

BEGIN VAN BEWEGING VAN
BODEMMATERIAAL

SPEURWERKVERSLAG

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM
DELFT

S 159-I

14 JAN. 1972

BIBLIOTHEEK
Waterloopkundig Laboratorium
Rijkswaterstaat

12. exemplaar
I S 159 I

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

Begin van beweging van bodemmateriaal

Speurwerkverslag

door

ir. H.N.C. Breusers en ir. W.H.P. Schukking

S 159-I

december 1971

INHOUD

blz.

I Begin van beweging van niet-cohesief bodemmateriaal

1. Inleiding.....	1
2. Terugblik in de historie	1
3. Theoretische grondslag	2
4. Criteria voor de definitie van begin van beweging	9
5. Experimentele bepaling van de kritieke bodemschuifspanning ..	12
6. Invloed van de stromingstoestand om de korrel	14
7. Invloed van de secundaire materiaaleigenschappen	16
- korrelvorm	16
- stapeling	17
- gradering	18
8. Invloed van het bed op de stabiliteit van een enkele korrel..	19
9. Invloed van de helling van de bodem	20
- in langsrichting	20
- in dwarsrichting	21
10. Praktische toepassingen	22
- stabiliteit van kanalen	22
- stabiliteit van stortsteen.....	24

II Erosiebestendigheid van cohesief bodemmateriaal

1. Inleiding.....	27
2. Literatuuroverzicht	27
3. Samenvatting	29

III Literatuur

30

Begin van beweging van bodemmateriaal.

I Begin van beweging van niet-cohesief bodemmateriaal

1. Inleiding

Het transport van korrelvormige vaste stoffen door een vloeistofstroom is een van de meest bestudeerde verschijnselen van de theoretische en toegepaste hydraulica. Al vroeg is daarbij onderkend, dat de omvang van dit transport sterk afhankelijk is van de condities van stroom en bed, en dat ook situaties voorkomen waarbij geen merkbaar transport optreedt. Met het oog op uiteenlopende praktische toepassingen (stabiliteit van kanaalprofielen en gebaggerde geulen, erosiebestendigheid van rivierbeddingen, stranden, stortebedden) is het wenselijk de omstandigheden te kennen, waaronder bij overschrijding van bepaalde drempelwaarden de situatie van materiaal-in-rust overgaat in de situatie van materiaaltransport. Deze overgang van rust naar beweging, waarmee dus het transport van bodemmateriaal door de stromende vloeistof wordt ingeleid, wordt gewoonlijk aangeduid met de term "begin van beweging".

Begin van beweging treedt op, wanneer het gezamenlijke effect van de bedverstorende krachten het gezamenlijke effect van de bedstabiliserende krachten overschrijdt. Stabiliserend werken zwaartekracht en cohesie. De verstorende krachten daartegenover, door de stroom op de korrels uitgeoefend, zijn te onderscheiden in druk- en liftkrachten en viskeuze effecten; zij hebben een sterk fluctuerend karakter. Om een uitspraak te kunnen doen over de condities waaronder begin van beweging zal optreden, is het nodig bovengenoemde krachten uit te drukken in grootheden afhankelijk van het bodemmateriaal en de stromende vloeistof, en hun werking te analyseren.

Bij grovere materialen als zand en grind wordt de weerstand tegen de stroom vrijwel uitsluitend geleverd door het gewicht van de individuele korrels en speelt de cohesie een verwaarloosbare rol. Voor fijnere materialen als klei en slib ligt dit duidelijk anders en kan de cohesie voor de erosiebestendigheid zelfs de doorslaggevende factor worden. Cohesie is een gecompliceerd verschijnsel, dat in zijn werking afhankelijk is van de minerale samenstelling van het materiaal en van de aard van de omgeving, en daardoor zeer sterk varieert. Ondanks een veelheid van studies en experimenten met dit soort materialen is het tot nu toe nog niet gelukt een eenduidige correlatie aan te geven tussen materiaaleigenschappen en stroomweerstand. Het vraagstuk van het begin van beweging wordt daarom in eerste instantie beperkt tot niet-cohesief bodemmateriaal.

2. Terugblik in de historie

Het begin van beweging van bodemmateriaal is reeds meer dan twee eeuwen object van onderzoek geweest. Omdat een aantal resultaten van vroegere onderzoekers tegenwoordig nog steeds van belang zijn, is een kort historisch overzicht in dit verband op zijn plaats.

De eerste formule voor de stabiliteit van bodemmateriaal, de "zesdemachts regel", wordt toegeschreven aan Brahms (1753) en aan Leslie (1823). Deze formule geeft aan, dat het gewicht van de grootste korrel die door een stroom in beweging wordt gebracht evenredig is met de zesde macht van de stroomsnelheid.

Dubuat introduceerde in 1779 de begrippen bodemschuifspanning en hydraulische straal en gaf in 1786 een aantal meetresultaten van kritieke bodemsnelheden. Hij gebruikte als materialen pottbakkersklei, fijn en grof zand, grind in de afmetingen van anijszaad, erwten en bonen en stenen zo groot als kippeneieren. Reeds in 1809 ondervond hij kritiek van Lecreux, die meende dat de kritieke snelheden gegeven voor het grind veel te laag waren. De verklaring bleek te zijn, dat de proeven waren uitgevoerd met losse stenen op de bodem van een houten goot in plaats van met een natuurlijk bed, waarbij hogere kritieke waarden zouden zijn gevonden.

Een afleiding van de zesde-machts regel werd in 1873 gegeven door Kutter en in 1885 door Airy. Het resultaat van Kutters berekeningen was:

$$u_{\text{bodem}} = \sqrt{1,25 \Delta gD}$$

wat met $\Delta = 1,66$ voor zand leidt tot:

$$u_{\text{bodem}} = 4,5 \sqrt{D} \quad (u \text{ in m/s, } D \text{ in m})$$

Andere onderzoekers geven waarden tussen 4 en 5 voor de coëfficiënt.

De bodemschuifspanning werd voor het eerst als een maat voor het materiaaltransport gebruikt door du Boys (1879). Schoklitsch (1914) deed metingen naar de kritieke schuifspanning voor diverse materialen en naar de invloed van de verhouding van de diameter van een enkele korrel tot de diameter van de onderliggende korrels van het bed. Ook gaf hij, evenals Leiner in 1912, reeds de reductie van de schuifspanning op een dwarshelling.

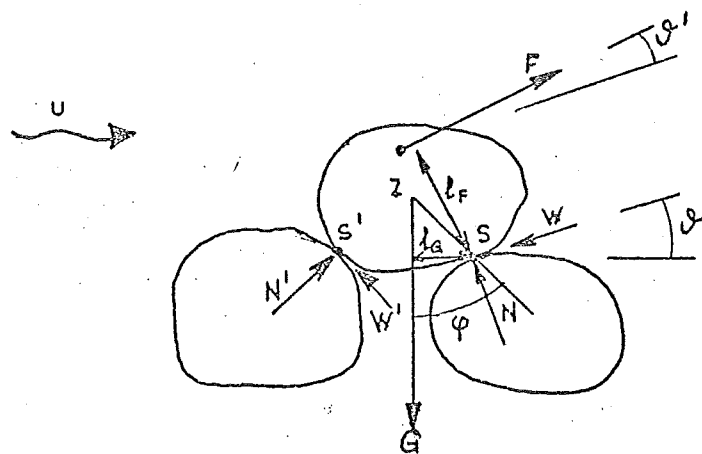
Het verschil in gedrag van materiaal in een gladde goot en in een natuurlijk bed werd met name door Gilbert naar voren gebracht (1914). Schaffernak (1916) leidde de formule af voor de reductie van de kritieke schuifspanning voor een combinatie van langs- en dwarshelling. Ook ontwikkelde hij een differentiaalvergelijking voor het kanaalprofiel waarin alle korrels in kritieke toestand verkeren. De volledige oplossing hiervan (het sinus-profiel) werd gegeven door Koechlin (1924).

Eisner (1932) vond de dimensieloze grootheden $\tau/\Delta \rho gD$ en $Re_* = \sqrt{\tau/\rho} \cdot D/\nu$. Het effect op de kritieke schuifspanning van de gradering van het bodemmateriaal werd onderzocht door Kramer (1932) en Casey (1935). De geldigheid van de parameters van Eisner werd aangetoond door Shields (1936). Een heldere analyse van de krachten die op de korrel werken en van de invloed van de turbulentie werd door White in 1940 gegeven.

Tenslotte zette Lane in een serie publikaties tussen 1952 en 1955 de theoretische en experimentele resultaten om in praktisch bruikbare ontwerpcriteria.

3. Theoretische grondslag

De analyse van het krachtenspel, waaraan de korrels gelegen in de bovenste laag van het bed onderhevig zijn, is het uitgangspunt bij het bepalen van de condities voor begin van beweging. Vereenvoudigt men in gedachten stroom en bedconfiguratie tot een tweedimensionaal gegeven, dat door een verticale doorsnede voldoende wordt gekarakteriseerd, dan is dit krachtenspel als volgt te schematiseren:

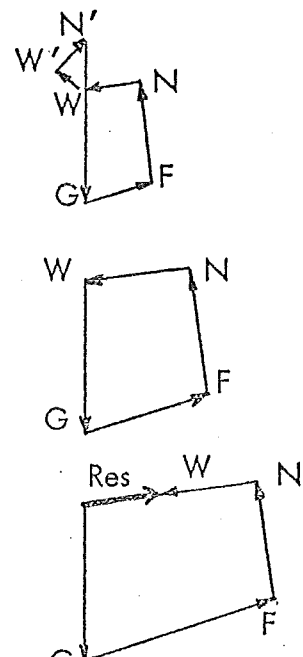


Figuur 3.1.

Hierin stelt F de kracht voor die het stromende water op de korrel uitoefent, en is G het gewicht van de korrel onder water; N , N' , W en W' zijn respectievelijk de normale en tangentiële steunpuntsreacties, die worden geleverd door de onderliggende korrels in de vorm van druk- en wrijvingskrachten in de contactpunten S en S' .

De kracht F is te beschouwen als de resultante van krachten tengevolge van drukgradiënten en viskeuze wrijvingskrachten, die evenals bij de stroming rondom een vast voorwerp gewoonlijk in combinatie optreden. Bij grote korrels en hoge stroomsnelheden (dikte D van de korrel groot ten opzichte van de viskeuze grenslaag $\delta = 11,6 \sqrt{\nu/u}$) overheerst de druk; het aangrijpingspunt van F ligt in dat geval nabij het centrum van de korrel. Bij kleine korrels en lage stroomsnelheden (dikte van de korrel klein ten opzichte van de viskeuze grenslaag) overheerst de wrijving, waardoor het aangrijpingspunt van F dichter bij de bovenkant komt te liggen. Is de stroming laminair, dan kan F bij een bepaalde stroomsnelheid als onveranderlijke grootte worden beschouwd. In een turbulente stroom echter variëren grootte en richting van F onregelmatig naar plaats en tijd. Hoewel deze laatste toestand het meest actueel is, wordt in eerste instantie uitgegaan van het meer eenvoudige continue geval.

Zolang F klein is, maken de geschetste krachten evenwicht en verkeert de korrel in rust. Neemt F toe, dan wordt de oplegdruk in S' kleiner en nemen N' en W' af. Dit gaat door tot het moment, waarop $N' = W' = 0$; F wordt dan nog juist door G , N en W in evenwicht gehouden. Dit evenwicht wordt echter verbroken wanneer F nog verder toeneemt: N' kan namelijk niet negatief worden, omdat trekkrachten in niet-cohesief materiaal niet kunnen worden overgedragen. De korrel zal dus in S' het contact met de ondergrond verliezen en in beweging komen; de beweging kan een rollende of een glijdende zijn, of eventueel een combinatie van beide.



De voorwaarde voor het optreden van beweging is dus:

$$\text{bij rollen: } F \cdot l_F > G \cdot l_G \quad (3.1a)$$

$$\text{bij glijden: } F \cos \vartheta' > W$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{met } W = fN \\ \text{met } N = G \sin \vartheta \end{array} \right\} F \cos \vartheta' > G \cdot f \sin \vartheta \quad (3.1b)$$

Voor een korrel van willekeurige vorm kan worden gesteld:

$$F = \frac{1}{2} C_D \rho u_b^2 \cdot a_F D^2$$

$$G = (\rho_k - \rho) g \cdot a_G D^3$$

waarin ρ	= soortelijke massa (dichtheid) vloeistof	(kg/m ³)
ρ_k	= soortelijke massa (dichtheid) bodemmateriaal	(kg/m ³)
D	= korreldiameter	(m)
u_b	= stroomsnelheid vlak boven de bodem	(m/s)
g	= versnelling van de zwaartekracht	(m/s ²)
C_D	= weerstandscoefficiënt van de korrel	
a_F, a_G	= vormfactoren, afhankelijk van aangestroomde oppervlakte, respectievelijk inhoud van de korrel.	

Dit gesubstitueerd in (3.1a) en (3.1b) levert als voorwaarden voor begin van beweging:

$$\text{bij rollen: } \frac{1}{2} C_D a_F l_F \cdot \rho u_b^2 D^2 > a_G l_G \cdot (\rho_k - \rho) g D^3 \quad (3.2a)$$

$$\text{bij glijden: } \frac{1}{2} C_D a_F \cos \vartheta' \cdot \rho u_b^2 D^2 > a_G f \sin \vartheta \cdot (\rho_k - \rho) g D^3 \quad (3.2b)$$

die met $\Delta = (\rho_k - \rho)/\rho$ kunnen worden omgewerkt tot:

$$\text{bij rollen: } \frac{u_b^2}{\Delta g D} > \frac{2 a_G l_G}{C_D a_F l_F} \quad (3.3a)$$

$$\text{bij glijden: } \frac{u_b^2}{\Delta g D} > \frac{2 a_G f \sin \vartheta}{C_D a_F \cos \vartheta'} \quad (3.3b)$$

De getalwaarden van de grootheden a_G , l_G en ϑ (zie figuur 3.1.) worden volledig bepaald door omvang, vorm en stapeling van de korrels en hangen dus uitsluitend af van de eigenschappen van het bodemmateriaal; ook de wrijvingscoëfficiënt f is een zuivere materiaalgrootheid. De grootheden C_D , a_F , l_F en ϑ' worden behalve door de materiaaleigenschappen ook door de richting van

de kracht F en de ligging van zijn aangrijppingspunt beïnvloed en zijn dus mede van de stromingstoestand om de korrel afhankelijk. Deze stromingstoestand kan, zoals in het voorgaande reeds is aangegeven, gekarakteriseerd worden door de verhouding D/δ van de korreldiameter en de dikte van de viskeuze grenslaag, waaruit met $\delta \sim \nu/u_*$ het dimensieloze kengetal $Re_* = u_* D/\nu$ als kenmerkende parameter volgt.

De stroomsnelheid vlak boven de bodem u_b is afhankelijk van de verticale snelheidsverdeling, die wordt bepaald door de eigenschappen van vloeistof en bodemmateriaal. In het algemeen geldt voor de snelheid op een hoogte y boven de bodem:

$$\frac{u(y)}{u_*} = f\left(\frac{u_* y}{\nu}, \frac{y}{k}\right) \quad (3.4)$$

waarin $k = a_k \cdot D$ een maat is voor de ruwheid van de bodem en a_k afhankelijk is van korrelvorm, stapeling en gradering. In de omgeving van de korrel is y in de orde van D , zodat voor u_b gesteld kan worden:

$$\begin{aligned} u_b = u(y)_{y=D} &= u_* \cdot f\left(\frac{u_* D}{\nu}, \frac{D}{k}\right) \\ &= u_* \cdot f\left(Re_*, \frac{1}{a_k}\right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Uit het bovenstaande blijkt, dat niet alleen de rechterleden van beide ongelijkheden (3.3a) en (3.3b) uitsluitend functies zijn van de parameter Re_* als uitdrukking van de stromingstoestand om de korrel, en van de "secundaire materiaaleigenschappen", waaronder te verstaan zijn korrelvorm, stapeling en gradering, maar ook de bodemsnelheid u_b behalve van u_* van deze zelfde grootheden afhankelijk is. Dit houdt in, dat de voorwaarde voor het begin van beweging, onafhankelijk van de wijze waarop de korrel gaat bewegen, algemeen kan worden geformuleerd als

$$\frac{u_*^2}{\Delta g d} > \psi_{kr} \quad (3.6)$$

met

$$\psi_{kr} = f(Re_*, \text{secund. materiaaleigenschappen}) \quad (3.7)$$

Ditzelfde resultaat zou ook gevonden zijn, indien men de verstoringe kracht F evenredig met de bodemschuifspanning τ_b zou hebben gesteld. Dit betekent dat deze bodemschuifspanning evenals de kracht F in feite niets anders is dan een verzamelgrootte voor de kleine drukverschillen en viskeuze grenslaageffecten die zich manifesteren in het overgangsgebied tussen vast korrelpakket en stromende vloeistof.

