

INVLOED VAN BREKENDE GOLVEN OP DE STABILITEIT  
VAN ZANDIGE KUSTEN

ir. J.N. Svašek

*W-68.083*

Inhoud:

1. Inleiding
2. Energie-overdracht naar de brandingszône
3. Specifiek transportvermogen  $Q$  (transportfunctie)
4. Stabiliteit van de kustlijn (refractie verwaarloosd)
5. Invloed van refractie op de stabiliteit van een kustvak
6. Verband tussen transportfunctie  $Q$  en waterdiepte  $a$
7. Toepassingsgebied en beperkingen van de transportfunctie
8. Statistische evaluatie van de transportfunctie
9. Samenvatting
10. Overzichten van symbolen en literatuur



## Inhoud:

1. Inleiding
2. Energie-overdracht naar de brandingszone
3. Specifiek transportvermogen  $Q$  (transportfunctie)
4. Stabiliteit van de kustlijn (refractie verwaarloosd)
5. Invloed van refractie op de stabiliteit van een kustvak
6. Verband tussen transportfunctie  $Q$  en waterdiepte  $a$
7. Toepassingsgebied en beperkingen van de transportfunctie
8. Statistische evaluatie van de transportfunctie
9. Samenvatting
10. Overzichten van symbolen en literatuur

8 bijlagen, genummerd 1 t/m 8

## 1. Inleiding

Een kustvak wordt stabiel genoemd indien in een lang tijdsbestek evenveel zand wordt aangevoerd als afgevoerd. Aan zeeën, waarvan het regime hoofdzakelijk door de windgolven wordt bepaald, past het evenwicht in de zandverplaatsingen loodrecht op de kust zich snel aan bij veranderingen van de golfbeweging. De verplaatsingen zijn meestal beperkt tot een betrekkelijk smalle zone langs de kust, b.v. in Nederland tot een ca 1000 m brede strook met diepten tot N.A.P. - 7 m. Op grotere diepten is het resulterende transport van zand loodrecht op de kust verwaarloosbaar. Uit vele onderzoeken (lit. 2 en 3) is namelijk gebleken, dat 90 à 95% van sedimentverplaatsingen plaats vindt in de brandingszone en op het natte strand. Hoewel dus de kustprofielen soms snel kunnen veranderen, en min of meer systematische seizoenvariëaties vertonen als gevolg van zandverplaatsingen loodrecht op de kustlijn, wordt een gestadige vooruitgang of achteruitgang van een kust voornamelijk door de veranderingen in het langtransport veroorzaakt.

Bij kusten met geringe hellingen (kleiner dan 1 : 20) wordt slechts van zeer lange en lage golven enige golfenergie teruggekaatst.

In de praktijk wordt dan ook aangenomen, dat alle golfenergie in de branding verloren gaat. Een gedeelte wordt in de branding omgezet in een zeer turbulente waterbeweging die veel bodemmateriaal in suspensie brengt. Voor een ander deel wordt de golfenergie omgezet in plaatselijke verhoging van de potentiële energie van het zeewater bij de kust. Deze opzet van de gemiddelde waterstand veroorzaakt een terugstroming van het water door een stelsel van zwinnen evenwijdig aan het strand en muiën. Ook deze stromen kunnen het bodemmateriaal opwervelen en transporteren.

Het transportvermogen voor sedimenten in suspensie is een gecompliceerde functie van de gemiddelde stroomsnelheid, van de graad van de turbulentie, van de diepte en van de eigenschappen van het sediment zelf. Deze transportfunctie heeft een logaritmisch karakter, doch kan voor een grotere graad van turbulentie met een redelijke nauwkeurigheid benaderd worden door een lineair verband met de schuifspanning langs de bodem.

Deze schuifspanning is echter een lineaire functie van de kinetische energie van de stroom. Een lineair verband tussen het verlies van de golfenergie en het vermogen om sedimenten te transporteren ligt daarom als een eerste, globale benadering voor de hand.

2. Energie-overdracht naar de brandingszône, de energiestroom N

De energie per eenheid van golfkambreedte van één sinusgolf met hoogte H en lengte L wordt bepaald volgens het bekend veronderstelde verband:

$$2.1 \quad E_g = (1/8) \cdot \rho \cdot g \cdot H^2 \cdot L$$

De gemiddelde energie per eenheid van het zee-oppervlak is dus

$$2.2 \quad E = \frac{E_g}{L} = (1/8) \cdot \rho \cdot g \cdot H^2$$

Voor de normaal op zee voorkomende onregelmatige golven wordt verondersteld, dat het golfbeeld samengesteld is uit zeer vele sinusgolven, ieder met een eigen periode  $T_i$ , golfhoogte  $H_i$  en golflengte  $L_i$ . Indien wordt aangenomen, dat de totale energie per eenheid van het zee-oppervlak bepaald wordt door de algebraïsche som van de bijdragen van iedere component afzonderlijk, dan is:

$$2.3 \quad E = \sum E_i = (1/8) \cdot \rho \cdot g \cdot \sum H_i^2$$

De totale energie E per oppervlakte-eenheid van een onregelmatig golfbeeld kan gelijkgesteld worden aan de energie van een enkelvoudige sinusgolf met een golfhoogte  $H_s$ :

$$2.4 \quad E = (1/8) \cdot \rho \cdot g \cdot \sum H_i^2 = (1/8) \cdot \rho \cdot g \cdot H_s^2$$

De golfhoogte  $H_s$  wordt de significante golfhoogte genoemd. Uit de theoretische afleiding blijkt, dat  $H_s$  gelijkgesteld mag worden met het gemiddelde van het hoogste derde deel van alle golfhoogten van een golfveld. De waarnemingen in oceanen hebben dit feit voldoende nauwkeurig bevestigd. (De wiskundige definitie van  $H_s$  is op bijlage 5 gegeven).

De totale energie per oppervlakte-eenheid is een scalaire grootte. Voor de beschouwingen van energievernietiging is het noodzakelijk het begrip energiestroom N in te voeren dat de overdracht van de energie beschrijft. De energiestroom heeft een dimensie van vermogen per eenheid van golfkambreedte:

$$2.5 \quad N_b = E \cdot C_g$$

Hierin is  $C_g$  de voortplantingssnelheid van de energie, ook genoemd de groepssnelheid. Voor enkelvoudige sinusgolven geldt  $C_g = n_a \cdot C_a$  waarin  $C_a$  is de voortplantingssnelheid van de golfvorm in water met diepte a en  $n_a$  is z.g. shoalingfactor met waarden tussen  $n_0 = 0,5$  voor relatief diep water en  $n_{br} = 1$  voor zeer ondiep water.

De energie-overdracht is voor een golfspectrum alleen exact te bepalen indien de gehele spectrumfunctie bekend is:

$$2.6 \quad N_b = \sum E_i \cdot n_i \cdot C_i = \sum E_i \cdot C_{gi}$$

Bij benadering kan echter gesteld worden:

$$2.7 \quad N_b = (1/8) \cdot \rho \cdot g \cdot H_s^2 \cdot C_k$$

De kenmerkende groepssnelheid  $C_k$  kan worden afgeleid uit de kenmerkende periode  $T_k$ , met behulp van de bekend veronderstelde formules voor eenvoudige sinusgolven ( $T_k$  is gedefinieerd in hoofdstuk 5).

### 3. Specifiek transportvermogen Q

Volgens het voorgaande is het vermogen van de golven tot het verplaatsen van het bodemmateriaal (het transportvermogen Q) evenredig met de vermindering van de energiestroom N. Deze energiestroom gaat hoofdzakelijk in de branding verloren. De overige energieverliezen kunnen dan ook ten opzichte van de verliezen in de branding worden verwaarloosd.

De energiestroom is gedefinieerd als vermogen per eenheid van golfkambreedte ( $b = 1$ ). Indien de kammen een hoek  $\varphi$  met de kust vormen (zie fig. 1), dan wordt de specifieke energiestroom N per eenheid van de kustlengte ( $s = 1$ )

$$3.1 \quad N = N_b \cdot \frac{b}{s} = N_b \cdot \cos \varphi$$

De componenten van de specifieke energiestroom langs de kust ( $N_s$ ) en loodrecht er op ( $N_n$ ) zijn respectievelijk:

$$3.2 \quad N_s = N_b \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi = \frac{1}{2} N_b \cdot \sin 2 \varphi$$

$$3.3 \quad N_n = N_b \cdot \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} N_b \cdot (1 + \cos 2 \varphi)$$

Voor het transportvermogen  $Q_s$  langs de kust wordt alleen de component van de energiestroom  $N_s$  beschouwd:

$$3.4 \quad Q_s = \alpha_s \cdot N_b \cdot \sin 2 \varphi$$

met  $\alpha_s$  = evenredigheidsconstante waarin alle onzekere factoren voorlopig worden samengevat.

Het verloop van de functie  $Q_s(\varphi)$  is gegeven in fig. 1a.

### 4. Stabiliteit van de kust (refractie verwaarloosd)

Met behulp van de transportfunctie  $Q_s$  (formule 3.4) kan als eerste benadering de stabiliteit van de kust worden getoetst.

De eenvoudigste oplossing kan worden gevonden, indien de golven hoofdzakelijk uit één richting de kust naderen (fig. 2 en 3).

Stel, dat een in grote lijnen in evenwicht verkerende rechte kust plaatselijk een zeewaarts uitstekende bocht vertoont tussen de punten B en D in fig. 2 en 3. In fig. 2 is bij de overheersende golfrichting de hoek  $\varphi$  tussen de golfkammen en de kustlijn groter dan  $45^\circ$ .

Tussen de punten A en C is de hoek  $\varphi_B$  kleiner dan  $\varphi_A$ . Het transportvermogen  $Q_B$  is dus groter dan  $Q_A$ , dat langs de rechte kust geldt. In B wordt slechts de hoeveelheid sediment, overeenkomend met het transportvermogen  $Q_A$  aangevoerd, zodat tussen A en C sediment opgenomen moet worden. In het traject A-C treedt dan kusterosie op.

Het afgevoerde materiaal moet het punt C passeren waar de kustlijn evenwijdig is met de rechte kustlijn bij A. ( $\varphi_C = \varphi_A$ ).

