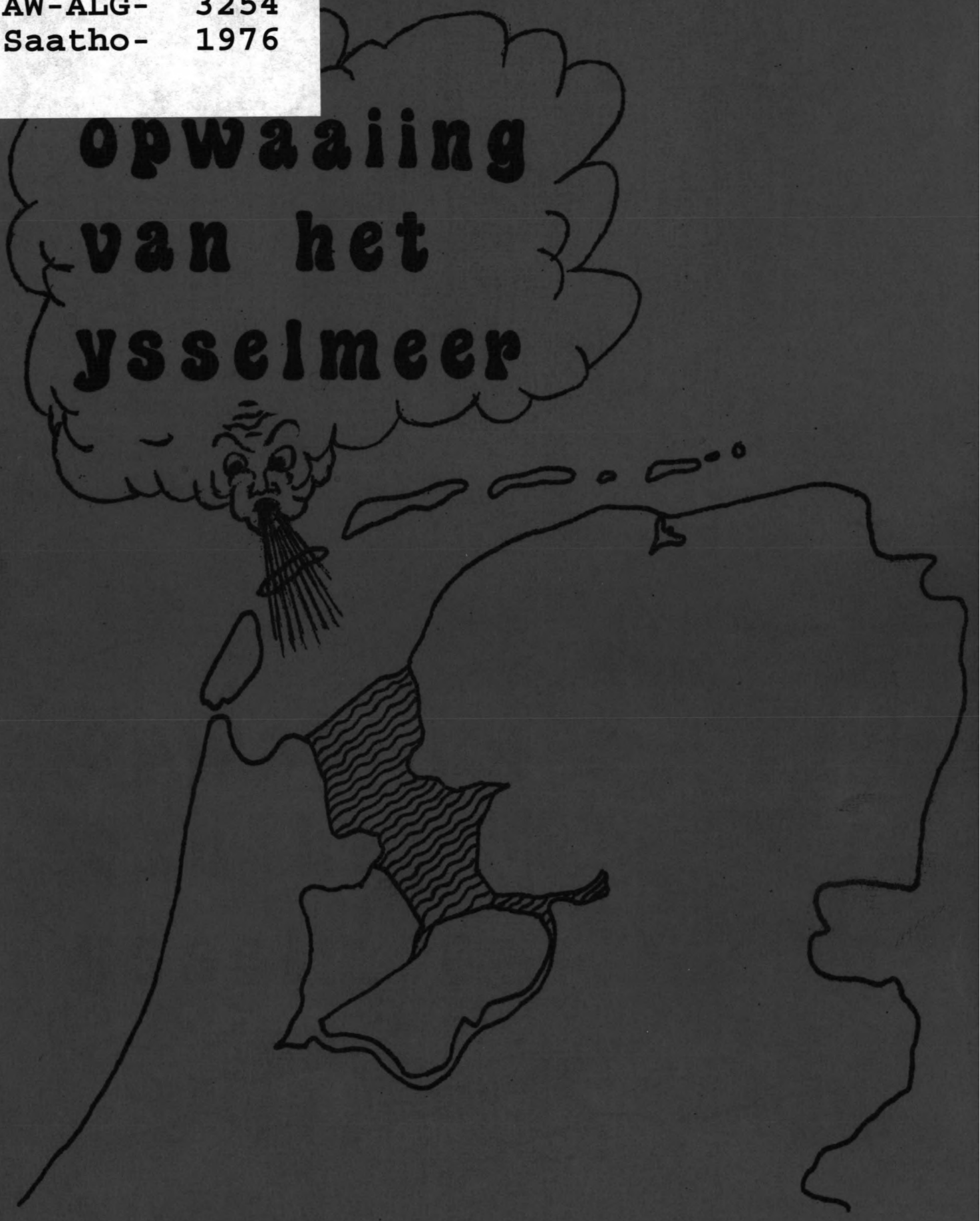
AW-ALG- 3254
Saatho- 1976

A - IV - 11

opwaaiing van het ysselmeer



DEELONTWERP VLOEISTOFMECHANICA

L.E.B. SAATHOF & L.B. VERBEEK

Dynamische waterbeweging op het IJsselmeer

door stormvelden

++++

Deelontwerp vloeistofmechanica

door: L.E.B. Saathof
L.B. Verbeek

onder begeleiding van:
ing. H.J. Stroband
ir. C. Verspuy

fm
b
76 1005

INHOUDSOPGAVE

		blz.
	LIJST VAN SYMBOLEN	4
I.	INLEIDING	5
II.	ALGEMENE BESCHOUWINGEN	
	II.1. De invloed van de wind op de waterbeweging	
	II.1.1. De windschuifkracht op het wateroppervlak	8
	II.1.2. De niet-stationaire opwaaiing	9
	II.1.3. De stationaire opwaaiing op een gesloten meer met een relatief geringe in- of uitstroming	12
III.	DE BEREKENINGSWIJZE VAN HET WINDEFFEKT	
	III.1. Keuze en motivatie oplossingsmethode met nadere specificatie van de doelstellingen	18
	III.2. De oplossingsmethode	19
	III.3. De schematisatie	
	III.3.1. De benodigde gegevens	24
	III.3.2. Toetsing van het model aan waarnemingen gedaan bij een bepaalde storm	28
IV.	BEREKENING MET EEN FIKTIEVE STORM	
	IV.1. Aard van fiktieve storm met motivatie	31
	IV.2. Resultaten	33
	IV.3. Enkele resultaten van onderzoek naar de invloed van enkele variabelen op het maximum van de windopzet	38

blz.

V. CONCLUSIES

V.1. Conclusies van algemene aard 39

V.2. Conclusies die specifiek zijn voor de gebruikte fiktieve storm 39

V.3. Waarde van dit onderzoek en suggesties voor voortzetting onderzoek 40

LITERATUURLIJST 43

BIJLAGENLIJST 44

LIJST VAN SYMBOLEN

A_s - stroom voerend profiel

b - bergende breedte

b_s - stroom voerende breedte

C - coëfficiënt van Chézy

d - gemiddelde diepte

g - versnelling van de zwaartekracht

h - afstand tussen bodem en wateroppervlak

I - $\frac{\partial h}{\partial u}$ = verhang waterspiegel

I_b - bodemverhang

l - vaklengte

Q - debiet

R - hydraulische straal

t - tijd

w - windsnelheid

τ_w - windschuifspanning

τ_b - bodemschuifspanning t.g.v. de wind bij stationaire situatie

τ - $\tau_w + \tau_b$

ν - kinematische viscositeit van het water

ρ - ρ_ω = dichtheid van het water

ρ_a - dichtheid van de lucht

φ - hoek tussen windrichting en geulas

θ - windspanningscoëfficiënt

ω - hoeksnelheid van de aarde

u - snelheidscomponent van zijdelings toestromend water in de richting van de hoofdstroom

v - gemiddelde snelheid van het water over het stroomvoerend profiel

z - opwaaiing

I. INLEIDING

In het Meerjarenplan dijkverbetering Overijssel (lit. 1) wordt aangegeven welke gebieden men nog niet veilig genoeg acht tegen overstromingsgevaar, welke veiligheden men daar uiteindelijk wil bereiken, en tenslotte welke maatregelen daartoe getroffen dienen te worden. In concreto wil men vrijwel overal het overstromingsgevaar reduceren tot een gemiddelde overschrijdingsfrequentie van 1/3000 per jaar ($= 3{,}3.10^{-4}$), en dit wenst men te bereiken door daar waar nodig de dijken te verhogen.

Het gebied waar dit onderzoek zich op richt, valt ook onder bovengenoemde gebieden. Het is dat 'overstromingsgebied' dat geïnundeerd wordt bij doorbraak van de in fig. 1 met een blauwe lijn aangegeven dijken.

Primair doel van het hoofdontwerp is nu, te onderzoeken welke extreme waterstanden met bijkomende omstandigheden (wind-golven) langs deze dijken op kunnen treden, waarna verschillende alternatieve oplossingen ter realisatie van voldoende veiligheid moeten worden gezocht. Daarbij wordt vooral gedacht aan de alternatieve oplossing in de vorm van een hoogwaterkering ter plaatse van Ramspol.

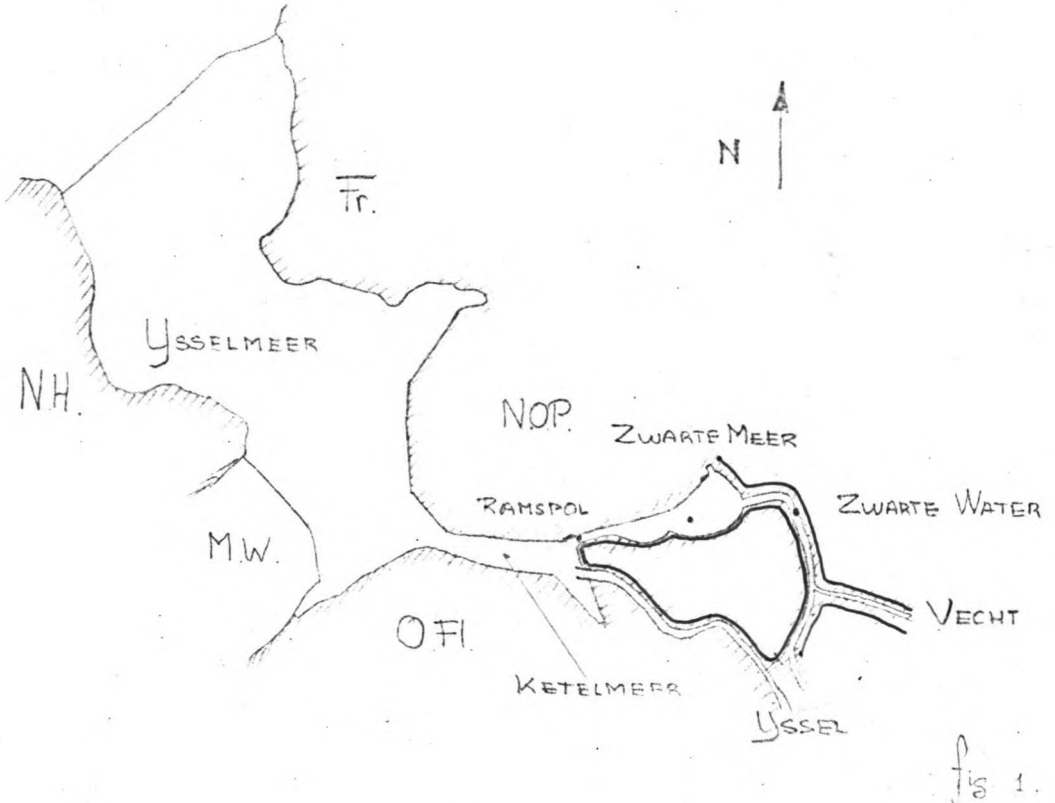


fig 1.

Bij het onderzoek naar de extreme waterstanden blijkt dat deze laatste door verschillende oorzaken kunnen ontstaan:

- hoge rivierafvoeren en grote waterlozingen van polders
- hoge gemiddelde waterstand op het IJsselmeer en de randmeren (bedoeld wordt het Ketelmeer en het Zwarte Meer)
- grote opwaaiing (of windopzet) op IJsselmeer en/of randmeren
- andere meteorologische oorzaken

Dit deelontwerp richt zich op de opwaaiingen op het IJsselmeer en/of genoemde randmeren.

Daarom is het primaire doel van dit deelontwerp het verkrijgen van inzicht in het mechanisme van de waterbeweging als gevolg van de schuifkracht welke de wind op het wateroppervlak - in dit geval de genoemde meren - uitoefent.

Opwaaiingen worden veroorzaakt door stormen welke i.h.a. de neiging hebben om tijdens hun duur qua windrichting en -snelheid te veranderen. Daarbij hebben de meeste stormen de neiging om te ruimen. Hierdoor en door zijn vorm zal op het IJsselmeer een tweedimensionale langegolfbeweging ontstaan. Deze golf plant zich voort op het Ketelmeer, het Zwarte Meer, het Zwarte water en de rivieren de Vecht en de IJssel. Op deze wateren is overigens meer sprake van een eendimensionale langegolfbeweging, doordat ze veel smaller zijn dan het IJsselmeer. Bij stormen met windrichtingen welke zich hoofdzakelijk in het noordwestelijke kwadrant bevinden, zal in de lengterichting van het IJsselmeer een schommeling met een eigen frequentie kunnen ontstaan, wanneer de windsnelheid snel (binnen enkele uren) toe- of afneemt (vergelijk gedempt massa-veersysteem). Blijft de wind lang genoeg konstant qua richting en kracht, dan zal zich een evenwichtsverhang instellen.

De oplossing van het gevraagde kan worden verkregen door het opstellen van een mathematisch model. Dit model zou voor het IJsselmeer van een tweedimensionaal type moeten zijn. Aangezien dit echter te bewerkelijk is, passen we een ééndimensionale berekeningswijze toe, en wel het komputermodel Chérie, dat gebaseerd is op een expliciete differentiemethode. Hierin worden alle meren en rivierdelen geschematiseerd tot een aantal vakken met per vak één (gemiddeld) dwarsprofiel, variabel met de waterstand, evenzo per vak één (gemiddelde) bodemruwheid.

Om de schematisatie op zijn juistheid te verifiëren, hebben we een ijking uitgevoerd. D.w.z. dat we een bepaalde storm welke in het verleden heeft plaatsgevonden, in het Chérie-programma hebben ingevoerd.
Daarna kan onderlinge vergelijking plaatsvinden tussen waargenomen en berekende waarden.

Het onderzoek heeft de volgende resultaten opgeleverd:

1. Door ijking is gebleken, dat het model vrij betrouwbaar is, voor zover kon worden nagegaan uit de waterstanden. Er zijn ten tijde van de ijking geen snelheden in het prototype gemeten.

2. Bij snel (in enkele uren) tot een bepaalde waarde toenemende windsnelheid ontstaat op het meer een staande golf met een periode van ongeveer 4 uur en 20 minuten, enigszins afhankelijk van het peil. Deze periode is de zgn. eigenfrequentie van het meer.

3. Door het 'flessehalskarakter' van het Ramsdiep vindt bovengenoemde slingering op het Zwarte Meer, Zwarte Water en de Vecht niet of nauwelijks plaats.
   Daar is sprake van een geleidelijk oplopen tot een evenwichtsstand.

4. De maximum optredende waterstanden langs de oevers van bovengenoemde wateren zijn vrijwel konstant, dus er vindt geen demping of opslingering van de golf plaats.

5. Zelfs zeer extreme afvoeren van de Vecht en/of de IJssel hebben een te verwaarlozen invloed op de waterbeweging van het IJsselmeer, plaatselijk, bij de uitmonding is er wel invloed merkbaar.

De waarde van deze resultaten is dat nu voor het hoofdontwerp een groter inzicht is verkregen in het hoogwaterprobleem en een basis is gelegd om bepaalde invloeden nader te onderzoeken, zoals bijv, die voor de sluiting van een hoogwaterkering.
Het 3e en 4e resultaat kan als zeer belangrijk worden beschouwd.

II. ALGEMENE BESCHOUWINGEN

II.1. De invloed van de wind op de waterbeweging

II.1.1. De windschuifkracht op het wateroppervlak

De wind, welke over een wateroppervlak strijkt, oefent op dit wateroppervlak een in de windrichting gerichte schuifkracht uit. De grootte van deze schuifkracht is afhankelijk van diverse faktoren, te weten:

1e. windsnelheid t.o.v. het water
2e. hoogte windgolven
3e. voortplantingssnelheid windgolven
4e. strijklengte
5e. gelaagdheid lucht en water
6e. dichtheid van de lucht

In de literatuur hebben de formules voor de schuifspanning voor meren meestal de volgende gedaante:

$$\tau_w = m \cdot w^n$$

Waarin τ_w = schuifspanning (in N/m^2) door de wind
m = konstante (soms echter afhankelijk verondersteld)
w = windsnelheid in m/s
n = konstante, waarvoor men vrijwel altijd de waarde 2 aanneemt, doch andere waarden komen ook wel voor

Wat opvalt, is dat in deze formule alleen de windsnelheid staat, terwijl de overige faktoren in de coëfficiënt verdiskonteerd zijn. Alleen Dronkers (lit. 2) betrekt de 6e faktor explicietin de formule. Enkele voorbeelden uit de literatuur:

- Dronkers (lit. 2)

$$\tau_w = \theta \cdot \rho_a \cdot w^2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1)$$

waarin: θ = windspanningscoëfficiënt = 0,0026
ρ_a = soortelijke massa van de lucht; deze is bij 20° C : 1,205 kg/m^3
dus (1) wordt:

$$\tau_w = 0{,}0026 \cdot 1{,}205 \cdot w^2 = 0{,}00311 \cdot w^2 \ N/m^2$$

- Stroband (lit. 3) $\tau_w = 0{,}00353 . w^2$ omdat bij lagere temperatuur en hogere luchtdruk ρ_a groter kan zijn.

- Ippen (lit. 4) geeft $\tau_{tot} = \tau_w + \tau_b = 0{,}0033 . w^2$ waarin τ_b de door de ~~tot~~ wind geïnduceerde bodemschuifspanning bij stationaire situatie is. Hij beweert ook dat $\tau_b / \tau_{tot} \approx 0{,}1$, althans voor Lake Okechobee (U.S.A.), dus daaruit volgt voor τ_w: $\tau_w = \frac{10}{11} . 0{,}0033 . w^2 = 0{,}0030 . w^2$

- Shore Protection Manual (lit. 5)

$$\tau_w = \rho_w . k . w^2 \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

$$k = k_1 \qquad w < w_c$$

$$k = k_1 + k_2 \left(1 - \frac{w_c}{w}\right)^2 \qquad w > w_c$$

waarin $k_1 = 1{,}1 . 10^{-6}$

$k_2 = 2{,}5 . 10^{-6}$ en. $w_c = 7{,}2$ m/s.

voor 20 m/s wordt (2) dus $\tau_w = 0{,}0021 . w^2$

voor 30 m/s wordt (2) dus $\tau_w = 0{,}0025 . w^2$

Deze waarden zijn opmerkelijk laag vergeleken met de eerder genoemde, temeer daar op pag. 3 - 150 een formule wordt vermeld (3-83) waaruit is af te leiden dat $\tau_b + \tau_w = 0{,}00326 . w^2$ voor Lake Okeechobee. Met wederom de aanname van Ippen dat $\tau_w / \tau_b \approx 0{,}1$ wordt dus

$$\tau_w = 10/11 . 0{,}0036 . w^2 = 0{,}00296 . w^2 .$$

- De formule welke verder in dit verslag gebruikt zal worden is die welke is af te leiden uit de zgn. Zuiderzeeformule (het probleem betreft immers het IJsselmeer). Daaruit volgt

$$\tau_w + \tau_b = 0{,}00353 . w^2 \quad N/m^2$$

waarin τ_b de door de wind veroorzaakte bodemschuifspanning voor de stationaire situatie is.

Uit het bovenstaande mogen blijken, dat de waardenuit de literatuur niet bepaald goed met elkaar overeenstemmen. Onderlinge verschillen van enkele tientallen procenten zijn mogelijk.