De afgeleide voorwaarde (3.6) voor het begin van beweging geldt in principe zowel voor laminaire als voor turbulente stroom. Wanneer de kracht F echter niet constant is maar een fluctuerend karakter heeft, zoals bij tur-

bulente stroom het geval is, maakt dit voor het resultaat van de evenwichtsverstoring wel verschil. De beweging van de korrel houdt namelijk zolang aan als aan (3.6) is voldaan. Treedt een zodanige wijziging op in de condities dat dit niet meer het geval is, dan zal de korrel weer een evenwichtsstand opzoeken, afhankelijk van de inmiddels verkregen snelheid, de verkregen positie en de traagheid van zijn eigen en van de eventueel daaraan toe te voegen massa van het meebewegende water. Duurt de evenwichtsverstoring slechts kort, dan is de kans groot dat de korrel in zijn oorspronkelijke ligging terugkeert; houden de verstorende condities echter langer aan, dan neemt de kans toe dat de beweging in een verplaatsing resulteert. Het effect van de door de stroom op de korrel uitgeoefende kracht is in het turbulente geval dus behalve van de grootte van de kracht ook afhankelijk van de tijdsduur waarover deze werkt.

Aangezien het bij het onderzoek naar het begin van beweging gaat om een drempelwaarde aan te geven voor het optreden van materiaaltransport, moet aan de toestand waarbij de korrel juist een verplaatsing ondergaat eigenlijk meer betekenis worden toegekend dan aan die, waarbij de korrel weliswaar in beweging komt maar daarna weer terugvalt op de plaats waar hij lag. Men zou dus in feite bij turbulente stroom de voorwaarde voor het "begin van beweging" met een voorwaarde voor het "begin van verplaatsing" moeten aanvullen. Met het oog hierop is het volgende te overwegen.

In het algemeen zal de situatie zo zijn, dat de korrel in rust in stabiel evenwicht verkeert. Bij de verstoring van dit evenwicht zal de zwaartekracht dus aanvankelijk tegenwerken, zolang, totdat de korrel "over zijn dode punt heen" is en hij met medewerking van de zwaartekracht verder rolt of glijdt. Bij de turbulente snelheidsfluctuaties zijn het in eerste instantie de piekwaarden die het evenwicht van de korrel dreigen te verstoren. Deze piekwaarden treden slechts momentaan op, zodat de mechanische werking van de stroom op de korrel het best als een aaneenschakeling van kleinere en grotere stoten kan worden beschreven. Zolang deze stoten nog niet in staat zijn de korrel over zijn dode punt heen te brengen, zal de korrel onregelmatig heen en weer bewegen, waarbij hij kleinere en grotere afwijkingen uit zijn evenwichtsstand ondergaat, maar telkens daarin weer terugkeert. Verplaatsing van de korrel treedt op bij een stoot, die de korrel zover uit zijn evenwichtsstand brengt dat hij zijn dode punt passeert. De voorwaarde voor "begin van verplaatsing" zou aan de grootte van een dergelijke stoot gekoppeld kunnen worden.

Om de korrel over zijn dode punt heen te brengen zal in het algemeen de zwaartekracht over een zekere hoogte h overwonnen moeten worden, die afhankelijk van de stapeling van de korrels in een bepaalde verhouding evenredig zal zijn met de korreldiameter D . Ziet men af van wrijvingsverliezen, dan is voor de overwinning van dit hoogteverschil een energie nodig van:

$$E_p = Mgh = (\rho_k - \rho) \cdot a_M D^3 \cdot g \cdot a_H D = a_M a_H \cdot (\rho_k - \rho) g D^4 \quad (3.8)$$

De energie die een stoot S op een korrel met massa M overdraagt, bedraagt:

$$E_s = \frac{1}{2} M (u - u_0)^2 + \frac{1}{2} I (\omega - \omega_0)^2 \quad (3.9)$$

$$\text{waarin } u = k_1 \cdot \frac{S}{M}$$

$$\omega = k_2 \cdot \frac{S}{MD}$$

$$I = k_3 \cdot MD^2$$

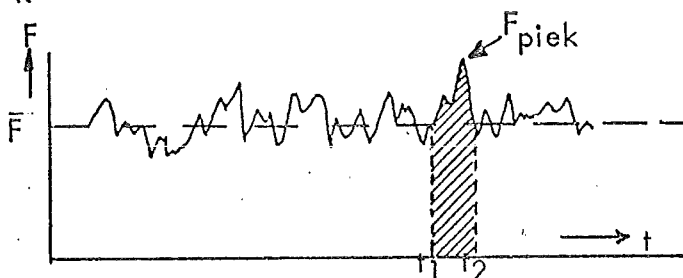
en u en ω respectievelijk de lineaire snelheid en de hoeksnelheid zijn die de korrel bezit op het moment dat de stoot hem treft.

Gezien het onregelmatige karakter van de turbulente snelheidsfluctuaties moet het optreden van een bepaalde stoot op een korrel worden beschouwd als een statistische kans, die onafhankelijk is van de grootte van de voorafgaande stoot. Dit houdt in dat, zolang de korrel heen en weer beweegt, de effecten van twee opeenvolgende stoten elkaar zowel kunnen versterken als tegenwerken. Aangenomen dat de kans op versterking even groot is als die op tegenwerking, kan voor de beginvoorwaarden als statistisch gemiddelde $u = \omega = 0$ worden gesteld.

Bij substitutie van deze beginvoorwaarden in (3.9) wordt:

$$\begin{aligned} E_s &= \frac{1}{2} M u^2 + \frac{1}{2} I \omega^2 \\ &= \frac{1}{2} M \left(k_1 \frac{S}{M}\right)^2 + \frac{1}{2} k_3 MD^2 \left(k_2 \frac{S}{MD}\right)^2 = k_4 \cdot \frac{S^2}{M} \end{aligned} \quad (3.9a)$$

Hierin is M de in beweging te brengen massa, die gelijk te stellen is aan $M = k_5 \cdot \rho_k D^3$, terwijl voor de grootte van de stoot S geldt:



$$S = \int_{t_1}^{t_2} F dt = \bar{F} \cdot \Delta t + a \cdot F_{\text{piek}} \cdot \Delta t = \Delta t \cdot (\bar{F} + a \cdot F_{\text{piek}}) = \Delta t \cdot F \quad (3.9b)$$

zodat:

$$E_s = k \frac{F^2 \Delta t^2}{\rho_k D^3}$$

Stelt men nu $F \sim \tau D^2$ en $\Delta t \sim 1/\omega$, waarin ω een voor de turbulente snelheidsfluctuaties karakteristieke frequentie aangeeft, dan kan de voorwaarde voor het begin van verplaatsing worden geschreven als:

$$E_s > E_p$$

$$C_1 \cdot \frac{\tau^2 D^4}{\rho_k D^3 \omega^2} > C_2 \cdot (\rho_k - \rho) g D^4$$

ofwel:

$$\frac{\tau^2}{\rho_k (\rho_k - \rho) \omega^2 g D^3} > C_{kr} \quad (3.10)$$

waarin C_{kr} evenals ψ_{kr} afhangt van de secundaire materiaaleigenschappen en de stromingstoestand om de korrel.

Voor een volledig ruwe wand kan, mits de waterdiepte groot is ten opzichte van de korreldiameter, de karakteristieke frequentie ω uitgedrukt worden in u_*/D . Het ruimtelijke karakter van de turbulentie is in dat geval zodanig, dat de kenmerkende wervelgrootte van dezelfde orde is als de korreldiameter. De snelheidsfluctuaties voor en achter de korrel vertonen dus een duidelijke correlatie en de kracht F wordt direkt door de lokale snelheid u bepaald. Met $\omega \sim u_*/D$ wordt (3.10), wanneer men nog $\tau = \rho u_*^2$ en $\Delta = (\rho_k - \rho)/\rho$ substitueert:

$$\frac{u_*^2}{\Delta g D} \cdot \frac{\rho}{\rho_k} > C_{kr}' \quad (3.11)$$

In vergelijking met de voorwaarde voor het begin van beweging (3.6) treedt in de voorwaarde voor het begin van verplaatsing dus nog een extra invloedsfactor ρ/ρ_k op, in die zin dat de voorwaarde wordt verzwaard naarmate de dichtheid van het bodemmateriaal (en dus de massa van de te verplaatsen korrels) groter is.

Is de waterdiepte bepalend voor de frequentie van de turbulente snelheidsfluctuaties, dan kan ω worden uitgedrukt in u_*/h . De kenmerkende wervelgrootte is dan kleiner dan de korreldiameter, tussen de snelheidsfluctuaties voor en achter de korrel bestaat geen duidelijke correlatie meer en de kracht F wordt bepaald door de snelheidsverdeling over de korrel. Met $\omega \sim u_*/h$ gaat (3.10) dan over in:

$$\frac{u_*^2}{\Delta g D} \cdot \frac{\rho}{\rho_k} \cdot \left(\frac{h}{D}\right)^2 > C_{kr}'' \quad (3.12)$$

In dit geval, dat optreedt bij grof materiaal in relatief geringe waterdiepte, speelt dus behalve de reeds eerder optredende factoren ook de verhouding h/D een rol, en wel in die zin dat de voorwaarde voor het begin van verplaatsing zwaarder wordt, naarmate de korrelafmetingen ten opzichte van de waterdiepte toenemen.

Noch de waarde van ψ_{kr} in voorwaarde (3.6), noch die van C_{kr}' in (3.11) en C_{kr}'' in (3.12) is langs theoretische weg af te leiden, daar de invloed van de stromingstoestand om de korrel en van de secundaire materiaaleigenschappen niet exact kwantificeerbaar is. Deze waarden moeten dus experimenteel worden bepaald. Bij de uitvoering van deze experimenten, waarbij

het gedrag van de korrels visueel wordt geregistreerd, stuit men onmiddellijk op de praktische moeilijkheid om voor het begin van de beweging of de verplaatsing een eenduidige en hanteerbare definitie te geven. In het hiernavolgende zal allereerst op dit punt nader worden ingegaan.

4. Criteria voor de definitie van begin van beweging

Door de onderzoekers, die in de loop van de tijd het verschijnsel begin van beweging experimenteel hebben benaderd, zijn nogal uiteenlopende criteria gehanteerd bij het vastleggen en interpreteren van hun waarnemingen. Hierdoor, en tengevolge van het feit dat de meeste criteria een zeker persoonlijk oordeel insluiten, bestaat er nogal wat spreiding in de onderzoekresultaten. Het onderscheid tussen bewegen en verplaatsen is, voor zover bekend, nooit expliciet in de omschrijvingen opgenomen. Daar het heen en weer bewegen van de individuele korrels veel moeilijker waarneembaar is dan een verplaatsing ervan, is het waarschijnlijk dat de meeste definities, ook wanneer dit niet uitdrukkelijk blijkt, op het begin van verplaatsing betrekking hebben. In de toepassingen wordt echter steeds met de parameters uit voorwaarde (3.6) gewerkt.

Reeds Schaffernak (1916) en Schoklitsch (1926) hebben zich met dit definitieprobleem bezig gehouden. Kramer (1932) onderscheidde het begin van beweging in vier, niet streng te scheiden stadia:

- | | |
|-----------------------------------|--|
| 1) "keine" Geschiebebewegung | - volkomen rust |
| 2) "schwache" Geschiebebewegung | - kleine, telbare aantallen korrels zijn in beweging, meest plaatselijk |
| 3) "mittlere" Geschiebebewegung | - aantal bewegende korrels niet meer te tellen
geen merkbaar materiaaltransport |
| 4) "allgemeine" Geschiebebewegung | - alle korrels in beweging, merkbaar transport |

Casey (1935) bracht in de toestand van zwakke beweging nog een iets scherpere onderverdeling aan:

- 2a) "einzeln": enkele korrels in beweging in een vierkant vlak met zijde $a \approx 500 D$.
2b) "schwache": enkele korrels in beweging in een vierkant vlak met zijde $a \approx 100 D$.

Bij de proeven in het W.L. in het kader van het systematische ontgrondingsonderzoek M 648/M 863 is een soortgelijke werkwijze gevolgd en werd de vloeiende overgang van volkomen rust naar doorgaand materiaaltransport in zeven stappen gediscretiseerd:

- 1) verplaatsen van de korrels, af en toe
- 2) korrels aan de wandel, hier en daar
- 3) korrels aan de wandel, op vrij veel plaatsen
- 4) korrels aan de wandel, bijna overal
- 5) korrels aan de wandel, overal doch niet permanent
- 6) korrels aan de wandel, overal en permanent
- 7) begin opmars van de korrels.

Bovengenoemde criteria zijn alle kwalitatief van aard. Op zichzelf zijn zij duidelijk en bruikbaar, maar zij leveren moeilijkheden op bij overdracht naar andere personen en vergelijking met andermans resultaten. Shields (1936) gebruikte een andere methode, die op het eerste oog een objectievere maatstaf levert. Hij definieerde het begin van beweging als "de toestand waarin de korrels juist in beweging komen, experimenteel eenduidig te bepalen door het extrapoleren van de bodemtransportkromme tot aan het punt waar geen transport meer optreedt". Hoe Shields deze extrapolatie echter in praktijk bracht, is uit zijn publicatie niet duidelijk. Bovendien heeft deze methode het nadeel, dat een eenduidige (lineaire) extrapolatie van de transportkromme tot (te) hoge kritieke waarden leidt, wil men daarentegen zuiverder (kromlijng) extrapoleren, dan wordt de eenduidigheid weer twijfelachtig.

Meer perspectief biedt de methode aangegeven door Yalin en Neill (1969), waarin op grond van schaalprincipes een kwantitatieve definitie van het begin van beweging wordt ontwikkeld. Hun redenering is als volgt.

Beschouw twee bodems, bestaande uit korrels met respectievelijk diameters D_1 en D_2 , dan bestaat hiertussen overeenkomst in bewegingsgraad indien op geometrisch overeenkomstige oppervlakten A_1 en A_2 in kinematisch overeenkomstige tijden t_1 en t_2 hetzelfde aantal korrels wordt verplaatst, dat wil zeggen voldaan is aan de voorwaarde:

$$n_1 \cdot A_1 \cdot t_1 = n_2 \cdot A_2 \cdot t_2 \quad (4.1)$$

waarin n = aantal verplaatste korrels per eenheid van oppervlak per eenheid van tijd. Geometrische overeenkomst van de oppervlakken is aanwezig, indien:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{D_1^2}{D_2^2}, \quad (4.2)$$

kinematische overeenkomst van de tijden, indien:

$$\frac{t_1 \cdot u_1(y_1)}{D_1} = \frac{t_2 \cdot u_2(y_2)}{D_2} \quad (4.3)$$

waarin $u_1(y_1)$ en $u_2(y_2)$ de bodemstroomsnelheden voorstellen op geometrisch overeenkomstige hoogten y_1 en y_2 . Daar $u(y) \sim u_*$ (zie paragraaf 3), kan (4.3) vereenvoudigd worden tot:

$$\frac{t_1 \cdot u_{*1}}{D_1} = \frac{t_2 \cdot u_{*2}}{D_2} \rightarrow \frac{t_1}{t_2} = \frac{u_{*2} \cdot D_1}{u_{*1} \cdot D_2} \quad (4.3a)$$

Substitueert men (4.2) en (4.3a) in (4.1), dan vindt men als voorwaarde voor overeenkomst in bewegingsgraad:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{t_2}{t_1} = \frac{D_2^2}{D_1^2} \cdot \frac{u_{*1} \cdot D_2}{u_{*2} \cdot D_1} = \frac{u_{*1} \cdot D_2^3}{u_{*2} \cdot D_1^3} \quad (4.4)$$

ofwel:

$$\frac{n_1 D_1^3}{u_{*1}} = \frac{n_2 D_2^3}{u_{*2}} \quad (4.4a)$$

waarvoor men kan schrijven:

$$N_1 = N_2 \quad \text{met} \quad N = \frac{n D^3}{u_*} \quad (4.4b)$$

De grootheid N is dus een maat voor de bewegingsgraad van de bodem. Elk stadium van beweging kan zodoende door een bepaalde waarde van N worden gedefinieerd.