Het transportvermogen ( $Q_C = Q_A < Q_B$ ), zodat bij C het grootste gedeelte van het sediment wordt afgezet en een hoorn of spits wordt gevormd.

Voor de punten C en D geldt ( $\varphi_D > \varphi_C = \varphi_A$ ). De transportcapaciteit is daar geringer dan langs de rechte kust ( $Q_D < Q_A$ ). Bovendien wordt dit kustgedeelte tengevolge van het uitgroeien van de spits enigszins tegen de golfinvloed beschermd. Gevolg daarvan is, dat bij de overgang naar het rechte kustgedeelte bij E niet voldoende materiaal wordt aangevoerd, omdat  $Q_D < Q_E$ , zodat het gedeelte voorbij D wordt geërodeerd. Daardoor wordt een nieuwe instabiliteit ingeleid.

Dergelijke horens of series <sup>van horens</sup> komen op vele plaatsen in de wereld voor, vooral in gebieden met een voldoende stabiele windrichting (b.v. moessongebieden) of in de monden van zeegeten, waar de maatgevende zeegolven alleen uit de richting van de zee kunnen komen.

Indien de golfkammen een hoek  $\varphi < 45^\circ$  met de kustlijn maken (fig. 3), is een dergelijke verstoring van de kustlijn niet lang bestaanbaar, tenzij bij C materiaal wordt aangevoerd zoals soms in de rivierdelta's. De rechte kustlijn is bij golven uit deze richting de meest stabiele kustvorm.

##### 5. Invloed van de refractie op de stabiliteit van een kustvak

Indien de vector van de energiestroom niet loodrecht op de kust staat, dan wordt de invloed van de refractie merkbaar. De richtingsverandering van de uniforme sinusgolven volgt voor  $\varphi < 80^\circ$  met een voldoende nauwkeurigheid de wet van Snellius (zie fig. 4) \*

\*)Opm. refractie voor hoeken  $> 80^\circ$  wordt behandeld in lit. 13 en 14.

5.1  $\sin \varphi_i / \sin \varphi_j = C_i / C_j$       Waarin  $C_i$  = de eerder gedefinieerde voortplantingssnelheid van een golf op diepte  $a_i$ . Met behulp van deze wet kan het verloop van de energiestralen grafisch worden bepaald (lit. 1 t/m 6) voor iedere combinatie van een golfperiode  $T_k$  en een aanvangsrichting van de golfkammen  $\varphi_0$  ten opzichte van de kust. De energiestralen staan loodrecht op de golfkammen; er is, per definitie, geen energie-uitwisseling tussen de banen die door de stralen begrensd zijn. Zolang de golven niet breken is het energieverlies verwaarloosbaar klein, zodat voor de energiestroom tussen twee energiestralen geldt:

$$5.2 \quad N_{bo} \cdot b_o = N_{bi} \cdot b_i = \text{constant}$$

waarin:  $b_i$  = afstand tussen twee energiestralen ter plaatse van een willekeurige diepte  $a_i$ , terwijl  $b_o$  en  $N_o$  betrekking hebben op relatief diep water.

Nabij de kust, op diepte  $a$ , waar de golven beginnen te breken geldt dus:

$$5.3 \quad N_{ba} = N_{bo} \cdot \frac{b_o}{b_a} = N_{bo} \cdot k_a \quad k_a = \text{refractiecoëfficiënt in de brekerzône.}$$

De vergelijking voor het totale transportvermogen langs de kust wordt dus in de gehele brekerzône:

$$5.4 \quad Q = \alpha \cdot N_{bo} \cdot k_a \cdot \sin 2 \varphi_a$$

Deze vergelijking is gebaseerd op het volledige energieverlies in de brekerzône. Het transportvermogen kan worden berekend indien  $N_{bo}$  gegeven is en de grootheden  $k_a$  en  $\varphi_a$  uit de refractiepatronen zijn bepaald. De hoek  $\varphi_a$  is in de meeste gevallen van refractie kleiner dan  $\varphi_0$ , zodat gesteld kan worden:  $\varphi_a = \varphi_0 - \delta$ . Dan geldt:

$$\sin 2 \varphi_a = \sin 2 \varphi_0 \cdot \cos 2 \delta - \cos 2 \varphi_0 \cdot \sin 2 \delta$$

Voor  $\varphi_0 = 90^\circ$  heeft  $\delta$  een eindige waarde (zie lit. 13) zodat  $\sin 2 \varphi_a = \sin 2 \delta$ . Voor  $\varphi_0 \rightarrow 0^\circ$  verdwijnt de invloed van de refractie en  $\delta \rightarrow 0^\circ$  zodat ook  $\sin 2 \varphi_a \rightarrow 0$ .

De transportfunctie (zie fig. 4) heeft dus een iets andere vorm dan in fig. 1.a.

De beschouwing over de stabiliteit van een kust waarop de golven hoofdzakelijk uit één richting aankomen, blijft door de uitvoering van de refractie onaangetast, mits voor  $\varphi_0 = 45^\circ$  wordt gelezen  $\varphi_0 - \delta = 45^\circ$ . Het maximum wordt dan verschoven naar de  $\varphi$ -waarden die groter zijn dan  $45^\circ$ .

De refractieberekeringen van regelmatige sinusgolven zijn eenduidig uitvoerbaar indien de periode  $T$ , het dieptepatroon van het beschouwde gebied en de richting van de stralen aan de rand van het gebied gegeven zijn. Voor onregelmatige golven is het nog niet mogelijk om op theoretische gronden een voor de refractie representatieve golfperiode te bepalen. In werkelijkheid refracteert iedere component van het spectrum volgens een eigen refractiepatroon, zodat de resulterende golfrichting in de brandingszône slechts met grote moeite kan worden berekend. Het is de vraag of de dan bereikte nauwkeurigheid van resultaten deze moeite loont.

Nu is uit radarwaarnemingen van golfpatronen op de Noordzee gebleken (lit. 10), dat de refractieberekeringen goed overeenstemmen met het waargenomen beeld, indien daarbij langere perioden  $T_k$  worden gebruikt dan de gemiddelde perioden  $T_m$ , die uit registraties bepaald kunnen worden. Gevonden is het volgende empirische verband:

$$5.5 \quad T_k = 1,2 T_m \quad (\text{zie fig. 5}).$$

Dit geeft aanleiding tot de aanname, dat ook de kenmerkende groeps-snelheid  $C_k$  op deze representatieve periode  $T_k$  kan worden gebaseerd. Deze stelling zal nog nader gecontroleerd moeten worden. Voorlopig wordt de kenmerkende periode  $T_k$  aangehouden, zodat de refractieberekeringen uitgevoerd kunnen worden, met de formules voor regelmatige golven.

Voor golven met een aanvangshoek  $\varphi_0$  en een kenmerkende periode  $T_k$  kunnen dus uit de refractieberekening de refractiecoëfficiënt  $k_a$  en de hoek  $\varphi_a$  op de grens van de brekerzône worden bepaald.

## 6. Verband tussen transportfunctie $Q$ en waterdiepte $a_{br}$

De plaats van de brandingszône in het profiel van de kust is hoofdzakelijk afhankelijk van de golfhoogte. Er is namelijk een lineaire betrekking tussen de maximale brekerhoogte  $H_{br}$  en de bijbehorende waterdiepte  $a_{br}$ :

$$6.1 \quad H_{br} = \gamma \cdot a_{br}$$

Voor regelmatige golven zijn, afhankelijk van de theoretische formulering van de golfvorm, de waarden van de coëfficiënt  $\gamma$  gevonden:

$$0,7 < \gamma < 0,8.$$

In een golfspectrum heeft het incidenteel branden van enkele golven op relatief diep water weinig betekenis voor het sedimenttransport.



De invloed van de waterdiepte op de branding van de golven en daardoor op het energieverlies is echter een van de grondslagen voor de verdere beschouwingen. Uit de metingen blijkt namelijk dat ook na het begin van het breken van de golf toppen de verdeling van de golfhoogte door de theoretische Rayleigh-verdeling met voldoende nauwkeurigheid kan worden weergegeven en dat er een redelijk lineair verband bestaat tussen de significante golfhoogte  $H_{s-br}$  en de waterdiepte  $a_{br}$  in de brekerzône met waarden van  $\gamma : 0,3 < \gamma_s < 0,5$  (fig. 6).

In het volgende wordt aangenomen:

$$6.2 \quad H_{s-br} = 0,4 \cdot a_{br}$$

Uit de betrekkingen 2.4, 2.5 en 6.2 volgt, dat de onregelmatige golven op een bepaalde diepte niet meer energie per eenheid van zee-oppervlak kunnen transporteren dan de binnen de nauwkeurigheid van de gebruikte coëfficiënten bepaalde grenswaarde  $E_{br}$ :

$$6.3 \quad E_{br} = (1/8) \cdot \rho \cdot g (0,4 \cdot a_{br})^2 \approx \frac{\rho g}{50} \cdot a_{br}^2$$

De grootste energiestroom die de dieptelijn  $a$  tussen de energiestralen met onderlinge afstand  $b_a$  kan passeren wordt dan:

$$6.4 \quad N_a \cdot b_a = \frac{\rho g}{50} a^2 \cdot C_{ka} \cdot b_a$$

Tussen twee dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  gaat een deel  $\Delta N \cdot b$  van de energiestroom  $N_a \cdot b_a$  door branding verloren zodat voor  $a_i > a_{i+1}$  geldt:

$$6.5 \quad [\Delta N \cdot b]_{i,i+1} = \frac{\rho g}{50} [a_i^2 \cdot C_{k,i} \cdot b_i - a_{i+1}^2 \cdot C_{k,i+1} \cdot b_{i+1}]$$

Indien de golfrichting niet loodrecht staat op de dieptelijnen

( $b_i \neq b_{i+1}$ ) dan wordt de invloed van de refractie door de factoren  $b_i$  en  $b_{i+1}$  in rekening gebracht. Bij spreiding van de energie ( $b_{i+1} > b_i$ ) wordt dan minder en bij een convergentie van de energiestralen

( $b_{i+1} < b_i$ ) meer energie door het breken van de golven verbruikt dan bij een loodrechte inval van de golven.

