOTO, SELMEIJER, KONING EN VAN HIJUM

In [5] worden oplossingen gepresenteerd voor $\lambda = 0$. Hierna worden de resultaten gepresenteerd van de 3 extreme situaties die hier beschouwd worden. Daarbij wordt verwezen naar de formules van [5] en worden de symbolen volgens [5] gebruikt. Voorzover verschillend, is de "vertaling" van de symbolen van [5] in de symbolen van deze appendix hieronder vermeld.

SYMBOLLEN YAMAMOTO E.A.

c		$[m^2/s]$
k'		$[Pa]$
$m = \frac{n}{k'} \frac{G}{1-2\nu}$		$[-]$
u	} verplaatsing	$[m]$
w		$[m]$
$\beta = \frac{1-\nu}{1-2\nu}$		$[-]$
λ		$[1/m]$
λ'	zie formule 3.5	$[1/m]$
$\lambda'' = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda}$		$[-]$
ν	contractie coëff.	$[-]$
ω		$[1/s]$
$\omega' = \omega/c$		$[1/m^2]$
$\omega'' = \frac{\beta \omega'}{\lambda^2} = \frac{1-\nu}{1-2\nu} \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \frac{1}{\lambda^2}$		$[-]$

SYMBOLLEN VAN DEZE APPENDIX

$C_v = \frac{k}{\rho} \frac{1}{\frac{n}{k_w} + \frac{1}{k + \frac{1}{3}G}}$
K_w
$\frac{n}{k_w} (k + \frac{1}{3}G)$
$\frac{k + \frac{1}{3}G}{2G}$
$\frac{2\pi}{L} \sqrt{\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 + i \frac{2\pi}{T} \frac{1}{c_v}}$
$\frac{1}{2} \frac{k - \frac{2}{3}G}{k + \frac{1}{3}G}$
$\frac{2\pi}{T}$
$\frac{2\pi}{T c_v}$
$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \cdot \frac{k + \frac{1}{3}G}{2G}$

	$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1 \quad \text{OFWEL} \quad \frac{\omega}{\lambda^2} \frac{1}{k} \left[\frac{n}{k'} + \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)G} \right] \ll 1$	$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \gg 1 \quad \text{OFWEL} \quad \frac{\omega}{\lambda^2} \frac{1}{k} \left[\frac{n}{k'} + \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)G} \right] \gg 1$	
	$\frac{K_w}{K + \frac{1}{3}G} \gg 1 \quad \text{OFWEL} \quad \frac{n}{m} = \frac{K'(1-2\nu)}{G} \gg 1$	$\frac{K_w}{K + \frac{1}{3}G} \ll 1 \quad \text{OFWEL} \quad \frac{n}{m} \ll 1$	
$\frac{p_0}{\rho_0}$ \Downarrow leklengte	$\lambda' \approx \lambda \quad (\text{zie vgl. 3.5})$ $\omega'' = \beta \cdot \frac{\omega}{\lambda^2} \frac{1}{c} \ll 1 \quad (3.14, 3.11, 3.12, 3.9)$ $\lambda'' = \frac{\lambda'^2 - \lambda^2}{(\lambda' + \lambda)\lambda} = \frac{i\omega}{c(\lambda' + \lambda)\lambda} \approx \frac{1}{2} \frac{i\omega}{\lambda^2 c} = i \frac{\omega}{2\beta} \quad (3.15, 3.5, 3.12)$ $u \approx -i \frac{1+m}{1+2m(1-\nu)} \lambda z \exp(-\lambda z) \cdot \frac{p_0}{2\lambda G} \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.13a)$ $w \approx \left[1 - \frac{1+m}{1+2m(1-\nu)} \lambda z \right] \exp(-\lambda z) \cdot \frac{p_0}{2\lambda G} \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.13b)$ $p \approx \exp(-\lambda z) p_0 \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.13c)$	$\lambda'^2 \approx \frac{i\omega}{c} = i\omega' \gg \lambda^2 \quad (3.5, 3.12, 3.11)$ $\omega'' \gg 1 \quad (3.14)$ $\lambda'' \approx \sqrt{i \frac{\omega''}{\beta}} \ll 1$ $\tau_{xz} \approx -i p_0 \lambda z \exp(-\lambda z) \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.17)$ $\sigma_x'(rad) \approx p_0 \lambda z \exp(-\lambda z) \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.17)$ $\sigma_z'(rad) \approx -p_0 \lambda z \exp(-\lambda z) \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.17)$	$\lambda'^2 \approx \frac{i\omega}{c} = i\omega' \gg \lambda^2 \quad (3.5, 3.12, 3.11)$ $ \lambda'' \approx \left \frac{\lambda'}{\lambda} \right \gg 1 \quad (3.15)$ $\omega'' \gg 1 \quad (3.14)$ $ \lambda'' = \left \frac{i\omega}{c(\lambda' + \lambda)\lambda} \right \approx \left \frac{i\omega'}{\lambda'\lambda} \right = \left \frac{\lambda}{\lambda'} \cdot \frac{\omega''}{\beta} \right \ll \omega'' \quad (3.15, 3.11)$ $u \approx i \left\{ (1-2\nu) \exp(-\lambda z) - \lambda z \exp(-\lambda z) - \frac{ic\lambda^2}{\omega\beta} \exp(-\lambda z) \right\} \frac{p_0}{2\lambda G} \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.18a)$ $w \approx \left\{ (1-2\nu) \exp(-\lambda z) + \lambda z \exp(-\lambda z) + \frac{ic\lambda\lambda'}{\omega\beta} \exp(-\lambda z) \right\} \frac{p_0}{2\lambda G} \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.18b)$ $p \approx \exp(-\lambda z) p_0 \exp[i(\lambda x + \omega t)] \quad (3.18c)$

G.6 VERRUIJT

In het eerste deel van [6], "chapter 3, Approximations of Cyclic Pore Pressures Caused by Sea Waves in a Poro-elastic Half-plane", worden zowel voor zeer kleine als voor zeer grote lek lengte de oplossingen gegeven. Hierna worden de resultaten gepresenteerd van de 6 extreme situaties die hier beschouwd worden. Daarbij wordt verwezen naar de formules van [6] en worden de symbolen volgens [6] gebruikt. Voorzover verschillend, is de "vertaling" van de symbolen van [6] in die van deze appendix hieronder gegeven.

SYMBOLEN VAN VERRUIJT

A_1 [m]	A_2 [m]	A_3 [m ²]	
c			[m ² /s]
m			[]
$\frac{c}{1+\nu+m\nu^2}$			[m ² /s]
\bar{p}	amplitude waterdruk $z=0$		[Pa]
p_∞			[Pa]
\bar{q}	amplitude gronddruk $z=0$		[Pa]
x			[m]
y			[m]
α	zie formule (3.17)		[1/m]
ϑ			[-]
λ			[$\frac{1}{m}$]
σ_{xx}			[Pa]
σ_{yy}	grondspanning (trek)		[Pa]
ϕ			
ω			

SYMBOLEN VAN DEZE APPENDIX

Constanten gedefinieerd door (3.21) (3.22) en (3.23)

$\frac{k}{\gamma_w} (k + \frac{2}{3}g)$	
$\frac{\kappa + \frac{2}{3}g}{g}$	
$c_v = \frac{k}{\gamma_w} \cdot \frac{1}{\frac{n}{\kappa_w} + \frac{1}{\kappa + \frac{2}{3}g}}$	
$p(z=\infty)$	
p_0	
y	
z	
$\sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 + i \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{1}{c_v}}$	$= \lambda'$ volgens Yamamoto e.a.
$\frac{nG}{\kappa_w}$	
$\frac{2\pi}{T}$	
τ	
$-\sigma'_{zz} - p$	
$\frac{1}{2\pi T} \cdot \frac{\gamma_w}{k} \cdot \frac{1}{\kappa + \frac{2}{3}g}$	
$\frac{2\pi}{T}$	

$$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1 \text{ OF WEL } \phi(1+\delta+m\delta) \ll 1$$

$$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \gg 1 \text{ OF WEL } \phi(1+\delta+m\delta) \gg 1$$

$$\frac{k_w}{n(K+\frac{1}{2}G)} \gg 1 \quad \frac{k_w}{nG} \gg 1 \text{ OF WEL } m\delta \ll 1 \quad \delta \ll 1$$

$$\frac{k_w}{n(K+\frac{1}{2}G)} \ll 1 \quad \frac{k_w}{nG} \ll 1 \text{ OF WEL } m\delta \gg 1 \quad \delta \gg 1$$

$$\bar{q} = -\bar{p} \quad (3.35)$$

$$\alpha \approx \lambda \quad (3.27)$$

$$p \approx \bar{p} \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.40)$$

$$A_1 \approx \frac{-\bar{p}}{2G\lambda} \frac{1}{1+\delta+m\delta} \quad (3.21)$$

$$\left. \begin{aligned} A_1\delta - A_2 - \alpha A_3 &= 0 \\ A_1(1+\delta+m\delta) - A_2 - \lambda A_3 &= \frac{\bar{q}}{2G\lambda} \end{aligned} \right\} (3.21, 3.22, 3.23)$$

$$\sigma_{yx} \approx -\bar{p} \frac{1+m\delta}{1+\delta+m\delta} \lambda y \cdot \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \cos(\lambda x) \quad (3.19)$$

$$\sigma_{yy} \approx -\bar{p} \left\{ 1 + \frac{1+m\delta}{1+\delta+m\delta} \lambda y \right\} \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.20)$$

$$\sigma'_{yy} = \sigma_{yy} + \bar{p} \approx -\bar{p} \cdot \frac{1+m\delta}{1+\delta+m\delta} \cdot \lambda y \cdot \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x)$$

$$\bar{q} = -\bar{p} \quad (3.37)$$

$$\alpha \approx (1+i)\lambda \sqrt{\frac{1}{2}\phi} \gg 1 \quad (3.34)$$

$$\lambda \ll \alpha$$

$$p \approx \bar{p} \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin \lambda x \quad (3.41)$$

$$A_1 \approx \frac{-\bar{p}}{2G\lambda} \quad (3.21)$$

$$A_2 \approx 0 \quad (3.22)$$

$$A_3 \approx 0$$

$$\sigma_{yx} \approx -\bar{p} \lambda y \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \cos(\lambda x) \quad (3.19)$$

$$\sigma_{yy} \approx -\bar{p} \{ 1 + \lambda y \} \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.20)$$

$$\sigma'_{yy} = \sigma_{yy} + \bar{p} \approx -\bar{p} \cdot \lambda y \cdot \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x)$$

$$\bar{q} = -\bar{p} \quad (3.35)$$

$$\alpha \approx (1+i)\lambda \sqrt{\frac{1}{2}\phi(1+m)\delta} \gg 1 \quad (3.34)$$

$$\lambda \ll \alpha$$

$$p \approx \bar{p} \left\{ \frac{1}{m\delta} \exp(-\lambda y) + \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.41)$$

$$A_1 \approx -\frac{\bar{p}}{2G\lambda} \frac{1}{m\delta} \quad A_2 \approx -\frac{\bar{p}}{2G\lambda} \frac{1}{m} \quad A_3 \approx -\frac{\bar{p}}{G\alpha^2} \frac{1}{1+m} \quad (3.21-3.23)$$

$$\sigma_{yx} \approx -\bar{p} \left\{ \lambda y \exp(-\lambda y) - \frac{\lambda}{\alpha} \frac{1}{1+m} \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \cos(\lambda x) \quad (3.19)$$

$$\sigma_{yy} \approx -\bar{p} \left\{ (1+\lambda y) \exp(-\lambda y) - \frac{2\lambda^2}{\alpha^2} \frac{1}{1+m} \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.20)$$

$$\sigma'_{yy} \approx -\bar{p} \left\{ (1+\lambda y) \exp(-\lambda y) + \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \sin(\lambda x)$$

$$\lambda = \sqrt{\frac{Tc_v}{\pi}} \quad p_{\omega 0} \neq 0 \quad H \neq 0 \quad \psi \neq 0 \quad \mu \approx 1 \quad (3.37)$$

$$p \approx \bar{p} \exp(-y\sqrt{\frac{Tc_v}{\pi}}) \sin(\omega t - y\sqrt{\frac{Tc_v}{\pi}}) \quad (3.53)$$

$$i_{m\omega} \approx \frac{\bar{p}}{y} \sqrt{\frac{2T}{Tc_v}} \quad (3.54)$$

$\frac{1}{2} \frac{q}{\rho_0}$
 \Downarrow
 leklengte

$$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{C_v} \ll 1 \quad \text{OFWEL} \quad \phi(1+\vartheta+m\vartheta) \ll 1$$

$$\bar{p} = 0 \quad (3.4)$$

$$\alpha \approx \lambda \quad (3.27)$$

$$A_1 = \frac{\bar{q}}{2G\lambda} \frac{1+m}{(1+m)(1+m\vartheta)-1} \quad (3.21)$$

$$A_1\vartheta - A_2 - \alpha A_3 = 0 \quad (3.21, 3.22, 3.23)$$

$$A_1(1+\vartheta+m\vartheta) - A_2 - \lambda A_3 = \frac{\bar{q}}{2G\lambda}$$

$$A_2 = \frac{\bar{q}}{2G} \frac{1}{(\alpha-\lambda)\lambda(1+m)(1+m\vartheta)-1} \quad (3.22)$$

$$A_3 = -\frac{\bar{q}}{2G\lambda} \cdot \frac{1}{(\alpha-\lambda)\lambda(1+m)(1+m\vartheta)-1} \quad (3.23)$$

$$\sigma_{yy} = \bar{q} \frac{(1+m)(1+m\vartheta)}{(1+m)(1+m\vartheta)-1} \lambda y \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \cos(\lambda x) \quad (3.19)$$

$$\sigma_{yy} = \bar{q} \left\{ 1 + \frac{(1+m)(1+m\vartheta)}{(1+m)(1+m\vartheta)-1} \lambda y \right\} \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.20)$$

$$p = 0 \quad (3.14)$$

σ_x
 \gg
 lengte

$$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{C_v} \gg 1 \quad \text{OFWEL} \quad \phi(1+\vartheta+m\vartheta) \gg 1$$

$$\frac{K_w}{n(k+\frac{1}{2}G)} \gg 1 \quad \frac{K_w}{nG} \gg 1 \quad \text{OFWEL} \quad m\vartheta \ll 1 \quad \vartheta \ll 1$$

$$\bar{p} = 0 \quad (3.4)$$

$$\alpha \approx (1+i)\lambda \sqrt{\frac{1}{2}\phi} \gg 1 \quad (3.34)$$

$$\lambda \ll \alpha$$

$$A_1 \approx \frac{\bar{q}}{2G\lambda} \quad (3.21)$$

$$A_1\vartheta - A_2 = \alpha A_3 = -\frac{\bar{q}}{G\alpha} \frac{1}{1+m} \quad (3.23)$$

$$A_3 = -\frac{\bar{q}}{G\alpha^2} \frac{1}{1+m} \quad (3.23)$$

$$\sigma_{yy} = \bar{q} \left\{ \left(-\frac{2\lambda}{\alpha} \frac{1}{1+m} + \lambda y \right) \exp(-\lambda y) + \frac{2\lambda}{\alpha} \frac{1}{1+m} \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \cos(\lambda x) \quad (3.19)$$

$$\sigma_{yy} = \bar{q} \left(1 - \frac{2\lambda}{\alpha} \frac{1}{1+m} + \lambda y \right) \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.20)$$

$$p = \bar{q} \left\{ -\exp(-\lambda y) + \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.14)$$

$$\sigma'_{yy} = \sigma_{yy} + p = \bar{q} \left\{ \left(-\frac{2\lambda}{\alpha} \frac{1}{1+m} + \lambda y \right) \exp(-\lambda y) + \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \cos(\lambda x)$$

$$\frac{K_w}{n(k+\frac{1}{2}G)} \ll 1 \quad \frac{K_w}{nG} \ll 1 \quad \text{OFWEL} \quad m\vartheta \gg 1 \quad \vartheta \gg 1$$

$$\bar{p} = 0 \quad (3.4)$$

$$\alpha \approx (1+i)\lambda \sqrt{\frac{1}{2}\phi(1+m)\vartheta} \gg 1 \quad (3.34)$$

$$\lambda \ll \alpha$$

$$A_1 \approx \frac{\bar{q}}{2G\lambda} \frac{1}{m\vartheta} \quad (3.21)$$

$$A_2 \approx \frac{\bar{q}}{2G\lambda} \frac{1}{m} \quad (3.22)$$

$$A_3 \approx -\frac{\bar{q}}{G\alpha^2} \frac{1}{(1+m)m\vartheta} \quad (3.23)$$

$$\sigma_{yy} \approx \bar{q} \left\{ \left(-\frac{2\lambda}{\alpha} \frac{1}{(1+m)m\vartheta} + \lambda y \right) \exp(-\lambda y) + \frac{2\lambda}{\alpha} \frac{1}{(1+m)m\vartheta} \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \cos(\lambda x) \quad (2.19)$$

$$\sigma_{yy} \approx \bar{q} \left(1 - \frac{2\lambda}{\alpha} \frac{1}{(1+m)m\vartheta} + \lambda y \right) \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (3.20)$$

$$p \approx \bar{q} \left\{ -\frac{1}{m\vartheta} \exp(-\lambda y) + \frac{1}{m\vartheta} \exp(-\alpha y) \right\} \exp(i\omega t) \sin(\lambda x) \quad (2.14)$$

$$\sigma'_{yy} = \sigma_{yy} + p \approx \bar{q} (1 + \lambda y) \exp(-\lambda y) \exp(i\omega t) \cos(\lambda x)$$

G.7 RESULTATEN

In de volgende schema's zijn de resultaten weergegeven in de symbolen van deze appendix en in schetsen. De volgende zaken zijn nog niet geheel duidelijk:

- Links boven komt bij de korrelspanningen een breuk voor met K_w , K en G er in. Is het juist dat die breuk daar voorkomt, en zo ja, waarom komt die breuk dan niet rechts boven voor? Overigens is die breuk bijna gelijk aan 1. Links onder geldt iets soortgelijks met een iets andere breuk.
- Yamamoto e.a. geven alleen voor zeer stijf poriënwater (midden boven in de schema's) de waarden van de effectieve spanningen. Bij de afleiding van de korrel-spanningen uit de verplaatsingen u en w komt schrijver dezes op formules die ten onrechte, korrelspanningen ongelijk aan nul geven aan het oppervlak. Wat is daar fout?
- De korrel-normaalspanningen in de vlakken loodrecht op het oppervlak (σ'_{yy}) worden bijna nergens gegeven. De hier vermelde formules kunnen dus fout zijn (behalve midden-boven).
- De fase-verschuivingen midden-onder zijn alleen in situatie rechts boven netjes afgeleid. Elders kunnen zij fout zijn.

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{\frac{L}{2\pi}}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}} \right\}^2 = \frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1$$

$\lambda \ll \frac{p_0}{\gamma_w}$

$$p \approx p_0 \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right)$$

$$\sigma'_{zz} \approx p_0 \cdot \frac{K_w + n(K + \frac{1}{2}G)}{K_w + n(K + \frac{1}{2}G)} \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right)$$

$$\sigma'_{yy} \approx p_0 \cdot \frac{K_w + n(K + \frac{1}{2}G)}{K_w + n(K + \frac{1}{2}G)} \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi\right)$$

$$\tau_{yz} \approx p_0 \cdot \frac{K_w + n(K + \frac{1}{2}G)}{K_w + n(K + \frac{1}{2}G)} \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \gg 1$$

$$\frac{K_w}{K + \frac{1}{2}G} \gg 1$$

$$p \approx p_0 \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right)$$

$$\sigma'_{zz} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right)$$

$$\sigma'_{yy} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi\right)$$

$$\tau_{yz} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\frac{K_w}{K + \frac{1}{2}G} \ll 1$$

$$p \approx p_0 \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right)$$

$$\sigma'_{zz} \approx p_0 \left(1 + \frac{2\pi z}{L}\right) \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right) + p_0 \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi - \frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right)$$

$$\sigma'_{yy} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi\right)$$

$$\tau_{yz} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right)$$

$\lambda \gg \frac{p_0}{\gamma_w}$

$$p \approx 0$$

$$\sigma'_{zz} \approx p_0 \left\{ 1 + \frac{\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{1}{2}G}}{\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{1}{2}G}} \cdot \frac{2\pi z}{L} \right\} \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right)$$

$$\sigma'_{yy} \approx p_0 \cdot \frac{\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{1}{2}G}}{\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{1}{2}G}} \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi\right)$$

$$\tau_{yz} \approx p_0 \cdot \frac{\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{1}{2}G}}{\frac{n}{K_w} + \frac{1}{K + \frac{1}{2}G}} \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$p \approx p_0 \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right) + p_0 \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi - \frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right)$$

$$\sigma'_{zz} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right) + p_0 \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{z}{\sqrt{\frac{L}{\rho c_v}}}\right)$$

$$\sigma'_{yy} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi\right)$$

$$\tau_{yz} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$p \approx 0$$

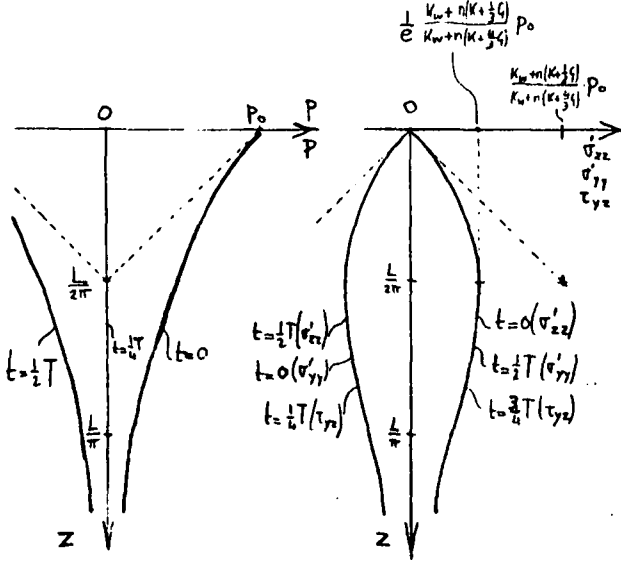
$$\sigma'_{zz} \approx p_0 \left(1 + \frac{2\pi z}{L}\right) \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T}\right)$$

$$\sigma'_{yy} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \pi\right)$$

$$\tau_{yz} \approx p_0 \cdot \frac{2\pi z}{L} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi z}{L}\right) \cos\left(2\pi \frac{x}{L} - 2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right)$$

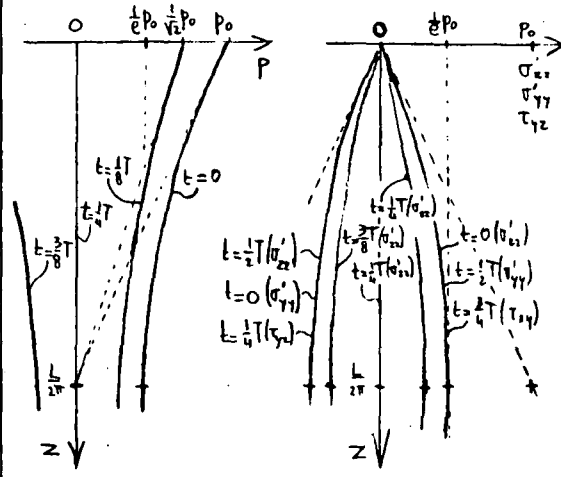
$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{\frac{L}{2\pi}}{\sqrt{\frac{T}{\rho c_v}}} \right\}^2 = \frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1$$

$$\lambda \ll \frac{P_0}{\gamma_w}$$

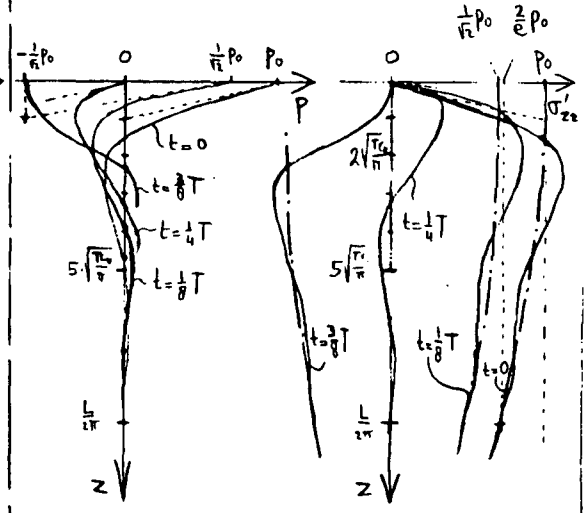


$$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \gg 1$$

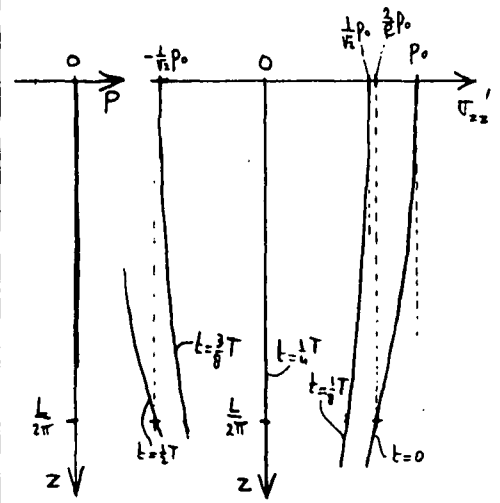
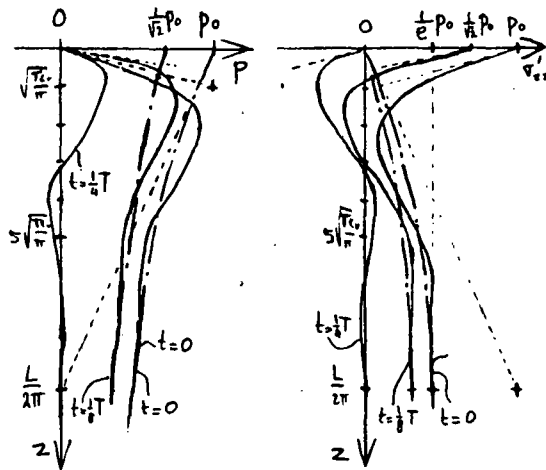
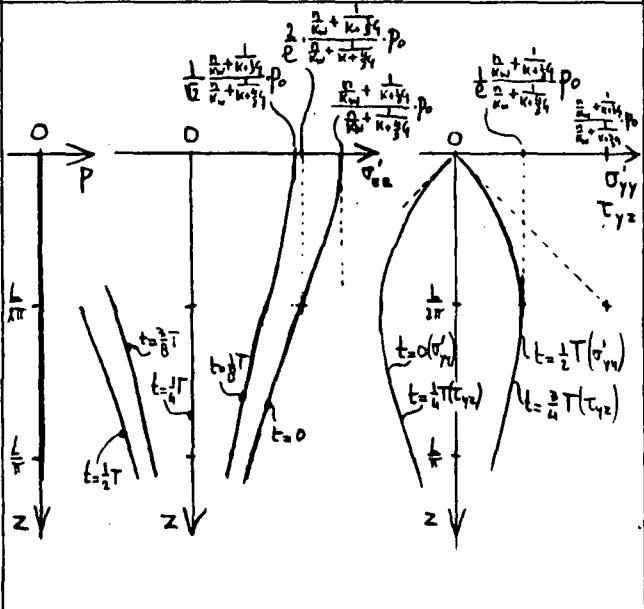
$$\frac{k_w}{k + \frac{L}{2} \rho} \gg 1$$



$$\frac{k_w}{k + \frac{L}{2} \rho} \ll 1$$



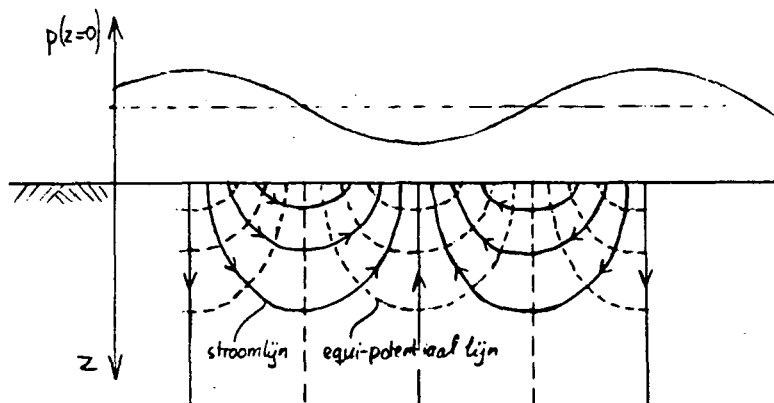
$$\lambda \gg \frac{P_0}{\gamma_w}$$



G.8 CONCLUSIES

- A. Elastische berging speelt geen rol in de situaties van de linker kolom, dus als de parameter $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1$, d.w.z. als de belastingwisselingen relatief langzaam gaan over relatief kleine lengte bij relatief doorlatende ondergrond en relatief incompressibel korrel skelet én poriënwater. Deze situaties zijn quasi-statisch.
- B. Elastische berging speelt evenmin een rol, al is genoemde parameter vrij groot, indien de leklengte erg klein is en tevens het poriënwater stijf is t.o.v. het korrel skelet (situatie midden boven). Dan neemt het poriënwater grotendeels de normaalspanningen in vlakken evenwijdig aan het oppervlak op. Alle korrel- en waterspanningen zijn praktisch gelijk aan die van de quasi-statische situatie met kleine leklengte.
- C. Elastische berging speelt tenslotte geen rol, al is genoemde parameter vrij groot, in precies de omgekeerde extreme situatie: erg grote leklengte en tevens een korrel skelet dat stijf is t.o.v. het poriënwater (situatie rechts onder). Dan neemt het korrel skelet praktisch alle spanningen op en zijn deze spanningen praktisch gelijk aan die van de quasi-statische situatie met grote leklengte.
- D. In de andere twee extreme situaties (midden-onder en rechts boven) speelt de elastische berging een zo grote rol dat de spanningen, uitgezonderd de spanningen vlak onder de toplaag, weer praktisch gelijk worden aan die van een quasi-statische oplossing, maar dan bij een leklengte die totaal afwijkt: Zie conclusies E en F.

- E. Als $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v}$ niet zeer klein is, maar als het poriënwater (kolom midden) zeer incompressibel is t.o.v. het korrelskelet, zijn de spanningen (behoudens eventueel vlak onder de toplaag) praktisch gelijk aan die bij de quasi-statische situatie met zeer open toplaag (kleine lek lengte, links boven), onafhankelijk van de grootte van de lek lengte: het water neemt een groot deel van de normaalspanningen in vlakken evenwijdig aan het oppervlak op. De oplossing volgt uit de waterspanningen volgens onderstaande schets.



- F. Als $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v}$ niet zeer klein is, maar als het korrelskelet (rechter kolom) zeer incompressibel is t.o.v. het poriënwater, zijn de spanningen (behoudens eventueel vlak onder de toplaag) praktisch gelijk aan die bij de quasi-statische situatie met volledig gesloten toplaag (grote lek lengte, links onder), onafhankelijk van de grootte van de lek lengte: het korrelskelet neemt praktisch alle spanningen op, de poriënwaterspanning blijft constant. De spanningen zijn die behorend bij de belasting op een elastisch (één-fase) materiaal.
- G. De schuifspanningen τ_{yz} en de korrel-normalspanningen in vlakken loodrecht op het oppervlak (σ'_{yy}) zijn in alle situaties praktisch gelijk.

H. In de situatie waarbij $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1$ en de lek lengte heel klein is (links-boven) en in de situaties genoemd onder E (dus de situaties van de middelste kolom) kan het materiaal als een ϕ -materiaal geschematiseerd worden - mits de waterspanning berekend wordt als behorend bij zeer kleine lek lengte - , maar ook als een C_u -materiaal.

I. In de situatie waarbij $\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1$ en de lek lengte heel groot is (links-onder) en in de situaties genoemd onder F (de situaties van de rechter kolom) moet het materiaal als een ϕ -materiaal geschematiseerd worden.

ADVIES: Beschouw de grond als een C_u -materiaal in de situaties die overeenkomen met midden-boven en middenonder, d.w.z. als de belasting relatief snel wijzigt over relatief grote afstand en bovendien het water stijf is t.o.v. het korrelskelet. Beschouw de grond in de overige situaties als een ϕ -materiaal.

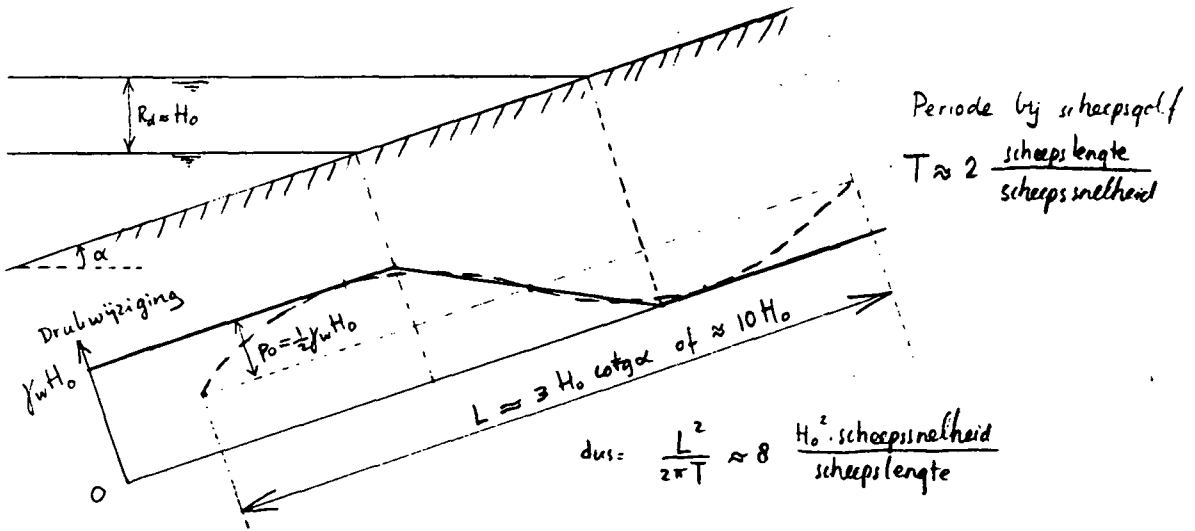
	$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \ll 1$	$\frac{L^2}{2\pi T} \cdot \frac{1}{c_v} \gg 1$	
		$\frac{k_w}{k+q} \gg 1$	$\frac{k_w}{k+q} \ll 1$
$\lambda \ll \frac{p_0}{\gamma_w}$	Elastische berging speelt GEEN rol Waterspanning WIJZIGT sterk Schematisering: ϕ (of C_u)	Elastische berging speelt GEEN rol Waterspanning WIJZIGT sterk Schematisering: C_u (of ϕ)	Elastische berging speelt GROTE rol Waterspanning CONSTANT, behalve vlak onder oppervlakte Schematisering: ϕ
$\lambda \gg \frac{p_0}{\gamma_w}$	Elastische berging speelt GEEN rol Waterspanning CONSTANT Schematisering: ϕ	Elastische berging speelt GROTE rol Waterspanning WIJZIGT sterk behalve vlak onder oppervlakte Schematisering: C_u (of ϕ)	Elastische berging speelt GEEN rol Waterspanning CONSTANT Schematisering: ϕ

G.9 VOORBEELDEN

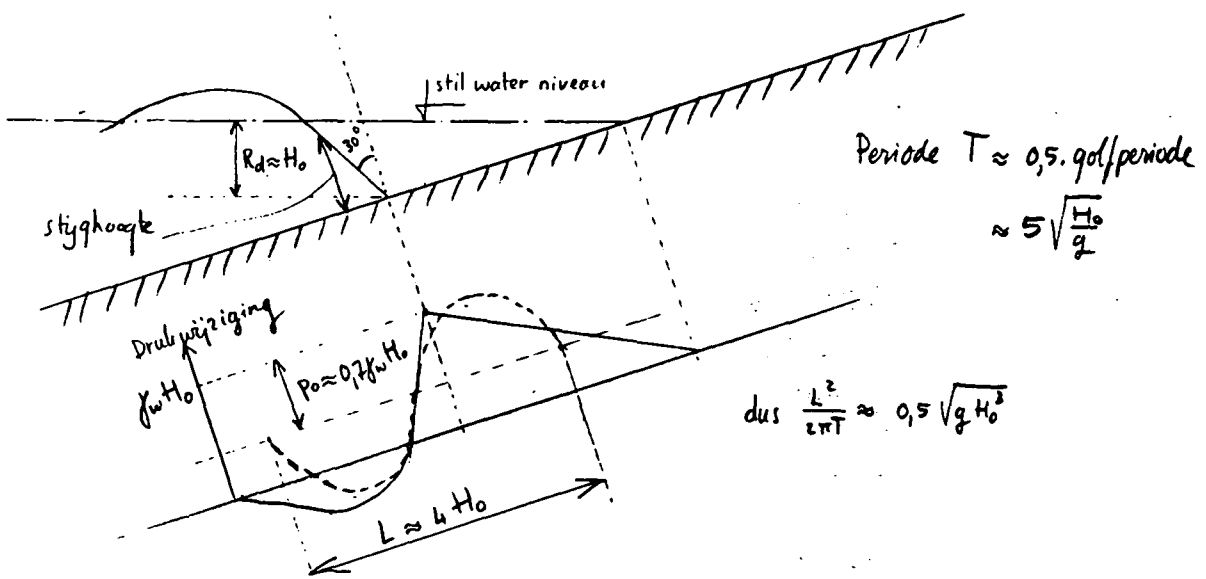
G.9.1. Belasting-parameters

De orde van grootte van de "golflengte" L, de periode T en de amplitude p_0 volgt uit onderstaande schetsen.

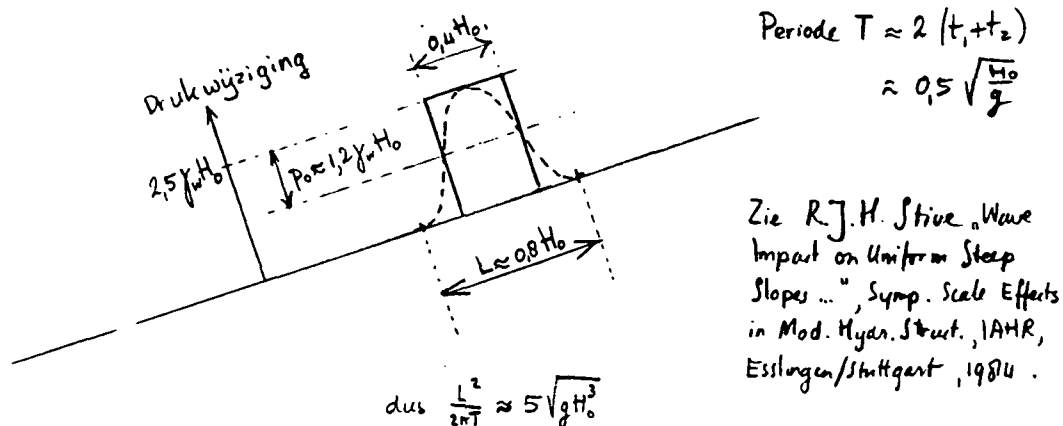
Teruggetrokken golf:



Stijl golffront windgolf:



Golfklap (zie "Leidraad voor de toepassing van asfalt in de waterbouw", paragraaf 20.2.1, T.A.W., 1984):



Enige praktische waarden van H_0 , T , L en $\frac{L^2}{2\pi T}$ zijn hieronder weergegeven:

	H_0	P_0/γ_w	T	L	$\frac{L^2}{2\pi T}$
Teruggetrokken golf, schip	0,3 à 0,8m	0,15 à 0,4m	20 à 100s	31 à 8m	0,03 à 0,3 m ² /s
Stijlfront van windgolf	0,5 à 2 m	0,4 à 1,5 m	1 à 2 s	2 à 8 m	0,5 à 5 m ² /s
Golfklap	0,5 à 2 m	0,6 à 2,5 m	0,1 à 0,2s	0,4 à 1,5 m	0,2 à 2m ² /s

G.9.2 Grondparameters

Bij klei geldt bijvoorbeeld:

k orde 10^{-8} m/s

$K + \frac{1}{3} G$ orde $3 \cdot 10^3$ kPa

$K_w \gg K + \frac{1}{3} G$

zodat: C_v orde $3 \cdot 10^{-6}$ m²/s

bladnummer : - G.19 -
ons kenmerk: CO-286010/4
datum : 1987-05-27

Bij stijve, zeer doorlatende zandgrond met weinig lucht in het poriënwater (orde 0,1%) geldt:

k orde 10^{-3} m/s

$K + \frac{4}{3} G$ orde 10^5 kPa

K_w orde 10^5 kPa

zodat c_v orde 10 m²/s

Voorts geldt $\frac{K_w}{K + \frac{4}{3} G} = 1$

Bij stijve, zeer doorlatende zandgrond met veel lucht in het poriënwater (orde 10%) geldt:

k orde 10^{-3} m/s

$K + \frac{4}{3} G$ orde 10^5 kPa

K_w orde 10^3 kPa

zodat c_v orde $0,3$ m²/s

Voorts geldt $\frac{K_w}{K + \frac{4}{3} G} \ll 1$

--

Bij losgepakt, slecht doorlatend zand met weinig lucht in het poriënwater (0,1 %) geldt:

k orde 10^{-5} m/s

$K + \frac{4}{3} G$ orde 10^4 kPa

K_w orde 10^5 kPa

zodat c_v orde 10^{-2} m²/s

Voorts geldt $\frac{K_w}{K + \frac{4}{3} G} \gg 1$

Bij losgepakt, slecht doorlatend zand met veel lucht in het poriënwater (10 %) geldt:

k orde 10^{-5} m/s

$K + \frac{1}{3} G$ orde 10^4 kPa

K_w orde 10^3 kPa

zodat c_v orde $2 \cdot 10^{-3}$ m²/s

Voorts geldt $\frac{K_w}{K + \frac{1}{3} G} \ll 1$

G.9.3 Grootte orde van $\frac{L^2}{2KT} \cdot \frac{1}{c_v}$

	Klei	Stijf doorl.zand		Losgepakt, slecht doorl. zand	
		weinig lucht	veel lucht	weinig lucht	veel lucht
Teruggetrokken golf van schip	$\gg 1$	$\ll 1$	$\ll 1 \text{ à } 1$	$1 \text{ à } \gg 1$	$\gg 1$
Stijl front, windgolf	$\gg 1$	$\ll 1 \text{ à } 1$	$1 \text{ à } \gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$
Golfklap	$\gg 1$	$\ll 1$	$1 \text{ à } \gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$

G.9.4 Lengtemaat elastische berging $\sqrt{\frac{Tc_v}{\pi}}$

	Klei	Stijf doorl.zand		Losgepakt, slecht doorl. zand	
Teruggetrokken golf van schip	0,3 à 0,6mm	8 à 20m	1,5 à 3m	0,3 à 0,6m	0,1 à 0,3m
Stijl front, windgolf	0,1 mm	3 m	0,3 m	0,07 m	0,03 m
Golfklap	0,03 mm	0,7 m	0,1 m	0,02 m	0,01 m

G.9.5 Leklengte

Als de toplaag bestaat uit breuksteen op geotextiel of uit breuksteen op filterlaag of uit een steenzetting die via een niet al te dicht geotextiel op het basismateriaal (klei of zand) ligt, zal de lek lengte niet veel groter zijn dan 0,1 m en geldt bijna steeds:

$$\lambda \ll \frac{p_o}{\gamma_w}$$

Als de toplaag bestaat uit een steenzetting met kleine spleten op een vrij dik en goed doorlatende filterlaag, kan de lek lengte oplopen tot 1 m à 3 m . Dan zal veelal gelden:

$$\text{orde } (\lambda) \approx \text{orde } \left(\frac{p_o}{\gamma_w} \right)$$

Bij geringe golfbelasting (teruggetrokken golf, schip) kan gelden:

$$\lambda \gg \frac{p_o}{\gamma_w}$$

Invloed sterkte bekledingen
Berekening met numerieke modellen

CO-290730/15
november 1988
Best/MR/steeneem

Opgesteld in opdracht van:
Rijkswaterstaat Dienst Weg- en Waterbouw
van der Burghweg 1
2600 GA DELFT

projectleider: ir. H. Best
projectbegeleider: ir. M.B. de Groot
WISKUNDE EN INFORMATICA GROEP
afdelingshoofd: prof.dr.ir. F. Barends

INHOUDSOPGAVE

1.	INLEIDING	1
2.	DE SITUATIE (zie figuur 1)	2
3.	DE OPZET VAN DE BEREKENING	2
4.	BEREKENING GRONDWATERSPANNINGEN MET STEENZET/2	3
4.1.	De golfbelasting	3
4.2.	De materiaalparameters	3
4.3.	Het tijdstip van de berekening	3
5.	OVERGANG VAN STEENZET/2 NAAR PLUTO	4
6.	BEREKENING VAN VERVORMINGEN MET NPLUTO	4
6.1.	Materiaalparameters	4
6.2.	Stap 1 - de initiële toestand	5
6.3.	Stap 2 - aanbrengen golfbelasting	5
6.4.	Stap 3 - opvoeren van de belasting	5
7.	NADERE ANALYSE VAN DE SPANNINGEN IN DE TOPLAAG VAN GEZETTE STEEN	6
7.1.	Algemeen	6
7.2.	Berekening normaalkracht en excentriciteit in enige spleten	6
8.	CONCLUSIES	9
	FIGUREN	10
	BIJLAGE: Schematisering spleet	1

bladnummer : - 1 -
ons kenmerk: CO-290730/15
datum : november 1988

1. INLEIDING

Met behulp van de programma's STEENZET/1 en STEENZET/2 is het mogelijk om waterspanningen in een talud, ontstaan door in de tijd variërende belastingen op het talud, te bepalen.

De wens is om met de gegeven grootte van de waterspanningen te kunnen vaststellen of een afschuiving kan optreden van een deel van de bekleding met eventueel een deel van de ondergrond.

Bezwijken van de toplaag is tot nu toe bekeken aan de hand van zogenaamde bewegende blokken.

Het optreden van een afschuiving zou bestudeerd kunnen worden door cirkelvormige glijvlakberekeningen uit te voeren, waarin de met STEENZET/2 berekende waterspanningen zijn ingevoerd.

Bij deze methode ontstaan er problemen met het schematiseren van de toplaag.

- In glijvlakberekeningen hebben materialen een c en een ϕ , maar wat is nu de c en de ϕ van een laag bestaande uit stenen plus spleten?
- Bij een cirkelvormig glijvlak zal de glijcirkel als regel een steen doorsnijden. In werkelijkheid zal zo'n steen uiteraard niet splijten.

Om inzicht in het gedrag van een met stenen bekleed talud te krijgen is besloten een EEM berekening uit te voeren, waarbij de stenen zijn geschematiseerd als brokken zeer stijf en cohesief materiaal en de spleten als een soort klei. Dit laatste is alleen een reële schematisering als aan bepaalde voorwaarden wordt voldaan. Daarover meer in de bijlage.

bladnummer : - 2 -
ons kenmerk: CO-290730/15
datum : november 1988

2. DE SITUATIE (zie figuur 1)

De top laag bestaat uit 20 Haringman blokken (50*50*20 cm) tussen deze stenen liggen spleten van 5 mm.

De top laag ligt onder een helling van 1:3 op een filterlaag van ca. 10 cm. Dit geheel ligt op een zandpakket van 1,4 m. dik.

De zij- en onderranden zijn ondoorlatend.

De onderrand is plaatsvast, terwijl de zijranden alleen vertikaal kunnen verplaatsen. Uitgezonderd bij de rechter zijrand. Daar kan de steenlaag, filterlaag en bovenste 0,15 m van het zandpakket wel horizontaal verplaatsen.

Het talud wordt belast door een brekende golf met een golfhoogte van 2 m en een golfperiode van 6 s.

3. DE OPZET VAN DE BEREKENING

De berekening bestaat uit drie deelberekeningen, die allen van dezelfde mesh gebruik maken (zie figuur 2).

De eerste berekening is een STEENZET/2 berekening. STEENZET/2 berekent 2-dimensionale grondwaterbeweging, rekening houdend met freatische en elastische berging.

Zowel laminaire als turbulente grondwaterstroming wordt gemodelleerd. Uit deze berekening ontstaat een patroon van stijghoogten.

De 2e berekening is een QPLUTO berekening.

Met QPLUTO wordt grondwaterstroming en de vervorming van grond simultaan in rekening gebracht. In deze berekening worden knoopkrachten verkregen, die equivalent zijn met het patroon van stijghoogten uit STEENZET/2.

De 3e berekening is een NPLUTO som.

NPLUTO berekent de vervorming van grond met elasto-plastisch materiaal gedrag. In deze berekening wordt eerst eigen gewicht plus de uit berekeningstap 2 verkregen knoopkrachten, plus de belasting op het talud aangebracht.

Vervolgens wordt de belasting opgevoerd en de vervormingen worden uitgerekend.

bladnummer : - 3 -
ons kenmerk: CO-290730/15
datum : november 1988

4. BEREKENING GRONDWATERSPANNINGEN MET STEENZET/2

4.1. De golfbelasting

Er is gekozen voor een korte steile golf op een constructie zoals beschreven in hoofdstuk 2 aangezien bij een dergelijke golf verwacht mag worden dat de constructie nagenoeg bezwijkt. De gekozen golf heeft een H. van 2 m en een periode van 6 s.

Een golf met deze karakteristieken is niet in het GD golven bestand aanwezig. Echter, door een golf uit de verwekingsproevenserie (M 1795 deel XXII, band C, sectie 2) te nemen en deze op te schalen kan aan de vereisten worden voldaan.

Gekozen is de golf DGB09 met $H = 0,83$ m en $T = 3,79$ s. Door de H en T op te schalen (met 2,4025 resp $\sqrt{2,4025}$) wordt een golf met $H = 2$ m en $T = 5,87$ s verkregen.