II.1.2. De niet-stationaire opwaaiing

De bewegings- en continuïteitsvergelijking

Blijkens metingen hebben de niet-stationaire opwaaiingen duidelijk een langegolfkarakter; de golflengte is altijd erg groot t.o.v. de diepte.

We nemen aan dat het langegolfkarakter in hoofdzaak eendimensionaal is. Het kan derhalve met de volgende vergelijkingen beschreven worden (zie ook lit. 6) :

bew.vgl. $$\frac{\delta h}{\delta x} = -\frac{1}{g.A_s}.\frac{\delta Q}{\delta t} - \frac{Q|Q|}{C^2 A_s^2 R} + \frac{0{,}00353.w^2\cos\varphi}{\rho g h} \quad \ldots\ldots (3)$$

cont.vgl. $$\frac{\delta Q}{\delta x} = -b.\frac{\delta h}{\delta t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

veronderstellingen die hierbij gemaakt zijn:

- b_s = stroomvoerende breedte = konstant
- $I_b = 0$.
- $\frac{v^2}{gh} \ll 1$.
- $\frac{2b}{gA^2}.Q.\frac{\delta h}{\delta t} = 0$.

De laatste term uit het rechterlid van (3), de windterm, is door ons aan de formule uit het collegediktaat 'lange golven in leidingen' (lit.6) toegevoegd op de volgende wijze. De termen uit het rechterlid van (3) zijn in feite krachten welke gedeeld zijn door $\rho.A_s.dx.g$.
De krachten - resp. traagheidskracht, wrijvingskracht en windschuifkracht - werken op een moot water welke het gehele doorstromingsprofiel A_s omvat en een lengte dx heeft. De term voor de windschuifkracht en de door deze laatste opgewekte bodemschuifkracht, die werkt op een moot ter breedte b_s en ter lengte dx is dus in (3) onder te brengen door genoemde schuifkrachten te delen door de faktor $\rho.A_s.dx.g$.
De schuifspanningen τ_b en τ_w werken als gezegd in de windrichting. Deze moeten vanwege het eendimensionale karakter derhalve nog worden ontbonden in de geulas. Dus $\tau_w + \tau_b$ moet worden vermenigvuldigd met $\cos\varphi$. Hierin is φ de hoek die de wind maakt met de geulas.
De term wordt dus:

$$\frac{\tau.\cos\varphi.dx.b_s}{\rho.A_s.dx.g}$$

waarin $\tau = \tau_w + \tau_b = 0{,}00353.w^2$ ') (zie II.1.1.)

φ = de hoek die de wind maakt met de X - richting, zie fig.2.

We weten ook nog dat $A_s = b_s.h$

dan wordt de term:

$$\frac{0{,}00353.w^2.\cos\varphi}{\rho.g.h.}$$

') In feite geldt deze formule alleen voor de stationaire situatie omdat ze daaruit is bepaald. Voor de τ_w maakt het echter niet uit of de situatie nu stationair is of niet. Daarentegen zal de τ_b daar wel gevoelig voor zijn. De τ_b is echter wel gering t.o.v. τ_w, $\tau_b/\tau_w \approx 10\%$ volgens Ippen (zie lit. 4), zodat de fout vermoedelijk toch gering zal zijn. Overigens is het onderbrengen van de τ_b in de windterm aanvechtbaar (de τ_b houdt meer verband met de wrijvingsterm), maar alternatieve ideeën ontbreken.

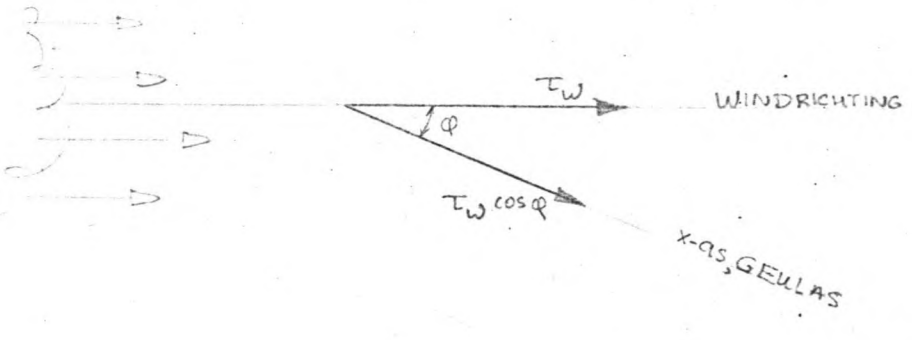


fig 2.

Controle "+ teken" voor de windterm: als (bij stationaire situatie) de eerste twee termen uit het rechterlid van (3) nul zijn, moet $\frac{\delta h}{\delta x}$ pos. zijn, indien $0° \leq \varphi \leq 90°$ (zie II.1.2.).
Dit klopt, dus + teken is goed. De formules (3) en (4) zullen in het vervolg van het verslag aangehouden worden.

De snelheidsverdeling over de vertikaal.

Hierover is ons uit de literatuur voor wat betreft de niet-stationaire stroming niets bekend. Vermoedelijk ontwikkelt zich de volgende situatie (zie fig.3)

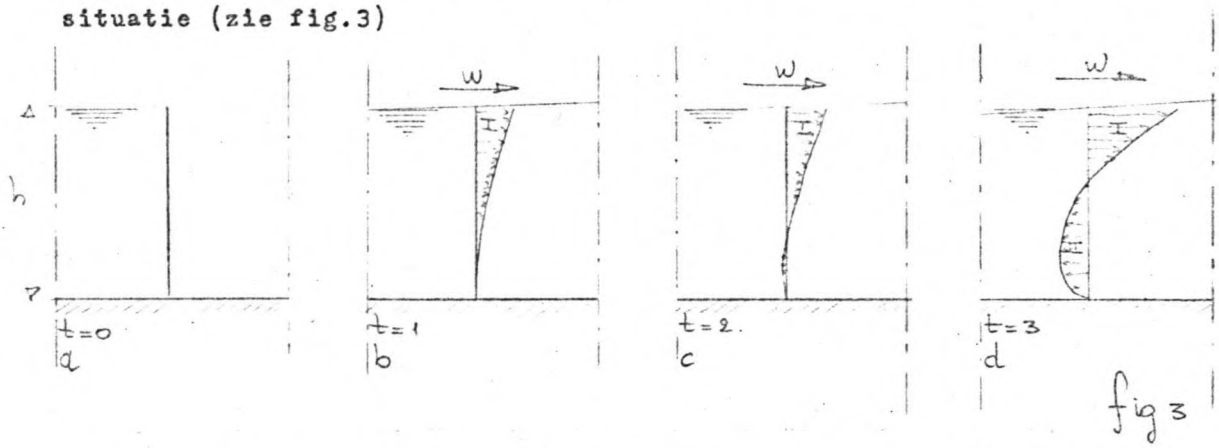


fig 3

We gaan er van uit, dat op $t = 0$ nog geen wind aanwezig is, en het water in rust is. Na $t = 0$ neemt de windsnelheid in korte tijd toe tot een bepaalde waarde en blijft daarna konstant. Vanaf $t = 0$ zal de waterspiegel gaan 'kantelen', d.w.z. het verhang zal steeds sterker worden in detijd, hetgeen een resulterende Q in de pos. x - richting impliceert. Uiteindelijk zal een evenwichtsverhang bereikt worden (als beschreven onder II.1.3.). De snelheidsverdeling over de vertikaal zal in die situatie zijn als weergegeven in fig. 3d). Mogelijke situaties voor de tijdstippen tussen $t = 0$ en $t = 3$ zijn getekend in fig. 3b en 3c. Het enige dat over deze figuren met zekerheid te zeggen is, is dat app I > app II - zo app II al aanwezig is - omdat

immers, als gezegd, sprake is van een resulterende Q in de pos x - richting (waarbij echter gezegd moet worden dat hier wel wordt voorbijgegaan aan oscillaties, maar daarover later).

De bedoeling van hetgeen in het bovenstaande beschreven is, is om aan te duiden dat bij wind de snelheidsverdeling over de vertikaal duidelijk verschilt van de snelheidsverdeling over de hoogte, evenredig met de $\sqrt[6]{h}$, waarbij h de afstand vanaf de bodem voorstelt, waarvan meestal sprake is bij stromingen,waar de wind geen rol speelt. We vragen ons daarom af in hoeverre de formule van Chézy (zoals deze ook in (3) 'verwerkt' is) nog wel opgaat, maar algemeen wordt Chézy in dergelijke gevallen wel gebruikt.

II.1.3. De stationaire opwaaiing op een gesloten meer met een relatief geringe in- of uitstroming

Onder stationaire opwaaiing verstaan we die opwaaiing,welke optreedt bij een langdurig qua richting en snelheid konstante wind. Daarbij stelt zich een evenwichtssituatie in. D.w.z. dat er een bepaald waterstandsverloop ontstaat dat in de tijd niet meer verandert.
De windsnelheid veroorzaakt (naast windgolven):

1. een hellend wateroppervlak
2. circulatiestro(o)m(en) in de vertikale zin en ook eventueel in de horizontale zin

ad 1. In feite is de stationaire opwaaiing te beschouwen als een vereenvoudigde versie van de niet-stationaire In de bew.vgl. (3) vervallen immers de traagheids- en weerstandsterm als gevolg van het stationaire karakter. Hierbij moet echter worden opgemerkt, dat we ervan uitgaan, dat circulatiestromen (als geneemd onder ad 2.) van ondergeschikt belang zijn.
Overblijft dus

$$\frac{\partial h}{\delta x} = \frac{dh}{dx} = \frac{0{,}00353 \cdot w^2 \cdot \cos\varphi}{\rho \cdot g \cdot h} \quad \ldots\ldots\ldots (5)$$

De cont.vgl. speelt hier uiteraard niet. In het navolgende is aangegeven hoe ~~eenvoudig~~ in een willekeurig punt de waterstandsverandering als gevolg van de wind (hetzij opwaaiing of afwaaiing) eenvoudig berekend kan worden. Het lijkt daarbij zinvol onderscheid te maken tussen meren met een praktisch vlakke horizontale bodem en meren waarbij dat niet het geval is. Dit omdat eerstgenoemde meren nogal veel voorkomen en de berekening daarbij eenvoudiger verloopt.

Meren waarvan de bodemligging niet horizontaal is.

Het meer wordt in een aantal vakken opgedeeld in de y - richting = windrichting (dus niet in de richting van de geulas !) met ieder een lengte l_j en diepte d_j. Het nulpunt van de y - as valt samen met de zgn. kantellijn. De kantellijn is de verzameling van punten waar geen waterstandsverandering plaatsvindt. Tussen het punt met ordinaat y en het nulpunt (waar vak 1 begint) liggen n vakken.

De formule voor de opwaaiing, afgeleid uit (5) luidt nu:

$$z(y) = \sum_{j=1}^{j=n} \frac{0{,}00353.w^2 l_j}{\rho.g.d_j} \qquad \ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

$z(y)$ = opwaaiing in punt y (in m)
w = windsnelheid (in m/s)
d_j = gemiddelde diepte van vak j (in m)
l_j = lengte van vak j

De kantellijn is in eerste instantie onbekend. Is de opwaaiing overal gering t.o.v. de diepte, dan mag men echter aannemen dat deze lijn door het statisch zwaartepunt van het meer gaat. Is dit niet het geval, dan moet men de kantellijn schatten, waarna men m.b.v. (6) en de geografie van het meer de op- en afgewaaide hoeveelheden water kan berekenen. Deze moeten i.v.m. de continuïteit immers aan elkaar gelijk zijn. Is dat niet het geval, dan moet een nieuwe schatting plaatsvinden etc., tot voldoende overeenstemming bereikt is. Dan is de juiste ligging bepaald.

Meren met een vlakke horizontale bodem.

Dit is als een bijzonder geval van het bovenstaande te beschouwen en kan dus ook op dezelfde wijze worden aangepakt. De volgende benadering levert echter meer inzicht.

M.b.v. (5) kan het h verloop in de geulas (x-richting) bepaald worden:

(5) wordt $$h.\frac{dh}{dx} = \frac{0{,}00353.w^2.\cos\alpha}{\rho.g}$$

$$\frac{1}{2}.\frac{d(h^2)}{dx} = \frac{0{,}00353.w^2.\cos\alpha}{\rho.g}$$

$$h^2(x) = \int_{x=0}^{x=x} \frac{2.0{,}00353.w^2.\cos\alpha}{\rho.g}\,dx \qquad \ldots\ldots (7)$$

Indien mag worden aangenomen dat de wind over het gehele meer qua richting en snelheid ongeveer konstant is, dan wordt (7):

$$h^2(x) = \frac{0{,}00706 \cdot \omega^2 \cdot \cos\varphi \cdot x}{\rho \cdot g} + C .$$

De x-as laten we beginnen op de kantellijn. Dan is C gelijk aan de d^2 (d = diepte van het meer zonder wind). Dus

$$h(x) = \sqrt{\frac{0{,}00706 \cdot \omega^2 \cdot \cos\varphi \cdot x}{\rho \cdot g} + d^2} \quad \ldots\ldots\ldots (8)$$

(8) geeft een concaaf (bol) hellend wateroppervlak weer (zie fig.4)

De bepaling van de kantellijn vindt op dezelfde wijze plaats als al eerder is beschreven.

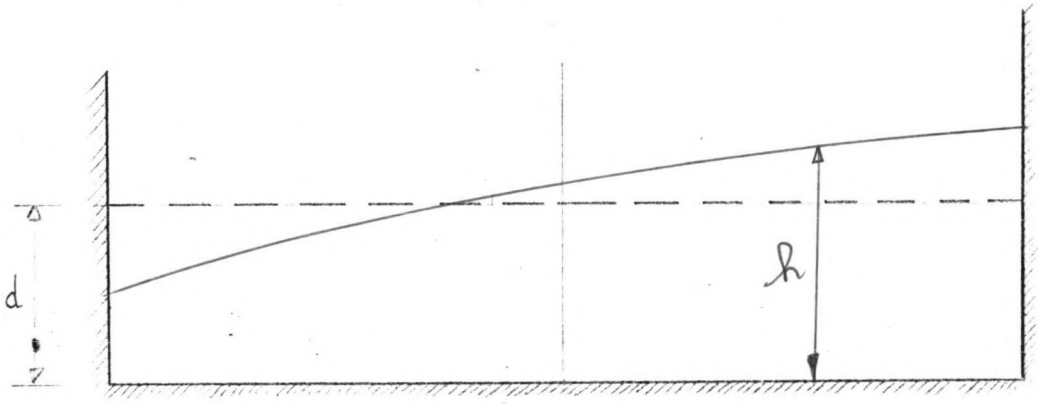


fig. 4

ad 2. Circulatiestroom in het vertikale vlak

Deze circulatiestroom ziet er als volgt uit:

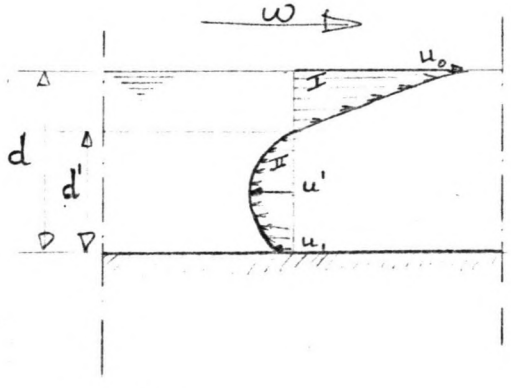


fig 5

Bij stationaire situatie zal opp I gelijk zijn aan opp II, m.a.w. de bovenstroom is even groot als de onderstroom, dat volgt uiteraard uit de continuïteit. De onderstaande tabel ') geeft een indruk van de stroomsnelheden bij verschillende diepten d en windsnelheden(Hellström lit. 7). Volgens Helström zijn de resp. snelheden recht evenredig met de windsnelheid.

	$\tau = 0{,}2\ N/m^2$; $w = 7{,}5\ m/s$			$\tau = 1{,}0\ N/m^2$; $w = 17\ m/s$			dimensie
diepte	d=1	d=10	d=100	d=1	d=10	d=100	m
u_0	0,10	0,13	0,17	0,23	0,30	0,37	m/s
u_1	-0,03	-0,04	-0,06	-0,06	-0,10	-0,14	m/s
u'	-0,04	-0,05	-0,07	-0,08	-0,11	-0,15	m/s
d'	0,63	6,08	60,0	0,63	6,08	60,0	m

In de praktijk is vrijwel altijd sprake van turbulente stroming, behalve bij zeer geringe windsnelheden en geringe d, maar dat is hier van geen belang. Dat is eenvoudig in te zien voor bijv. het IJsselmeer, immers:

$V > 0{,}02$ m/s , bij wind van enige betekenis (> 2 m/s.)

$R > 2$ m.

$\nu = 10^{-6}$ bij 20° C

dus $Re > \frac{V.R}{\nu} = \frac{0{,}02 \cdot 2}{10^{-6}} = 0{,}04 \cdot 10^6 = 40000$, dus er is sprake van turbulente stroming.

') Of deze gegevens van Hellström ook inderdaad juist zijn - ze zijn aan de hand van proeven bepaald - is helaas niet zonder meer na te gaan, daar metingen in de praktijk op grote moeilijkheden stuiten.

Circulatiestroom in het horizontale vlak.

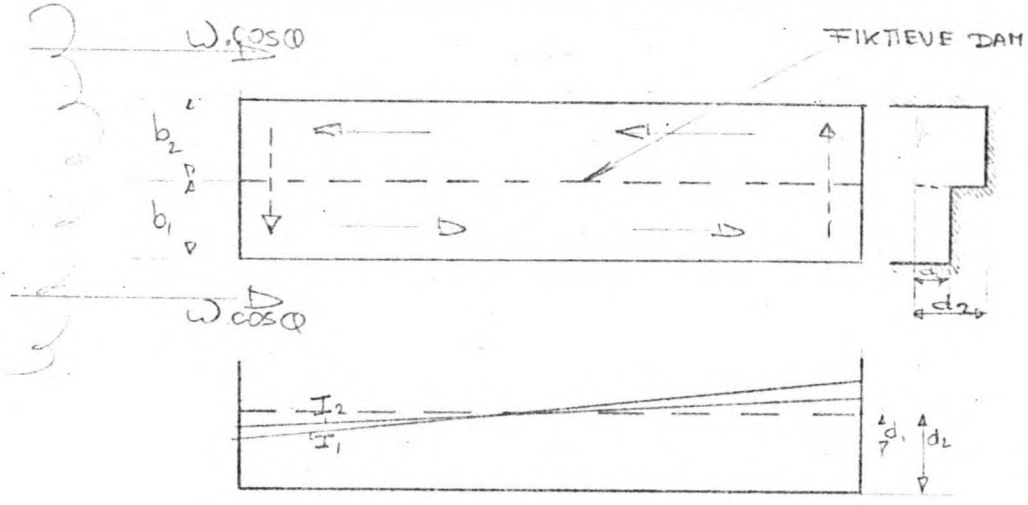


fig 6

Indien loodrecht op de windrichting, de diepte van het meer aan de ene kant duidelijk groter is dan aan de andere kant, treedt een circulatiestroom in het horizontale vlak op (zie fig. 6). Bedoeld wordt een resulterende stroom over de diepte. De boven- en onderstroom als beschreven onder 'circulatiestroom in het vertikale vlak' kunnen nl. nog wel optreden.