Per eenheid van kustlengte kunnen de componenten van het energieverlies tussen de twee dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  bepaald worden in analogie met 3.2 en 3.3.

$$6.6 \quad [\Delta N_s]_{i,i+1} = \frac{\rho g}{50} [a_i^2 \cdot C_{k,i} \cdot \frac{b_i}{b_m} \cdot \frac{1}{2} \sin 2\varphi_i - a_{i+1}^2 \cdot C_{k,i+1} \cdot \frac{b_{i+1}}{b_m} \cdot \frac{1}{2} \sin 2\varphi_{i+1}]$$

en

$$6.7 \quad [\Delta N_H]_{i,i+1} = \frac{\rho g}{50} [a_i^2 \cdot C_{k,i} \cdot \frac{b_i}{b_m} \cdot \frac{1}{2} (1 + \cos 2\varphi_{i+1}) - a_{i+1}^2 \cdot C_{k,i+1} \cdot \frac{b_{i+1}}{b_m} \cdot \frac{1}{2} (1 + \cos 2\varphi_i)]$$

Hierin is  $b_m$  de gemiddelde afstand tussen twee energiestralen binnen de dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$ .

De verhouding  $b_i/b_m$  kan worden uitgedrukt in de verhouding van de refractiecoëfficiënten:

$$\frac{b_i}{b_m} = \frac{b_i}{b_o} \cdot \frac{b_o}{b_m} = \frac{k_m}{k_i}$$

Worden de gemiddelde waarden  $k_m = \frac{k_i + k_{i+1}}{2}$  en de gemiddelde hoek

$\varphi_m = \frac{\varphi_i + \varphi_{i+1}}{2}$  \*) tussen de golfkammen en de dieptelijnen beschouwd, dan kunnen de componenten van  $[\Delta N]_{i,i+1}$  in de richting van de dieptelijnen en loodrecht erop en dus ook de overeenkomstige componenten van het transportvermogen  $[Q]_{i,i+1}$  tussen de dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  berekend worden:

$$6.8 \quad [Q_s]_{i,i+1} = \beta_s \left[ \frac{a_i^2 \cdot c_{k,i}}{k_i} - \frac{a_{i+1}^2 \cdot c_{k,i+1}}{k_{i+1}} \right] (k_m \cdot \sin 2 \varphi_m)_{i,i+1} \quad (\text{zie } 3.4)$$

$$6.9 \quad [Q_n]_{i,i+1} = \frac{\beta_n}{\beta_s} [Q_s]_{i,i+1} \cdot (\cotg \varphi_m)_{i,i+1}$$

## 7. Toepassingsgebied en beperkingen voor het gebruik van de transportfunctie Q

In het voorgaande is de functie Q en haar componenten  $Q_n$  loodrecht op en  $Q_s$  evenwijdig met de dieptelijnen bepaald als functie van grootheden die uitsluitend afhankelijk zijn van de waterdiepte a en de refractiefactoren k en  $\varphi$ . De benadering geldt dus voor golven uit de aanvangsrichting  $\vartheta = \varphi + 90^\circ$  en met de periode  $T_k$  waarvoor een refractieberekening is uitgevoerd. De beperking 6.2:  $H_{s-br} = 0,4 \cdot a_{br}$  houdt in, dat de oorspronkelijke energiestroom  $N_o$  op diep water groter moet zijn dan de

\*) Opm.

$$\begin{aligned} \text{De fout in de benaderingen} & \frac{\sin 2 \varphi_i + \sin 2 \varphi_{i+1}}{2} = \sin 2 \frac{(\varphi_i + \varphi_{i+1})}{2} = \sin 2 \varphi_m \\ \text{en} & \frac{\cos 2 \varphi_i + \cos 2 \varphi_{i+1}}{2} = \cos 2 \frac{(\varphi_i + \varphi_{i+1})}{2} = \cos 2 \varphi_m \end{aligned}$$

is in orde van grootte van  $(1 - \cos 2 \varphi_i - \varphi_{i+1})$  en is voor kleine waarden van hoekveranderingen  $\varphi_i - \varphi_{i+1}$  verwaarloosbaar.

energiestroom  $N_a$  op de dieptelijn  $a_{br}$  anders treedt er geen branding op, dus ook geen energieverlies.

Deze kritische voorwaarde luidt:

$$7.1 \quad N_o \cong \frac{(1/8) \cdot \rho \cdot g \cdot (0,4 a_{br})^2 c_{ka}}{k_a} = N_a$$

Uit deze betrekking kan voor iedere dieptelijn  $a$  de kritische waarde  $[H_{cr}]_a$  van de golfhoogte op diep water worden bepaald. Alleen de hogere golven met  $H_{so} \cong H_{cr}$  verliezen energie door breken en leveren een bijdrage tot het transportvermogen  $Q$  op deze dieptelijn. Deze kritische golfhoogte  $H_{cr}$  is:

$$7.2 \quad [H_{cr}]_a = 0,4 a \sqrt{\frac{c_{ka}}{c_{k_o} \cdot k_a}}$$

Volgens 6.5 geldt voor  $a_i \leq a_{cr}$  dat het energieverlies tussen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  uitsluitend van de waterdiepte en niet van de golfhoogte afhankelijk is, tenzij de refractiefactor  $k_{i+1}$  tengevolge van een grote divergentie van de golfstralen wordt:

$$7.3 \quad k_{i+1} < \frac{[a^2 \cdot c_k]_{i+1}}{[a^2 \cdot c_k]_i} \cdot k_i$$

Zolang aan de overigens zelden voorkomende voorwaarde 7.3 wordt voldaan, neemt de golfhoogte ondanks de afnemende diepte in de voortplantingsrichting af, zonder dat energieverlies door branding optreedt.

Theoretisch zou dan gelden:

$$7.4 \quad [\Delta N_b]_{i,i+1} > 0$$

In dit geval mogen de vergelijkingen 6.5 t/m 6.9 niet worden gebruikt, daar een toename van de energiestroom voorbij de kritische diepte waar de branding begint zonder een toevoer van energie niet mogelijk is. Zowel het energieverlies  $\Delta N$  als de sedimenttransportcapaciteit  $Q$  worden dan nul gesteld.

Behoudens de hiervoor genoemde beperkingen kan de transportfunctie  $Q$  worden toegepast voor iedere golfstoestand gekarakteriseerd door een significante golfhoogte  $H_{so}$ , een aanvangsrichting van de golfvoortplanting (t.o.v. het noorden)  $\theta_o$  en de kenmerkende periode  $T_k$ . Alle drie grootheden hebben betrekking op de diepte  $a_o$  op de rand van het beschouwde gebied.

Na het bepalen van de refractiegrootheden  $k_{i,j}$  en  $\phi_{i,j}$  voor iedere

aangenomen dieptelijn  $a_i$  kunnen voor ieder gebied begrensd door de twee dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  en door twee energiestralen  $S_j$  en  $S_{j+1}$  (zie fig. 7) de gemiddelde transportfunctie  $Q_{i,j}$  worden bepaald en dus ook de ontbondenen evenwijdig met de dieptelijnen  $[Q_s]_{i,j}$  en loodrecht erop  $[Q_n]_{i,j}$ . Het verloop van de afgeleide van transportcapaciteit  $Q_{i,j}$  in de richting  $s$  van de dieptelijnen bepaalt de plaatsen van erosie of aan-

7.5 zanding tussen deze dieptelijnen. Immers  $[\frac{\delta Q_s}{\delta s}]_{i,j} > 0$  betekent dat bij dit golfbeeld er materiaal van de bodem moet worden opgenomen, indien de transportcapaciteit overal verzadigd moet zijn. Er treedt dus erosie op.

7.6 Analoog treedt sedimentatie op voor  $[\frac{\delta Q_s}{\delta s}]_{i,j} < 0$

daar in de richting van de dieptelijnen bij dit golfbeeld meer materiaal wordt aangevoerd dan met de transportcapaciteit overeenkomt.

Deze benadering geeft dus een meer gedifferentieerd beeld van het gedrag van de bodem dan de voorgaande twee benaderingen (zie ad 4 en 5), omdat de toestand tussen alle dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  dan binnen de nauwkeurigheid van deze benadering kan worden berekend.

De beschouwing van de afgeleiden van de transportfunctie in de richting loodrecht op de kust kan zeer waarschijnlijk leiden tot het vaststellen van de evenwichtshellingen van de kust, indien de criteria voor de stabiliteit van het bodemmateriaal onder invloed van de zwaartekracht kunnen worden ingevoerd. Dit aspect is nu (1967) nog in studie.

## 8. Statistische evaluatie van de transportfunctie

Bij iedere kust verandert het golfbeeld met de weersomstandigheden, met name met de windsnelheid en windrichting. De karakteristieke grootheden  $H_{so}$ ,  $\theta_o$  en  $T_k$ , die de randvoorwaarde voor de afleiding van de transportfunctie bepalen, variëren dus eveneens. Bovendien is de mate van de golfrefractie tevens afhankelijk van de waterstand. De brandingszône verandert dus steeds van omvang. Vooral de grens van de golfinvloed op het strand is zeer veranderlijk.

Voor de kustmorfologie is echter de verandering van de richting van het energietransport in de brandingszône het belangrijkste. Uit ervaring met de variatie van de kustprofielen blijkt, dat de zandverplaatsingen in de brandingszône voldoende groot zijn om een onmiddellijke aanpassing van het werkelijke zandtransport op de transportcapaciteit te kunnen veronderstellen.

Indien deze veronderstelling juist is, dan is het gemiddelde gedrag van de kust over meerdere jaren bepaald door de algebraïsche som van alle golfstoelstanden mits de frequentie van hun voorkomen in het beschouwde tijdperk als gewichtsfactor wordt geïntroduceerd. Slechts zelden zijn er voldoende betrouwbare waarnemingen van de factoren  $H_{so}$ ,  $\theta_o$  en  $T_k$  beschikbaar die in een zo lange periode zijn verricht, dat hun statistieken ook gebruikt kunnen worden voor de beschouwingen betreffende de kustmorfologie. Doch de problemen van verzamelen van deze gegevens dan wel hun afleiding uit meteorologische gegevens zal hier niet verder worden behandeld.

Stel dat de gemiddelde jaarstatistieken van de golven op diep water bekend zijn voor de klassen intervallen  $R(H_{so})$ ,  $J(\theta_o)$  en  $K(T_k)$  in de vorm:

$$8.1 \quad p_r(H_{so}), \quad p_j(\theta_o) \text{ en } p_k(T_k)$$

Alleen de golfhoogten en perioden zijn onderling afhankelijk, doch de correlatie is veelal zo vaag, dat ook voor de combinaties de statistische onafhankelijkheid mag worden aangenomen.