4.2. De materiaalparameters

Aangezien er geen echte parameters aanwezig zijn, zijn de parameters uit een ander onderzoek gecopieerd, terwijl voor zand een vrij gebruikelijke doorlatendheid is gekozen. Voor de spleet is de doorlatendheid $k = 0,3$ m/s.

De filterlaag heeft een k van 0,0067 m/s, terwijl voor zand de doorlatendheid $k = 1 \cdot 10^{-4}$ m/s genomen is. Omdat er turbulent gerekend wordt, zijn de doorlatendheden uitgedrukt in de Forchheimer coëfficiënten a en b (uit $I = (a+bq)q$).

Deze coëfficiënten zijn:

$$\begin{array}{ll} a = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s/m} & b = 2,7 \text{ s}^2/\text{m}^2 \text{ voor de spleet} \\ a = 105,4 \text{ s/m} & b = 2727 \text{ s}^2/\text{m}^2 \text{ voor de filterlaag} \\ a = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s/m} & b = 1 \text{ s}^2/\text{m}^2 \text{ voor het zand} \end{array}$$

Het luchtgehalte in de spleet is 10% gekozen, terwijl aangenomen is dat er in de filterlaag 5% lucht zit en dat er 1% lucht in het zand aanwezig is.

Voor de som is aangenomen dat de freatische lijn zo hoog ligt dat hij geen rol speelt .

4.3. Het tijdstip van de berekening

Ten behoeve van de hier beschreven som is een STEENZET/1 berekening uitgevoerd. STEENZET/1 is een eindig differentie programma, waarmee de drukken onder de blokken berekend worden. Met STEENZET/1 werd gevonden dat het (geschaalde) tijdstip $t = 23,374$ sec een voor de stabiliteit van de constructie ongunstig tijdstip is.

De golfbelasting op het talud is weergegeven in figuur 12.

De constructie is met STEENZET/2 doorberekend van $t = 21,762$ sec tot $t = 23,436$ sec met stappen van 0,062 sec (alle tijden hier zijn geschaalde tijden). Uit deze berekening zijn de stijghoogten van

bladnummer : - 4 -
ons kenmerk: CO-290730/15
datum : november 1988

t = 23,374 sec gedumt om later weer bij PLUTO berekeningen gebruikt te kunnen worden.

5. OVERGANG VAN STEENZET/2 NAAR PLUTO

De met STEENZET/2 berekende stijghoogten in de grond op het moment t = 23,374 zijn als invoer gebruikt in QPLUTO. Als stijghoogte op het talud is ingevoerd het stil water niveau (zie figuur 1). QPLUTO is het consolidatie subprogramma van PLUTO en beschrijft de interactie tussen grondwater en een korrelskelet. Door de stijghoogten in te voeren, zou het korrelskelet willen vervormen. Door deze vervorming tegen te gaan door alle knopen in de mesh (plaats) vast te houden worden knoopkrachten verkregen. Deze knoopkrachten zijn equivalent met het stijghoote patroon in de grond en kunnen als de interne belasting door de stroming van het grondwater gebruikt worden. De externe belasting, volgend uit het verschil van de stijghoogte op het talud op t = 23,374 sec met het stilwater niveau, kan later direct in knoopkrachten omgezet worden.

6. BEREKENING VAN VERVORMINGEN MET NPLUTO

6.1. Materiaalparameters

NPLUTO berekent de vervorming van grond met elasto-plastisch materiaalgedrag. Er kan gekozen worden uit 4 constitutieve materiaalmodellen. Hier is gekozen voor het MOHR-COULOMB model. Er moeten dan 5 materiaalparameters opgegeven worden: E = elasticiteits modulus

v = dwarscontractie coëfficiënt

ϕ = wrijvingshoek

ψ = dilatantiehoek

coh = cohesie

Ook hier geldt dat er een schatting gedaan moet worden aangezien er geen echte materialen aanwezig zijn.

De gekozen parameters staan in tabel I.

	spleet	filterlaag	zand	stenen
E[kPa]	7500	50.000	10.000	2.1E8
v	0,49	0,33	0,33	0,33
ϕ	25°	35°	35°	0°
ψ	0°	0°	0°	0°
Cu[kPa]	0,5	0,5	0,5	1.E25

Tabel 1. de voor PLUTO gekozen parameters

bladnummer : - 5 -
ons kenmerk: CO-290730/15
datum : november 1988

Voor de spleet is een relatief lage E en een grote ν gekozen. Het idee is dat de spleten de normaalkracht in de stenen goed moeten kunnen overbrengen. De compressie modulus is dan ook groot, terwijl de glijdingsmodulus klein is. De constructie wordt nu in 3 stappen belast.

6.2. Stap 1 - de initiële toestand

In de eerste stap wordt het eigen onderwatergewicht aangebracht. Dit betekent dat de gehele constructie onder water ligt, waarbij het niveau van de waterspiegel er in principe niet toe doet.

Figuur 3 laat de vervormde mesh zien onder invloed van het eigen gewicht. Doordat de steen en filterlaag niet vastgehouden zijn, schuift deze laag al enigszins naar beneden. Overigens zijn de verplaatsingen in de figuur 300 maal te groot getekend. Bij een geometrieschaal van 1:50 betekent dit dat 6 mm op de tekening een berekende verplaatsing is van 1 mm. Figuur 4 laat de verplaatsings incrementen ten gevolge van het eigen gewicht zien.

Langs de randen, die in horizontale richtings vastgehouden worden zijn de verplaatsingen uiteraard puur vertikaal, terwijl op andere plaatsen de invloed van het talud al enigszins merkbaar is.

Figuur 5 laat de plasticiteitsgebieden zien. (Een 0 betekent elastisch terwijl een 2 plastisch is). Uit deze figuur blijkt dat de grond nog volledig elastisch is, afgezien van een plaatselijke verstoring bij de overgang van vaste rand naar losse rand bovenaan in het talud.

6.3. Stap 2 - aanbrengen golfbelasting

In deze stap worden de met QPLUTO berekende krachten, uitgeoefend door de grondwaterstroming op het korrelskelet, aangebracht. Tevens wordt de externe belasting op het talud, die de grondwaterdrukken heeft doen ontstaan, aangebracht.

De externe belasting volgt uit het verschil tussen de stijghoogte op het talud en het stilwater niveau (figuur 12).

Figuur 6 laat de resulterende vervorming zien. Laag op het talud is er een ontlasting, omdat daar op het ongunstige moment dat hier beschouwd wordt, de waterspiegel onder het gemiddelde waterniveau uitkomt (zie fig. 12).

De stijghoogten onder de bekleding zijn op dat moment nog relatief hoog. Dit veroorzaakt het "opbollen" van het talud. Dit beeld is nog duidelijker in figuur 7.

Uit figuur 8 blijkt dat de grond nog nagenoeg overal elastisch is.

6.4. Stap 3 - opvoeren van de belasting

De externe belasting wordt nu verder opgevoerd, tot er een vorm van bezwijken ontstaat. De interne belasting wordt constant gehouden. Dit verder opvoeren van de belasting betekent plaatselijk verder ontlasten. Uit figuur 9 blijkt de constructie verder omhoog te komen. Ook bij de verplaatsings incrementen (figuur 10) is te zien dat het veld

met opwaarts gerichte verplaatsingen breder is geworden. Onder deze omhoogkomende stenen heeft zich een aanzienlijke plastische zône gevormd (figuur 11). Alhoewel er nog geen doorgaande plastische zône (glijvlak) is, mag men aannemen dat de situatie dicht tegen bezwijken aan ligt. De belasting op het talud is nu ca. 2 maal zo groot als de belasting op het talud na stap 2. De stijghoogtes in het talud zijn overigens gelijk gehouden.

7. NADERE ANALYSE VAN DE SPANNINGEN IN DE TOPLAAG VAN GEZETTE STEEN

7.1. Algemeen

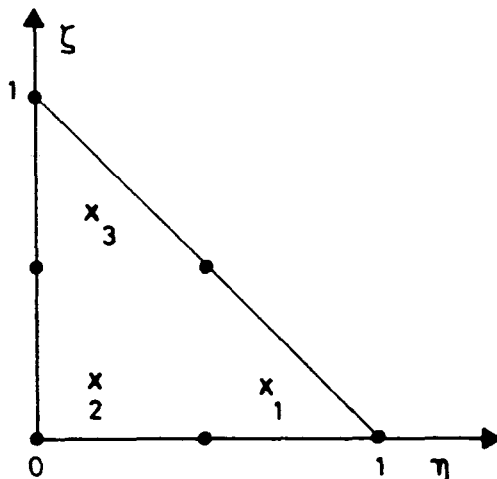
De vraag is nu: Hoe is het verloop van de spanningen in de toplaag volgens de PLUTO berekening.

- Zijn de in de spleten berekende normaalkrachten, schuifkrachten en momenten zodanig dat men mag aannemen dat een echte spleet die ook kan opnemen?

Om hier achter te komen zijn voor een aantal elementen in de toplaag de spanningen bekeken voor de situatie na de 3e stap.

7.2. Berekening normaalkracht en excentriciteit in enige spleten

In een E.E.M. programma worden de spanningen in de integratiepunten uitgerekend. Bij deze sommen zijn 6 knoopselementen met 3 integratiepunten gebruikt. De integratiepunten liggen als aangegeven in onderstaande schets



- Knoop
- x Integratie punt

De elementen hoeven geen rechte hoeken te hebben of gelijkzijdig te zijn, maar ze zijn wel altijd tot zo'n driehoek te transformeren. In feite gebeurt dit ook in het programma.

bladnummer : - 7 -
ons kenmerk: C0-290730/15
datum : november 1988

De driehoeken worden getransformeerd en hebben dan een lokaal assenstelsel ξ en η .
De volgende vergelijking geeft de spanning a in een willekeurig punt (ξ, η) van het element

$$b_1 \xi + b_2 \eta + b_3 = a$$

Hierin zijn b_1 , b_2 en b_3 nog onbekend, maar aangezien in 3 integratiepunten de a bekend is zijn de constanten b_1 , b_2 en b_3 te bepalen

$$\begin{array}{rcllcl} \xi_1 & \eta_1 & 1 & b_1 & a_1 \\ \xi_2 & \eta_2 & 1 & b_2 & = & a_2 \\ \xi_3 & \eta_3 & 1 & b_3 & & a_3 \end{array}$$

Langs de ene rand geldt dat ξ nul is, terwijl langs de andere rand geldt dat η nul is.

Op deze manier kunnen de σ_{xx} , σ_{yy} en σ_{xy} langs de rand bepaald worden.

Nu zijn dit spanningen die langs de x - en de y -as aangrijpen, terwijl juist de spanningen evenwijdig aan het talud interessant zijn. Deze worden verkregen via de transformaties:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{xx} \cos^2 \alpha + (\sigma_{xy} + \sigma_{yx}) \sin \alpha \cos \alpha + \sigma_{yy} \sin^2 \alpha \\ \sigma_{xy} &= (\sigma_{yy} - \sigma_{xx}) \sin \alpha \cos \alpha + \sigma_{xy} \cos^2 \alpha - \sigma_{yx} \sin^2 \alpha \\ \sigma_{yy} &= (\sigma_{xx} \sin^2 \alpha - (\sigma_{xy} + \sigma_{yx})) \sin \alpha \cos \alpha + \sigma_{yy} \cos^2 \alpha \end{aligned}$$

Hierin zijn x en y de getransformeerde assen evenwijdig en loodrecht op het talud, α is de hellingshoek op het talud.

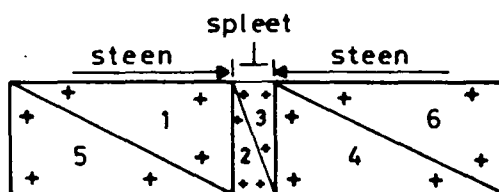
Is het verloop van de spanning bekend, dan kan ook normaalkracht en excentriciteit langs het talud bepaald worden. De resultaten van de 5 stenen onderaan het talud (te beginnen met de onderste) staan in tabel II.

De spleetnummers zijn aangegeven op figuur 2.

spleetno.	Elemno.	Normaal- kracht kN/m	Dwars- krachten kN/m	Excentriciteit in meters
1	1	-4,26	-0,07	0,10
	2	0,68	0,68	-0,1
	3	-4,64	-4,48	0,1
	4	1,80	-1,74	-0,1
2	1	-0,38	-2,33	0,54
	2	-2,12	-2,03	0,07
	3	-0,41	-0,41	0,28
	4	-1,97	-2,21	2,03
3	1	1,63	-0,15	0,07
	2	-1,85	-1,81	-0,10
	3	0,68	0,68	0,1
	4	-2,51	1,92	-0,1
4	1	-5,77	0,93	-0,08
	2	-0,96	-1,31	-0,19
	3	-4,89	-4,61	-0,08
	4	-1,49	0,65	-0,17

Tabel II. De normaalkracht, dwarskracht en excentriciteit langs een spleet.

In deze tabel staat 1, 2, 3 en 4 voor de elementen bij de spleet volgens onderstaande schets.



Deze krachten blijken op geen manier in overeenstemming te zijn met een mogelijke werkelijkheid ook de uitvergrotingen van de spanningskruisjes in en nabij de spleet geven geen consistent spanningsbeeld (fig. 13 t/m 16).

bladnummer : - 9 -
ons kenmerk: CO-290730/15
datum : november 1988

Dit lijkt erop dat de spanningen langs een rand niet goed weergegeven worden.

Dit betekent niet dat de gehele som fout is, want in de knopen heerst nog altijd evenwicht, terwijl de som als geheel goed convergeerde, maar wel dat de details niet goed bekeken kunnen worden. Indien deze spanningen in de spleten toch gevonden moeten worden, dan zal een spleet met zijn omgeving beter gemodelleerd moeten worden.

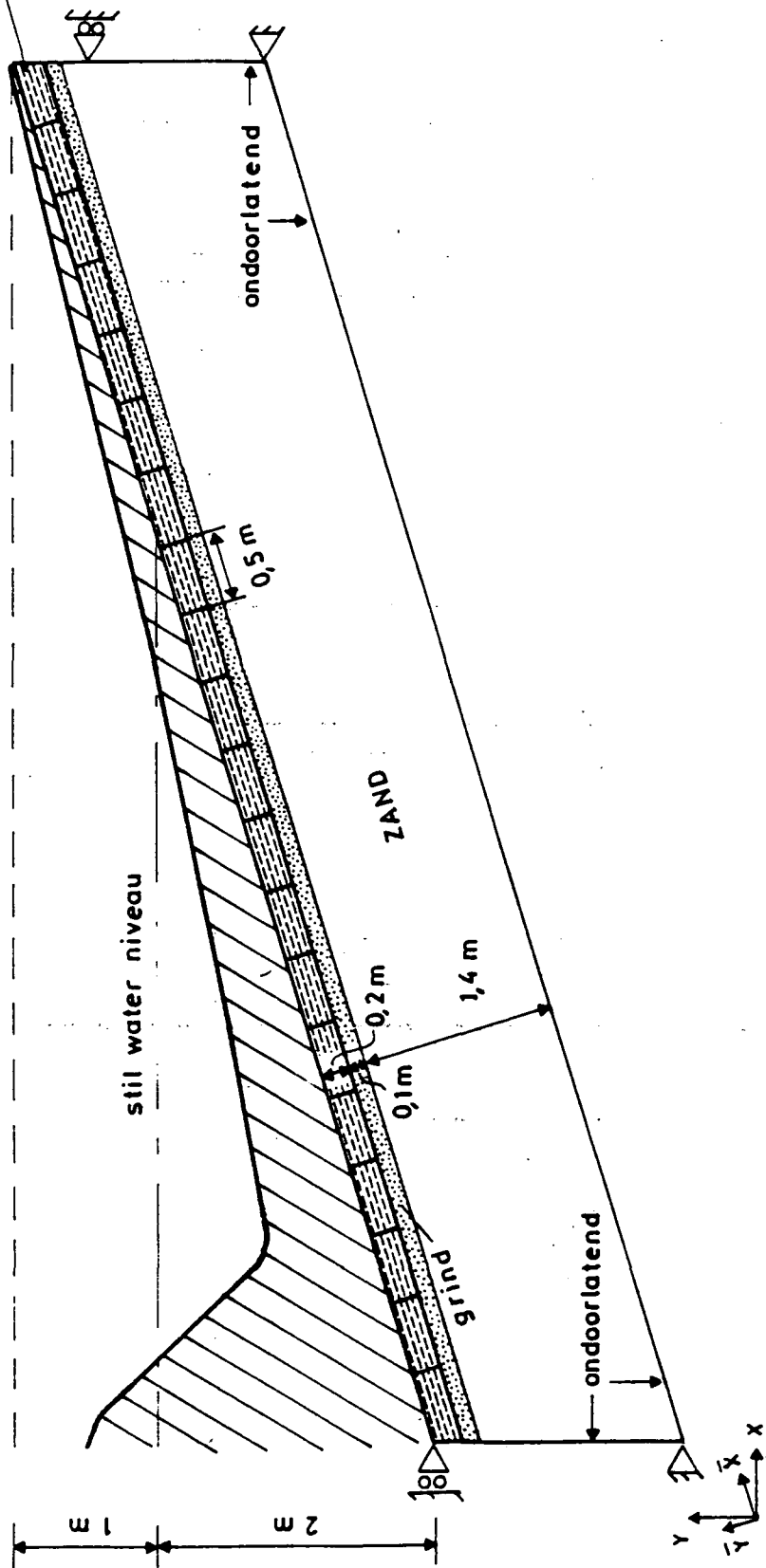
De elementen in de spleten hebben nu een verhouding van $\frac{\text{langste zijde}}{\text{kortste zijde}}$ van 40 terwijl 3 à 4 wenselijk is.

Gezien de hoeveelheid elementen die dan nodig zijn zullen slechts 1-3 spleten in de mesh opgenomen kunnen worden. Als belasting kan dan aan de randen van de nieuwe mesh met deze som berekende krachten en/of verplaatsingen voorgeschreven worden.

8. CONCLUSIES

- 8.1 Het met de eindige elementen berekening voorspelde gedrag komt redelijk overeen met het gedrag dat men ongeveer mag verwachten van een steenzetting onder golfaanval. Maar of het gedrag werkelijk goed voorspeld wordt, kan pas worden nagegaan als de normaalkracht, het moment en de dwarskracht in elke spleet bekend is.
- 8.2 Voor de bepaling van de normaalkracht, het moment en de dwarskracht in een spleet, is een meer gedetailleerde E.E.M. berekening nodig, zie 6.3.
- 8.3 Om de spleten zodanig te schematiseren dat juist dan bezwijken optreedt, wanneer dat ook in werkelijkheid gebeurt, zijn iteratieve series E.E.M. berekeningen nodig, tenzij een "slimmere" schematisering van de bekleding wordt bedacht dan de huidige (zie de bijlage).

HARINGMAN BLOKKEN



**GRONDMECHANICA
DELFT**

Postbus 59, 2600 AB Delft
Telefoon :015) 69 35 00

Telefax :015) 61 08 21
Telex 38234 soil nl

d d
88-10-21

get
R

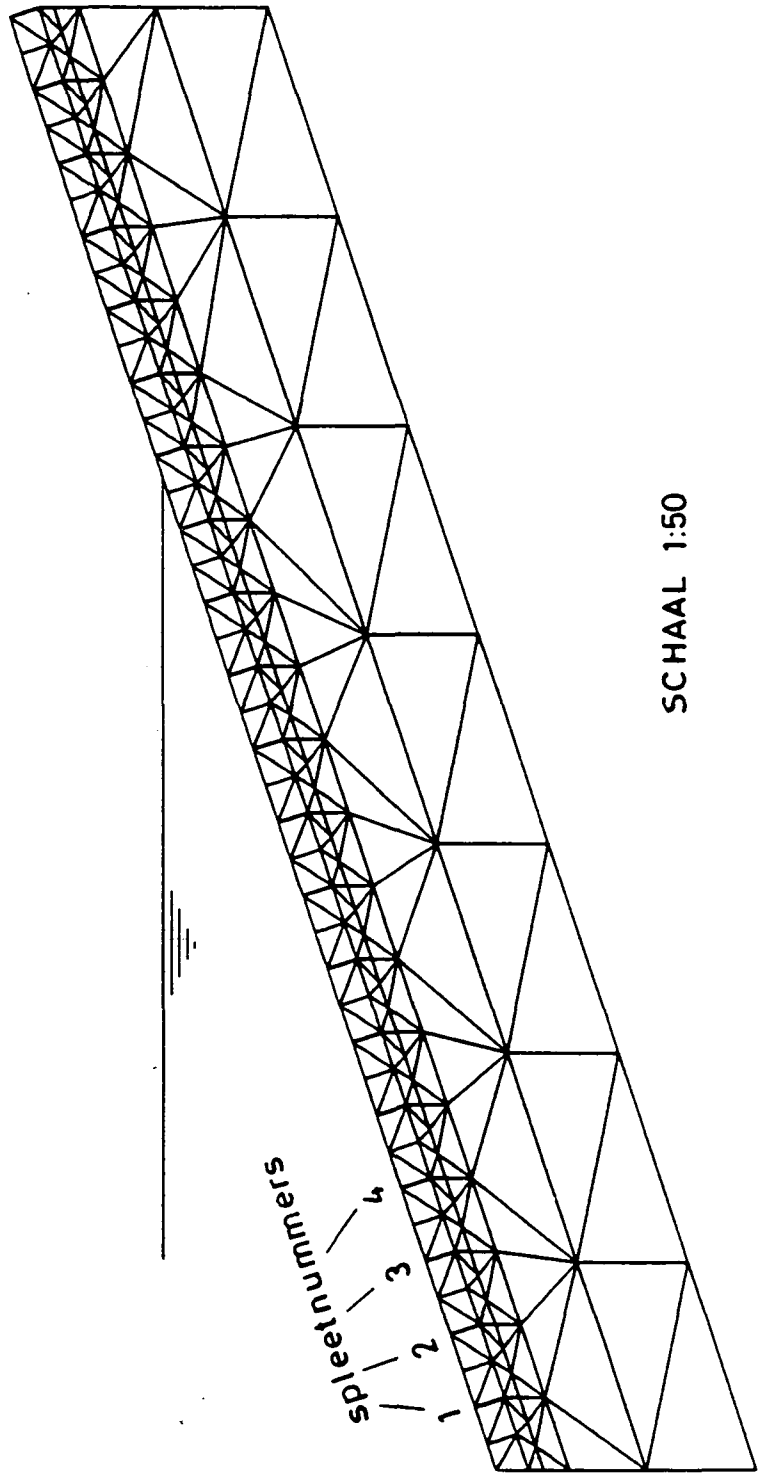
BESTUDEERDE SITUATIE

CO- 290730

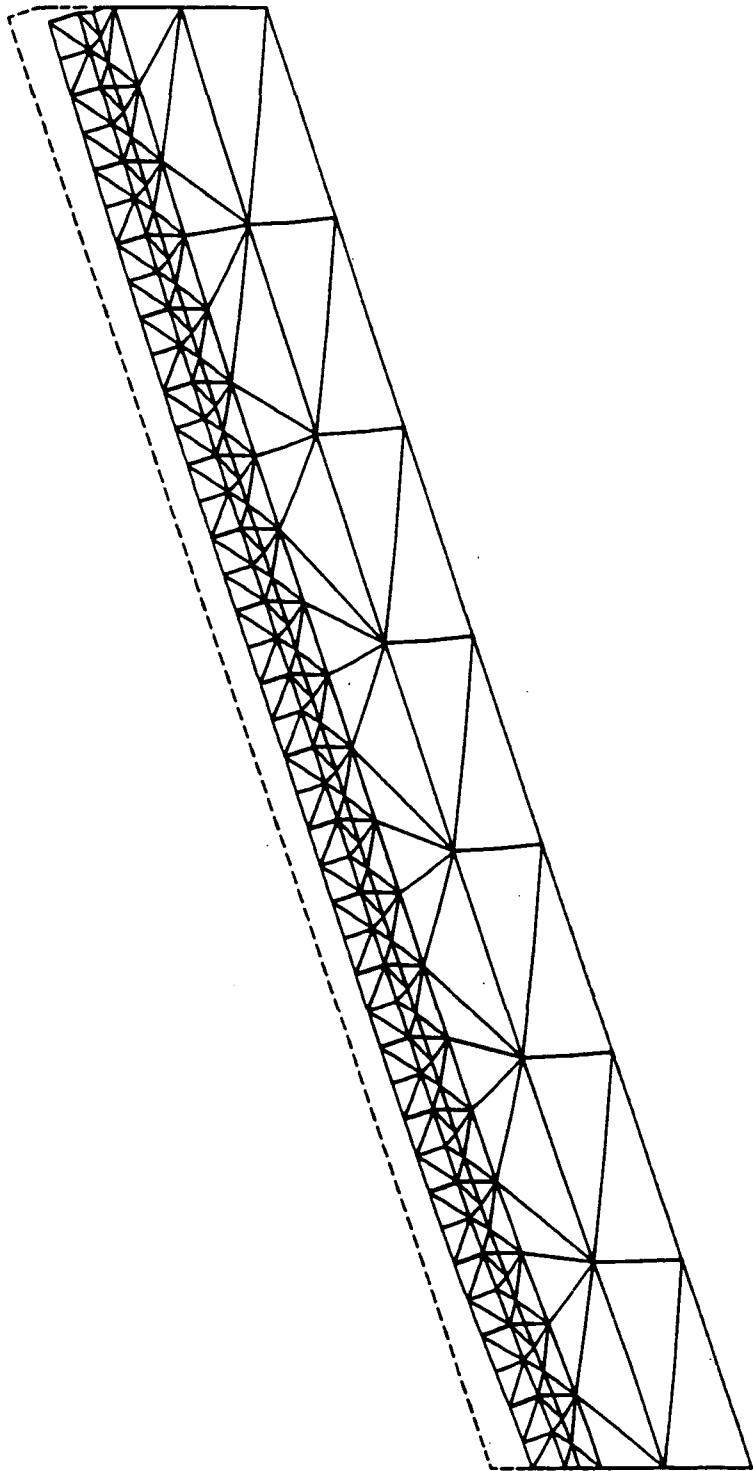
gez

FIG. 1

form
A4



SCHAAL 1:50



1:300
1:50



GRONDMECHANICA
DELFT

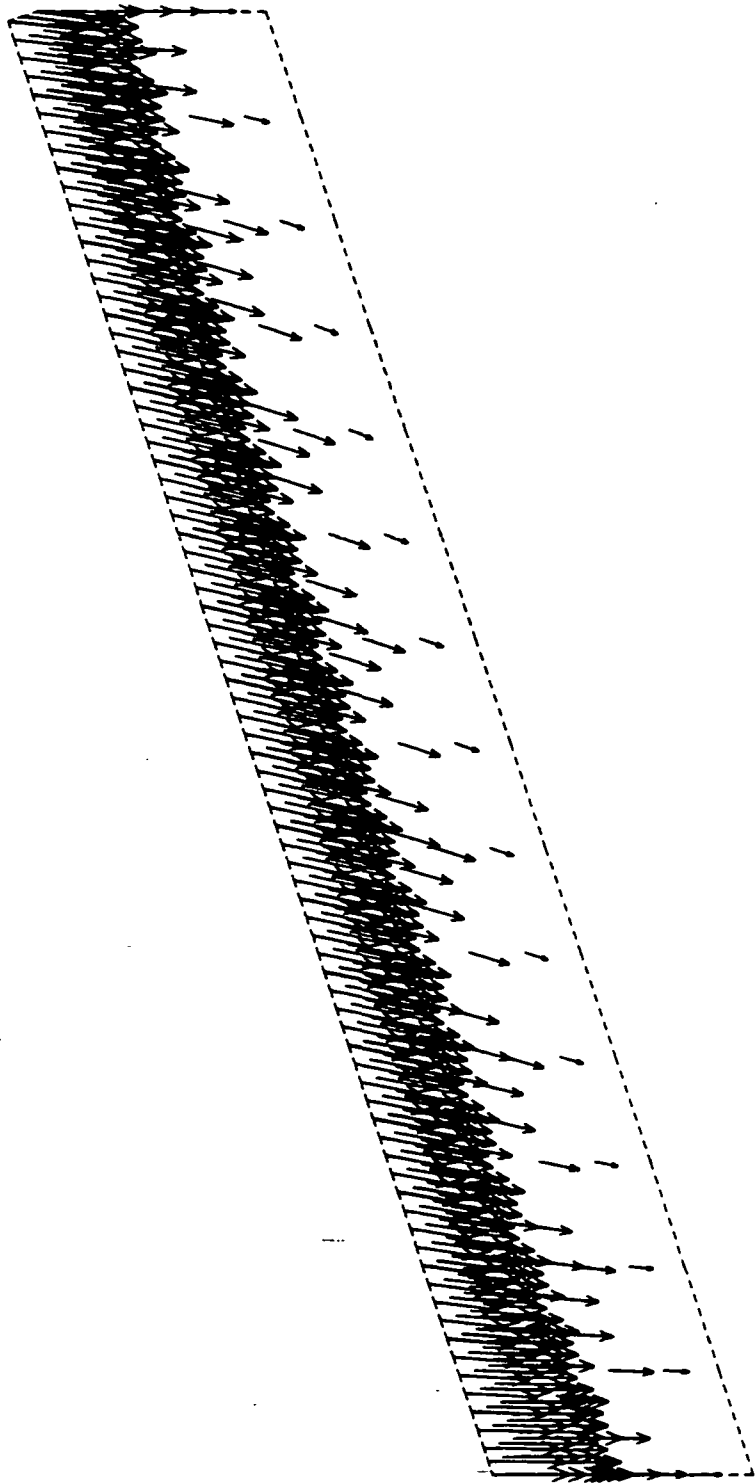
Postbus 59, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telex 38234 eoll nl

88-10-20

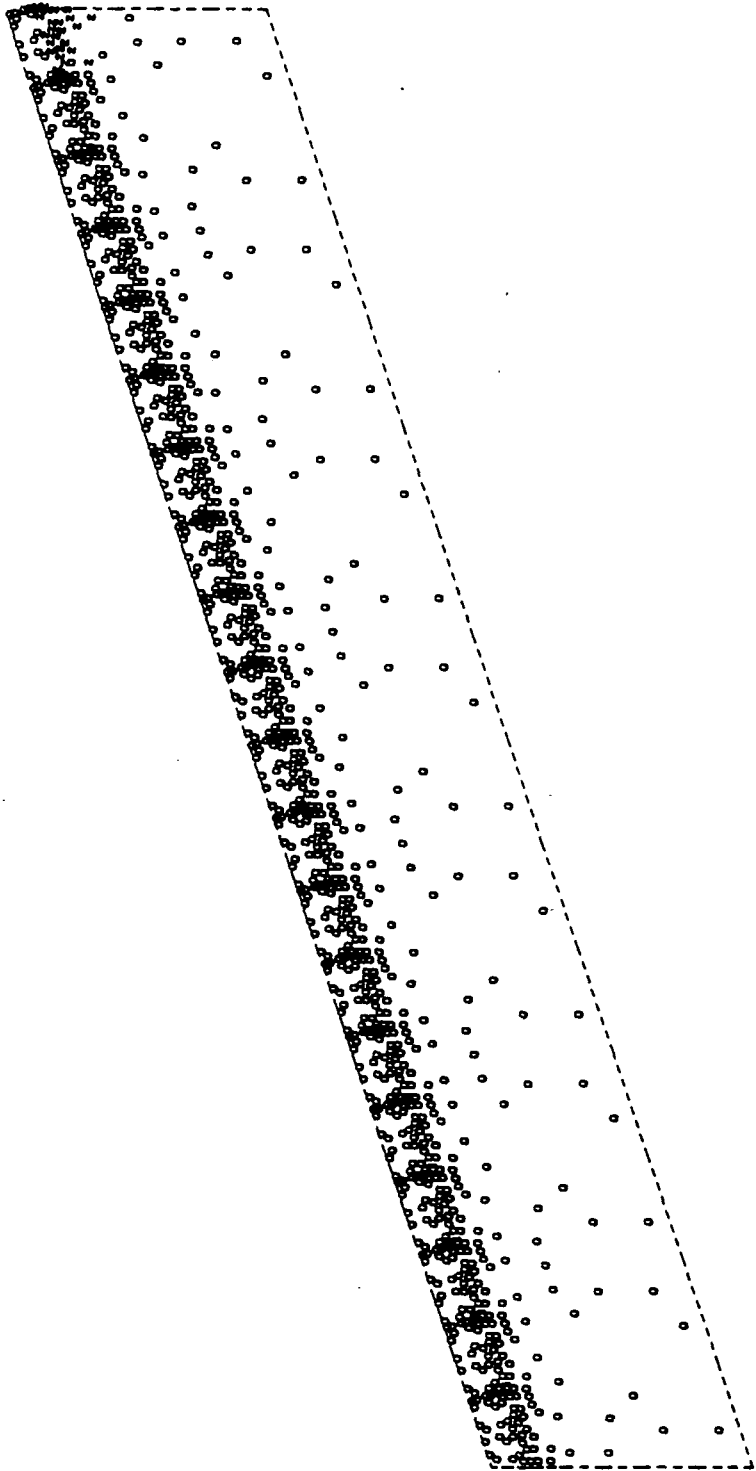
CO-290730 HAN

Deformed mesh stepnumber 1

FIG. 3



1:50



1:1
1:50

DELFT
GEOTECHNICS

P.O.Box 69, 2600 AB Delft
Telephone (015) 56 92 25

Telefax (015) 61 08 21
Telex 38234 eoll nl

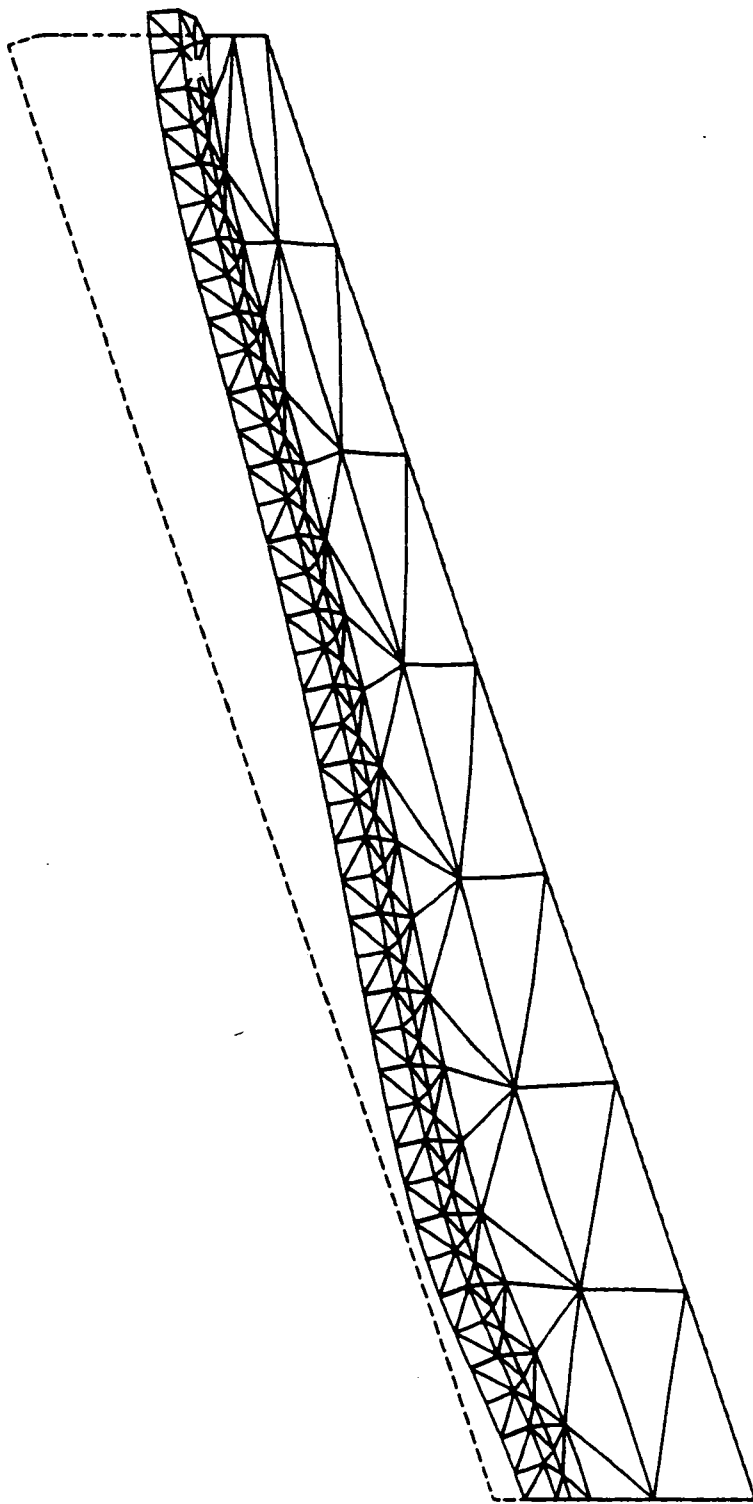
88-05-17

2907C030

HAN

stepnumber 1

FIG. 5



1:300
1:50

G GRONDMECHANICA
DELFT

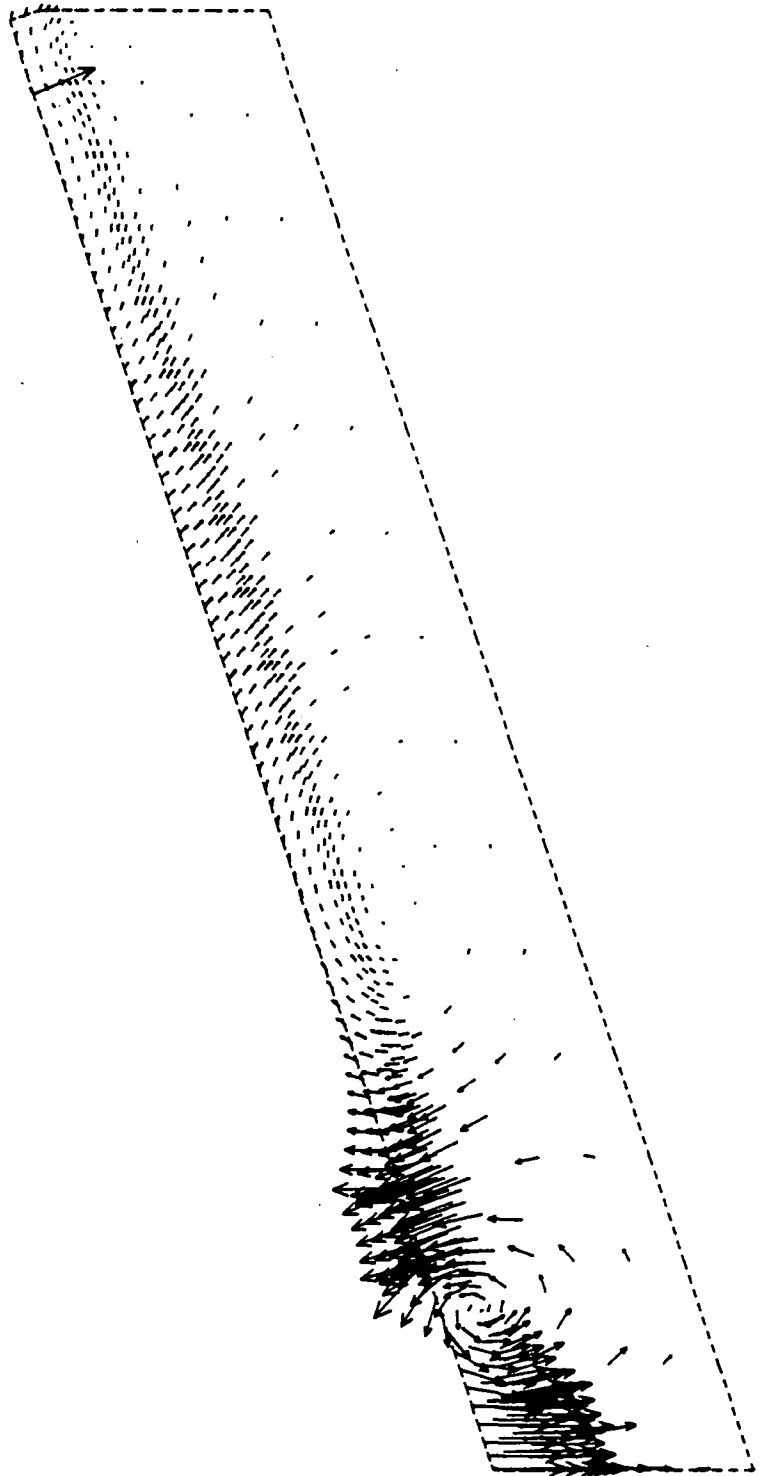
Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telex 38234 eoll nl

88-10-20

CO-290730 HAN

Deformed mesh stepnumber 9

FIG. 6



1:50

G DELFT
GEOTECHNICS

P.O.Box 69, 2600 AB Delft
Telephone (015) 56 92 23

Telefax (015) 61 08 21
Telex 58254 eoll nl

88-05-17

2907C030

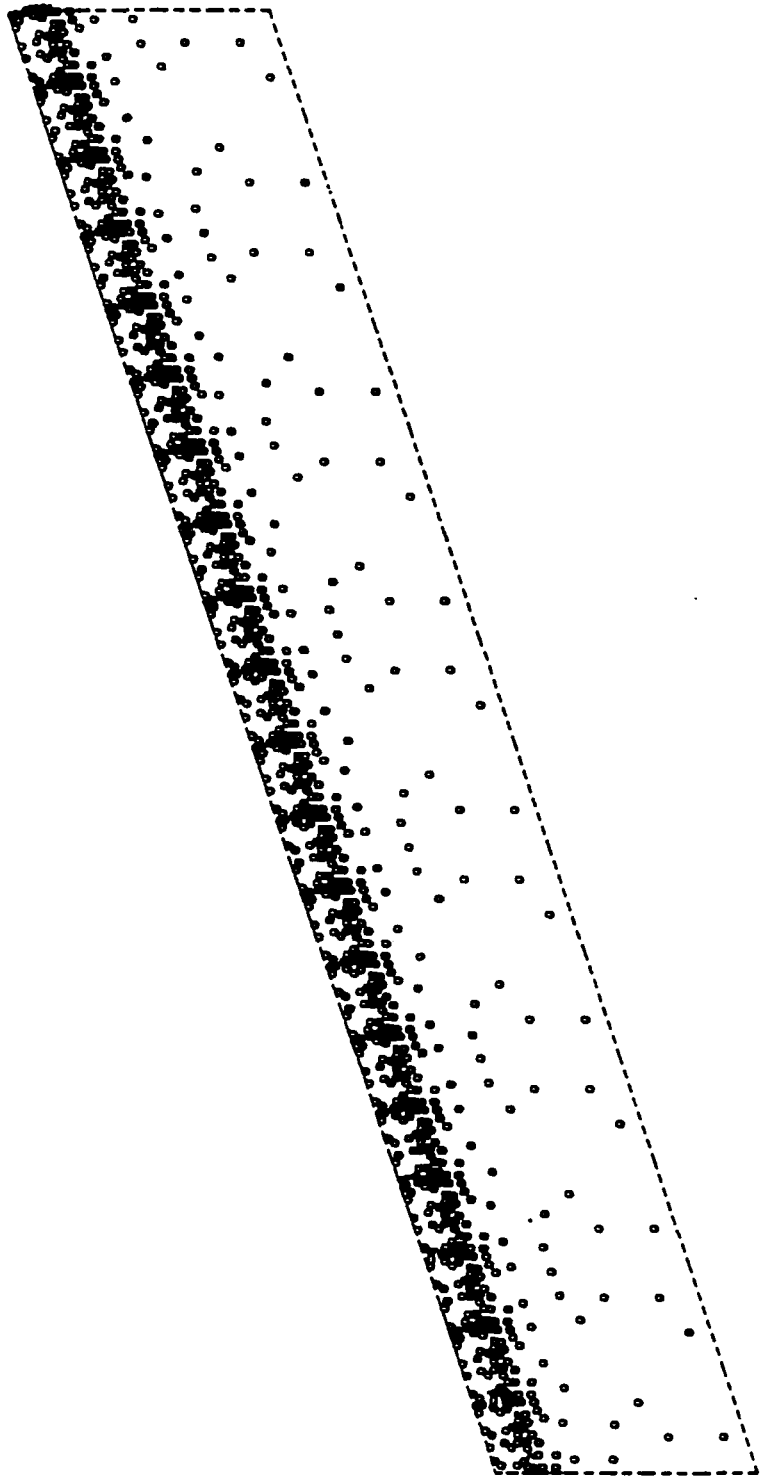
HAN

increments

stepnumber

9

FIG. 7



1:1
1:50

 DELFT
GEOTECHNICS

P.O.Box 69, 2600 AB Delft
Telephone (015) 58 32 25

Telefax (015) 61 08 21
Telex 38254 eall nl

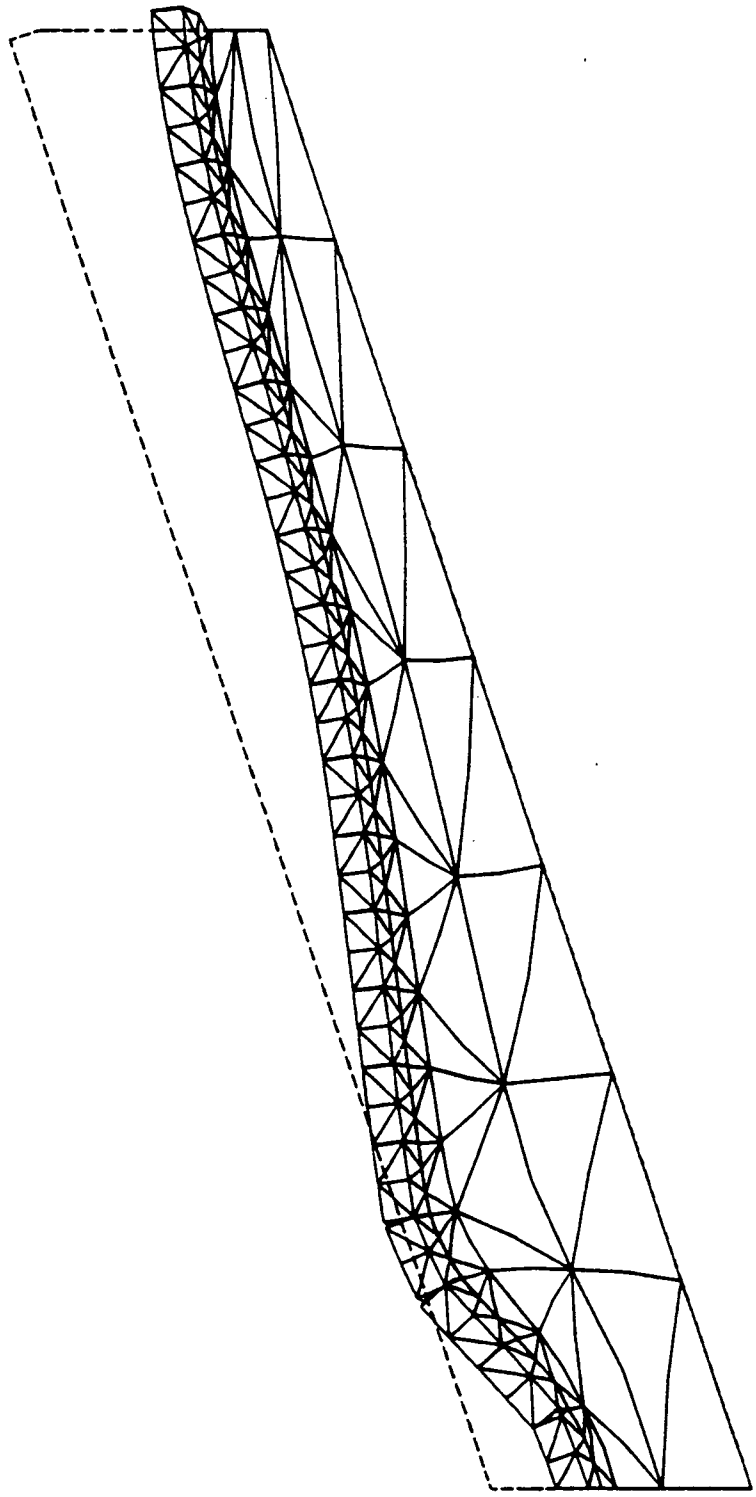
88-05-17

2907C030

HAN

stepnumber 9

FIG. 8



1:300
1:50

 GRONDMECHANICA
DELFT

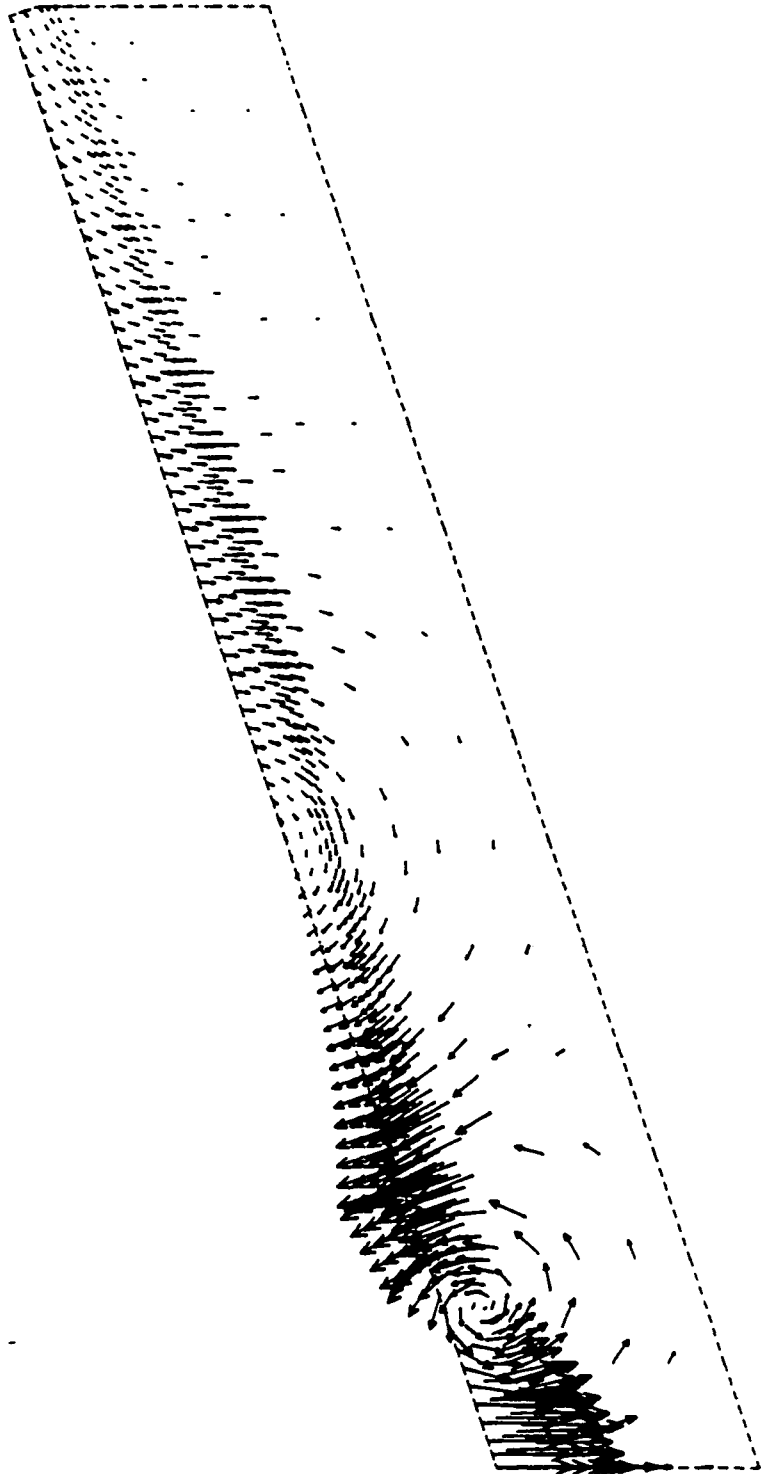
Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 56 92 23 Telefax 38284 eoll.nl