Het is vrij eenvoudig in te zien waarom dit gebeurt, en wel met het volgende gedachtenexperiment. Stel dat er een dam lag tussen het diepe en ondiepe gedeelte. Dan zou zich op dat ondiepe deel een verhang I_1, en op het diepe deel een verhang I_2 instellen, met $I_1 > I_2$. In elk der delen is dan geen resulterende stroom aanwezig, dus de windschuifkracht en de zwaartekrachtscomponent zijn in evenwicht met elkaar. Maken we nu aan het begin en het eind een relatief klein gat in de dam, dan zal vanwege het verval over deze gaten een stroom door elk van deze gaten plaatsvinden. Deze stromen zijn tegengesteld aan elkaar en i.v.m. de continuïteit even groot. Bij de loefzijde zal de stroom gaan van het diepe naar het ondiepe deel, en bij de lijzijde dus juist andersom. Dit impliceert dat in het ondiepe deel een stroom met de wind mee ontstaat en in het diepe deel een evengrote stroom tegen de wind in. Maken we nu in gedachten de gaten geleidelijk aan groter, dan zal de circulatiestroom ook groter worden. Deze circulatiestroom veroorzaakt echter een bodemwrijving die de I_1 en I_2 dichter bij elkaar brengt. Wanneer de hele dam weg is zullen ze zelfs praktisch aan elkaar gelijk worden. De I die dan aanwezig is noemen we I_3. Het zal duidelijk zijn dat $I_1 < I_3 < I_2$ (I_1 en I_2 bij situatie met gesloten dam).

We kunnen het voorgaande als volgt rekenkundig samenvatten, waarbij we de bew.vgl.(3)- of een ontaarde vorm daarvan - gebruiken.

- situatie met dam :

$$I_1 = 0{,}00353.\omega^2.\cos\varphi / \rho.g.d_1 \quad \ldots\ldots\ldots (9)$$

$$I_2 = 0{,}00353.\omega^2.\cos\varphi / \rho.g.d_2 \quad \ldots\ldots\ldots (10)$$

- situatie zonder dam

door de circulatiestroom komt er nu een wrijvingsterm bij :

ondiepe deel $I_3 = 0{,}00353.\omega^2.\cos\varphi / \rho.g.d_1 - Q^2/C_1^2.A_1^2.R_1$ (9')

diepe deel $I_3 = 0{,}00353.\omega^2.\cos\varphi / \rho.g.d_2 + Q^2/C_2^2.A_2^2.R_2$ (10')

Om het bovenstaande te illustreren volgt hier een rekenvoorbeeldje.

$b_1 = 100$ m	$b_2 = 100$ m
$d_1 = R = 2$ m	$d_2 = R = 4$ m
$A_1 = h_1 \times d_1 = 200$ m^2	$A_2 = h_2 \times d_2 = 400$ m^2
$C_1 = 45$ m$^{\frac{1}{2}}$/s	$C_2 = 50$ m$^{\frac{1}{2}}$/s

We stellen, dat w = 20 m/s en $\varphi = 0$.

Uit gelijkstelling van (9') en (10') volgt dan dat Q = 82 m^3/s
$v_1 = 0{,}36$ m/s, $v_2 = 0{,}18$ m/s en $I_3 = 3{,}82.10^{-5}$
Uit (9) en (10) volgt $I_1 = 7{,}06 \times 10^{3-5}$ en $I_2 = 3{,}53 \times 10^{-5}$.

Het zal duidelijk zijn dat het bovenstaande principe ook opgaat voor een grilliger en/of geleidelijker verlopende bodemligging. Overigens behoeft er niet altijd sprake te zijn van een keurig rondgaande circulatiestroom. In het algemeen zal in een duidelijk dieper deel van het meer, waarvan de lengte in de windrichting van enige betekenis is, een geul bijv., een resulterende stroom tegen de wind ontstaan. Bij een duidelijk ondieper deel van enige lengte in de windrichting zal daarentegen een stroom met de wind mee ontstaan. Dit verschijnsel zal dan ook een menging van het water veroorzaken, wat meestal een goede zaak is in verband met de natuurlijke zelfreiniging van zo'n meer.

III. DE BEREKENING

III.1. Keuze en motivatie oplossingsmethode met nadere specificatie van de doelstellingen

Zoals reeds vermeld in de inleiding heeft het opwaaiingsverschijnsel een twee-dimensionaal karakter. In het navolgende is er echter van uitgegaan dat er sprake is van een ééndimensionaal karakter, omdat dat veel eenvoudiger is en dus sneller aan te pakken. Als verdediging van deze simplificatie kan slechts worden aangevoerd, dat de betreffende wateren (zie fig. 1) duidelijk langer zijn dan breed, hetgeen een meer eendimensionale stroming uiteraard in de hand werkt. In hoeverre deze aanname echter gerechtvaardigd is, kan pas bij de ijking van het model worden bekeken. Overigens impliceert genoemde aanname dat nergens informatie kan worden verkregen over de stroomrichting. Dit is echter geen groot nadeel, daar deze niet nodig is om aan onze doelstelling te beantwoorden.

Nadere specificatie van de doelstellingen.

1. Hoe verloopt het inspeelproces van de opwaaiing. Hieronder verstaan we de waterbeweging welke optreedt bij een relatief snel tot een bepaalde waarde toenemende windsnelheid, welke laatste daarna konstant blijft.
2. Hoe voltrekt zich dit verschijnsel op genoemde randmeren en rivieren.
3. Wat is de invloed op de max. waterstand van
   - het peil op de randmeren
   - het debiet van IJssel en Vecht

Zoals vermeld onder II.1.2. kan het eendimensionale langegolfprobleem worden beschreven met de vergelijkingen (3) en (4). I.h.a. zijn de oplossingen hiervoor te verkrijgen met een differentiemethode (lit. 7), terwijl een kontrole mogelijk is met de 'Exacte methode', laatstgenoemde methode is voor ons geval echter zeer bewerkelijk. Toegepast is een expliciete differentiemethode, en wel het programma Chérie, omdat dit beschikbaar was.

III.2. De oplossingsmethode

Het principe van Chérie

Verwezen kan worden naar het collegediktaat b 73 B (lit. 8). In het kort werkt de methode als volgt: de langegolfvergelijkingen waren:

(3) anders geschreven:

$$\frac{\delta Q(x,t)}{\delta t} + g.A\,\frac{\delta h(x,t)}{\delta x} + g.\frac{|Q(x,t)|Q(x,t)}{C^2.A.R} - b_s.\frac{0{,}00353.\omega^2\cos\varphi}{\rho} = 0 \quad . \quad (3')$$

(4) anders geschreven: $$\frac{\delta h(x,t)}{\delta t} + \frac{1}{b}\cdot\frac{\delta Q(x,t)}{\delta x} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4')$$

De partiële afgeleiden uit deze vergelijkingen: $\frac{\partial h}{\partial t}$, $\frac{\partial Q}{\partial t}$, $\frac{\partial h}{\partial x}$ en $\frac{\partial Q}{\partial x}$ kunnen worden benaderd door differentiequotiënten. Het is dan niet meer mogelijk om de funkties van h en Q voor ieder punt te bepalen, maar wel in discrete punten. Daarbij is het nodig in het leidingsysteem punten voor h en punten voor Q te onderscheiden, waarbij de h-punten zowel als de Q-punten $2\Delta x$ uit elkaar liggen. Het tijdsverschil tussen de discrete waarden van Q zowel als van h bedraagt voor elk punt $2\Delta t$.

De differentiequotiënten worden dan voor punt $(m\Delta x, n\Delta t)$:

(discretisatie in de x-richting)

$$\frac{\delta h(m.\Delta x, n\Delta t)}{\delta x} = \frac{h((m+1)\Delta x, n.\Delta t) - h((m-1).\Delta x, n.\Delta t)}{2\,\Delta x}$$

en. $$\frac{\delta Q(m.\Delta x, n.\Delta t)}{\delta x} = \frac{Q((m+1).\Delta x, n.\Delta t) - Q((m-1).\Delta x, n\Delta t)}{2\,\Delta x}$$

(discretisatie in de tijd)

$$\frac{\delta h(m.\Delta x, n.\Delta t)}{\delta t} = \frac{h(m.\Delta x,(n+1).\Delta t) - h(m.\Delta x,(n-1).\Delta t)}{2\Delta t}$$

en. $$\frac{\delta Q(m.\Delta x, n.\Delta t)}{\delta t} = \frac{Q(m.\Delta x,(n+1).\Delta t) - Q(m\Delta x,(n-1).\Delta t)}{2\,\Delta t}$$

De vergelijkingen (3') en (4') worden nu

$$\frac{Q(m\Delta x,(n+1).\Delta t) - Q(m.\Delta x,(n-1).\Delta t)}{2.\Delta t} + g.A\frac{\{h((m+1).\Delta x, n.\Delta t) - h((m-1).\Delta x, n\Delta t)\}}{2.\Delta x} +$$

$$+ g.\frac{|Q(m.\Delta x, n.\Delta t)|\,Q(m.\Delta x, n.\Delta t)}{C^2.A.R} - b_s.\frac{0{,}00353.\omega^2\cos\varphi}{\rho} = 0 \quad . \quad . \quad (11)$$

$$\frac{h(m.\Delta x,(n+1).\Delta t) - h(m.\Delta x,(n-1).\Delta t)}{2.\Delta t} + \frac{Q((m+1).\Delta x, n.\Delta t) - Q((m-1).\Delta x, n.\Delta t)}{2.b.\Delta x} = 0 \quad . \quad (12)$$

Bij de 'leap frog' methode is voor deze vergelijkingen slechts een oplossing mogelijk indien h en Q in verschillende punten worden berekend. De h-punten nemen we als vakgrenzen en de Q-punten als middens van vakken. De nieuwe waarden van h kunnen worden berekend met de gediscretiseerde continuïteitsvergelijking (12) en de nieuwe waarden voor Q met de gediscretiseerde bewegingsvergelijking (11).

In het leidingstelsel wordt een splitsingspunt, d.i. een punt waar meerdere takken samenkomen, als h-punt aangenomen, omdat in dat punt niet één Q te definiëren is. Uit vgl. (12) is de 'nieuwe' h als volgt te bepalen, bijv. voor punt $(m.\Delta x,(n+1).\Delta t)$:

$$h(m.\Delta x,(n+1).\Delta t) = h(m.\Delta x,(n-1).\Delta t) + \frac{2\Delta t\{Q((m-1).\Delta x,n.\Delta t)-Q((m+1).\Delta x,n.\Delta t)}{2.\Delta x.b(m.\Delta x,n.\Delta t)}$$

of, in het algemeen voor een splitsingspunt.

$$h(m.\Delta x,(n+1).\Delta t) = h(m.\Delta x,(n-1).\Delta t) + \frac{2\Delta t\sum_{i=0}^{i=n} Q_i((m-1).\Delta x,n.\Delta t)-Q_i((m+1).\Delta x,n\Delta t)}{\sum_{i=0}^{i=n} 2.\Delta x.b_i(m.\Delta x,n\Delta t)}$$

waarin $\sum_{i=0}^{i=n} 2.\Delta x.b_i(m.\Delta x,n\Delta t)$ geschreven kan worden als $B(m,n)$ en dit de som van de bergende oppervlakken voorstelt van de aan het splitsingspunt grenzende vakken.

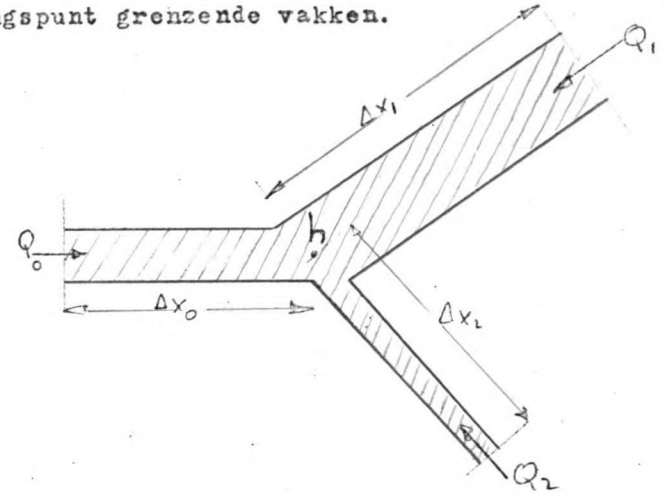


fig 7

Uit (11) kan een nieuwe Q bepaald worden:

$$Q((m+1).\Delta x,(n+2).\Delta t) = Q((m+1).\Delta x,n.\Delta t)$$
$$+\frac{g.A((m+1).\Delta x,(n+1).\Delta t)}{2\Delta x}.\{h(m.\Delta x,(n+1).\Delta t)-h((m+2).\Delta x,(n+1).\Delta t)\}$$
$$-\frac{2g.\Delta t\,|Q((m+1).\Delta x,n.\Delta t)|\,Q((m+1).\Delta x,(n+2).\Delta t)}{C^2.A((m+1).\Delta x,(n+1).\Delta t).R((m+1).\Delta x,(n+1).\Delta t)}$$
$$+\frac{2\Delta t.b_s.0{,}00353.\cos\varphi}{\rho}.$$

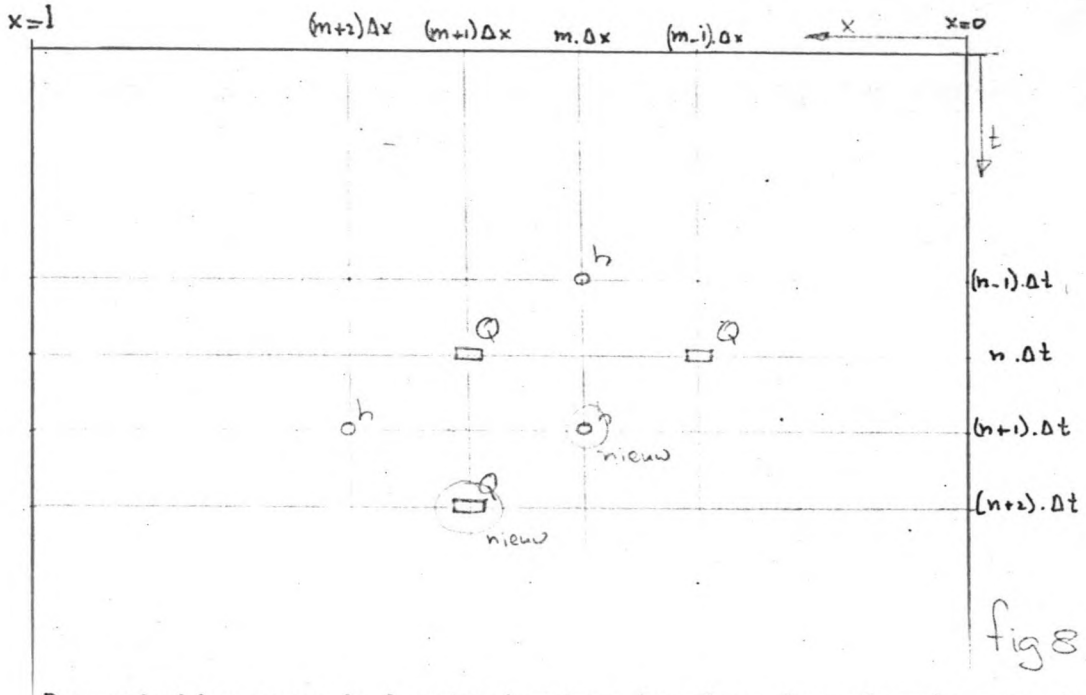


fig 8

De werkwijze voor de berekening kan dus door de volgende zgn. 'reken-molekulen' voorgesteld worden.

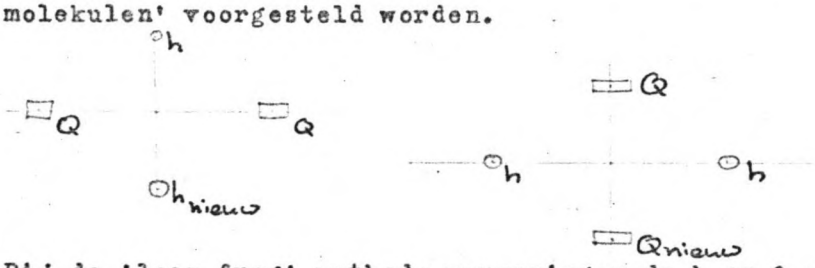


fig 9

Bij de 'leap frog' methode verspringen de h en Q punten.
Voor het verkrijgen van een oplossing zijn in het algemeen begin- en randvoorwaarden nodig
Als randvoorwaarden moeten op elk tijdstip aan de randen de h en/of Q bekend zijn.
Als beginvoorwaarde moeten meestal op t = 0 alle h-waarden bekend zijn en indien mogelijk op $t=0+\Delta t$ alle Q-waarden (of andersom).
In het ongunstiger geval zal men moeten volstaan met een schatting voor deze waarden.
T.g.v. de wrijving dempen de hierdoor ontstane fouten uit (het inspeelverschijnsel).

Nog enige opmerkingen over de schematisatie.
Daar bij de vergelijkingen (11) en (12) ervan is uitgegaan dat de h-punten halverwege de Q-punten liggen (en dus ook het omgekeerde het geval is), moeten de vaklengtes ongeveer konstant zijn. Men begint de h-punten in de splitsingspunten te leggen èn daar waar de h als randvoorwaarde gegeven is.

Op plaatsen waar de Q als randvoorwaarde is gegeven moeten we een Q-punt aannemen, zodat we daar een half vak introduceren, daar Q vakmidden is.
Bovendien ligt dan het eerstvolgende h-punt midden in zijn kombergingsgebied, wat ook een eis is, gezien vgl. (12).

Enkele nadelen van het Chérie-programma.

- de term $\frac{2Q}{gA^2}\cdot\frac{\delta Q}{\delta x}$ is hierin niet opgenomen
- de methode is stabiel als: $\frac{\Delta x}{\Delta t} > c$ of $\Delta t < \frac{\Delta x}{\sqrt{g\frac{A}{b}}}$
- de keuze van de vaklengtes is niet geheel vrij.

De laatste twee nadelen gelden overigens voor iedere expliciete methode.

Veronderstellingen en verwaarlozingen welke later bij de berekeningen nodig zijn gebleken en voor zover ze niet reeds op pag. 10 genoemd zijn.

- weerstand volgens Chézy, ondanks afwijkende snelheidsverdeling
- horizontale circulatiestroom is te verwaarlozen
- C-waarde is konstant voor alle IJsselmeer vakken 50 voor de overige vakken 45; ongeveer volgende uit de formule $C = 38\sqrt[6]{h}$
- windrichting over het gehele gebied op een bepaald tijdstip hetzelfde
- de grootte van de windsnelheid op alle IJsselmeervakken gelijk
- windsnelheid verandert overal gelijktijdig en in de zelfde mate
- windsnelheid op Ketelmeer 10% en op Zwarte Meer 20% geringer dan de op dat ogenblik heersende windsnelheid op het IJsselmeer (dit als gevolg van de beschutte ligging van deze meren).