De frequentie van de combinatie van de toestanden met  $(\theta_o)_j$  en  $(T_k)_k$  is:

$$8.2 \quad p_{jk}(\theta_o, T_k) = p_j(\theta_o) \cdot p_k(T_k)$$

Voor iedere significante golfhoogte  $(H_{so})_i$  geldt:

$$8.3 \quad p_{rjk}(H_{so}; \theta_o, T_k) = p_{rjk}(H_{so}) = p_r(H_{so}) \cdot p_{jk}(\theta_o, T_k)$$

De overschrijdingsfrequentie van deze golfhoogten is dan:

$$8.4 \quad q_{rjk}(H_{so}) = \sum_{r=0}^{r=rr} p_{rjk}(H_{so}) \quad (\text{zie b.v. fig. 8})$$

De maximale waarde van deze functie is  $p_{jk}$ .

Indien de invloed van de variatie van de waterstanden op de refractie wordt verwaarloosd, kunnen voor iedere combinatie  $(\theta_o)_j$  en  $(T_k)_k$  refractieberekeningen worden uitgevoerd en de factoren  $k_{jk}(a, s)$  en  $\varphi_{jk}(a, s)$  voor iedere dieptelijn  $a$  en iedere plaats  $s$  langs de kust worden bepaald.

Voor ieder gedeelte van de beschouwde kust kan voor ieder paar dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  de transportfunctie  $(Q_s)_i$  en  $(Q_s)_{i+1}$  voor golven uit de richting  $\theta_o = (\theta_o)_j$  en  $T_k = (T_k)_k$  met behulp van de factoren  $k(a)$  en  $\varphi(a)$  als volgt worden opgebouwd (eenvoudigheidshalve worden

voorlopig de indices j en k weggelaten):

Met vergelijking 7.2 wordt voor iedere diepte  $a_i$  de kritische golfhoogte op diep water  $(H_{cr})_i$  bepaald. Alle golven met een grotere aanvangshoogte dan deze kritische waarde beginnen op een grotere diepte te breken, zodat de energiestroom niet groter kan worden dan de waarde die bij de diepte  $a_n$  volgens de betrekking 6.4 kan worden berekend.

Uit een grafiek  $q_{rjk}(H_{so})$  kan voor  $r = i$  het percentage van de tijd  $q_i(H_{cr})_i$  worden afgelezen. Gedurende dit relatieve tijdperk  $q_i(H_{cr})_i$  is de aanvangshoogte van de golven groter dan  $(H_{cr})_i$  en dus  $q_i(H_{cr})_i$  de gewichtsfactor voor de energiestroom  $N_i$  die deze dieptelijn  $a_i$  passeert.

De totale energiestroom  $[\Delta N]_{i,i+1}$  die tussen de dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  in de branding een tijdperk (bijvoorbeeld 1 jaar) wordt dan bij benadering (zie fig. 7):

$$8.5 \quad [\Delta N]_{i,i+1} = 100 \cdot [q_i (N_i - N_{i+1}) + (q_{i+1} - q_i) \left( \frac{N_i - N_{i+1}}{2} \right)] \\ = 100 \cdot [N_i - N_{i+1}] \cdot \frac{q_i + q_{i+1}}{2}$$

De gewogen transportfunctie  $[G]_{i,i+1}$  wordt dan in analogie met 6. bepaald. De bijbehorende componenten worden dan:

$$8.6 \quad [Q_s]_{i,i+1} = \beta_s \left[ \frac{a_i^2 \cdot c_{ki}}{k_i} - \frac{a_{i+1}^2 \cdot c_{k,i+1}}{k_{i+1}} \right] \cdot (k_m \cdot \sin 2\varphi_m)_{i,i+1} \cdot 100 \frac{q_i + q_{i+1}}{2}$$

en

$$8.7 \quad [Q_n]_{i,i+1} = \frac{\beta_n}{\beta_s} [Q_s]_{i,i+1} \cdot (\cotg \varphi_m)_{i,i+1}$$

Indien alle combinaties  $(\Theta_u)_j$  en  $(T_k)_k$  van de golfbeelden worden beschouwd wordt de totale functie  $G_t$  voor ieder paar dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$ :

$$8.8 \quad [G_t]_{i,i+1} = \sum_k^{jj} \sum_k^{kk} ([G]_{i,i+1})_{jk}$$

en de componente evenwijdig met de kust:

$$8.9 \quad [S]_{i,i+1} = \sum_j^{jj} \sum_k^{kk} ([G_s]_{i,i+1})_{j,k}$$

Hiermee is de transportfunctie voor iedere dieptelijn bekend. Evaluatie van deze functie tussen de paren  $a_i, a_{i+1}$  van de dieptelijnen langs de gehele beschouwde kust levert  $S_{i,i+1}$  als functie van de afstand langs de kust  $s$ . Zoals eerder werd gesteld (hoofdstuk 7) kan erosie dan wel sedimentatie tussen de dieptelijnen  $a_i$  en  $a_{i+1}$  relatief worden berekend uit de afgeleide van de transportfunctie:

8.10 voor  $\left[ \frac{\delta S}{\delta s} \right]_{i,i+1} < 0$  is  $\frac{\delta S}{\delta s}$  de maat voor erosie

8.11 voor  $\left[ \frac{\delta S}{\delta s} \right]_{i,i+1} > 0$  is  $\frac{\delta S}{\delta s}$  de maat voor sedimentatie

## 9. Samenvatting

- 9.1 De morfologische veranderingen van een kust kunnen voor iedere golf-toestand, gekarakteriseerd door een golfhoogte, golfrichting en golfperiode, bij benadering kwalitatief worden berekend indien het vermogen van de golven om sedimenten te verplaatsen (transportcapaciteit) evenredig gesteld wordt met het verlies van de energiestroom van de golven door branding.
- 9.2 Empirisch verband tussen de significante golfhoogte  $H_s$  en de diepte  $a$  in de branding maakt het mogelijk om de berekening van de transportcapaciteit op diepten ondieper dan de critische diepte onafhankelijk van de golfhoogte  $H_s$  te berekenen.
- 9.3 De berekeningen zijn afhankelijk van de refractiefactoren:  $k$  (refractiecoëfficiënt voor de golfenergie per eenheid van oppervlak) en  $\phi$  (de hoek van de golfkammen met een dieptelijn), die beide als functie van de waterdiepte moeten worden gegeven.
- 9.4 De veranderingen van de kust worden evenredig gesteld met de componenten van het energieverlies langs de dieptelijnen. Verondersteld wordt dat de profielveranderingen bepaald worden door de componenten van het energieverlies loodrecht op de dieptelijnen. De bijdrage van deze veranderingen wordt echter hier verwaarloosd. Nader onderzoek naar de invloed ervan op de totale verandering van de kust is gewenst.
- 9.5 De ontwikkeling van de kust op langere termijn kan worden bepaald uit de berekende transportcapaciteit voor combinaties van de golfhoogte, golfrichting en golfperiode door lineaire superpositie van de afzonderlijke transportfuncties, die vermenigvuldigd zijn met een gewichtsfactor afhankelijk van de frequentie van voorkomen van deze combinaties.
- 9.6 Een kwantitatieve berekening van het gedrag van een kust is slechts dan

mogelijk, indien de evenredigheidscoëfficiënten  $\beta$  bepaald zijn uit de reeds bekende veranderingen van de kustlijn in het betrokken gebied. Voor verschillende gebieden kunnen deze coëfficiënten verschillende waarden hebben.

## 10. Overzicht van symbolen

### 10.1 Letters

A, B, C, D, E	plaatsaanduidingen in fig. 2 en 3	
a	waterdiepte	m
b	afstand tussen twee energiestralen (golfkam-breedte)	m
$C = \sqrt{gL/2\pi \cdot \tanh 2\pi a/L}$	voortplantingssnelheid van een sinusgolf	m/sec
$C_g = n \cdot C$	voortplantingssnelheid van de golfenergie (groepssnelheid)	m/sec
$C_k$	kenmerkende groepssnelheid van een onregelmatig golfveld	m/sec
$E = 1/8 \rho g H^2$	gemiddelde energie van een sinusgolf per eenheid van het zeeoppervlak	kg.m <sup>2</sup> /sec <sup>2</sup> .m <sup>2</sup>
$E_g = 1/8 \rho g H^2 L$	totale energie van één sinusgolf per eenheid van de kambreedte	kg.m <sup>2</sup> /sec <sup>2</sup> .m
$g = 9,813$	versnelling van de zwaartekracht	m/sec <sup>2</sup>
G	naar frequentie gewogen transportfunctie Q	
$G_t = \Sigma G$	totale resulterende transport	
H	golfhoogte, verticalé afstand tussen golftop en golfdal	m
$H_s$	significante golfhoogte	
$k = b_i/b_j$	refractiecoëfficiënt voor golfenergie	
$L = \sqrt{\frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi a}{L}}$	= golflengte van een sinusgolf	m
$L_k$	kenmerkende golflengte van een onregelmatig golfveld	m
n	coördinaat in de richting loodrecht op de dieptelijnen	
$n_a = C_{gr}/C_a = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{4\pi a/L}{\sinh 4\pi a/L} \right)$	= snelheidsfactor op diepte a (shoaling factor)	
N	energiestroom (vermogen) per eenheid van de kustlengte	kgm <sup>2</sup> /sec <sup>3</sup> .m
$N_b$	energiestroom per eenheid van de golfkam-breedte	kgm <sup>2</sup> /sec <sup>3</sup> .m