88-10-20

CO-290730 HAN

FIG. 9

Deformed mesh stepnumber 12



1:50

 DELFT
GEOTECHNICS

P.O.Box 69, 2600 AB Delft
Telephone (015) 56 92 23

Telefax (015) 61 08 21
Telex 34234 eoll nl

88-05-17

2907C030

HAN

FIG. 10

increments

stepnumber

12



1:1
1:50

 DELFT
GEOTECHNICS

P.O.Box 69, 2600 AB Delft
Telephone (015) 68 92 25

Telefax (015) 61 08 21
Telex 88254 eoll nl

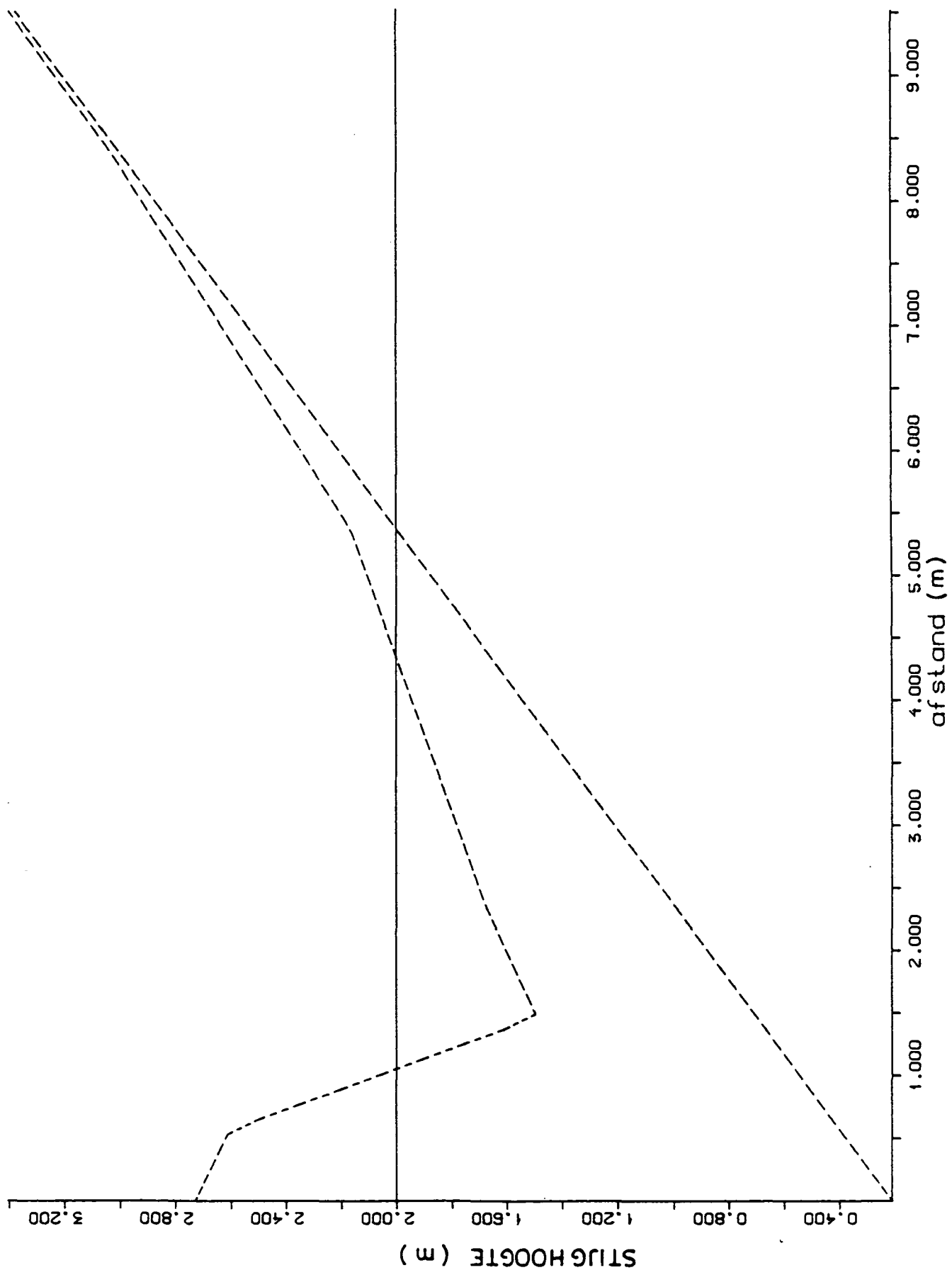
88-05-17

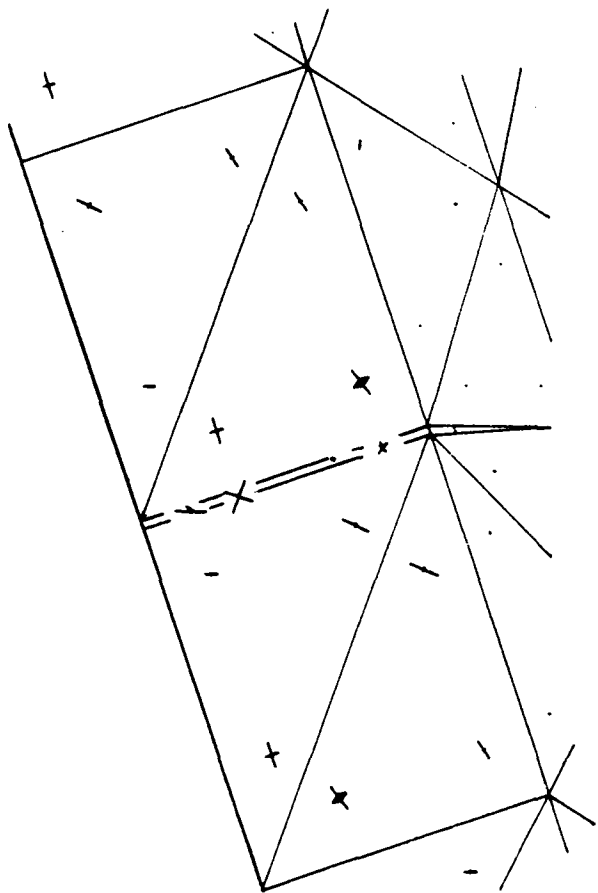
2907C030

HAN

stepnumber 12

FIG. 11





CYCLE = 12

Fac = 0.16E+031:5

G GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 69 35 00 Telex 38234 eoll nl

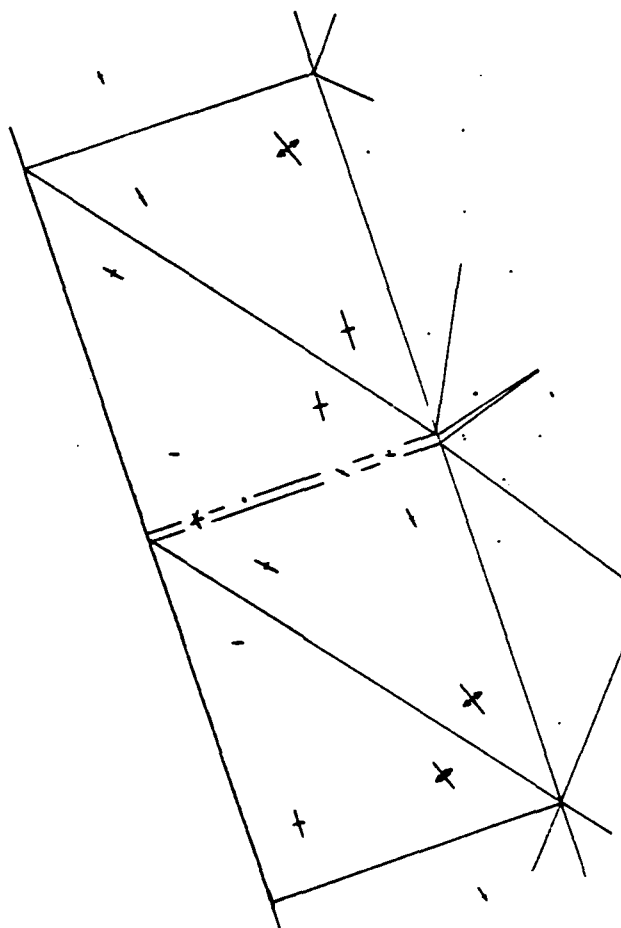
88-10-11

SPLEET 1

CO-290730 HAN

Pluto 2 effective stress tensors

FIG. 13



CYCLE = 12

Fac = 0.16E+031:5

 GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 69 35 00 Telex 38234 eoll nl

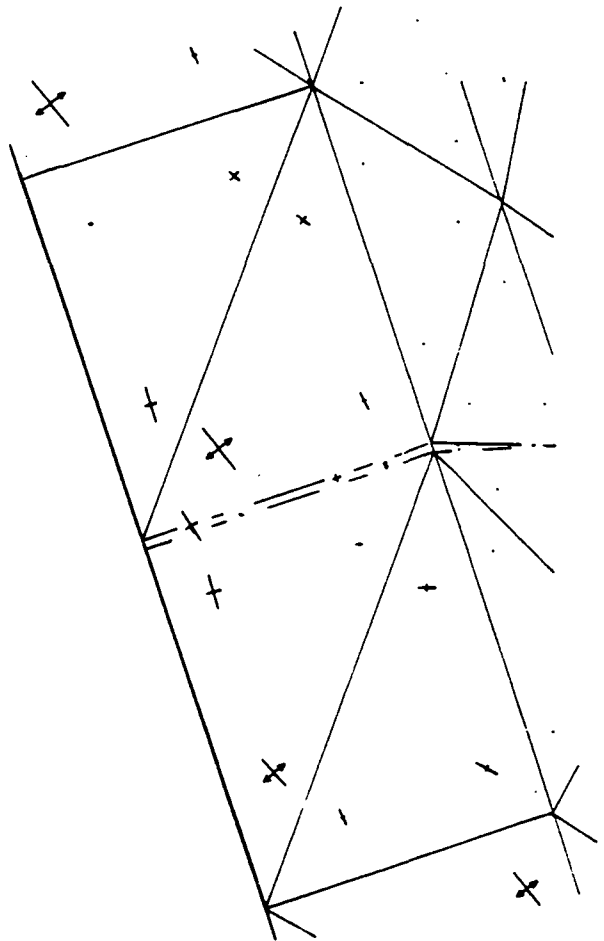
88-10-11

SPLEET 2

CO-290730 HAN

Pluto 2 effective stress tensors

FIG. 14



CYCLE = 12

Fac = 0.16E+031:5

 GRONDMEECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 69 35 00 Telex 38234 eodL nl

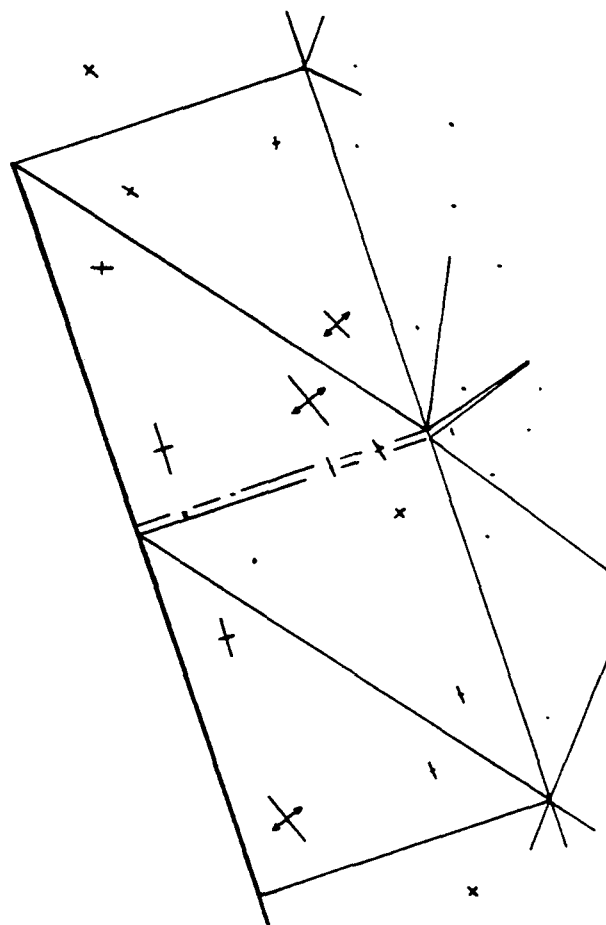
88-10-11

SRLEET 3

CO-290730 HAN

Pluto 2 effective stress tensors

FIG. 15



CYCLE = 12

Fac = 0.16E+031:5

G GRONDMECHANICA
DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft Telefax (015) 61 08 21
Telefoon (015) 69 35 00 Telex 38234 eoll nl

88-10-11

SPLEET 4

CO-290730 HAN

Pluto 2 effective stress tensors

FIG. 16

BIJLAGE: Schematisering spleet

1. Inleiding

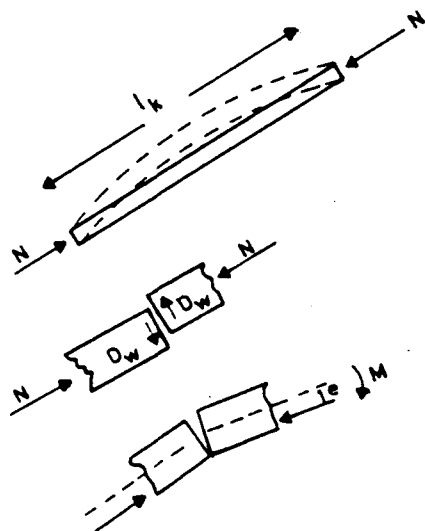
Het is de bedoeling van de E.E.M. berekeningen om te ontdekken wanneer uitknikken of afschuiven optreedt in de bekleding, dat wil zeggen t.p.v. de spleten. Daarom moeten ter plaatse van de spleten elementen worden gesitueerd die het sterkte en stijfheidsgedrag van spleten zo goed mogelijk benaderen. Welke grondeigenschappen moeten aan die spleet-elementen worden toegekend?

Op het eerste gezicht lijkt schematisatie als een loskorrelig materiaal (zand) het meest voor de hand te liggen: net als een echte spleet kan zand geen trekkracht opnemen en is de schuifsterkte recht evenredig met de normaalkracht.

Maar omdat aan de elementen, anders dan bij spleten een reële dikte moet worden meegegeven, zal bezwijken optreden aan de onder- en bovenrand van de spleet langs schuine schuifvlakjes, zodra de stenen enigszins op elkaar gedrukt worden. In het volgende wordt de mogelijkheid onderzocht van een zuiver cohesief materiaal (klei, ongedraineerde schuifsterkte c).

2. Mechanische eigenschappen steenzetting in werkelijkheid

Vermoedelijk kunnen de werkelijke eigenschappen beschreven worden als een oneindig brede balk, d.w.z. met normaalkracht N , dwarskracht D_w en moment M . Als bezwijkgrenzen gelden dan:



$$\text{knik: } N < \frac{\pi^2}{\rho_k^2} EI = \frac{\pi^2}{\rho_k^2} \cdot 2,1 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2 \cdot \frac{1}{12} D^3$$

$$\text{met } \rho_k \leq 200 D$$

$$\text{en } \rho_w g \Delta D = 14.000 \text{ N/m}^3$$

$$\text{tg} \alpha \leq 1:2$$

$$N < N_0, \text{ met } N_0 \geq 700 \text{ m} \cdot \rho_w g \Delta D \sin \alpha$$

dus N praktisch onbeperkt.

$$\begin{aligned} |D_w| &< f_w N \\ |N| &< eN \quad \text{met } e \leq 1/2 D \end{aligned} \quad (1)$$

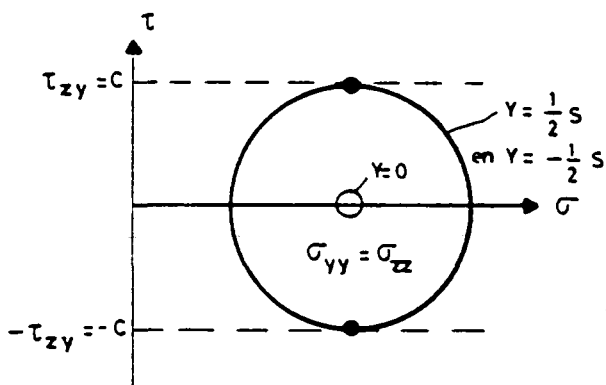
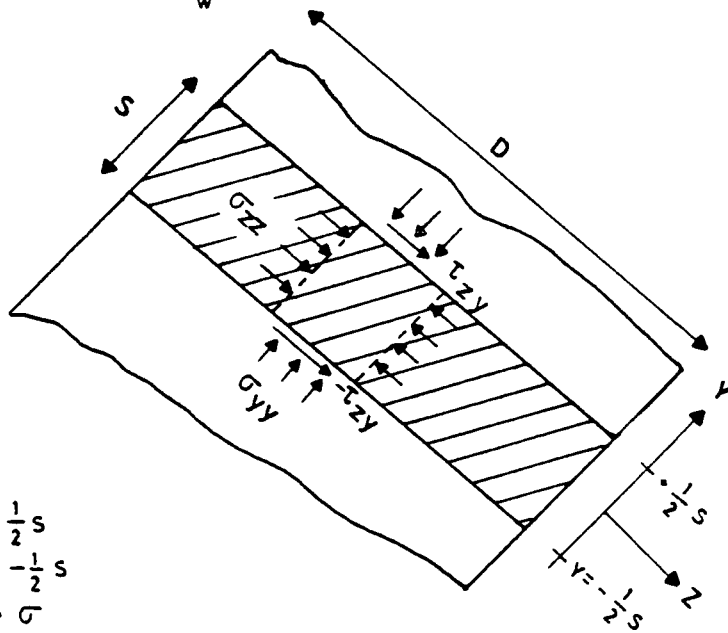
3. Eigenschappen in model

Als we van het model de grenzen van N , D_w en M zoeken, moeten we het bezwijken van de spleet beschouwen:

Evenwicht elementje klei in spleet als $D_w = 0$

Bij benadering:

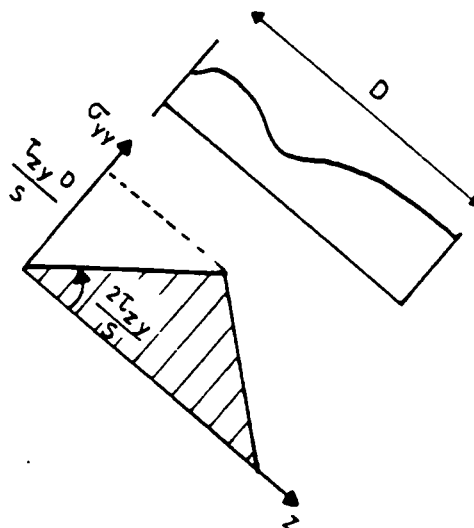
$$\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \frac{2\tau_{zy}}{s} < \frac{2c}{s}$$



Mogelijke cirkels $\rightarrow \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$

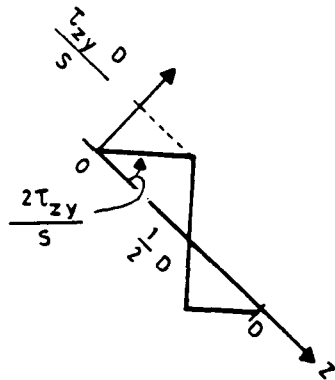
Uit de randvoorwaarden $\sigma_{zz} = 0$ aan de spleetranden volgt dan bij zuiver normaalkracht:

$$N = \frac{1}{2} \frac{T_{zy} D^2}{s} \leq \frac{1}{2} \frac{CD^2}{s} \quad (2)$$



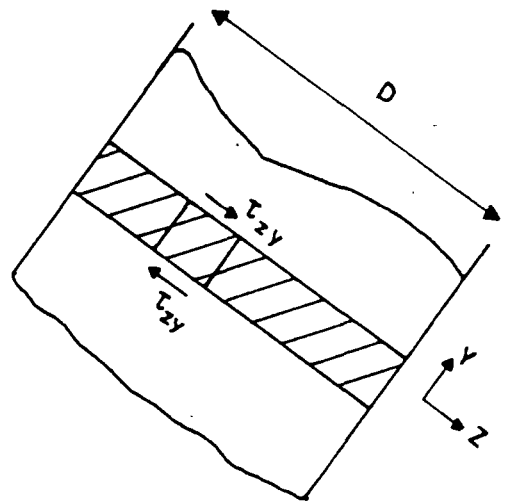
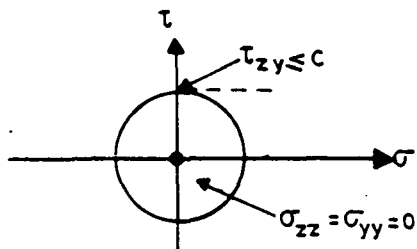
Bij zuiver moment:

$$M = \frac{1}{16} \frac{T_{zy} D^3}{s} \leq \frac{1}{16} \frac{CD^3}{s} \quad (3)$$



Evenwicht bij zuiver dwarskracht.
 Bij benadering geldt overal dezelfde cirkel.

Zodat $D_w = \tau_{zy} \cdot D \leq CD \quad (4)$



Combinatie van N, M en D

Bij zeer grove benadering geldt wellicht een sommatie van de vorige vergelijkingen (2), (3) en (4):

$$\tau_{zy} = 2 N \frac{S}{D^2} + 16 M \frac{S}{D^2} + D_w \frac{1}{D} \leq c \quad (5)$$

In PLUTO

Volgens het computerprogramma zullen wel wat andere grenzen bestaan. Maar in hoofdlijnen moet het gelijk zijn.

Er zou een serie proefberekeningen gemaakt moeten worden met een detail van PLUTO om de exacte grenzen te bepalen, d.w.z. de coëfficiënten ν , μ en δ in

$$\nu \cdot N \cdot \frac{S}{D^2} + \mu \cdot M \cdot \frac{S}{D^2} + \delta D_w \frac{1}{D} \leq c \quad (6)$$

4. Afstemming model op werkelijkheid

Met de grootheden c en s kan gespeeld worden. Is het mogelijk zodanige c en s te kiezen dat de modeleigenschappen overeenkomen met die van de werkelijkheid?

Waarschijnlijk niet. Want een vergroting van N doet het opneembare moment in werkelijkheid toenemen en hier juist afnemen. Maar misschien is de volgende, iteratieve procedure bereikbaar:

- Falen treedt, bij het hier bestudeerde mechanisme, waarschijnlijk op als M overschreden wordt. De daarbij behorende maximale dwarskracht is dan orde $\frac{[M]_{\text{toelaatbaar}}}{3D}$ of kleiner, d.w.z. veel kleiner dan de toelaatbare: $[D_w]_{\text{toel}} = f_w N = f_w \frac{[M]_{\text{toelaatbaar}}}{e} \approx 1.0 \frac{[M]_{\text{toelaatbaar}}}{0,5 D}$.
- Kies $\frac{S}{D}$ zo groot (b.v. = 0,1) dat de constructie nooit op dwarskracht bezwijkt en altijd t.p.v. het maximale moment. Daar kan de term $\delta D_w \frac{1}{D}$ zeker verwaarloosd worden ($D_w = 0$).
- Schat N t.p.v. het kritieke gebied (verlaagde waterspiegel of run-down punt) zo goed mogelijk (eerste schatting: component in y-richting van stuk bekleding tussen binnen en buiten).

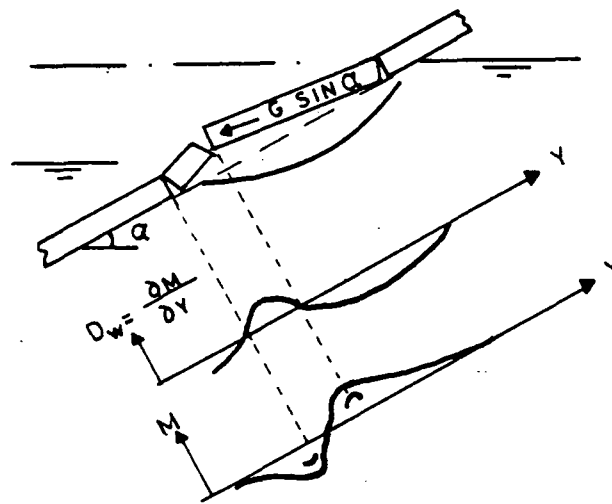
- Dan geldt als grens voor M (zie (6) met $\delta D_w \frac{1}{D} = 0$):

$$\mu M \frac{s}{D^3} \leq c - \nu N \frac{s}{D^2} \quad \text{ofwel} \quad M \leq \left(\frac{D^3}{\mu s N} \cdot c - \frac{\nu D}{\mu} \right) N$$

Kies c zo dat $\left(\frac{D^3}{\mu s N} c - \frac{\nu D}{\mu} \right) = e$, zodat het moment aan (1) voldoet.

- Voer de PLUTO-berekening uit: langzaam opvoeren belasting tot bezwijken optreedt. Bepaal N op moment van bezwijken t.p.v.

M_{\max} . Corrigeer c. Enz.



5 Conclusies

- 5.1 Het is mogelijk om spleten en blokken zodanig te schematiseren dat daarmee de bekleding mechanisch goed geschematiseerd wordt: blokken van zeer stijve klei (zeer hoge c , K en G); spleten als matig stijve klei, met nader te bepalen spleetbreedte s en cohesie c .
- 5.2 Om de schematisatie goed te doen moeten de volgende acties ondernomen worden:
- berekeningen om coëfficiënten μ , ν en δ te bepalen.
 - introductie iteratie-systeem om goede cohesie voor spleten te bepalen.
- 5.3 Blijft de vraag of niet een meer directe methode realiseerbaar is, bijvoorbeeld door de spleet-elementen (ook) een ϕ -waarde te geven, of door een speciale vorm van de elementen in een spleet.

DRUKVERDELING OP TALUD DOOR WINDGOLVEN

CO-290730/16
december 1990
dGo/Hkn

In opdracht van:
Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde
DELFT

AFDELING WATERBOUWKUNDIGE CONSTRUCTIES
projectleider: ir. M.B. de Groot
projectbegeleider: ir. A. Bezuijen
afdelingshoofd: ir. P. Lubking

bladnummer : - 2 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

INHOUD

1. ALGEMENE KENMERKEN
2. GLOBALE KARAKTERISERING
3. SCHEMATISERING ALS SINUS-FUNCTIE
4. GESCHEMATISEERDE MOMENTANE GOLFKLAPDRUK
 - 4.1 Algemeen
 - 4.2 Middelen over de ruimte
 - 4.3 Middelen over de tijd
 - 4.4 Voorlopig advies over schematisering
5. GESCHEMATISEERDE DRUK OP MOMENT VLAK VOOR BREKEN

REFERENTIES

FIGUREN

1. ALGEMENE KENMERKEN

De golfdruk op het talud, P_{EX} , varieert in plaats en tijd. De variatie in de x-richting, d.w.z. de richting van de as van de dijk, is waarschijnlijk niet van belang. Bij de variatie in plaats gaat het om de y-richting, loodrecht op die as, langs het talud. In figuur 1 is een voorbeeld gegeven van de variatie in plaats en tijd. Er staan twee schetsen die dezelfde variatie presenteren. De presentatiewijze is verschillend.

Bij een eerste aanblik ziet het beeld er grillig uit, vooral t.p.v. y_2 en op tijdstip t_1 . Toch is er wel een zodanige systematiek in te ontdekken dat schematisering van het drukverloop MOGELIJK is. Daarbij wordt het drukverloop steeds opgesplitst in twee componenten: de "golflap" en wat overblijft als de golflap buiten beschouwing blijft, hier "periodieke drukvariatie" genoemd.

In hoeverre schematisering TOELAATBAAR is hangt in de eerste plaats af van de vraag waarvoor het drukverloop van belang is.

Elders (band A) zal uiteengezet worden dat, afhankelijk van het antwoord op die vraag een van de volgende soorten schematiseringen nodig is:

- globale karakterisering, apart voor golflap en periodieke drukvariatie, met karakteristieke lengte L_E , karakteristieke tijdsduur T_E en karakteristieke drukvariatie $\rho g H_E$.
- schematisering apart voor golflap en periodieke drukvariatie als sinusfunctie variërend in tijd en ruimte.
- schematisering van de momentane drukverdeling op het moment van de maximale golflapdruk
- idem voor het moment vlak voor het breken (periodieke drukvariatie).

Achtereenvolgens zal elk van deze vier schematiseringen behandeld worden.

2. GLOBALE KARAKTERISERING

In figuur 2 is aangeduid hoe golfklapdruk en periodieke drukvariatie globaal gekarakteriseerd kunnen worden.

Voor de *golfklapdruk* kan men nemen

$$L_E = H \text{ of } H_S$$

$$H_E = q H \text{ of } q H_S \text{ met } q = 2 \text{ á } 8 \text{ (zie par.4.4)}$$

$$T_E = 0,05 T \text{ of } 0,05 T_p$$

Voor de *periodieke drukvariatie* kan men nemen

$$L_E = \frac{\pi H \operatorname{tg}\beta}{\cos\alpha} \text{ of } \frac{\pi H_S \operatorname{tg}\beta}{\cos\alpha} \text{ met } \operatorname{tg}\beta = 0,5 \text{ á } 1,5 \text{ (zie eind hfdst. 5)}$$

$$H_E = 0,6 \text{ á } 2,2 H \text{ of } 0,6 \text{ á } 2,2 H_S \text{ (zie eind hoofdstuk 5)}$$

$$T_E = T \text{ of } T_p$$

- H - hoogte van inkomende, regelmatige golf
- H_S - significante hoogte van inkomende, onregelmatige golf
- T - periode van regelmatige golf
- T_p - piekperiode van onregelmatige golf
- α - taludhelling

3. SCHEMATISERING ALS SINUS-FUNCTIE

Voor de bepaling van wateroverspanning t.g.v. cyclische verweking hebben [Lindenberg,1988] en [Best,1988] de *golfklapdruk* door regelmatige golven benaderd door:

$$P_{EX} = \frac{1}{2} P_{max} \left(1 + \cos 2\pi \frac{t}{T} \cos 2\pi \frac{y}{C_s H} \right)$$

met $P_{max} = q_{s0} \rho g H$ waarin $q_{s0} = 8 \operatorname{tg} \alpha$ (zie par. 4.4)

en $C_s = 0,3 \text{ á } 1,2$ (zie par. 4.4)

Bij onregelmatige golven geldt dezelfde formule mits H door H_s en T door T_p wordt vervangen. Het deel van het talud waar golfklappen optreden is beperkt tot grofweg het gebied tussen de stilwaterlijn en één golfhoogte er onder.

Opmerking: Uiteraard is deze schematisatie wel erg grof. Want het verloop van de golfdruk in de tijd heeft weinig van een vloeiende sinus. Deze schematisatie is echter wel bruikbaar als alleen amplitude en frequentie van belang zijn, zoals bij berekeningen voor cyclische verweking: het verloop van de druk tussen de feitelijke klappen is daar van geen belang.

Voorts hebben [Lindenberg,1988] en [Best,1988] de *periodieke drukvariatie* t.g.v. regelmatige golven benaderd door:

$$P_{EX} = \rho \cos \frac{2\pi t}{T} \cos \frac{2\pi y}{L}$$

bladnummer : - 6 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

met $h(y)$ = locale waterdiepte t.o.v. stilwater niveau
 $\rho(h)$ = de kleinste waarde van (althans voor $h < 0,5 H$):

$$\rho(h) = \frac{\rho g H}{2 \cosh(2\pi h/L)} \text{ en } \rho(h) = \frac{\rho g L \tanh(2\pi h/L)}{14 \cosh(2\pi h/L)}$$

$$L = L(h) = L_0 \tanh(2\pi h/L) \quad \text{met} \quad L_0 = g T^2 / 2\pi$$

Voor onregelmatige golven gelden dezelfde formules met H_s i.p.v. H en
 T_p i.p.v. T .

4. GESCHEMATISEERDE MOMENTANE GOLFKLAPDRUK

4.1 Algemeen

In figuur 1 is zichtbaar dat op t_1 rond y_1 een golfklap optreedt. Golfklapdrukken kunnen lokaal hoge drukken en sterke drukgradiënten veroorzaken. Daardoor kunnen ondiepe, min of meer cirkelvormige afschuifvlakken optreden vergelijkbaar met die welke veroorzaakt worden door een strokenbelasting. Bij een strokenbelasting geldt dat de kans op een afschuiving groter wordt naarmate de externe drukken hoger zijn, de externe drukgradiënten groter en de interne waterdrukken groter.

Er zijn redelijk veel golfklapmetingen gedaan. Daarbij is steeds veel aandacht besteed aan één belangrijke parameter: de maximum golfklapdruk en ook wel aan het verloop van de druk in de tijd op een punt. Maar weinig gegevens zijn bekend over de ruimtelijke verdeling. Volgens par. 20.2.1 van de "Leidraad voor toepassing van asfalt in de waterbouw" [TAW, 1984] bedraagt de breedte waarover de golfklap plaats vindt 40% van de golfhoogte. Ook zijn gegevens te vinden in [Führböter en Sparboom, 1988]. Zie figuur 3. De lijnen in die figuur verbinden echter de lokaal gemeten maxima en die maxima behoeven niet op hetzelfde tijdstip gemeten te zijn. De gradiënten kunnen sterker zijn dan volgend uit de figuur. In figuur 4 zijn de twee voorbeelden van variatie in tijd én ruimte overgenomen die te vinden zijn in [Grüne, 1988]. Het rechter voorbeeld laat zien dat er momentaan en lokaal zeer hoge drukken en vooral hele sterke drukgradiënten kunnen optreden.

Is het nodig om met dergelijke zeer hoge drukken en drukgradiënten rekening te houden ook al treden ze alleen maar zeer lokaal op gedurende hele korte tijd? Daarover meer in de paragrafen 4.2 en 4.3.

Daarin zal bekeken worden in hoeverre middeling van de externe drukken in ruimte en tijd toelaatbaar is, enerzijds om de interne waterdruk langs het potentiële afschuifvlak te bepalen, anderzijds om de externe grondbelasting die de afschuiving veroorzaakt te kunnen bepalen. In par. 4.4 volgt een voorlopig advies over de aan te houden schematisering.

... 4.2 Middelen over de ruimte

4.2.1 Interne waterdruk

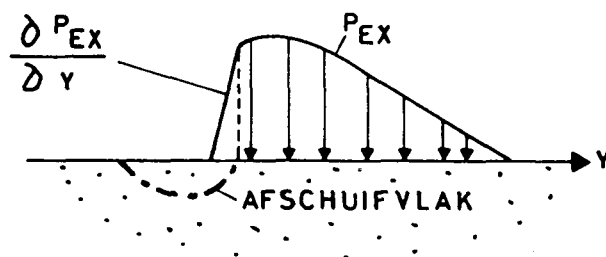
Van de interne waterdruk langs het potentiële afschuifvlak is bij afschuifberekeningen alleen het gemiddelde langs dat vlak van belang. De hoogste interne waterdrukken treden op bij zeer open toplaag en/of stijf poriënwater. Dan zijn de interne stijghoogtes praktisch gelijk aan de externe. Dus middeling van de externe waterdruk over een afstand overeenkomend met de afmeting van het afschuifvlak (bij afschuifvlakken in de vorm van een halve cirkel is dat tweemaal de diepte van het afschuifvlak) is zeker toelaatbaar i.v.m. de interne waterdruk.

4.2.2 Externe grondbelasting

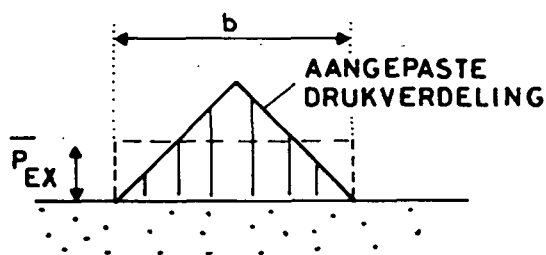
Als er bij een strokenbelasting op niet-cohesieve grond een steile drukgradiënt in de externe grondbelasting heerst, zal er een afschuiving optreden. Nu zijn er twee redenen waarom een lokale steile drukgradiënt in de belasting toch niet ernstig hoeft te zijn:

- als de drukgradiënt zeer lokaal optreedt gaat de afschuiving zeer ondiep
- de stijfheid van de toplaag kan er voor zorgen dat de drukgradiënt ter plaatse van de afschuif-gevoelige tussenlaag of ondergrond veel minder steil is, net zoals de drukverdeling onder een stijve funderingsstrook zich aanpast aan de stijfheid en sterkte van de ondergrond.

EFFECT STEILE DRUKGRADIËNT



ONDER STIJVE FUNDERINGSTROOK



De gevoeligheid voor dit soort afschuivingen is het grootst bij een toplaag van loskorrelig materiaal.

Zeer lokale steile gradiënten kunnen afschuivingen in de toplaag veroorzaken: individuele elementen verplaatsen. Dergelijke verplaatsingen zijn impliciet verwerkt in de stabiliteitsformules voor individuele elementen. Voor een afschuiving met een afschuifvlak dat niet grotendeels door de toplaag gaat maar door de tussenlagen en/of de ondergrond, zal de gradiënt gemiddeld over tenminste circa tweemaal de toplaagdikte maatgevend zijn.

bladnummer : - 10 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

Bij toplagen van asfaltbeton (stijf bij kortdurende belasting) of van goed geklemde zettingen worden variaties van de druk op het talud waarschijnlijk gespreid over een breedte die vele malen de toplaagdikte bedraagt, voordat ze doorgegeven worden aan tussenlagen of ondergrond. Bij flexibele bekledingen of zettingen met losse blokken mag men wellicht een spreiding van tweemaal de toplaagdikte aanhouden met een minimum van de breedte van de elementen.

Voor het verkrijgen van ruimtelijke drukverdelingen uit drukregistraties die relevant zijn voor afschuivingen, mag men de momentane drukken dus middelen over een breedte tenminste gelijk aan tweemaal de toplaagdikte.

Bij drukregistraties als gegeven in het rechter voorbeeld van Grüne (figuur 4), zullen de drukpieken na een dergelijke middeling heel wat lager worden. Dat geldt in veel mindere mate voor het linker voorbeeld. Vergelijking van de groottes van de drukken en de drukgradiënten van beide voorbeelden leidt tot de voorzichtige conclusie dat "plunging breakers" gevaarlijker zijn dan "spilling breakers".

4.3 Middelen over de tijd

4.3.1 Interne waterdruk

Het uitmiddelen van kortdurende fluctuaties zou gerechtvaardigd kunnen zijn voor het bepalen van de interne waterdrukken langs het potentiële afschuifvlak óf vanwege elastische berging, óf vanwege de rol van de traagheid van het grondwater óf als het voor de stabiliteit toelaatbaar is (par. 4.3.2)

bladnummer : - 11 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

In de toplaag en eventueel ook in de tussenlagen kan zich heel wat lucht bevinden. Als ook de hydraulische weerstand daar vrij groot is zal elastische berging in de spleten en poriën ervoor zorgen dat hoogfrequente drukfluctuaties op het talud niet doordringen tot het potentiële afschuifvlak. Dat geldt als:

$$\frac{T_f c_v}{L_a} \ll 1$$

met T_f	- periode van die fluctuaties	[s]
c_v	= $k K_w / n \gamma$	[m ² /s]
k	- Darcy doorlatendheid toplaag/tussenlaag	[m/s]
K_w	- compressibiliteit water/lucht mengsel in spleten/ poriën	[N/m ²]
n	- porositeit	[-]
γ	- soortelijk gewicht water/lucht mengsel	[kg/m ³]
L_a	- diepte van afschuifvlak onder talud	[m]

De wortel uit het produkt van T_f en c_v is de karakteristieke lengtemaat voor de afname van de drukfluctuaties van het taludoppervlak naar de ondergrond. Zie appendix G van sectie 3 van deze band.

Volgens het eerste en het vijfde verslag van sectie 1 van deze bundel, is de rol van de traagheid van het grondwater alleen van enig belang bij een zeer doorlatende toplaag en zeer doorlatende tussenlagen (grof grind), althans voor een golfklap belasting van 0,2 s. Voor hoogfrequente fluctuaties kan men afleiden dat deze uitspraak geldt voor evenredig kleinere doorlatendheden als de periode korter is. Het lijkt niettemin weinig zinvol om dit effect expliciet in rekening te brengen.

Middeling over hoogfrequente fluctuaties is voor het grondwater gerechtvaardigd als het ook i.v.m. de stabiliteit toelaatbaar is. Daarover het volgende.

4.3.2 Externe grondbelasting

Voordat afschuiven optreedt zal de bekleding met een deel van de ondergrond verplaatsen door elastische vervorming van de ondergrond. De traagheidskrachten waarmee de verplaatsing gepaard gaat hebben in eerste instantie een stabiliserende werking. Als de belasting kort genoeg duurt bereikt de elastische vervorming niet zijn maximale waarde en zal dus ook geen plastische vervorming optreden. Overeenkomstig hoeft men ook geen rekening te houden met belasting fluctuaties die kort genoeg duren. Volgens sectie 1 van deze band "Conclusies over dynamica" par. 5 kan de volgende dimensieloze parameter als maatgevend voor dit fenomeen beschouwd worden:

$$\frac{T_f}{\Delta y_f} \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

T_f - periode van de belastingfluctuatie

Δy_f - breedte waarover die fluctuatie momentaan optreedt

G - glijdingsmodulus van het medium onder de toplaag (tussenlagen en ondergrond)

ρ - soortelijke massa van het medium onder de toplaag.

bladnummer : - 13 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

Deze parameter kan beschouwd worden als de verhouding tussen de periode van de belastingfluctuatie (T_f) en de eigenperiode van bekleding en ondergrond. Als de parameter veel groter is dan één, dan speelt traagheid geen rol. Als hij veel kleiner is dan één speelt traagheid een overheersende rol, d.w.z. is de traagheidsterm in de impulsievergelijking tijdens de belasting veel groter dan de (elastische) reactie kracht.

Uit verschillende berekeningen, gedaan in sectie 1, blijkt dat parameter-waarden van 3 á 10 tot een verhoging van de sterkte van enige procenten of tientallen procenten leidt. Een vergroting van de sterkte met een factor 1,5 of meer mag verwacht worden als:

$$\frac{T_f}{\Delta y_f} \frac{G}{\rho} < 1$$

Hiermee is een criterium gevonden om fluctuaties uit te middelen, aangenomen dat het om fluctuaties gaat die niet groter zijn dan 50% van de tijdgemiddelde druk.

Voor de grootte van Δy_f mag men, overeenkomstig vorige paragraaf, tenminste tweemaal de toplaagdikte nemen; De grootte van G varieert van vrij slappe klei tot goed verdicht zand of grind tussen 0,3 MPa en 20 MPa.

Zodoende gaat dit criterium, voor toplaagdikten van 0,15 m á 0,4 m over in:

$$T_f < 0,002 \text{ á } 0,03 \text{ s}$$

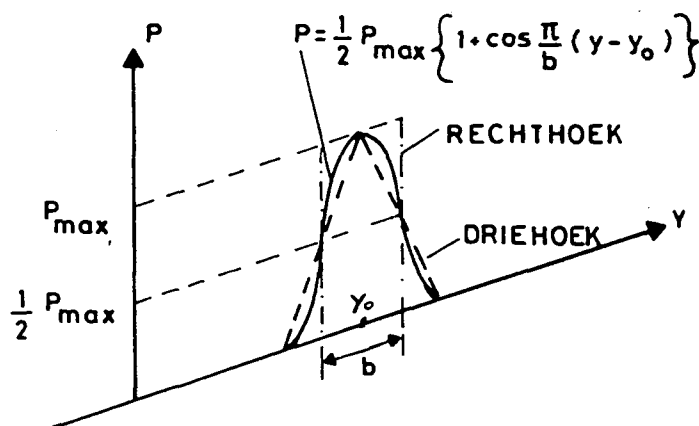
De grens ligt hoger naarmate de toplaag dikker is en de tussenlagen en/of ondergrond slapper. Bij stijve bekledingen kan de grens nog hoger liggen.

Opmerking:

Bij de elastische vervormingen treden maximaal vervormingen op van ongeveer $\sigma_{\max} \cdot \Delta y/G$ (voor klei $3 \cdot Cu \cdot \Delta y/G$, voor zand ca. $10 \cdot \Delta y^2 \cdot \gamma_g/G$), d.w.z. van orde 1 mm of 1 cm. De rol van de traagheid wordt groter, en dus de bovengrens van T_f hoger, als ook een aanzienlijke plastische vervorming wordt meegenomen. Dat wordt hier niet gedaan. Zie sectie 1 van deze band, "Conclusies over dynamica", paragraaf 4.5.

4.4 Voorlopig advies voor schematisering momentane golfklapdruk

Omdat er weinig gegevens zijn over het ruimtelijk drukverloop van golfklappen en omdat de meetgegevens waarover gepubliceerd is, voorzover bekend niet zijn onderworpen aan middelingsprocedures als hierboven voorgesteld, kan slechts een zeer voorlopig advies gegeven worden. Aanbevolen wordt om een van de volgende drie schematiseringen te hanteren, rechthoek, cosinus of driehoek:



bladnummer : - 15 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

Aangenomen wordt dat de druk t.g.v. de periodieke drukvariatie ter plaatse nul is op het moment van de klap.

Voor de twee parameters wordt aangenomen dat ze rechtevenredig zijn met de golfhoogte:

$$P_{\max} = q \cdot \rho g H \quad \text{of} \quad q \cdot \rho g H_s$$

$$b = C_s \cdot H \quad \text{of} \quad C_s \cdot H_s$$

Voor de q kan een overschrijdingskromme gemaakt worden. In hfdst. 3 is $q_{5,0}$ gebruikt, d.w.z. de waarde die bij 50% van de golven overschreden wordt. Hier wordt $q_{0,1}$ genomen, de waarde die bij één van 1000 golven overschreden wordt. Dat komt meestal ongeveer overeen met de verwachtingswaarde van de hoogste golfklap tijdens een storm. Voorzover bekend vormen de proeven gerapporteerd in [Führböter en Sparboom, 1988] thans de beste informatiebron: het gaat om grootschalige proeven hetgeen voor golfklappen essentieel is; de proevenserie is heel uitgebreid en heel systematisch. Om de verwachtingswaarde te krijgen moet de door de auteurs aangeduide "worst case" gereduceerd worden. Verder zullen ook de boven voorgestelde middelingsprocedures tot een reductie leiden. Dit leidt tot een totale reductie van de "worst case" van de auteurs met een factor van ongeveer 2/3.

Neem voor de grootte van b aan dat het om "plunging breakers" gaat waarbij de maxima praktisch overal tegelijk optreden (figuur 4 links), zodat figuur 3 (boven) redelijk representatief is voor de momentane drukverdeling. Dan volgt voor de verwachtingswaarden en het 95% betrouwbaarheidsinterval bij benadering:

$$\begin{array}{ll} q_{5,0} = 8 \operatorname{tg} \alpha & 5 \operatorname{tg} \alpha < q_{5,0} < 12 \operatorname{tg} \alpha \\ q_{0,1} = 16 \operatorname{tg} \alpha & 10 \operatorname{tg} \alpha < q_{0,1} < 24 \operatorname{tg} \alpha \\ C_s = 0,6 & 0,3 < C_s < 1,2 \end{array}$$

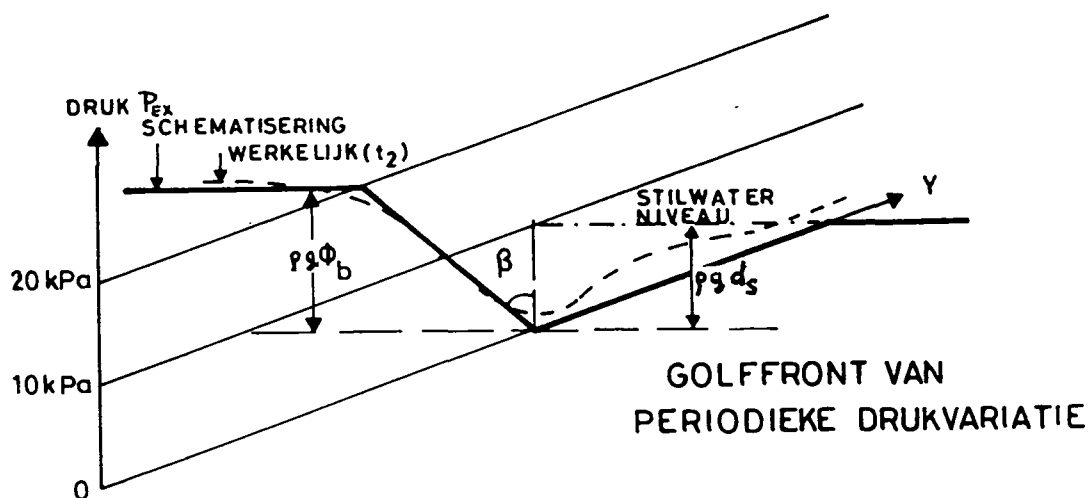
5. GESCHEMATISEERDE DRUK OP MOMENT VLAK VOOR BREKEN

Voor de periodieke drukvariatie is het momentane drukverloop langs het talud bij verschillende gelegenheden uitgezet. Zie bijvoorbeeld M1795 deel XII, M1795 deel XIV en vooral deel XVII, sectie 3 [Banach en Klein Breteler 1989].