- als windschuifkracht wordt per vak de ontbondene van de werkelijk optredende windschuifkracht in de lengterichting van het vak, genomen
- verwaarlozing van de versnelling van Coriolis, inherent aan toepassing van een ééndimensionaal model
- verwaarlozing Bernowilliterm uit de bewegingsvergelijking, inherent aan toepassing van het Chérieprogramma
- verwaarlozing vertragingsverliezen
- veronderstelling dat bij plotselinge profielverruiming (in de stroomrichting dus) de stroom deze verruiming ook daadwerkelijk volgt
- rivierafvoeren konstant in de tijd
- geen spuien in de Afsluitdijk

III.3. De schematisatie

III.3.1. De benodigde gegevens

Het IJssel- en Ketelmeer hebben een stroomvoerende breedte (b_s), welke onafhankelijk is van de waterstand (h). Het overige deel, bestaande uit Zwarte Meer, Zwarte Water en een deel van de Vecht en de IJssel, heeft echter een met de h variërende b_s en bergende breedte (b), tengevolge waarvan de doorstroomprofielen en bergende oppervlakken ook met de h variëren.

De vakverdeling met nummering is weergegeven op bijlage 1. De pos. x-richting wordt aangenomen overeenkomstig de volgorde van het opgeven van begin en eindpunt van het vak.

De benodigde gegevens zijn (zie bijlage 2 t/m 4):

- de vaklengte
- C - waarde
- stroomvoerende opp. onder referentievlak } voor IJssel- en Ketelmeer
- stroomvoerende breedte
- bergend opp. van de h-punten
- stroomvoerend opp bij verschillende waterstanden voor de Q-punten } voor overige wateren
- bergend opp bij verschillende waterstanden voor de h-punten
- hydraulische straal bij verschillende waterstanden voor de Q-punten
- peil op de meren en rivieren
- verloop windschuifkracht in de tijd (dit volgt uit verloop windsnelheid en windrichting in de tijd)
- randvoorwaarden * noordelijke grens: Q=0
  * zuidelijke grens : Q's=rivierafvoeren
- beginvoorwaarden
  voor ieder h-punt (vakgrens) h=beginpeil
  voor de Q-punten (vakmiddens) Q=0
  behalve de randen. daar is Q randvoorwaarde

Het is uiteraard zaak, dat het geschematiseerde vak en het overeenkomstige vak in de natuur zo goed mogelijk met elkaar overeenkomen. Dit houdt in dat de discontinuïteiten zo klein mogelijk moeten zijn.

Zo zal vak 30 niet langer kunnen worden genomen, omdat dan binnen

het vak in de natuur het dwarsprofiel sterk zou variëren. Het vak zou natuurlijk wel op te delen zijn in twee of meerdere vakken (kleinere). Maar dit lijkt weinig zinvol, alle overige vakken zouden dan ook erg klein moeten worden omdat de kombergingsoppervlakte van de opeenvolgende vakken onderling niet te veel mogen variëren, zodat op het IJsselmeer vakken zouden ontstaan die wel tot 6x zo breed als lang zijn, hetgeen gezien de geografie van het IJsselmeer een nogal vreemde indruk zou maken.

De lengte van vak 30 - nl. 6 km. - wordt nu als 'maat' gesteld voor de overige vakken. De indeling in vakken welke ongeveer deze lengte hebben blijkt goed mogelijk. Op het IJsselmeer worden de vakken om bovengenoemde reden in NW richting geleidelijk groter genomen tot een lengte van 11 km. Daarbij is er voor gezorgd om op in splitsingspunten een h-punt te nemen (punt 31 en 27) terwijl aan de uiteinden halve vakken overblijven omdat daar de Q gegeven is.

Nu de vaklengten en diepten bekend zijn, kan de stapgrootte Δt bepaald kan worden; i.v.m. de stabiliteit geldt: $\frac{\Delta x}{\Delta t} > c$ waarbij het meest ongunstige vak maatgevend is.

Van belang zijn dus de korte en diepe vakken. De geringste vaklengte is 5500 m, terwijl de grootste diepte ongeveer 7 m bedraagt (inklusief opwaaiing en peilverhoging). Deze extremen komen niet tegelijkertijd voor in één vak, we mogen dus aannemen dat de uitkomst aan de veilige kant zal zijn.

Er geldt nu: $\Delta t < \frac{\Delta x}{c} = \frac{5500}{\sqrt{10.7}} = 655$ sec.

We nemen daarom een tijdsstap van $\Delta t = 600$ sec (10 min.)

Bij de schematisatie doen zich nog enkele moeilijkheden voor.

- de bodemligging van het IJsselmeer varieert in sommige vakken zeer sterk van plaats tot plaats. De aanname van de gemiddelde diepte van een vak draagt daarom noodgedwongen een nogal arbitrair karakter.
- op bepaalde punten in het geschematiseerde model komen plotselinge profielveranderingen voor (bijv. de punten 6,30,31). Hier zal in geval van verruiming het stroomvoerend profiel geleidelijk gaan uitwaaieren in plaats van de profielverruiming plotseling te volgen.

  Zoals reeds eerder is vermeld, is van dit laatste echter (noodgedwongen) wel uitgegaan in de berekening.

- Bij de vakken 25 t/m 28 gebeurde het volgende:
het dwarsprofiel ter plaatse ziet er als volgt uit:

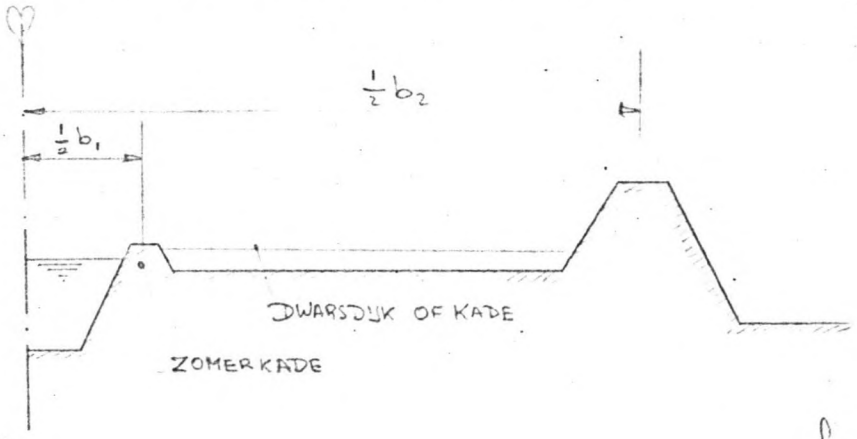


fig 10.

Indien de waterstand in het zomerbed de kruin der zomerkaden overschrijdt, lopen de uiterwaarden vol In de uiterwaarden vindt dus een berging plaats, maar nog geen stroming, totdat ook de in de uiterwaarden aanwezige dwarsdijken onder water staan. Het probleem is nu hoe dit proces in het programma Chérie onder te brengen. Indien immers slechts de bij de verschillende waterstanden behorende dwarsprofielen en bergende oppervlakken worden opgegeven, komt daarbij het aspect van de vulling van de uiterwaarden tot aan de kruinshoogte van de zomerdijken niet tot uitdrukking. Dit bezwaar is op de volgende manier te ondervangen:

Benader het verloop van de bergende breedte als weergegeven in fig. 11 en wel zodanig, dat het gearceerde oppervlak gelijk is aan genoemde vulling van de uiterwaarden over een lengte van 1 m Het zal duidelijk zijn dat de vulling zo wèl verdisconteerd is.

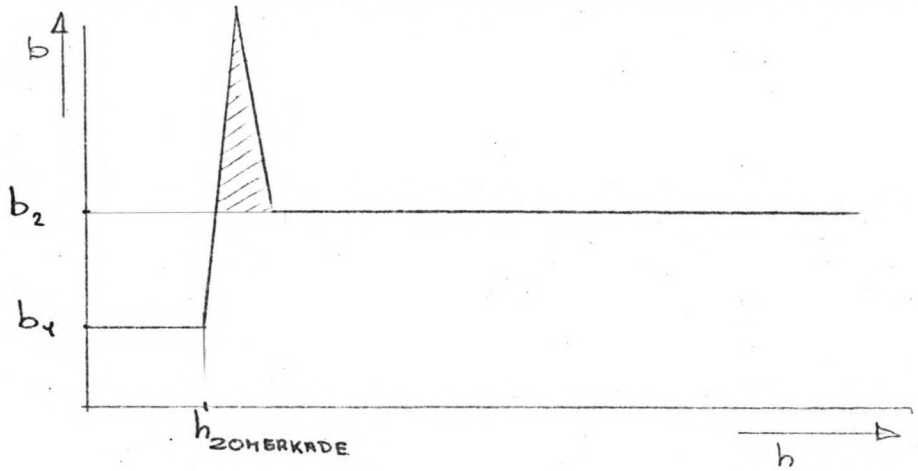


fig 11

Het getekende driehoekige verloop is nogal arbitrair en dus aanvechtbaar, maar ieder ander verloop is dat ook. Overigens is een goede benadering moeilijk te realiseren omdat de dijkshoogte nog al varieert.

- Andere wijzen van benadering zijn denkbaar, zoals het 'aanbreien' van (denkbeeldige) dode takken welke door hun berging de vulling simuleren. Deze worden dan buiten werking gesteld als genoemde vulling heeft plaatsgevonden.
- Een andere methode bestaat uit het onderbrengen van de uiterwaarden in aparte vakken, parallel geschakeld met de vakken welke het zomerbed schematiseren.

Deze berekeningswijze als boven geschetst is toegepast voor de gedeelten van de wateren die daarvoor in aanmerking komen, t.w. Zwarte Water en Vecht.
Duidelijk was te zien dat bij toenemend debiet de waterstand steeg tot het nivo van de zomerkaden en dan een tijd bijna konstant bleef, totdat de uiterwaarden ook dat nivo bereikt hadden. Door de aangenomen overhoogte van rivierwinterbed t.o. uiterwaard gaan de uiterwaarden pas meedoen aan de stroming als deze overhoogte daar ook bereikt is, wat in werkelijkheid ook gebeurt bij een waterstand van ± 0,50 m boven het nivo van dwarskaden e.d.
De aanname berust op het veranderen van de werkelijke vertikale berging tot een 'uitgesmeerde' horizontale berging.

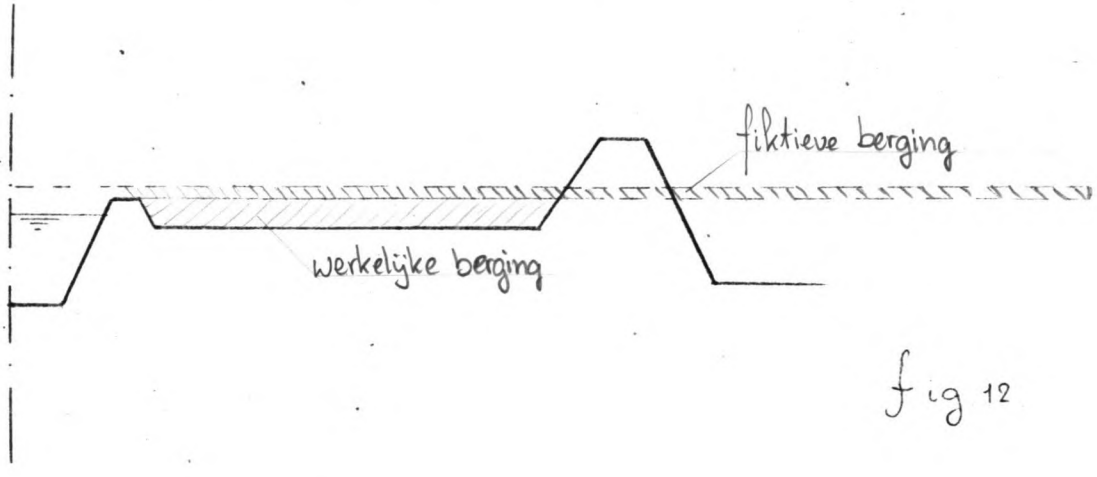


fig 12

III.3.2. Toetsing van het model aan waarnemingen gedaan bij een bepaalde storm

Om de betrouwbaarheid van het model na te gaan is een storm ingevoerd (van 2-3 april 1973), waarvan verloop van windsnelheid en windrichting in de tijd op bijlage 5 is weergegeven.

Deze gegevens liggen echter niet eenduidig vast voor het gehele IJsselmeer. We zijn dan ook uitgegaan van windwaarnemingen op verschillende stations rond het IJsselmeer. Terwille van een praktische benadering hebben we de waarnemingen van de stations Den Helder en Lelystad gemiddeld en aangenomen als geldend voor het hele IJsselmeer.

Een complicatie deed zich nog voor, doordat ten tijde van de storm de dijk Enkhuizen-Lelystad nog niet gesloten was. Vergeleken met de in III.3.1. genoemde schematisatie moet nog een extra tak welke het Markerwaardgebied weergeeft, worden aangebracht.
Deze tak is weergegeven met zijn schematisatie op bijlage 1 door met streepjeslijnen aangegeven vakken.

Overigens is de wind op deze tak niet in rekening gebracht, omdat de windrichting tijdens het belangrijkste deel van de storm vrijwel loodrecht op de aangenomen as van deze tak stond, en de windterm derhalve verwaarloosbaar klein was.

De berekening heeft plaatsgevonden vanaf een tijdstip dat vele uren voor het eigenlijke begin van de storm was gelegen om zo de inspeelperiode afgelopen te laten zijn, wanneer de echte storm begint.
Dit inspeelproces treedt op als gevolg van het invoeren van de geschatte - en dus onjuiste - beginvoorwaarden.

Ook is terwille van de stabiliteit van het rekenproces een zeer geleidelijk toenemende windterm ingevoerd gedurende 5 uren tot de reële waarde voor uur 6 is bereikt, hetgeen dus een fictieve situatie is.

Als beginvoorwaarde voor de waterstand is het voor die dag berekende peil ingevoerd, nl. 0,23 m^{-} N.A.P..

Op bijlage 1 zijn de plaatsen van de peilschrijvers aangegeven, waarvan de tijdens de storm gemeten waarnemingen kunnen worden vergeleken met de berekende waarden. De bijlagen 6 t/m 9 geven de berekende en de gemeten waterstandaverlopen per peilschrijver weer.

In het algemeen kunnen we stellen dat dit rekenmodel meer geschikt is voor noord tot noordwestelijke windrichtingen, dan voor zuidelijker windrichtingen, omdat zoals reeds genoemd, er op het Markerwaardgebied in het model geen wind ingevoerd is.

Voor het begin van de storm betekent dit, dat er in werkelijkheid water uit het Markerwaard gebied gestuurd wordt, terwijl in model deze waterbeweging niet plaats vindt, en er afwijkingen op zullen treden tussen waargenomen en gemeten waarden.

Zo geeft het model voor de punten 5,6 en 10 resp. Schokkerhaven, Ketelbrug en Staveren, te lage uitkomsten bij de zuidelijke tot westelijke windrichtingen en bij de noordwestelijke windrichting krijgt het model voldoende nauwkeurigheid.

Op bijlage 6 en 7 zien we inderdaad het genoemde verschijnsel optreden. Als op uur 17 de wind naar het noordwesten ruimt, zien we dat op dat uur de werkelijke stand al hoger is dan de berekende, zodat de extreme waterstand van uur 21 in het model ook wat achterblijft door deze uitgangspositie (traagheidsverschijnsel).

We mogen wel stellen dat dit geval voor beide stations goed door het model berekend is, speciaal wat betreft de extreme piekwaarde op uur 21.

Op bijlage 8 is de stand te Staveren vergeleken met punt 10 uit het model. Hierbij zij vermåd dat Staveren nogal ver uit de IJsselmeer-as ligt, en zo weer een extra afwijking t.o.v. de werkelijkheid geïntroduceerd wordt bij de windrichtingen die niet evenwijdig aan de as lopen.

Ook voor dit station doet zich het feit voor, dat bij de extreme waarde van uur 21 de waarde in het model verder daalt dan de werkelijkheid,door de lagere waarde van het model bij het begin van de noordwestelijke winden.

Na deze extreme waarde volgen de waarden uit het model en werkelijkheid elkaar goed, zodat we ook over dit peilstation van goede overeenkomst mogen spreken.

Op bijlage 9 is de situatie weergegeven voor Den Oever en Kornwerderzand en punt 11 uit het model.

Hierbij nog de opmerking dat punt 11 nog een halve vaklengte verwijderd ligt van de Afsluitdijk, dus de overeenkomst voor dit geval mogen we niet ideaal verwachten. Het creëeren van zo'n half vak is een vereiste van het Chériemodel omdat daar een debiet bekend is,nl. Q = 0.

Zeer illustratief op deze bijlage is de situatie bij genoemde windrichtingen niet evenwijdig aan de IJsselmeer-as.
Te zien is nl. dat te Kornwerderzand de standen hoger zijn dan die te Den Oever. Terwijl bij de windrichtingen langs de IJsselmeer-as geen verschillen optreden.

Het 'doorschieten' van de standen is hier ook weer opgetreden, vgl. de situatie op uur 16 en 21 en 25, waar een soort slingereffekt ontstaat.

IV. BEREKENING VAN EEN FIKTIEVE STORM

IV.1. Aard van fiktieve storm met motivatie

Om na te gaan hoe het inspeelproces plaatsvindt (zie pag.18, doelstelling 1), hebben we voor een groot aantal programma's een windveld ingevoerd, welke uit de NW-richting waait en waarvan het snelheidsverloop in de tijd het volgende karakter draagt (zie fig. 13):

1 - de windsnelheid neemt in twee uur toe en blijft daarna konstant
2 - de toename vindt qua grootte plaats volgens een parabool

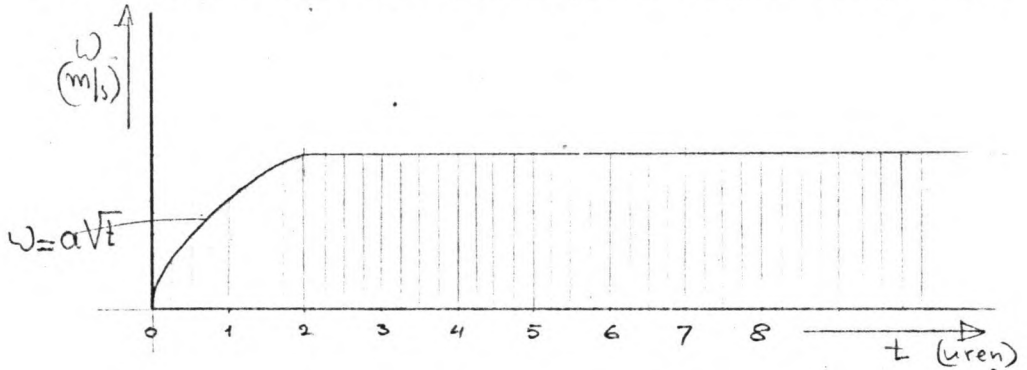


fig 13

ad 1 - De keuze van de toename in twee uur kan als volgt worden gemotiveerd.
Het is niet aantrekkelijk om de wind al te snel te laten toenemen, omdat dit verstoringen in het rekenproces veroorzaken kan (zoals ons gebleken is).
Bovendien vinden in werkelijkheid geen grote snelheidsveranderingen plaats binnen dit tijdsbestek (althans als we spreken over uurgemiddelden van de windsnelheid).
Een te langzame toename zou daarentegen ook minder aantrekkelijk zijn, omdat dan het waterstandsverloop geleidelijker plaats zal vinden, terwijl we juist geïnteresseerd zijn in spektakulaire waarden (maxima).
Zo zijn we gekomen tot de toch wel enigszins arbitrair te noemen keuze van twee uur.

ad 2 – Het verloop hebben we plaats laten vinden volgens een parabool ($w = a\sqrt{t}$), omdat dan het verloop van de schuifspanning met de tijd lineair plaatsvindt. De schuifspanning en niet de windsnelheid is immers evenredig met de windterm. Daarom is gekozen voor een zo geleidelijk mogelijk, dus lineair verloop van de schuifspanning, ook weer om mogelijke verstoringen van het rekenproces te voorkomen.