$N_n$	componente van de energiestroom N loodrecht op een dieptelijn	$\text{kgm}^2/\text{sec}^3\text{m}$
$N_s$	componente van de energiestroom N evenwijdig met de dieptelijnen	$\text{kgm}^2/\text{sec}^3\text{m}$
$Q = \beta \cdot \Delta N =$ $= (\alpha \cdot N)$	vermogen per eenheid van de kustlengte om sediment te verplaatsen (transportfunctie)	$\text{m}^3/\text{sec} \cdot \text{m}$
$Q_n = \beta_n \Delta N$	componente van Q evenwijdig met de dieptelijnen	$\text{m}^3/\text{sec} \cdot \text{m}$
$Q_s = \beta_s \Delta N$	componente van Q loodrecht op de dieptelijnen	$\text{m}^3/\text{sec} \cdot \text{m}$
S	componente van het totale resulterende transport $G_t$ in de richting van de dieptelijnen s (ook gebruikt voor het aanduiden van een energiestraal)	
s	coördinaat in de richting van de dieptelijnen	
T	periode van een sinusgolf	sec
$T_k$	kenmerkende periode van een onregelmatig golfveld	sec
$T_m$	gemiddelde periode van een onregelmatig golfveld	sec
$\alpha$	transportcoëfficiënt voor het totale energieverlies in de brandingszône	$\text{sec}^2/\text{kg} \cdot \text{m}$
$\beta_s$	transportcoëfficiënt behorend bij $Q_s$	$\text{sec}^2/\text{kg} \cdot \text{m}$
$\beta_n$	transportcoëfficiënt behorend bij $Q_n$	$\text{sec}^2/\text{kg} \cdot \text{m}$
$\gamma$	evenredigheidsfactor voor de herleiding van de significante golfhoogte uit de brandingsdiepte	
$\delta$	hulphoek	graden
$\theta_o$	voortplantingsrichting van de golven t.o.v. de kustlijn	graden
$\rho$	specifieke dichtheid	$\text{kg}/\text{m}^3$
$\Sigma$	sommatieteken	
$\varphi$	hoek tussen een golfkam en een kustlijn of een dieptelijn	graden
$\varphi_m$	gemiddelde hoek tussen een golfkam en twee opeenvolgende dieptelijnen	graden
$I(x), K(x), R(x)$	intervalgrootten van een stochastische grootheid x	diverse
$p_i(x)$	frequentie van x in de klasse $i = j; k; r$ in % van de tijd	
$q_i(x) = \sum_{i=1}^i p_i(x)$	overschrijdingsfrequentie van x in % van de tijd	
$(x)_i$	waarde van x in klasse i	
$[x]_{i,i+1}$	waarde van de symbool x geldend tussen de dieptelijnen $a_i$ en $a_{i+1}$	diverse
$[\Delta x]_{i,i+1}$	verschil tussen de waarden van de $x_i$ en $x_{i+1}$	diverse

10.2 Algemene indices

---A, B, C, D, E	grootheden die betrekking hebben op de overeenkomstige plaats in fig. 2 en 3
---o	grootheden die betrekking hebben op relatief diep water
---i, j, k, r	grootheden die behoren bij klasse i, j, k, r (combinatie van meerdere indices komt voor)
---a	grootheid behorend bij diepte a
---cr	critische waarde van een grootheid in betrekking tot de brekerdiepte

1. KINSMAN, B. Wind Waves 1964
2. Verschillende auteurs Shore protection, planning and design, 1966. Coastal Engineering Centre
3. IPPEN, A.T. en anderen Estuary and Coastline Hydrodynamics 1966
4. GROEN, P.-- DORRESTEIN, R. Zeegolven 1958
5. DORRESTEIN, R. Simplified method of determining refraction coefficients for seawaves (Journ. Geophys. Res. 1960. blz. 637-647)
6. NIJHOF, D. Het bepalen van golfrefractiediagrammen (Nota nr.6 Deltadienst-Rijkswaterstaat 1961)
7. LONGUET-HIGGINS, M.S. On the statistical distribution of the heights of seawaves (Journ. of Marine Res. Vol. XI No 3 1952)
8. RICE, S.O. The mathematical analysis of random noise (Bell Syst. Techn. Journ. Nos 23, 24; 1944/45)
9. STOKES, G.G. On the theory of oscillatory waves (Trans. Cambridge Phil. Soc. No 3 1847)
10. IVERSEN, H.W. Laboratory study of breakers (Nat. Bur. of Stand. Circ. 521) 1952
11. ANONYMUS Stormen van november en december 1965 (Driemaandelijks Bericht van de Delta-werken No 39; 1967)
12. KOELÉ, L.A. Verkenning van het begrip golfperiode bij onregelmatige zeegolven (Nota K-304, Deltadienst-Rijkswaterstaat)
13. ARTHUR, R.S.  
MUNK, W.H. and  
ISAACS, J.D. The direct construction of wave rays (Transactions, Am. Geoph. Union, dec. 1952).
14. ISAACS, J.D.  
WILLIAMS, K.A.  
ECKART, C. Total reflection of surface waves by deep water (Transactions, Am. Geoph. Union, Febr. 1951)

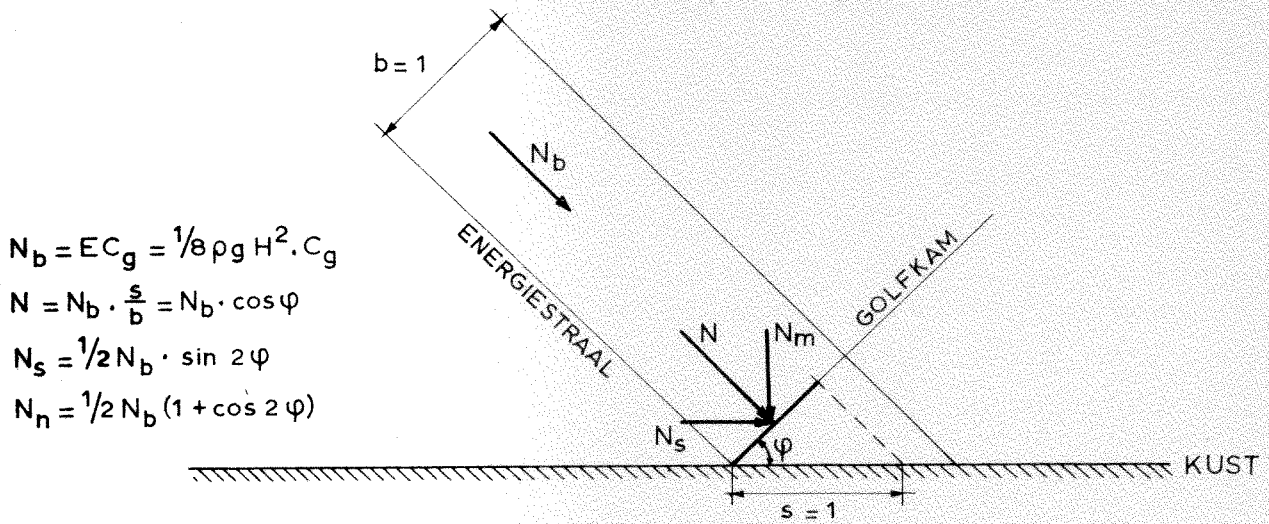


Fig. 1 ENERGIESTROOM NAAR DE KUST  
(Refractie buiten beschouwing)

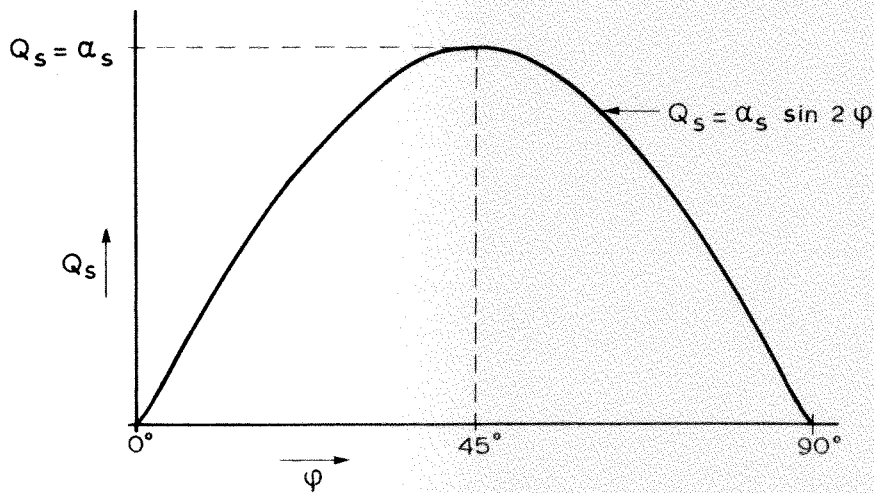


Fig. 1a COMPONENTEN  $Q_s$  VAN DE TRANSPORTFUNCTIE  $Q(\varphi)$   
EVENWJDIG MET DE KUSTLIJN VOLGENS SCHEMA  
IN Fig. 1