Steeds blijkt de steilste negatieve gradient van de stijghoogte die niet deel uitmaakt van een golfklap, gelijk te zijn aan de taludhelling. Deze steile negatieve gradienten treden gedurende een vrij groot deel van de golfperiode op, in ieder geval op het moment vlak voor het breken. Op dat moment reikt deze gradient ook het diepst, waardoor dat het meest riskante moment is voor afschuivingen onder invloed van negatieve gradienten. Het hoogste punt waar deze gradient optreedt (iets eerder dan dat moment) is het golfoploop punt. Gegevens over de golfoploop zijn te vinden in [Klein Breteler 1990].

De steilste positieve gradient treedt ook altijd op op het moment vlak voor het breken. Ook voor eventuele afschuivingen onder invloed van een positieve gradient is dit moment maatgevend.

Tijdens het moment vlak voor breken, kan het externe drukverloop op het talud als volgt geschematiseerd worden:



bladnummer : - 17 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

Gegevens over de parameters ϕ_b, β en d_s zijn te vinden in [Banach en Klein Breteler 1989]. Helaas hebben deze alleen betrekking op golven bij een diep voorland en voor een beperkt aantal golfsteilheden en taludhellingen. Volgens dat rapport geldt:

$$\phi_b/H = 0,36 \xi \sqrt{\cot\alpha} \quad \text{met} \quad \phi_b/H \leq 2,2$$

$$\text{tg}\beta = \frac{0,17}{\sqrt{H/L_0}}$$

$$d_s/H = 0,11 (\xi^2 \cot\alpha)^{0,8} \quad \text{met} \quad d_s/H \leq 1,5$$

Dus: $\phi_b = 0,6 \text{ á } 2,2 H$

$$\text{tg}\beta = 0,5 \text{ á } 1,5$$

$$d_s = 0,3 \text{ á } 1,5 H$$

Opmerking: De parameter d_s in de schematisatie van Banach en Klein Breteler lijkt op de "run-down". Toch is dat een andere grootte. De "run-down" heeft betrekking op het niveau van de waterspiegel; d_s op de stijghoogte ter plaatse van het taludoppervlak. De grootte kan een factor 2 of 3 verschillen.

Bovenstaande formules gelden mits:

$$2 \leq \cot\alpha \leq 4$$

$$0,01 \leq H/L_0 \leq 0,07$$

$$0,05 \leq h_0/L_0 \leq 0,2 \quad h_0 - \text{waterdiepte teen talud}$$

$$2,5 \leq h_0/H \leq 10$$

REFERENTIES

- [1] Banach, L. en Klein Breteler, M. "Taludbekleding van gezette steen; Waterbeweging en golfbelasting op een talud; parametrisch drukkenmodel". WL/GD/RWS M1795/M 1881 deel XVII, sectie 3 1989.

- [2] Best, H. e.a. "Taludbekleding van gezette steen. Grondmechanische stabiliteit in de golfzone. Verweking van zand onder Basalton zetting". WL/GD/RWS M1795, deel XXII, band C, sectie 3, 1988.

- [3] Bezuijen, A. en Boer, K. den. Taludbekleding van gezette steen; Overzicht onderzoek 1980-1984; samenvattend verslag. WL/GD/RWS M1795/M1881 deel XV, oktober 1984.

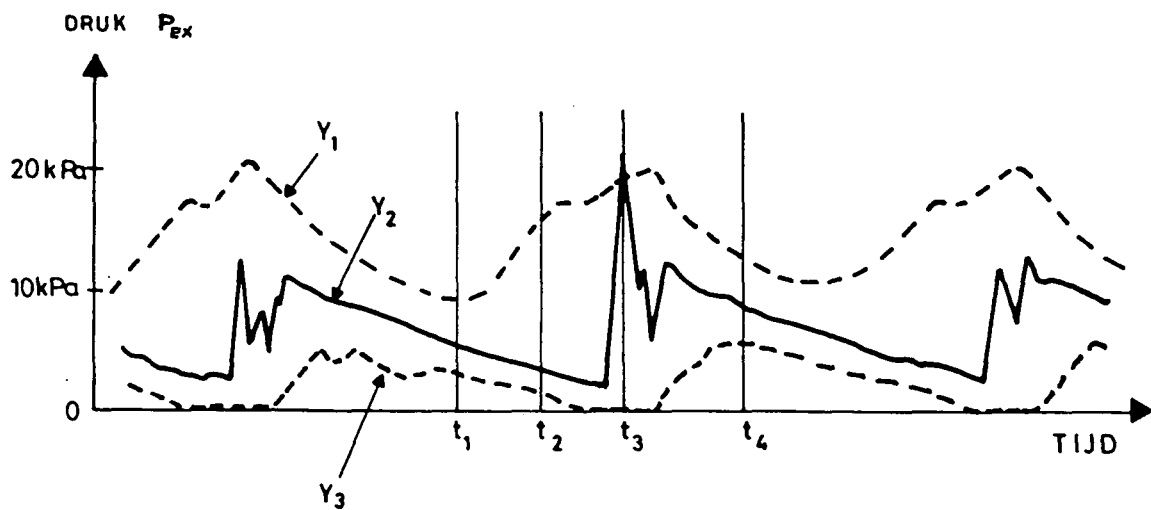
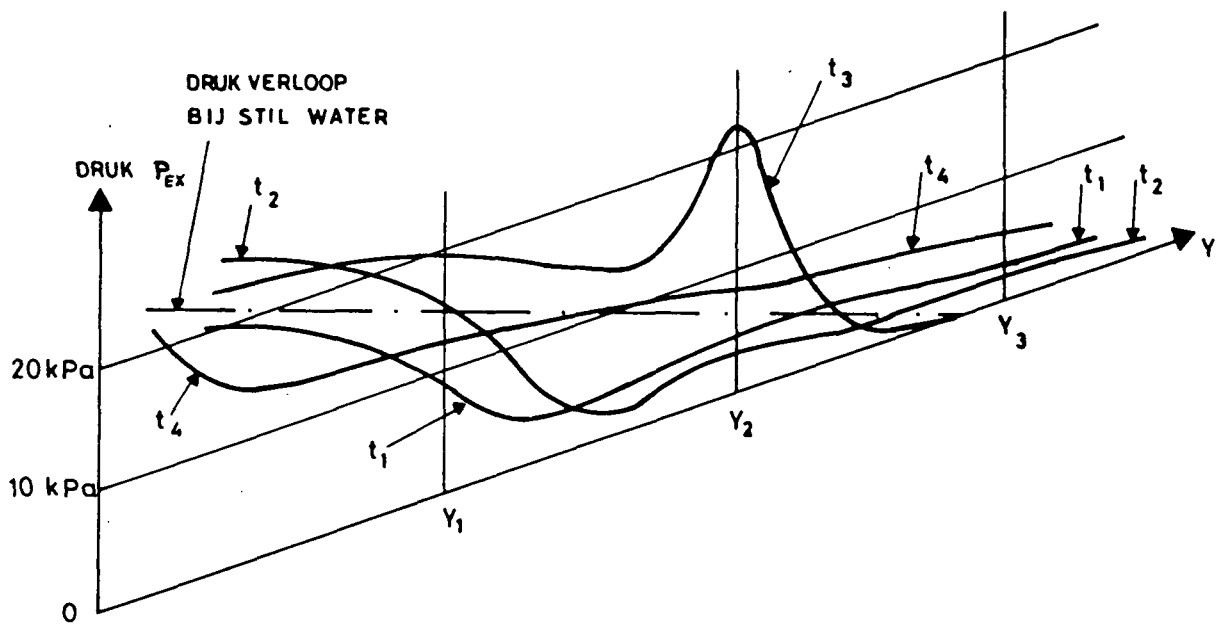
- [4] Führböter, A. en Sparboom, U. "Shock pressure interactions on prototype sea dykes caused by breaking waves". IAHR, ISSFME, IUTAM Modelling Soil-Water-Structure Interactions, 243-252. Balkema, Rotterdam 1988.

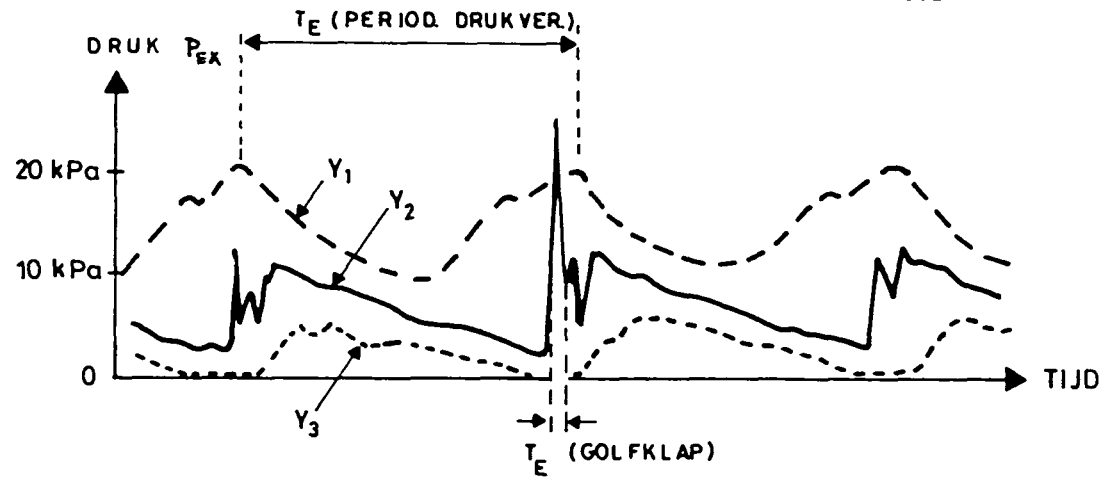
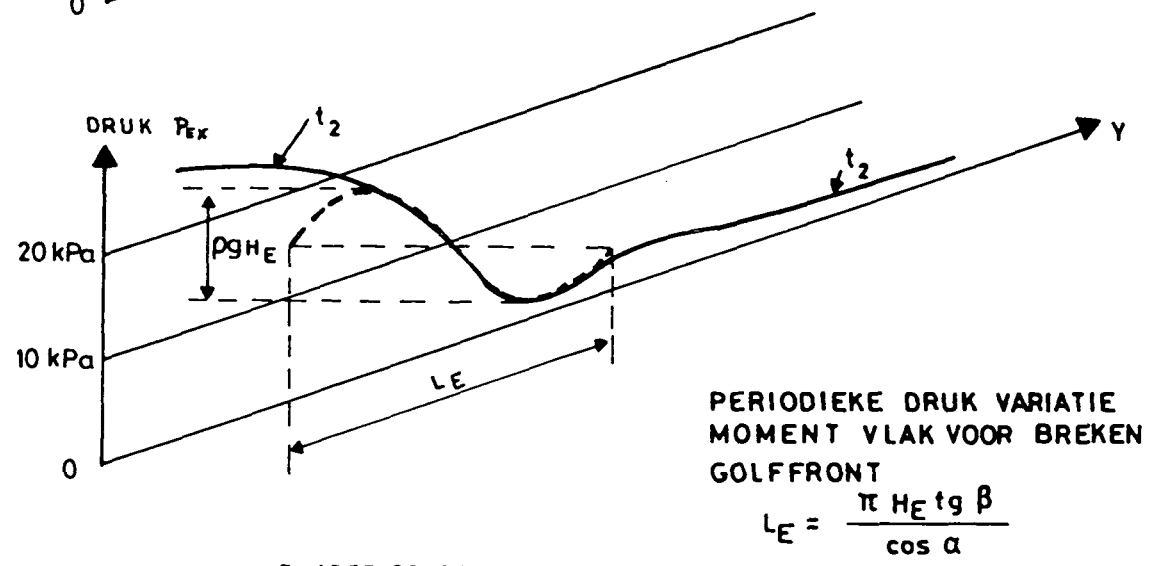
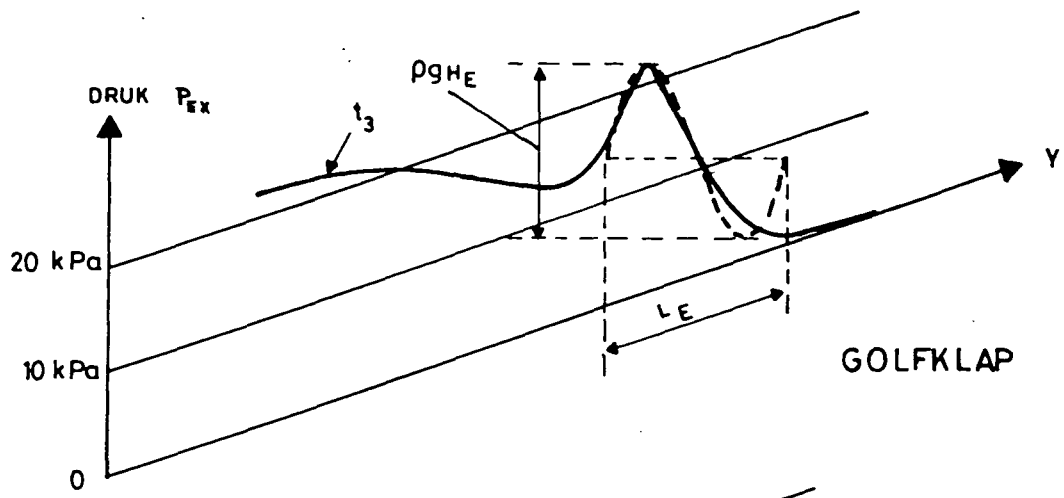
- [5] Grüne, J. "Anatomy of shock pressures (surface and sand core) induced by real sea state breaking waves". IAHR, ISSFME, IUTAM, Modelling Soil-Water-Structure Interactions, 261-270. Balkema, Rotterdam 1988.

- [6] Klein Breteler, M. (1990). "Golfoploop". TAW projektgroep Al. Waterloopkundig Laboratorium H638.

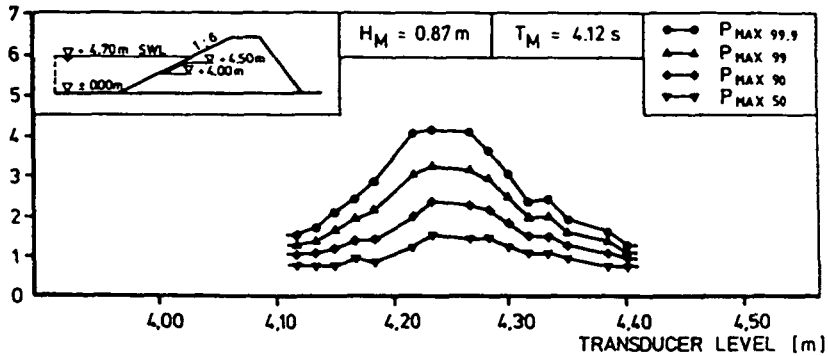
bladnummer : - 19 -
ons kenmerk: CO-290730/16
datum : december 1990

- [7] Lindenberg, J. "Taludbekleding van gezette steen. Grondmechanische stabiliteit in de golfzone. Verweking van zand onder steenzettingen". WL/GD/RWS M1795, deel XXII, band C, sectie 1, 1988.
- [8] Stive, R.J.H. "Wave impact on Uniform Steep Slopes at approximately Prototype Scale". Symp. Scale Effects in Mod. Hydr. Struct., IAHR, Esslingen/Stuttgart (KOBUS), September 1984.
- [9] Technische adviescommissie voor de waterkeringen (T.A.W.) Leidraad voor toepassing van asfalt in de Waterbouw. 's-Gravenhage, 1984.

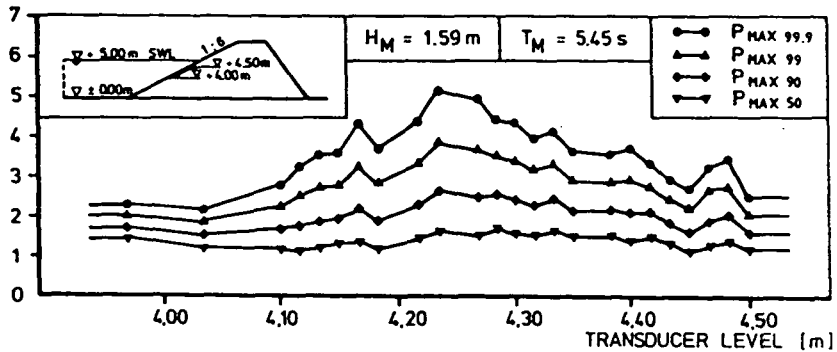




[10⁴Pa] SPATIAL SHOCK PRESSURE DISTRIBUTION

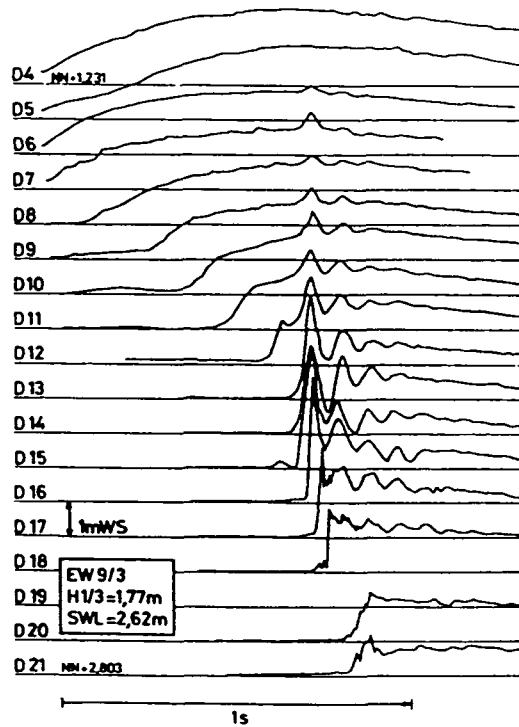


[10⁴Pa] SPATIAL SHOCK PRESSURE DISTRIBUTION

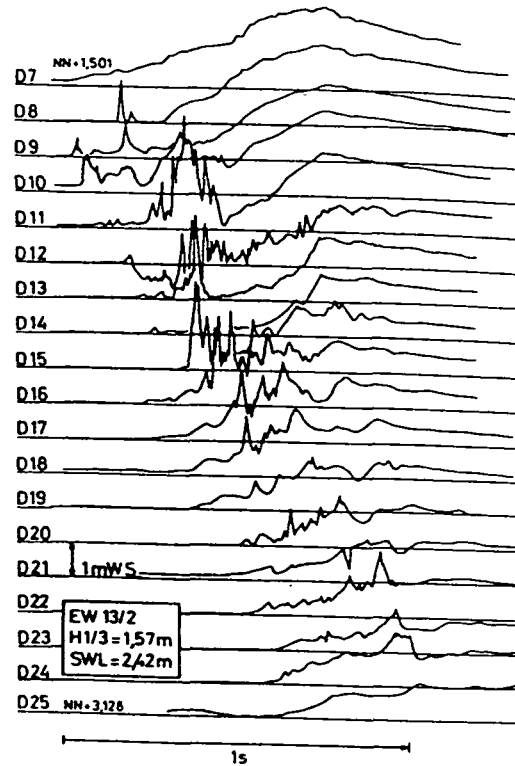


Locatie: Groszen Wellenkanal, Hannover
 Taludhelling : 1:6

PLUNGING BREAKER



SPILLING (?) BREAKER



Locatie = Wangerooe (Waddeneiland)

Taludhelling 1:4

Drukopnemers D4, D5 D25; onderlinge afstand 0,09m verticaal, dus 0,36m horizontaal


 GRONDMECHANICA
 DELFT

Postbus 69, 2600 AB Delft;
 Telefoon (015) 69 35 00

Telefax (015) 6; 08 2;
 Tele 38234 soil.nl

a a
 88-12-14

ge:

DRUKVERLOOP TIJDENS GOLFKLAP VOLGENS
 GRÜNE

CO- 290730

ge2

FIG. 4

form

A4

GRONDMECHANISCHE STABILITEIT
TALUDBEKLEDINGEN
- oriënterende berekeningen -

CO-290730/27
maart 1990
Mey/Abg/4/10/talud

Opgesteld in opdracht van:
Rijkswaterstaat
Dienst Weg- en Waterbouwkunde/Waterbouwspeurwerk
DELFT

AFDELING WATERBOUWKUNDIGE CONSTRUCTIES
projectleider: ir. P. Meijers
projectbegeleider: ir. M.B. de Groot
afdelingshoofd: ir. P. Lubking

bladnummer : - I -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

INHOUD:	blz.:
Lijst van symbolen	III
1. INLEIDING	1
2. SELECTIE CONSTRUCTIES EN SCHEMA BEREKENINGEN	2
3. HYDRAULISCHE RANDVOORWAARDEN EN EXTERNE STIJGHOOGTE BIJ EEN WINDGOLF	4
4. INTERNE STIJGHOOGTE BIJ EEN WINDGOLF	9
4.1 Algemeen	9
4.2 Betonblokken op filterlaag	12
4.3 Zuilen op filterlaag	12
4.4 Betonblokken op klei	13
4.5 Blokkenmat op zand	13
4.6 Stortsteen op zand	13
5. LOKALE STABILITEIT BIJ EEN WINDGOLF	14
5.1 Algemeen	14
5.2 Betonblokken op filterlaag	16
5.3 Zuilen op filterlaag	19
5.4 Betonblokken op klei	22
5.5 Blokkenmat op zand	23
5.6 Stortsteen op zand	24
5.7 Invloed H/L _o	25
5.8 Resultaten en conclusies	26
6. TOTALE STABILITEIT BIJ EEN WINDGOLF	28
6.1 Keuze varianten	28
6.2 Algemeen	29
6.3 Betonblokken op een filterlaag	31
6.3.1 Kleine leklengte, $\tan \alpha = 0,5$, $\delta = 35^\circ$	32
6.3.2 Grote leklengte, $\tan \alpha = 0,5$, $\delta = 35^\circ$	34
6.3.3 Grote lekhoogte, $\tan \alpha = 0,25$, $\delta = 35^\circ$	39
6.3.4 Reële lekhoogte, $\tan \alpha = 0,25$, $\delta = 35^\circ$	43
6.4 Blokkenmat op een geotextiel	45
6.5 Resultaten en conclusies	46
7. GOLFKLAPPEN	49
7.1 Algemeen	49
7.2 Golfklap bij ondergrond uit niet cohesief materiaal	50
7.3 Golfklap bij ondergrond uit zuiver cohesief materiaal	53

bladnummer : - II -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

8.	CYCLISCHE BELASTING	57
8.1	Algemeen	57
8.2	Schematisatie extra waterdruk	58
8.3	Lokale stabiliteit	59
8.4	Totale stabiliteit	62
8.4.1	Methode en wateroverspanning door cyclische belasting	62
8.4.2	Totale stabiliteit zeer open bekleding	65
8.4.3	Totale stabiliteit bij een dichte bekleding	70
9.	OEVERBEKLEDINGEN	72
9.1	Inleiding	72
9.2	Toetsing op lokale stabiliteit	73
9.3	Toetsing op totale stabiliteit	76
9.4	Conclusies voor oeverbekledingen	83
10.	SAMENVATTING EN CONCLUSIES	85
	REFERENTIES	88

BIJLAGEN:

A.	Schema berekeningen lokale stabiliteit	1
B.	Afschuiven langs een dieper gelegen glijvlak	2
C.	Veiligheidsfactoren lokale stabiliteit	4
D.	Totale stabiliteit bij een ondoorlatende bekleding	5
E.	Schema beoordeling grondmechanische stabiliteit	10
F.	Notitie WBA-M-88167	11
G.	Methode bepaling totale stabiliteit ondoorlatende blokkenmat bij scheepvaartgolf	12
H.	Uitwerking berekening totale stabiliteit bij een dichte bekleding en cyclische belasting	15
I.	Vereenvoudigde formules voor de totale stabiliteit van een bekleding die alleen drukkrachten kan opnemen	20
J.	Vereenvoudigde formules voor de totale stabiliteit van een bekleding die alleen trekkrachten kan opnemen	34
K.	Vereenvoudigde formules voor de totale stabiliteit van een bekleding die zowel druk- als trekkrachten kan opnemen	42

bladnummer : - III -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

LIJST VAN SYMBOLEN

b	: dikte filterlaag	(m)
c	: cohesie	(kN/m ²)
c _v [*]	: consolidatiecoëfficiënt	(m ² /s)
C _u	: ongedraineerde schuifsterkte	(kN/m)
C ₁ , C ₂	: coëfficiënten	(-)
C ₃	: coëfficiënt golfklap	(-)
C ₄	: coëfficiënten schematisatie externe stijghoogte	(-)
C ₅	: coëfficiënt interne stijghoogte	(-)
D	: diepte afschuifvlak, c.q. dikte bekleding	(m)
d _b	: waterspiegeldaling ten opzichte van grondwater- stand	(m)
d _t	: dikte toplaag	(m)
F _k	: korreldruk	(kN/m ['])
F _w	: wrijvingskracht	(kN/m ['])
F _I , F _{II} , F _{III} , F _{IV} , F _V , F _{VI}	: resultanten kracht evenwijdig aan bekleding	(kN/m ['])
G	: eigen gewicht bekleding	(kN/m ['])
H	: golfhoogte	(m)
H _s	: significante golfhoogte	(m)
h _b	: brekerhoogte	(m)
k	: doorlatendheid van de grond	(m/s)
k [']	: doorlatendheid van de toplaag	(m/s)
L	: lengte bekleding	(m)
L [']	: lengte afschuivend deel bekleding	(m)
L _o	: golflengte	(m)

bladnummer : - IV -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

N_{lim}	: het minimum aantal golven nodig om ergens in het talud verweking te veroorzaken als er geen drainage zou zijn	(-)
$\Delta p(z)$: wateroverdruk op diepte z	(kN/m ²)
q	: coëfficiënt golfklap	(-)
R_d	: run-down	(m)
s	: hoogte talud boven de stilwaterlijn	(m)
T	: golfperiode	(sec)
W_1	: waterdruk op bovenkant van de bekleding	(kN/m')
W_2	: waterdruk tegen onderkant van de bekleding	(kN/m')
W_3	: waterdruk tegen de kopse kant bekleding bovenaan	(kN/m')
W_4	: waterdruk tegen kopse kant bekleding aan de teen	(kN/m')
y'	: afstand tot teen langs talud gemeten	(m)
z	: diepte onder de bekleding	(m)
z_b	: diepte onderzijde bekleding onder stilwaterlijn	(m)
z_c	: diepte maximum wateroverspanning zonder drainage	(m)
z_2	: internal set-up	(m)

bladnummer : - V -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

α	: taludhelling	($^{\circ}$)
β	: brekerhoek	($^{\circ}$)
β^*	: afschuifhoek bij golfklap	($^{\circ}$)
γ_b	: volumegewicht bekleding	(kN/m ³)
γ_f	: volumegewicht filter	(kN/m ³)
γ_g	: volumegewicht grond	(kN/m ³)
γ_t	: volumegewicht toplaag	(kN/m ³)
γ_w	: volumegewicht water	(kN/m ³)
Δ	: relatieve massadichtheid	(-)
δ	: adhesie wrijvingshoek	($^{\circ}$)
Φ^*	: sterkteparameter	(-)
ϕ	: hoek van inwendige wrijving	($^{\circ}$)
$\Delta\phi_{\max}$: maximum stijghoogteverschil	(kN/m ²)
$\Delta\phi_{gr}$: stijghoogteverschil waarbij bekleding op grens stabiliteit verkeert	(kN/m ²)
η	: veiligheidscoëfficiënt	(-)
λ	: lekhoogte	(m)
ξ	: surf-similarity parameter	(-)
σ_{wb}	: waterdruk op bovenkant talud	(kN/m ²)
σ_{wo}	: waterdruk tegen onderkant talud	(kN/m ²)

1. INLEIDING

Sinds 1985 wordt er door Grondmechanica Delft in opdracht van Rijkswaterstaat, Dienst Weg- en Waterbouwkunde/Waterbouwspeurwerk onderzoek gedaan naar de grondmechanische stabiliteit van taludbekledingen. Dit onderzoek maakt deel uit van het onderzoek naar de stabiliteit van oever- en dijkbekledingen uit gezette steen. Het onderzoek is uitgevoerd als bureaustudie.

Als voorlopige afronding van dit onderzoek zijn met de tot nu toe ontwikkelde rekenmethodieken de hier gerapporteerde berekeningen uitgevoerd. Het doel van deze berekeningen is te trachten globale richtlijnen voor de beoordeling van deze stabiliteit te ontwikkelen. Hiervoor is voor een aantal reëel te achten constructies en randvoorwaarden de stabiliteit bepaald. Door de beperkte omvang zal de studie een verkennend karakter hebben en voornamelijk betrekking hebben op dijkbekledingen.

In dit rapport zal eerst worden aangegeven voor welke constructies de berekeningen uitgevoerd zullen worden en wat de hydraulische randvoorwaarden zijn.

Vervolgens zal van deze constructies de lokale stabiliteit van het zwaarst belaste deel van de constructie tegen golfaanval worden bepaald (dat wil zeggen de stabiliteit als het zwaarst belaste deel van de constructie geen additionele weerstand tegen afglijden aan aangrenzende delen van de constructie ontleent).

Vervolgens zal voor een beperkt aantal constructies ook de totale stabiliteit worden bepaald. Onder totale stabiliteit wordt verstaan dat de bekleding als geheel stabiel is, waarbij deze wel lokaal instabiel mag zijn. Hierna zal, eveneens voor een beperkt aantal constructies, ook de stabiliteit bij golfklappen beschouwd worden.

Tot slot is er enige aandacht besteed aan de invloed op de stabiliteit van waterspanningsgeneratie door cyclische belasting.

In hoofdstuk 9 worden de uitgevoerde berekeningen voor oeverbeschermingen beschreven.

2. SELECTIE CONSTRUCTIES EN SCHEMA BEREKENINGEN

Door Rijkswaterstaat is in [4] een overzicht van potentieel mogelijke constructies gegeven. Deze notitie is hier opgenomen als bijlage F. Uit dit overzicht zijn vijf varianten gekozen voor deze verkennende studie.

Overwegingen bij deze selectie zijn geweest het in de praktijk voorkomen van deze constructies en het feit dat een aantal constructies qua grondmechanische stabiliteit identiek zijn.

De gekozen constructies zijn de volgende:

(opbouw van boven naar beneden)

- 1d betonblokken, uitvullaag, granulair filter, zand
- 4b zuilen, uitvullaag, granulair filter, zand
- 2g betonblokken, klei
- 7b blokkenmat, geotextiel, zand
- 10b stortsteen, geotextiel, zand.

Het nummer van de constructie is het nummer waarmee deze constructie in [4] wordt aangeduid. De constructies 1d en 4b zijn qua opbouw identiek. Het verschil tussen deze constructies bestaat uit de geringere dikte en grotere doorlatendheid van een bekleding van zuilen ten opzichte van een bekleding van blokken.

Bij constructie 7b maakt het voor de hier gebruikte beoordeling van de stabiliteit niet uit of de blokken vast met het geotextiel verbonden zijn of dat de blokkenmat hier los op ligt. In het eerste geval is het potentiële glijvlak het vlak geotextiel-ondergrond. In het tweede geval zijn er twee mogelijke glijvlakken (blokkenmat-geotextiel en geotextiel-ondergrond). Maatgevend is het vlak met de laagste wrijvingscoëfficiënt.

bladnummer : - 3 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Er zullen 2 taludhellingen (1 : 2 en 1 : 4) in beschouwing worden genomen. Gezien de in de praktijk toegepaste taludhellingen, mag worden verwacht dat de constructies bij een talud 1 : 2 instabiel zijn en bij een talud 1 : 4 stabiel.

In hoofdstuk 4 wordt aangegeven dat er voor de doorlatendheid van de top laag 3 verschillende situaties zijn te onderscheiden namelijk de extremen van een zeer doorlatende en een ondoorlatende top laag en de situatie van een reële doorlatendheid.

In bijlage E is een algemeen schema voor de beoordeling van de grondmechanische stabiliteit gegeven. In dit schema wordt van constructies eerst beoordeeld of ze voldoen aan de eisen voor lokale stabiliteit. Als dit niet het geval is, betekent dit niet dat de bekleding instabiel is, er kan nog wel worden voldaan aan de eis van totale stabiliteit. Deze berekening is minder eenvoudig dan de bepaling van de lokale stabiliteit. Tevens moet hierbij gecontroleerd worden of de krachten in de bekleding en op de teen of verankering opgenomen kunnen worden. Strikt genomen kan het bepalen van de lokale stabiliteit achterwege blijven maar als hieraan voldaan is kan de moeilijker bepaling van de totale stabiliteit achterwege blijven.

Als bepaald is dat de bekleding niet zal afschuiven, dient nog nagegaan te worden of er geen afschuiving ten gevolge van een golfklap optreedt. Vervolgens dient bepaald te worden of er door cyclische belasting instabiliteit optreedt.

In dit rapport wordt in grote lijnen dit schema gevolgd, zij het niet volledig en niet voor alle constructies.

Bij de bepaling van de totale stabiliteit zal de controle op de krachten in de bekleding en op de teen en/of verankering achterwege blijven.

3. HYDRAULISCHE RANDVOORWAARDEN EN EXTERNE STIJGHOOGTE BIJ EEN WINDGOLF

Bij de uit te voeren berekeningen wordt voor de golfsteilheid (het quotiënt van golfhoogte en golflengte) de volgende relatie genomen:

$$H/L_0 = 0,05.$$

In paragraaf 5.7 zal de gevoeligheid voor deze parameter worden nagegaan.

De andere in de berekening voorkomende lengtematen (D , b , λ , R_d , h_b , s) zullen ook in dimensieloze vorm worden gebruikt. De externe stijghoogte bij een windgolf vlak voor breken is nu te bepalen. Hierbij wordt gebruik gemaakt van de schematisatie volgens Wolsink (zie [2], paragraaf 3.3.3).

De volgende relaties gelden:

surf similarity

$$\xi_0 = \tan \alpha / \sqrt{H/L_0} \quad (3.1)$$

run-down

$$R_d/H = 0,11 (\xi_0^2 \cot \alpha)^{0,8} \text{ met } R_d/H \leq 1,5 \quad (3.2)$$

golfhoogte

$$h_b/H = 0,36 \xi_0 \sqrt{\cot \alpha} \text{ met } h_b/H \leq 2,2 \quad (3.3)$$

brekerhoek

$$\tan \beta = 0,17 / \sqrt{H/L_0} \quad (3.4)$$

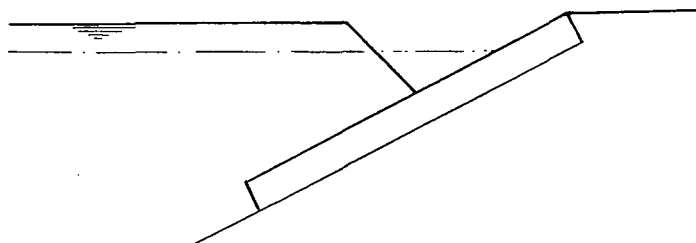
In de volgende tabel zijn de te gebruiken parameters vermeld.

bladnummer : - 5 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

talud	1 : 2	1 : 4
ξ_o	2,24	1,12
Rd/H	0,70	0,40
h_b/H	1,14	0,80
$\tan \beta$	0,76	0,76

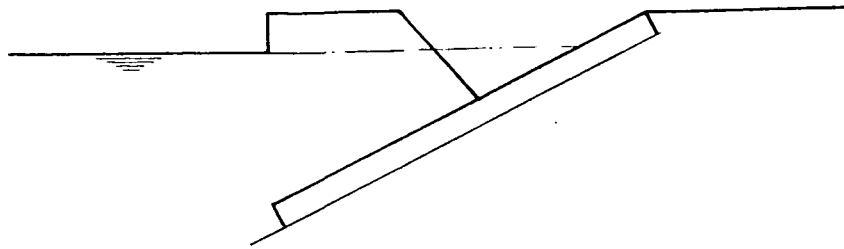
Tabel 3.1. Gebruikte parameters golfbelasting

Voor de externe belasting zijn verschillende schematisaties denkbaar. In figuur 3.1. is de gebruikelijke vorm van de externe stijghoogte (schematisatie volgens Wolsink) getekend voor het moment vlak voor breken.



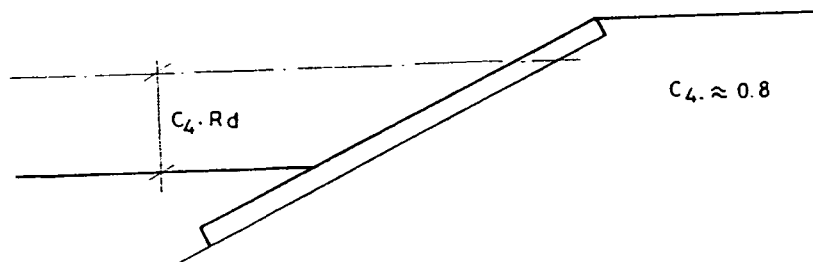
Figuur 3.1. Schematisatie externe stijghoogte volgens Wolsink

In werkelijkheid zal de stijghoogte na het golffront niet constant zijn, maar afnemen omdat er na een golftop weer een golfdal volgt. Dit kan bijvoorbeeld worden geschematiseerd tot een verloop als getekend in figuur 3.2. Hierbij is de stijghoogte constant over het gedeelte op de taludbekleding en bij de teen gelijk aan de stilwaterlijn.

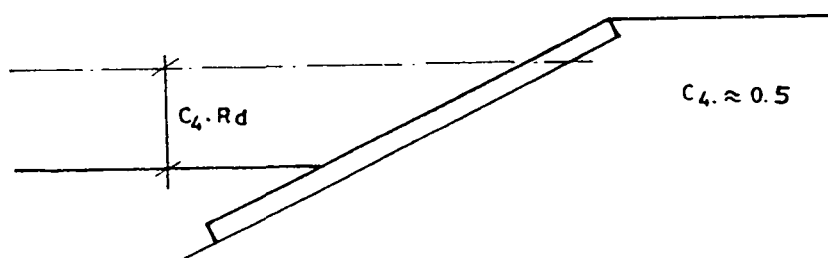


Figuur 3.2. Alternatieve schematisatie externe stijghoogte

Andere momenten die maatgevend kunnen zijn, zijn het moment met minimale stijghoogte aan de teen (figuur 3.3) en het moment met minimale waterdruk op het talud (figuur 3.4).



Figuur 3.3. Schematisatie externe stijghoogte met minimale stijghoogte aan de teen



Figuur 3.4. Schematisatie externe stijghoogte met minimale waterdruk op het talud

Ieder moment kan maatgevend zijn. Ter vereenvoudiging en beperking van het aantal berekeningen wordt verder alleen de schematisatie van figuur 3.1 en 3.3 gebruikt. Dit zijn waarschijnlijk de twee meest extreme situaties.

Voor de dikte van de bekleding wordt de zogenaamde "black-box" benadering gebruikt.

Hierbij moet de dikte van de bekleding voldoen aan:

$$\frac{H_s}{\Delta \cdot d_t} = \frac{\phi}{\sqrt{\xi_z}} \quad \text{met} \quad \xi_z = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_s/L_o}} \quad (3.5)$$

Omwerken van deze uitdrukking geeft:

$$d_t/H_s = \frac{\sqrt{\xi_z}}{\phi \cdot \Delta} \quad (3.6)$$

In de volgende tabel zijn de te gebruiken steendikten vermeld.

constructie	Φ	d_t/H_s resp. d_n/H_s	
		$\tan \alpha = 0,5$	$\tan \alpha = 0,25$
blokken	3,5	0,33	0,23
zuilen	4,5	0,26	0,18
blokken	3,5	0,33	0,23
blokkenmat	5,5	0,21	0,15
stortsteen	2,5	0,37	0,26

Tabel 3.2. Gebruikte steendikten

bladnummer : - 8 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Voor de eerste vier constructies is de dikte van de toplaag gelijk aan de steendikte. Voor de laatste constructie (stortsteen) wordt uitgegaan van twee lagen, dus hierbij is de laagdikte twee maal de steendikte.

De waarde d_n is als volgt gedefinieerd:

$$d_n = \left(\frac{M_{50}}{\rho_s} \right)^{1/3} \quad (3.7)$$

met:

M_{50} = gemiddeld gewicht stenen

ρ_s = soortelijke massa stortsteen.

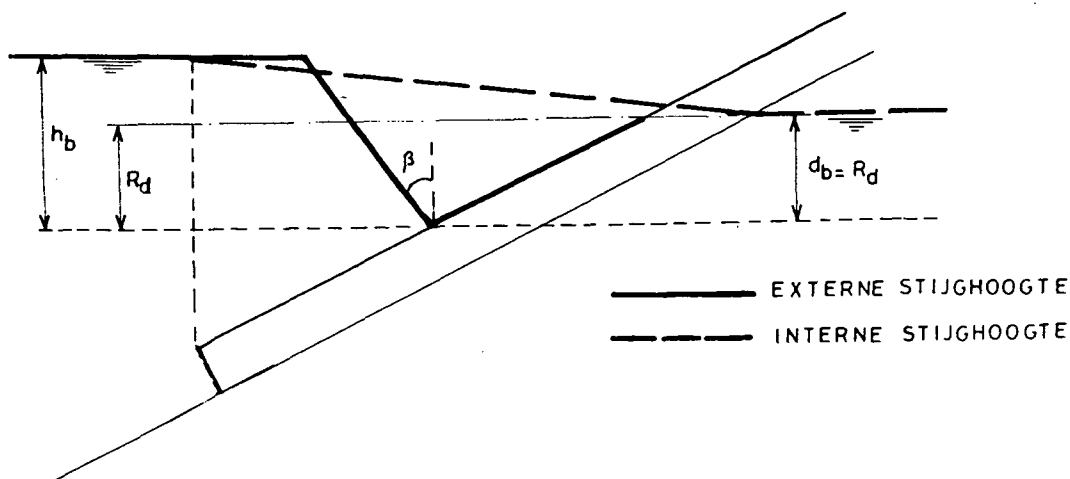
4. INTERNE STIJGHOOGTE BIJ EEN WINDGOLF

4.1 Algemeen

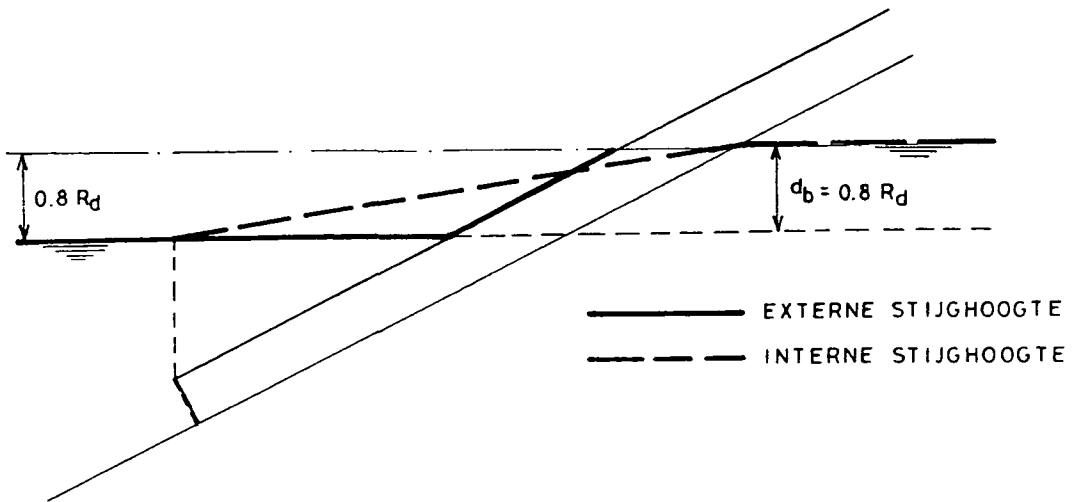
Voor de interne stijghoogte, dat wil zeggen de stijghoogte ter plaatse van het potentiële afschuifvlak, zullen 3 situaties beschouwd worden, namelijk de extremen $\lambda/H \gg 1$ en $\lambda/H \ll 1$ en een reële waarde voor λ . Dit zijn respectievelijk de situatie van een zeer ondoorlatende bekleding, een zeer doorlatende bekleding en een reële situatie.

a. $\lambda/H \gg 1$.

In dit geval is de toplaag als ondoorlatend te beschouwen. Het verloop van de externe en interne stijghoogte is in de volgende figuur aangegeven.



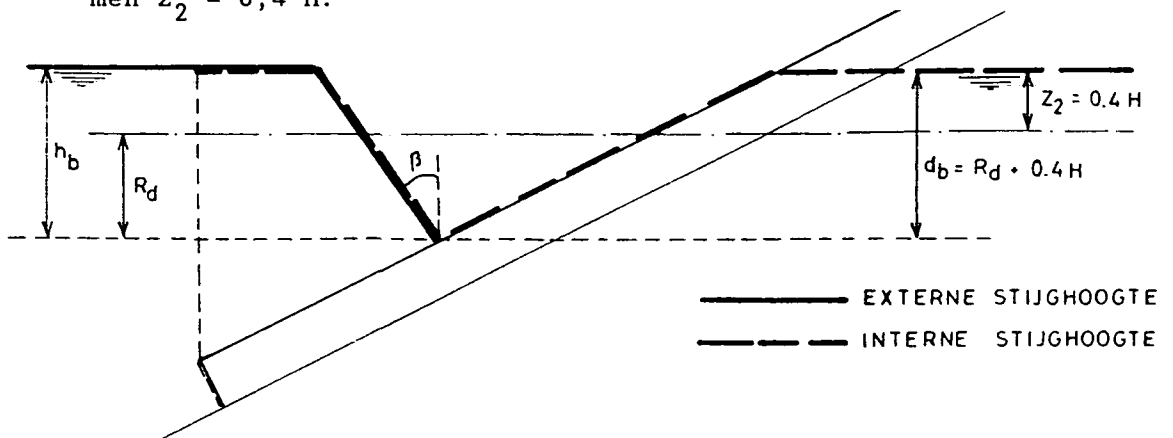
Figuur 4.1. Interne stijghoogte bij $\lambda/H > 1$ bij externe stijghoogte volgens figuur 3.1.



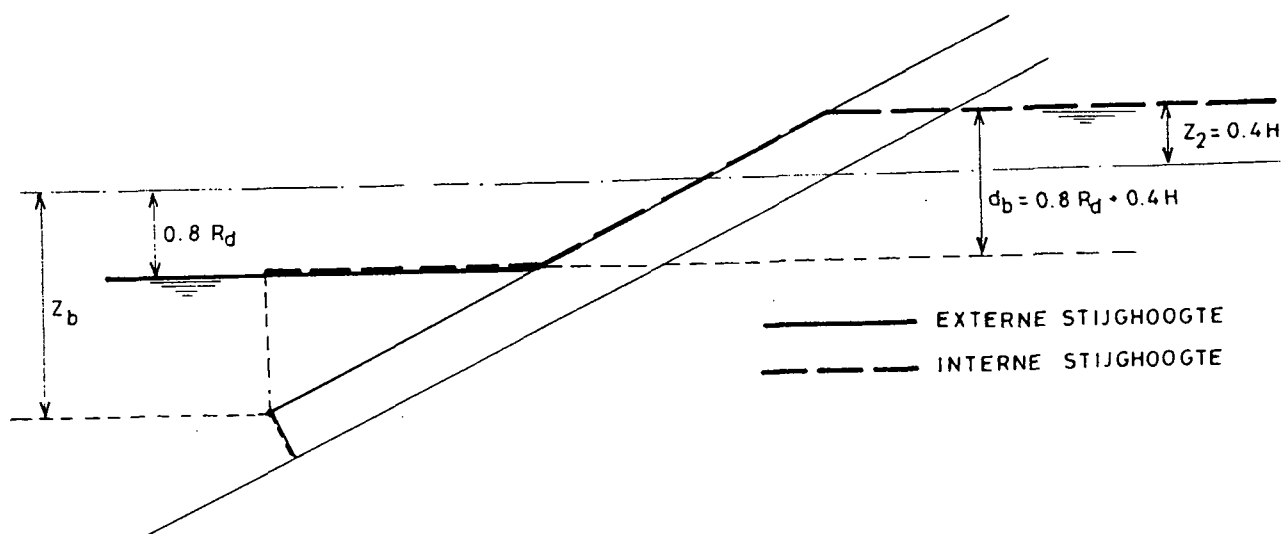
Figuur 4.2. Interne stijghoogte bij $\lambda/H > 1$ bij externe stijghoogte volgens figuur 3.3.

b. $\lambda/H \leq 1$.

In dit geval zal de interne stijghoogte de externe stijghoogte volledig volgen. In de volgende figuren is dit aangegeven. Het freatisch vlak zal door internal set-up hoger liggen dan de stilwaterlijn. Als waarde voor deze hogere ligging wordt genomen $z_2 = 0,4 H$.