IV.2. Resultaten

Uit verschillende berekeningen met een windverloop als weergegeven in IV.1. zijn de volgende algemene resultaten voortgevloeid:

--- Momentane verhanglijnen ----- (zie bijlage 10)

Zoals te verwachten was gaat de waterspiegel kantelen, d.w.z. het verhang wordt in de tijd groter, vanaf het moment dat het begint te waaien (t = 0).

De waterspiegel verloopt echter niet geleidelijk naar de bij de aanwezige windsnelheid en -richting behorende evenwichtssituatie (zie II.1.2.) , maar bereikt deze na een oscilerende beweging, blijkbaar als gevolg van de traagheid van de watermassa.

De amplitude van de oscilatie dempt daarbij uit als gevolg van de bodemwrijving, zodat na lange tijd de evenwichtssituatie toch bereikt wordt.

Opvallend aan de grafiek is. dat genoemde slingering niet op het Zwarte Meer en Zwarte Water en Vecht plaatsvindt, op deze wateren vindt wèl een geleidelijke toename tot het evenwichtsverhang plaats. Blijkbaar is het dwarsprofiel van de Ramsgeul (vak 30) zo gering t.o. v. het bergende oppervlak van genoemde wateren, dat daar het waterstandsverloop achterblijft bij dat op het Ketelmeer (flessehalseffekt).

Zeer duidelijk is ook het kantelpunt, dus het punt waar de waterstand niet verandert. Dit punt komt overeen met een knoop van de staande golf door welke dit opwaaiingsverschijnsel gekarakteriseerd wordt.

Overigens zij opgemerkt dat bij windverlopen met een grilliger verloop, waarvan in de praktijk meestal sprake is, niet zo'n uitgesproken kantelpunt zal optreden, mede door het in werkelijkheid tweedimensionale stroombeeld.

---- Momentane Q verloop ---- (zie bijlage 11)

Opvallend zijn de enorme debieten welke op het midden van het IJsselmeer optreden, nl. tot 40.000 m^3/sec. toe
De snelheden in het midden van het IJsselmeer lopen op tot plm. 0,38 m/sec. en in tegengestelde richting tot plm. 0,20 m/sec., deze snelheidsverandering treedt op in een tijdsbestek van de bekende 4 uur 20 minuten.

Het feit dat de stroom van richting verandert, hangt uiteraard weer samen met de genoemde slingerbeweging.

Dat het debiet gaandeweg naar het midden van het IJsselmeer toeneemt valt eenvoudig te begrijpen indien men zich bijlage 10 en de kontinuïteitsvergelijking $Q = -B \frac{\partial h}{\partial t}$ voor ogen houdt.

---- Waterstandsverloop ---- (zie bijlage 12)

Op de bijlage is voor twee punten het h-verloop weergegeven. De slingering vindt plaats met een periode van ongeveer 4 uur 20 min.. Dit komt nauwkeurig overeen met de looptijd $T = 2L/c$ van een staande lange golf in een bekken met lengte L, en $c = \sqrt{gh}$ de voortplantingssnelheid. In ons geval wordt dit:

$$T = \frac{2.52200}{\sqrt{9,8.4,65}} = 15500 \text{ sec.} = 4 \text{ uur, } 18 \text{ min.}$$

Voor de lengte L is die van het IJsselmeer alleen gebruikt, de waterbeweging van de overige meren heeft op het IJsselmeer nauwelijks invloed blijkens bijlage 10.

Uitgegaan is van een IJsselmeerpeil van N.A.P..

Bij een ander peil verandert de slingertijd ietwat, maar gezien de geringe peilvariaties is dit te verwaarlozen.
Bij een extreem peil van N.A.P. + 0,70 m zal de T exact 4 uur bedragen.

Ook blijkt hier duidelijk het slingereffekt voor punt 31 (Ketelmeer) en het ontbreken daarvan voor punt 30 (dus het Zwarte Meer).

Over de mate van slingering voor wat betreft de waterstanden op IJssel- en Ketelmeer, zij vermeld dat het eerste maximum van de h-kromme zo'n 22% boven de evenwichtshoogte voor dat punt is gelegen

---- Verloop van de termen uit de bewegingsvergelijking ----

Deze bew. vgl. luidt:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{1}{g.A}.\frac{\delta Q}{\delta t} - \frac{|Q|\,Q}{C^2.A^2.R} - \frac{0,00353.w^2.\cos\varphi}{\rho.g.h}$$

verhangterm = traagheids- + weerstands- + windterm

A. voor het IJssel- en Ketelmeer

Op bijlage 13 zijn voor het vakmidden van vak 10 de verschillende tijdsafhankelijke termen uit de bew. vgl. weergegeven, bij een bepaald windverloop.
We kunnen hier de volgende algemeen geldende conclusies aan verbinden (dus niet alleen voor vak 10) :

B. voor de overige wateren

Hier ligt de situatie volkomen anders, omdat heel andere vakafmetingen aanwezig zijn, en de windterm niet aanwezig is. Niettemin gelden hier dezelfde conclusies als onder A, behalve voor vak 30 (de Ramsgeul), omdat hier de traagheidsterm te verwaarlozen is.
Maar in deze gebieden is de bew. vgl. eigenlijk niet van zo'n groot belang, omdat het waterstandsverloop (in de tijd) vrijwel uitsluitend is te wijten aan komberging door vulling en lediging via de Ramsgeul.

--- Controle verwaarlozingen ---

Alhoewel de ijking bevredigend is uitgevallen is het uiteraard zinvol om zo mogelijk na te gaan in hoeverre de veronderstellingen en verwaarlozingen, zoals gedaan op pag. 10 en 22, gerechtvaardigd zijn geweest.
Hieronder worden alleen die verwaarlozingen en veronderstellingen bekeken, waarvoor zulks zinvol en/of mogelijk is.

$u = 0$ Er is geen reden om aan te nemen dat het zijdelings toestromend water een snelheidscomponent van enige betekenis in de richting van de hoofdstroom zal hebben (zie ook bijlage 1). Overigens is de hoeveelheid zijdelings toestromend water gering. Deze veronderstelling mag dus als gerechtvaardigd worden beschouwd.

b_s = konstant Dit is duidelijk niet het geval voor wat betreft het IJsselmeer. Alhoewel de meeste veranderingen in de breedte konden worden verdisconteerd door variatie van de vakbreedte van de opeenvolgende vakken, kan de schematisatie voor bepaalde gedeelten tot prismatische vakken toch niet als geheel bevredigend worden beschouwd. Zie bijvoorbeeld vak 9 en 10. Het is moeilijk te zeggen hoe groot de invloed hiervan is, maar gezien de ijking is deze niet groot.

$I_b = 0$ Gezien de vakgegevens is deze veronderstelling zeker gerechtvaardigd.

$\frac{v^2}{g.h} \ll 1$

Deze veronderstelling was nodig om de verwaarlozing van de Bernouilliterm uit de bew. vgl. (7') te rechtvaardigen. Uit verschillende doorgerekende situaties is gebleken, dat voor het hele netwerk een snelheid van 1,20 m/sec, welke op kan treden in de Ramsgeul, als extreem kan worden beschouwd. (Op het IJsselmeer is 0,60 m/sec extreem)
Dit houdtin dat inderdaad ten allen tijde

$$\frac{v^2}{g.h} = \frac{1{,}20^2}{10.5} = 0{,}045 \ll 1$$

Deze snelheden zijn van belang te noemen i.v.m. de menging van het water, welke een vereiste is voor een goede zelfreiniging van het IJsselmeer. In dit verband is deze menging door de wind van groot belang te noemen.

Coriolis

Deze verwaarloosde corioliskracht werkt loodrecht op de stroomrichting en heeft een grootte van $F_{cor} = 2.\omega.\cos\psi.v$ (in N. per eenheid van massa).
Hierin is $\omega = 7{,}29.10^{-5}$ rad/sec. de hoeksnelheid van de aardomwenteling ; $\psi = 53^\circ$ breedtegraad en v = stroomsnelheid.
In extreme gevallen wordt de kracht op het IJsselmeer dientengevolge:

$$2.\ 7{,}29.10^{-5}.\ 0{,}60^2\ N/kg = 5{,}25.10^{-5} N/kg$$

Het dwarsverhang wordt dus: $\frac{F_{cor}}{g} = \frac{5{,}25.10^{-5}}{9{,}81} = 5{,}35.10^{-6}$

Dus het verval in de dwarsrichting van het IJsselmeer wordt dan ongeveer:

verval = verhang. breedte = $5{,}35.10^{-6}.25000 = 0{,}13$ m.

Op de overige wateren zal het dwarsverval veel kleiner zijn door de veel geringere breedte aldaar, hoewel de snelheden daar wat groter kunnen zijn.
Opgemerkt zij, dat bij het bovenstaande voorbijgegaan is aan het dynamische karakter voor het snelheidsverloop en dus ook voor het verval in de dwarsrichting, maar dat zal niet veel invloed op de grootte er van hebben.
Daar we kunnen stellen dat het dwarsverval zo gering is, dat deze nauwelijks invloed heeft op het dwarsprofiel, kunnen we dus inderdaad concluderen, dat de Coriolskracht te verwaarlozen is.

Uitstroomverliezen

Deze zijn te verwachten ter weerszijden van de Ramsgeul, nl. bij punt 30 en 31, en ter hoogte van de overgang IJsselmeer - Ketelmeer punt 6. De meest gebruikte formule voor uitstroomverliezen is die van Carnot:

$$\Delta h = \alpha \cdot \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} \quad \text{waarbij} \quad 0 \leq \alpha \leq 1$$

α is een coëfficiënt, afhankelijk van de wijze van uitstroming en vorm van de uitstroomopening.

Voor punt 6 kunnen we $\alpha = 1$ stellen, gezien de plotselinge profielverruiming, maar voor de punten 30 en 31 is niet duidelijk hoe groot de α zal zijn, omdat hier een meer geleidelijke profielverruiming plaatsvindt, veiligheidshalve gaan we ook hier uit van $\alpha = 1$.

Voor punt 6 is $(v_1 - v_2) = 0{,}30$ m/sec maximaal te stellen, dus

$$\Delta h_{max} = \frac{1 \cdot 0{,}30^2}{2 \cdot 10} = 0{,}0045 \text{ m.}$$

dus te verwaarlozen klein.

Voor de punten 30 en 31 wordt dit:

$$\Delta h_{max} = \frac{1 \cdot 1{,}20^2}{2 \cdot 10} = 0{,}07 \text{ m.}$$

Op zich is dit een niet te verwaarlozen hoogte maar gezien het feit dat de hoge snelheden binnen een relatief kort tijdsbestek voorkomen zal de fout toch niet groot zijn. Men moet daar bij bedenken dat de uitstroomverliezen nooit tegelijkertijd bij punt 30 en 31 zullen optreden.

Ook deze verwaarlozing mogen we dus als gerechtvaardigd beschouwen.

IV.3. Enkele resultaten van onderzoek naar de invloed van enkele variabelen op het maximum van de windopzet

Om in te zien wat de invloed is van variabelen als windkracht, peil en rivierafvoer op de maximum optredende windopzet, is een aantal berekeningen uitgevoerd, waarvan de resultaten voor punt 31 weergegeven zijn op bijlage 14.

Ook is de gevoeligheid voor de invloed van de bodemruwheid bekeken door een aantal berekeningen met verschillende C-waarden uit te voeren. Bijlage 15 geeft een indruk van deze invloed.

De gevoeligheid blijkt vrij groot te zijn op de extremen, de slingertijd en de evenwichtsstand veranderen onder invloed van de C-waarde uiteraard niet.

De maximale waterstand in geval C = 60 is ± 18% groter dan die voor C = 40.

Voor het IJsselmeer hebben we gebruik gemaakt van de formule:

$$C = 38\sqrt[6]{h} = 38\sqrt[6]{4{,}65} \approx 50.$$

Bij de ijking voldoet deze waarde goed, zodat bij verdere berekeningen hiervan gebruikgemaakt is, maar de absolute juistheid is enigszins onzeker.

V. CONCLUSIES

V.1. Conclusies van algemene aard

1. Door ijking is gebleken dat het model vrij betrouwbaar is, althans wat betreft de h-verlopen.

2. De lange windgolf dempt nauwelijks op het Zwarte Meer en Zwarte Water, zodat de maximaal optredende waterstand bij een bepaalde storm, op die wateren overal konstant zal zijn.
   Ook is daar nooit enig verhang van betekenis te verwachten.

3. Zelfs extreme afvoeren van de Vecht en/of de IJssel hebben geen invloed van enige betekenis op de waterbeweging van het IJsselmeer. Wel is er een plaatselijke invloed op de randmeren van geringe betekenis.

4. Het weglaten van de IJsseltakken in de schematisatie heeft geen invloed van betekenis op de waterbeweging.

V.2. Conclusies die specifiek zijn voor de gebruikte fictieve storm

1. Bij dit windtype ontstaat op het meer een staande golf met één knoop welke een periode heeft van ongeveer 4 uur 20 minuten (enigszins afhankelijk van het peil), d.i. de eigen frequentie van het meer.
   Op bijlage 12 is de aard van deze slingering weergegeven.
   De maximale waterstanden zijn ongeveer 20% hoger dan de stationaire opwaaiing onder dezelfde omstandigheden.

2. Genoemd slingerverschijnsel vindt op het Zwarte Meer en Zwarte Water niet plaats, omdat de Ramsgeul (vak 30) als een flessehals werkt.

V.3. Nadere beschouwing van dit deelontwerp en suggesties voor voortzetting van verder onderzoek

Men zou zich kunnen afvragen in hoeverre bepaalde resultaten en conclusies welke in het voorgaande gedaan zijn, van praktische betekenis zijn, omdat het in hoofdstuk IV.1. gekozen windbeeld niet erg algemeen voorkomend is.

In werkelijkheid zal immers veelal van een veel grilliger verlopend windbeeld sprake zijn, zowel wat richting als snelheid en snelheidsverdeling betreft.

Dit heeft uiteraard zijn consequenties voor de waterbeweging.

Het gekozen windbeeld is het meest ongunstig en derhalve het meest relevant voor ons probleem betreffende hoge waterstanden.

De waterbeweging is voor te stellen door middel van de volgende gedachtegang

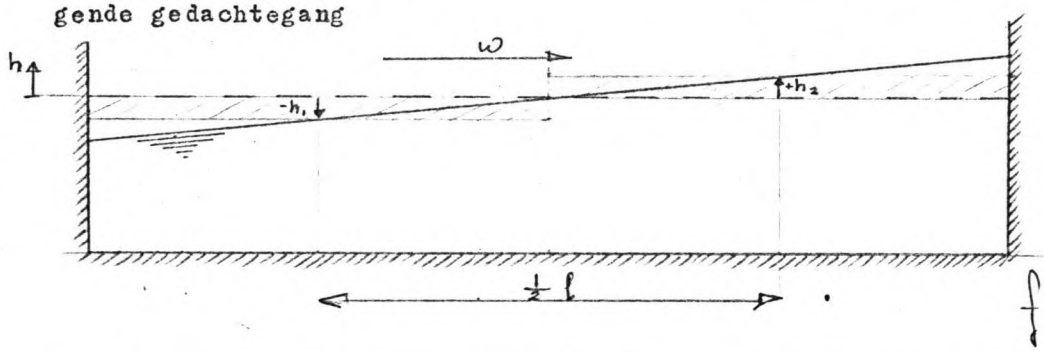


fig 14.

Stellen we het IJsselmeer voor als een rechthoekig afgesloten bekken. Het kantelpunt is in het midden aangenomen.
We schematiseren deze waterbeweging als volgt:
de berging denken we in het midden van de twee helften.
De weerstand en traagheid en windkracht 'werken dus gemiddeld' over de halve bekkenlengte.
De volgende vergelijkingen kunnen we opstellen.

Kontinuïteitsvergelijking: $Q = -\frac{B}{2} \cdot \frac{dh_1}{dt} \quad (h_1 = -h_2)$

Bewegingsvergelijking (aanname van lineaire weerstandsterm).

$$h_1 - \frac{M}{2} \cdot \frac{dQ}{dt} - \frac{W}{2} \cdot Q + \frac{1}{2} \cdot F_w(t) = h_2$$

$\frac{M}{2}$ is de traagheidsfaktor over halve bekken

$\frac{W}{2}$ is de weerstandsfaktor over halve bekken

$F_w(t) = F_0 \cdot (1 - e^{-\alpha t})$ voor $t > 0$

$F_w(t) = 0$ voor $t \leq 0$

Dit kunnen we ook schrijven als:

$$\frac{M.B}{4}\cdot\left(\frac{d^2h_1}{dt^2}+\frac{W}{M}\cdot\frac{dh_1}{dt}+\frac{8}{M.B}\cdot h_1\right)=-\frac{1}{2}\cdot F_w(t)$$

Door Laplace transformatie op te lossen met: $F_w(s)=F_0\left(\frac{1}{s}-\frac{1}{s+\alpha}\right)$.

$$\frac{M.B}{4}\cdot\left(s^2+\frac{W}{M}s+\frac{8}{M.B}\right).h_1(s)=-\frac{1}{2}.F_w(s)=-\frac{1}{2}.F_0.\left(\frac{1}{s}-\frac{1}{s+\alpha}\right)$$

dan:
$$h_1(s)=-\frac{F_0}{2}\cdot\left(\frac{1}{s}-\frac{1}{s+\alpha}\right)\cdot\frac{1}{\frac{M.B}{4}\cdot\left(s^2+\frac{W}{M}s+\frac{W^2}{M^2}-\frac{W^2}{M^2}+\frac{8}{M.B}\right)}$$

$$=-\frac{F_0}{2}\cdot\left(\frac{1}{s}-\frac{1}{s+\alpha}\right)\cdot\frac{1}{\frac{M.B}{4}\cdot\left\{\left(s+\frac{W}{M}\right)^2+\omega^2\right\}}$$

Waarin $\omega^2=\frac{8}{M.B}-\frac{W^2}{M^2}$ en $\frac{W^2}{M^2}<<\frac{8}{M.B}$

dus $\omega=\sqrt{\frac{8}{M.B}}=\frac{2\sqrt{2}}{l\sqrt{m.b}}=\frac{2\sqrt{2}}{l\sqrt{\frac{b}{g.b.h}}}=\frac{2\sqrt{2}.\sqrt{g.h}}{l}$

$$\omega=\frac{2\pi}{T}\longrightarrow T=\frac{2\pi}{\omega}=\frac{2\pi.l}{2\sqrt{2}.\sqrt{g.h}}$$

$l=52200$ m.
$g=9{,}81$ m/s^2
$h=4{,}65$ m.