BIBLIOTHEEK  
RIJKSDIENST VOOR DE  
IJSSELMEERPOLDERS  
KAMPEN

Hout by R 4936

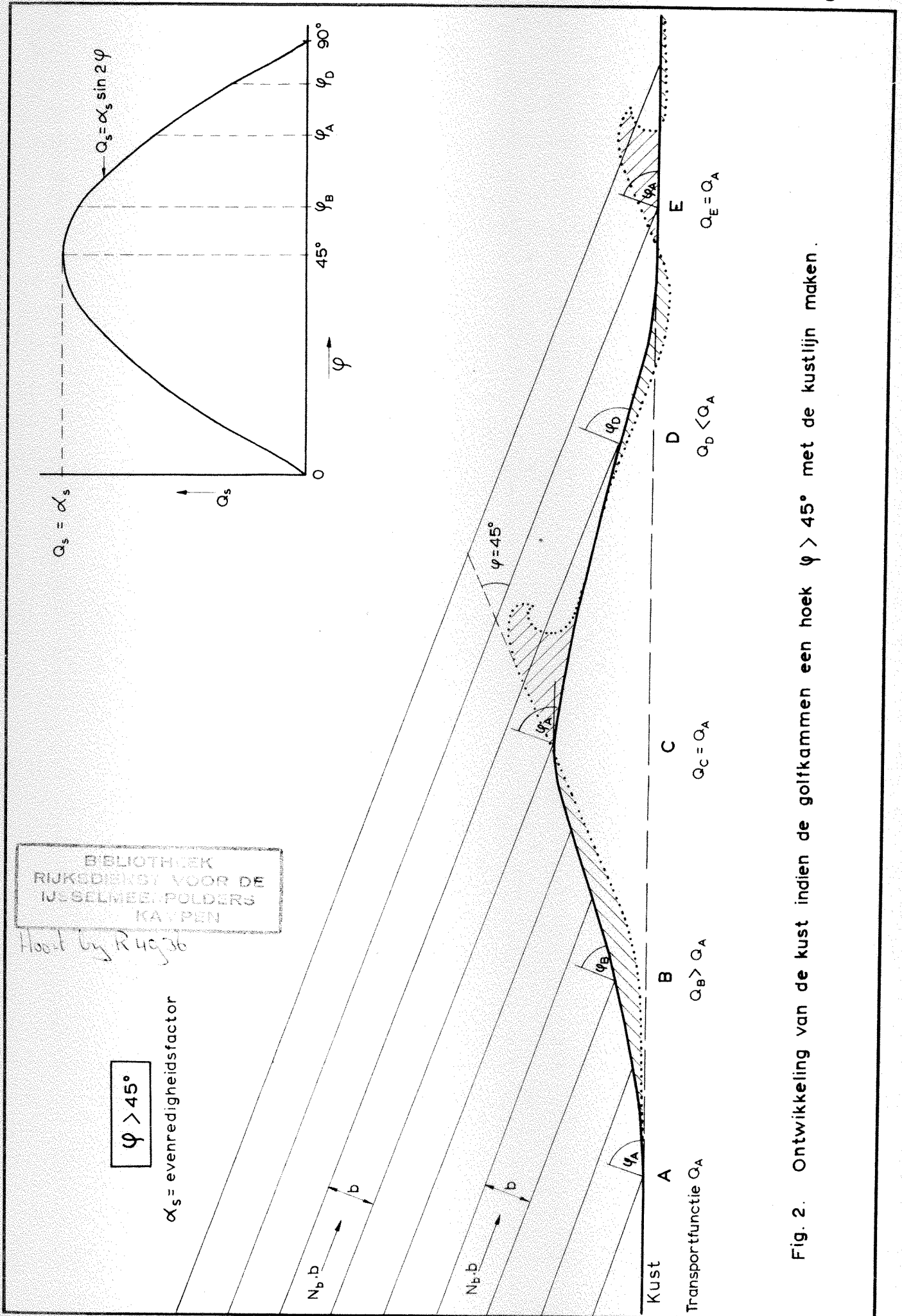


Fig. 2. Ontwikkeling van de kust indien de golfkammen een hoek  $\psi > 45^\circ$  met de kustlijn maken.

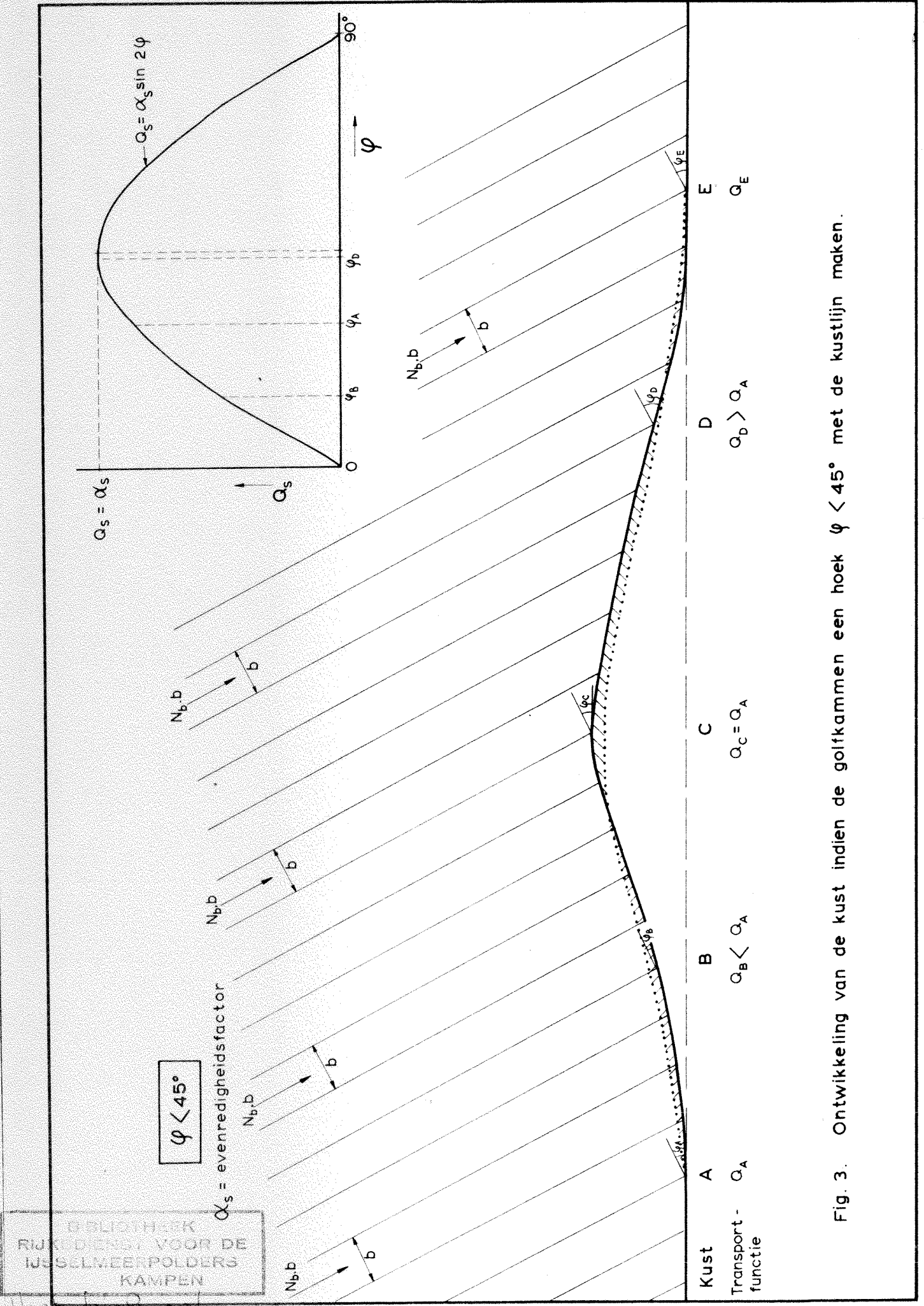


Fig. 3. Ontwikkeling van de kust indien de golfkammen een hoek  $\psi < 45^\circ$  met de kustlijn maken.

BIJLIDEN  
 RIJKSDIENST VOOR DE  
 INZELMEERPOLDERS  
 KAMPEN

Handwritten note: Hout bij R 49 36

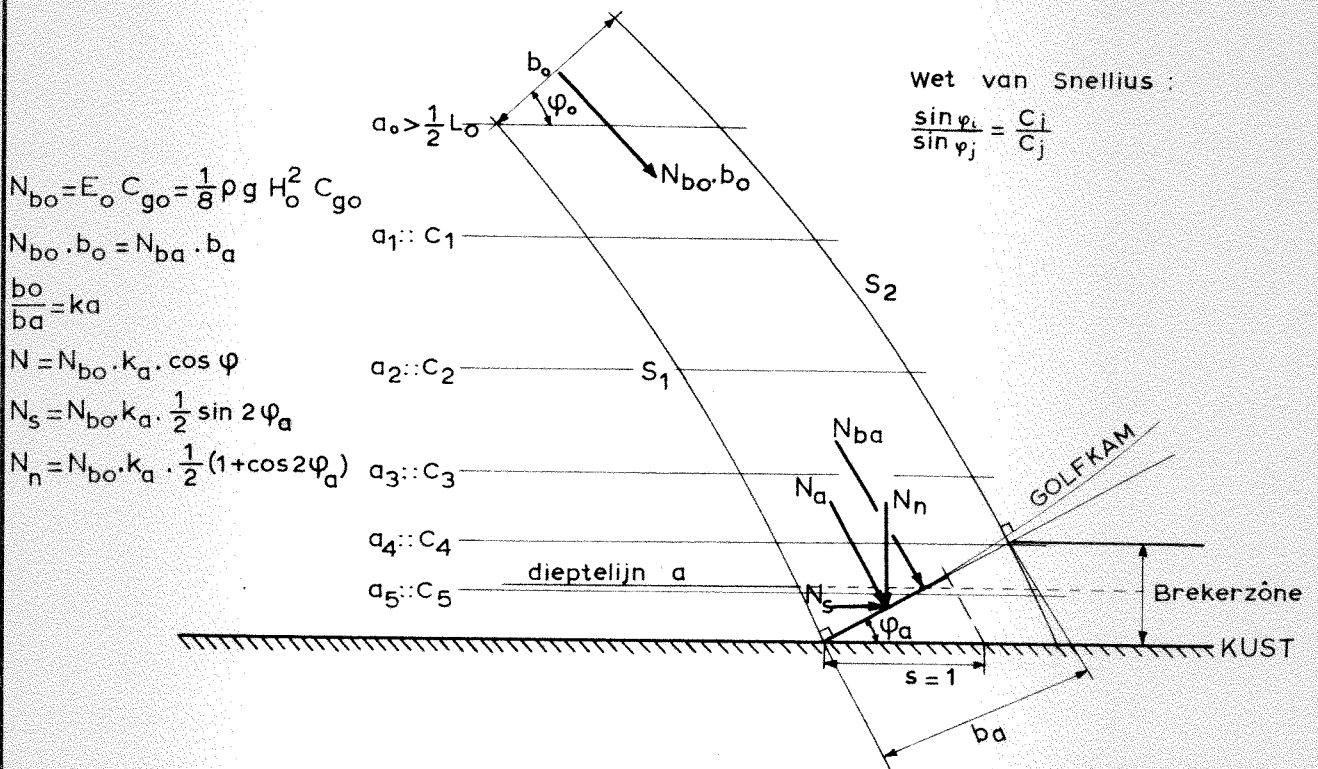


Fig. 4 ENERGIESTROOM NAAR DE KUST (Refractie in rekening gebracht)