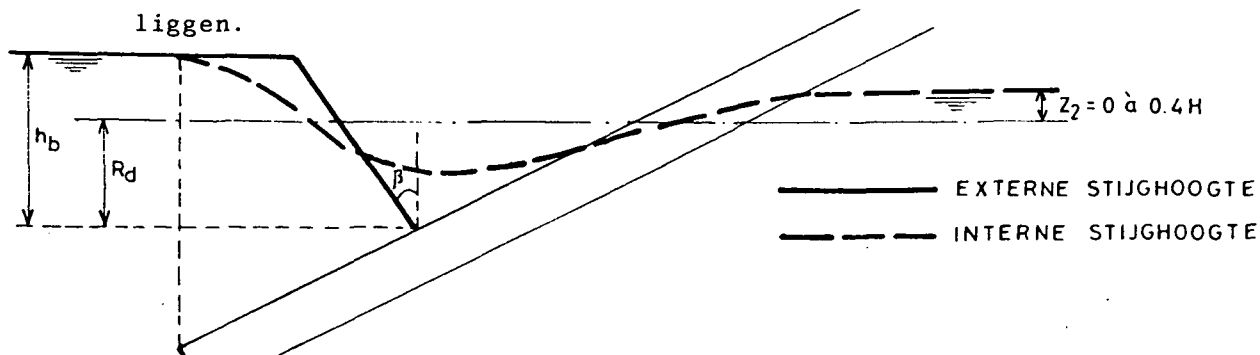
Figuur 4.3. Interne stijghoogte bij $\lambda/H < 1$ bij externe stijghoogte volgens figuur 3.1.



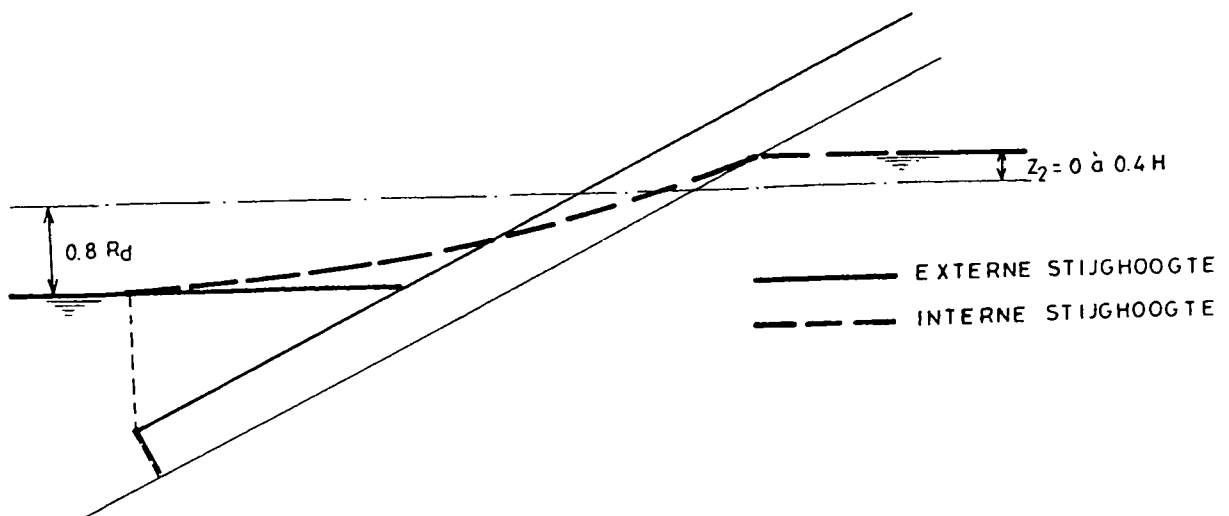
Figuur 4.4. Interne stijghoogte bij $\lambda/H < 1$ bij externe stijghoogte volgens figuur 3.3.

c. reële waarde λ

De interne stijghoogte zal de externe stijghoogte gedeeltelijk volgen. Voor de bepaling van de interne stijghoogte kan de schematisatie volgens Wolsink gebruikt worden. In de volgende figuur is het verloop van de stijghoogte schematisch aangegeven. De waarde van de internal set-up zal tussen 0 en 0,4 H liggen.



Figuur 4.5. Interne stijghoogte bij reële λ bij externe stijghoogte volgens figuur 3.1.



Figuur 4.6. Interne stijghoogte bij reële λ bij externe stijghoogte volgens figuur 3.3.

4.2 Betonblokken op filterlaag

Voor de interne stijghoogte zullen voor deze constructie drie situaties worden beschouwd, namelijk $\lambda/H \gg 1$, $\lambda/H \ll 1$ en een reële waarde voor de lek lengte.

Het verloop van de stijghoogte onder de toplaag voor deze situaties is geschetst in paragraaf 4.1.

4.3 Zuilen op filterlaag

Voor de interne stijghoogte zullen, evenals bij de constructie "betonblokken op filterlaag" drie situaties beschouwd worden, namelijk $\lambda/H \gg 1$, $\lambda/H \ll 1$ en een reële waarde voor de lek lengte.

Voor het verloop van de stijghoogten voor de drie situaties wordt naar paragraaf 4.1 verwezen.

4.4 Betonblokken op klei

Voor deze constructie geldt $\lambda/H \ll 1$. De interne stijghoogte zal de externe stijghoogte volledig volgen. Het verloop van de interne stijghoogte is aangegeven in paragraaf 4.1 onder b.

4.5 Blokkenmat op zand

Voor deze constructie zullen 2 afschuifvlakken beschouwd worden, namelijk tussen bekleding en ondergrond en in de ondergrond. Voor de berekening maakt het niet uit of hier het vlak betonblokken-geotextiel dan wel geotextiel-ondergrond wordt genomen. Een blokkenmat zal in de regel als zeer doorlatend aangemerkt kunnen worden, zeker indien er open blokken worden gebruikt. Voor het glijvlak bekleding ondergrond wordt daarom uitgegaan van het volgende extreem $\lambda/H \ll 1$.

Het bijbehorende verloop van de interne stijghoogte is weergegeven in paragraaf 4.1 onder b.

Het potentiële afschuifvlak kan ook in de ondergrond liggen. Voor de ondergrond wordt aangenomen dat, als gevolg van elastische berging, de interne stijghoogte onafhankelijk is van de externe stijghoogte. Het verloop van de interne stijghoogte komt dan overeen met paragraaf 4.1 onder a (dus alsof $\lambda/H \gg 1$).

4.6 Stortsteen op zand

Stortsteen en geotextiel kunnen als zeer doorlatend beschouwd worden. Dit betekent dat de stijghoogte in de bekleding de externe stijghoogte volledig volgt, dus $\lambda/H \ll 1$. De stijghoogte van de ondergrond is bij deze situatie niet van belang, aangezien de stijghoogte in het potentiële glijvlak bepaald wordt door de stijghoogte in de bekleding.

Net als bij paragraaf 4.4 wordt ook een afschuifvlak in de ondergrond beschouwd waar de stijghoogte constant blijft (dus alsof $\lambda/H \gg 1$).

5. LOKALE STABILITEIT BIJ EEN WINDGOLF

5.1 Algemeen

In bijlage A is een overzicht gegeven van de situaties waarvoor de lokale stabiliteit wordt bepaald.

De stabiliteit tegen afglijden zal worden uitgedrukt in een veiligheidsfactor η . Deze is gedefinieerd als de verhouding tussen de aanwezige waarde van $\tan \phi$ of $\tan \delta$ en de benodigde waarde van $\tan \phi$ of $\tan \delta$.

Indien de waarde van η groter is dan 1 is de bekleding lokaal stabiel, bij η kleiner dan 1 is de bekleding lokaal instabiel.

In [1] zijn voor een aantal constructies eisen voor de lokale stabiliteit afgeleid.

Voor de situatie dat er geen cohesie of adhesie is, is deze eis voor een afschuifvlak direct onder de bekleding als volgt te schrijven:

$$\tan \delta > \frac{\gamma_b D \sin \alpha}{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha - \gamma_w \Delta\phi} \quad (5.1)$$

Hierin is:

- δ : aanwezige wrijvingshoek (tussen twee verschillende materialen)
- γ_b : volumegewicht bekleding
- γ_w : volumegewicht water
- D : diepte afschuifvlak
- α : taludhelling
- $\Delta\phi$: stijghoogteverschil.

Voor de situatie $\lambda/H \ll 1$ is er geen stijghoogteverschil over de bekleding dus $\Delta\phi = 0$.

bladnummer : - 15 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

De eis voor een lokaal stabiele bekleding vereenvoudigt nu tot:

$$\tan \delta > \frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \cdot \tan \alpha \quad (5.2)$$

Dit is tevens de uitdrukking voor de benodigde $\tan \delta$. Het blijkt dat de diepte van het afschuifvlak en dus de dikte van de bekleding in de uitdrukking voor de benodigde $\tan \delta$ niet meer voorkomt.

Eenzelfde soort eis is af te leiden voor de situatie dat de bekleding langs een dieper gelegen glijvlak afschuift. Dit is gedaan in appendix B.

De veiligheidsfactor wordt:

$$\eta = \frac{\tan \delta}{\tan \delta_{\text{ben}}} = \tan \delta \cdot \frac{(\gamma_b - \gamma_w)}{\gamma_b \tan \alpha} \quad (5.3)$$

Bij een reële waarde van de lek lengte wordt de veiligheidsfactor:

$$\eta = \frac{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha - \gamma_w \cdot \Delta \phi_{\text{max}}}{\gamma_b D \sin \alpha} \quad (5.4)$$

Voor de situatie $\lambda/H \gg 1$ mag de internal set up worden verwaarloosd en is het maximum stijghoogteverschil bij een oneindig lang talud gelijk aan de run-down.

Nu geldt $\Delta \phi_{\text{max}} = R_d$.

Deze waarde is als een bovengrens te beschouwen.

bladnummer : - 16 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

De veiligheidsfactor wordt:

$$\eta = \frac{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha - \gamma_w \cdot R_d}{\gamma_b \cdot D \sin \alpha} \cdot \tan \delta \quad (5.5)$$

In bijlage B is voor de situatie dat de bekleding langs een dieper gelegen glijvlak afschuift een uitdrukking voor de veiligheidsfactor afgeleid.

5.2 Betonblokken op filterlaag

Zoals vermeld in 4.2 zullen er drie situaties voor de interne stijghoogte worden beschouwd namelijk $\lambda/H \ll 1$, $\lambda/H \gg 1$ en een reële waarde voor λ . Hierbij worden de volgende volumegewichten gebruikt:

$$\gamma_b = 23 \text{ kN/m}^3 \text{ en}$$

$$\gamma_w = 10 \text{ kN/m}^3.$$

Voor de situatie $\lambda/H \ll 1$ is in de volgende tabel voor verschillende waarden van α en δ de veiligheidsfactor gegeven.

tan α	0,5	0,5	0,25	0,25
δ (°)	20	35	20	35
η	0,411	0,791	0,823	1,582

Tabel 5.1. Veiligheidscoëfficiënten

Het is ook mogelijk om de minimaal benodigde waarde van δ aan te geven (dat wil zeggen de waarde van δ waarbij de veiligheidsfactor net gelijk is aan 1).

In de volgende tabel is dit gedaan.

bladnummer : - 17 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

tan α	0,5	0,25
δ_{\min} (°)	41,5	23,9

Tabel 5.2. Minimaal benodigde wrijvingshoek

Voor de situatie $\lambda/H \gg 1$ is in de volgende tabel voor de verschillende parametercombinaties de veiligheidsfactor gegeven.

tan α	0,5	0,5	0,25	0,25
D/H	0,33	0,33	0,23	0,23
R_d/H	0,70	0,70	0,40	0,40
δ (°)	20	35	20	35
η	-0,34	-0,65	-0,31	-0,60

Tabel 5.3. Veiligheidsfactoren

De negatieve veiligheidsfactor is een gevolg van het feit dat in deze situatie niet aan een ander stabiliteitscriterium wordt voldaan, namelijk oplichten van de toplaag. Dit bezwijkmechanisme valt verder buiten het kader van deze studie.

Als een reële waarde voor de lekhoogte wordt voor een blokkenbekleding genomen:

$$\lambda = 0,4 H$$

Volgens Wolsink is het maximum stijghoogteverschil over de bekleding:

bladnummer : - 18 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$\Delta\phi_{\max} = \left\{ \frac{\lambda}{2 \tan \alpha \tan \beta} \left(1 - \exp \left(- \frac{\tan \alpha \tan \beta h_b}{\lambda} \right) \right) + 1/2\lambda \right\} \cdot (1 - \exp(-2 R_d/\lambda)) \quad (5.6)$$

In de volgende tabel is het stijghoogteverschil voor de twee beschouwde taludhellingen berekend.

tan α	0,5	0,25
h_b/H	1,14	0,80
R_d/H	0,70	0,40
D/H	0,33	0,23
λ/H	0,4	0,4
tan β	0,76	0,76
$\Delta\phi_{\max}/H$	0,53	0,46

Tabel 5.4. Maximum stijghoogteverschil

In de volgende tabel is voor de verschillende waarden van α en δ de waarde gegeven van de veiligheidsfactor volgens formule 5.4.

tan α	0,5	0,5	0,25	0,25
δ ($^\circ$)	20	35	20	35
η	-0,16	-0,30	-0,48	-0,93

Tabel 5.5. Veiligheidscoëfficiënten

bladnummer : - 19 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Ook in deze situatie wordt niet aan het stabiliteitscriterium met betrekking tot oplichten voldaan.

5.3 Zuilen op filterlaag

Zoals vermeld zullen voor deze constructie voor het glijvlak top laag-filterlaag 3 situaties beschouwd worden, namelijk $\lambda/H \ll 1$, $\lambda/H \gg 1$ en een reële waarde voor λ . Ook hier wordt genomen $\gamma_b = 23 \text{ kN/m}^3$ en $\gamma_w = 10 \text{ kN/m}^3$.

Voor een aantal waarden van α en δ is in de onderstaande tabel de grootte van de veiligheidsfactor gegeven. Deze waarden zijn gelijk aan de in 5.2 gevonden waarden.

$\tan \alpha$	0,5	0,5	0,25	0,25
δ (°)	20	35	20	35
η	0,411	0,791	0,823	1,582

Tabel 5.6. Veiligheidscoëfficiënten

Voor de situatie $\lambda/H \gg 1$ is in de volgende tabel voor de verschillende parametercombinaties de veiligheidsfactor gegeven. Deze factor volgt uit formule 5.5.

bladnummer : - 20 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

$\tan \alpha$	D/H	R_d/H	δ	η
0,5	0,26	0,70	20°	- 0,54
0,5	0,26	0,70	35°	- 1,04
0,25	0,18	0,40	20°	- 0,63
0,25	0,18	0,40	35°	- 1,21

Tabel 5.7. Veiligheidscoëfficiënten

Vervolgens wordt de situatie met een reële waarde voor de lek lengte beschouwd.

Als een schatting voor de lekhoogten van een bekleding uit zuilen wordt genomen:

$$\lambda = 0,2 H$$

Het maximum stijghoogteverschil over de bekleding is te bepalen met behulp van Wolsink (formule 5.6.).

In de volgende tabel is dit voor de twee beschouwde taludhellingen gedaan.

α	26,6°	14,0°
h_b/H	1,14	0,80
R_d/H	0,70	0,40
D/H	0,26	0,18
λ/H	0,2	0,2
$\tan \beta$	0,76	0,76
$\Delta\phi_{\max}/H$	0,33	0,38

Tabel 5.8. Maximum stijghoogteverschil

bladnummer : - 21 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Met behulp van deze waarden is de veiligheidsfactor voor lokale stabiliteit te bepalen. In de volgende tabel is dit voor verschillende waarden van α en δ gedaan.

$\tan \alpha$	0,5	0,5	0,25	0,25
δ (°)	20	35	20	35
η	-0,04	-0,07	-0,56	-1,07

Tabel 5.9. Veiligheidscoëfficiënten

Voor de situatie $\lambda/H \ll 1$ zal ook de stabiliteit bepaald worden in het geval van een glijvlak filterlaag - ondergrond.

In bijlage B wordt een uitdrukking voor de veiligheidsfactor in deze situatie gegeven (formule B.8.).

Voor $\lambda/H \ll 1$ geldt $\Delta\phi = 0$.

Voor de volumegewichten wordt ten behoeve van de berekening respectievelijk genomen:

$$\gamma_b = 23 \text{ kN/m}^3$$

$$\gamma_f = 20 \text{ kN/m}^3$$

$$\gamma_w = 10 \text{ kN/m}^3$$

Invullen van deze waarden in de uitdrukking voor η geeft:

$$\eta = \frac{(13 D + 10 b) \cos \alpha}{(23 D + 20 b) \sin \alpha} \cdot \tan \phi \quad (5.7)$$

bladnummer : - 22 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

De veiligheidsfactor hangt dus af van de dikte van de filterlaag. De extremen zijn $b = 0$ en $b = \infty$.

In het eerste geval geldt: $\eta = 0,565 \tan \gamma / \tan \alpha$

In het tweede geval geldt: $\eta = 0,50 \tan \gamma / \tan \alpha$

De tweede situatie vormt dus een ondergrens voor de veiligheidsfactor.

In de volgende tabel zijn voor een aantal waarden van α de minimale en maximale veiligheidscoëfficiënt gegeven in het geval van $\phi = 35^\circ$.

tan α	0,5	0,5	0,25	0,25
b	0	∞	0	∞
η	0,791	0,700	1,582	1,400

Tabel 5.10. Veiligheidscoëfficiënten

Het blijkt dat voor deze situatie het verschil tussen de minimale en maximale veiligheidsfactor gering is.

5.4 Betonblokken op klei

Voor deze constructie geldt $\lambda/H \ll 1$.

In de volgende tabel is voor een aantal waarden van δ en α de veiligheidsfactor gegeven. Deze is berekend met formule 5.3.

tan α	0,5	0,5	0,25	0,25
δ ($^\circ$)	13	35	13	35
η	0,261	0,791	0,522	1,582

Tabel 5.11. Veiligheidscoëfficiënten

5.5 Blokkenmat op zand

Voor deze constructie zullen twee potentiële glijvlakken beschouwd worden, namelijk een glijvlak bekleding ondergrond met $\lambda/H \ll 1$ en een dieper gelegen glijvlak met $\lambda/H \gg 1$.

Voor de eerste situatie geeft formule 5.3. een uitdrukking voor de veiligheidsfactor.

Voor een aantal waarden van δ en α is in de volgende tabel de veiligheidsfactor vermeld.

tan α	0,5	0,5	0,25	0,25
δ (°)	20	35	20	35
η	0,411	0,791	0,823	1,582

Tabel 5.12. Veiligheidscoëfficiënten

Voor het dieper gelegen glijvlak geeft de formule B.8. een uitdrukking voor de veiligheidsfactor.

Voor de situatie $\lambda/H \gg 1$ geldt $\Delta\phi_{\max} = R_d$.

Evenals in 5.3 zijn voor de waarde van b twee extremen te onderscheiden, namelijk $b = 0$ en b gaat naar oneindig. Voor beide extremen is in de volgende tabel de veiligheidsfactor bepaald indien $\phi = 35^\circ$.

bladnummer : - 24 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

tan α	0,50	0,50	0,25	0,25
D/H	0,21	0,21	0,15	0,15
R _d /H	0,70	0,70	0,40	0,40
b/H	0	∞	0	∞
η	- 1,48	0,70	- 1,77	1,40

Tabel 5.13. Veiligheidscoëfficiënten

5.6 Stortsteen op zand

Voor deze constructie geldt voor de glijvlakken stortsteen-geotextiel en geotextiel-ondergrond $\lambda/H \ll 1$.

De veiligheidsfactor kan worden berekend met formule 5.3.

Voor het volumegewicht van de toplaag inclusief poriënwater wordt genomen 20 kN/m³. In de volgende tabel is voor een aantal waarden van δ en α de veiligheidsfactor gegeven.

tan α	0,5	0,5	0,25	0,25
δ (°)	20	35	20	35
η	0,364	0,700	0,728	1,400

Tabel 5.14. Veiligheidscoëfficiënten

Voor een dieper gelegen glijvlak wordt aangenomen $\lambda/H \gg 1$.

In de onderhevige situatie geldt $\Delta\phi_{\max} = R_d$.

De veiligheidsfactor kan worden berekend met formule B.8.

bladnummer : - 25 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

Evenals in 5.3 en 5.5 zijn voor de waarde van b twee extremen te onderscheiden, namelijk $b = 0$ en b gaat naar oneindig. Voor beide extremen is in de volgende tabel de veiligheidsfactor bepaald indien $\phi = 35^\circ$.

$\tan \alpha$	0,50	0,50	0,25	0,25
D/H	0,74	0,74	0,52	0,52
R_d/H	0,70	0,70	0,40	0,40
b/H	0	∞	0	∞
η	- 0,03	0,70	0,15	1,40

Tabel 5.15. Veiligheidscoëfficiënten

Het meest ongunstige glijvlak in deze situatie is dus een ondiep glijvlak. Voor deze situatie zal strikt genomen niet meer gelden $\Delta\phi_{\max} = R_d$. De berekende veiligheidsfactor kan dus als een ongunstig extreem worden beschouwd.

5.7 Invloed H/L_0

De voorgaande berekeningen zijn uitgevoerd voor de golfconditie $H/L_0 = 0,05$. In deze paragraaf zal nagegaan worden wat de invloed is indien hiervoor een andere waarde gekozen wordt. Dit wordt gedaan door voor één constructie de berekening te herhalen met een andere keuze voor de parameter H/L_0 . Als constructie wordt gekozen voor de constructie blokken op filterlaag. Voor de lekhoogte wordt gekozen $\lambda/H = 0,4$ en voor de wrijvingshoek $\delta = 35^\circ$. In de volgende tabel is deze berekening uitgevoerd.

bladnummer : - 26 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

$\tan \alpha$	0,50	0,50	0,50	0,25	0,25	0,25
H/L_o	0,04	0,05	0,06	0,04	0,05	0,06
ξ_o	2,50	2,24	2,04	1,25	1,12	1,02
R_d/H	0,83	0,70	0,60	0,48	0,40	0,34
h_b/H	1,27	1,14	1,04	0,90	0,80	0,73
D/H	0,35	0,33	0,31	0,25	0,23	0,22
$\tan \beta$	0,85	0,76	0,69	0,85	0,76	0,69
λ/H	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4
$\Delta \phi_{\max}/H$	0,56	0,53	0,50	0,51	0,46	0,42
η	-0,30	-0,30	-0,31	-0,98	-0,93	-0,82

Tabel 5.16. Veiligheidscoëfficiënten

Het blijkt dat de invloed van de factor H/L_o op de de veiligheidscoëfficiënt gering is.

Opgemerkt wordt dat bij de keuze van een lagere waarde voor de lekhoogte het verschil zal afnemen. In het extreme geval ($\lambda/H \ll 1$) is de veiligheidsfactor onafhankelijk van golfhoogte, blokdikte, en dergelijke en dus onafhankelijk van de keuze voor H/L_o .

5.8 Resultaten en conclusies

In appendix C is een overzicht van de berekende veiligheidsfactoren voor lokale stabiliteit gegeven. Opvallend in dit overzicht is het grote aantal negatieve waarden voor de veiligheidsfactor. Dit wordt veroorzaakt door lokaal oplichten van de bekleding, een bezwijkmechanisme dat geen onderdeel van deze studie vormt. De negatieve veiligheidsfactoren ontstaan door het invullen van de betreffende formules.

bladnummer : - 27 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Deze formules houden geen rekening met het feit dat er tussen bekleding en ondergrond geen trek kan ontstaan. Als de bekleding wordt opgelicht zal de contactdruk nul worden en niet een negatieve waarde aannemen. Dit betekent dat overal waar de veiligheidsfactor volgens de gebruikte formules negatief is gelezen moet worden $\eta = 0$.

Een positieve veiligheidsfactor wordt alleen gevonden bij $\lambda/H \ll 1$, dus bij een ondoorlatende bekleding. In deze situatie is de veiligheidsfactor onafhankelijk van de constructie.

Een veiligheidsfactor van meer dan 1 komt alleen voor als er sprake is van een zeer kleine leklengte, een flauw talud en een hoge wrijvingshoek.

Geconcludeerd kan worden dat lokale instabiliteit eerder regel dan uitzondering is. Dit houdt niet automatisch in dat er sprake is van bezwijken. De totale stabiliteit kan nog wel verzekerd zijn.

Dit aspect komt in het volgende hoofdstuk ter sprake.

De voorgaande conclusie kan ook als volgt geformuleerd worden. Alleen in het geval van een zeer doorlatende bekleding ($\lambda/H \ll 1$) een flauw talud en een hoge wrijvingshoek (eis $\tan \alpha < 0,5 \tan \delta$) zal de bekleding lokaal stabiel zijn tegen afschuiven. In dat geval behoeft er geen aandacht aan de totale stabiliteit te worden besteed.

6. TOTALE STABILITEIT BIJ EEN WINDGOLF

6.1 Keuze varianten

Van een aantal in het vorige hoofdstuk beschouwde constructies zal de totale stabiliteit bepaald worden.

Bij een constructie die lokaal instabiel is zal het instabiele deel van de constructie krachten uitoefenen op aangrenzende stabiele delen. Voor het afdragen van deze krachten zijn er in principe twee mogelijkheden, namelijk via trekkrachten naar de kruin en via drukkrachten naar de teen. Welke krachtsoverdracht mogelijk is hangt af van het type constructie. In dit hoofdstuk zal van beide soorten constructies een voorbeeld worden opgenomen. Er wordt geen aandacht besteed aan de variant waarbij zich halverwege het talud een overgangsconstructie bevindt.

Als eerste constructie wordt gekozen voor een gezette constructie van betonblokken op een filterlaag. Dit is een voorbeeld van een constructie die alleen krachten naar beneden kan overdragen.

Als tweede constructie wordt gekozen voor een blokkenmat op een geotextiel. Dit is een voorbeeld van een constructie die krachten naar boven en, afhankelijk van het type, ook naar beneden kan overdragen. Hier wordt verder aangenomen dat de blokkenmat alleen krachten naar boven kan overdragen.

Voor de keuze van de lek lengte zijn de extremen $\lambda/H \ll 1$ en $\lambda/H \gg 1$. In het kader van deze studie zullen alleen deze extremen beschouwd worden voor de bekleding uit betonblokken en alleen het eerste extreem voor de blokkenmat.

Als potentieel glijvlak wordt het vlak direct onder de toplaag genomen en voor de wrijvingshoek $\delta = 35^\circ$.

In de volgende tabel is een overzicht van de te beschouwen varianten gegeven.

constructie	λ/L	δ (°)	α (°)	D/H	opmerkingen
betonblokken op granulaair filter	$\ll 1$	35	26,6	0,33	lokaal stabiel
	$\ll 1$	35	14,0	0,23	
	$\gg 1$	35	26,6	0,33	
	$\gg 1$	35	14,0	0,23	
	reëel	35	14,0	0,23	
blokkenmat op geotextiel	$\ll 1$	35	26,6	0,21	lokaal stabiel
	$\ll 1$	35	14,0	0,15	

Tabel 6.1. Varianten voor berekening

Constructies die lokaal stabiel zijn, zijn ook totaal stabiel zodat van twee constructies de totale stabiliteit al verzekerd is. In de volgende paragrafen zal van de overige vier constructies de totale stabiliteit worden bepaald.

6.2 Algemeen

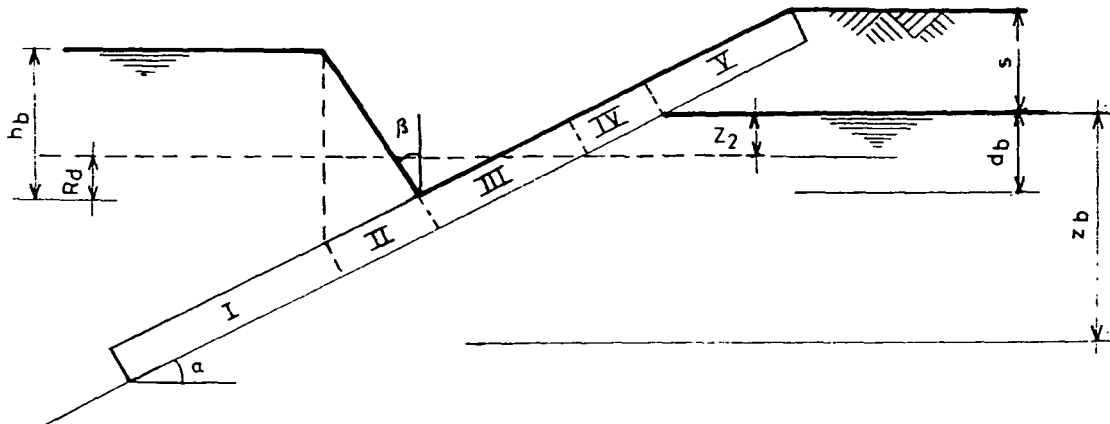
De totale stabiliteit is te bepalen met behulp van de formules zoals afgeleid in [1].

In dit rapport wordt de bekleding ingedeeld in een aantal gebieden welke lokaal stabiel en lokaal instabiel zijn. De situatie $\lambda/H \ll 1$ komt overeen met de in paragraaf 5.3 van [1] beschreven situatie. Weliswaar gaat het daar om een steenzetting op klei. Het stijghoogteverschil bij een steenzetting op een filterlaag en $\lambda/H \gg 1$ is echter gelijk aan het stijghoogteverschil bij een steenzetting op klei.

De situatie $\lambda/H \gg 1$ is in [1] niet expliciet uitgewerkt. Dit is daarom in dit rapport in appendix D gedaan.

Volledigheidshalve worden hier de resultaten uit de paragrafen 5.3.4. en 5.3.5 van [1] herhaald voor het moment vlak voor breken.

In figuur 6.1 is een schets van de verschillende gebieden gegeven.



Figuur 6.1. Indeling gebieden

De eisen voor lokale stabiliteit van de verschillende gebieden zijn als volgt:

- gebied I, IV en V

$$\tan \alpha < \tan \delta \quad (6.1)$$

- gebied II

$$\tan \alpha < \tan \delta + \frac{y_w}{y_b + y_w} \cdot \frac{1}{\tan \beta} \quad (6.2)$$

- gebied III

$$\frac{r}{y_b} \frac{y_b}{y_b - y_w} \tan \alpha < \tan \delta \quad (6.3)$$

bladnummer : - 31 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

De resultaten van de evenwijdig aan het talud naar beneden werkende krachten zijn ook aan [1] te ontleen.

$$F_I = (\gamma_b - \gamma_w) D \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) (z_b - h_b \tan \alpha \tan \beta - d_b) \quad (6.4)$$

$$F_{II} = h_b \cdot D \tan \alpha \tan \beta \left((\gamma_b - \gamma_w) \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) - \frac{\gamma_w}{\tan \alpha \tan \beta} \right) \quad (6.5)$$

$$F_{III} = D \cdot d_b (\gamma_b - (\gamma_b - \gamma_w) \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}) \quad (6.6)$$

$$F_{IV} = D^2 \cos \alpha (\gamma_b - 1/2 \gamma_w) \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) \quad (6.7)$$

$$F_V = \gamma_b \cdot D \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) (s - D \cos \alpha) \quad (6.8)$$

De formules voor het moment met de minimale stijghoogte aan de teen worden gegeven in hoofdstuk 9. Hierbij geldt: $d_b = z_2 + C_4 R_d$.

6.3 Betonblokken op een filterlaag

Een taludbekleding uit gezette betonblokken is een voorbeeld van een bekleding die bij lokale instabiliteit wel krachten naar de teen maar niet naar de kruin kan overdragen. Zoals in paragraaf 6.1 beschreven zullen van deze constructie drie varianten beschouwd worden.

6.3.1 Kleine leklengte, $\tan \alpha = 0,5$, $\delta = 35^\circ$

Met behulp van de formules 6.1, 6.2 en 6.3 is voor het moment vlak voor breken aan te tonen dat de gebieden I, II, IV en V lokaal stabiel zijn en dat gebied III lokaal instabiel is. Voor het bepalen van de totale stabiliteit zijn dus alleen de gebieden I, II en III van belang.

Optellen van de vergelijkingen 6.4, 6.5 en 6.6 geeft:

$$F_I + F_{II} + F_{III} = (\gamma_\beta - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) - \gamma_w D (h_b - d_b) \quad (6.9)$$

De bekleding is totaal stabiel als geldt:

$$F_I + F_{II} + F_{III} < 0 \quad (6.10)$$

Invullen van (6.9) in (6.10) geeft:

$$4,29 H z_b - 8,58 H z_b \tan \delta - 0,13 H^2 < 0 \quad (6.11)$$

Hieraan wordt voor $\delta = 35^\circ$ voldaan als geldt:

$$z_b > -0,08 H \quad (6.12)$$

Voor het moment met de laagste stijghoogte aan de teen (zie figuur 4.4 en 9.2) geldt uitdrukking 9.16. Hieraan wordt voor $\delta = 35^\circ$ voldaan als geldt:

$$\frac{z_b}{d_b} > 1,92 \quad (6.13)$$

Met $d_b = z_2 + C_4 R_d = 0,96 H$ volgt hieruit:

$$z_b > 1,84 H \quad (6.14)$$

Uit uitdrukking 9.16 volgt eveneens dat z_b nooit groot genoeg kan zijn als $\delta < \alpha$ (hier dus $\delta < 26,6^\circ$). In dat geval is een teenconstructie onmisbaar. De kracht op de teenconstructie is volgens formule 9.14:

$$F_t = F_I + F_{II} = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) + \gamma_w D d_b \quad (6.15)$$

Teneinde meer inzicht te krijgen in het verschil tussen het moment vlak voor breken en het moment met de laagste stijghoogte aan de teen wordt in het volgende de waarde van z_b/H gevarieerd en bij iedere situatie de kritieke waarde van δ bepaald. Steeds blijft gelden $\lambda/H \ll 1$ en $\tan \alpha = 0,5$.

In tabel 6.2. staan de kritieke waarden voor de twee situaties vermeld. Deze zijn berekend met respectievelijk formule 6.11 (met $h_b - d_b = 0,04 H$) en formule 9.16 (met $d_b = 0,96 H$).

z_b/H	vereiste δ ($^\circ$) moment vlak voor breken	vereiste δ ($^\circ$) moment laagste stijghoogte teen
1	26	41
1,5	26	37
2	26	34
3	26	32
5	26	30
∞	27	27

Tabel 6.2. Stabiliteitsgrens voor betonblokken op filterlaag
 ($\lambda/H \ll 1$, $\tan \alpha = 0,5$, $D/H = 0,33$)

bladnummer : - 34 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Uit deze tabel volgt dat het moment van de laagste stijghoogte aan de teen van het talud steeds maatgevend is. Het verschil met het moment vlak voor breken neemt af met toenemende diepte z_b . Verder is te zien dat de stabiliteit weinig wordt beïnvloed door de grootte van z_b/H . Voor glad beton op grind is δ meestal veel kleiner dan 35° . Een reële waarde is $\delta = 24^\circ$. In dat geval is z_b nooit lang genoeg te maken.

6.3.2 Grote leklengte, $\tan \alpha = 0,5$, $\delta = 35^\circ$

Voor de berekening wordt gebruik gemaakt van de formules uit bijlage D. Hier zullen deze formules zelf niet herhaald worden. Wel zullen stapsgewijs de resultaten gegeven worden na invullen van de verschillende parameters en zo nodig verder uitwerken. De gebruikte eenheden zijn kN en m.

Evenals bij de vorige berekeningen worden de volgende waarden:

$$\gamma_b = 23 \text{ kN/m}^3$$

$$\gamma_w = 10 \text{ kN/m}^3$$

$$\delta = 35^\circ$$

$$\tan \beta = 0,76$$

$$d_t/H = 0,33$$

$$R_d/H = 0,70$$

$$R_b/h = 1,14.$$

Allereerst wordt de totale stabiliteit op het moment vlak voor breken bepaald (figuur 4.1).

Het stijghoogteverschil waarbij de bekleding op de grens van lokale instabiliteit verkeert is:

bladnummer : - 35 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

$$\Delta \phi_{gr} = - 0,101 H \quad (6.16)$$

De lengte van het gedeelte van de bekleding waarvoor de totale stabiliteit moet worden beschouwd, wordt hiermee:

$$L' = 2,23 z_b + \frac{0,226 z_b H}{z_b + 0,44 H} \quad (6.17)$$

Hiermee wordt het eigen gewicht van het dit gedeelte:

$$G = 16,93 z_b \cdot H + \frac{1,71 z_b H^2}{z_b + 0,44 H} \quad (6.18)$$

De waterdruk tegen de onderkant van het instabiele gedeelte is:

$$W_2 = 11,15 z_b^2 + 10,50 z_b \cdot H + \frac{0,55 z_b H^2}{z_b + 0,44 H} \quad (6.19)$$

De waterdruk tegen de teen is:

$$W_4 - W_3 = 3,3 z_b \cdot H + 1,45 H^2 \quad (6.20)$$

De waterdruk op de bovenkant van de bekleding is:

$$W_1 = 11,15 z_b^2 + 9,83 z_b \cdot H - 17,85 H^2 \quad (6.21)$$

De korreldruk tegen de onderkant van de bekleding is:

$$F_k = G \cos \alpha + W_1 - W_2 =$$

bladnummer : - 36 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

$$14,59 z_b H - 17,19 H^2 + \frac{0,98 z_b H^2}{z_b + 0,44 H} \quad (6.22)$$

De benodigde wrijvingskracht voor evenwicht is, bij afwezigheid van een teenconstructie:

$$F_w = G \sin \alpha - W_4 + W_3 = 4,28 z_b \cdot H - 1,45 H^2 + \frac{0,77 z_b H^2}{z_b + 0,44 H} \quad (6.23)$$

De bekleding is stabiel als geldt:

$$F_w < F_k \tan \delta \quad (6.24)$$

Invullen van de voorgaande formules en uitwerken geeft als eis:

$$z_b > 2,15 H \quad (6.25)$$

Vervolgens wordt de situatie beschouwd voor het moment met de laagste stijghoogte aan de teen (figuur 4.2). In de formules van bijlage D moeten nu de volgende waarden worden gesubstitueerd:

$$d_b = 0,8 \quad R_d = 0,56 H \quad (6.26)$$

$$h_b = 0 \quad (6.27)$$

Nu volgt er achtereenvolgens:

$$\Delta \phi_{gr} = - 0,101 H \quad (6.28)$$

$$L' = 2,23 z_b + \frac{0,226 z_b H}{z_b - 0,56 H} \quad (6.29)$$

$$G = 16,93 z_b H + \frac{1,71 z_b H^2}{z_b - 0,56 H} \quad (6.30)$$

$$W_2 = 11,15 z_b^2 + 0,35 z_b H + \frac{0,55 z_b H^2}{z_b - 0,56 H} \quad (6.31)$$

$$W_4 = 3,3 z_b H - 1,33 H^2 \quad (6.32)$$

$$W_1 = 11,15 z_b^2 - 12,52 z_b H + 3,51 H^2 \quad (6.33)$$

$$F_k = 2,27 z_b H + 3,51 H^2 + \frac{0,98 z_b H^2}{z_b - 0,56 H} \quad (6.34)$$

Als er geen teenconstructie is bedraagt de te mobiliseren wrijvingskracht voor evenwicht:

$$F_w = 4,27 z_b H + 1,33 H^2 + \frac{0,76 z_b H^2}{z_b - 0,56 H} \quad (6.35)$$

De bekleding is stabiel als geldt:

$$F_w < F_k \tan \delta \quad (6.36)$$

Met $\delta = 35^\circ$ volgt hieruit:

$$- 2,68 z_b H + 1,13 H^2 > \frac{0,23 z_b H^2}{z_b - 0,56 H} \quad (6.37)$$

Met de randvoorwaarde $z_b > 0,7 H$ (anders ligt de teen van de constructie boven het run-down punt) volgt nu:

$$- 2,68 z_b^2 H + 2,40 z_b H^2 - 0,63 H^3 > 0 \quad (6.38)$$

Hiervoor is geen oplossing mogelijk. De conclusie is dat voor deze constructie ($\lambda/H \gg 1$, $\tan \alpha = 0,5$ en $\delta = 35^\circ$) een teenconstructie onmisbaar is.

Met de voorgaande formules is te berekenen hoe groot de wrijvingshoek δ moet zijn opdat de constructie wel stabiel is. In tabel 6.3 is dit voor verschillende waarden van z_b/H gedaan.

z_b/H	vereiste δ ($^\circ$) moment vlak voor breken	vereiste δ ($^\circ$) moment laagste stijghoogte teen
1	geen oplossing (oplichten)	42
1,5	45	47
2	31	49
3	23	53
5	20	56

Tabel 6.3. Minimaal benodigde waarden van δ
 ($\lambda/H \gg 1$, $\tan \alpha = 0,5$, $D/H = 0,33$)

Duidelijk is te zien, dat het moment vlak voor breken alleen maatgevend is voor $z_b/H \leq 1,4$. Bij een diepere bekleding is het moment met de laagste stijghoogte aan de teen van de bekleding maatgevend. De grootte van z_b/H doet er dan niet meer zoveel toe. Vergroting van z_b doet de belasting door hogere waterdruk onder de toplaag ongeveer even sterk groeien als de steun door de grotere lengte. Verder is te zien dat, als $z_b/H \geq 1,4$ de grens van stabiliteit ongeveer ligt bij $\delta = 50^\circ$. Dit is een onrealistisch hoge waarde.

bladnummer : - 39 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

6.3.3 Grote lekhoogte, $\tan \alpha = 0,25$, $\delta = 35^\circ$

Deze berekening wordt op dezelfde wijze uitgevoerd als de vorige berekening.

Het potentiaalverschil waarbij de bekleding op de grens van lokale instabiliteit verkeert, is:

$$\Delta \phi_{gr} = 0,107 H \quad (6.39)$$

Op het moment vlak voor breken geldt $h_b = 0,80 H$ en $d_b = R_d = 0,40 H$.

De lengte van het lokaal instabiele gedeelte van het talud is:

$$L' = 4,13 z_b - \frac{0,44 z_b H}{z_b + 0,4 H} \quad (6.40)$$

Het eigen gewicht van dit gedeelte is:

$$G = 21,85 z_b \cdot H - \frac{2,33 z_b H^2}{z_b + 0,4 H} \quad (6.41)$$

De waterdruk tegen de onderkant van het lokaal instabiele gedeelte bedraagt:

$$W_2 = 20,65 z_b^2 + 17,42 z_b \cdot H - \frac{1,21 z_b H^2}{z_b + 0,4 H} \quad (6.42)$$

De waterdruk tegen de teen is:

$$W_4 - W_3 = 2,3 z_b H + 0,92 H^2 \quad (6.43)$$

bladnummer : - 40 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

De waterduk op de bovenkant van de bekleding bedraagt:

$$W_1 = 20,65 z_b^2 + 16,53 z_b \cdot H - 12,43 H^2 \quad (6.44)$$

Hiermee wordt:

$$F_k = G \cos \alpha + W_1 - W_2 = 20,31 z_b H - 12,43 H^2 -$$

$$\frac{1,05 z_b H^2}{z_b + 0,4 H} \quad (6.45)$$

Indien er geen teenconstructie aanwezig is, is de benodigde wrijvingskracht:

$$F_w = 2,99 z_b H - 0,92 H^2 - \frac{0,56 z_b H^2}{z_b + 0,4 H} \quad (6.46)$$

Invullen van deze uitdrukkingen in de eis voor een stabiele bekleding en uitwerken, geeft als eis:

$$z_b > 0,70 H \quad (6.47)$$

Op het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is (figuur 4.2 en 9.2) geldt:

$$h_b = 0 \quad (6.48)$$

$$d_b = 0,8 R_d = 0,32 H \quad (6.49)$$

Met behulp van bijlage D is de stabiliteit te bepalen. Invullen van de verschillende formules geeft achtereenvolgens:

bladnummer : - 41 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

$$L' = 4,13 z_b - \frac{0,44 z_b H}{z_b - 0,32 H} \quad (6.50)$$

$$G = 21,85 z_b H - \frac{2,33 z_b H^2}{z_b - 0,32 H} \quad (6.51)$$

$$W_2 = 20,65 z_b^2 + 4,37 z_b H - \frac{1,01 z_b H^2}{z_b - 0,32 H} \quad (6.52)$$

$$W_4 = 2,3 z_b H - 0,48 H^2 \quad (6.53)$$

$$W_1 = 20,65 z_b^2 - 13,19 z_b H + 2,11 H^2 \quad (6.54)$$

$$F_k = 3,64 z_b H + 2,11 H^2 - \frac{1,25 z_b H^2}{z_b - 0,32 H} \quad (6.55)$$

Indien er geen teenconstructie is, is de benodigde wrijvingskracht:

$$F_w = 2,99 z_b H + 0,48 H^2 - \frac{0,56 z_b H^2}{z_b - 0,32 H} \quad (6.56)$$

De bekleding is stabiel als geldt (met $\delta = 35^\circ$):

$$0,56 < \frac{z_b}{H} < 1,31 \quad (6.57)$$

Om voor alle momenten stabiel te zijn moet dus gelden:

$$0,61 H < z_b < 1,35 H \quad (6.58)$$

Er is een soortgelijke exercitie als aan het eind van paragraaf 6.3.2 uitgevoerd. Voor verschillende waarden van z_b is nagegaan welke δ nodig is om een stabiele constructie te krijgen. De resultaten staan in tabel 6.4.

z_b/H	vereiste δ (°) moment vlak voor breken	vereiste δ (°) moment laagste stijghoogte teen
0,5	geen oplossing (oplichten)	42
0,6	58	34
0,61	35	34
0,7	14	33
1	9	34
1,5	8	35
2	8	36
3	8	37
5	8	38
∞	8	39

Tabel 6.4. Minimaal benodigde waarden van δ
 ($\lambda/H \gg 1$, $\tan \alpha = 0,25$, $D/H = 0,23$)

Uit deze tabel volgen ongeveer dezelfde conclusies als bij tabel 6.3.:

- het moment vlak voor breken is alleen maatgevend voor kleine waarden van z_b (hier $z_b/H < 0,61$)
- voor $z_b/H > 0,61$ is de vereiste waarde van δ 34° à 38° ; deze waarde is weinig gevoelig voor de grootte van z_b/H .

6.3.4 Reële lekhoogte, $\tan \alpha = 0,25$, $\delta = 35^\circ$

Teneinde meer inzicht te verkrijgen in de invloed van de lekhoogte op het resultaat worden voor een aantal waarden van λ de benodigde lengten van het onderwatertalud bepaald opdat de bekleding stabiel is op het moment vlak voor breken. Deze berekeningen zijn uitgevoerd met het programma SCHUIF van RWS-DWW. Dit programma is een gecomputeriseerde versie van de berekeningsmethode in paragraaf 5.2.4 in [1].

In tabel 6.5. staan de resultaten van deze berekening vermeld.

$\tan \alpha$	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
h_b/H	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
R_d/H	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4
z_2/H	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4	0,4
β ($^\circ$)	37	37	37	37	37	37
γ_b (kN/m^3)	23	23	23	23	23	23
γ_w (kN/m^3)	10	10	10	10	10	10
δ	35	35	35	35	35	35
λ/H	0,01	0,05	0,1	0,2	0,4	1,0
z_b/H	-	0,41	0,48	0,57	0,71	0,94

Tabel 6.5. Benodigde lengte onderwatertalud als functie van de lekhoogte

De berekening van paragraaf 6.3.3. met $\lambda/H \gg 1$ geeft als uitkomst $z_b > 0,61 H$. Dit is minder dan de in tabel 6.5 gevonden resultaten voor $\lambda > 0,4 H$. De oorzaak hiervan is de hogere waarde voor z_2 in de berekeningen van tabel 6.5. Uit bovenstaande berekeningsresultaten

blijkt dat een tamelijk lage waarde van de lekhoogte ($\lambda/H = 0,2$) tot resultaten leidt die bijna gelijk zijn aan die voor $\lambda/H \gg 1$.

Voor het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is kan men als benadering ook formule I.23 van bijlage I toepassen (mits $z_b > 2\lambda$). In tabel 6.6 staan de hiermee bepaalde waarden voor de vereiste wrijvingshoek.

z_b/H	vereiste δ (°)						
	$\lambda/H=0$	$\lambda/H=0,01$	$\lambda/H=0,05$	$\lambda/H=0,1$	$\lambda/H=0,2$	$\lambda/H=0,4$	$\lambda/H=1,0$
1	17	17	18	18	20	27	(-11)
1,5	16	16	16	17	18	21	(-41)
2	16	16	16	16	17	19	(90)
3	15	15	15	15	16	17	39
5	15	15	15	15	15	16	24
∞	14	14	14	14	14	14	14

Tabel 6.6. Minimaal benodigde waarden van δ ($\tan \alpha = 0,25$, $D/H = 0,23$)

Negatieve waarden voor δ duiden op oplichten van de bekleding. De waarden tussen haakjes voldoen niet aan het criterium $z_b > 2\lambda$. Zij geven een te pessimistische waarde. In dat geval kan men beter $\lambda/H \gg 1$ veronderstellen zoals in paragraaf 6.3.3. is gedaan en waarvan de resultaten in de rechter kolom van tabel 6.4. staan. Uit vergelijking van de waarden in beide tabellen is te zien dat de benadering met eendige leklengte voor grote z_b/H en kleine λ/H aanzienlijk gunstiger waarden geeft. Aangezien beide benaderingen een bovengrens geven, kan men meestal beter formule I.23 toepassen dan de methode van bijlage D.

6.4 Blokkenmat op geotextiel

Een blokkenmat is een voorbeeld van een constructie die bij lokale instabiliteit krachten naar boven kan overdragen. Hoewel het denkbaar is dat deze constructie ook krachten naar de teen kan overdragen, wordt hier aangenomen dat dit niet mogelijk is.

Zoals in paragraaf 6.1 beschreven, zal van deze constructie slechts één variant beschouwd worden.