$T=4$ uur en 48 min.

In dit deelontwerp zijn we voorbijgegaan aan de mogelijke resonantie verschijnselen, die zouden kunnen optreden, wanneer bepaalde windstoten ook met deze periode van ruim 4 uur zouden voorkomen.
Dit zou een verder punt van onderzoek kunnen zijn. De menging die we gekonstateerd hebben, is slechts eendimensionaal beschouwd, in een fiktief stormbeeld.
Een verdere verfijning van de rekenwijze tot een tweedimensionaal of zelfs driedimensionaal model zou hierbij zeker aan het kennen van deze menging bijdragen.

Voor ons heeft dit deelontwerp er toe bijgedragen inzicht te verkrijgen in het mechanisme van opwaaiingen in het beschouwde gebied.

Tesamen met frequenties van rivierafvoeren, peilen en stormen zouden we frequentielijnen kunnen opstellen voor de waterstanden in een aantal plaatsen in het beschouwde gebied.

Hiermede kunnen we dan de veiligheid van het gebied tegen overstromingsgevaar kennen en mogelijk verbeteren.

LITERATUURLIJST

lit.no.

1. 'Meerjarenplan dijkverbetering Overijssel', 1968, Zwolle.

2. Dronkers, J.J., 1964, 'Computations in rivers and coastal waters' North-Holland publishing company, Amsterdam.

3. Stroband, H.J., 1971, 'Op-en afwaaiingen op het Grevelingen bekken' Waterloopkundige afdeling van de Deltadienst, Den Haag, nota no W-71.013.

4. Ippen, 'Waves and Tides in coastal processes' Journal of the Boston Society of Civil Engineers, Vol 53 no 2, 1966.

5. Shore Protection Manual. Volume I, 1973, U.S. Army coastal engineers research center.

6. Bischoff van Heemskerck, W.C., 'Lange golven in leidingen' Collegedictaat B - 73A, 1972, T.H. Delft.

7. Hellström, 1941, 'Wind effects on lakes and rivers' Ingeniörs Vetenskaps Akademien, Stockholm.

8. Verspuy, C., 1973, Collegedictaat B-73 B, T.H. Delft.

9. Lorentz, H.A., 1926, 'Verslag Staatscommissie Zuiderzee', Den Haag.

BIJLAGENLIJST

Bijlageno.

1. Schets van het IJsselmeer met randmeren met daarin de schematisatie in vakken en met plaatsen van de peilschrijvers.

2. Enkele gegevens t.b.v. de schematisatie.

3. Nadere specifikatie van de vakken met variabele bergende en stroomvoerende breedte.

4. Gegevens betreffende de h-punten.

5. Windsnelheid-en windrichting-verloop gedurende de storm van 2 en 3 april 1973 i.v.m. de ijking.

6. Waterstandsverloop voor peilschrijver Schokkerhaven (punt 5)

7. idem voor Kamperhoek (punt 6)

8. idem voor Staveren (punt 10)

9. idem voor Den Oever en Kornwerderzand (punt 11)

10. Momentane verhanglijnen op het IJsselmeer bij een fiktieve storm.

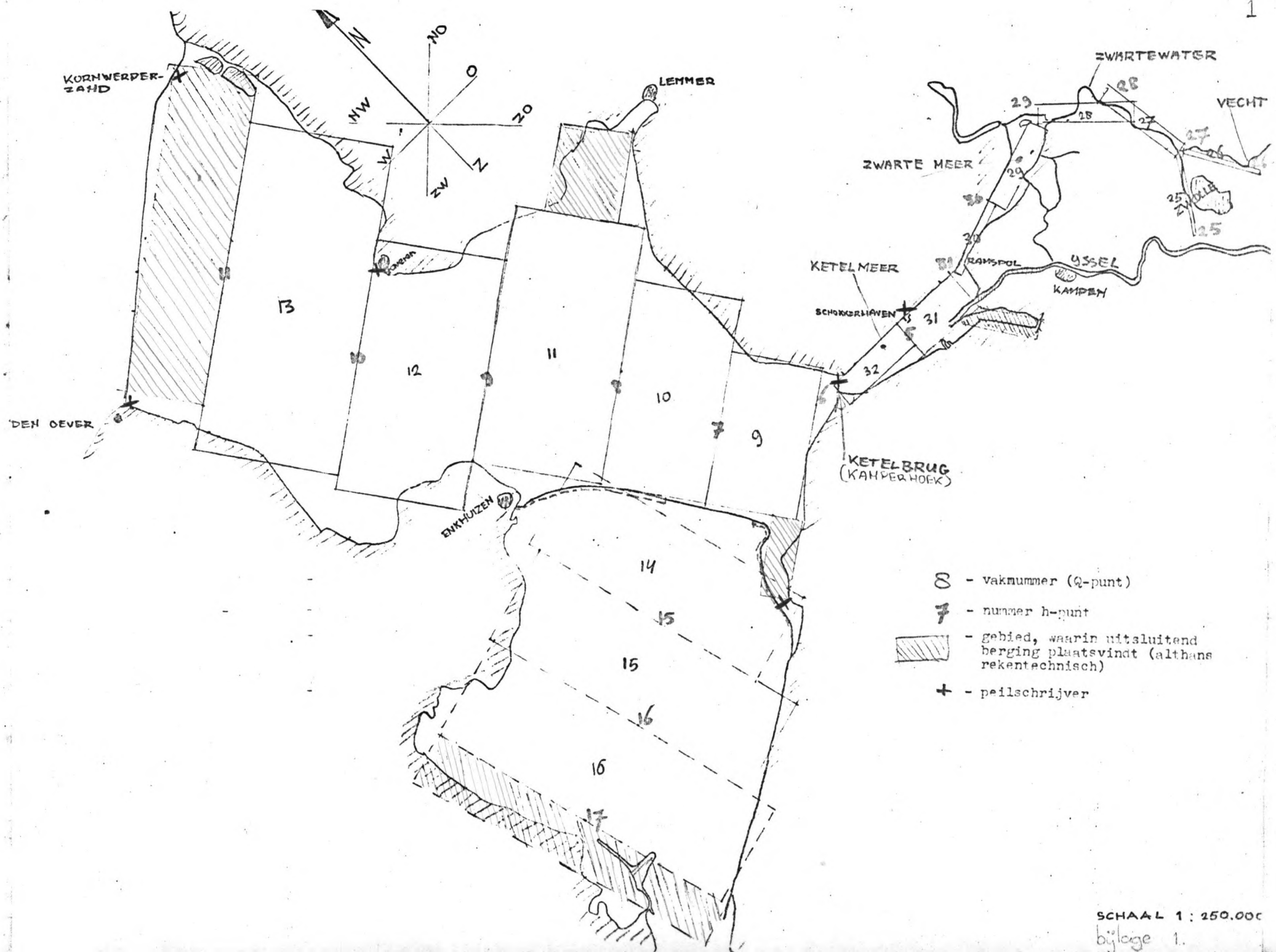
11. Momentane Q-verloop op het IJsselmeer bij een fiktieve storm.

12. Waterstandsverloop voor punten 30 en 31 bij een fiktieve storm.

13. Verloop van de termen uit de bewegingsvergelijking in de tijd,toegepast op vak 10.

14. Opwaaiing (maximaal) voor punt 31 bij een windsnelheid van 20 en 31 m/sec.

15. Opwaaiing voor punt 31 bij een windsnelheid van 20 m/sec. en peil N.A.P. in de tijd bekeken voor verschillende C-waarden (40 en 60 $m^{\frac{1}{2}}/sec$)



SCHAAL 1 : 250.000

bijlage 1.

Enkele gegevens t.b.v. de schematisatie.

A. betreffende de vakken

Q-punt vak nummer	begin en eindpunt	stroomvoerende lengte in km's l	stroomvoerende breedte in km's b_s	diepte in m's beneden N.A.P. h	C-waarde in $m^{\frac{1}{2}}/s$	hoek met de x-as
25	25,26	6,0	0,090 *	3,00 *	45	n.v.t.
26	26,27	6,0	0,080 *	4,00 *	45	n.v.t.
27	27,28	7,5	0,090 *	4,00 *	45	n.v.t.
28	28,29	7,5	0,120 *	4,00 *	45	n.v.t.
29	29,30	6,5	1,500	1,40	45	n.v.t.
30	30,31	6,0	0,300 *	4,00 *	45	n.v.t.
31	31,5	5,5	3,100	3,00	45	85°
32	5,6	5,5	2,100	4,00	50	85°
9	6,7	7,0	12,500	4,50	50	7°
10	7,8	8,2	16,000	4,50	50	7°
11	8,9	10,0	19,500	5,00	50	7°
12	9,10	10,0	19,000	5,25	50	7°
13	10,11	11,0	25,000	4,75	50	7°
14	7,15	7,1	11,000	4,80	50	n.v.t.
15	15,16	7,5	23,000	4,00	50	n.v.t.
16	16,17	8,0	24,300	3,50	50	n.v.t.

* betreft alleen zomerbed (hoofdgeul)

- nadere specificatie van de vakken met variabele bergende en stroomvoerende breedte

vaknrs	peil t.o.v. NAP in m	stroomvoerend profiel in 10^3 m^2	hydraulische straal R in m
25	- 2	0.09	1
	+ 0.30	0.297	3.30
	+ 2.00	0.791	2.70
	+ 3.00	1.081	3.70
26	- 2	0.160	2
	+ 0.30	0.344	4.30
	+ 2.00	1.362	2.84
	+ 3.00	1.642	3.40
27	- 2	0.180	2
	+ 0.50	0.405	4.50
	+ 1.00	0.870	1.25
	+ 3.00	2.256	3.26
28	- 2	0.240	2
	+ 1.00	0.600	5
	+ 1.50	1.26	1.45
	+ 2.00	2.07	2.40
30	- 3.00	0.135	0.70
	- 2.00	0.385	1.28
	- 1.00	0.685	2.28
	0.00	0.985	3.28
	+ 1.00	1.635	2.52
	+ 2.00	2.285	3.52
	+ 3.00	2.935	4.50

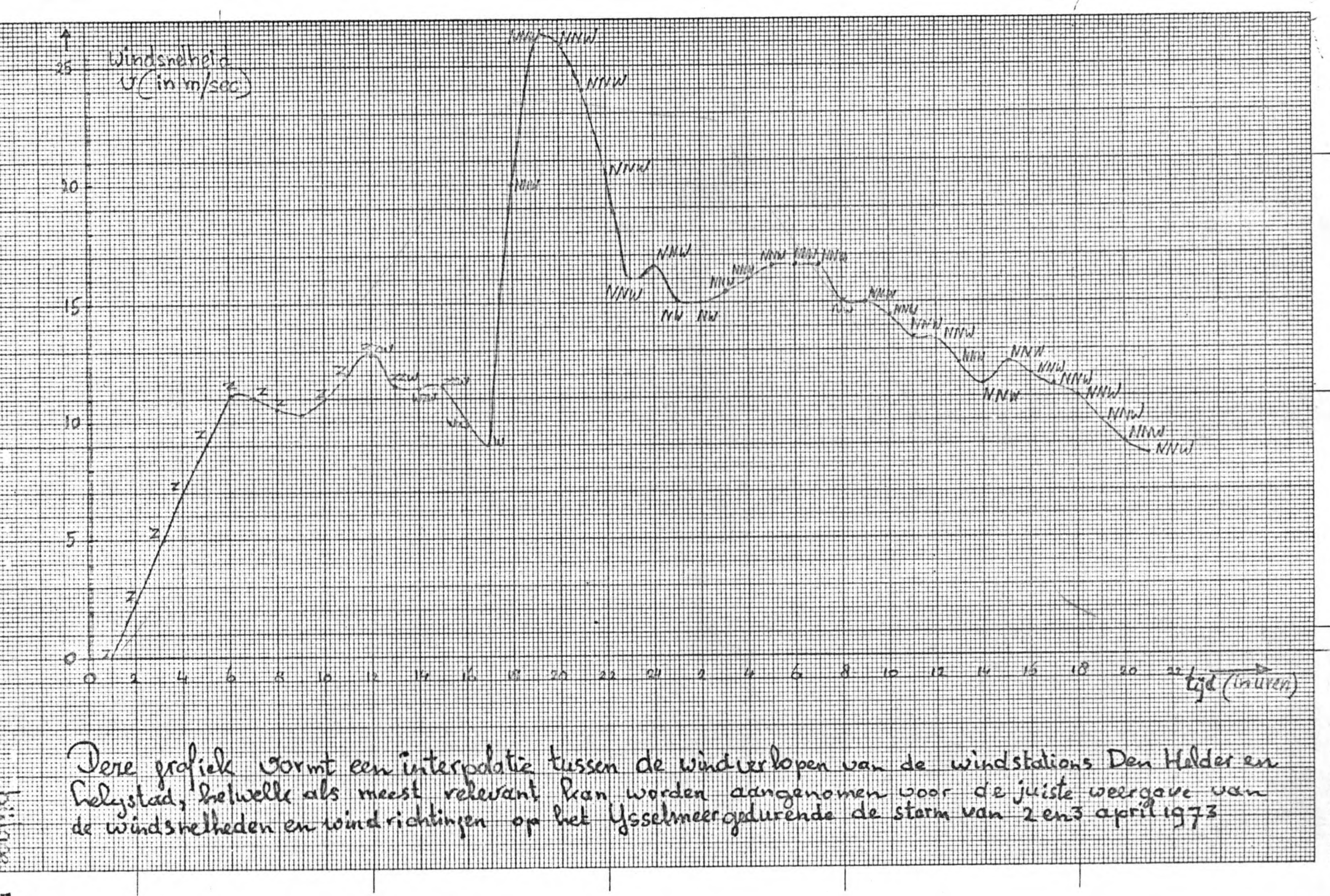
vaknummer	d_1	d_2	y	y^1
25	- 3.0	0.30	0.30	0.30
26	- 4.0	0.30	0.30	0.30
27	- 4.0	0.30	0.50	0.50
28	- 4.0	0.20	1.00	0.90

B. gegevens betreffende de h-punten

puntnummer	peil t.a.v. N.A.P. in m	bergend opp. in 10^6 m^2
25	+ 0.30	0.54
	+ 0.40	2.20
26	+ 0.30	0.48
	+ 0.40	3.10
27	+ 0.30	0.85
	+ 0.40	2.96
	+ 0.50	2.96
	+ 0.55	13.82
	+ 0.60	5.42
28	+ 0.50	0.79
	+ 0.55	11.65
	+ 0.60	3.25
	+ 1.00	3.25
	+ 1.10	32.8
	+ 1.20	6.55
29	+ 1.00	7.95
	+ 1.10	37.5
	+ 1.20	11.25
30		11.2
31		14.31
5		16.17
6		58.13
7		108.29
8		190.60
9		220.

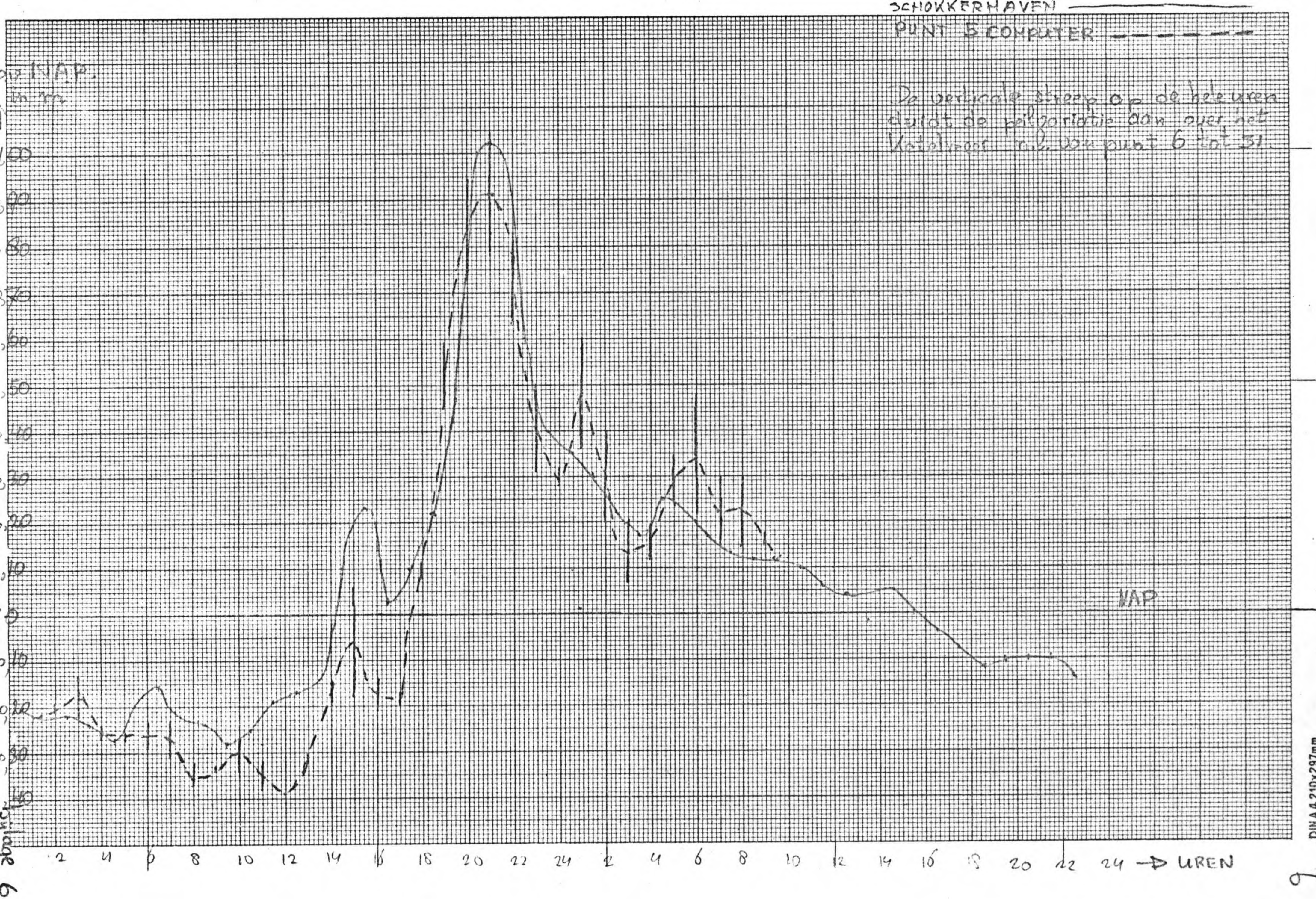
(vervolg B.)