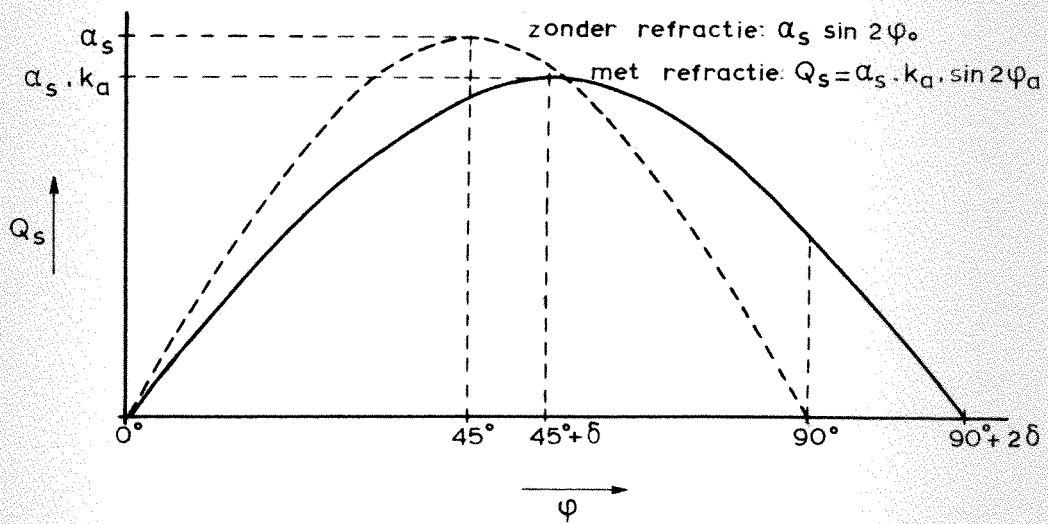


Fig. 4a COMPONENTE  $Q_s$  VAN DE TRANSPORTFUNCTIE  $Q(\varphi)$  EVENWJDIG MET DE KUSTLIJN VOLGENS SCHEMA Fig. 4

BELGISCHE  
 RIJKSDIENST VOOR DE  
 IJSELMEERPOLDERS  
 KAMPEN

Hout by R4936

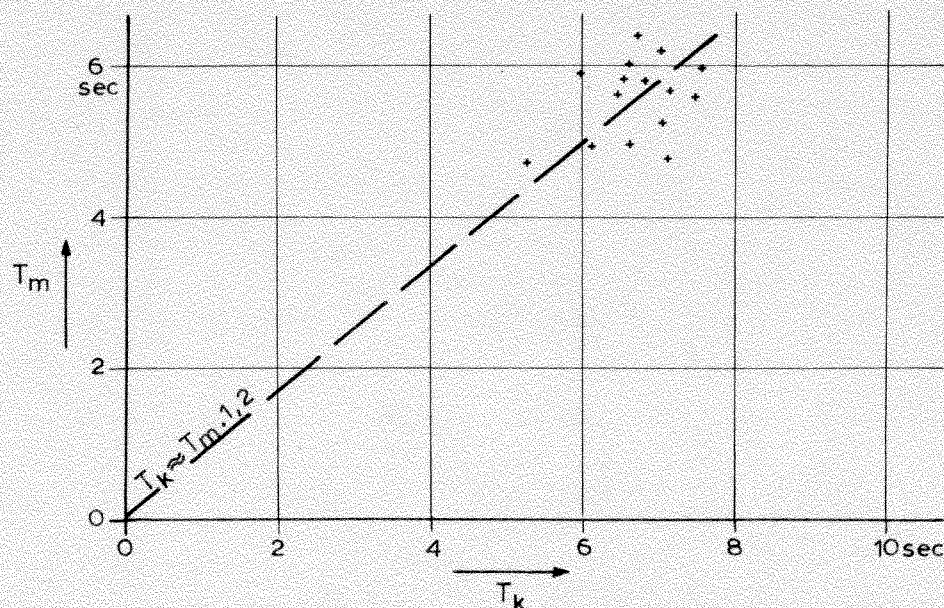
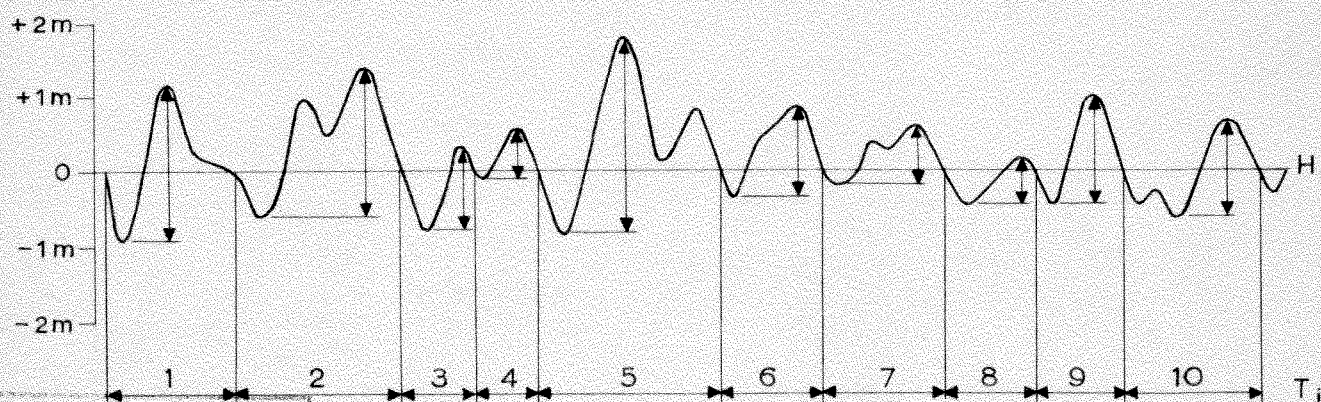


Fig. 5 VERBAND TUSSEN GOLFPERIODE  $T_k$  UIT RADARWAARNE-  
MINGEN EN DE GEMIDDELDE PERIODE  $T_m$  UIT GOLF-  
REGISTRATIES KATWIJK 1962

Opm. : Golven met  $T_k < 5$  sec werden op het radarscherm niet  
meer duidelijk waargenomen wegens een te geringe hoogte.



BILDERLEK  
RIJSDIENST VOOR DE  
IJSELMEERPOLDERS  
KAMPEN

Hoof. by R 4936

Fig. 5a DEFINITIE VAN GEMIDDELDE PERIODE VAN ONREGELMATIGE

GOLVEN :  $T_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_i$

DEFINITIE SIGNIFICANTE GOLFHOOGTE :  $H_s = \frac{1}{n \cdot \frac{1}{3}} \sum_{i=\frac{2}{3}n}^n H_i$  MET

$q(H_i) \leq 33\%$  BIJ TOTAAL AANTAL  $n$  VAN ALLE GOLVEN  
 $q$  = Overschrijdingsfrequentie van de golfhoogte.



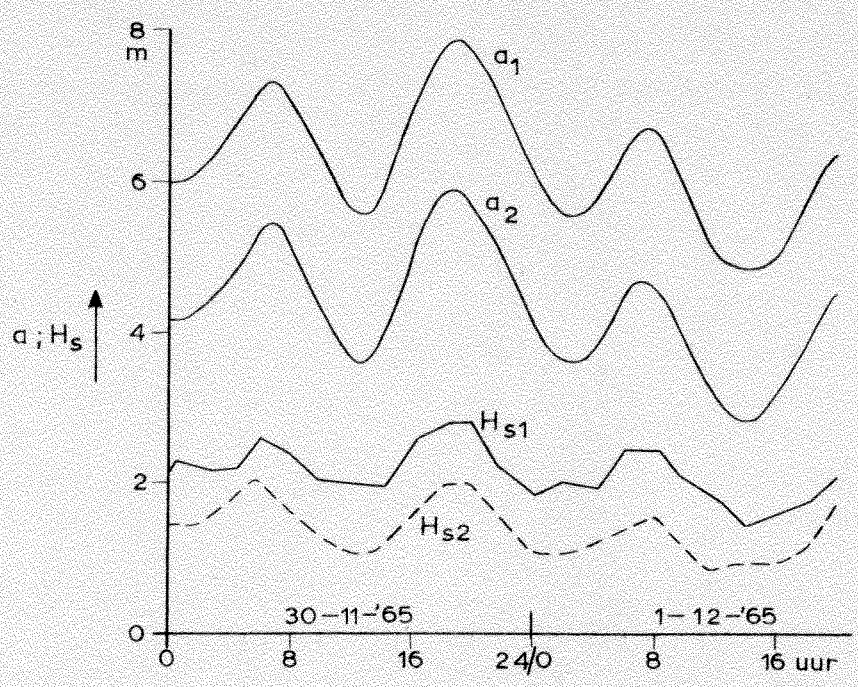


Fig. 6 GETIJVARIATIE VAN DE SIGNIFICANTE GOLFHOOGTEN  $H_{s1}$  EN  $H_{s2}$  EN VAN DE OVEREENKOMSTIGE WATERDIEPTE  $a_1$  EN  $a_2$  WAARGENOMEN IN 1965 AAN 2 MEETSTATIONS OP DE MAASVLAKTE

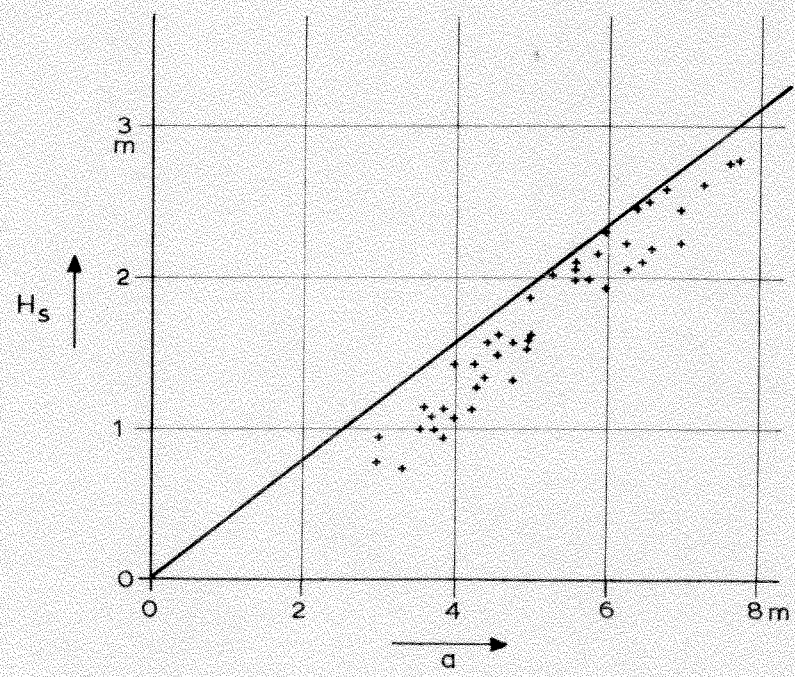


Fig. 6a VERBAND TUSSEN WATERDIEPTE  $a$  EN MAX. SIGNIFICANTE GOLFHOOGTE  $H_s$  IN BREKERZONE (zie fig.6)