- Kleine lekhoogte, $\tan \alpha = 0,5$

Met behulp van de formules 6.1, 6.2 en 6.3 is voor het moment vlak voor breken aan te tonen dat de gebieden I, II, IV en V lokaal stabiel zijn en dat gebied III lokaal instabiel is.

Voor het beschouwen van de totale stabiliteit zijn dus de gebieden III, IV en V van belang.

Gebruik makend van de formules 6.6, 6.7 en 6.8 en de bekende waarden van de verschillende grootheden geldt nu (eenheden kN en m):

$$F_{III} = 5,31 H^2 - 6,01 H^2 \tan \delta \quad (6.59)$$

$$F_{IV} = 0,71 H^2 - 1,42 H^2 \tan \delta \quad (6.60)$$

$$F_V = 4,83 H \cdot s - 9,66 H s \tan \delta - 0,91 H^2 + 1,81 H^2 \tan \delta \quad (6.61)$$

De bekleding is stabiel als geldt:

$$F_{III} + F_{IV} + F_V < 0 \quad (6.62)$$

bladnummer : - 46 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Invullen van (6.59), (6.60) en (6.61) in (6.62) geeft:

$$5,11 H^2 - 5,62 H^2 \tan \delta + 4,83 H \cdot s (1 - 2 \tan \delta) < 0 \quad (6.63)$$

Voor $\delta = 35^\circ$ volgt hieruit dat de bekleding totaal stabiel is bij:

$$1,17 H^2 - 1,93 \cdot H \cdot s < 0 \rightarrow s > 0,61 H \quad (6.64)$$

Uiteraard moet de bekleding sterk genoeg zijn om de optredende trekkrachten op te kunnen nemen.

Voor het moment met de laagste stijghoogte aan de teen (figuur 4.4 en 9.2) geldt criterium 9.13. Met $d_b = z_1 + c_4 R_d = 0,96 H$, $\tan \alpha = 0,5$, $\delta = 35^\circ$ en $D/H = 0,21$ volgt:

$$s > 0,54 H \quad (6.65)$$

Maatgevend is dus het moment vlak voor breken.

6.5 Resultaten en conclusies

In de onderstaande tabel wordt een overzicht gegeven van de berekende constructies en de daarbij gevonden resultaten.

constructie	λ/L	δ ($^{\circ}$)	α ($^{\circ}$)	resultaat
betonblokken op filter	$\ll 1$	35	26,6	totaal stabiel bij $z_b > 1,84 H$
	$\ll 1$	35	14,0	lokaal stabiel
	$\gg 1$	35	26,6	zonder teenconstructie nooit totaal stabiel
	$\gg 1$	35	14,0	totaal stabiel als $0,61 H < z_b < 1,35 H$
	0,2	35	14,0	totaal stabiel als $z_b > 0,57 H$
blokkenmat op geotextiel	$\ll 1$	35	26,6	totaal stabiel als $s > 0,61 H$
	$\ll 1$	35	14,0	lokaal stabiel

Tabel 6.7. Samenvatting resultaten totale stabiliteit

Ondanks het beperkte aantal uitgevoerde berekeningen is het mogelijk om aan de gevonden resultaten enige algemeen geldende conclusies te verbinden.

Als wordt gekeken naar de invloed van de lekhoogte op de stabiliteit, blijkt dat bij een kleine leklengte, de stabiliteit eerder verzekerd is dan bij een grote leklengte.

Dit is niet verbazingwekkend, gezien het feit dat bij een kleine lekhoogte de verschildrukken over de taludbekleding kleiner zijn dan in het geval van een grote lekhoogte.

Als de resultaten voor verschillende taludhellingen maar met dezelfde lekhoogte en wrijvingshoek worden vergeleken, blijkt dat een flauwer talud een positief effect heeft op de stabiliteit. Dit resultaat is minder voor de hand liggend dan het lijkt omdat de invloed van de taludhelling ook is verwerkt in de keuze van de dikte van de bekleding. Tenslotte heeft de wrijvingshoek (δ) een grote invloed op de stabiliteit. Uit de uitgevoerde berekeningen blijkt wel dat er zelfs bij de gekozen relatief hoge waarde van de wrijvingshoek veel constructies

bladnummer : - 48 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

zijn die zonder een adequate teenconstructie of verankering niet stabiel zijn.

De volgende conclusies kunnen worden getrokken over het maatgevende moment van de belasting:

- voor de stabiliteit van een steenzetting is het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is meestal maatgevend; als het run-down punt vlak boven de onderkant van de bekleding ligt en de lekhoogte niet erg klein is is het moment vlak voor breken echter maatgevend
- bij een blokkenmat, die intern alleen trekkracht kan opnemen, met kleine lekhoogte ($\lambda/H \ll 1$) is het moment vlak voor breken maatgevend (mits $\delta > \alpha$).

7. GOLFKLAPPEN

7.1 Algemeen

In hoofdstuk 8 van [2] worden voor de grondmechanische stabiliteit onder invloed van een golfklap twee situaties onderscheiden, namelijk de situatie dat de ondergrond een materiaal met een inwendige wrijvingshoek is (zand, grind, en dergelijke) en de situatie dat de ondergrond een materiaal met alleen cohesie is (klei).

In het voornoemde rapport wordt gesteld dat bij een weinig doorlatende toplaag de golfklap niet maatgevend is. In dit hoofdstuk zal daarom alleen de situatie met een zeer doorlatende toplaag worden beschouwd. Uit de gegeven formules volgt dat een dikkere bekleding een positieve invloed heeft op de stabiliteit, met andere woorden, naarmate de bekleding dunner wordt is het gevaar voor instabiliteit groter. Om deze reden wordt gekozen voor een "dunne" bekleding, dus voor een blokkenmat. Bij deze berekeningen zal de positieve invloed van een normaalkracht in de bekleding meegenomen worden. Hiernaast zal voor de situatie dat de ondergrond uit zand bestaat, ook een berekening gemaakt worden voor een bekleding bestaande uit een blokkenmat onder de aanname dat in de mat geen normaalkrachten mogen optreden.

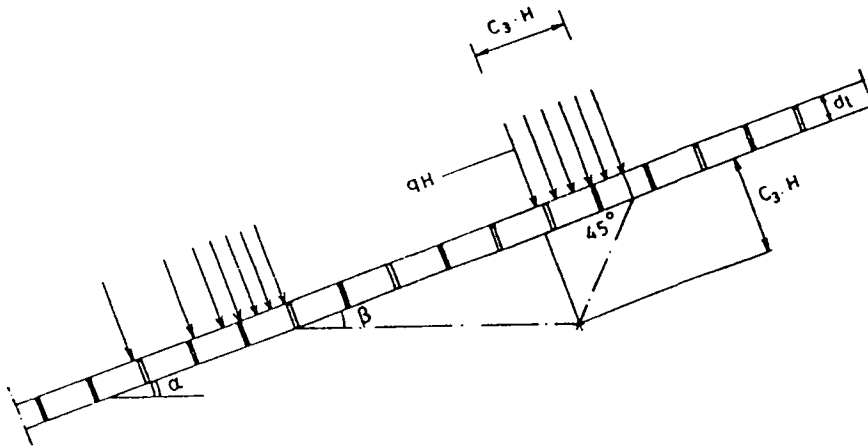
In het volgende schema zijn de te behandelen situaties weergegeven.

constructie	ondergrond	λ	α ($^{\circ}$)	normaalkracht
blokkenmat	zand	$\ll L$	14	nee
blokkenmat	zand	$\ll L$	14	ja, klein
blokkenmat	zand	$\ll L$	14	ja, groot
blokkenmat	klei	--	14	ja, klein
blokkenmat	klei	--	14	ja, groot

Tabel 7.1. Overzicht varianten

7.2 Golfklap bij ondergrond uit niet cohesief materiaal

In figuur 7.1. is de situatie tijdens een golfklap geschetst.



Figuur 7.1. Afschuiving bij een golfklap

De voorwaarde voor stabiliteit tijdens een golfklap luidt in dit geval (zie hoofdstuk 8 uit [2]):

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{\gamma_t}{\gamma_w} \cdot \frac{d_t}{H_s} + \frac{1}{2} \cdot C_3 \cdot \frac{\gamma_g}{\gamma_w} \right] \cdot \left[\left\{ \frac{\tan(\phi + \beta^*)}{\tan \beta^*} - \tan(45^\circ - \phi) \right\} \cdot \cos \alpha + \right. \\
 & \left. - \left\{ \frac{1}{\tan \beta^*} + 1 \right\} \cdot \sin \alpha \right] + \frac{N}{C_3 \cdot \gamma_w \cdot H_s^2} > \\
 & 0,59 \cdot q \cdot \tan(45^\circ - \phi) + C_1 \cdot q \cdot \tan \phi \cdot \{1 + \tan(45^\circ - \phi)\} + \\
 & + C_2 \cdot q \cdot \tan \phi \cdot \left\{ \frac{1}{\tan \beta^*} + \tan(\phi + \beta^*) \right\} \quad (7.1)
 \end{aligned}$$

bladnummer : - 51 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Hierin is:

d_t = dikte toplaag

γ_t = soortelijke massa toplaag

γ_w = soortelijke massa water

γ_g = soortelijke massa natte grond

q, C_3 = golfklap coëfficiënten

C_1, C_2 = coëfficiënten voor waterdruk in het grind of zand onder de toplaag

β^* = de hoek waaronder het passieve deel van het afschuifvlak het talud snijdt

N = normaalkracht in de bekleding.

Voor de berekening worden de volgende waarden gebruikt (onder andere ontleend aan [3]):

γ_t = 23 kN/m³

γ_w = 10 kN/m³

γ_g = 20 kN/m³

q = 2,5

C_1 = 0,6

C_2 = 0,2

C_3 = 0,4

α = 14°

d_t/H_s = 0,15

De waarde van β^* is op voorhand niet bekend. Maatgevend is de meest ongunstige waarde van β^* , dat wil zeggen die waarde waarbij de weerstand minimaal is.

Deze waarde is alleen iteratief te bepalen. Dit is handmatig te doen maar inschakeling van moderne rekenhulpmiddelen vereenvoudigen de taak.

De normaalkracht in de bekleding is nul als de bekleding geen normaalkracht kan opnemen, zoals bij een bekleding uit stortsteen.

Als de bekleding wel een drukkracht kan opnemen wordt in [2] voor de grootte van de normaalkracht minimaal gegeven:

$$N = \gamma_t d_t C_s H_s \left(\frac{1}{\tan \beta^*} + 1 \right) \sin \alpha \quad (7.2A)$$

Voor een bekleding die trekkracht kan opnemen of een goed ingewassen zetting geldt volgens [2]:

$$N = 2\gamma_t d_t H_s \quad (7.2B)$$

Zoals vermeld in paragraaf 7.1 zullen twee situaties worden doorgerekend, namelijk een blokkenmat die wel en een blokkenmat die geen normaalkracht kan opnemen.

Na het invullen van de verschillende parameters in formule 7.1 resulteert een uitdrukking waarin alleen β^* als onbekende voorkomt.

Iteratief is de meest ongunstige waarde van β^* bepaald (dat wil zeggen de waarde van β^* waarbij het verschil tussen de linkerterm en rechterterm in 7.1 minimaal is). Dit is voor een aantal waarden van ϕ gedaan om op die manier de minimale waarde van ϕ te bepalen waarbij voor alle β^* nog aan 7.1 wordt voldaan. In de volgende tabel staan voor de twee

bladnummer : - 53 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

varianten de minimale waarde van ϕ en de daarbij behorende maatgevende waarde voor β^* .

constructie	normaalkracht	ϕ_{\min}	β_{maat}
blokkenmat	ja, groot	35	2
blokkenmat	ja, klein	46	18
blokkenmat	nee	51	14

Tabel 7.2. Benodigde inwendige wrijvingshoek voor stabiliteit bij een blokkenmat op zand

7.3 Golfklap bij ondergrond uit zuiver cohesief materiaal

In [2], [3] wordt voor deze situatie de volgende eis voor stabiliteit gegeven:

$$(2 + \pi) \cdot \frac{\bar{C}_u}{\gamma_w H_s} + \frac{N}{C_3 \gamma_w H_s^2} > q + \left(2 \frac{\gamma_t d_t}{\gamma_w H_s} + C_3 \frac{\gamma_g}{\gamma_w} \right) \sin \alpha \quad (7.3)$$

Hierin is \bar{C}_u de gemiddelde ongedraineerde schuifsterkte over de diepte $C_3 \cdot H_s$. De minimale en maximale waarde van de normaalkracht is volgens [2] respectievelijk:

$$N = 2 \gamma_t d_t C_3 H_s \sin \alpha \quad (7.4A)$$

$$N = 2 \gamma_t d_t H_s \quad (7.4B)$$

Invullen van (7.4A) in (7.3) geeft:

$$(2 + \pi) \frac{\bar{C}_u}{\gamma_w H_s} > q + C_s \frac{\gamma_g}{\gamma_w} \sin \alpha \quad (7.5)$$

In deze formule komt de dikte van de bekleding niet meer voor.

Uitdrukking (7.5) is ook als volgt te schrijven:

$$\frac{\bar{C}_u}{\gamma_w H_s} > \frac{1}{2 + \pi} (q + C_s \frac{\gamma_g}{\gamma_w} \sin \alpha) \quad (7.6)$$

Door invullen van de volgende, gebruikelijke waarden ($C_s = 0,4$,
 $q = 2,5$, $\gamma_g/\gamma_w = 2$) volgt hieruit een eenduidige eis voor de ongedraai-
eerde schuifsterkte als functie van de taludhelling:

$$\frac{\bar{C}_u}{\gamma_w H_s} > 0,49 + 0,156 \sin \alpha \quad (7.7)$$

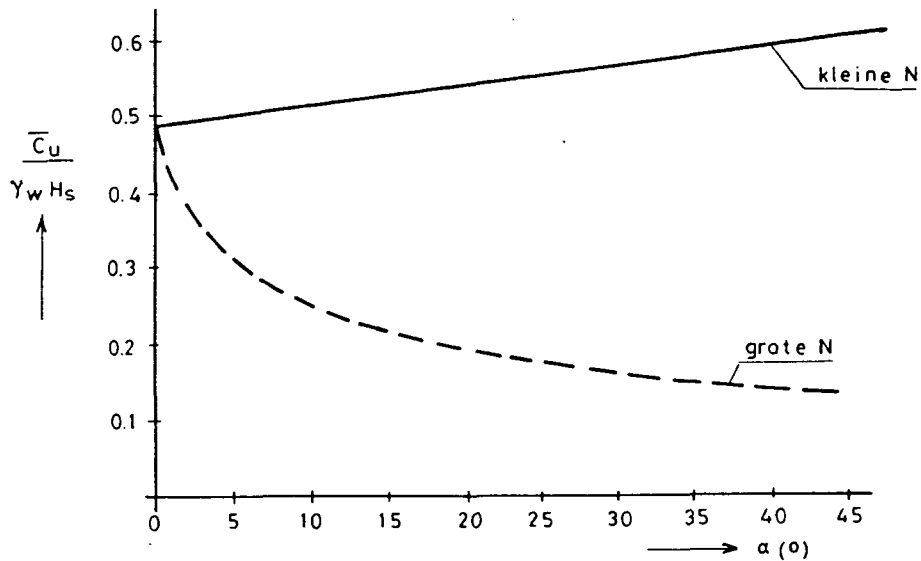
In deze uitdrukking komt de dikte van de toplaag niet meer voor.

Als dezelfde analyse wordt uitgevoerd met (7.4B) is het resultaat:

$$\frac{\bar{C}_u}{\gamma_w H_s} > 0,49 + 0,27 \sin \alpha \sqrt{\tan \alpha} - 0,67 \sqrt{\tan \alpha} + 0,156 \sin \alpha \quad (7.8)$$

Hierbij is voor de dikte van de toplaag gebruik gemaakt van formule
(3.6) met $\phi = 5,5$.

In de figuur 7.2 zijn deze relaties grafisch weergegeven.



Figuur 7.2. Grens stabiel-instabiel bij golfklap op klei

De gemiddelde bovenbelasting over het schuifvlak is ongeveer:

$$\sigma_v' = (\gamma_b - \gamma_w) d_t \cos \alpha + 1/2 C_3 H (\gamma_g - \gamma_w) \cos \alpha \quad (7.9)$$

Voor $\tan \alpha = 0,5$ en $\tan \alpha = 0,25$ wordt dit respectievelijk:

$$\sigma_v' = 0,42 \gamma_w H_s \text{ en } \sigma_v' = 0,38 \gamma_w H_s \quad (7.10)$$

De ongedraineerde schuifsterkte van normaal geconsolideerde klei is gemiddeld (zie [2], paragraaf 5.1):

$$C_u = 0,23 \sigma_v' \quad (7.11)$$

bladnummer : - 56 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Dit betekent voor de ongedraineerde schuifsterkte bij respectievelijk
 $\tan \alpha = 0,5$ en $\tan \alpha = 0,25$:

$$C_u = 0,10 \gamma_w H_s \text{ en } C_u = 0,09 \gamma_w H_s \quad (7.12)$$

Om instabiliteit bij een golfklap te voorkomen dient de klei dus over-
geconsolideerd te zijn.

8. CYCLISCHE BELASTING

8.1 Algemeen

Door cyclische belasting van een talud zullen hierin wateroverspanningen ontstaan. Deze wateroverspanningen moeten worden opgeteld bij de waterspanningen welke door de externe waterdruk worden veroorzaakt (zie hoofdstuk 4). Deze extra waterspanning zal een negatief effect op de stabiliteit hebben.

Voor een aantal situaties zal dit effect gekwantificeerd worden. Dit betreft zowel de lokale als de totale stabiliteit. Als constructietype wordt een bekleding uit betonblokken genomen.

Voor de lokale stabiliteit zullen de volgende varianten beschouwd worden.

$\tan \alpha$	ϕ	λ/L	filter
0,25	35°	$\ll 1$	ja
0,25	35°	$\ll 1$	nee

Tabel 8.1. Varianten toetsing lokale stabiliteit

Voor de totale stabiliteit zullen 4 varianten volgens onderstaande tabel worden beschouwd.

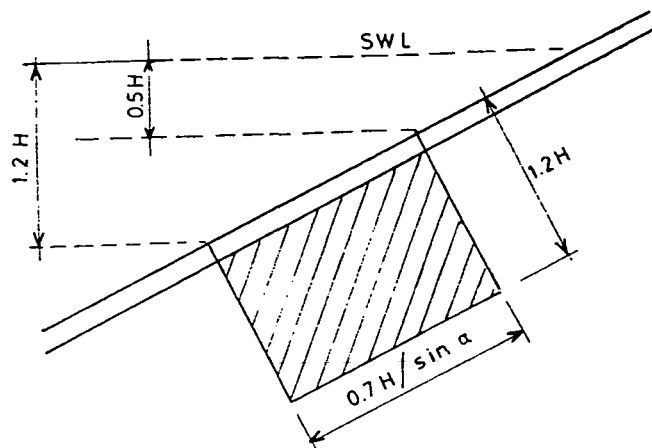
$\tan \alpha$	ϕ	λ/L	filter
0,5	35°	$\ll 1$	ja
0,5	35°	$\ll 1$	nee
0,25	35°	$\gg 1$	ja
0,25	35°	$\gg 1$	nee

Tabel 8.2. Varianten toetsing totale stabiliteit

Er zal worden gerekend met een beperkt gebied waarin de wateroverspanning optreedt, gebaseerd op elders gerapporteerde metingen en berekeningen. De analyse blijft beperkt tot 1 potentieel dieper gelegen glijvlak. Voor de diepte wordt genomen $z = z_c$ (dat wil zeggen de plaats met de grootste wateroverspanning). Er wordt geen aandacht besteed aan de vraag of een ander glijvlak mogelijk meer maatgevend is.

8.2 Schematisatie extra waterdruk

Zowel uit berekeningen (zie M 1795, deel XXII, band A, tabel in paragraaf 7.7) als uit metingen (zie M 1795, deel XXII, band C, sectie 2, tabel bladzijde 42, tabel 1 en figuur 7) blijkt dat extra waterdruk door cyclische belasting nauwelijks optreedt buiten het in figuur 8.1 gearceerde gebied.



Figuur 8.1. Gebied met extra waterdruk

De grootte van de extra waterdruk hangt in sterke mate af van de relatieve dichtheid van de grond en de mogelijkheden voor drainage.

Als er een filterlaag is kan formule 7.1 uit [2] worden gebruikt. Als er geen filterlaag is kan formule 7.2 uit [2] worden gebruikt.

bladnummer : - 59 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Een voorbeeld van een ongunstige combinatie van relatieve dichtheid en zand doorlatendheid is in hoofdstuk 7 van [2] gegeven. Hierbij horen de volgende waarden:

$$N_{lim} = 10$$

$$c_v^* = 0,01 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$z_c = 0,7 \text{ H}$$

Uit de bekende relatie $L_o = \frac{g T^2}{2\pi}$ en de in deze studie aangehouden verhouding golfhoogte-golfperiode $H/L_o = 0,05$ volgt $T = \sqrt{\frac{40 \pi \cdot H}{g}}$.

De factor $\frac{k d_t}{k^1}$ kan ook worden geschreven als $\frac{\lambda^2}{b \sin^2 \alpha}$.

8.3 Lokale stabiliteit

Zoals beschreven in paragraaf 8.1 wordt voor de situatie $\lambda/H \ll 1$ (dat wil zeggen een zeer doorlatende bekleding) en een zetting uit betonblokken de invloed van cyclische belasting op de lokale stabiliteit nagegaan. Er worden twee situaties onderscheiden, namelijk wel en geen filterlaag onder de bekleding.

In het eerste geval is de extra waterdruk in de ondergrond door cyclische belasting (zie [2], paragraaf 7.8):

$$\Delta p(z) = \frac{\gamma_g - \gamma_w}{4 c_v^* T N_{lim}} \{z_c^2 (z - d_t - b) - 1/3 z^3 + 1/3 (d_t + b)^3\} \quad (8.1)$$

De bekleding is lokaal stabiel als geldt (zie bijlage B):

bladnummer : - 60 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$\tan \phi > \frac{G \sin \alpha}{G \cos \alpha - W_2} \quad (8.2)$$

Hierin is:

G : eigen gewicht beschouwde moot grond met bekleding

W_2 : waterdruk tegen onderkant beschouwde moot grond met bekleding.

Er geldt:

$$G = \gamma_b \cdot d_t + \gamma_f \cdot b + \gamma_g (z - d_t - b) \quad (8.3)$$

$$W_2 = \gamma_w \cdot z \cos \alpha + \Delta p (z) \quad (8.4)$$

In de uitdrukking voor T en dus ook voor $\Delta p (z)$, komt de factor \sqrt{H} voor. Het is nu niet meer mogelijk om, zoals in de voorgaande hoofdstukken, de berekeningen te maken waarbij de golfhoogte alleen als schaalfactor fungeert.

In de volgende tabel worden de relevante berekeningsresultaten gegeven voor een aantal waarden van H . Probeerenderwijs is bepaald bij welke waarde van z de benodigde wrijvingshoek maximaal is. Voor de dikte van de filterlaag is genomen: $b = d_t$.

H (m)	T (sec)	z (m)	$\Delta p (z)$ (kPa)	$\tan \phi$	ϕ (°)
0,5	2,53	0,40	0,035	0,483	25,8
1,0	3,58	0,72	0,247	0,493	26,2
1,5	4,38	1,04	0,687	0,507	26,9
2,0	5,06	1,36	1,400	0,526	27,7
2,5	5,66	1,70	2,446	0,550	28,8

Tabel 8.3. Lokale stabiliteit met granulair filter

Voor de situatie dat er geen filterlaag onder de bekleding aanwezig is, luidt de formule voor de wateroverdruk door cyclische belasting:

$$\Delta p(z) = \frac{\gamma_g - \gamma_w}{4 c_v^* T N_{lim}} \left\{ z_c^2 \cdot z - 1/3 z^3 - z_c^2 d_t + 1/3 d_t^3 + \right. \\ \left. (z_c^2 - d_t^2) \frac{k d_t}{k^1} \right\} \quad (8.5)$$

Op dezelfde wijze als voor de situatie van een bekleding op een filterlaag is nu de minimaal benodigde hoek van inwendige wrijving te bepalen. In de volgende tabel zijn de resultaten vermeld.

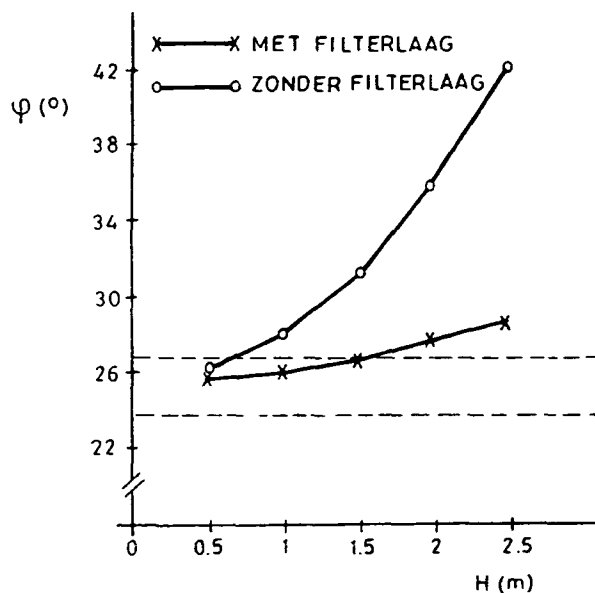
H (m)	T (sec)	z (m)	$\Delta p(z)$ (kPa)	$\tan \gamma$	γ (°)
0,5	2,53	0,36	0,148	0,496	26,4
1,0	3,58	0,62	0,808	0,539	28,3
1,5	4,38	0,90	2,18	0,610	31,4
2,0	5,06	1,16	4,37	0,723	35,9
2,5	5,66	1,44	7,59	0,916	42,5

Tabel 8.4. Lokale stabiliteit zonder granulair filter

Interessant is een vergelijking van de in deze paragraaf gevonden waarden met de waarden zoals gevonden in hoofdstuk 5.

In paragraaf 5.2 is gevonden dat voor de hier beschouwde constructie de minimaal benodigde wrijvingshoek (bij een glijvlak bekleding-ondergrond) 23,9° is. Voor de situatie van afschuiven langs een dieper gelegen glijvlak zal een iets hogere waarde worden gevonden (zie paragraaf 5.3). Een bovengrens wordt gevonden voor een zeer diep glijvlak. Deze bovengrens is 26,6°.

In de volgende figuur zijn de gevonden en grafisch weergegeven.



Figuur 8.2 Benodigde wrijvingshoek bij lokale stabiliteit

Het blijkt dat de benodigde wrijvingshoek toeneemt als de golfhoogte toeneemt. Bij kleine golfhoogten is het effect van cyclische belasting op de stabiliteit gering.

Tevens blijkt dat een filterlaag onder de bekleding een positief effect heeft op de stabiliteit.

8.4 Totale stabiliteit

8.4.1 Methode en wateroverspanning door cyclische belasting

In paragraaf 8.1 is vermeld voor welke situaties de invloed van cyclische belasting op de totale stabiliteit zal worden beschouwd. Bij deze berekeningen zal zoveel mogelijk van eerder uitgevoerde berekeningen gebruik worden gemaakt.

bladnummer : - 63 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Voor een dichte bekleding ($\lambda/H \ll 1$) is in appendix D een uitdrukking afgeleid voor de totale stabiliteit. Deze afleiding is in principe gedaan voor het glijvlak bekleding - ondergrond. Door substitutie van de volgende waarden kan deze uitdrukking ook worden gebruikt voor een dieper gelegen glijvlak:

$$D^1 = z \quad (8.6)$$

$$y_b^1 = \{d_t y_b + b y_f + (z - d_t - b) \cdot y_g\} / z \quad (8.7)$$

Voor een zeer open bekleding ($\lambda/H \ll 1$) staan de formules in paragraaf 6.2. Deze kunnen ook op bovenstaande wijze worden gemodificeerd.

Als maatgevend glijvlak wordt genomen $z = z_c$.

De invloed van de extra wateroverspanning is als een extra component ΔW_2 in rekening te brengen. De grootte van deze component is met behulp van paragraaf 8.2 als volgt te schatten:

$$\Delta W_2 = \Delta p \cdot \frac{0,7 H}{\sin \alpha} \quad (8.8)$$

Voor de grootte van Δp kunnen (met $z = z_c$) de volgende uitdrukkingen worden gebruikt:

- met filterlaag

$$\Delta p = \frac{y_g - y_w}{4 c_v^* T N_{lim}} \{2/3 z_c^3 - z_c^2 (d_t + b) + 1/3 (d_t + b)^3\} \quad (8.9)$$

- zonder filterlaag

$$\Delta p = \frac{(\gamma_g - \gamma_w)}{4 c_v^* T N_{lim}} \left\{ \frac{2}{3} z_c^3 - z_c^2 d_t + \frac{1}{3} d_t^3 + (z_c^2 - d_t^2) \frac{kd_t}{k^1} \right\} \quad (8.10)$$

Bij $\lambda/L \ll 1$ vereenvoudigt formule (8.10) tot

$$\Delta p = \frac{\gamma_g - \gamma_w}{4 c_v^* T N_{lim}} \left\{ \frac{2}{3} z_c^3 - z_c^2 d_t + \frac{1}{3} d_t^3 \right\} \quad (8.11)$$

Bij $\lambda/H \gg 1$ gaat de waarde van Δp volgens formule (8.10) naar oneindig. Dit is niet reëel. Een bovengrens wordt gevormd door de situatie van volledige verweking. In dat geval is de wateroverspanning ten gevolge van cyclische belasting gelijk aan de effectieve korrelspanning zonder cyclische belasting.

Bij $\lambda/H \gg 1$ wordt de interne stijghoogte niet beïnvloed door de externe stijghoogte. Dit betekent dat de effectieve korrelspanning wel wordt beïnvloed door de externe waterdruk op het talud.

Voor het gedeelte van het talud waarvan wordt aangenomen dat de ondergrond verweekt, is deze bovenbelasting als volgt te schatten. In bijlage D is een formule afgeleid voor de waterdruk op een talud (formule D.8). Door invullen van deze formule met $z_b = 1,2 H$ ontstaat een schatting voor de externe waterdruk op het gearceerde gebied in figuur 8.1.

Invullen van $\alpha = 14^\circ$, $z_b = 1,2 H$, $d_b = 0,40 H$, $h_b = 0,8 H$ en $\tan \beta = 0,76$ geeft:

$$W_1 = 37,2 H^2 \quad (8.12)$$

De gemiddelde waterspanning in het gebied waar wateroverspanningen ten gevolge van cyclische belastingen kunnen ontstaan is:

$$p = \gamma_w \frac{(0,85 H + z - d_t \cos \alpha)}{z_b + d_t \cos \alpha} (z_b - R_d + h_b + D \cos \alpha) + \gamma_w (z - d_t) \cos \alpha \quad (8.13)$$

De totale gesommeerde korrelspanning wordt hiermee (op een diepte $z = z_c = 0,74 H$):

$$F_k = \frac{0,7 H}{\sin \alpha} \{ (d_t \gamma_b + (z - d_t) \gamma_g) \cos \alpha - p \} + W_1 = 33,9 H^2 - \frac{12,44 H^3}{z_b + 0,22 H} \quad (8.14)$$

Dit geeft voor de gemiddelde overdruk ten gevolge van cyclische belasting:

$$\Delta p = 11,7 H - \frac{4,3 H^2}{z_b + 0,22 H} \quad (8.15)$$

8.4.2 Totale stabiliteit zeer open bekleding

Bij een zeer open bekleding ($\lambda/H \ll 1$) zijn de formules voor de stabiliteit geschreven in de vorm van "restkrachten". Dat wil zeggen dat per onderdeel van de bekleding is bepaald wat de reserve of het tekort aan "langskracht" is. De waterdruk tegen de onderkant van de bekleding staat niet expliciet in deze formules. De extra waterdruk (ΔW_2) door cyclische belasting kan als volgt in rekening worden gebracht.

bladnummer : - 66 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Door de extra waterdruk zal de korrelspanning afnemen met een overeenkomstig bedrag. Hierdoor neemt de te mobiliseren wrijvingskracht af (met $\Delta W_2 \tan \phi$). Dit betekent een extra component voor de langskracht

$$\Delta F = \Delta W_2 \tan \phi \quad (8.16)$$

Allereerst wordt de totale stabiliteit bepaald zonder invloed van cyclische belasting.

De volgende parameters worden gebruikt:

$$\begin{aligned} \phi &= 35^\circ \\ \tan \alpha &= 0,5 \\ D &= 0,33 H \\ h_b &= 1,14 H \\ R_d &= 0,7 H \\ d_b &= R_d + z_1 = 1,1 H. \end{aligned}$$

Als potentieel glijvlak wordt genomen:

$$z = z_c = 0,7 H$$

De gemiddelde dichtheid van de afschuivende laag is:

$$\gamma_b^1 = \{0,33 H \cdot 23 + (0,7 H - 0,33 H) \cdot 20\} / 0,7 H = 21,4 \text{ kN/m}^3 \quad (8.17)$$

Er is aan te tonen dat de gebieden I, II, IV en V stabiel zijn en dat gebied III instabiel is.

bladnummer : - 67 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Voor een totaal stabiele bekleding moet gelden:

$$F_I + F_{II} + F_{III} < 0 \quad (8.18)$$

Invullen van formule 6.9 geeft:

$$F_I + F_{II} + F_{III} = - 3,19 H z_b - 0,28 H^2 \quad (8.19)$$

Invullen hiervan in formule (8.18) geeft als eis voor een stabiele bekleding:

$$z_b > - 0,09 H \quad (8.20)$$

Hieraan wordt voor iedere positieve waarde van z_b voldaan.

Als rekening wordt gehouden met waterspanningsgeneratie door cyclische belasting, neemt de langskracht toe.

Als geen filterlaag aanwezig is, is de extra wateroverdruk (zie formule (8.11)):

$$\Delta p = 0,55 H^{2,5} \quad (8.21)$$

Dit geeft:

$$\Delta W_1 = 0,86 H^{3,5} \quad (8.22)$$

Hieruit volgt als extra langskracht:

$$\Delta F = \Delta W_1 \tan \phi = 0,60 H^{3,5} \quad (8.23)$$

bladnummer : - 68 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

De eis voor een totaal stabiele bekleding is nu:

$$F_I + F_{II} + F_{III} + \Delta F < 0 \quad (8.24)$$

Invullen van deze eis geeft:

$$\begin{aligned} - 3,19 z_b H - 0,28 H^2 + 0,60 H^{3,5} < 0 \rightarrow \\ z_b > 0,19 H^{2,5} - 0,09 H \end{aligned} \quad (8.25)$$

In de volgende tabel staan de berekeningsresultaten voor verschillende waarden van de golfhoogte.

H (m)	Δp (kPa)	z_b (m)
0,5	0,10	-0,01
1,0	0,55	0,10
1,5	1,52	0,39
2,0	3,11	0,89
2,5	5,44	1,65

Tabel 8.5. Minimale lengte onderwatertalud

Vervolgens wordt dezelfde constructie beschouwd maar nu met een filterlaag onder de toplaag.

De dikte van de filterlaag wordt gelijk genomen aan de dikte van de toplaag.

De extra waterdruk door cyclische belasting is nu (zie formule (8.9)):

$$\Delta p = 77 \cdot 10^{-4} H^{2,5} \quad (8.26)$$

bladnummer : - 69 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Dit geeft:

$$\Delta W_2 = \Delta p \cdot \frac{0,7 H}{\sin \alpha} = 0,012 H^{3,5} \quad (8.27)$$

Hieruit volgt voor de extra langskracht:

$$\Delta F = \Delta W_2 \cdot \tan \phi = 0,0084 H^{3,5} \quad (8.28)$$

Invullen van de eis voor een stabiele bekleding (formule (8.18) geeft:

$$\begin{aligned} - 3,19 z_b H - 0,28 H^2 + 0,0084 H^{3,5} < 0 \quad + \\ z_b > 2,65 \cdot 10^{-3} H^{2,5} - 0,09 H \end{aligned} \quad (8.29)$$

In de volgende tabel staan berekeningsresultaten voor verschillende waarden van de golfhoogte.

H (m)	Δp (k Pa)	z_b (m)
0,5	$1,4 \cdot 10^{-3}$	- 0,045
1,0	$7,7 \cdot 10^{-3}$	- 0,087
1,5	$21,2 \cdot 10^{-3}$	- 0,128
2,0	$43,6 \cdot 10^{-3}$	- 0,165
2,5	$76,1 \cdot 10^{-3}$	- 0,199

Tabel 8.6. Minimale lengte onderwatertalud

bladnummer : - 70 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Het blijkt dat als er een filterlaag aanwezig is, de cyclische belasting praktisch geen invloed heeft op de stabiliteit.

8.4.3 Totale stabiliteit bij een dichte bekleding

De volgende variant is een zeer dichte bekleding. Dezelfde procedure als hiervoor zal worden gevolgd. Eerst wordt de stabiliteit bepaald bij afwezigheid van cyclische belasting. Vervolgens wordt deze invloed apart toegevoegd. De uitwerking van deze berekening staat in bijlage H.

Bij afwezigheid van cyclische belasting wordt als eis voor een stabiele bekleding gevonden:

$$z_b > 0,24 H \quad (8.30)$$

Als de invloed van cyclische belasting wel wordt meegenomen maar er is geen filterlaag onder de bekleding aanwezig dan wordt deze eis:

$$z_b > 1,14 H \quad (8.31)$$

Bij gebruik van een filterlaag reduceert de benodigde lengte. De lengte van het onderwatertalud moet voldoen aan:

$$19,68 z_b - 4,5 H - 0,5 H^{2,5} > \frac{0,82 H z_b}{z_b + 0,4 H} \quad (8.32)$$

In tabel 8.7. is deze vergelijking uitgewerkt.

bladnummer : - 71 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

H (m)	Δp (k Pa)	z_b (m)
0,5	0,04	0,12
1,0	0,25	0,27
1,5	0,69	0,44
2,0	1,41	0,64
2,5	2,47	0,87

Tabel 8.7. Minimale lengte onderwatertalud

9. OEVERBEKLEDINGEN

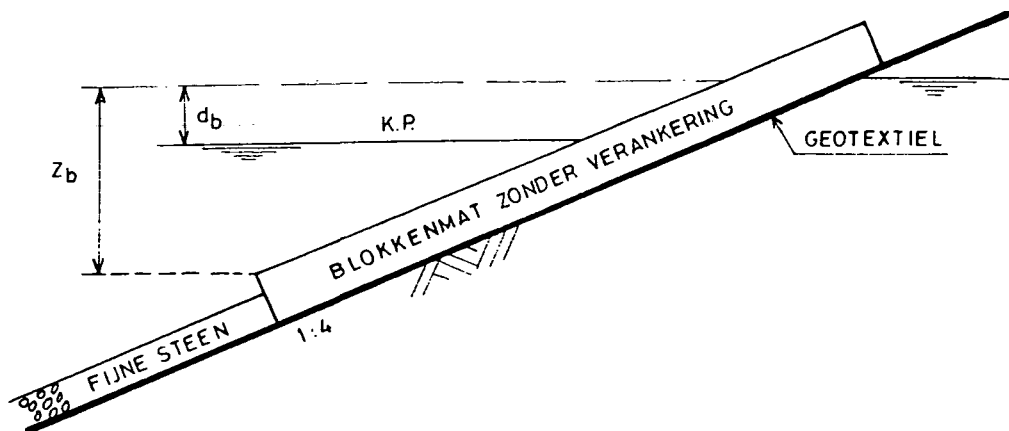
9.1 Inleiding

In dit hoofdstuk zal de grondmechanische stabiliteit van een aantal oeverbekledingen worden getoetst. Het kenmerkende verschil tussen een dijkbekleding en een oeverbekleding is dat een dijkbekleding wordt belast door brekende golven, terwijl bij een oeververdediging de belasting primair bestaat uit een daling van de waterspiegel. Dit betekent dat de maatgevende belasting eenvoudiger is.

Verder wordt volgens de huidige inzichten het talud niet belast door golfklappen en is er ook geen sprake van cyclische belasting.

Dit beperkt de berekeningen tot een toetsing op lokale en totale stabiliteit.

Voor de berekeningen wordt uitgegaan van de volgende constructie: blokkenmat op geotextiel op zand. In figuur 9.1. is deze constructie geschetst.



Figuur 9.1. Dwarsdoorsnede oeverbekleding

bladnummer : - 73 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Als taludhelling wordt gekozen $\tan \alpha = 0,25$. Evenals bij de vorige berekeningen worden de verdere afmetingen van de bekleding dimensieloos gemaakt met de golfhoogte. In dit geval wordt hiervoor de grootte van de waterspiegeldaling genomen.

De grootte van de waterspiegeldaling is: $d_b = H$. Als dikte van de top-laag wordt gekozen: $d_t = 0,2 H$.

Evenals bij de dijkbekledingen zullen berekeningen worden uitgevoerd voor de volgende extremen van de lekhoogte: $\lambda/H \ll 1$ en $\lambda/H \gg 1$. Hiernaast zal er een aantal berekeningen worden uitgevoerd met een meer reële waarde voor de lek lengte.

Als maatgevend glijvlak wordt genomen het vlak bekleding-geotextiel of geotextiel-ondergrond. De gevaarlijke situatie waarbij de stijghoogte in het zand hoog blijft onder invloed van elastische berging en waardoor een glijvlak in het zand kan ontstaan, wordt niet beschouwd.

9.2 Toetsing op lokale stabiliteit

Voor de toetsing op lokale stabiliteit kan gebruik worden gemaakt van formule 5.1.

In de situatie $\lambda/H \ll 1$ is er geen stijghoogteverschil over de bekleding dus $\Delta\phi = 0$.

Invullen hiervan in formule 5.1 geeft als eis:

$$\tan \delta \frac{\gamma_b}{\gamma_b - \gamma_w} \cdot \tan \alpha \quad (9.1)$$

Voor $\tan \alpha = 0,25$, $\gamma_b = 23 \text{ kN/m}^3$ en $\gamma_w = 10 \text{ kN/m}^3$ volgt hieruit als eis: $\delta > 24^\circ$.

In de situatie $\lambda/H \gg 1$ is het maximum stijghoogteverschil bij een oneindig lang talud gelijk aan de waterspiegeldaling dus $\Delta\phi = d_b$.

Invullen van formule 5.1 geeft:

$$\tan \delta > \frac{23.0,2 H \cdot \sin\alpha}{13.0,2 H \cdot \cos\alpha - 10.H} = - 0,15 \quad (9.2)$$

Dit resultaat betekent niet dat deze bekleding altijd stabiel is, maar dat de bekleding lokaal opgelicht zal worden.

Als rekening wordt gehouden met een eindige lengte van de taludbekleding is het maximum stijghoogteverschil volgens de verbeterde driehoeksregel (zie [1], paragraaf 3.2.4):

$$\Delta\phi = d_f \left(1 - \frac{d_b + D \cos\alpha}{z_b + D \cos\alpha} \right) = d_b \left(\frac{z_b - d_b}{z_b + D \cos\alpha} \right) \quad (9.3)$$

Deze formule kan worden gebruikt om te bepalen bij welke lengte van het onderwatertalud de bekleding net lokaal stabiel is. Deze berekening verloopt als volgt. Met formule 5.1 wordt bepaald hoe groot $\Delta\phi$ mag worden bij een gegeven waarde voor δ . Vervolgens wordt met formule (9.3) bepaald voor welke z_b hieraan wordt voldaan. In tabel 9.1 staan de resultaten vermeld.

$\tan \alpha$	0,25	0,25
D/H	0,2	0,2
d_b/H	1,0	1,0
δ	20	35
$\Delta\phi/H$	- 0,05	0,09
z_b/H	0,94	1,12

Tabel 9.1. Maximum lengte onderwatertalud

bladnummer : - 75 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

Het blijkt dat voor $\delta = 20^\circ$ de maximum lengte van het onderwatertalud kleiner is dan de waterspiegeldaling. Dit betekent dat in deze situatie de bekleding lokaal instabiel is. Voor $\delta = 35^\circ$ mag de lengte van het onderwatertalud slechts iets langer worden dan de waterspiegeldaling.

Praktisch gesproken betekenen deze resultaten dat voor $\lambda/H \gg 1$ de bekleding altijd lokaal instabiel is.

Als wordt gerekend met een reële waarde voor de lek lengte is de uitdrukking voor het maximum stijghoogteverschil (zie formule 3.20 in [1]):

$$\Delta\phi = \lambda/z (1 - \exp(-2 d_b/\lambda)) \quad (9.4)$$

Deze formule geldt voor de situatie van een oneindig lang talud. Bij een eindige lengte van de taludbekleding zal het maximum stijghoogteverschil kleiner zijn. In tabel 9.2. is voor verschillende waarden van de lekhoogte bepaald bij welke waarde van de wrijvingshoek δ de bekleding nog net lokaal stabiel is. De rekenvolgorde is dat eerst met formule 9.4 het maximum stijghoogteverschil wordt bepaald. Vervolgens wordt met formule 5.1 de minimum waarde van δ bepaald.

tan α	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
D/H	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
d_b/H	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
λ/H	0,01	0,05	0,1	0,2	0,4	1,0	∞
$\Delta\phi/H$	0,005	0,025	0,05	0,10	0,20	0,43	1,0
δ	24	26	29	-	-	-	-

Tabel 9.2. Benodigde waarde wrijvingshoek

bladnummer : - 76 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Bij $\lambda/H = 0,2$ en groter wordt gevonden dat de bekleding lokaal wordt opgelicht. Hierbij is geen lokale stabiliteit mogelijk. Voor kleinere waarden van λ/H is wel lokale stabiliteit mogelijk mits de wrijvingshoek voldoende groot is. Het is de vraag of de benodigde waarde wordt gehaald in het glijvlak beton-geotextiel.

Uit tabel 9.2. volgt ook dat voor ontwerpdoeleinden formule 9.4 kan worden vereenvoudigd tot:

$$\Delta\phi = \lambda/2 \quad (9.5)$$

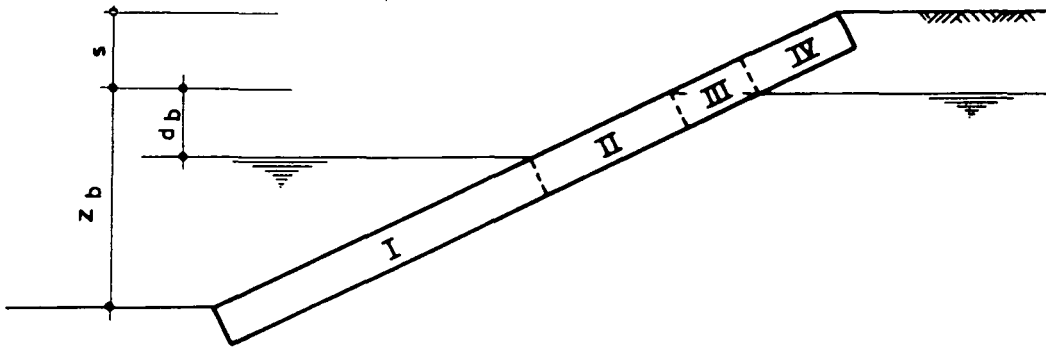
De ontwerpformule voor lokale stabiliteit wordt hiermee:

$$\tan \delta > \frac{\gamma_b D \sin\alpha}{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos\alpha - \gamma_w \cdot \lambda/2} \quad (9.6)$$

9.3 Toetsing op totale stabiliteit

Voor de situatie $\lambda/H \ll 1$ kunnen de formules voor de totale stabiliteit worden afgeleid met behulp van de formules in paragraaf 5.3.3 van [1]. Deze formules zijn weliswaar afgeleid voor een steenzetting op klei maar zijn ook geldig voor een steenzetting (of blokkenmat) op zand met $\lambda/H \ll 1$.

Volledigheidshalve worden de resultaten hier herhaald. In figuur 9.2 is een schets van de verschillende gebieden gegeven.



Figuur 9.2. Indeling gebieden

De uitdrukkingen voor de resultante van de evenwijdig aan het talud werkende krachten zijn voor deze situatie voor de vier gebieden als volgt:

$$F_I = (\gamma_b - \gamma_w) D \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}\right) (z_b - d_b) \quad (9.7)$$

$$F_{II} = (\gamma_b - (\gamma_b - \gamma_w) \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}) D \cdot d_b \quad (9.8)$$

$$F_{III} = D^2 \cos\alpha (\gamma_b - 1/2 \gamma_w) \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}\right) \quad (9.9)$$

$$F_{IV} = \gamma_b D \left(1 - \frac{\tan\phi}{\tan\alpha}\right) (s - D \cos\alpha) \quad (9.10)$$

Bij een blokkenmat zijn voor de totale stabiliteit de gebieden II, III en IV van belang. Optellen van de vergelijkingen 9.8, 9.9 en 9.10 geeft:

bladnummer : - 78 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$F_{II} + F_{III} + F_{IV} = (\gamma_b - (\gamma_b - \gamma_w) \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}) \cdot$$

$$\cdot D d_b - 1/2 \gamma_w D^2 \cos \alpha (1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}) + \gamma_b D s (1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}) \quad (9.11)$$

De bekleding is stabiel als geldt:

$$F_{II} + F_{III} + F_{IV} < 0 \quad (9.12)$$

Uitwerken hiervan levert de volgende eis voor de lengte van het bovenwaterlud op:

$$\tan \delta > \tan \alpha \text{ en } s > \frac{\gamma_w D \cos \alpha}{2 \gamma_b} + d_b \left(\frac{\gamma_w}{\gamma_b} \frac{\tan \alpha}{\tan \delta - \tan \alpha} - 1 \right)$$

$$(9.13)$$

In tabel 9.3. is voor twee waarden van δ de benodigde lengte van het bovenwaterlud bepaald.