puntnummer	bergend opp. in 10^6 m^2
10	232.50
11	300.00
15	158.700
16	183.450
17	201.200



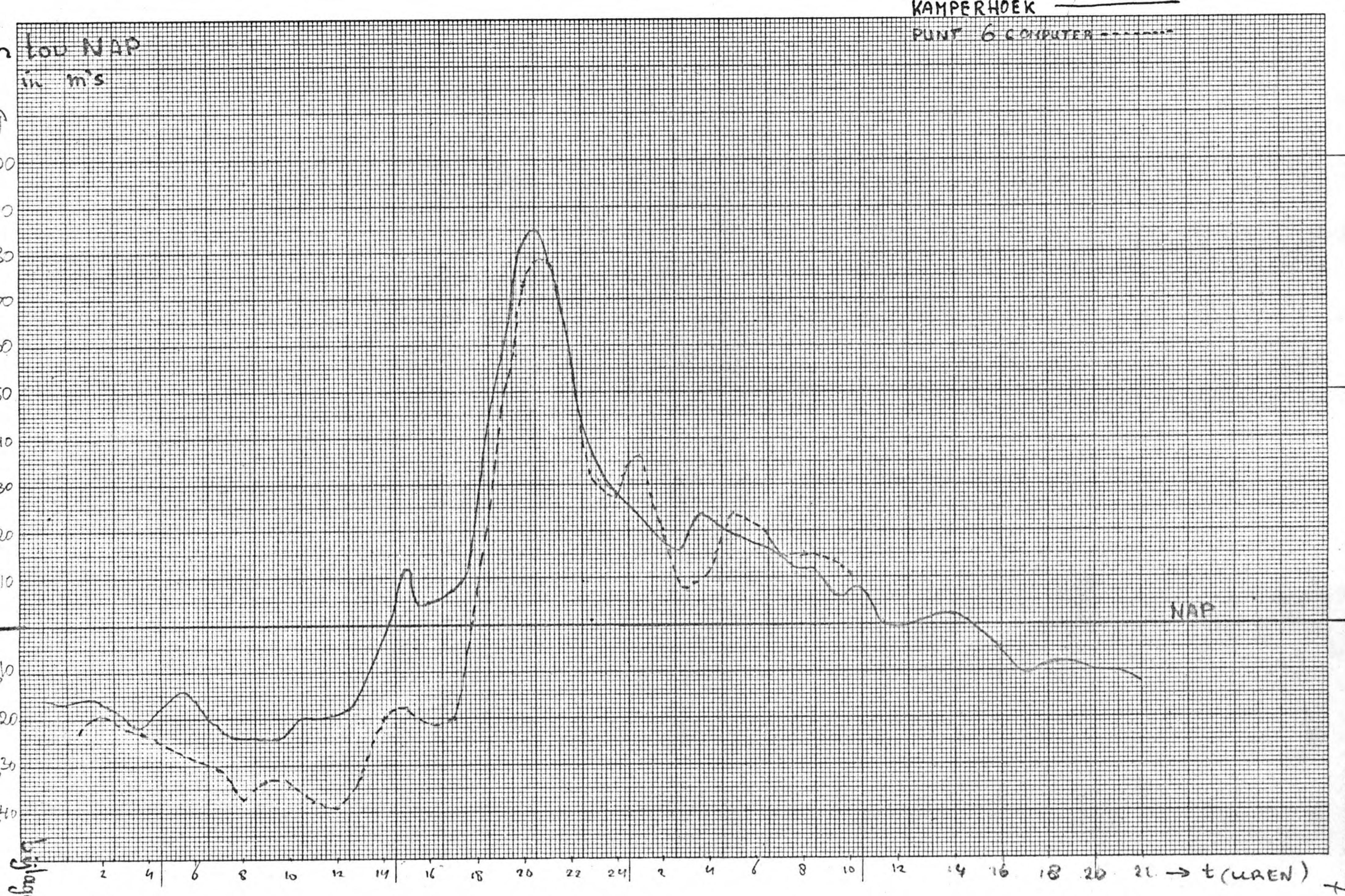
Deze grafiek vormt een interpolatie tussen de windverlopen van de windstations Den Helder en Lelystad, hetwelk als meest relevant kan worden aangenomen voor de juiste weergave van de windsnelheden en windrichtingen op het IJsselmeer gedurende de storm van 2 en 3 april 1973

DIN A 4 210x297mm



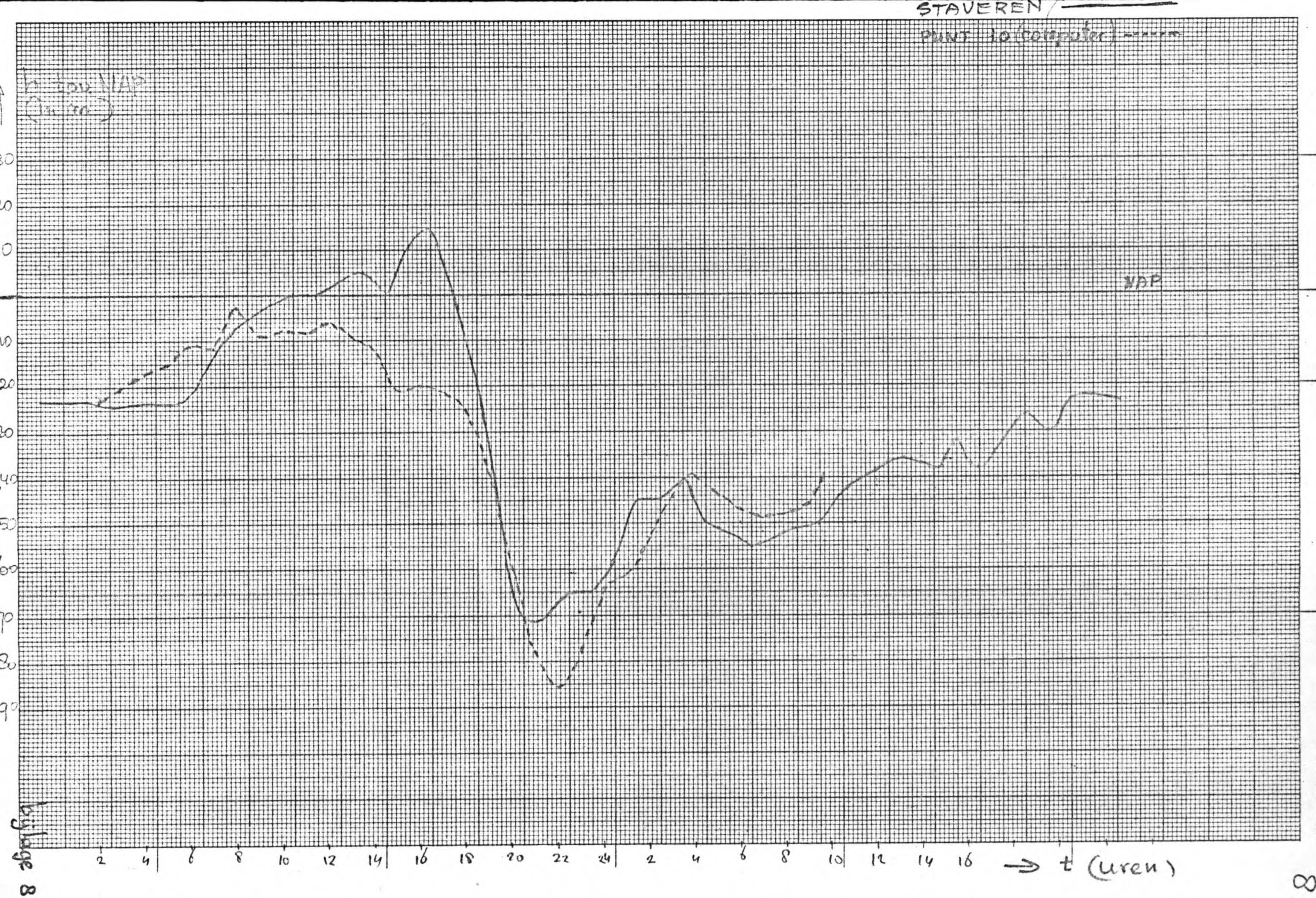
SCHOKKERHAVEN
PUNT 5 COMPUTER
De verticale streep op de hele uren duidt de peilvariatie aan over het IJsselmeer n.l. van punt 6 tot 51
NAP.
in m
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
10
20
30
40
NAP
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 → UREN
DIN A 4 210x297mm

Bijlage 6



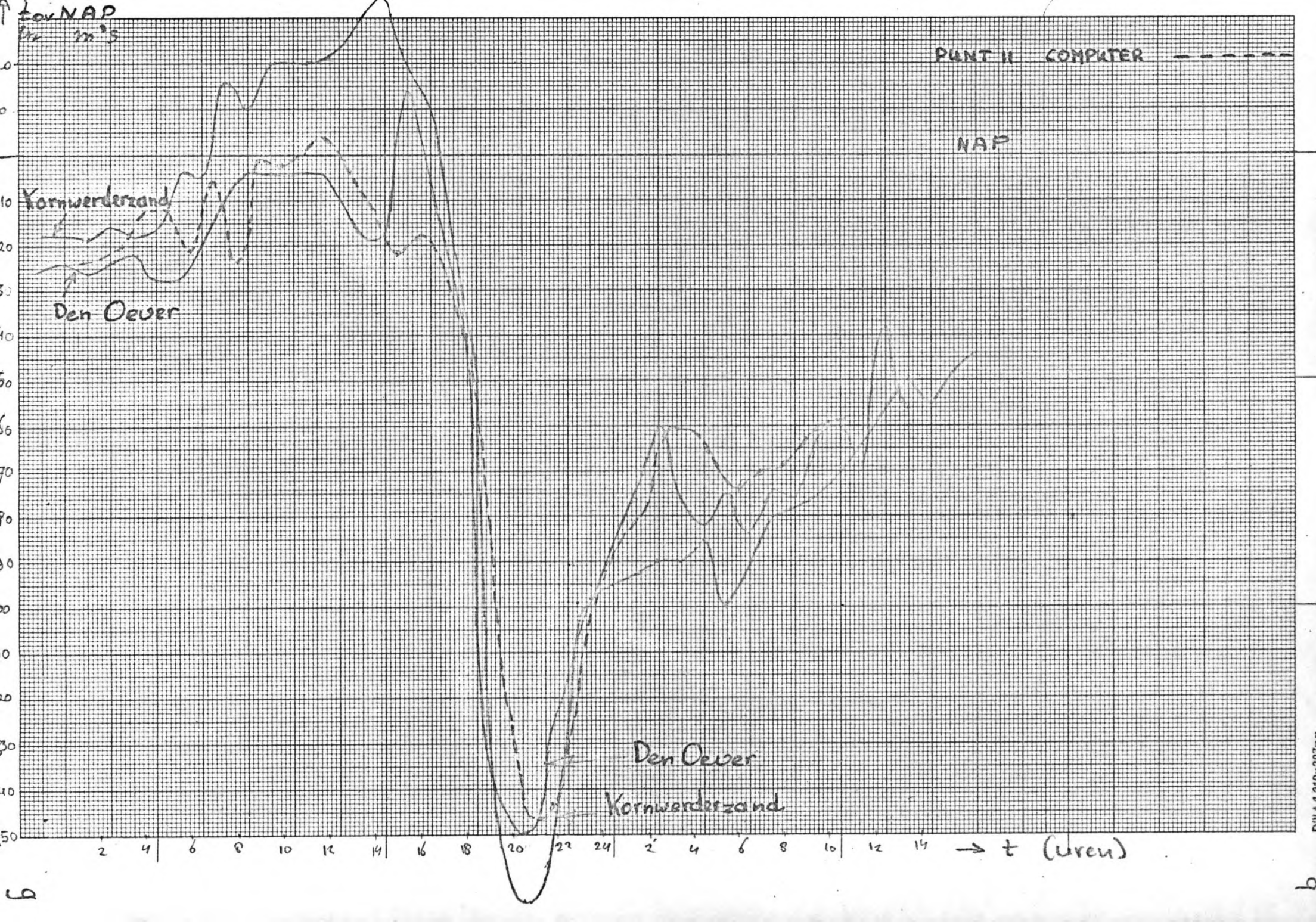
KAMPERHOEK
PUNT 6 COMPUTER
tov NAP
in m's
NAP
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 21 → t (UREN)

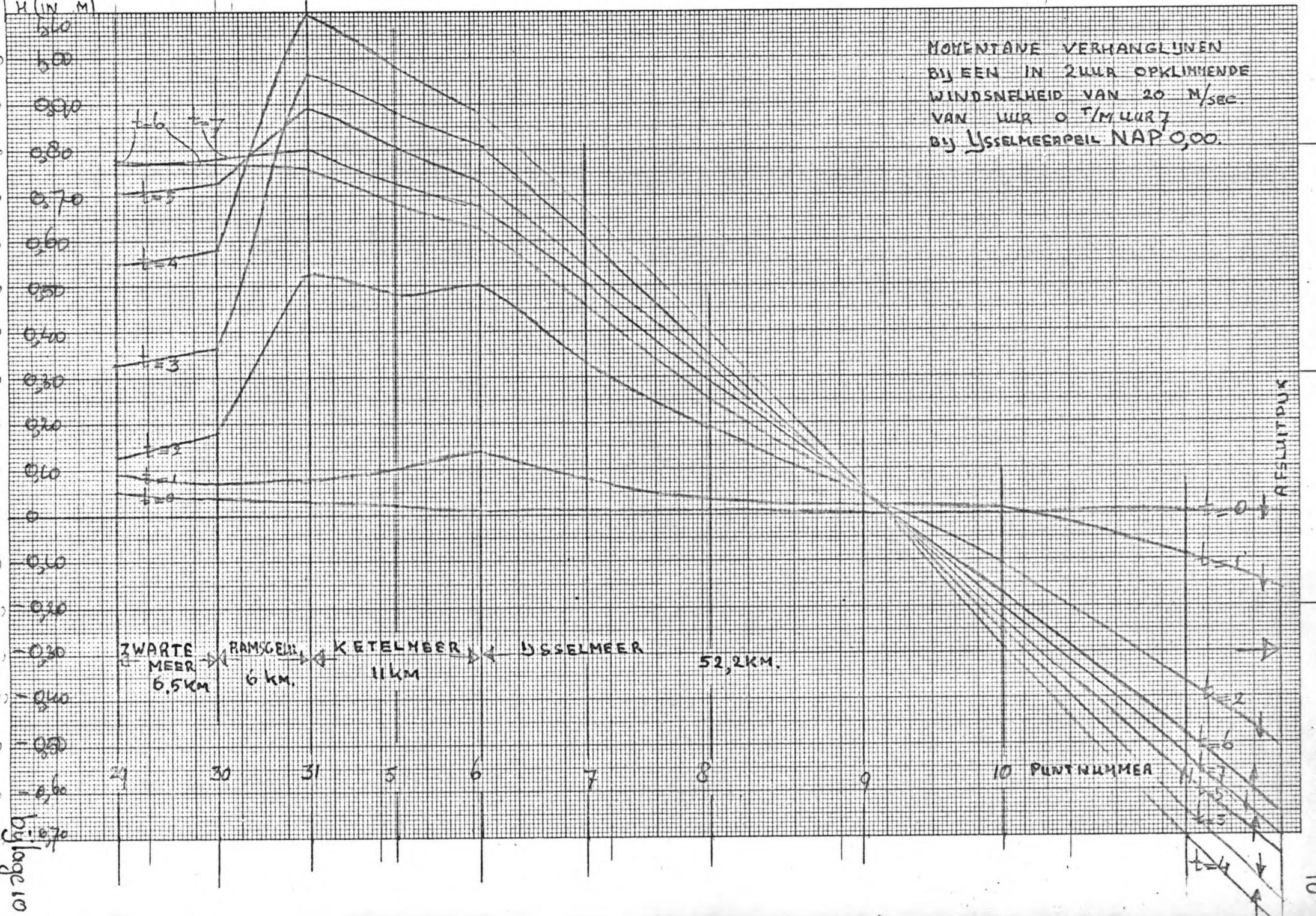
Bijlage 7



STAVEREN
PUNT 10 (computer)
h tov NAP (in cm)
NAP
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 2 4 6 8 10 12 14 16
→ t (uren)

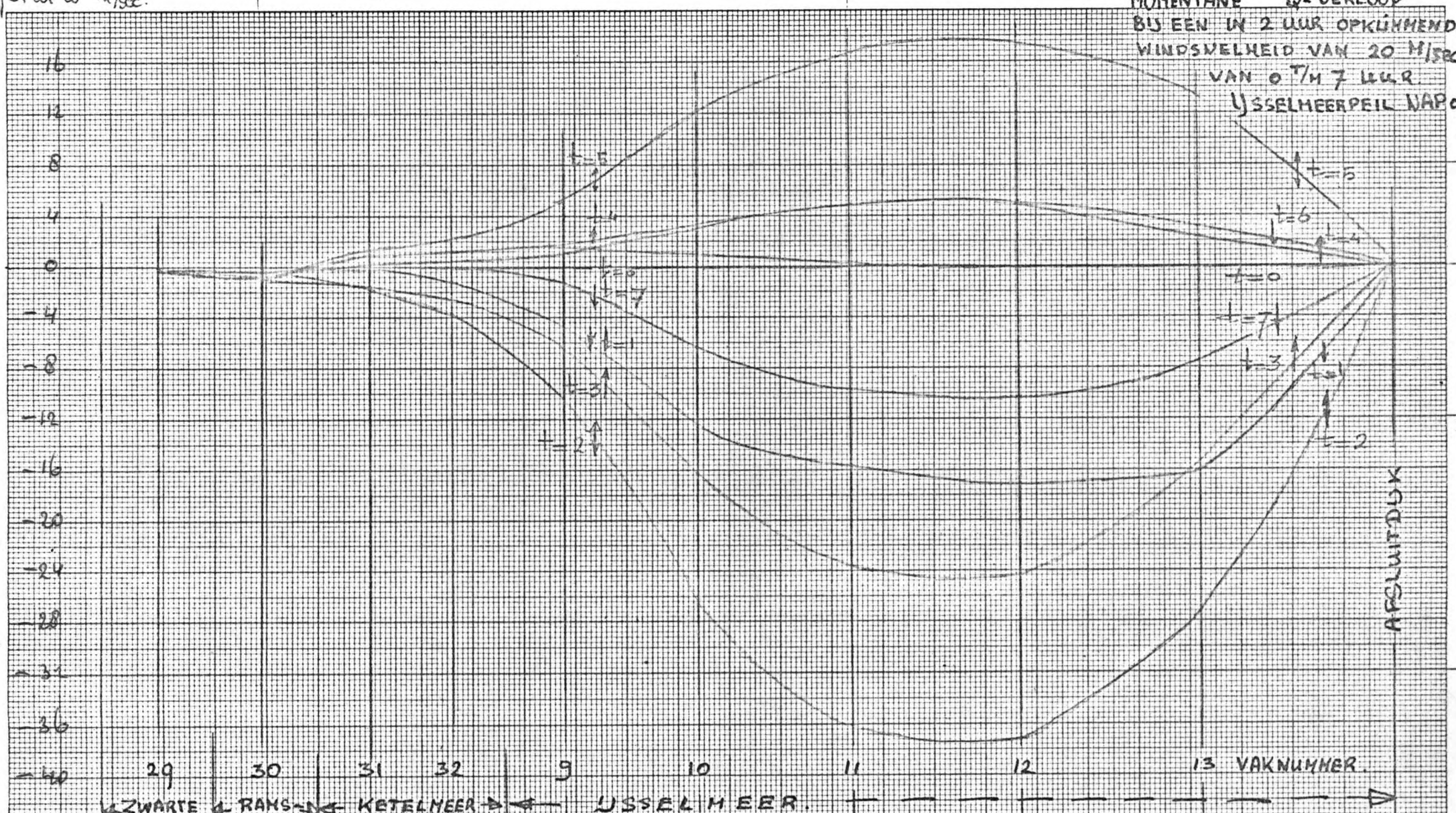
bijlage 8


t.o.v. NAP
in m's
PUNT II COMPUTER
NAP
Kornwerderzand
Den Oever
Den Oever
Kornwerderzand
2 4 6 8 10 12 14 16 18 20 22 24 2 4 6 8 10 12 14
→ t (uren)


H (in m)
MOMENTANE VERHANGLIJNEN
BIJ EEN IN 2 UUR OPKLIMMENDE
WINDSNELHEID VAN 20 M/SEC.
VAN UUR 0 T/M UUR 7
BIJ IJSSELMEERPEIL NAP 0,00.
t=6
t=7
t=5
t=4
t=3
t=2
t=1
t=0
AFSLUITDIJK
ZWARTE MEER 6,5 KM
RAMSGEUL 6 KM.
KETELMEER 11 KM
IJSSELMEER
52,2 KM.
21
30
31
5
6
7
8
9
10 PUNTNUMMER

Q in 10 m³/sec.