Uit de theoretische beschouwing van het krachtenspel op de korrel bleek het begin van beweging gekarakteriseerd te kunnen worden met behulp van de parameter ψ_{kr} (of C_{kr}' , respectievelijk C_{kr}''), waarvoor geldt:

$$\psi_{kr} = f(\text{Re}_*, \text{ secund. materiaaleigenschappen})$$

ook te schrijven als:

$$F(\psi_{kr}, \text{Re}_*, \text{ secund. materiaaleigenschappen}) = 0 \quad (4.5)$$

Analoog hieraan kan men nu een willekeurige bewegingsgraad van de bodem karakteriseren door de relatie:

$$F'(\psi_{kr}, \text{Re}_*, \text{ secund. materiaaleigenschappen}, N) = 0 \quad (4.6)$$

Begin van beweging zou men nu, volgens de suggestie van Yalin, kwantitatief eenduidig kunnen definiëren door bij algemene afspraak een getalwaarde van de dimensieloze grootheid $N = n D^3 / u_*$ te kiezen, overeenkomend met een bepaalde (zeer lage) graad van beweging. Een andere, nog meer op de praktijk gerichte mogelijkheid is, dat men, zoals Neill doet, met twee getalwaarden van N een ondergrens en een bovengrens van het kritieke gebied aangeeft. Al naar gelang van het probleem kan men dan een toepasselijke kritieke waarde kiezen.

Hoewel op deze wijze het begin van beweging (eigenlijk van verplaatsing) eenduidig is te definiëren, blijkt uit de publicatie van Neill (1968), dat de toepassing van het beschreven criterium in de praktijk nog wel op meettechnische moeilijkheden stuit.

Door Grass (1970) wordt een andere aanpak van het hier besproken probleem gevolgd. In zijn benaderingswijze ligt de nadruk op het statistische karakter van het verschijnsel. Zijn gedachtengang kan als volgt worden weergegeven.

Begin van beweging, beschouwd als het instabiel worden van het stroombed, is het gevolg van de wisselwerking tussen twee statistische grootheden, die willekeurig over dit bed zijn verdeeld. De ene grootheid is de kritieke schuifspanning van de individuele korrel, die, tengevolge van de willekeurige variaties in vorm, afmetingen en ligging van de verschillende korrels, van plaats tot plaats varieert. De andere grootheid is de optredende locale schuifspanning, die wegens het turbulente karakter van de stroom zowel naar plaats als tijd een willekeurig fluctuerende waarde bezit. Beide grootheden zijn dus door een kansverdeling gekarakteriseerd.

Instabiliteit treedt in een gegeven geval voor het eerst op, wanneer de korrels met de laagste kritieke schuifspanning getroffen worden door de grootste schuifspanningen die volgens de kansverdeling van de heersende stroom kunnen voorkomen. Wordt de gemiddelde stroomsnelheid groter, dan verschuift de verdeling van de optredende schuifspanningen in de richting van de vaststaande verdeling van de kritieke schuifspanningen. De kans op instabiliteit neemt daardoor progressief toe, doordat steeds meer korrels steeds vaker door een voldoende grote schuifspanning kunnen worden getroffen.

Een criterium voor het begin van beweging kan nu worden geformuleerd aan de hand van de mate, waarin beide kansverdelingen elkaar overlappen. Hiervoor is dan nodig deze verdelingen voor een gegeven geval op een of andere manier vast te stellen. Zijn de verdelingen bekend en kunnen zij voldoende worden beschreven door hun respectievelijke gemiddelden en standaardafwijkingen, dan kan men hun ligging ten opzichte van elkaar aangeven door de relatie

$$\bar{\tau}_{optr} + n \sigma_{optr} = \bar{\tau}_{kr} - n \sigma_{kr} \quad (4.7)$$

waarin de factor n het snijpunt van de twee verdelingen bepaalt. Door een afspraak te maken over de grootte van n , zou men een kwantitatief criterium voor het begin van beweging kunnen definiëren.

Hoewel uit de publicatie van Grass blijkt, dat met de moderne meettechnieken veel te bereiken is, blijft een betrouwbare bepaling van de kansverdelingen van τ_{kr} en τ_{optr} toch nog een problematische zaak.

5. Experimentele bepaling van de kritieke bodemschuifspanning

Heeft men eenmaal een bruikbaar criterium gedefiniëerd, waarmee men het begin van beweging eenduidig kan vaststellen, dan komt het erop aan een relatie te leggen tussen de voor het verschijnsel karakteristieke parameters en grootheden die men tijdens het experiment meet. Zoals uit het voorgaande duidelijk moge zijn, is voor het begin van beweging de kritieke bodemschuifspanning de bepalende grootheid, zodat τ_b of de daaruit afgeleide grootheid $u_* = \sqrt{\tau_b / \rho}$ op het moment dat de beweging begint hetzij rechtstreeks gemeten, hetzij indirect uit de dan heersende stroomcondities afgeleid moet worden.

Bij een eenparige stroom in een als tweedimensionaal te beschouwen bed geldt voor de bodemschuifspanning:

$$\tau_b = \rho g h i \quad (5.1)$$

Door combinatie met de eveneens voor deze stroomtoestand geldende relatie:

$$\bar{u} = C \sqrt{h i} \quad (5.2)$$

waarin:

$$C = 18 \log \frac{12 h}{k + \frac{\delta}{4}} \quad (5.3)$$

is hieruit af te leiden:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} = \sqrt{g h i} = \frac{\sqrt{g}}{C} \cdot \bar{u} \quad (5.4)$$

zodat voor een bepaalde kritieke situatie u_* berekend kan worden uit de stromingsgrootheden i en h of $\bar{u}$ en C , in combinatie met de als constant te beschouwen grootte g .

Is het stroombed niet tweedimensionaal, dat wil zeggen niet te schematiseren als een relatief breed prismatisch kanaal, dan moet ook met de invloed van de wanden rekening gehouden worden. Door vervanging van de diepte h door de hydraulische straal R blijven de bovengegeven relaties weliswaar in hun algemeenheid geldig, maar alleen met betrekking tot de totale schuifspanning τ . De verdeling van de schuifspanning over bodem en wanden is dan reeds niet meer theoretisch af te leiden.

Bij een meer gecompliceerd stroombeeld dan een eenparige stroom is de situatie nog moeilijker en het verband tussen bodemschuifspanning en stroomcondities nog onzekerder. Er zijn zelfs stroomtoestanden waarbij het de vraag is, of men nog zinvol over de bodemschuifspanning kan spreken. (Als voorbeeld valt te denken aan de situatie bij locale ontgrondingen in wervelstraten.)

In deze gecompliceerde gevallen kan men verschillende kanten opgaan. Eén mogelijkheid is, voor elke gegeven situatie afzonderlijk de kritieke stroomcondities experimenteel te bepalen. Een andere is, te trachten op de bij eenparige stroom gevonden waarden correctiefactoren toe te passen. Een derde mogelijkheid bestaat daarin, meetmethoden te ontwikkelen waarmee direct de schuifspanning of een andere bruikbare grootte op de gewenste plaats kan worden gemeten.

Ondanks de beperkingen die aan de toepassing verbonden zijn, is het niettemin van fundamenteel belang om voor de toestand van eenparige stroom de afhankelijkheid van de kritieke bodemschuifspanning van de stromingstoestand en de materiaaleigenschappen nader te bepalen. Hoewel tengevolge van het definitie-probleem de beschikbare gegevens nog tamelijk veel spreiding vertonen, bestaat in grote lijn toch wel zoveel overeenstemming tussen de be-

staande onderzoekresultaten, dat daaruit globale conclusies te trekken zijn en redelijk bruikbare richtlijnen voor praktische ontwerpdoeleinden zijn aan te geven. De invloed van de afzonderlijke factoren op de grootte van de kritieke waarden zal hieronder in het kort worden besproken.

6. Invloed van de stromingstoestand om de korrel

Zoals in paragraaf 3 reeds is aangegeven is de stromingstoestand om de korrel afhankelijk van de verhouding tussen de korreldiameter D en de dikte van de viskeuze grenslaag $\delta = 11,6 \nu / u_*$. Is deze verhouding klein, dan komt de situatie overeen met die bij een hydraulisch gladde wand en overheersen de tangential aangrijpende viskeuze schuifkrachten. Is de verhouding groot, dan treedt een analoge situatie op als bij een hydraulisch ruwe wand en wordt de invloed van de viscositeit ten opzichte van de turbulente drukfluctuaties verwaarloosbaar klein. Als grenzen kunnen, min of meer arbitrair, gesteld worden: $11,6 D/\delta = Re_* < 1$ en $Re_* > 60$; hiertussen ligt een overgangsgebied.

De vloeistofbeweging in de viskeuze grenslaag wordt beïnvloed door de stromingstoestand van de hoofdstroom. Daarom is in het geval dat $Re_* < 1$ nog onderscheid te maken tussen de toestand waarin de hoofdstroom turbulent is, respectievelijk een laminair karakter heeft. Er zijn voor de krachten op de korrel, en daarmee voor het begin van beweging, dus in principe vier stromingstoestanden te onderscheiden:

1. laminaire stroming
2. turbulente stroming
 - 2a. $Re_* < 1$
 - 2b. $1 < Re_* < 60$
 - 2c. $Re_* > 60$

De kritieke waarde van φ voor laminaire stroming is onderzocht door White (1940). Uit twee proeven met zand in een laminaire oliestroming en een derde in een convergerende waterstroom, die door de speciale vormgeving van de gebruikte tuit in het versnellingsgebied als laminair beschouwd mag worden, vond hij waarden voor φ_{kr} van 0,16 a 0,27, waarin nog de invloed van het natuurlijk talud (dat varieerde van $\tan \varphi = 1,0$ a $1,4$) is begrepen. Als orde van grootte kan op grond van White's proeven voor laminaire stroom worden gesteld:

$$\varphi_{kr}(\text{lam.}) \approx 0,2$$

onafhankelijk van de waarde van Re_* .

Voor de praktijk belangrijker is het geval van turbulente stroming. Hierbij vormt het werk van Shields (1936) het voornaamste uitgangspunt. Uit zijn eigen experimenten en die van anderen leidde hij een experimentele relatie af tussen φ_{kr} en de stromingsparameter Re_* , de welbekende "Shields-kromme", die hij zelf echter niet door een lijn maar door een band aangaf (zie figuur 6.1).

De kromme vertoont een golvend verloop binnen het door Shields beschouwde gebied, dat zich ongeveer uitstrekt tussen $Re_* = 2$ en $Re_* = 500$. Voor $Re_* \approx 10$ blijkt een minimale kritieke waarde op te treden van $\psi_{kr} \approx 0,03$; voor grote Re -waarden lijkt $\psi_{kr} \approx 0,06 = \text{constant}$ te worden, terwijl voor $Re_* = 1$ door extrapolatie een waarde van $\psi_{kr} \approx 0,1$ wordt gevonden.

Deze getalwaarden stemmen qua orde van grootte goed overeen met de resultaten van White, wanneer men in aanmerking neemt dat, tengevolge van de turbulentie in de hoofdstroom, in de stroming om de korrels snelheidsfluctuaties optreden, die (volgens metingen van Laufer en Klebanoff, 1954) in stromingsrichting gemiddeld 30 % van de gemiddelde snelheid bedragen. Bij een Gauss-verdeling is de pieksnelheid in de grenslaag dan ongeveer tweemaal de gemiddelde snelheid. Hieruit volgt dat de op de bodem uitgeoefende maximale schuifkracht bij turbulente hoofdstroom groter is dan bij laminaire hoofdstroom, en wel tweemaal zo groot in geval de viscositeit bepalend is ($\tau_{\max} \sim \bar{u}_{\max}^2$) en viermaal zo groot bij volledig turbulente stroming ($\tau_{\max} \sim \bar{u}_{\max}$). Hieruit volgt:

$$\text{voor } Re_* < 1 : \quad \psi_{kr}(\text{turb.}) \approx 1/2 \psi_{kr}(\text{lam.}) \approx 0,1$$

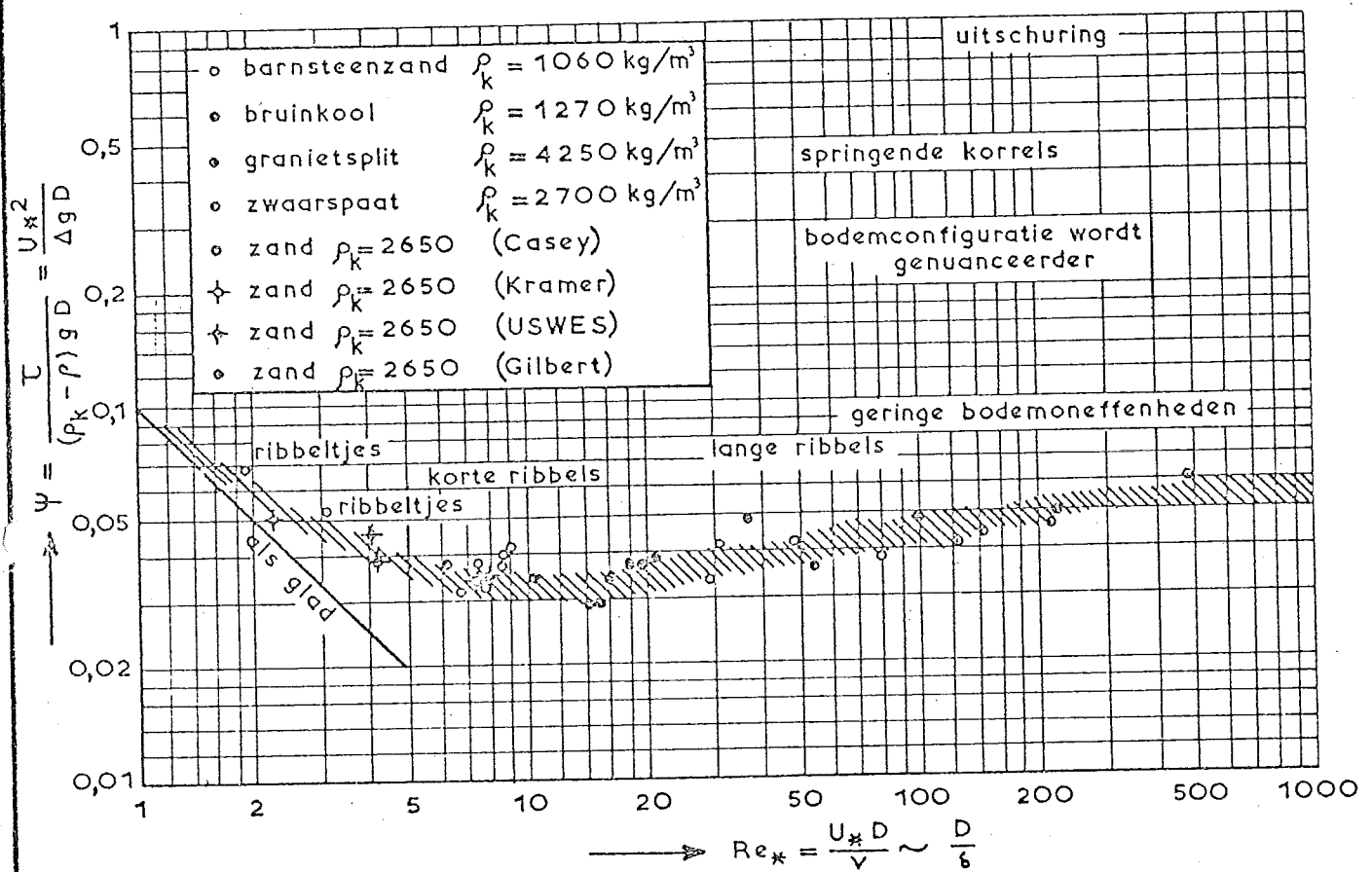
$$\text{voor } Re_* > 60 : \quad \psi_{kr}(\text{turb.}) \approx 1/4 \psi_{kr}(\text{lam.}) \approx 0,05$$

Op het overgangsgebied kan een dergelijke redenering niet worden toegepast wegens het wisselende stroombeeld en het gecompliceerde samenspel van wrijvingskrachten en drukkkrachten. In dit gebied is men volledig op de experimentele resultaten aangewezen.