$\tan \alpha$	0,25	0,25
D/H	0,2	0,2
d_b/H	1,0	1,0
δ	20	35
s/H	0,43	0,0

Tabel 9.3. Benodigde lengte bovenwaterlud ($\lambda/H \ll 1$)

De berekening zal ook worden uitgevoerd voor een steenzetting. Voor de totale stabiliteit zijn nu de gebieden I en II van belang. Optellen van de vergelijkingen 9.7 en 9.8 geeft:

bladnummer : - 79 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$F_I + F_{II} = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) + \gamma_w D d_b \quad (9.14)$$

De bekleding is stabiel als geldt:

$$F_I + F_{II} < 0 \quad (9.15)$$

Uitwerken hiervan levert de volgende eisen voor de lengte van het onderwatertalud op:

$$\tan \delta > \tan \alpha \text{ en } \frac{z_b}{d_b} > \frac{\gamma_w}{(\gamma_b - \gamma_w) \left(\frac{\tan \delta}{\tan \alpha} - 1\right)} \quad (9.16)$$

In tabel 9.4 is voor twee waarden van de wrijvingshoek de benodigde lengte bepaald. Merk op dat de dikte van de bekleding nu geen rol meer speelt.

tan α	0,25	0,25
d_b/H	1,0	1,0
δ	20	35
z_b/H	1,69	0,43

Tabel 9.4. Benodigde lengte onderwatertalud ($\lambda/H \ll 1$)

Voor de situatie $\lambda/H \gg 1$ en een blokkenmat is nog geen berekeningsmethode voor de bepaling van de totale stabiliteit opgesteld. Omdat bij deze berekeningen dit wel nodig is is dit in bijlage G gedaan.

bladnummer : - 80 -
 ons kenmerk: CO-290730/27
 datum : maart 1990

Met behulp van deze bijlage wordt vervolgens bepaald bij welke waarde van s de bekleding net totaal stabiel is.

In de volgende tabel is dit tabellarisch voor twee situaties gedaan.

D/H	0,2	0,2
z_b/H	1,3	1,3
$\tan \alpha$	0,25	0,25
δ	20	35
$\Delta\phi_{gr}/H$	0,079	0,162
x/H	0,49	1,00
$\sigma_{wo}(x)$ (kPa)	4,55 H	4,14H
$\sigma_{wb}(x)$ (kPa)	1,81 H	0,56 H
L' (m)	4,88 H + 4,13 s	4,37 H + 4,13 s
G (kN/m)	22,46 H ² + 19,00 Hs	20,10 H ² + 19,00 Hs
W_2 (kN/m)	12,92 H ²	10,70 H ²
W_4 (kN/m)	0,56 H ²	0,31 H ²
W_3 (kN/m)	0,68 H ²	0,07 H ²
F_k (kN/m)	9,55 H ² + 18,44 Hs	8,87 H ² + 18,44 Hs
F_w (kN/m)	4,87 H ² + 4,60 Hs	4,55 H ² + 4,60 Hs
s/H	0,66	- 0,20

Tabel 9.5. Benodigde lengte bovenwatertalud ($\lambda/H \gg 1$)

Ook hier wordt een berekening uitgevoerd voor de constructie met een gezette bekleding. Voor deze analyse kunnen de formules uit bijlage D worden gebruikt. In het geval van een teruggetrokken golf geldt:

$$d_b = R_d$$

$$h_b = 0.$$

bladnummer : - 81 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

Invullen van de verschillende waarden voor $\delta = 35^\circ$ geeft:

$$\Delta\phi_{gr} = 0,09 H \quad (9.17)$$

Invullen van de andere vergelijkingen geeft achtereenvolgens (eenheden kN en m):

$$L' = \frac{4,13 z_b^2 - 4,50 z_b H}{z_b - H} \quad (9.18)$$

$$G = \frac{19,0 z_b^2 H - 20,7 z_b H^2}{z_b - H} \quad (9.19)$$

$$W_2 = \frac{20,65 z_b^3 - 33,24 z_b^2 H + 11,7 z_b H^2}{z_b - H} \quad (9.20)$$

$$W_4 - W_3 = 2,0 z_b H - 2,0 H^2 \quad (9.21)$$

$$W_1 = 20,65 z_b^2 - 41,3 z_b H + 20,65 H^2 \quad (9.22)$$

Met behulp van deze vergelijkingen is de volgende eis voor de lengte van het onderwatertalud te bepalen:

$$1,06 < z_b/H < 1,20 \quad (9.23)$$

Als dezelfde exercitie wordt uitgevoerd voor $\delta = 20^\circ$ blijkt er geen reële oplossing te bestaan. De gevonden waarden wijken slechts weinig af van de waarden, gevonden bij de toetsing op lokale stabiliteit (zie tabel 9.1.).

Tot slot zullen nog enige berekeningen worden gemaakt met een reële waarde voor de lek lengte. Deze berekeningen worden gemaakt met het programma SCHUIF. In de volgende tabel staan de resultaten vermeld.

$\tan \alpha$	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
δ	35	35	35	35	35	35
λ/H	0,01	0,05	0,10	0,20	0,40	1,0
z_b/H	-	-	-	1,00	1,39	3,76
s/H	-	-	-	- 0,20	- 0,02	0,41
$\tan \alpha$	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
δ	20	20	20	20	20	20
λ/H	0,01	0,05	0,10	0,20	0,40	1,0
z_b/H	-	1,70	1,80	2,17	3,52	8,68
s/H	-	0,44	0,46	0,57	1,03	1,98

Tabel 9.6. Benodigde lengte onderwatertalud of bovenwatertalud

Voor de constructie met een blokkenmat zijn de waarden van s in bovenstaande tabel van belang. Als de oeverbekleding een gezette constructie is zijn de waarden voor z_b van belang.

De waarden in tabel 9.6. komen niet helemaal overeen met de waarden in tabel 9.5. en formule 9.23. De verschillen worden veroorzaakt door kleine verschillen in de gebruikte schematisatie. In het programma SCHUIF wordt voor het bepalen van de interne waterdruk wel rekening gehouden met een eindige waarde van de lek lengte. Voor de waterdruk aan de teen wordt echter verondersteld dat de taludbekleding oneindig lang is.

9.4 Conclusie voor oeverbekledingen

Uit de toetsing op lokale stabiliteit kunnen de volgende conclusies worden getrokken:

- voor $\lambda/H \leq 0,01$ is een toetsing met $\lambda = 0$ een acceptabele benadering
- voor $\lambda/H \geq 0,2$ behoort een lokaal stabiele bekleding niet tot de mogelijkheden
- het maximum stijghoogteverschil over de bekleding kan worden benaderd met $\Delta\phi_{\max} = \lambda/2$; de eis voor een lokaal stabiele bekleding wordt hiermee:

$$\tan \delta > \frac{\gamma_b D \sin \alpha}{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha - \gamma_w \cdot \lambda/z}$$

Uit de toetsing op totale stabiliteit volgt het volgende:

- bij kleine waarden van de lekhoogte ($\lambda < 0,01 H$) is een oeverbekleding altijd stabiel mits δ niet te klein is
- bij steenzettingen met $\lambda/H \gg 1$ en $\tan \alpha = 0,25$ is de maximale lengte van het onderwatertalud praktisch gelijk bij toetsing op lokale en totale stabiliteit; de waarde is echter zo groot dat praktisch gesproken geen stabiliteit mogelijk is zonder teenconstructie als $\lambda > H$
- bij blokkenmatten en $\tan \alpha = 0,25$ neemt de benodigde lengte van het bovenwatertalud toe als de lekhoogte toeneemt; als $\lambda > 0,4 H$ is bepaling van deze hoogte met het extreem $\lambda/H \gg 1$ een goede benadering

bladnummer : - 84 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

- de resultaten van de handberekeningen voor het extreem $\lambda/H \gg 1$ komen niet exact overeen met de resultaten van het computerprogramma SCHUIF; dit is te wijten aan kleine verschillen in de gebruikte schematisaties. Bij de handberekening speelt de bekledingsdiepte z_b een essentiële rol terwijl deze bij het programma SCHUIF voor het bepalen van het verloop van de interne stijghoogte oneindig lang wordt verondersteld. Verder wordt bij het programma SCHUIF aangenomen dat delen van de bekleding die worden opgelicht geen opwaartse kracht op aangrenzende delen uitoefenen, terwijl dit bij de handberekening impliciet wel gebeurt.

10. SAMENVATTING EN CONCLUSIES

1. Voor het opstellen van globale richtlijnen voor de beoordeling van grondmechanische stabiliteit van taludbekledingen, zijn een aantal constructies op dit punt beoordeeld. De uitgevoerde studie had een verkennend karakter.

Dijkbekledingen zijn beoordeeld op lokale en totale stabiliteit tegen afschuiven, afschuiving ten gevolge van een golfklap en instabiliteit onder invloed van wateroverspanning door cyclische belasting.

Bij oeverbekledingen is alleen de lokale en totale stabiliteit tegen afschuiven beoordeeld omdat naar verwachting de andere aspecten in deze situatie geen rol spelen.

2. Bij het onderdeel lokale stabiliteit werd geconstateerd dat hieraan slechts voor een beperkt aantal constructies wordt voldaan (kleine lekhoogte, flauw talud en hoge wrijvingshoek). De andere constructies zijn niet per definitie instabiel. Ze kunnen nog wel als geheel stabiel zijn.

3. De beoordeling van de totale stabiliteit vergt een meer uitgebreide berekening dan die van de lokale stabiliteit. Dit punt is slechts voor een beperkt aantal constructies bekeken. Uit dit beperkte aantal berekeningen kan worden geconcludeerd dat bij een constructie uit gezette steen, een grote lekhoogte (on-doorlatende bekleding) en een steil talud, een teenconstructie onmisbaar is.

Voor andere situaties is een bepaalde lengte van de bekleding nodig om totaal stabiel te zijn. Op deze lengte kan worden bespaard door het aanbrengen van een verankering (bij een blokkenmat) of een teenconstructie (bij een bekleding uit gezette steen).

4. Voor de beoordeling van de totale stabiliteit van steenzettingen is in de regel het moment met minimum stijghoogte aan de teen maatgevend. In uitzonderingssituaties (kleine lengte onderwatertalud, grote lekhoogte) is het moment vlak voor breken maatgevend. Bij blokkenmatten daarentegen is in de regel het moment vlak voor breken maatgevend.

5. Voor de stabiliteit bij een golfklap zijn twee situaties te onderscheiden, namelijk de ondergrond bestaat uit een materiaal met uitsluitend inwendige wrijving en de ondergrond is een materiaal met uitsluitend cohesie.
Het aantal berekeningen voor de eerste situatie is te gering om hieraan conclusies te kunnen verbinden. Wel kan worden geconcludeerd dat een bekleding die geen trekkracht of drukkracht kan opnemen, ongunstig is. Uit de uitgevoerde berekeningen volgt dat de grootte van de normaalkracht in de bekleding een grote invloed heeft op de stabiliteit. Bij een lage schatting van de optredende normaalkracht is, volgens de huidige rekenmethode, de bekleding bijna altijd instabiel. Bij een hoge schatting is stabiliteit meestal wel verzekerd.

6. Voor een aantal constructies is de lokale en totale stabiliteit onder cyclische belasting beschouwd.
Uit deze berekeningen is te concluderen dat de invloed van waterspanningsgeneratie door cyclische belasting op de stabiliteit gering is bij kleine golfhoogten.
Bij aanwezigheid van een filterlaag onder de bekleding hoeft geen rekening gehouden te worden met cyclische belasting.
Ook kan worden geconcludeerd dat bij een zeer dichte bekleding zonder filterlaag er lokaal altijd verweking zal optreden, mits het aantal belastingwisselingen groot genoeg is.

7. Er is een aantal berekeningen uitgevoerd voor een oevertverdediging. Uit deze berekeningen volgt dat ook voor deze situatie vaak niet aan het criterium voor lokale stabiliteit wordt voldaan. Bij een slecht doorlatende steenzetting ($\lambda \gg H$) is een teenconstructie onmisbaar voor de stabiliteit. Een slecht doorlatende blokkenmat kan echter wel zonder verankering totaal stabiel zijn. Hiervoor is wel vereist dat de wrijvingshoek met de ondergrond niet te klein is ($\delta > 20^\circ$) en de blokkenmat wordt doorgezet boven het stilwaterniveau tot minstens één maal de waarde van de waterspiegeldaling.

bladnummer : - 88 -
ons kenmerk: CO-290730/27
datum : maart 1990

REFERENTIES

1. Meijers, P.
Afschuiven van een taludbekleding over de ondergrond, rapport
CO-286001/2, januari 1988.
WL/GD/RWS M1795, deel XXII, band B, sectie 2, 1989
2. Graaf, H.J. van der, Groot, M.B. de
Grondmechanische stabiliteit van taludbekledingen onder golfbe-
lasting, rapport CO-290730/14, november 1988.
WL/GD/RWS M1795, deel XXII, band A, 1989
3. Hoogeveen, R. Groot, M.B. de
De grondmechanische stabiliteit van steenzettingconstructies,
rapport CO-286010/14, april 1987.
WL/GD/RWS M1795, deel XXII, band B, sectie 3, 1989
4. Bakker, K.J., Hernandez, J.
Bepaling grondmechanische stabiliteit taludbekledingen, notitie
WBA - M - 88167, Rijkswaterstaat, DWW, december 1988.

bladnummer : - 1 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

BIJLAGE A

Schema berekeningen lokale stabiliteit

constructie	1 : 2			1 : 4		
	D/H	λ	glijvlak	D/H	λ	glijvlak
blokken op filter	0,33	>> H	a($\delta=20^\circ$)	0,23	>> H	a($\delta=20^\circ$)
	0,33	>> H	a($\delta=35^\circ$)	0,23	>> H	a($\delta=35^\circ$)
	0,33	<< H	a($\delta=20^\circ$)	0,23	<< H	a($\delta=20^\circ$)
	0,33	<< H	a($\delta=35^\circ$)	0,23	<< H	a($\delta=35^\circ$)
	0,33	0,4H	a($\delta=20^\circ$)	0,23	0,4H	a($\delta=20^\circ$)
	0,33	0,4H	a($\delta=35^\circ$)	0,23	0,4H	a($\delta=35^\circ$)
zuilen S op filter	0,26	>> H	a($\delta=20^\circ$)	0,18	>> H	a($\delta=20^\circ$)
	0,26	>> H	a($\delta=35^\circ$)	0,18	>> H	a($\delta=35^\circ$)
	0,26	<< H	a($\delta=20^\circ$)	0,18	<< H	a($\delta=20^\circ$)
	0,26	<< H	a($\delta=35^\circ$)	0,18	<< H	a($\delta=35^\circ$)
	0,26	<< H	b($\phi=35^\circ$)	0,18	<< H	b($\phi=35^\circ$)
	0,26	0,2H	a($\delta=20^\circ$)	0,18	0,2H	a($\delta=20^\circ$)
	0,26	0,2H	a($\delta=35^\circ$)	0,18	0,2H	a($\delta=35^\circ$)
blokken op klei	0,33	<< H	a($\delta=13^\circ$)	0,23	<< H	a($\delta=13^\circ$)
	0,33	<< H	a($\delta=35^\circ$)	0,23	<< H	a($\delta=35^\circ$)
mat op zand	0,21	<< H	a($\delta=20^\circ$)	0,15	<< H	a($\delta=20^\circ$)
	0,21	<< H	a($\delta=35^\circ$)	0,15	<< H	a($\delta=35^\circ$)
	0,21	>> H	c($\phi=35^\circ$)	0,15	>> H	c($\phi=35^\circ$)
stort- steen	0,37	<< H	a($\delta=20^\circ$)	0,26	<< H	a($\delta=20^\circ$)
	0,37	<< H	a($\delta=35^\circ$)	0,26	<< H	a($\delta=35^\circ$)
	0,37	>> H	c($\phi=35^\circ$)	0,26	>> H	c($\phi=35^\circ$)

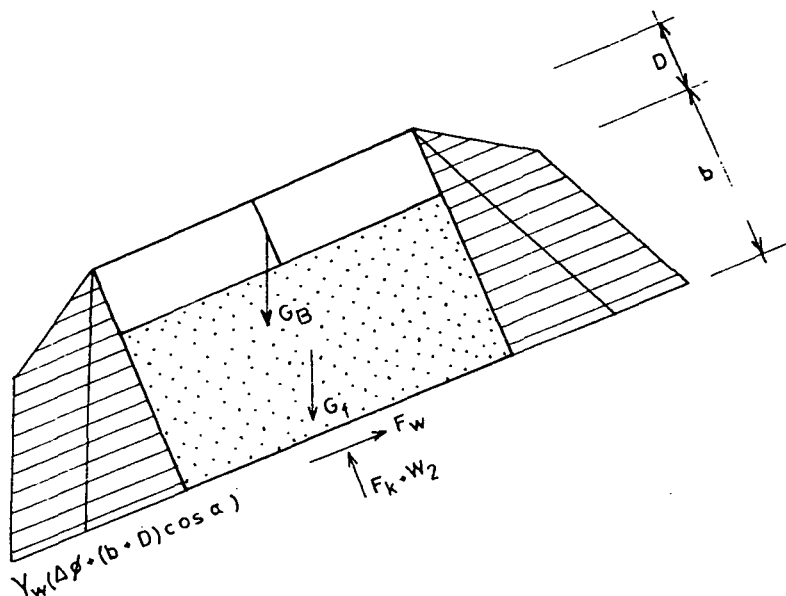
Potentieel glijvlak: a: direct onder toplaag
 b: tussen bekleding (inclusief granulair filter
 en geotextiel) en ondergrond
 c: in de ondergrond

BIJLAGE B

Afschuiven langs een dieper gelegen glijvlak

Beschouwd wordt het evenwicht van een deel van de bekleding met ondergrond in de golfoploopzone.

In figuur B.1 is dit deel geschetst, inclusief de werkzame krachten.



Figuur B.1 Krachten op deel bekleding met ondergrond

Het gewicht van de bekleding plus ondergrond bedraagt per eenheid van oppervlak:

$$G = \gamma_b D + \gamma_f \cdot b \quad (B.1)$$

De waterdruk in het potentiële glijvlak bedraagt:

$$p = \gamma_w (\Delta \phi + (b + D) \cos \alpha) \quad (B.2)$$

bladnummer : - 3 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

Uit het krachterevenwicht evenwijdig aan het talud volgt:

$$F_w = G \sin \alpha \quad (B.3)$$

Uit het krachterevenwicht loodrecht op het talud volgt:

$$F_k = G \cos \alpha - W_2 \quad (B.4)$$

Voor een stabiele bekleding moet gelden:

$$F_w < F_k \tan \phi \quad (B.5)$$

Dit geeft als eis voor de hoek van inwendige wrijving:

$$\tan \phi > \frac{F_w}{F_k} \quad (B.6)$$

Invullen van de waarde voor F_k geeft:

$$\tan \phi > \frac{G \sin \alpha}{G \cos \alpha - W_2} = \frac{(\gamma_b \cdot D + \gamma_f \cdot b) \sin \alpha}{(\gamma_b \cdot D + \gamma_f \cdot b) \cos \alpha - \gamma_w (\Delta \phi + (b + D) \cos \alpha)} \quad (B.7)$$

De rechterterm is tevens een uitdrukking voor de minimaal benodigde $\tan \phi$.

Een uitdrukking voor de veiligheidsfactor wordt nu:

$$\eta = \frac{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha + (\gamma_f - \gamma_w) b \cos \alpha - \gamma_w \cdot \Delta \phi}{(\gamma_b \cdot D + \gamma_f \cdot b) \sin \alpha} \cdot \tan \phi \quad (B.8)$$

bladnummer : - 4 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

BIJLAGE C

Veiligheidsfactoren lokale stabiliteit

constructie	λ	glijvlak	δ/ϕ (°)	$\tan \alpha$	
				0,5	0,25
blokken op filter	>> H	a	20	- 0,34	- 0,31
	>> H	a	35	- 0,65	- 0,60
	<< H	a	20	0,41	0,82
	<< H	a	35	0,79	1,58
	0,4 H	a	20	- 0,16	- 0,48
	0,4 H	a	35	- 0,30	- 0,93
zuilen op filter	>> H	a	20	- 0,54	- 0,63
	>> H	a	35	- 1,04	- 1,21
	<< H	a	20	0,41	0,82
	<< H	a	35	0,79	1,58
	<< H	b	35	0,70	0,79
	0,2 H	a	20	- 0,04	- 0,56
	0,2 H	a	35	- 0,07	- 1,07
blokken op klei	<< H	a	13	0,26	0,52
	<< H	a	35	0,79	1,58
mat op zand	<< H	a	20	0,41	0,82
	<< H	a	35	0,79	1,58
	>> H	c	35	- 1,48	- 1,77
stortsteen	<< H	a	20	0,36	0,73
	<< H	a	35	0,70	1,40
	>> H	c	35	- 0,03	0,15

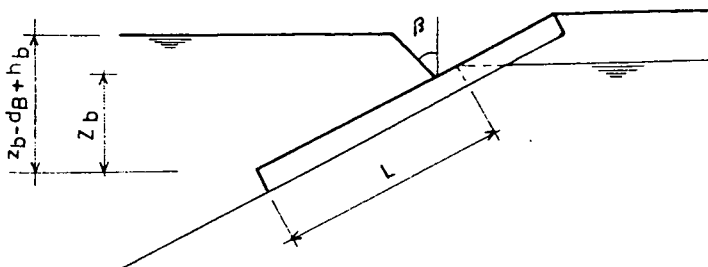
Glijvlak a: direct onder toplaat
 b: tussen bekleding (inclusief granulair filter en geotextiel) en ondergrond
 c: in de ondergrond

BIJLAGE D

Totale stabiliteit bij een ondoorlatende bekleding

In deze appendix zal een uitdrukking voor de totale stabiliteit afgeleid worden voor een ondoorlatende bekleding onder golfaanval. De afleiding beperkt zich tot een bekleding die wel drukkkrachten maar geen trekkrachten kan opnemen.

In figuur D.1 is de te beschouwen situatie getekend.



Figuur D.1. Situatie

Voor het verloop van de stijghoogte onder de bekleding wordt een constante waarde aangehouden.

Welk gedeelte van de bekleding instabiel is, is als volgt te bepalen.

De bekleding is lokaal instabiel als geldt (zie formule 5.1):

$$\tan \delta > \frac{\gamma_b D \sin \alpha}{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha - \gamma_w \Delta \phi} \quad (D.1)$$

Deze formule is om te werken tot:

$$\Delta \phi < \frac{(\gamma_b - \gamma_w)}{\gamma_w} D \cos \alpha - \frac{\gamma_b}{\gamma_w} \frac{D \sin \alpha}{\tan \delta}$$

Het stijghoogteverschil waarbij de bekleding op de grens van lokale stabiliteit verkeert is:

$$\Delta \phi_{gr} = \frac{(\gamma_b - \gamma_w)}{\gamma_w} D \cos \alpha - \frac{\gamma_b}{\gamma_w} \frac{D \sin \alpha}{\tan \delta} \quad (D.2)$$

Indien al is aangetoond dat de bekleding lokaal instabiel is, zal er-
 gens tussen de SWL en het run-down punt, de bekleding instabiel worden
 (voor een lokaal stabiele bekleding is deze analyse weinig zinvol).
 Het gedeelte van de bekleding dat in een beschouwing van de totale
 stabiliteit meegenomen moet worden, is het gedeelte tussen het punt
 waar de bekleding lokaal instabiel wordt en de teen.

De lengte van dit gedeelte is:

$$L' = L - \frac{\Delta \phi_{gr}}{z_b - d_b + h_b} \cdot L \quad (D.3)$$

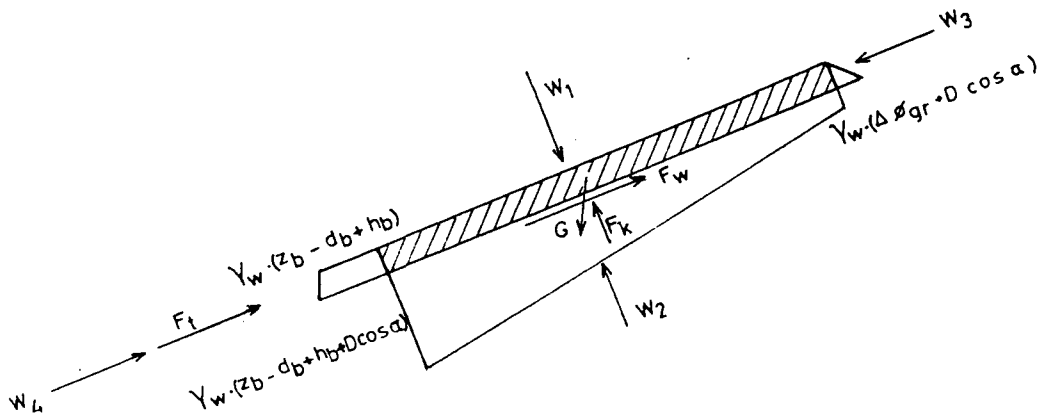
Met $L = z_b / \sin \alpha$ volgt hieruit

$$L' = \frac{z_b}{\sin \alpha} \left(1 - \frac{\Delta \phi_{gr}}{z_s - d_b + h_s} \right) \quad (D.4)$$

Op dit gedeelte werken de volgende krachten:

- G : eigen gewicht
- F_k : korreldruk tegen de onderkant
- F_w : wrijvingskracht tegen de onderkant
- F_t : kracht tegen de teenconstructie
- W_1 : waterdruk op de bovenkant
- W_2 : waterdruk tegen de onderkant
- W_3 : waterdruk tegen de kopse kant bekleding bovenaan
- W_4 : waterdruk tegen de teen.

In figuur D.2 zijn de verschillende krachten getekend.



Figuur D.2. Krachten op instabiel deel

De grootte van de verschillende krachten is als volgt:

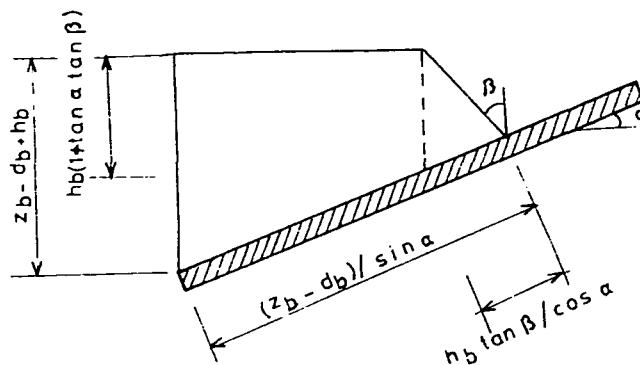
$$G = \gamma_b \cdot D \cdot L = \gamma_b D \left(\frac{z_b}{\sin \alpha} \left(1 - \frac{\Delta \phi_{gr}}{z_b - d_b + h_b} \right) \right) \quad (D.5)$$

$$W_2 = 1/2 \cdot \gamma_w \cdot L' (\Delta \phi_{gr} + D \cos \alpha + z_b - d_b + h_b + D \cos \alpha) \quad (D.6)$$

$$W_3 = 1/2 \gamma_w D^2 \cos \alpha \quad (D.7)$$

$$W_4 = D \gamma_w (z_b - d_b + h_b + 1/2 D \cos \alpha) \quad (D.8)$$

De waarde van W_1 is wat moeilijker te bepalen. In figuur D.3 is de situatie getekend met bijbehorende maten waaruit deze waarde bepaald kan worden.



Figuur D.3. Waterdruk op talud

Na enig cijferwerk volgt hieruit de volgende uitdrukking:

$$W_1 = 1/2 \gamma_w \left\{ (z_b - d_b + 2h_b) \frac{(z_b - d_b)}{\sin \alpha} - h_b^2 \frac{\tan \beta}{\cos \alpha} \right\} \quad (D.9)$$

De waarden van F_k , F_w en F_t volgen uit het krachtenevenwicht.

bladnummer : - 9 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

Uit het evenwicht loodrecht op het talud volgt:

$$F_k = G \cos \alpha + W_1 - W_2 \quad (D.10)$$

Uit het evenwicht evenwijdig aan het talud volgt:

$$F_w + F_t = G \sin \alpha - W_4 + W_3 \quad (D.11)$$

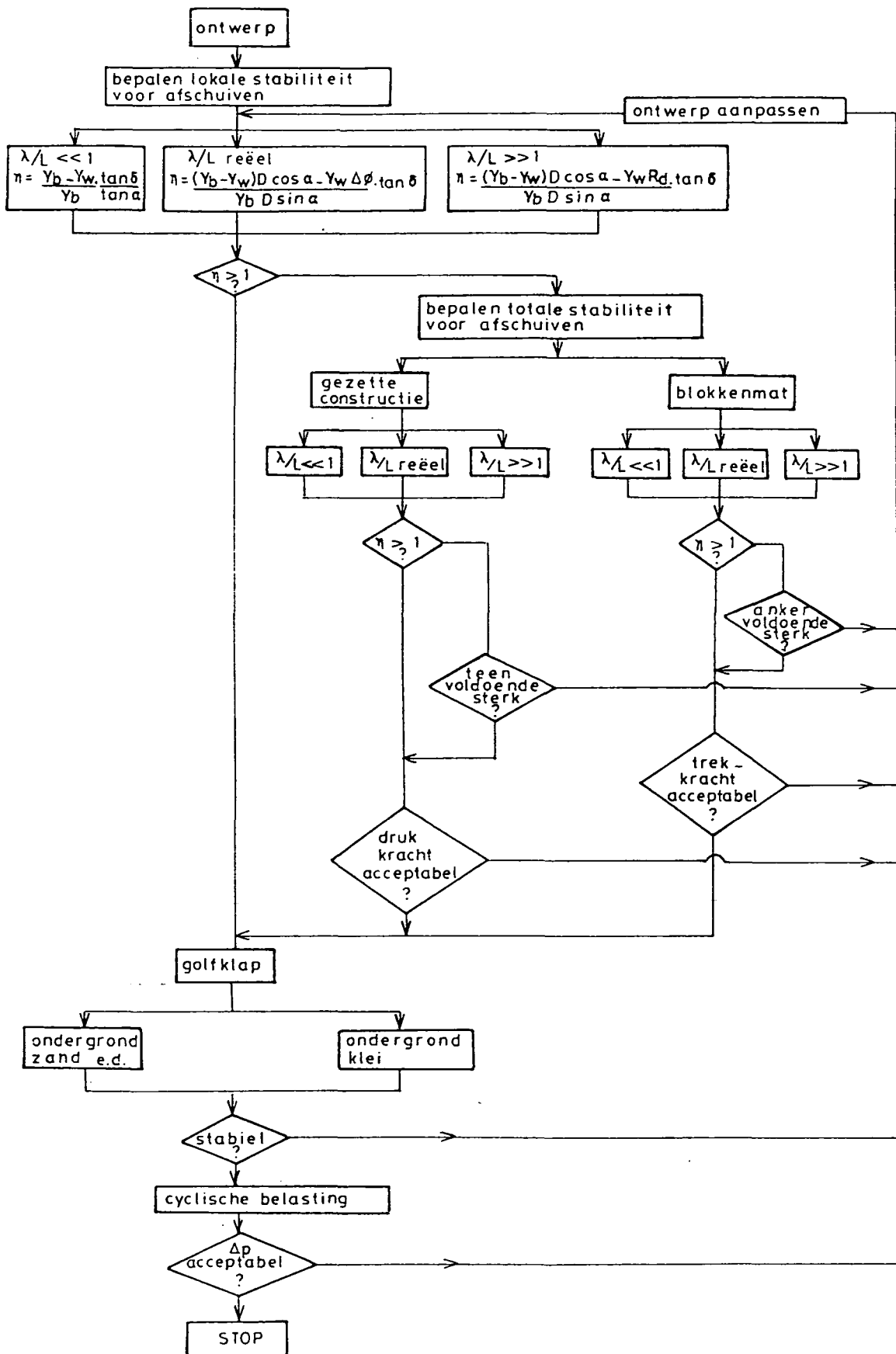
Als er geen teenconstructie aanwezig is, is $F_t = 0$.

De bekleding is dan stabiel als geldt:

$$F_w < F_k \tan \delta \quad (D.12)$$

Als er een teenconstructie aanwezig is en de wrijvingskracht wordt volledig gemobiliseerd, is de kracht op de teenconstructie:

$$F_t = G \sin \alpha \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha} \right) - (W_4 - W_3) + (W_2 - W_1) \tan \delta \quad (D.13)$$



dienst weg- en waterbouwkunde

WBA-M-88167

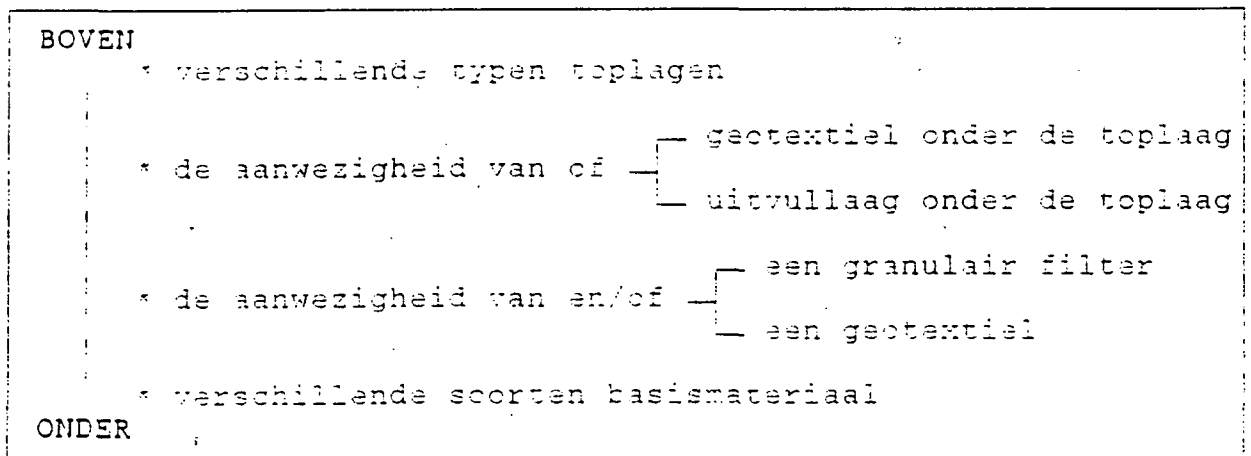
Aan : De Groot, Meijer
 Van : Bakker, Hernandez
 Dat. : 7 dec. 1988
 Ond. : Bepaling Grondmechanische Stabiliteit Taludbekledingen

I. Inleiding

Op korte termijn zal door GD een bureaustudie uitgevoerd worden waarin getracht wordt om globale, praktijkgerichte richtlijnen te ontwikkelen voor de toetsing en/of beoordeling van de grondmechanische stabiliteit van taludbekledingen.

Deze analyse zal deels op regels en deels op onderkenning van de probleemgebieden gebaseerd zijn. Hiertoe is het van belang om, i.v.m. de financiële randvoorwaarden zich zoveel mogelijk te beperken tot constructies die in de praktijk veel toegepast worden. Hiertoe is een inventarisatie gehouden, de resultaten worden in de bijlage gepresenteerd.

Voor deze inventarisatie is uitgegaan van een splitsing van de taludbekleding in;



Met behulp van deze systematische inventarisatie naar de verschillende taludbekledingen is getracht om zowel bestaande constructies als reëel geachte innovatieve constructies in kaart te brengen.

Verder wordt uitgegaan van een onderverdeling van de hydraulische belasting in een drietal klassen, dit om de benodigde toplaagdikte te kunnen bepalen.

Deze notitie moet gezien worden als een aanzet om te komen tot een systematiek voor de beoordeling van de grondmechanische stabiliteit bij taludbekledingen.

II. Te onderzoeken grondmechanische aspecten

Uit het GD rapport : CO-290730/14 - Grondmechanische stabiliteit van taludbekledingen onder golfaanval, blijkt dat de volgende aspecten een rol spelen bij de beoordeling van de grondmechanische stabiliteit van een taludbekleding;

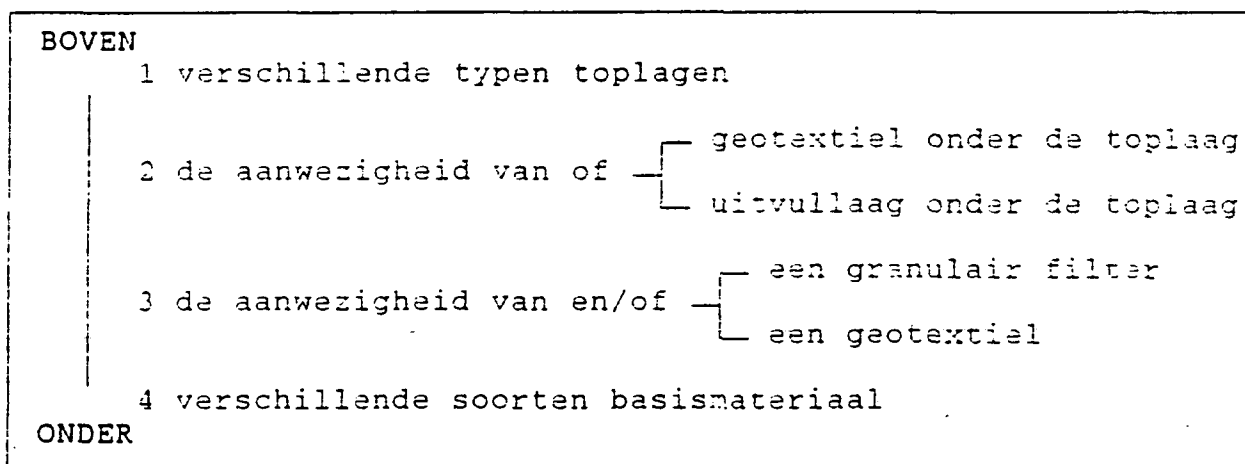
- 1- afschuiving van de bekleding
- 2- stabiliteit onder golfklapbelasting
- 3- wateroverdrukken door cyclische belasting (verweking)

De hierboven aangegeven volgorde komt overeen met de aangegeven prioriteitsstelling.

Om deze analyse te kunnen uitvoeren moeten gegevens omtrent de taludbekleding en de optredende hydraulische belasting bekend zijn. In de volgende paragrafen zal hierop een antwoord gegeven worden.

III. Inventarisatie taludbekleding

In bijlage 1 wordt een totaal overzicht gegeven van de reëel geachte (mogelijk nu nog niet toegepaste) taludbekledingen. Hiervoor is een taludbekleding als volgt geschematiseerd;



- 1 te beginnen bij de toplaag kan er gekozen worden uit de volgende typen; betonnen blokken
zuilen (natuursteen en beton)
blokkenmatten
bestortingen
asfalt
- 2 direct onder deze toplaag kan zich al dan niet een geotextiel bevinden (in bijl. 1 wordt dit middels een X aangegeven), in plaats van dit geotextiel kan mogelijk ook een uitvullaag aanwezig zijn
- 3 daar weer onder kan zich mogelijk een granulaair filter bevinden, in plaats van een granulaair filter kan ook een geotextiel aanwezig zijn, beide kunnen echter ook voorkomen (functie splitsing)
- 4 als basismateriaal worden de volgende materialen beschouwd; zand, klei en mijnsteen

Uit deze veelheid van (mogelijke) constructies moet een aantal constructies geselecteerd worden die als representatief genomen kan worden voor de te onderzoeken grondmechanische aspecten.

IV. Hydraulische belasting

Gezien de opzet van deze studie (een indruk verkrijgen wanneer grondmechanische stabiliteit een rol kan spelen) wordt ook de belasting in een drietal klassen ingedeeld.

Belast. Klasse	Hs
I	$H_s < 1 \text{ m}$
II	$1 < H_s < 2 \text{ m}$
III	$H_s > 2 \text{ m}$

Verder wordt aangenomen dat de golfsteilheid in alle gevallen 5 % bedraagt.

V. Bepaling benodigde toplaagdikte

Met behulp van de geschematiseerde hydraulische belasting en het z.g. Black-Box model wordt voor de verschillende typen toplaag (m.u.v. asfalt) een blokdikte/zuilhoogte bepaald als functie van zowel de belastingklasse als de taludhelling. De taludhelling is gevarieerd tussen 1:3 en 1:5. In bijlage 2 wordt een overzicht gegeven van deze berekeningen.

VI. Samenvatting

De uit te voeren studie, die een verkennend karakter heeft, moet als resultaat praktijk-richtlijnen opleveren voor de beoordeling van de grondmechanische stabiliteit.

Deze notitie dient gezien te worden als een stuk dat informatie aandraagt om te komen tot een praktische invulling van de systematiek voor de beoordeling van de grondmechanische stabiliteit van taludbekledingen onder golfaanval.

Door de betrokken deskundigen dient de aangedragen informatie geselecteerd te worden naar gelang de te onderzoeken aspecten.

BIJLAGE 1

Nr	Type Toplaag	Geotex- tiel	Uitvul- laag	Granul. filter	Geotex- tiel	Basis- mater.
1	a Beton Blokken	X		X		Zand
	b Beton Blokken	X				Zand
	c Beton Blokken		X	X	X	Zand
	d Beton Blokken		X	X		Zand
	e Beton Blokken			X		Zand
	f Beton Blokken			X	X	Zand
	g Beton Blokken					Zand
2	a Beton Blokken	X		X		Klei
	b Beton Blokken	X				Klei
	c Beton Blokken		X	X	X	Klei
	d Beton Blokken		X	X		Klei
	e Beton Blokken			X		Klei
	f Beton Blokken			X	X	Klei
	g Beton Blokken					Klei
3	a Beton Blokken	X		X		Mijnsteen
	b Beton Blokken	X				Mijnsteen
	c Beton Blokken		X	X	X	Mijnsteen
	d Beton Blokken		X	X		Mijnsteen
	e Beton Blokken			X		Mijnsteen
	f Beton Blokken			X	X	Mijnsteen
	g Beton Blokken					Mijnsteen
4	a Zuilen		X	X	X	Zand
	b Zuilen		X	X		Zand
	c Zuilen			X	X	Zand
	d Zuilen			X		Zand
	e Zuilen				X	Zand
	f Zuilen					Zand
5	a Zuilen		X	X	X	Klei
	b Zuilen		X	X		Klei
	c Zuilen			X	X	Klei
	d Zuilen			X		Klei
	e Zuilen				X	Klei
	f Zuilen					Klei
6	a Zuilen		X	X	X	Mijnsteen
	b Zuilen		X	X		Mijnsteen
	c Zuilen			X	X	Mijnsteen
	d Zuilen			X		Mijnsteen
	e Zuilen				X	Mijnsteen
	f Zuilen					Mijnsteen

BIJLAGE 1 (VERVOLG)

Nr	Type Toplaag	Geotex- tiel	Uitvul- laag	Granul. filter	Geotex- tiel	Basis- mater.
7	a Blokkenmat	X		X		Zand
	b Blokkenmat	X				Zand
	c Blokkenmat			X	X	Zand
8	a Blokkenmat	X		X		Klei
	b Blokkenmat	X				Klei
	c Blokkenmat			X	X	Klei
9	a Blokkenmat	X		X		Mijnsteen
	b Blokkenmat	X				Mijnsteen
	c Blokkenmat			X	X	Mijnsteen
10	a Bestorting			X		Zand
	b Bestorting				X	Zand
	c Bestorting					Zand
11	a Bestorting			X		Klei
	b Bestorting				X	Klei
	c Bestorting					Klei
12	a Bestorting			X		Mijnsteen
	b Bestorting				X	Mijnsteen
	c Bestorting					Mijnsteen
13	a Asfalt				X	Zand
	b Asfalt					Zand
14	a Asfalt				X	Klei
	b Asfalt					Klei
15	a Asfalt				X	Mijnsteen
	b Asfalt					Mijnsteen

BIJLAGE 2

Benodigde Toplaagdikte volgens Black-Box model

BELASTING

	Hs	Reken Hs
Belastingklasse I	Hs < 1 m	1
Belastingklasse II	1 < Hs < 2 m	2
Belastingklasse III	Hs > 2 m	2.5

BENODIGDE TOPLAAGDIKTE

Talud 1:3

	ø	delta	Kl. I	Kl. II	Kl. III
Bestort.	2.5	1.6	0.31	0.61	0.76
Blokken	3.5	1.3	0.27	0.54	0.67
Zuilen	4.5	1.3	0.21	0.42	0.52
Matten	5.5	1.3	0.17	0.34	0.43

Talud 1:4

	ø	delta	Kl. I	Kl. II	Kl. III
Bestort.	2.5	1.6	0.26	0.53	0.66
Blokken	3.5	1.3	0.23	0.46	0.53
Zuilen	4.5	1.3	0.18	0.36	0.45
Matten	5.5	1.3	0.15	0.30	0.37

Talud 1:5

	ø	delta	Kl. I	Kl. II	Kl. III
Bestort.	2.5	1.6	0.24	0.47	0.59
Blokken	3.5	1.3	0.21	0.42	0.52
Zuilen	4.5	1.3	0.16	0.32	0.40
Matten	5.5	1.3	0.13	0.26	0.33

BIJLAGE G

Methode bepaling totale stabiliteit ondoorlatende blokkenmat bij
 scheepvaartgolf

De volgende berekeningsprocedure hoeft alleen doorlopen te worden als de bekleding lokaal instabiel is.

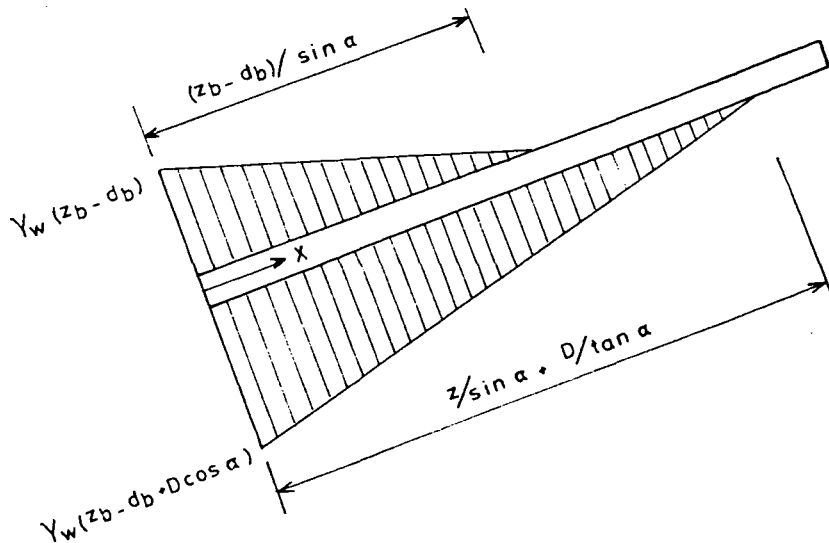
Net als bij een bekleding uit gezette steen zal er ter plaatse van de teen een gedeelte van de bekleding lokaal stabiel zijn.

Daarboven is de bekleding lokaal instabiel. Het stijghoogteverschil waarbij de bekleding onder water op de grens van lokale stabiliteit verkeert, volgt uit:

$$(\gamma_b - \gamma_w) D \sin \alpha = \{(\gamma_b - \gamma_w) D \cos \alpha - \gamma_w \Delta \phi\} \tan \delta \rightarrow$$

$$\Delta \phi_{gr} = \left(\frac{\gamma_b - \gamma_w}{\gamma_w} \right) D \cos \alpha \left(1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \delta} \right) \quad (G.1)$$

In figuur G.1 zijn de waterdrukken tegen de taludbekleding geschetst.



Figuur G.1. Waterdrukken tegen bekleding

De uitdrukking voor de waterdruk tegen de onderkant van de bekleding als functie van x is:

$$\sigma_{wo}(y') = \gamma_w (z_b - d_b + D \cos\alpha) \left(1 - \frac{y'}{z_b/\sin\alpha + D/\tan\alpha}\right) \quad (G.2)$$

De uitdrukking voor de waterdruk tegen de bovenkant van de bekleding is:

$$\sigma_{wb}(y') = \gamma_w (z_b - d_b) - \gamma_w \cdot y' \sin\alpha \quad (G.3)$$

De plaats waar de bekleding op de grens van lokale stabiliteit verkeert volgt uit:

$$\sigma_{wo}(y'_{gr}) - \sigma_{wb}(y_{gr}) = \gamma_w \cdot (\Delta \phi_{gr} + D \cos\alpha) \quad (G.4)$$

Het gedeelte onder dit punt is voor de beoordeling van de totale stabiliteit niet van belang. De krachten op het gedeelte dat voor de beoordeling van de totale stabiliteit van een blokkenmat wel van belang zijn, zijn nu te bepalen.

Het gewicht van dit gedeelte is:

$$G = \gamma_b D \left(\frac{z_b + s}{\sin\alpha} - y'_{gr}\right) \quad (G.5)$$

De waterdruk onder de bekleding is:

$$W_2 = 1/2 \sigma_{wo}(y'_{gr}) \left(\frac{z_b}{\sin\alpha} + \frac{D}{\tan\alpha} - y'_{gr}\right) \quad (G.6)$$

bladnummer : - 14 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

De waterdruk tegen de kopse kant van de bekleding is:

$$W_4 = D (\sigma_{wb} (y'_{gr}) + 1/2 \gamma_w D \cos\alpha) \quad (G.7)$$

De waterdruk op de bovenkant van de bekleding is:

$$W_1 = 1/2 \sigma_{wb} (y'_{gr}) \left(\frac{z_b - d_b}{\sin\alpha} - y'_{gr} \right) \quad (G.8)$$

Met behulp van deze uitdrukkingen is verder op dezelfde manier als in bijlage D de totale stabiliteit te beoordelen, c.q. de waarde van s te bepalen waarbij de blokkenmat totaal stabiel is.

bladnummer : - 15 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

BIJLAGE H

Uitwerking berekening totale stabiliteit bij een dichte bekleding en cyclische belasting

Eerst wordt de totale stabiliteit bepaald bij afwezigheid van cyclische belasting.

De volgende parameters worden gebruikt:

$$\begin{aligned}\lambda/L &>> 1 \\ \tan \alpha &= 0,25 \\ D/H &= 0,23 \\ h_b &= 0,80 H \\ R_d &= 0,4 H \\ \phi &= 35^\circ.\end{aligned}$$

Als potentieel glijvlak wordt genomen $z = z_c = 0,7 H$.