BIBLIOTHEEK  
RIJKSDIENST VOOR DE  
IJSEL, DE POLDERS  
KAMPEN

Hoof t by R 4936

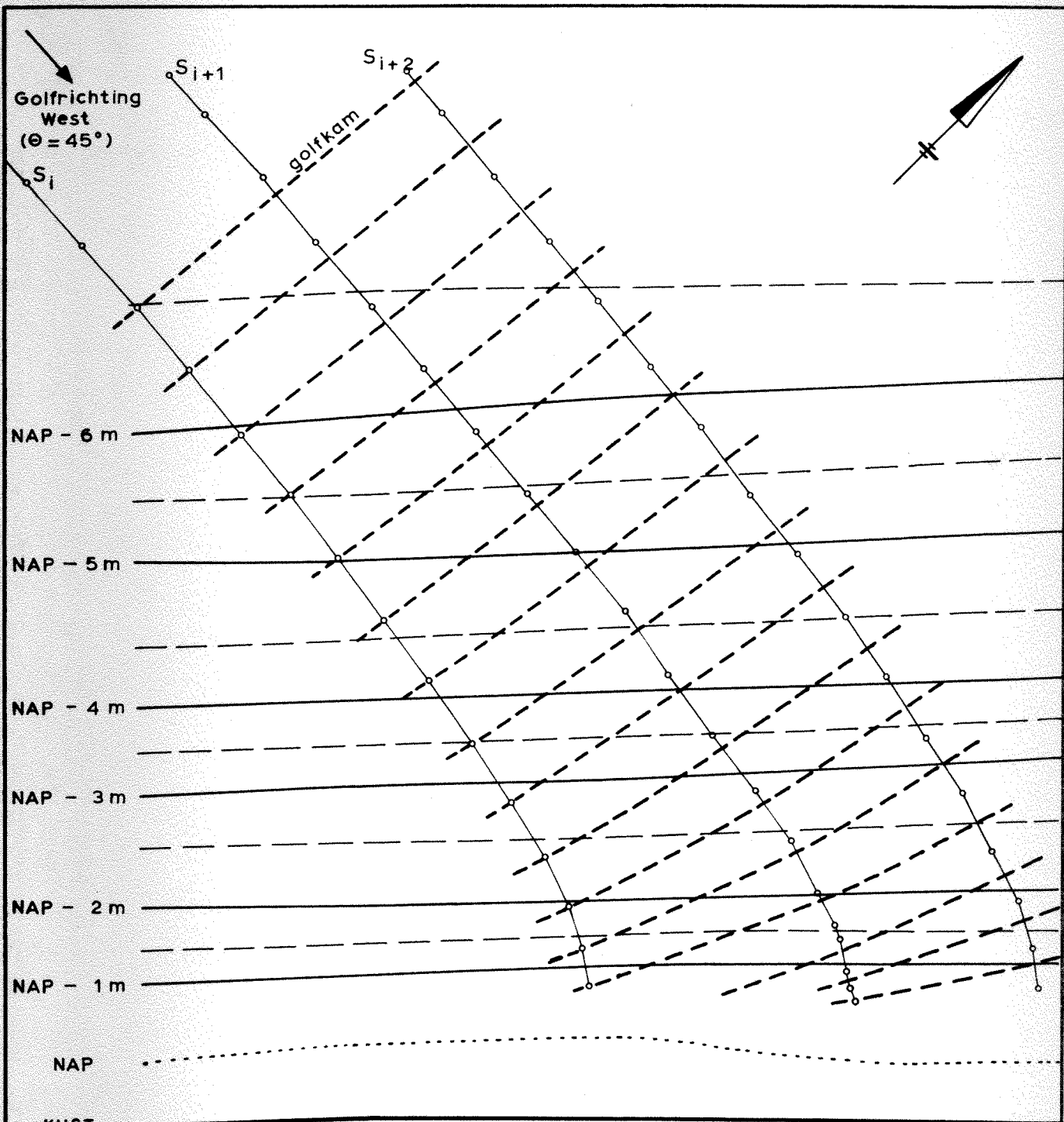


Fig. 7 VOORBEELD VAN REFRACTIE VAN GOLVEN NABU SCHEVENINGEN

(  $T = 4 \text{ sec}$  ;  $b_0 = 150 \text{ m}$  ;  $\Theta_0 = 45^\circ$  )

BIBLIOTHEEK  
RIJKSDIENST VOOR DE  
IJSELMEERPOLDERS  
KAMPEN

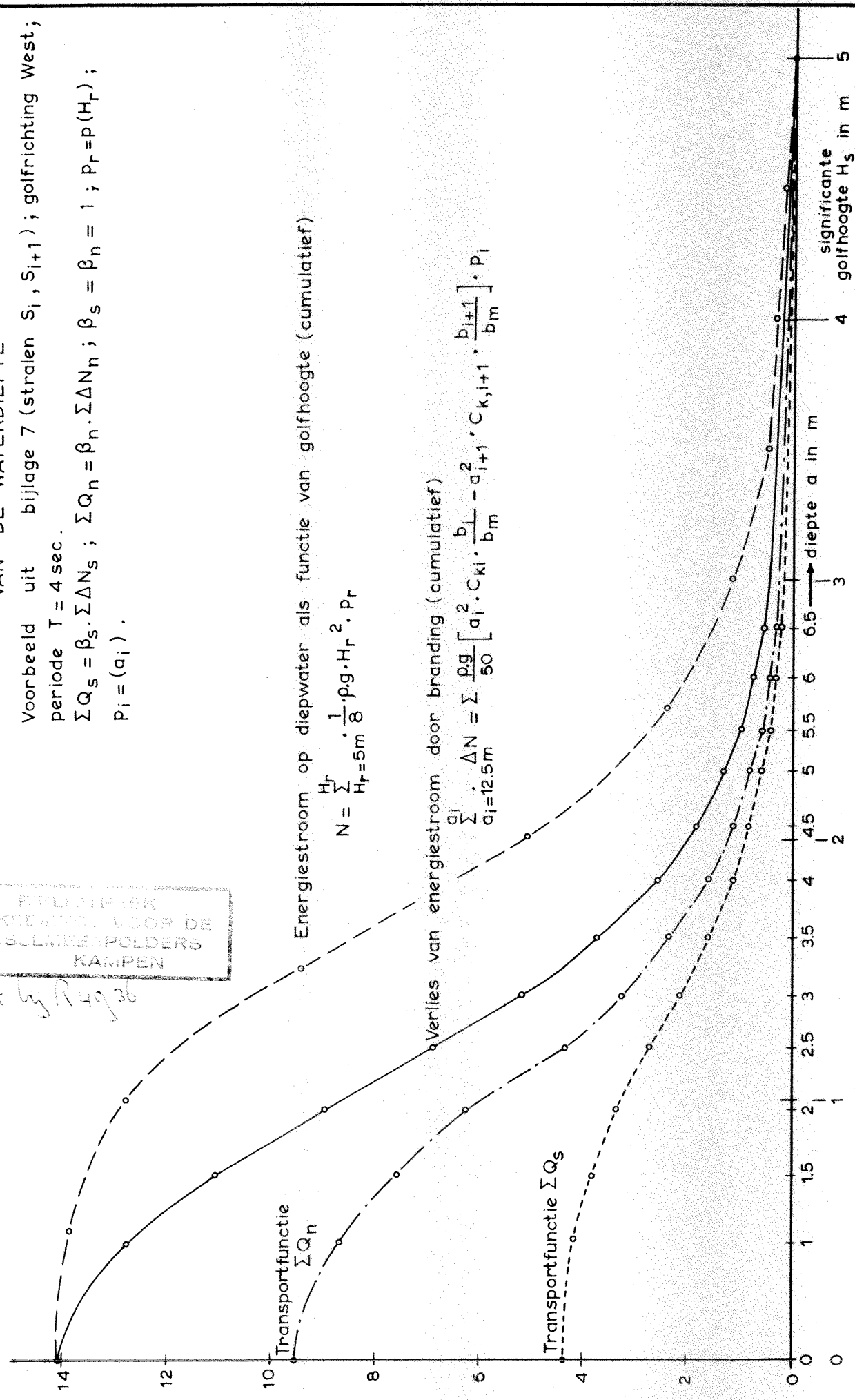
Hoof. by R 4936

Fig. 8 VERLIES AAN ENERGIESTROOM VAN GOLVEN ALS FUNCTIE VAN DE WATERDIEPTE

Voorbeeld uit bijlage 7 (stralen  $S_i, S_{i+1}$ ); golfrichting West; periode  $T = 4 \text{ sec.}$

$$\Sigma Q_s = \beta_s \cdot \Sigma \Delta N_s; \Sigma Q_n = \beta_n \cdot \Sigma \Delta N_n; \beta_s = \beta_n = 1; P_r = P(H_r); P_i = (a_i).$$

BIBLIOTHEEK  
RUKKELING, VOOR DE  
KUSLIEDEPOLDERS  
KAMPEN  
*Hoof by R4936*



Energieestroom op diepwater als functie van golfhoogte (cumulatief)

$$N = \sum_{H_r=5m}^{H_r} \frac{1}{8} \cdot \rho \cdot g \cdot H_r^2 \cdot P_r$$

Verlies van energiestroom door branding (cumulatief)

$$\sum_{a_i=12.5m}^{a_i} \Delta N = \sum \frac{\rho g}{50} \left[ a_i^2 \cdot C_{ki} \cdot \frac{b_i}{b_m} - a_{i+1}^2 \cdot C_{k,i+1} \cdot \frac{b_{i+1}}{b_m} \right] \cdot P_i$$

Transportfunctie  $\Sigma Q_n$

Transportfunctie  $\Sigma Q_s$

diepte a in m

significante golfhoogte  $H_s$  in m