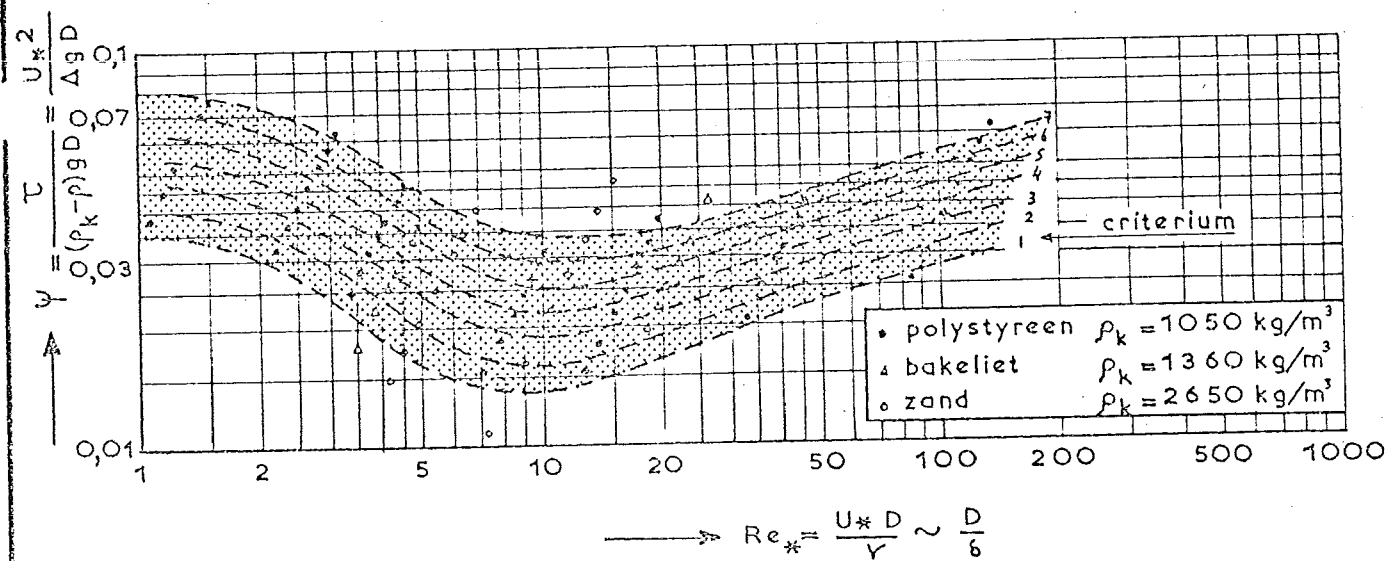
De resultaten van Shield's experimenten zijn veelvuldig getoetst en in het algemeen bevestigd. Een voorbeeld daarvan geeft het W.L.-onderzoek, uitgevoerd in het kader van het systematische ontgrondingsonderzoek M 648/M 863, waarin het begin van beweging is bepaald voor zeven soorten zand, twee soorten bakeliet en twee soorten polystyreen, alle vallend in het gebied van $1 < Re_* < 100$.

Het belangrijkste nieuwe element in dit onderzoek is de consequente doorvoering van een gedifferentieerd criterium voor begin van beweging, waarvoor in plaats van een enkele kromme een bundel krommen wordt verkregen, waarvan elk een bepaalde, kwalitatief gedefiniëerde bewegingsgraad aangeeft tussen volkomen rust en doorgaand materiaaltransport. De invloed van de stromingstoestand blijkt bij elke bewegingsgraad in principe gelijk te zijn en stemt in grote lijn met die volgens Shields overeen. Alleen bij $Re_* = 3$ à 1 treedt een duidelijke afwijking op: in dit gebied buigt de kromme terug naar een horizontale stand in plaats van onder 45° te gaan lopen, zoals Shields in zijn extrapolatie veronderstelde. Dit is ook meer in overeenstemming met het feit, dat voor $Re_* < 1$ de waarde van ψ_{kr} weer onafhankelijk van Re_* moet worden (zie figuur 6.2).

Uit de proeven blijkt ook, dat de kritieke ψ -waarden volgens Shields aan de hoge kant zijn en overeenkomen met een bewegingsgraad waarbij reeds merkbaar materiaaltransport optreedt, hetgeen vermoedelijk een gevolg is van de wijze waarop Shields het begin van beweging definiëert (zie paragraaf 4). De kritieke ψ -waarden, corresponderend met het criterium "verplaatsing van



FIGUUR 6.1 BEGIN VAN BEWEGING VOLGENS SHIELDS



FIGUUR 6.2 BEGIN VAN BEWEGING VOLGENS

korrels, af en toe", bedragen globaal de helft van de door Shields aangegeven getalwaarden, die het best aansluiten bij het criterium "korrels aan de wandel, overal en permanent".

Tot dezelfde conclusie komt Neill (1968), die met behulp van zijn kwantitatieve definitie voor het begin van beweging experimenteel de ψ -waarden voor een "lower critical stage" en een "upper critical stage" bepaalt. Voor de laagste fase, die hij met $N = 3 \cdot 10^{-6}$ karakteriseert als de toestand waarin voor het eerst de bewegende korrels eenvoudig kunnen worden geteld, vindt hij bij $Re_* > 60$ een waarde van $\psi_{kr} \approx 0,03$; voor de hoogste fase, waarin $N = 15 \cdot 10^{-6}$ is en voor het eerst een zeker permanent transport optreedt, ligt het gemiddelde in de buurt van $\psi_{kr} = 0,06$. In tegenstelling tot Shields, die voor $60 < Re_* < 600$ nog een lichte toename van ψ_{kr} aangeeft, constateert Neill voor $Re_* > 70$ geen significante invloed van de stromingstoestand op de kritieke bodemschuifspanning. Mogelijk is het oplopen van ψ_{kr} in dit gebied bij Shields te wijten aan de invloed van de waterdiepte en een gevolg van de afnemende verhouding h/D (vergelijk bladzijde 8).

Behalve de enkele hier vermelde onderzoeken is door vele anderen het verband tussen ψ_{kr} en Re_* experimenteel onderzocht, en zijn op grond daarvan tal van empirische relaties gepresenteerd of nieuwe formuleringen voor het genoemde verband gegeven. Principieel nieuwe gezichtspunten zijn daarbij echter niet naar voren gekomen.

7. Invloed van de secundaire materiaaleigenschappen

Korrelvorm

De vorm van de korrel is direct van invloed op de grootte van de parameter ψ_{kr} , zoals bij de afleiding van (3.6) is gebleken. Terwijl in de meeste gevallen bij het onderzoek naar de stabiliteit van bodemmateriaal natuurlijke sedimenten zijn gebruikt, is door enkele onderzoekers met behulp van kunstmatig samengestelde materialen de invloed van de korrelvorm nader onderzocht.

Schoklitsch (1914) vond als resultaat van zijn proeven, dat de kritieke schuifspanning van steenslag ongeveer 1,5 maal, en die van dunne plaatjes ongeveer 2 maal groter is dan van ronde korrels van dezelfde dichtheid en met gelijke volume. Shields (1936) constateerde een relatief hoge kritieke waarde van ψ voor scherpe, kantige materialen. Ho Pang Yung (1939) geeft een vergrotingsfaktor van 1,2 voor ψ_{kr} van plat grind ten opzichte van rond grind. Lane en Carlson (1954) vonden uit een analyse van natuurlijke grindmengsels, dat de platte korrels gemiddeld een 2,5 maal zo klein gewicht (en dus volume) hadden als de ronde korrels afkomstig uit hetzelfde bed. Aangenomen dat een dergelijk natuurlijk grindbed zodanig is uitgezeefd, dat de kritieke schuifspanning voor alle korrels ongeveer gelijk is, dan volgt uit bovengenoemde waarneming dat τ_{kr} ($\sim D \sim \sqrt[3]{\text{volume}}$) voor een platte korrel een faktor $\sqrt[3]{2,5} = 1,35$ groter is dan voor een ronde korrel met gelijk volume.

Uit het W.L.-onderzoek M 731-VI blijkt dat de stabiliteit van stortsteen betrekkelijk weinig door de steenvorm wordt beïnvloed, wanneer de

nominale diameter $D_n = \sqrt[3]{\text{volume}}$ als maatgevende diameter wordt gebruikt. Vergeleken zijn kubussen, cilinders, tetraëders, knikkers, grind, kubisch gebroken stortsteen en platte stortsteen, alle met ongeveer gelijke dichtheid en met vrijwel gelijk $\Delta \cdot D_n$. Alleen voor de tetraëders werd een wat afwijkende waarde van ψ_{kr} gevonden.

Als conclusie kan worden gesteld, dat de invloed van de korrelvorm op het begin van beweging over het algemeen vrij onbelangrijk is, maar dat de tendens bestaat dat de kritieke waarde van ψ voor platte en kantige deeltjes wat groter is dan voor vergelijkbare ronde deeltjes (verhoudingsfactor $\sqrt[3]{1,2 \text{ à } 1,5}$, in extreme gevallen oplopend tot 2). De nominale diameter $D_n = \sqrt[3]{\text{volume}}$ blijkt daarbij een goede vergelijkingsgrootte te zijn.

Een andere manier om verschillende materialen te vergelijken kan worden gevonden in het gebruik van de bezinksnelheid W , die mede door de korrelvorm wordt bepaald. Vervanging van de parameter $\psi_{kr} = u_{*kr}^2 / \Delta g d$ door u_{*kr} / W ter karakterisering van het begin van beweging, zoals wel eens bepleit, lijkt echter minder zinvol, aangezien de aanstroming van de korrel bij het bezinken zeker anders is dan bij het in beweging raken op de bodem, en de introductie van W geen praktische voordelen oplevert, daar ook dan nog een slechts experimenteel te bepalen afhankelijkheid van de secundaire materiaaleigenschappen (stapeling, gradering) blijft bestaan.

Stapeling

De stapeling van de korrels is van invloed op de grootte van ψ_{kr} doordat deze - evenals de korrelvorm - de ligging van het korrelsteunpunt ten opzichte van de werkzame krachten bepaalt (zie figuur 3.1 en de afleiding van 3.6).

De stapeling kan worden gekarakteriseerd door middel van de hoek tussen de verbindingslijn van zwaartepunt en steunpunt van de korrel en de verticaal. Hoewel deze hoek voor elke individuele korrel weer een iets andere zal zijn, kan men wel een gemiddelde waarde verwachten voor het materiaal als geheel. Deze gemiddelde waarde komt overeen met de hoek van het natuurlijk talud. Denkt men namelijk het vlak van de bodem over deze hoek ten opzichte van het horizontale vlak gekanteld, dan zullen de korrels gemiddeld nog juist in evenwicht zijn tengevolge van de zwaartekrachtswerking alleen. De hoek van het natuurlijk talud φ is behalve van de stapeling ook van de vorm van de korrels en van de gradering afhankelijk, maar overigens een zuivere materiaalgrootte. Hij vormt daarom een goede vergelijkingsmaat tussen verschillende materialen met betrekking tot hun weerstand tegen de stroom. Volgens White (1940) is ψ_{kr} recht evenredig met $\tan \varphi$; dit geldt alleen als bij het begin van beweging geen liftkrachten meespelen (dus de kracht F die de stroom op de korrel uitoefent horizontaal is, zie figuur 3.1). Heeft de bedverstorende kracht ook een verticale component, dan is de invloed van φ moeilijk expliciet te bepalen.

Een andere manier om de stapeling te karakteriseren is de introductie van het holle-ruimte-percentages ϵ (dat eveneens mede door korrelvorm en gradering wordt bepaald). Deze grootte is echter minder bruikbaar als maat voor ψ_{kr} . Bij het begin van beweging gaat het namelijk uitsluitend om de

stapeling van de bovenste laag korrels, precies zoals de hoek van het natuurlijk talud door het gedrag van de bovenste (buitenste) laag korrels wordt bepaald. De grootte ϵ geeft echter in het algemeen informatie over het inwendige van het materiaal, over de pakingsgraad, en die blijkt voor de waarde van φ_{kr} niet relevant.

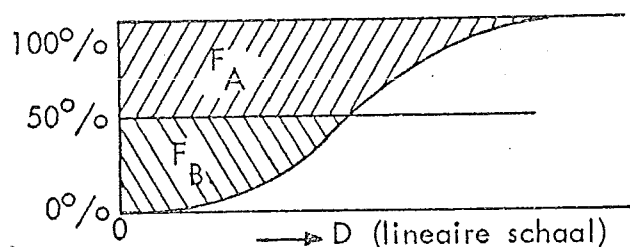
Dit wordt duidelijk geïllustreerd door een aantal proeven die in het W.L. - ten dele in het kader van het onderzoek M 817 - zijn uitgevoerd. Daarbij bleek voor getrild zand (dichte pakking) en gefluidiseerd zand (losse pakking) eenzelfde kritieke schuifspanning te gelden; eveneens bleek in beide gevallen de hoek van het natuurlijk talud gelijk te zijn. De toestand aan het oppervlak blijkt dus, anders dan die in het inwendige, door het trillen en fluidiseren niet te worden beïnvloed. Zou men het zand aanstampen en daarmee ook de stapeling aan de oppervlakte veranderen, dan zou waarschijnlijk een ander resultaat worden gevonden. Hiervan zijn echter geen metingen bekend.

Gradering

Bij de beschouwing van de diverse factoren die het begin van beweging beïnvloeden is tot nu toe steeds over "de" korrel gesproken, waarmee impliciet een uniforme korrelverdeling van het bodemmateriaal is verondersteld. De meeste natuurlijke sedimenten bezitten echter een meer of minder sterke gradering, zodat de vraag rijst of hiervoor wel een eenduidige kritieke waarde is aan te geven, en zo ja, welke maat dan voor de kenmerkende korreldiameter D moet worden gebruikt.

Kramer (1932) was een van de eerste onderzoekers die op deze vraag een antwoord gaf. Hij introduceerde de grootte $M = F_B / F_A$ en stelde de kritieke schuifspanning evenredig met:

$$\tau_{kr} \sim \frac{D_m}{M} = D_m \cdot \frac{F_A}{F_B}$$



waarin $D_m = \sum pD / \sum p$ (p = gewicht fractie met diameter D) en F_A en F_B de in nevenstaande figuur aangegeven oppervlakken zijn onder de cumulatieve korrelverdelingscurve. De gradering zou het begin van beweging dus in belangrijke mate vertragen.

Reeds korte tijd later toonde Casey (1935) aan, dat in bovenstaande betrekking de invloed van de gradering sterk is overschat, wat door Shields (1936) en Mavis (1937) werd bevestigd. Casey constateerde voor $F_A/F_B \leq 3$ ($M \geq 1/3$) geen merkbare invloed op de kritieke schuifspanning; voor sterker gegradeerde materialen ($M < 1/3$) stelde hij een correctiefactor voor van $k = 1 - 0,2 (1/3 - M)$, waaruit een verkleining van τ_{kr} zou volgen.

Van meer belang in dit verband zijn de onderzoeken van Pantelopulos (1957). Op grond van proeven met kool- en zandmengsels kwam hij tot de volgende conclusies:

- De middenfracties komen in beweging bij ψ -waarden (berekend met D-waarde van de beschouwde fractie) vergelijkbaar met die voor een uniform materiaal;
- de kleinere fracties worden beschut en komen in beweging bij grotere ψ -waarden dan voor uniform materiaal nodig zou zijn, de grotere fracties daarentegen bij kleinere ψ -waarden doordat ze "de klap moeten opvangen";
- de effectieve ψ_{kr} voor het mengsel als geheel kan ongeveer gelijk gesteld worden aan de kritieke waarde voor uniform materiaal met $D = D_{50}$.

Deze conclusies zijn door vele anderen onderschreven. Neill (1968) komt tot een soortgelijk resultaat, terwijl Ramette en Heuzel (1962) constateren, dat voor de middenfracties van een gegradeerd materiaal ψ_{kr} omgekeerd evenredig is met de diameter, wat neerkomt op

$$\psi_{kr} = \frac{\tau_{kr}}{\Delta \rho g D} \sim \frac{1}{D} \rightarrow \tau_{kr} \sim \Delta \rho g \quad (7.1)$$

dus τ_{kr} onafhankelijk is van de korreldiameter van de fractie. In het algemeen kan daarom voor gegradeerd materiaal één ψ_{kr} -waarde worden aangehouden, berekend met D_{50} als kenmerkende korreldiameter, wanneer het erom gaat de grenswaarde voor het materiaaltransport te bepalen.

Wordt deze grenswaarde overschreden, zodat transport plaatsvindt, terwijl de toevoer van materiaal van bovenstrooms is afgesneden, dan blijkt bij voldoende sterk gegradeerde mengsels het zogenaamde "pantsereffect" (armoring) op te treden. Dit houdt in, dat het materiaal van de eroderende bodem zodanig wordt uitgezeefd, dat na enige tijd de bovenste laag uit louter grote korrels bestaat, die als een bodembescherming fungeren en verdere erosie tegengaan. Benedenstrooms van stuwdammen is dit verschijnsel waar te nemen, zoals Livesey (1963) en Gessler (1965) constateerden. Voorwaarde is uiteraard, dat de optredende schuifspanningen kleiner zijn dan die, waarbij ook de grootste korrels van het mengsel in beweging komen. Dit pantsereffect werd door Knoroz (1962) bestudeerd, die vaststelde, dat het bij graderingen met $D_{95}/D_5 < 4 \text{ à } 5$ van geringe betekenis is. Bij sterker gegradeerde materialen kan ten aanzien van het vraagstuk van bodemerosie (bijvoorbeeld in een rivier) de waarde van D_{95} voor de berekening van de kritieke schuifspanning worden gebruikt.