De gemiddelde dichtheid over deze laag is:

$$\gamma_b = \frac{0,23 H \cdot 23 + 0,47 H \cdot 20}{0,7 H} = 21,0 \text{ kN/m}^3 \quad (\text{H.1})$$

Voor de berekening wordt verder bijlage D gevolgd.

Het potentiaal verschil waarbij voor het eerst instabiliteit optreedt is:

$$\Delta \phi_{gr} = 0,24 H$$

De lengte van het instabiele deel is:

bladnummer : - 16 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

$$L' = 4,13 z_b - \frac{0,99 z_b}{z_b + 0,4 H} \quad (\text{H.2})$$

Het gewicht van het instabiele deel is:

$$G = 60,71 z_b H - \frac{14,55 H^2 z_b}{z_b + 0,4 H} \quad (\text{H.3})$$

De waterdruk tegen de onderkant is:

$$W_2 = 20,65 z_b^2 + 36,35 z_b H - \frac{7,92 H^2 z_b}{z_b + 0,4 H} \quad (\text{H.4})$$

De waterdruk tegen de teen is:

$$W_4 - W_3 = 7 z_b H + 2,8 H^2 \quad (\text{H.5})$$

De waterdruk op de bekleding is:

$$W_1 = 20,65 z_b^2 + 16,53 z_b H - 10,42 H^2 \quad (\text{H.6})$$

De korreldruk tegen de onderkant is:

$$F_k = G \cos \alpha + W_1 - W_2$$

$$F_k = 39,09 z_b H - 10,42 H^2 - \frac{6,2 H^2 z_b}{z_b + 0,4 H} \quad (\text{H.7})$$

bladnummer : - 17 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

De benodigde wrijvingskracht is:

$$F_w = G \sin \alpha - (W_4 - W_3) \quad (\text{H.8})$$

$$F_w = 7,69 z_b H - 2,8 H^2 - \frac{3,52 H^2 z_b}{z_b + 0,4 H} \quad (\text{H.9})$$

De bekleding is stabiel als geldt:

$$F_w < F_k \tan \phi \quad (\text{H.10})$$

Hieruit volgt:

$$19,68 z_b^2 + 2,5 H z_b - 1,8 H^2 > 0 \rightarrow z_b > 0,24 H \quad (\text{H.11})$$

Nu zal de invloed van door cyclische belasting gegenereerde wateroverspanning bekeken worden.

De toename van W_2 is nu (zie vergelijking 8.14):

$$\Delta W_2 = 33,9 H^2 - \frac{12,44 H^3}{z_b + 0,22 H} \quad (\text{H.12})$$

De korreldruk tegen de onderkant is nu:

$$F_k = 39,09 z_b H - 44,3 H^2 - \frac{6,2 H^2 z_b}{z_b + 0,4 H} + \frac{12,44 H^3}{z_b + 0,22 H} \quad (\text{H.13})$$

De benodigde wrijvingskracht verandert niet.

De eis voor een stabiele bekleding is nu:

bladnummer : - 18 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

$$19,68 z_b^3 - 16,87 z_b^2 H - 7,24 z_b H^2 + 1,0 H^3 > 0 \quad (\text{H.14})$$

$$z_b > 1,14 H \quad (\text{H.15})$$

Als er wel een filterlaag aanwezig is, is de grootte van de wateroverdruk ten gevolge van cyclische belasting:

$$\Delta p = 0,25 H^{2,5} \quad (\text{H.16})$$

De toename van W_2 is nu:

$$\Delta W_2 = \Delta p \cdot \frac{0,7 H}{\sin \alpha} = 0,72 H^{3,5} \quad (\text{H.17})$$

De korreldruk tegen de onderkant is nu:

$$F_k = 39,09 z_b H - 10,42 H^2 - \frac{6,2 H^2 z_b}{z_b + 0,7 H} - 0,72 H^{3,5} \quad (\text{H.18})$$

De eis voor een stabiele bekleding luidt nu:

$$19,68 z_b - 4,5 H - 0,5 H^{2,5} > \frac{0,82 H z_b}{z_b + 0,4 H} \quad (\text{H.19})$$

In de volgende tabel is dit voor een aantal waarden van H uitgewerkt.

bladnummer : - 19 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

H (m)	Δp (kPa)	z_b (m)
0,5	0,04	0,12
1,0	0,25	0,27
1,5	0,69	0,44
2,0	1,41	0,64
2,5	2,47	0,87

Tabel H.1. Minimale lengte onderwatertalud

BIJLAGE I

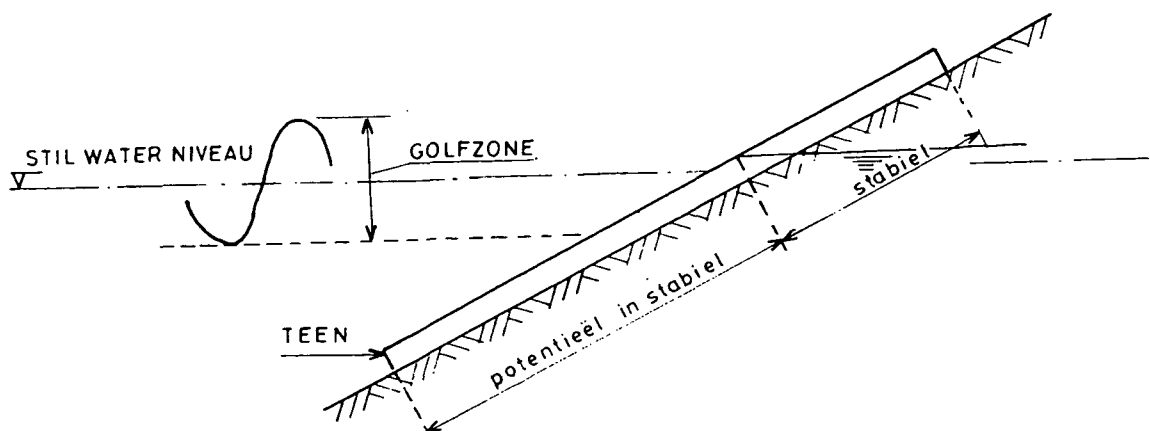
Formules voor de totale stabiliteit van een bekleding die alleen
drukkrachten kan opnemen

A. GEBIED WAAROVER TOTALE STABILITEIT GENOMEN MOET WORDEN

Afhankelijk van het vermogen van de bekledingen om intern krachten in het vlak van het talud op te nemen, moet de totale stabiliteit worden beschouwd over een verschillend deel van de gehele bekleding:

- als de bekleding alleen drukkrachten kan opnemen, is dit het deel vanaf de teen tot ongeveer het stil-water niveau
- als de bekleding alleen trekkrachten kan opnemen, is dit het deel in de golfzone, samen met de hele bekleding daarboven
- als de bekleding druk- en trekkrachten kan opnemen, is dit de gehele bekleding.

De eerste situatie wordt in deze bijlage uitgewerkt, de andere twee in respectievelijk bijlage J en K.



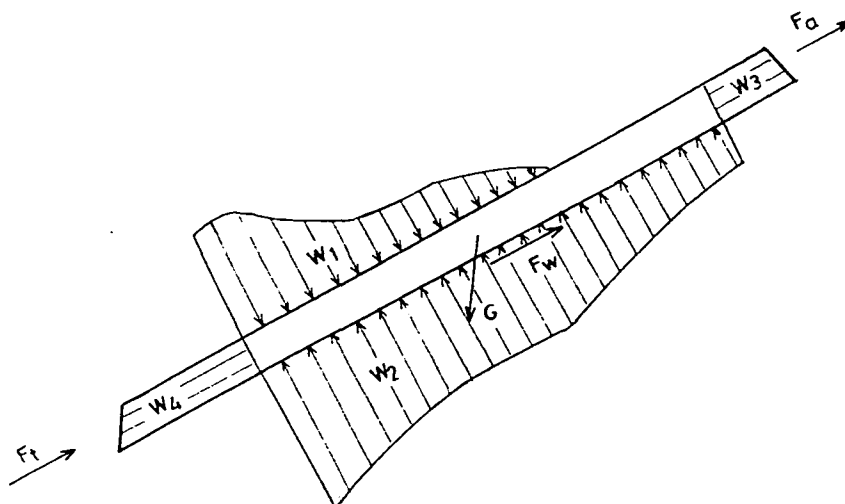
Figuur I.1. Gebied waarvoor totale stabiliteit moet worden beschouwd

bladnummer : - 21 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

In bijlage I zal steeds de vereenvoudigende veronderstelling worden gedaan dat de grens tussen het stabiele bovenste deel van de bekledingen en het potentieel instabiele onderste deel ligt op het niveau van de waterstand onder de toplaag (zie figuur I.1.). Door deze aanname zijn de af te leiden formules geen exacte oplossingen maar praktisch bruikbare benaderingen.

B. BASISFORMULE TOTALE STABILITEIT

In figuur I.2 zijn de krachten die op de bekleding werken getekend.



- G = eigen gewicht
- W_1 = waterdrukkracht op talud
- W_2 = waterdrukkracht van talud af
- W_3 = waterdrukkracht aan kruinzijde
- W_4 = waterdrukkracht aan teenzijde
- F_w = wrijvingshoek
- δ = wrijvingshoek in beschouwde glijvlak.

Figuur I.2. Betekenis krachten in basisformule voor totale stabiliteit

bladnummer : - 22 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

Uitwerken van de evenwichtsvergelijkingen in de richting loodrecht op en evenwijdig aan het talud, gecombineerd met de voorwaarde $F_w < F_k \tan \delta$, geeft:

$$F_t + F_a = G \sin \alpha - (W_4 - W_3) - (G \cos \alpha + W_1 - W_2) \tan \delta \quad (\text{I.1.})$$

F_t en F_a zijn de benodigde krachten op de teenconstructie, respectievelijk ankerkracht. Als deze (samen) negatief zijn, is (het beschouwde deel van) de bekleding stabiel. De betekenis van G , W_1 enz. komt overeen met die in bijlage D.

C. ONDOORLATENDE BEKLEDING ($\lambda/H \gg 1$)

Hiervoor gelden de formules van bijlage D. De vereenvoudiging leidt tot:

$$\Delta \phi_{gr} = 0 \quad (\text{I.2})$$

Dan zijn de formules (D.4), (D.5) en (D.6) als volgt te vereenvoudigen:

$$L' = L = \frac{z_b}{\sin \alpha} \quad (\text{I.3})$$

$$G = \gamma_b D \frac{z_b}{\sin \alpha} \quad (\text{I.4})$$

$$W_2 = 1/2 \gamma_w (2 z_b D \cos \alpha + z_b^2 - z_b d_b + z_b h_b) \frac{1}{\sin \alpha} \quad (\text{I.5})$$

bladnummer : - 23 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

Dan volgt, met (D.9):

$$\begin{aligned}
 W_2 - W_1 = & 1/2 \gamma_w (z_b d_b + 2 z_b D \cos\alpha - d_b^2 - z_b h_b + \\
 & + 2 d_b h_b + h_b^2 \tan\alpha \tan\beta) \frac{1}{\sin\alpha} \quad (I.6)
 \end{aligned}$$

Invullen van formule (D.7), (D.8) en (I.6) in (D.13) geeft:

$$\begin{aligned}
 F_t = & G (\sin\alpha - \cos \tan\delta) - (W_4 - W_3) + (W_2 - W_1) \tan\delta \\
 = & \gamma_b D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b + h_b) + \\
 & 1/2 \gamma_w (z_b d_b + 2 z_b D \cos\alpha - d_b^2 - z_b h_b + 2 d_b h_b + \\
 & h_b^2 \tan\alpha \tan\beta) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \\
 F_t = & (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (-d_b + h_b) + 1/2 \gamma_w \cdot \\
 & \cdot (z_b d_b - d_b^2 - z_b h_b + 2 d_b h_b + h_b^2 \tan\alpha \tan\beta) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \quad (I.7)
 \end{aligned}$$

Voor een windgolf geldt op het moment vlak voor breken (figuur 4.1)

$d_b = R_d$ en $z_2 = 0$:

$$\begin{aligned}
 F_t = & (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (h_b - R_d) + 1/2 \gamma_w \cdot \\
 & \cdot (z_b R_d - R_d^2 - z_b h_b + 2 R_d h_b + h_b^2 \tan\alpha \tan\beta) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \quad (I.8)
 \end{aligned}$$

Voor een windgolf geldt op het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is (figuur 4.2.):

$$h_b = 0; d_b = C_4 R_d; z_2 = 0$$

$$F_t = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) + \gamma_w D C_4 R_d + 1/2 \gamma_w C_4 R_d \cdot (z_b - C_4 R_d) \frac{\tan \delta}{\sin \alpha} \quad (I.9)$$

Voor een scheepvaartgolf geldt (figuur 9.2): $h_b = 0$

$$F_t = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) + \gamma_w D d_b + 1/2 \gamma_w d_b (z_b - d_b) \frac{\tan \delta}{\sin \alpha} \quad (I.10)$$

D. ZEER DOORLATENDE BEKLEDING ($\lambda/H \ll 1$)

Met de vereenvoudiging volgt:

$$W_2 - W_1 = \gamma_w D z_b \frac{1}{\tan \alpha} \quad (I.11)$$

Voorts gelden (D.13), (I.4), (D.7) en (D.8) ook hier, zodat:

$$\begin{aligned} F_t &= G (\sin \alpha - \cos \alpha \tan \delta) - (W_4 - W_3) + (W_2 - W_1) \tan \delta \\ &= \gamma_b D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b + h_b) + \gamma_w D z_b \frac{\tan \delta}{\tan \alpha} \\ &= (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) - \gamma_w D (-d_b + h_b) \quad (6.9 = I.12) \end{aligned}$$

Voor een windgolf geldt op het moment vlak voor breken (figuur 4.3):

$$d_b = R_d + 0,4H, \text{ zodat:}$$

$$F_t = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (h_b - R_d - 0,4H) \quad (\text{I.13})$$

Voor een windgolf geldt op het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is (figuur 4.4):

$$h_b = 0, \quad d_b = C_4 R_d + 0,4H, \text{ zodat:}$$

$$F_t = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D (C_4 R_d + 0,4H) \quad (\text{I.14})$$

Formule (I.14) is maatgevend als $h_b > R_d (1 - C_4)$. Dit is voor normale situaties het geval.

Voor een scheepvaartgolf geldt (figuur 9.2) $h_b = 0$, zodat:

$$F_t = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D d_b \quad (\text{I.15})$$

E. BEKLEDING MET EINDIGE LEKHOOGTE

Hier wordt eerst de situatie beschouwd van een windgolf op moment van minimale stijghoogte aan de teen en van een scheepvaartgolf. Verder wordt verondersteld $\lambda/z_b \ll 1$. Voor grotere waarden van λ/z_b leveren de onderstaande formules een veilige bovengrens.

bladnummer : - 26 -

ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27

datum : maart 1990

De situatie komt nu overeen met die met $\lambda/H \ll 1$, behoudens een ver-
grote waarde van $W_2 - W_1$ als gevolg van het stijghoogteverschil over
de toplaag, $\Delta\phi$. Dus:

$$W_2 - W_1 = \gamma_w D z_b \frac{1}{\tan\alpha} + \gamma_w \int \Delta\phi dy \quad (\text{I.16})$$

Dit stijghoogteverschil wordt in [1] beschreven met de formules (3.6),
(3.7) en (3.16) en met (3.20). Na transformatie $y = y^* - d_b/\sin\alpha$

volgt:

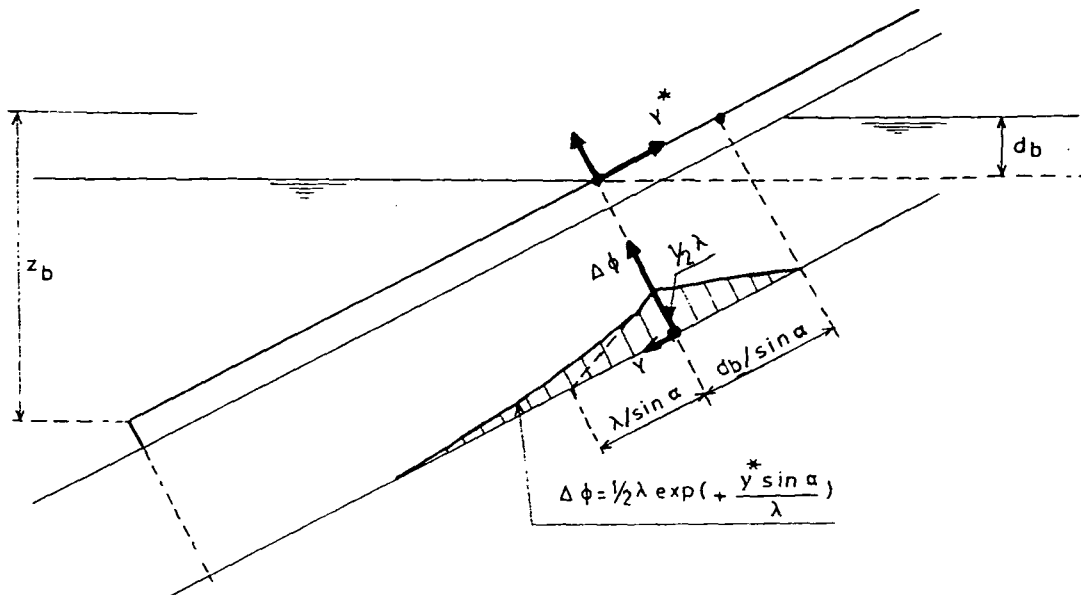
$$y^* < 0 \quad \Delta\phi = 1/2 \lambda \left\{ 1 - \exp\left(-2 \frac{d_b}{\lambda}\right) \right\} \exp\left(\frac{y^* \sin\alpha}{\lambda}\right) \quad (\text{I.17})$$

$$y^* > 0 \quad \Delta\phi = 1/2 \lambda \exp\left(-\frac{y^* \sin\alpha}{\lambda}\right) - 1/2 \lambda \exp\left(-2 \frac{d_b}{\lambda}\right) \exp\left(+\frac{y^* \sin\alpha}{\lambda}\right) \quad (\text{I.18})$$

Hier worden deze formules iets vereenvoudigd, hetgeen leidt tot pessi-
mistisch grote waarden van $\Delta\phi$:

$$y^* < 0 \quad \Delta\phi = 1/2 \lambda \exp\left(\frac{y^* \sin\alpha}{\lambda}\right) \quad (\text{I.19})$$

$$y^* > 0 \quad \Delta\phi = 1/2 \lambda \left(1 - \frac{y^* \sin\alpha}{d_b}\right) \quad (\text{I.20})$$



Figuur I.3. Schematisatie stijghoogteverschil over bekleding

Dit verloop is in figuur I.3 weergegeven. Nu volgt:

$$\int_{-z_b/\sin\alpha}^{+d_b/\sin\alpha} \Delta\phi \, dy = \frac{1}{2} \lambda^2 / \sin\alpha + \frac{1}{4} \lambda \, d_b / \sin\alpha = \frac{\lambda}{2 \sin\alpha} (\lambda + \frac{1}{2} d_b)$$

(I.21)

Er geldt dus:

$$\begin{aligned} W_2 - W_1 &= \gamma_w D z_b \frac{1}{\tan\alpha} + \gamma_w \int \Delta\phi \, dy \\ &= \gamma_w D z_b \frac{1}{\tan\alpha} + \frac{1}{2} \gamma_w \lambda (\lambda + \frac{1}{2} d_b) \frac{1}{\sin\alpha} \end{aligned} \quad (I.22)$$

Met (D.13), (I.4), (D.7) en (D.8) volgt nu ($h_b = 0$):

$$\begin{aligned}
 F_t &= G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - (W_4 - W_3) + (W_2 - W_1) \tan\delta \\
 &= \gamma_b D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b) + \gamma_w D z_b \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \\
 &\quad + 1/2 \gamma_w \lambda (\lambda + 1/2 d_b) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \\
 &= (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D d_b + 1/2 \gamma_w \lambda \\
 &\quad (\lambda + 1/2 d_b) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \tag{I.23}
 \end{aligned}$$

Als $F_t = 0$ volgt uit deze formule:

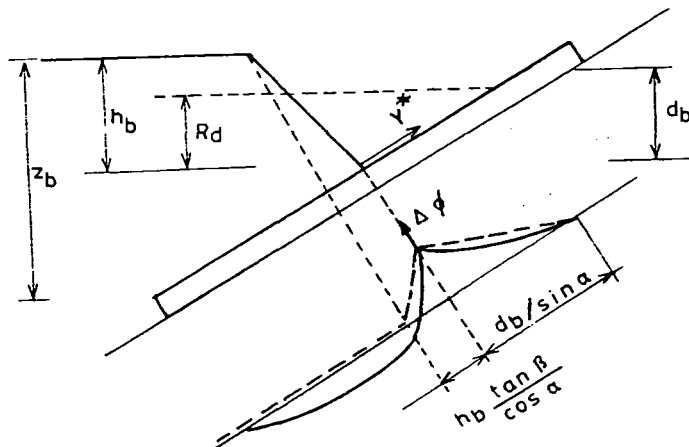
$$\tan\delta = \frac{(\gamma_b - \gamma_w) D z_b \sin\alpha + \gamma_w D d_b \sin\alpha}{(\gamma_b - \gamma_w) D z_b \cos\alpha - 1/2 \gamma_w \lambda (\lambda + 1/2 d_b)} \tag{I.24}$$

Voor een windgolf op het moment dat de stijghoogte aan de teen minimaal is, geldt: $d_b = C_4 R_d + z_1$, dus:

$$\begin{aligned}
 F_t &= (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D (C_4 R_d + z_1) + 1/2 \gamma_w \lambda \\
 &\quad (\lambda + 1/2 C_4 R_d + 1/2 z_1) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \tag{I.25}
 \end{aligned}$$

Voor een scheepvaartgolf kan direct formule (I.23) worden toegepast.

Vervolgens wordt dezelfde soort benadering uitgevoerd voor het moment vlak voor breken. In figuur I.4 is het stijghoogteverschil over de bekleding op dat moment aangegeven.



Figuur I.4. Stijghoogteverschil op moment voor breken

De plaats waar het stijghoogteverschil nul is ligt tussen

$$y^* = 0 \text{ en } y^* = - h_b \frac{\tan \beta}{\cos \alpha}.$$

Een bovengrens voor het totale stijghoogteverschil is te verkrijgen door aan te nemen dat deze lineair verloopt van $\Delta\phi = 0$ bij $y^* =$

$- h_b \frac{\tan \beta}{\cos \alpha}$ tot $\Delta\phi = \Delta\phi_{\max}$ bij $y^* = 0$ en vervolgens lineair afneemt tot $\Delta\phi = 0$ bij $y^* = d_b / \sin \alpha$. In figuur I.4 is dit met een stippellijn aangegeven.

Het maximum stijghoogteverschil volgt uit:

bladnummer : - 30 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$\Delta\phi_{\max} = \left\{ \frac{\lambda}{2 \tan\alpha \tan\beta} \left[1 - \exp\left(-h_b \frac{\tan\alpha \tan\beta}{\lambda}\right) \right] + 1/2 \lambda \right\} * \\
 * \{1 - \exp(-2 d_b/\lambda)\} \quad (I.26)$$

Hiermee wordt:

$$\int \Delta\phi \, dy = \frac{1}{2\sin\alpha} \cdot \Delta\phi_{\max} (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \quad (I.27)$$

Het waterdrukverschil over de bekleding is nu:

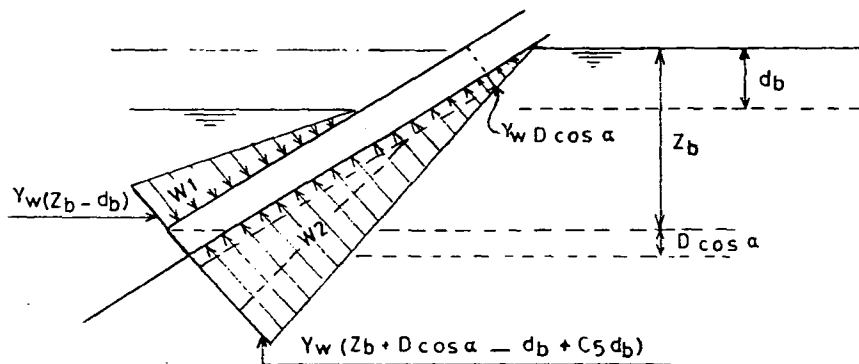
$$W_2 - W_1 = \gamma_w D z_b \frac{1}{\tan\alpha} + \frac{\gamma_w \Delta\phi_{\max}}{2\sin\alpha} (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \quad (I.28)$$

Op dezelfde wijze als bij formule I.23 is nu een formule voor de optredende teenkracht te geven:

$$F_t = G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - (W_4 - W_3) + (W_2 - W_1) \tan\delta \\
 = \gamma_b D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b + h_b) + \gamma_w D z_b \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \\
 + 1/2 \gamma_w \frac{\Delta\phi_{\max}}{\sin\alpha} (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \\
 = (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D (d_b - h_b) \\
 + 1/2 \gamma_w \frac{\Delta\phi_{\max}}{\sin\alpha} (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \quad (I.29)$$

F. ONDERGROND VAN ZAND MET VEEL LUCHT

Het uitgangspunt is dat er in de golfzone veel lucht in het poriënwater aanwezig is. Door de invloed van de elastische berging zal bij benadering op een afstand $L^* = \sqrt{T c_v / \pi}$ vanaf de onderkant van de spleten de poriënwaterdruk constant blijven en daartussen lineair verlopen ($T =$ golfperiode, $c_v =$ consolidatiecoëfficiënt $= kK_w / n\gamma_w = 0,01$ à $0,1$ m²/s voor (middel)fijn zand). Bij windgolven is dan de situatie met minimale stijghoogte aan de teen maatgevend; verder geldt daar $z_2 = 0$. De gemiddelde stijghoogte in het potentiële glijvlak zal nu liggen tussen de externe stijghoogte en de grondwaterstand. Dit wordt weergegeven met de coëfficiënt C_5 , met $0 < C_5 < 1$.



Figuur I.5. Waterdrukverloop bij zandondergrond

Stel weer $\Delta\phi_{gr} \approx 0$. Dan volgt:

$$G = \gamma_b D \frac{z_b}{\sin\alpha} \quad (I.4)$$

bladnummer : - 32 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$W_2 - W_1 = \gamma_w (D \cos\alpha + C_5 d_b) \frac{z_b}{\sin\alpha} - 1/2 \gamma_w \frac{C_5 d_b^2}{\sin\alpha} \quad (\text{I.30})$$

Dan volgt met (D.13):

$$\begin{aligned} F_t &= G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - (W_4 - W_3) + (W_2 - W_1) \tan\delta \\ &= \gamma_b D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b) + \gamma_w z_b \\ &\quad (D \cos\alpha + C_5 d_b) \cdot \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} - 1/2 \gamma_w \frac{C_5 d_b^2 \tan\delta}{\sin\alpha} \\ &= (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D d_b + \gamma_w C_5 z_b d_b \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \\ &\quad - 1/2 \gamma_w C_5 d_b^2 \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \end{aligned} \quad (\text{I.31})$$

Er zijn omstandigheden denkbaar waarbij $W_2 - W_1$ groter dan $G \cos\alpha$ dreigt te worden. Dan dreigt de gemiddelde korrelspanning negatief te worden. Dat is niet mogelijk. Omdat het poriënwater niet snel kan toestromen zal de bekleding niet meteen sterk opgelicht worden, doch zal de poriënwaterdruk gemiddeld gelijk worden aan het gewicht van de bekleding: $G \cos\alpha + W_1 - W_2 = 0$. De bekleding zweeft en dreigt naar beneden te schuiven. Voor de grootte van de kracht aan de teen nodig om dit te voorkomen geldt dan:

bladnummer : - 33 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

$$\begin{aligned} F_t &= G \sin \alpha - (W_4 - W_3) \\ &= \gamma_b D z_b - \gamma_w D (z_b - d_b) \\ &= (\gamma_b - \gamma_w) D z_b + \gamma_w D d_b \end{aligned} \tag{I.32}$$

Dit kan worden beschouwd als een maximum. Dus de kleinste van de F_t waarden volgens de formules (I.31) en (I.32) moet worden gebruikt. Voor een windgolf op het moment dat de stijghoogte aan de teen minimaal is, kan (I.31) of (I.32) worden gebruikt als $d_b = C_4 R_d$ gesteld wordt.

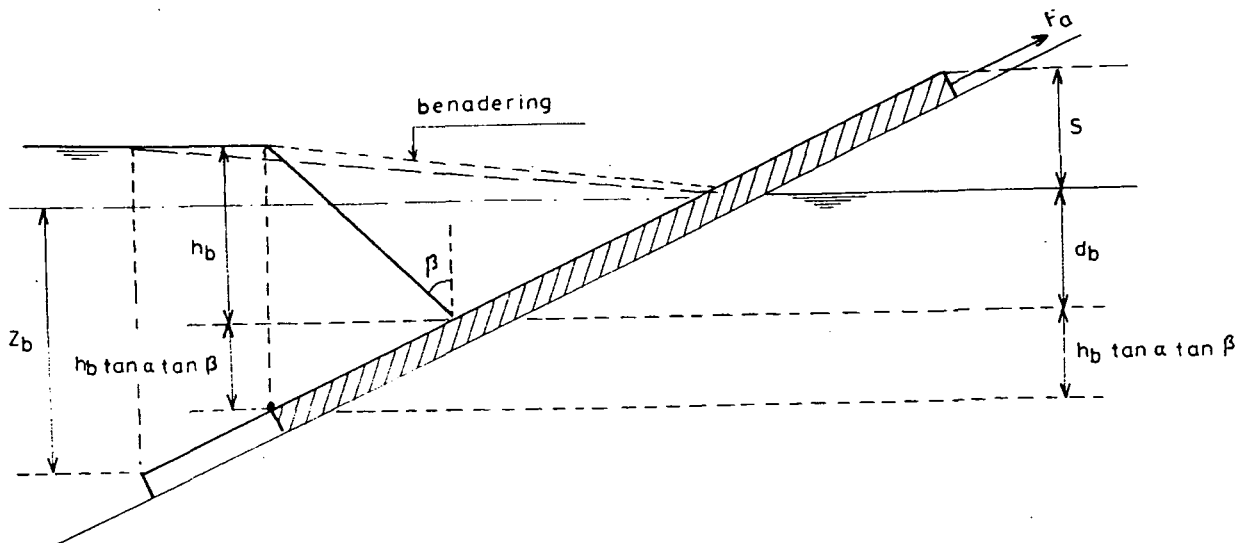
Voor een scheepvaartgolf kunnen (I.31) en (I.32) direct gebruikt worden.

BIJLAGE J

Vereenvoudigde formules voor de totale stabiliteit van een bekleding die alleen trekkrachten kan opnemen

In het volgende worden de krachten G , W_1 , W_2 en W_4 gehanteerd overeenkomstig bijlage D en bijlage I, zij het dat ze nu betrekking hebben op de krachten die uitgeoefend worden op het bovenste deel van de bekleding of toplaag. Verder wordt F_a als trek-ankerkracht aan de bovenkant genomen.

A. ONDOORLATENDE BEKLEDING ($\lambda/H \gg 1$)



Figuur J.1. Schematisatie voor $\lambda/H \gg 1$ en moment vlak voor breken

Voor een windgolf op het moment vlak voor breken wordt aangenomen dat de grens tussen het stabiele onderste deel en het potentieel instabiele bovenste deel ligt op een zodanige diepte dat het golffront er juist helemaal in past, tenzij de teen nog hoger ligt (zie figuur J.1). Overeenkomstig wordt de interne stijghoogte ongunstig hoog gekozen.

De formules van bijlage D kunnen worden gebruikt mits z_b wordt vervangen door $(s + d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta)$ in de formule van G en door $(d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta)$ in de formule voor W_1 , W_2 , W_3 en W_4 . Zie ook de formules (I.4), (I.6), (D.7), (D.8) en (D.12).

$$\text{Dus: } G = \gamma_b D (s + d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \frac{1}{\sin\alpha} \quad (\text{J.1})$$

$$\begin{aligned} W_2 - W_1 &= 1/2 \gamma_w \{ (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) d_b + 2 (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) D \cos\alpha - d_b^2 - (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) h_b + 2 \\ &\quad d_b h_b + h_b^2 \tan\alpha \tan\beta \} \frac{1}{\sin\alpha} \\ &= 1/2 \gamma_w (2 d_b D \cos\alpha + d_b h_b \tan\alpha \tan\beta + 2 D h_b \tan\alpha \cos\alpha \tan\beta + d_b h_b) \frac{1}{\sin\alpha} \end{aligned} \quad (\text{J.2})$$

$$W_4 - W_3 = \gamma_w D (h_b + h_b \tan\alpha \tan\beta + 1/2 D \cos\alpha) \quad (\text{J.3})$$

zodat:

bladnummer : - 36 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$\begin{aligned}
 F_a &= G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - W_4 + (W_2 - W_1) \tan\delta \\
 &= \gamma_b D (s + d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \\
 &\quad \gamma_w D (h_b + h_b \tan\alpha \tan\beta + 1/2 D \cos\alpha) + 1/2 \gamma_w \\
 &\quad (2d_b D \cos\alpha + d_b h_b \tan\alpha \tan\beta + 2 D h_b \tan\alpha \cos\alpha \tan\beta + \\
 &\quad d_b h_b) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \qquad \qquad \qquad (J.4)
 \end{aligned}$$

In deze uitdrukking is de term $\frac{1}{2} \gamma_w D^2 \cos\alpha$ meestal verwaarloosbaar.

Voor een windgolf op het moment dat de stijghoogte van de teen minimaal is en voor een scheepsgolf wordt aangenomen dat de hele bekleding potentieel instabiel is. Dan zijn de formules van bijlage K van toepassing: (K.3) respectievelijk (K.4).

B. ZEER DOORLATENDE BEKLEDING ($\lambda/H \ll 1$)

Aangenomen wordt dat het onderste deel van de bekleding stabiel is dus $\tan\delta > \tan\alpha$.

Verder wordt steeds aangenomen dat de grens tussen het stabiele onderste deel van de bekleding en het potentieel instabiele deel, samenvalt met het punt met de laagste externe stijghoogte. Hieruit volgt:

$$G = \gamma_b D (s + d_b) \frac{1}{\sin\alpha} \qquad \qquad \qquad (J.5)$$

bladnummer : - 37 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$\begin{aligned}
 W_2 - W_1 = W_2 &= \gamma_w D \cos\alpha \left(d_b \frac{1}{\sin\alpha} + 1/2 D \frac{1}{\tan\alpha} \right) \\
 &= \gamma_w D \left(d_b + 1/2 D \cos\alpha \right) \frac{1}{\tan\alpha} \quad (J.6)
 \end{aligned}$$

$$W_4 = 1/2 \gamma_w D^2 \cos\alpha \quad (J.7)$$

$$\begin{aligned}
 F_a &= G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - W_4 + (W_2 - W_1) \tan\delta \\
 &= \gamma_b D (s + d_b) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \right) - 1/2 \gamma_w D^2 \cos\alpha + \\
 &\quad \gamma_w D \left(d_b + 1/2 D \cos\alpha \right) \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \quad (J.8)
 \end{aligned}$$

Verwaarlozen we $- 1/2 \gamma_w D^2 \cos\alpha \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \right)$ (deze term is verwaarloosbaar ten opzichte van de eerste term), dan volgt

$$F_a = \gamma_b D (s + d_b) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \right) + \gamma_w D d_b \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \quad (J.9)$$

Voor een windgolf op het moment vlak voor breken geldt (figuur 4.3):

$$d_b = R_d + 0,4H, \text{ zodat:}$$

$$F_a = \gamma_b D (s + R_d + 0,4H) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \right) + \gamma_w D (R_d + 0,4H) \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \quad (J.10)$$

Voor een windgolf op het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is, geldt:

bladnummer : - 38 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

$$d_b = C_4 R_d + 0,4H, \text{ zodat:}$$

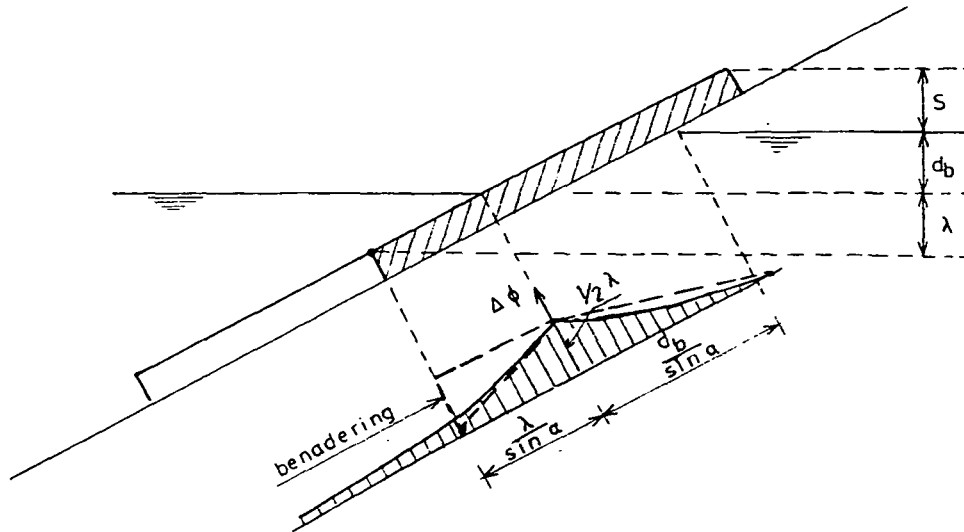
$$F_a = \gamma_b D (s + C_4 R_d + 0,4H) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) \\ + \gamma_w D (C_4 R_d + 0,4H) \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \quad (J.11)$$

Voor een windgolf is formule (J.10) dus maatgevend. Voor een scheepvaartgolf kan formule (J.9) direct gebruikt worden.

C. BEKLEDING MET EINDIGE LEKHOOGTE

Hier wordt eerst de situatie beschouwd van een windgolf op moment van minimale stijghoogte aan de teen en van een scheepvaartgolf. Verder wordt verondersteld $\lambda/z \ll 1$. Voor grotere waarden van λ/z leveren onderstaande formules een veilige bovengrens.

Verondersteld wordt dat de grens tussen het stabiele onderste deel van de bekleding en het potentieel instabiele deel op eenmaal de lek lengte onder de laagste buitenwaterstand ligt. Voor het totale stijghoogteverschil $\int \Delta\phi \, dy$ wordt, pessimistisch, dezelfde waarde genomen als in bijlage I, paragraaf E.



Figuur J.2. Schematisatie voor eindige λ bij laagste stijghoogte aan teen of scheepsgolf

Dan volgt met (I.21):

$$W_2 - W_1 = \gamma_w D (d_b + \lambda + 1/2 D \cos \alpha) \frac{1}{\tan \alpha} + 1/2 \gamma_w \lambda$$

$$(\lambda + 1/2 d_b) \frac{1}{\sin \alpha} \quad (J.12)$$

$$G = \gamma_b D (s + d_b + \lambda) \frac{1}{\sin \alpha} \quad (J.13)$$

$$W_4 = \gamma_w D (\lambda + 1/2 D \cos \alpha) \quad (J.14)$$

zodat:

bladnummer : - 40 -

ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27

datum : maart 1990

$$\begin{aligned} F_a &= G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - W_4 + (W_2 - W_1) \tan\delta \\ &= \gamma_b D (s + d_b + \lambda) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (\lambda + 1/2 D \cos\alpha) + \\ &\quad \gamma_w D (d_b + \lambda + 1/2 D \cos\alpha) \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \\ &\quad + 1/2 \gamma_w \lambda (\lambda + 1/2 d_b) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \end{aligned} \quad (J.15)$$

Als, evenals bij de afleiding van formule J.9, de term

$- 1/2 \gamma_w D^2 \cos\alpha \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right)$ wordt verwaarloosd, resulteert:

$$\begin{aligned} F_a &= \gamma_b D (s + d_b + \lambda) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D \lambda + \gamma_w D (d_b + \lambda) \\ &\quad \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} + 1/2 \gamma_w \lambda (\lambda + 1/2 d_b) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \end{aligned} \quad (J.16)$$

Voor een scheepvaartgolf kan deze formule zonder meer gebruikt worden; voor een windgolf kan gesubstitueerd worden:

$$d_b = C_4 R_d + z_1$$

Vervolgens wordt de situatie van een windgolf op het moment vlak voor breken beschouwd. Evenals in figuur J.1 wordt aangenomen dat de grens tussen het stabiele onderste deel en het potentieel instabiele bovenste deel ligt op een zodanige diepte dat het golffront er juist helemaal in past.

Nu volgt, overeenkomstig I.28:

bladnummer : - 41 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$W_2 - W_1 = \gamma_w D \left(\frac{d_b}{\tan\alpha} + h_b \tan\beta \right) + \frac{\gamma_w \Delta\phi_{\max}}{2 \sin\alpha}$$

$$(d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \quad (J.17)$$

$$G = \gamma_b D (s + d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \frac{1}{\sin\alpha} \quad (J.18)$$

$$W_4 = \gamma_w D (h_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \quad (J.19)$$

Hiermee wordt:

$$F_a = G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - W_4 + (W_2 - W_1) \tan\delta$$

$$= \gamma_b D (s + d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D h_b$$

$$(1 + \tan\alpha \tan\beta) + \gamma_w D \left(\frac{d_b}{\tan\alpha} + h_b \tan\beta \right) \tan\delta + \frac{\gamma_w \Delta\phi_{\max}}{2 \sin\alpha}$$

$$(d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta) \tan\delta \quad (J.20)$$

bladnummer : - 42 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

BIJLAGE K

Vereenvoudigde formules voor totale stabiliteit van een bekleding die zowel druk- als trekkrachten kan opnemen

In het volgende worden de krachten G , W_1 , W_2 , W_4 en F_t gehanteerd overeenkomstig bijlagen D en I, zij het dat ze nu betrekking hebben op de hele bekleding of toplaag. Verder wordt F_a als ankerkracht aan de bovenkant genomen. De waarden van F_t en F_a zijn hier gelijk aan de som van de waarden van F_t in bijlage I en de bijdrage aan de stabiliteit van het stuk bekleding boven het niveau van de interne waterstand, te weten $\gamma_b Ds (1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha})$.

A. ONDOORLATENDE BEKLEDING ($\lambda/H \gg 1$)

Hiervoor gelden de formules van bijlage D, aangepast overeenkomstig bijlage I.C:

$$G = \gamma_b D (z_b + s) \frac{1}{\sin\alpha} \quad (K.1)$$

Nu volgt met (D.8), (I.6) en een iets aangepaste (D.13):

$$F_t + F_a = G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - W_4 + (W_2 - W_1) \tan\delta$$

$$F_t + F_a = \gamma_b D (z_b + s) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D$$

$$(z_b - d_b + h_b + 1/2 D \cos\alpha) + 1/2 \gamma_w$$

$$(z_b d_b + 2 z_b D \cos\alpha - d_b^2 - z_b h_b + 2 d_b h_b +$$

$$h_b^2 \tan\alpha \tan\beta) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \quad (K.2)$$

Voor een windgolf op moment van breken (figuur 4.1) geldt $d_b = R_d$ en kan dat in K.2 gesubstitueerd worden.

Voor een windgolf op het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is (figuur 4.2) geldt:

$$h_b = 0; d_b = C_4 R_d, \text{ zodat}$$

$$F_t + F_a = \gamma_b D (z_b + s) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D$$

$$(z_b - C_4 R_d + 1/2 D \cos\alpha) + 1/2 \gamma_w$$

$$(z_b C_4 R_d + 2 z_b D \cos\alpha - C_4^2 R_d^2) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \quad (K.3)$$

Voor een scheepvaartgolf geldt (figuur 9.2) $h_b = 0$, zodat:

bladnummer : - 44 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$F_t + F_a = \gamma_b D (z_b + s) \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b + 1/2 D \cos \alpha) \\
 + 1/2 \gamma_w (z_b d_b + 2 z_b D \cos \alpha - d_b^2) \frac{\tan \delta}{\sin \alpha} \quad (K.4)$$

In de formules (K.2), (K.3) en (K.4) is de term $\frac{1}{2} \gamma_w D^2 \cos \alpha$ meestal verwaarloosbaar.

B. ZEER DOORLATENDE BEKLEDING ($\lambda/H \ll 1$)

Met (K.1), (I.11) en (D.8) volgt:

$$F_t + F_a = G (\sin \alpha - \cos \alpha \tan \delta) - W_4 + (W_2 - W_1) \tan \delta \\
 = \gamma_b D (z_b + s) \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b + h_b) \\
 + \gamma_w D z_b \frac{\tan \delta}{\tan \alpha} \\
 = \gamma_b D s \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) + (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan \delta}{\tan \alpha}\right) \\
 - \gamma_w D (-d_b + h_b) \quad (K.5)$$

Voor een windgolf vlak voor breken (figuur 4.3) kan hierin $d_b = R_d + 0,4H$ gesubstitueerd worden.

Voor een scheepvaartgolf (figuur 9.2) geldt $h_b = 0$, zodat:

bladnummer : - 45 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

$$F_t + F_a = \gamma_b D s \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D d_b \quad (K.6)$$

Voor een windgolf op moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is geldt (K.6) mits $d_b = C_4 R_d + 0,4H$ gesubstitueerd wordt.

C. BEKLEDING MET EINDIGE LEKHOOGTE

Ook hier kan de formule voor $F_t + F_a$ weer worden afgeleid uit de overeenkomstige formule van bijlage I door het extra gewicht van het boven water gedeelte van de bekleding toe te voegen:

$$\Delta G = \gamma_b D s \frac{1}{\sin\alpha}$$

Met (I.23) volgt voor scheepvaartgolf:

$$F_t + F_a = \gamma_b D s \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w D d_b + 1/2 \gamma_w \lambda(\lambda + 1/2 d_b) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} \quad (K.7)$$

Voor een windgolf op het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is, kan (K.7) worden gebruikt door substitutie van $d_b = C_4 R_d + z_1$.

bladnummer : - 46 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

De uitdrukking voor de windgolf op het moment vlak voor breken, is op overeenkomstige wijze als formule I.29 af te leiden:

$$\begin{aligned}
 F_t + F_a = & \gamma_b D s \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + (\gamma_b - \gamma_w) D z_b \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) \\
 & + \gamma_w D (d_b - h_b) + 1/2 \gamma_w \frac{\Delta\phi_{\max}}{\sin\alpha} (d_b + h_b \tan\alpha \tan\beta)
 \end{aligned}
 \tag{K.8}$$

D. ONDERGROND VAN ZAND MET VEEL LUCHT IN HET PORIENWATER

De uitdrukking voor $F_t + F_a$ kan op dezelfde wijze worden afgeleid als in bijlage I. Achtereenvolgens geldt nu:

$$G = \gamma_b D \frac{(z_b + s)}{\sin\alpha} \tag{K.9}$$

$$W_4 = \gamma_w D (z_b - d_b + 1/2 D \cos\alpha) \tag{K.10}$$

$$W_2 - W_1 = \gamma_w (C_5 d_b + D \cos\alpha) \frac{z_b}{\sin\alpha} - 1/2 \gamma_w C_5 \frac{d_b^2}{\sin\alpha} \tag{K.11}$$

Hieruit volgt:

$$\begin{aligned}
 F_t + F_a = & \gamma_b D (z_b + s) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b + 1/2 D \cos\alpha) \\
 & + \gamma_w z_b (C_5 d_b + D \cos\alpha) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha} - 1/2 \gamma_w \\
 & (C_5 d_b^2 - D^2 \cos^2\alpha) \frac{\tan\delta}{\sin\alpha}
 \end{aligned}
 \tag{K.12}$$

bladnummer : - 47 -
 ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
 datum : maart 1990

Voor een scheepvaartgolf kan deze formule rechtstreeks worden toegepast. Voor een windgolf op het moment waarop de stijghoogte aan de teen minimaal is (maatgevend moment) kan deze formule worden toegepast met $d_b = C_4 \cdot R_d$.

Net als in bijlage I mag worden aangenomen dat $W_2 - W_1$ niet groter kan worden dan $G \cos\alpha$ van het onderste deel van de bekleding. Dan geldt:

$$W_2 - W_1 = \gamma_b D z_b \frac{1}{\tan\alpha} \quad (K.13)$$

Nu volgt met (D.7), (K.1) en de aangepaste (D.12):

$$\begin{aligned} F_t + F_a &= G (\sin\alpha - \cos\alpha \tan\delta) - W_4 + (W_2 - W_1) \tan\delta \\ &= \gamma_b D (z_b + s) \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) - \gamma_w D (z_b - d_b + 1/2 D \cos\alpha) \\ &\quad + \gamma_b D z_b \frac{\tan\delta}{\tan\alpha} \\ &= (\gamma_b - \gamma_w) D z_b + \gamma_b D s \left(1 - \frac{\tan\delta}{\tan\alpha}\right) + \gamma_w \\ &\quad D (d_b - 1/2 D \cos\alpha) \end{aligned} \quad (K.14)$$

Voor een windgolf kan deze formule worden toegepast met $d_b = C_4 R_d$.

Voor een scheepvaartgolf kan deze formule direct worden toegepast.

bladnummer : - 48 -
ons kenmerk: Bijlagen - CO-290730/27
datum : maart 1990

De kleinste van de $(F_t + F_a)$ -waarden volgens de formules (K.12) en (K.14) moet worden gebruikt.

De formules (K.12) en (K.14) zijn iets te vereenvoudigen door de term $\frac{1}{2} \gamma_w D^2 \cos \alpha$ te verwaarlozen (deze is in de regel klein).

• locatie 'De Voorst'

• hoofdkantoor

hoofdkantoor
Rotterdamseweg 185
postbus 177
2600 MH Delft
telefoon (015) 56 93 53
telefax (015) 61 96 74
telex 38176 hydnl

locatie 'De Voorst'
Voorsterweg 28, Marknesse
postbus 152
8300 AD Emmeloord
telefoon (05274) 29 22
telefax (05274) 35 73
telex 42290 hylvo-nl