8. Invloed van het bed op de stabiliteit van een enkele korrel

De stabiliteit van een enkele korrel met diameter D op een bed van deeltjes met diameter $D' < D$ is kleiner dan de stabiliteit van diezelfde korrel in een bed van overeenkomstige korrels. Dit verschijnsel werd reeds door Schoklitsch (1914) gesignaleerd, toen hij een aantal proeven deed met geïsoleerde bolvormige deeltjes op een bed van bolletjes met kleinere diameter en vond, dat voor verhoudingen van $D/D' = 2 \text{ à } 5,5$ een verlaging van ψ_{kr} optrad met een factor $3,6 \text{ à } 4,2$.

Soortgelijke conclusies kunnen worden getrokken uit de experimenten van Ippen en Verma (1953). Voor bolletjes van glas en plastic leidden zij de globale betrekking af:

$$\psi_{kr} \sim \frac{1}{(D/D')^{1,1 \text{ à } 1,25}} \quad (8,1)$$

die, voor gelijkblijvende D' , weliswaar een lichte afname van ψ_{kr} met toenemende korreldiameter te zien geeft, maar overigens grote overeenkomst vertoont met de voor gegradeerd materiaal gevonden resultaten (vergelijk relatie 7.1).

Het genoemde verschijnsel is dan ook nauw verwant met wat zich afspeelt bij gegradeerd materiaal. Men zou de situatie van de enkele korrel op het bed kunnen beschouwen als een extreme vorm van gradering, waarbij de middenfracties zijn weggevallen. Ook bij gegradeerd materiaal blijken de grote korrels bij lagere ψ_{kr} -waarden in beweging te komen dan men op grond van de waarnemingen bij uniform materiaal zou verwachten. De vermindering van stabiliteit is voor een deel te wijten aan een verkleining van de hoek van het natuurlijk talud, ten dele een gevolg van de toenemende stroomdruk bij grotere D/D' .

9. Invloed van de helling van de bodem

Indien het stroombed niet (nagenoeg) horizontaal is, maar een hoek maakt met het horizontale vlak, hetzij in stroomrichting, hetzij dwars daarop, vermindert de stabiliteit van de korrels doordat de zwaartekracht niet meer ten volle als stabiliserende faktor optreedt. Deze stabiliserende werking verdwijnt geheel wanneer de helling van de bodem gelijk wordt aan de hoek van het natuurlijk talud φ ; de hoek φ vormt dus de grenswaarde voor zowel langs- als dwarshellingen waarbij nog stabiliteit van het materiaal mogelijk is.

Ziet men af van liftkrachten, zodat de verstoringe kracht F op de korrel in een richting werkt evenwijdig aan het vlak van de bodem, en neemt men aan dat de schuif- en drukspanningen zodanig over de korrel verdeeld zijn, dat F juist in het zwaartepunt aangrijpt, dan is op eenvoudige wijze te berekenen in welke mate de kritieke schuifspanning bij een hellende bodem wordt gereduceerd.

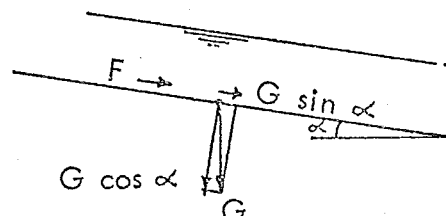
Bij een horizontale bodem treedt onder bovengenoemde voorwaarden begin van beweging op, indien (zie figuur 3,1):

$$\frac{F}{G} > \operatorname{tg} \varphi \quad (9,1)$$

zodat geldt:

$$F_{kr_0} = G \operatorname{tg} \varphi \quad (9,2)$$

Maakt de bodem in langsrichting een hoek α met het horizontale vlak, waarbij de helling in de stroomrichting aflopend is gedacht, dan wordt de voorwaarde voor het begin van beweging:



$$\frac{F + G \sin \alpha}{G \cos \alpha} > \operatorname{tg} \varphi \quad (9.3)$$

zodat voor de kritieke waarde van F in dit geval gevonden wordt:

$$F_{kr \alpha} = G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi - G \sin \alpha \quad (9.4)$$

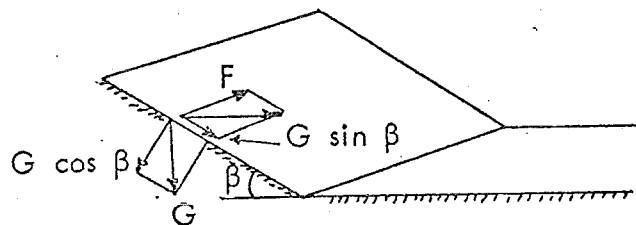
Als reductiefactor k_l voor de kritieke waarde bij een langshelling α volgt hieruit:

$$k_l = \frac{F_{kr \alpha}}{F_{kr 0}} = \frac{G \cos \alpha \operatorname{tg} \varphi - G \sin \alpha}{G \operatorname{tg} \varphi} = \frac{\sin (\varphi - \alpha)}{\sin \varphi} \quad (9.5)$$

die voor $\alpha = 0$ (horizontale bodem) overgaat in $k_l = 1$ en voor $\alpha = \varphi$ (natuurlijk talud) in $k_l = 0$, zoals verwacht mocht worden. Reeds in 1914 gaf Schoklitsch deze uitdrukking voor de reductiefactor k_l ; naderhand zijn ook andere (maar identieke) goniometrische uitdrukkingen in omloop gekomen. Loopt de stroom tegen de helling op, dan moet $-\alpha$ door $+\alpha$ worden vervangen en neemt de stabiliteit van de korrel (uiteraard) toe.

Op analoge wijze is de reductiefactor k_d voor een helling in dwars-richting onder een hoek β af te leiden.

Daarbij wordt ook op het talud een stroming aangenomen parallel aan de hoofdstroomrichting; eventuele afwijkingen hiervan tengevolge van secundaire stromen worden verwaarloosd. De voorwaarde voor het begin van beweging wordt nu:



$$\frac{\sqrt{F^2 + G^2 \sin^2 \beta}}{G \cos \beta} > \operatorname{tg} \varphi \quad (9.6)$$

waaruit volgt:

$$F_{kr \beta} = \sqrt{G^2 \cos^2 \beta \operatorname{tg}^2 \varphi - G^2 \sin^2 \beta} \quad (9.7)$$

zodat:

$$k_d = \frac{F_{kr \beta}}{F_{kr 0}} = \frac{\sqrt{G^2 \cos^2 \beta \operatorname{tg}^2 \varphi - G^2 \sin^2 \beta}}{G \operatorname{tg} \varphi} = \cos \beta \sqrt{1 - \left(\frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \varphi} \right)^2} \quad (9.8)$$

De betrekking (9.8) is afkomstig van Lane (1953), maar lang daarvoor gaf Leiner (1912) dezelfde uitdrukking voor de reductiefactor k_d in een andere

goniometrische vorm. Evenals bij k_l geldt $k_d = 1$ voor $\beta = 0$ en $k_d = 0$ voor $\beta = \varphi$.

In geval een combinatie optreedt van langshelling en dwarsshelling, moeten beide reductiefactoren worden toegepast. De kritieke waarde van τ (of φ) zal dan in het totaal gereduceerd worden met een factor:

$$k_{\text{tot}} = k_l \cdot k_d \quad (9.9)$$

Zowel onderzoeken van Ramette (1963) naar de stabiliteit van stenen op dwarshellingen van 1 : 2 en 1 : 3 als metingen aan een in dwarsrichting hellend bed van zeegrind in het W.L. (M 1048) gaven een goede bevestiging van de theoretisch afgeleide waarde van k_d volgens relatie (9.8). In beide gevallen was dus in voldoende mate aan de gestelde uitgangsvoorwaarden voldaan. Bij fijnere materialen (aandeel secundaire schuifspanning relatief groot), sterke liftkrachten of uitgesproken secundaire stromen kunnen afwijkingen worden verwacht.

Afgezien hiervan doet zich bij hellingen dwars op de stroomrichting in het algemeen nog het probleem voor, hoe de door de stroom op de bodem uitgeoefende schuifspanning over het dwarsprofiel verdeeld is (vergelijk paragraaf 5). Voor de praktische toepassingen van de bovenafgeleide relaties (bijvoorbeeld op kanaalprofielen) dient eerst deze vraag naar de schuifspanningsverdeling hetzij theoretisch, hetzij door middel van metingen, te worden beantwoord.

10. Praktische toepassingen

Stabiliteit van kanalen

Voor het ontwerp van niet-uitschurende kanaalvormen is de stabiliteit van het materiaal op de oevers belangrijk. Het minst kostbare profiel wordt verkregen indien in alle punten van het profiel de deeltjes juist in evenwicht zijn. Om praktische redenen zullen afwijkingen hiervan soms noodzakelijk zijn.

De invloed van een taludhelling op τ_{kr} wordt gegeven door vergelijking (9.8). Voor de locale schuifspanning $\tau(x)$ kan worden aangenomen

$$\tau(x) = \tau_{\text{max}} \frac{h(x)}{h_{\text{max}}} \cdot \cos \beta(x) \quad (10.1)$$

waarin τ_{max} = schuifspanning in het midden van het profiel
 $h(x)$ = locale waterdiepte op afstand x van de waterlijn
 h_{max} = waterdiepte in het midden van het profiel
 $\beta(x)$ = locale taludhelling (zie figuur 10.1)

Uit (9.8) en (10.1) kan worden afgeleid (zie Koechlin 1924) dat geldt:

$$\frac{h}{h_{\text{max}}} = \sin \left(\frac{x}{h_{\text{max}}} \cdot \tan \varphi \right) \quad (10.2)$$

$$\text{De kanaalbreedte bedraagt dan } B = \pi \cdot h_{\text{max}} \cdot \tan \varphi \quad (10.3)$$

en het oppervlak:
$$A = (2/\pi) \cdot h_{\max} \cdot B \quad (10.4)$$

Bij de relatie voor $\tau(x)$ is uiteraard de invloed van secundaire stroming op de schuifspanningsverdeling buiten beschouwing gelaten.

Door Olsen en Florey (1952) is met behulp van een aanvechtbare relatie tussen schuifspanning en snelheidsgradiënt de schuifspanningsverdeling in trapeziumvormige kanalen berekend. Bij taludhellingen van 1 : 2 en 2 : 3 bedroeg $\tau_{\text{talud}} \approx 0,75 p g h_{\max}$ voor $B/h_{\max} > 2$. Bretting (1958) berekent eveneens een stabiele kanaalvorm, rekening houdend met liftkrachten waardoor de profielen relatief ondieper worden. Voor $\varphi = 30^\circ$ vindt hij $B = 9,2 h_{\max}$ terwijl uit (10.3) volgt $B = 5,4 h_{\max}$ (zie figuur 10.1). In beide benaderingen kon uiteraard de kanaalbreedte worden vergroot door een middendeel met constante waterdiepte toe te voegen.

Voor het ontwerp van stabiele kanalen is een relatie tussen τ_{kr} en de gemiddelde materiaaldiameter noodzakelijk. Een keuze is moeilijk door de grote verschillen in niet-cohesief materiaal (Shields) en cohesief materiaal (zie figuur 2.3 van deel II). Uit deze figuur blijkt, dat de ontwerplijn van Lane voor "schoonwater" kanalen overeenkomt met die volgend uit proeven met cohesief materiaal. Een volledig overzicht van Lane's ontwerpgegevens is weergegeven in figuur 10.2. De grote waarden van τ_{kr} in het gebied 100 - 500 μ worden mogelijk ook veroorzaakt door het gebruik van een grote n-waarde (Manning) bij de omzetting van snelheid naar schuifspanning. Voor een eventuele berekening van kritieke snelheden moeten dezelfde waarde van n (0,02 - 0,025) worden gebracht in de relatie:

$$\bar{u} \text{ (ft ps)} = 1,49 \cdot n^{-1} \cdot R^{2/3} \cdot i^{1/2} \quad (R \text{ in ft}) \quad (10.5)$$

Bij gebruik van Shield's kromme voor niet-cohesief materiaal kan de korrelgrootte als ruwheidsmaat in de Chezy formule worden genomen. De keuze hangt af van de samenstelling van de kanaalbodem.

Voor de hoek van natuurlijk talud kunnen de waarden gegeven door Simons (1960) worden aangehouden (figuur 10.3). Een grafiek van de τ_{kr} reductie op taluds is gegeven in figuur 10.4. In deze grafiek is tevens de waarde 0,75 aangegeven (zie boven). Uittredend grondwater kan een reductie in de hoek van natuurlijk talud veroorzaken.

Voor bochtige kanalen geeft Lane (1952) een reductie in de toelaatbare schuifspanning volgens onderstaande tabel:

mate van bochtigheid	reductie van τ_{kr}	reductie van u_{kr}
recht kanaal	1,0	1,0
licht bochtig	0,9	0,95
matig bochtig	0,75	0,87
zeer bochtig	0,6	0,78

De weergave van de stabiliteit van kanalen in een modelproef kan het beste gebeuren door bepaling van de u_{*kr} verhouding volgens Shields en een correctie voor de snelheidsschaal volgens de C-waarden.

$$n_{\bar{u}_{kr}} = n_{u_{*kr}} \cdot n_C \quad (10.6)$$

Stabiliteit van stortsteen

Toepassing van Shield's kromme voor het begin van beweging van stortsteen geeft te grote waarden voor de snelheid omdat het criterium hierbij "general movement" was. Als een redelijke waarde voor de parameter ψ_{kr} kan worden aangehouden:

$$\psi_{kr} = u_{*kr}^2 / \Delta g D = 0,04 \quad (10.7)$$

Voor het omzetten van u_{*kr} in $\bar{u}$ worden de volgende gegevens aangenomen:

$$h/D = 5 \quad k_s/D = 2$$

$$\bar{u}/u_{*kr} = 5,75 \log 12 h/k_s$$

Uit (10.7) volgt dan:

$$\bar{u}_{kr} = 1,7 \sqrt{\Delta g D} = 1,2 \sqrt{2 g \Delta D} \quad (10.8)$$

zijnde de waarde van $\bar{u}_{kr}$ gegeven door Isbash (1935) voor een steen in een horizontaal bed. Voor een geïsoleerde steen op de kruin van een dam geeft Isbash:

$$\bar{u}_{kr} = 0,86 \sqrt{2 g \Delta D} \quad (10.9)$$

De definitie van D door de verschillende auteurs is niet duidelijk. Een praktische maat is de nominale diameter:

$$D_n = \left[6/\pi \cdot \text{volume} \right]^{1/3}$$

Voor de zandfractie is deze diameter ongeveer gelijk aan 1,1 maal de zeef-diameter volgens Kennedy (1961).

Veel onderzoekers geven relaties voor een kritieke bodemsnelheid zonder definitie van het begrip "bodem". Bij een verhouding bodemsnelheid/gemiddelde snelheid van 0,6 à 0,7 volgt uit (10.8):

$$u_b = (1,0 \text{ à } 1,2) \sqrt{\Delta g D} = (4-5) \sqrt{D} \quad \text{voor } \Delta = 1,65$$

Dit komt overeen met formules gegeven door vroegere onderzoekers (paragraaf 2).

Een algemeen geldende relatie voor $\bar{u}_{kr}$ moet ook de verhouding h/D bevatten zoals in de formules van:

$$\text{Levi} \quad \bar{u}_{kr} = 1,4 \sqrt{\Delta g D} \cdot (h/D)^{1/5} \quad (10.10)$$

$$\text{Shamov} \quad \bar{u}_{kr} = 4,4 \sqrt{D} \cdot (h/D)^{1/6} \quad (10.11)$$

$$\text{Goncharov} \quad \bar{u}_{kr} = \log (8,8 h/D) \cdot \sqrt{2 \Delta g D/a} \quad (10.12)$$

waarin: $a = 3,5$ voor absolute rust

$a = 1,75$ voor instabiliteit

afwel B72 blz 411
formule (4.45)

$$\bar{u} = \frac{u_{*kr}}{k} \ln 12 \frac{h}{k}$$

$$\bar{u} = 2,3 \times \frac{1}{0,4} u_{*kr} \log 12 \frac{h}{k}$$

$$\frac{u^2}{2gD} = 0,86^2$$

$$\frac{u_{*kr}}{k} \ln \frac{32,2}{k}$$

$$\frac{u_{*kr}}{k} = 2,3 \log 12 \frac{h}{k}$$

D.T.O. 1/1

De relaties zijn gegeven in figuur 10.5, samen met de relatie afgeleid uit 10.7 en de daarbij gegeven aannamen:

$$\bar{u}_{kr} = 1,15 \log (6 h/D) \cdot \sqrt{\Delta g D} \quad (10.13)$$

In de grafiek zijn ook de resultaten van W.L.-proeven met basalt ($D_{50} = 1 - 11$ cm) en grind ($D_{50} = 1 - 9$ cm) in waterdiepten van 0,5 - 1,0 m gegeven. De proeven stemmen goed overeen met (10.13) en (10.12) voor $a = 1,75$. Het bij de proeven gebruikte criterium was "begin van beweging van de stenen".

Proeven ten aanzien van de stabiliteit van stenen op een dam met lage kruin (lengte/waterdiepte op de kruin = 5) gaven als resultaat:

$$\bar{u}_{kr} = 1,4 \log (3,5 h/D) \cdot \sqrt{\Delta g D} \quad (10.14)$$

Bij deze proeven werd enige schade geaccepteerd. De waarde 3,5 in plaats van 6 is een gevolg van het niet volledig ontwikkeld zijn van de stroming over de kruin. Uit de proeven met dammen met een scherpe kruin en taluds 1 : 2 volgde:

$$\bar{u}_{kr} = 1,4 \log (1,5 h/D) \cdot \sqrt{\Delta g D} \quad (10.15)$$

Toepassing van een verhouding $h/D = 5$ leidt tot:

$$\bar{u}_{kr} = 1,22 \sqrt{\Delta g D} = 0,86 \sqrt{2 g \Delta D}$$

zoals ook door Isbash was gegeven voor een steen op de damkruin.

Voor stenen in bodembeschermingen benedenstrooms van woelbakken of dammen moet de toelaatbare waarde van u_{kr} worden gereduceerd. Cox (1958) neemt een reductiefactor van 0,7 voor deze gevallen. Indien de relatieve turbulentiegraad $r = u'/u$ bekend is, dan kan de reductiefactor worden bepaald uit:

$$\frac{\bar{u}(r)}{\bar{u}_{kr}} = \frac{1,45}{1 + 3r}$$

waarin een waarde van $r = 0,15$ is aangehouden voor de relatieve turbulentie intensiteit in uniforme stroming over een ruw bed. De waarde $(1 + 3r)$ is genomen omdat dit ongeveer de verhouding van piek tot gemiddelde snelheid geeft. De reductie van $\bar{u}_{kr}$ heeft een zeer grote invloed op het steengewicht daar dit met de 6^e macht van de snelheid varieert. als $u_{kr} / \sqrt{\Delta g D}$ dan moet een waarde van 10.13 worden genomen.

Voor stenen op een helling met hoek α in de stroomafwaartse richting moet een reductiefactor worden toegepast (vgl. 9,5)

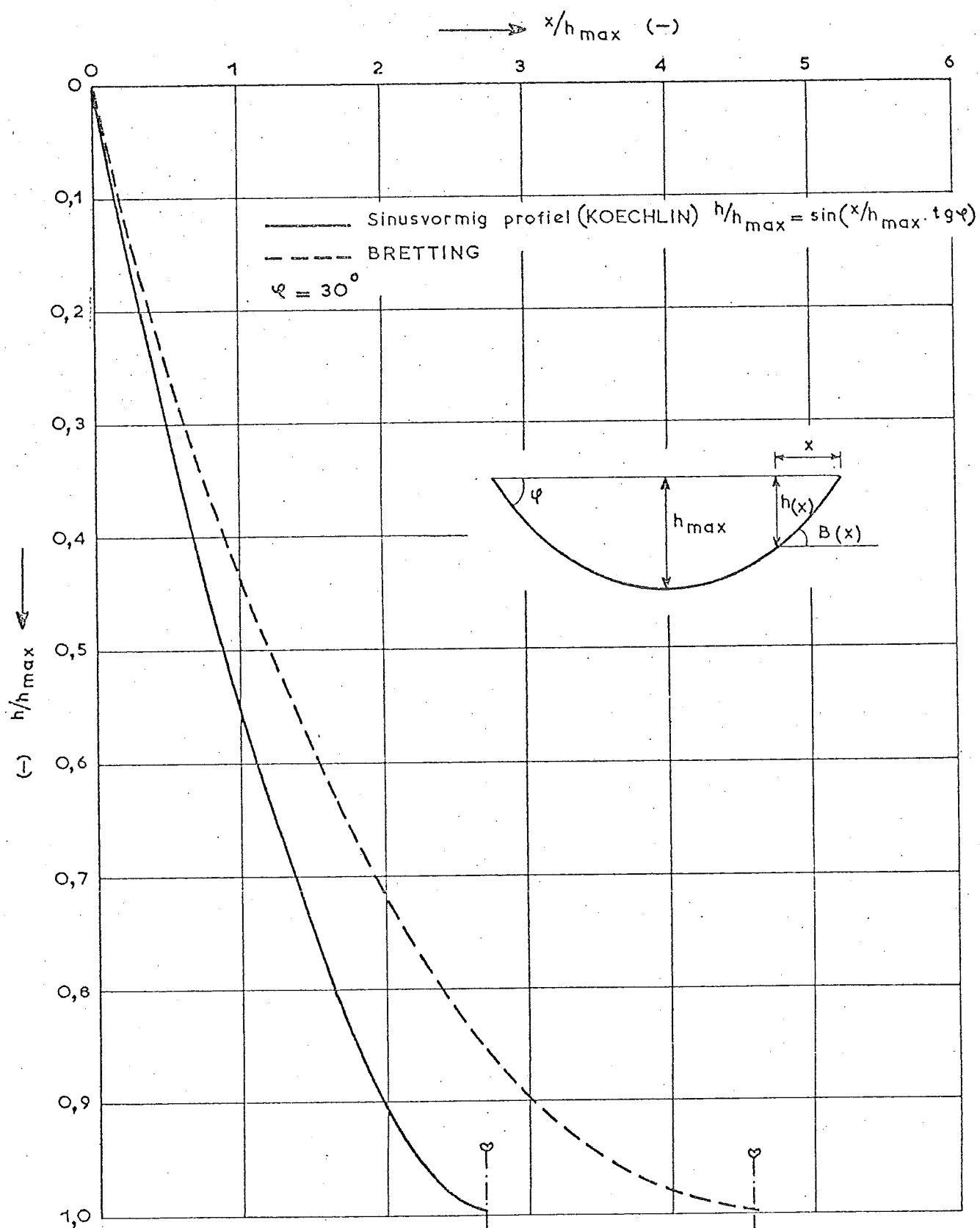
$$\bar{u}(\alpha) / \bar{u}_{kr} = \sqrt{\cos \alpha - \sin \alpha \tan^{-1} \varphi} = \sqrt{\frac{\sin(\varphi - \alpha)}{\sin \varphi}} \quad (10.16)$$

Voor gebroken steen is $\varphi \approx 45^\circ$ zodat (10.16) luidt:

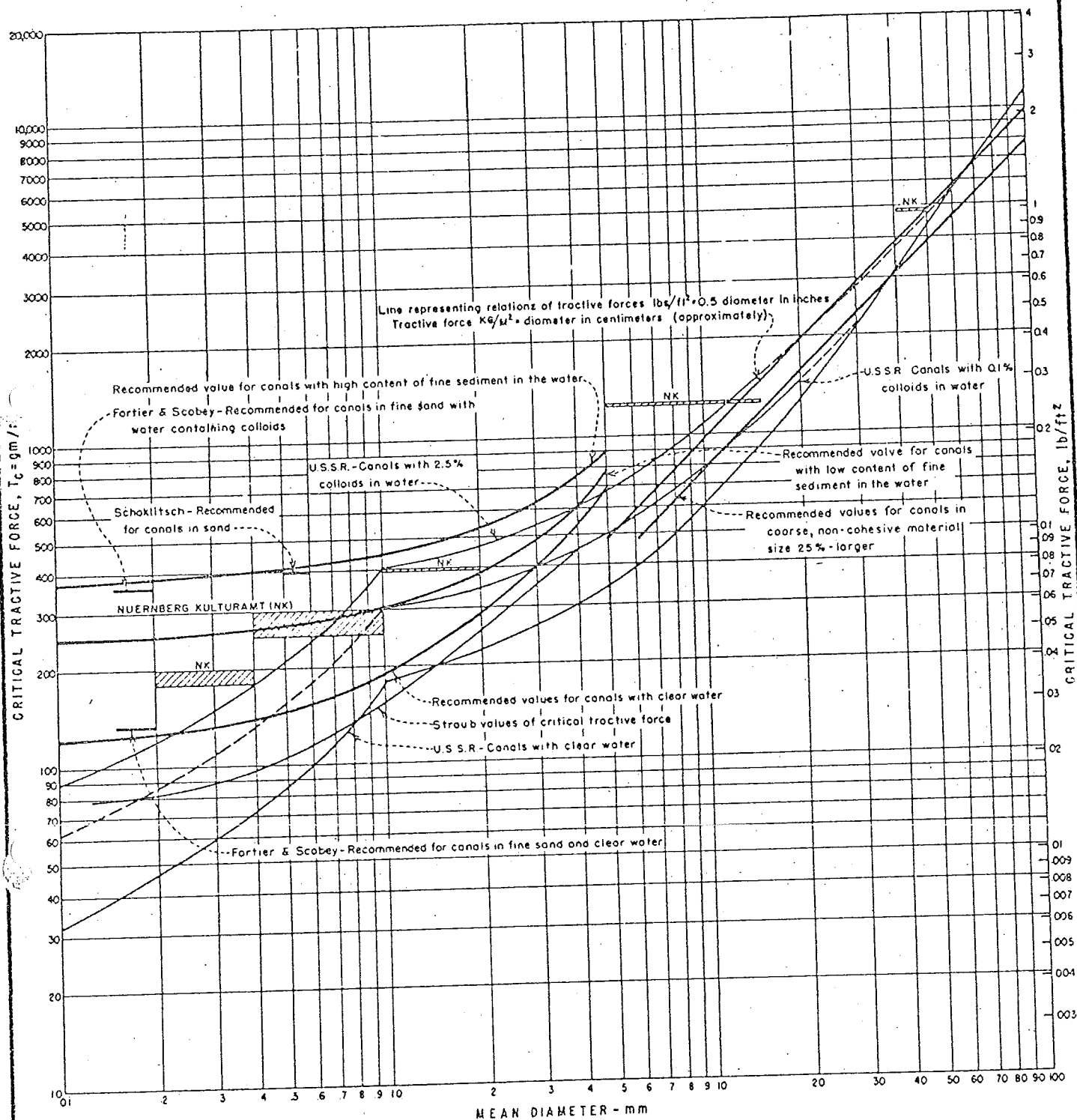
$$\bar{u}(\alpha) / \bar{u}_{kr} = \sqrt{\cos \alpha - \sin \alpha} = \sqrt{\frac{\sin(\frac{\pi}{4} - \alpha)}{\frac{1}{\sqrt{2}}}}$$

zoals gegeven door Isbash. De invloed van de gradatie van de steen is zeer gering, zolang de verhouding van maximum tot minimum gewicht kleiner dan 10 is. De gemiddelde maat kan dan als maatgevend worden beschouwd.

Voor materiaal groter dan 2 mm is ψ_{kr} constant (Shields). Voor deze materialen zijn de schaalregels eenvoudig. Verkleining van de steengrootte op lengteschaal en toepassing van de Froudeschaal voor de snelheid geeft een volledige gelijkvormigheid zolang het materiaal in het model groter dan 2 mm blijft.

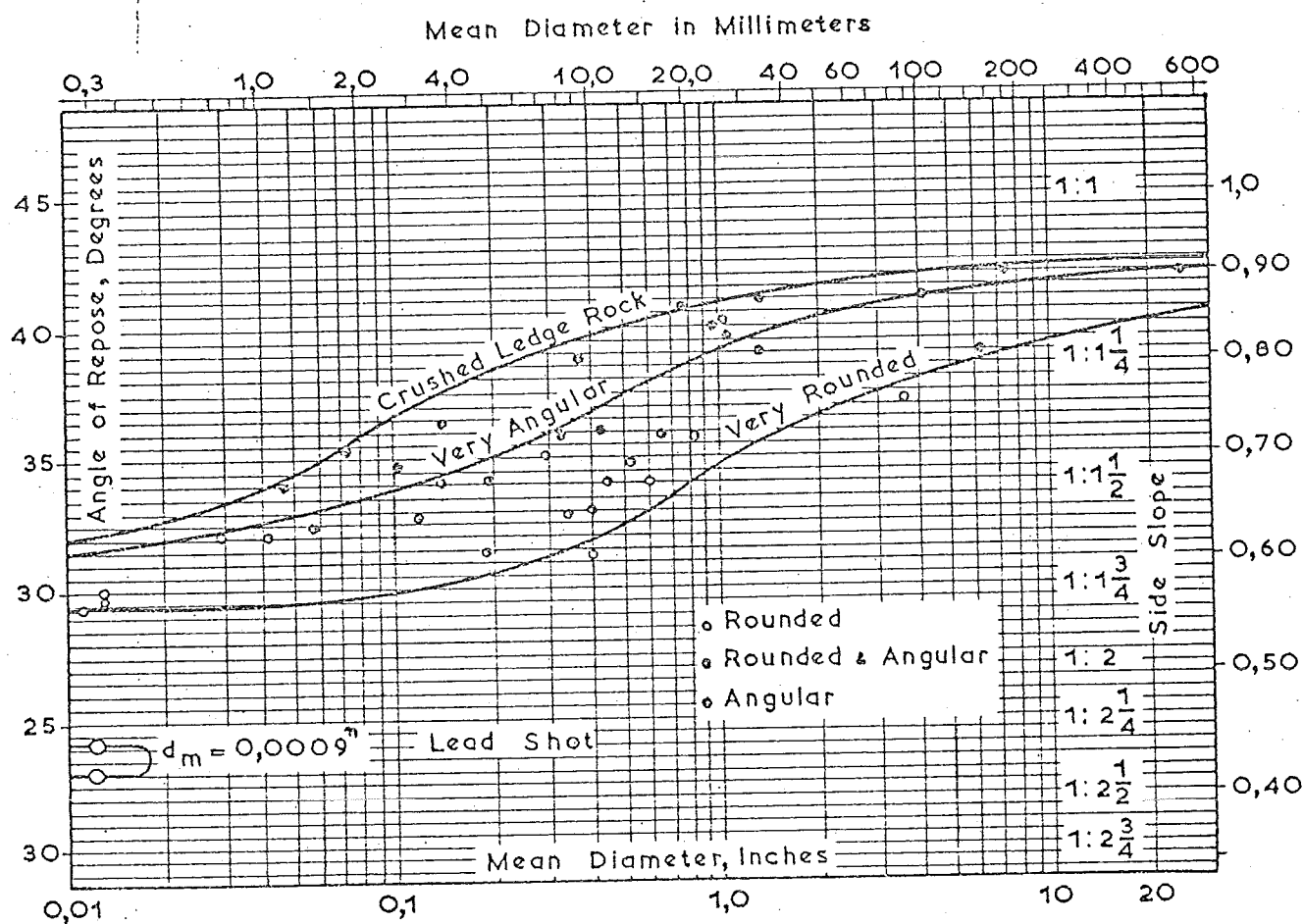


FIGUUR 10.1 ONTWERPGEGEVENS VOLGENS
KOECHLIN EN BRETTING

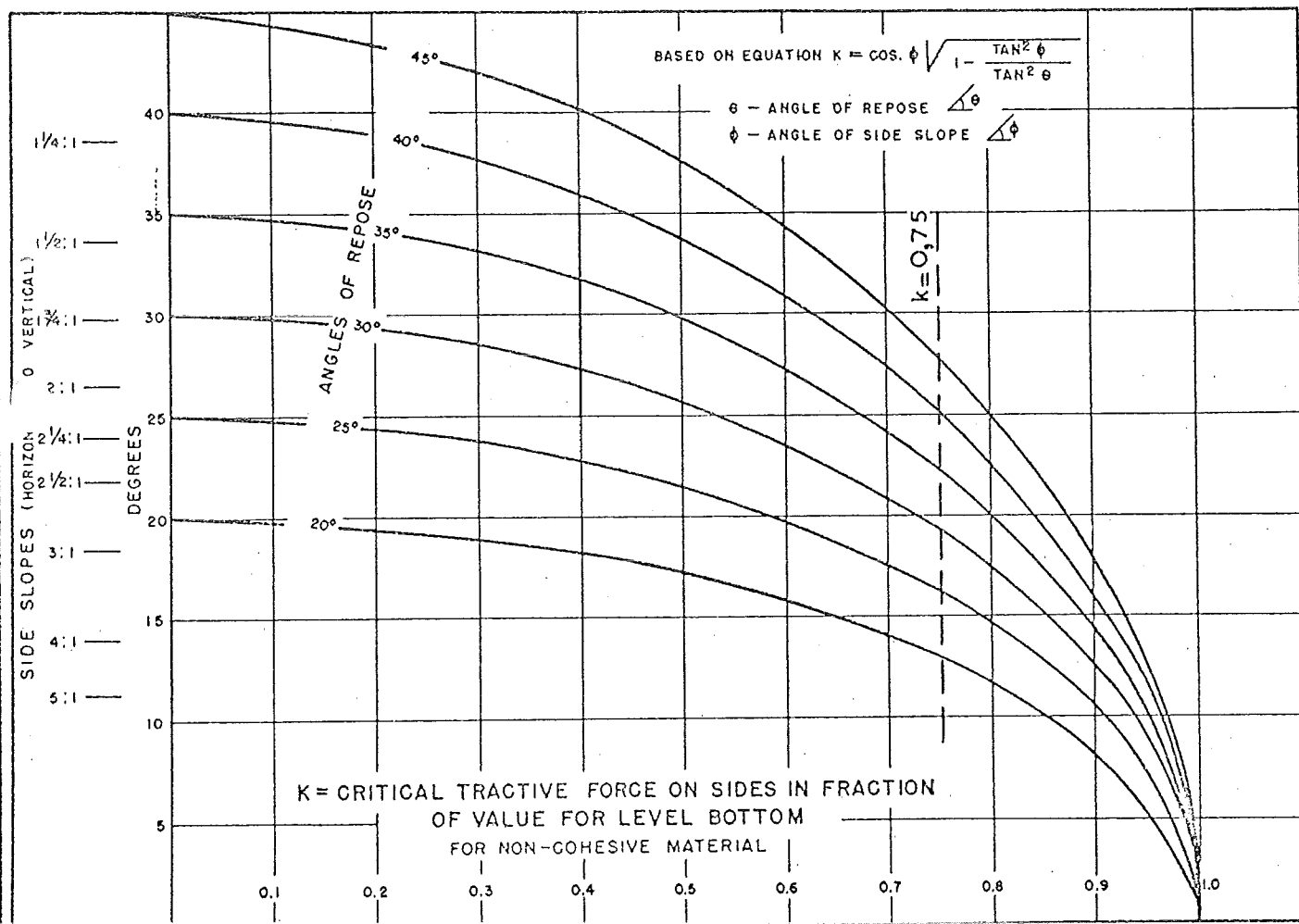


LIMITING TRACTIVE FORCES
 recommended for canals
 and
 observed in rivers

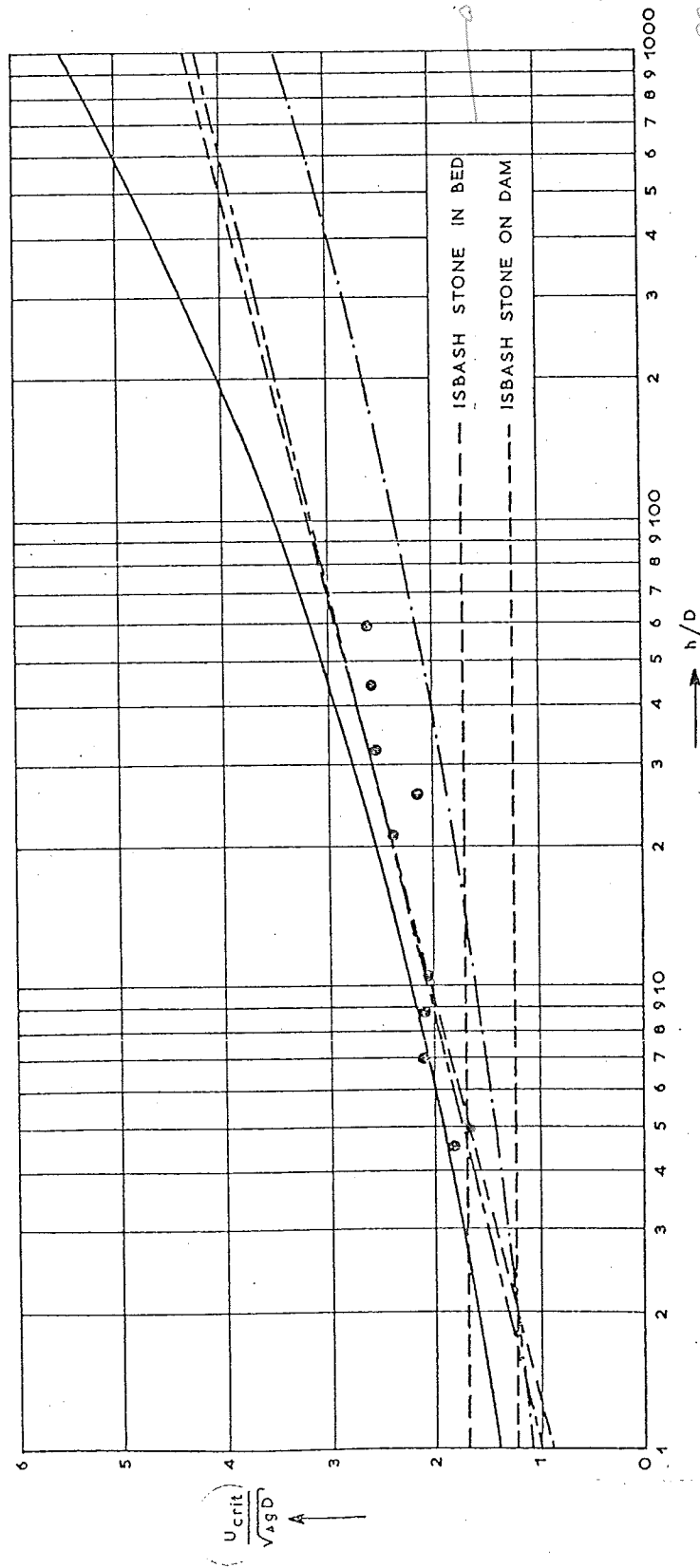
FIGUUR 10.2 ONTWERPCRITERIA VOLGENS LANE



FIGUUR 10.3 HOEK VAN NATUURLIJK TALUD
VOLGENS SIMONS



FIGUUR 10.4 REDUCTIE τ_{kr} OP TALUDS
VOLGENS LANE



EXPERIMENTS DELFT HYDRAULICS LABORATORY (M. 598)

BASALT GRAVEL

$D_{50} = 1-11\text{cm}$ $D_{50} = 1-9\text{cm}$

LEVI

EQUATION (10.13) = Shields

GONCHAROV

SHAMOV

ISBASH STONE IN BED

ISBASH STONE ON DAM

FIGUUR 10.5 STABILITEIT VAN STORTSTEEN

II Erosiebestendigheid van cohesief bodemmateriaal

1. Inleiding

De erosiebestendigheid van cohesief materiaal is van belang voor de bepaling van de stabiliteit van kanaalbodem en oever. Voor een bruikbare karakterisering van het materiaal zal gezocht moeten worden naar een correlatie tussen de kritieke bodemschuifspanning τ_{kr} en de fysische eigenschappen van het materiaal. In de volgende paragraaf wordt een overzicht gegeven van het werk van een aantal onderzoekers, die de bruikbaarheid van grootheden zoals de "vane shear stress", plasticiteitsindex en gemiddelde diameter hebben onderzocht.

2. Literatuuroverzicht

Tot 1959 is weinig onderzoek aan cohesief materiaal verricht. Lane (1953) geeft een aantal waarden voor de kritieke snelheid (uit Russische literatuur):

Materiaal	los	tamelijk compact	compact
zandige klei	0,45 m/sec	0,9 m/sec	1,25 m/sec
klei	0,35 "	0,8 "	1,2 "
schrale kleiachtige bodem	0,30 "	0,7 "	1,05 "

Een serie proeven met 16 materialen werd verricht door Dunn (1959). De monsters werden gedroogd, met water verzadigd en tussen poreuze platen samengedrukt. De schuifspanning werd opgewekt met een waterstraal, die door een wand loodrecht op de straal werd afgebogen. Het monster werd op enige afstand van het stuwpunt van de straal in de wand aangebracht. De wandschuifspanning werd bepaald door ijking met een krachtmeter. De kritieke schuifspanning τ_{kr} , gedefinieerd als die waarde waarbij het water troebel werd, kon worden gecorreleerd aan de "vane shear stress (S_v)"

$$\tau_{kr} = 1,0 + (0,001 S_v + 9,0) \tan \theta. \quad \left[S_v = 5000 - 15000 \text{ N/m}^2 \right] \quad (2.1)$$

De minimale waarde werd gevonden voor $D = 170 \mu$ ($u_{*kr} = 4,3 \text{ cm/sec}$), de maximale waarde werd gevonden voor $D = 14 \mu$ ($u_{*kr} = 15 \text{ cm/sec}$). Deze hoge waarden zijn mogelijk een gevolg van de grote mechanische sterkte van het materiaal.

De waarden van θ . konden worden gecorreleerd met p_{60} , het percentage materiaal kleiner dan 60μ :

$$\theta = 0,6 p_{60} \quad (\text{figuur 2.1}) \quad (2.2)$$

en met de plasticiteitsindex P.I. voor $P.I. > 5$:

$$\theta = 30 + 1,7 \cdot P.I. \quad (\text{figuur 2.1.})$$

De gemeten waarden van u_{*kr} zijn vergeleken met de gemiddelde diameter in figuur 2.3 Hierbij is voor de kritieke schuifspanning de gemiddelde waarde van proeven met één materiaal aangehouden.

De stabiliteit van 11 materialen is door Smerdon en Beasley (1959) onderzocht: Het materiaal werd over een lengte van 5 m in een goot aangebracht. Bij het begin van beweging werd τ_{kr} bepaald door meting van het verhang. Bepaling van τ_{kr} uit snelheidsprofielen gaf te lage waarden. τ_{kr} werd gecorreleerd met:

de plasticiteitsindex $\tau_{kr} = 0,16 \text{ P.I.}^{0,84} [\tau_{kr} \text{ in N/m}^2]$ (2.4)

de gemiddelde diameter $\tau_{kr} = 0,5 \cdot 10^{28,1 \cdot D} [D \text{ in mm}]$ (2.5)

en met het percentage klei $\tau_{kr} = 0,5 \cdot 10^{0,0183P_c}$ (2.6)

Voor de meetresultaten kan worden verwezen naar de tabel in figuur 2.2.

De waarden van τ_{kr} zijn aanzienlijk lager dan die gemeten door Dunn bij gelijke gemiddelde diameter. Dit kan worden veroorzaakt door de kleine mechanische sterkte van het materiaal bij de proeven van Smerdov en Beasley. Het materiaal werd niet verdicht maar alleen gevlakt.

Door Carlson en Enger (1962) zijn metingen verricht aan een groot aantal (ca 100) monsters, gestoken uit bestaande kanalen. In een ronde tank werd met schoepen water in beweging gebracht, zodat op een in de bodem geplaatst monster een schuifspanning werd uitgeoefend. De kritieke schuifspanning τ_{kr} werd bepaald door ijking van het apparaat met zandsoorten waarvan τ_{kr} bekend was. Van de monsters werd eveneens de korrelverdeling, plasticiteitsindex, dichtheid, vane shear stress etc. bepaald. Verschillende lineaire correlaties tussen τ_{kr} en de materiaaleigenschappen zijn onderzocht. Met een aantal combinaties kon een goede correlatie worden bereikt. Het bezwaar van de gevolgde methode is evenwel het ontbreken van fysisch inzicht en de onzekerheid van extrapolatie bij afwijkende condities. De waarden van τ_{kr} varieerden van $0,9 - 2,7 \text{ N/m}^2$ ($u_{*kr} = 3 - 5 \text{ cm/sec}$) voor $D = 3 - 100 \mu$. In figuur 2.3 zijn de waarden van u_{*kr} als functie van de diameter uitgezet. Deze waarden nemen iets af met toenemende diameter. Bij $D = 100 \mu$ bedraagt u_{*kr} nog ca $3,5 \text{ cm/sec}$, wellicht te wijten aan de aanwezigheid van fijner materiaal. Voor homogeen, niet cohesief materiaal zou u_{*kr} ca $1,2 \text{ cm/sec}$ hebben bedragen. Uit de metingen blijkt wel enige relatie tussen τ_{kr} en de "vane shear stress". De variatie in de "vane shear stress" is te gering ($25 - 100 \text{ N/m}^2$) voor een duidelijk beeld.

Door Abdel-Rahman (1963) zijn in een goot enkele proeven gedaan met één kleisoort ($D = 10 \mu$). Voor τ_{kr} werd ca $0,9 \text{ N/m}^2$ ($u_{*kr} = 3 \text{ cm/sec}$) gevonden, bij een "vane shear stress" van ca 11000 N/m^2 . Bij grotere schuifspanningen werd ook de erosiesnelheid gemeten. De bepaling van de schuifspanning lijkt evenwel weinig betrouwbaar, daar bij een 1,2 maal grotere snelheid een 4 maal grotere schuifspanning werd gemeten.

De proeven van Moore en Masch (1962), waarin de erosie van een monster onder de invloed van een waterstraal werd bepaald, zijn van weinig belang door het kwalitatieve karakter van de metingen.

Door Flaxman (1963) is de invloed van de druksterkte en doorlatendheid van het materiaal op de erosiebestendigheid van een aantal kanalen bepaald. Bij analyse van 13 monsters bleek een goede correlatie tussen doorlatendheid en druksterkte. De invloed van de druksterkte op τ_{kr} is evenwel niet significant, hoewel er een tendens tot toename met de druksterkte is.

Partheniades (1965) heeft de erosiesnelheid voor één soort klei ($60 \text{ }^{\circ}/\text{o} < 2 \mu$). De waarde van u_{*kr} bedroeg ca 2,0 cm/sec en was weinig afhankelijk van de mechanische sterkte van het materiaal. Dit bleek uit vergelijking van proeven met een normaal bed en een bed gevormd door uitvlokken van hetzelfde materiaal in suspensie.

Tang Cun Ben (1962) geeft voor $1 \mu < D < 10 \text{ mm}$ een relatie voor

u_{*kr} :

$$u_{*kr} = 0,114 \left[3,2 \Delta g D + \left(\frac{\rho_k - \rho}{1,6} \right)^{10} \cdot \frac{2,9 \times 10^{-4}}{\rho D} \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

waarin: u_{*kr} = kritieke schuifspanningssnelheid [cm/s]

Δ	= $(\rho_k - \rho)/\rho$	cm
D	= diameter	cm
g	= versnelling zwaartekracht	cm/s ²
ρ_k	= dichtheid bodenmateriaal	g/cm ³
ρ	= dichtheid vloeistof	g/cm ³

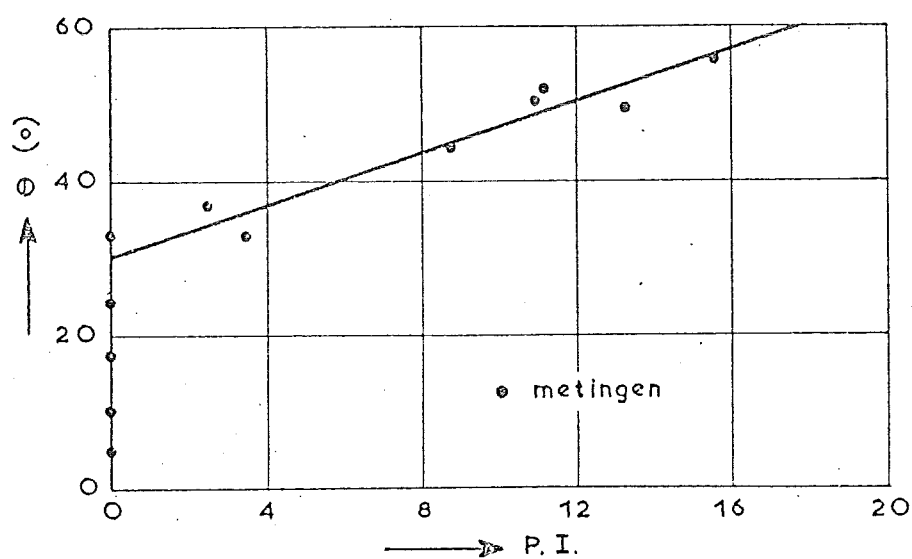
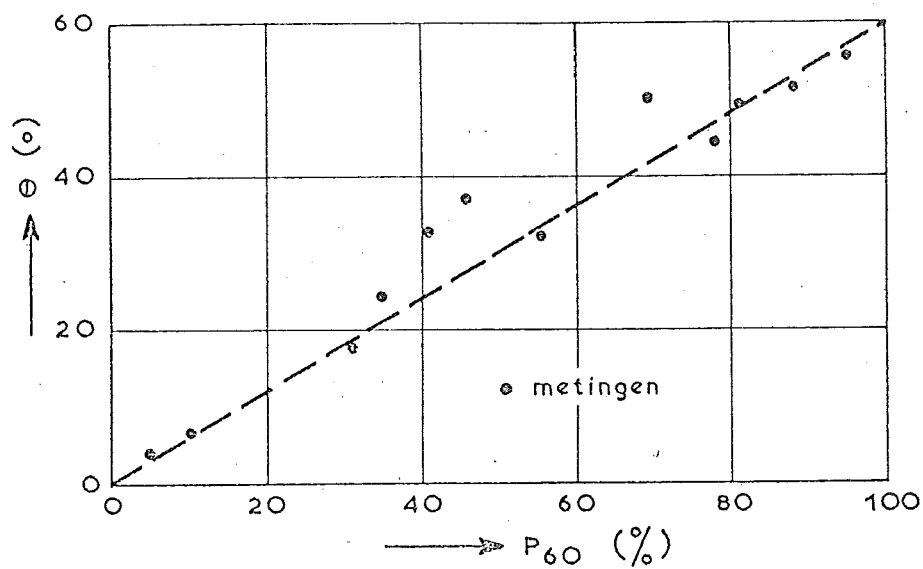
De relatie volgens (2.7) is weergegeven in figuur 2.3.

Voor het gedrag van niet geconsolideerde materialen zijn van belang de artikelen van Thomas (1961) en Einstein en Krone (1962). Thomas heeft de weerstand tegen afschuiving (τ_a) bepaald voor suspensies met behulp van een viscosimeter. Deze schuifspanning nam toe met de concentratie (c_a) en af met de diameter van het materiaal. Ook de zuurgraad was van belang. De relatie tussen τ_a en τ_{kr} is evenwel onbekend. Volgens Krone nam τ_a lineair met de concentratie toe voor een klei met $D = 1 \mu$. Voor een niet geconsolideerd bed bedroeg u_{*kr} ca 1,0 cm/sec.

Door Migniot (1968) is een zeer gedetailleerd verslag gegeven van de invloed van de consolidatie op de erosiebestendigheid van slib.

3. Samenvatting

Uit de samenvatting van de literatuur en figuur 2.3 blijkt, dat een eenvoudige correlatie tussen materiaalgrootheden en de kritieke schuifspanning τ_{kr} niet mogelijk is. Wel blijkt een toename van τ_{kr} met de mechanische sterkte van het materiaal en een afname van τ_{kr} met de gemiddelde diameter. Voor een nauwkeurige bepaling van τ_{kr} voor een willekeurig geval zal derhalve in het algemeen een meting noodzakelijk zijn.

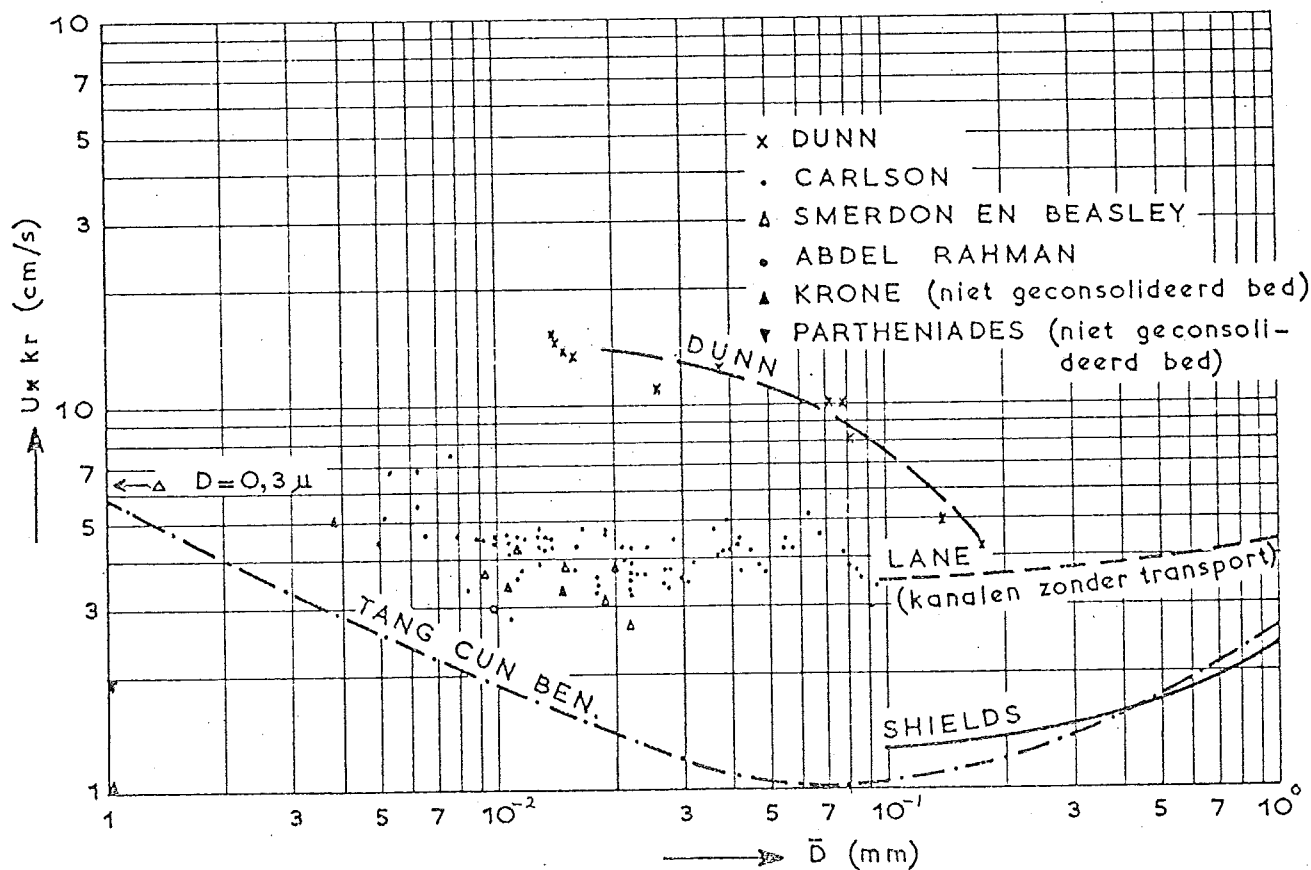


METING	θ	P_{60}	P.I.	$\bar{D}$	τ	U_*
	°	%	—	$m \times 10^{-6}$	N/m ²	cm/s
1	50,5	69	11,1	22	18,5	13,7
2	24,5	35	0	72	11,0	10,5
4	33,0	41	0	78	10,0	10,0
5	17,5	31	0	81	7,0	8,4
6	37,0	46	2,5	38	15,0	12,2
7	44,5	78	8,8	16	18,5	13,6
8	49,5	81	13,3	15	19,5	14,0
9	33,0	56	3,5	26	12,0	11,0
10	52,0	88	11,2	14	22,0	14,8
11	56,0	95	15,6	14	23,0	15,0
12	6,5	10	0	139	2,5	5,0
13	4,0	5	0	173	1,9	4,3

FIGUUR 2.1 METINGEN VAN DUNN

METING	P. I.	$\bar{D}$	perc.klei	τ_{kr}	U_{*kr}
		$m \times 10^{-6}$	%	N/m^2	cm/s
1	10,2	19,2	15,3	0,96	3,1
2	12,4	20,3	17,9	1,54	3,9
3	6,6	21,5	16,6	0,75	2,7
4	14,0	13,0	24,3	1,05	3,2
5	14,1	9,4	30,2	2,20	4,7
6	44,1	0,3	57,5	4,25	6,5
7	14,1	15,0	22,9	1,56	3,9
8	8,2	14,7	16,8	1,08	3,3
9	18,4	10,8	30,7	1,16	3,4
10	15,3	11,2	24,5	1,85	4,3
11	39,4	3,8	44,1	2,60	5,1

FIGUUR. 2.2 METINGEN VAN SMERDON EN BEASLEY



FIGUUR. 2.3 RELATIE $U_{*kr} - \bar{D}$

III Literatur

- | | | |
|----------------|------|---|
| A. Brahms | 1753 | Anfangsgründe der Deich- und Wasserbaukunst, Aurich. |
| L.G. Dubuat | 1779 | Principes d'Hydraulique, Paris. |
| L.G. Dubuat | 1786 | Principes d'Hydraulique et de Pyrodynamique, Paris. |
| M. Lecreulx | 1809 | Examen critique de l'ouvrage de M. Dubuat, Paris. |
| W.R. Kutter | 1873 | Einfluss der Störungen der gleichförmigen Bewegung der Wasser auf die Geschwindigkeit desselben und etwas über die Geschiebeführung in Kändlen und Flüssen, Allgemeine Bauzeitung 38 p 272-292. |
| P. Du Boys | 1879 | Etudes du régime du Rhone et l'action exercée par les eaux sur un lit à fond de graviers indéfiniment affouillable. Annales des Ponts et Chaussées (5) 18 p 140-195. |
| W. Airy | 1885 | Minutes of Proc. Inst. of Civil Eng. 82 p 29. |
| O. Leiner | 1912 | Zur Erforschung der Geschiebe- und Sinkstoffbewegung, Zeitschr. f. Bauwesen 62 p 490-515. |
| A. Schoklitsch | 1914 | Über Schleppkraft und Geschiebebewegung, Leipzig und Berlin, W. Engelmann. |
| G.K. Gilbert | 1914 | The Transportation of Debris by Running Water, Professional Paper, nr. 86, U.S. Geological Survey, Washington. |
| F. Schaffernak | 1916 | Die Ausbildung von Gleichgewichtsprofilen in geraden Flussstrecken mit Geschiebebett, Mitt. der Versuchsanstalt für Wasserbau im Ministerium für öffentliche Arbeiten, 2 Folge, Wien. |
| R. Koechlin | 1924 | Mécanisme de l'eau, Biranger Paris. |
| F. Eisner | 1932 | Offene Gerinne, Handbuch der Experimentalphysik von Wien, Band 4 p. 293 e.v. |
| H. Kramer | 1932 | Modellgeschiebe und Schleppkraft, Mitt. der Preusz. Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, Heft 9. |
| F.T. Mavis | 1935 | The transportation of detritus by moving water, Univ. of Iowa, Studies in Engineering, Bull 5. |
| H.J. Casey | 1935 | Über Geschiebebewegung, Mitt. der Preusz. Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, Heft 19. |
| S.V. Isbash | 1935 | Construction of dams and other structures by dumping stones into flowing water, Trans. Scient. Res. Leningrad no. 17. |
| A. Shields | 1936 | Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung, Mitt. der Preusz. Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, Heft 26. |

- | | | |
|-----------------|------|---|
| F.T. Mavis | 1937 | The transportation of detribus by flowing water II, Univ. of Iowa, Studies in Engineering Bull. no. 11. |
| Ho Pang Yung | 1939 | Abhängigkeit der Geschiebebewegung der Kornform und der Temperatur.
Mitt. der Preusz. Versuchsanstalt für Wasser, Erd und Schiffbau,
Berlin, Heft 37. |
| C.M. White | 1940 | The equilibrium of grains on the bed of a stream, Proc. Roy. Soc. London, Series A no 958 vol. 174, p 332. |
| O.J. Olsen, | 1952 | Sedimentation studies in open channels, Lab. Rep. no. Sp 34, Bureau of Reclamation, Washington. |
| Q.L. Florey | | |
| E.W. Lane | 1952 | Progress report on results of studies on design of stable channels,
U.S. Bureau of Recl. Hydr. Lab. Rep. 352. |
| E.W. Lane | 1953 | Progress report on studies on the design of stable channels, Proc. ASCE 79 sept. 280. |
| E.W. Lane, | 1954 | Some observations on the effect of particle shape and the movement of coarse sediments.
T.A.G.U. 35 (3) p 453-462. |
| E.J. Carlson | | |
| J. Laufer | 1954 | Structure of turbulence in fully developed pipeflow
NACA Rep. 1174. |
| A.T. Ippen, | 1955 | Motion of particles on a bed of a stream
Trans. ASCE 120 p. 921-938. |
| R.P. Verma | | |
| P.S. Klebanoff | 1955 | Characteristics of turbulence in a boundary layer.
NACA Rep. 1247. |
| D.B. Simons | 1957 | Theory and design of stable channels in alluvial materials, Colorado State Univ. Rep. CER 57 DB 17 May. |
| J. Pantelopulos | 1957 | Etude expérimentale du mouvement par charriage de fond d' un mélange de matériaux,
Proc. 7 th Congress IAHR, Lisbon, report D-30. |
| A.E. Bretting | 1958 | Stable channels,
Acta Polyt. Scandinavia 245 p. |
| R.G. Cox | 1958 | Velocity forces on submerged rock,
U.S.W.E.S. Vicksburg Misc. paper no 2-265. |
| I.S. Dunn | 1959 | Tractive resistance of cohesive channels,
Proc. ASCE 85 (Sm3) p1-24. |
| G.I. Shamov | 1959 | River sediments,
Leningrad Gidrometroizdat p 73-81. |
| R.T. Smerdon, | 1959 | The tractive force theory applied to stability of open channels in cohesive soils.
Coll. of Agriculture Agr. Exp. Station Res. Bull. 715 October. |
| R.P. Beasley | | |
| D.B. Simons, | 1960 | Uniform water conveyance channels in alluvial material
Proc. Am. Civ. Eng. 86, HY5, Paper 2484 pp 31-71. |
| M.L. Albertson | | |
| J.F. Kennedy | 1961 | The relation between the frequency distributions of diameters and fall-velocity of dediment particles.
J. Geoph. Res. 66 (12) p 4233-4246. |
| D.G. Thomas | 1961 | Transport charateristics of suspensions part III.
A.I. Ch.E.J. 7 (3) p 431-437. |
| R.B. Krone | 1962 | Flume studies on the transport of sediment in estuaries,
Hydr. Eng. lab. Univ. Calif. June. |

- 1974
- M. Ramette, 1962 Etude de l'entraînement des galets à l'aide de
M. Heuzel traceurs radio-actifs.
La Houille Blanche, no Special A p 389.
- E.J. Carlson, 1962 Tractive force studies of cohesive soils for design
P.F. Enger of earth canals.
US. Bur. of Recl. Denver Colo. Aug.
- V.S. Knoroz 1962 Protection naturelle des lits formés de matériaux a
granulométrie hétérogène.
Izv. Gidrot B.E. Vedenov 70 p 21-51.
- W.L. Moore, 1962 Experiments on the scour resistance of cohesive sediments.
F.P. Masch J. Geoph. Res. 67 (4) p 1437-1446.
- V.N. Goncharov 1962 Dynamics of channel flow,
Gidrometeorologicheskoe Izdatel'stvo, Leningrad.
- F.M. Flaxman 1963 Channel stability in undisturbed cohesive soils,
Proc. ASCE 89 (HY 2) p 87-96.
- N.M. Abdel-Rahman 1963 The effect of flowing water on cohesive beds.
Dr. Thesis E.T.H. Zurich.
- R.H. Livesey 1963 Channel armoring below Fort Randall Dam,
Proc. Fed. Interagency Sed. Conf. US Dept. of Agric.
Misc. Publ. 970 p 461-470.
- M. Ramette 1963 Protection de talus au moyen d'enrochements,
Bull Chatou. no. 3.
- Tang Cun Ben 1963 The threshold velocity of sediments.
Journ. Hydr. Eng. (2) Peking p 1-12.
- E. Partheniades 1965 Erosion and deposition of cohesive soils,
Proc. ASCE 91 (HY 1) p 105-139.
- J. Gessler 1965 Der Geschiebetriebbeginn bei Mischungen untersucht
an natürlichten Abflasterungserscheinungen in Kändlen,
Versuchsanstalt für Wasser und Erdbau E.T.H. Zurich no 69.
- C.M. Migniot 1968 Etude des propriétés physiques de différents sédiments
très fins et de leur comportement sous des actions hydro-
dynamiques,
La Houille Blanche 23 (7) p 591-620.
- C.R. Neill 1968 A re-examination of the beginning of movement for
coarse granular bed materials,
Publ. Hydr. Res. Station Wallingford.
- C.R. Neill, 1969 Quantitative definition of beginning of bed movement,
M.S. Yalin Proc. ASCE, Journal Hydr. Div., 95 no. HY 1, p 585-588.
- A.J. Grass 1970 Initial instability of fine bed sand,
Proc. ASCE, Journal Hydr. Div., 96 no. HY 3, p 619-632.
- E. Partheniades 1970 Erodibility of channels with cohesive boundary
Proc. ASCE 96 (HY 3) p 755-771.
- W.L. Verslagen
- M 731 - deel VI 1965 Geleidelijke sluiting; invloed van de vorm en gradering
op de stabiliteit van stortsteen.
- M 847/M 863 1969 Systematisch onderzoek naar twee- en driedimensionale
ontgrondingen, Informatie II.
- M 1048 1970 Begin van beweging van zeegrind op een talud.