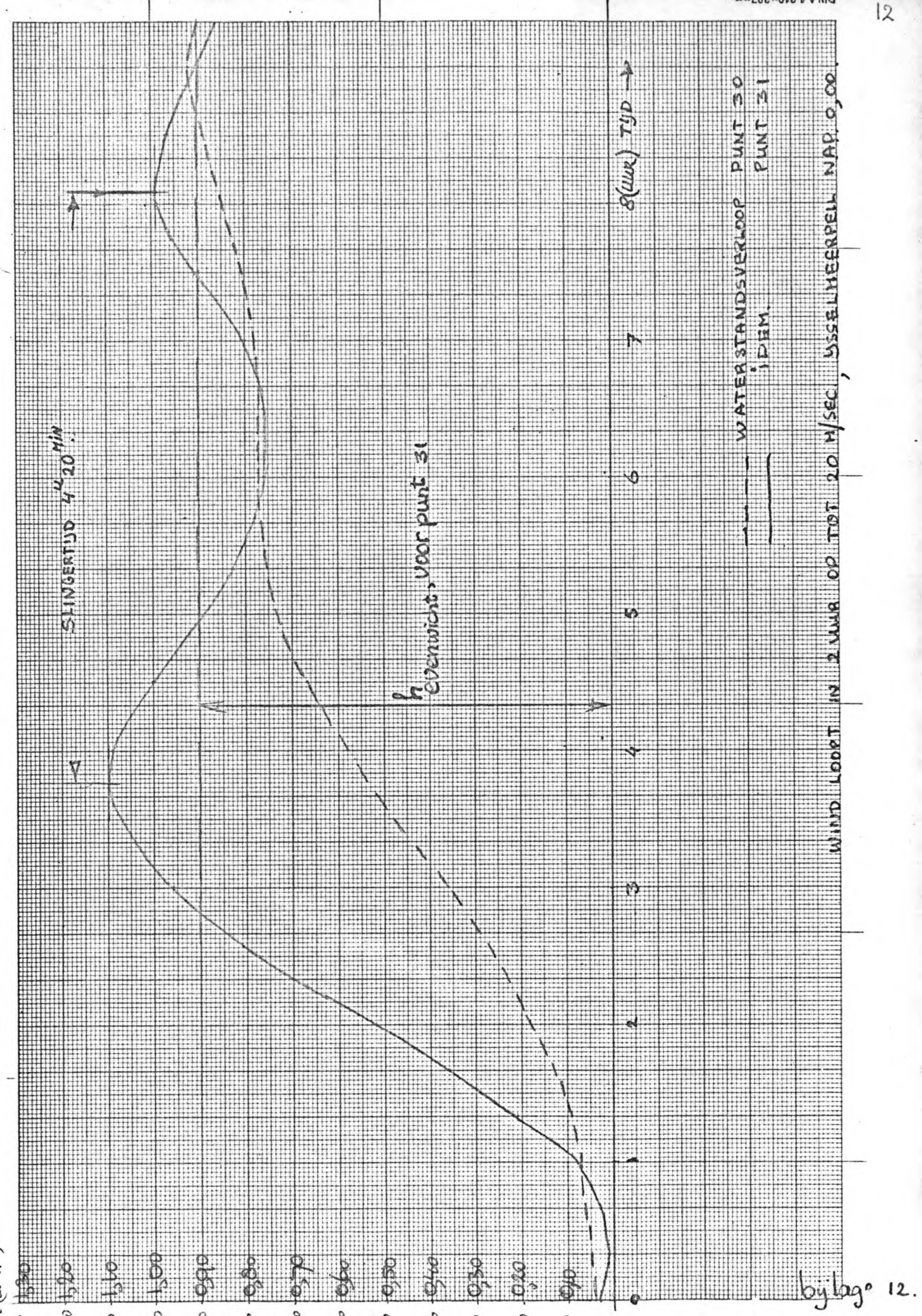
MOMENTANE Q-VERLOOP
BIJ EEN IN 2 UUR OPKLIMMENDE
WINDSNELHEID VAN 20 M/SEC.
VAN 0 T/M 7 UUR.
IJSSELMEERPEIL NAP 0,0



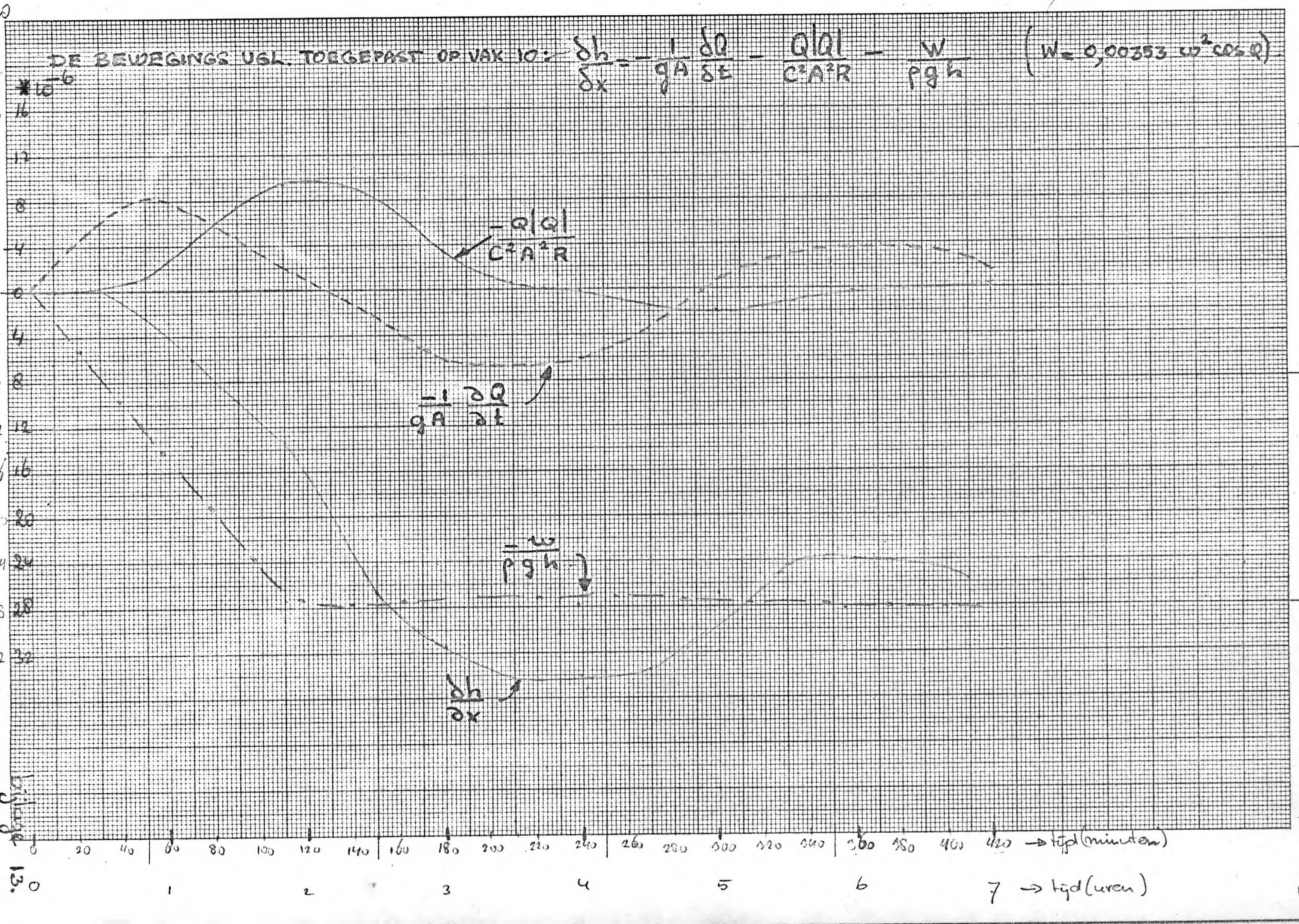
Bijlage 11.

11

DINA4 210x297mm

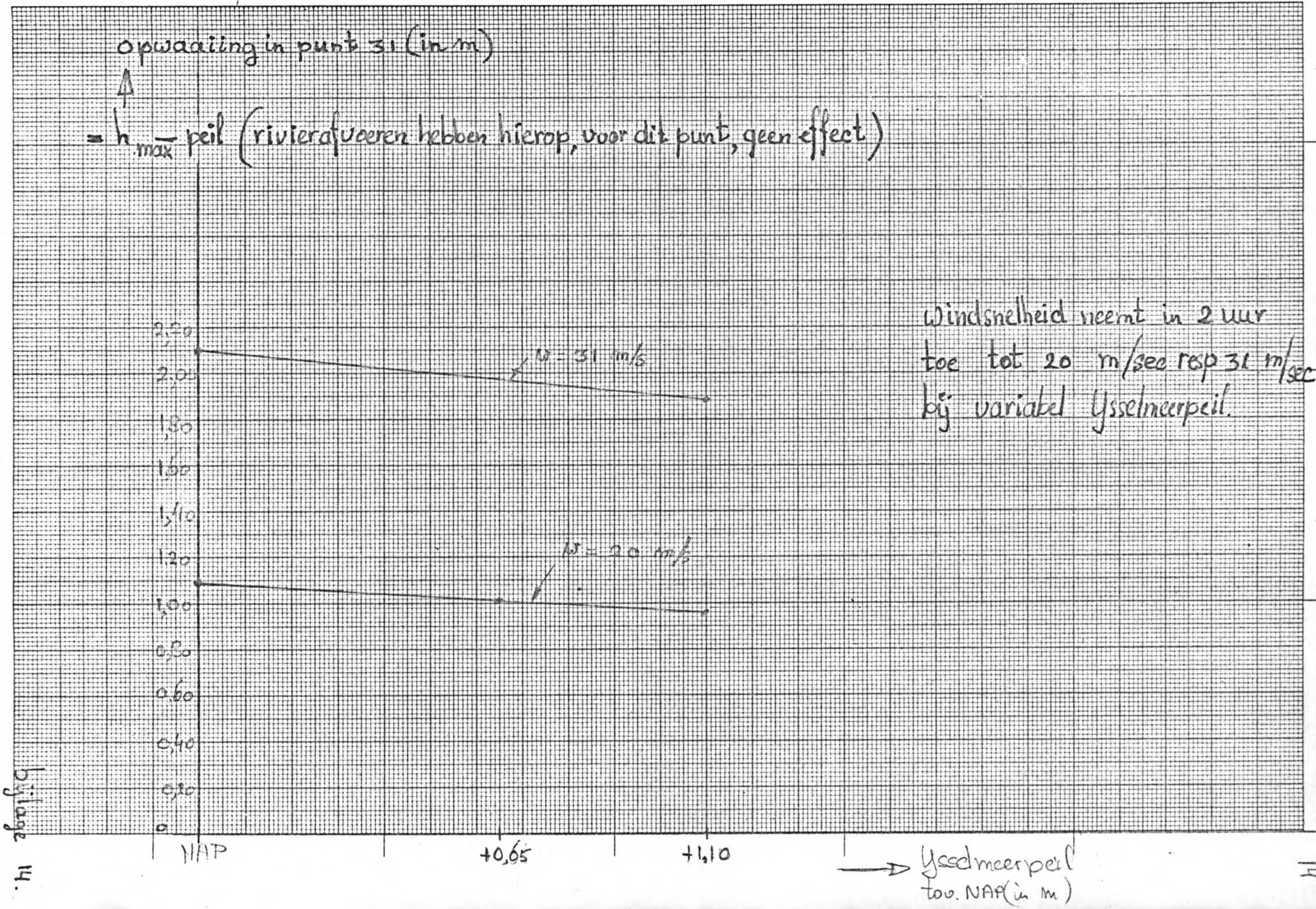

SLINGERTIJD 4u 20 min
h evenwicht, voor punt 31
8(uur) TIJD →
WATERSTANDSVERLOOP PUNT 30
PUNT 31
IJPEM.
WIND LOOPT IN 2 UUR 00 TOT 20 M/SEC, IJSSELMEERPEIL NAP 0,00

bijlage 12.

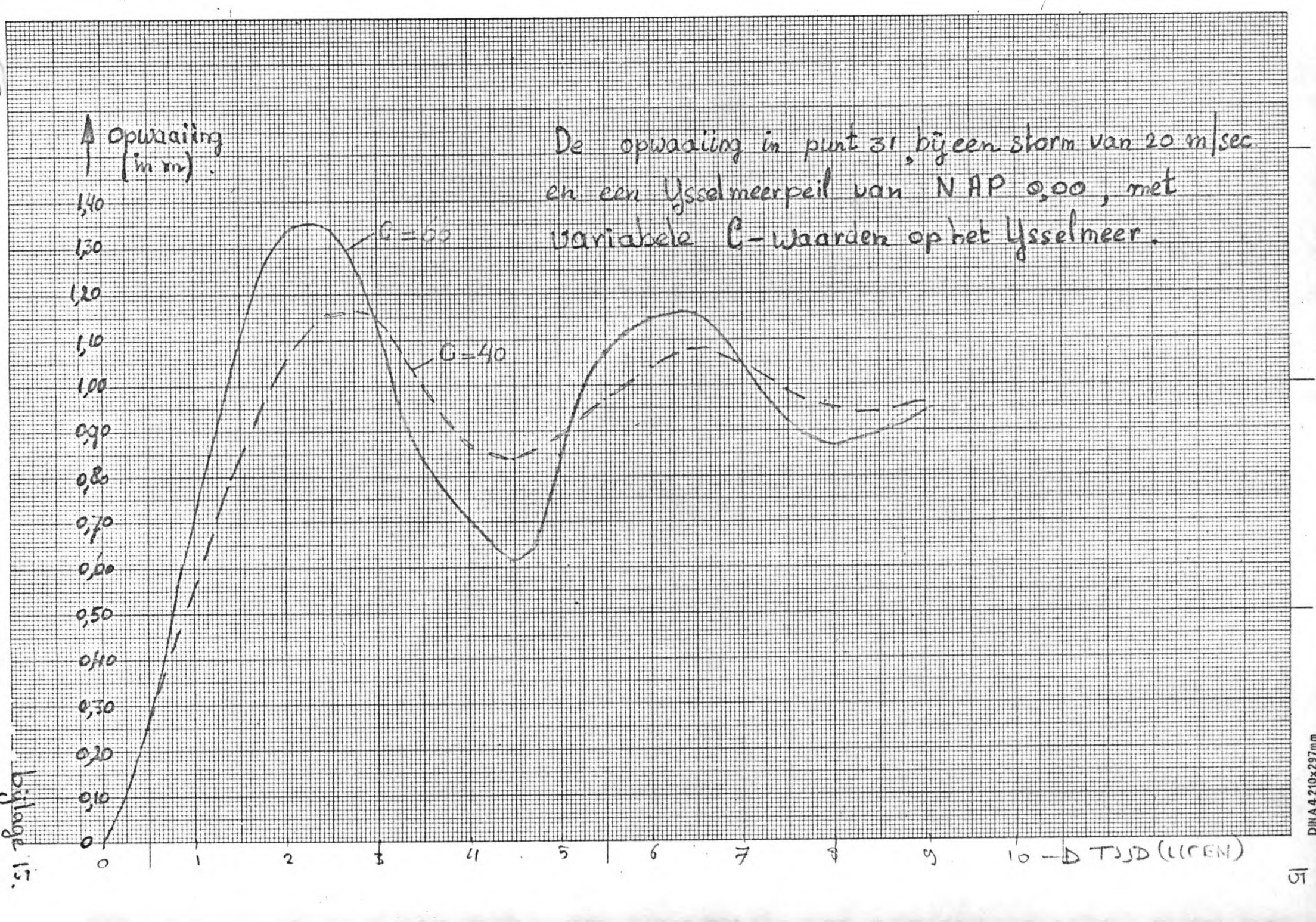

DE BEWEGINGS UGL. TOEGEPAST OP VAK 10: $\frac{\delta h}{\delta x} = -\frac{1}{gA}\frac{\delta Q}{\delta t} - \frac{Q|Q|}{C^2A^2R} - \frac{W}{\rho g h}$ $(W = 0{,}00353\ \omega^2 \cos\varphi)$
$*10^{-6}$
16
12
8
4
0
4
8
12
16
20
24
28
32
$-\frac{Q|Q|}{C^2A^2R}$
$\frac{-1}{gA}\frac{\partial Q}{\partial t}$
$\frac{-w}{\rho g h}$
$\frac{\partial h}{\partial x}$
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 240 260 280 300 320 340 360 380 400 420 → tijd (minuten)
0 1 2 3 4 5 6 7 → tijd (uren)
DINA 4 210x297mm

13.

13


opwaaiing in punt 31 (in m)
= h_{max} peil (rivierafvoeren hebben hierop, voor dit punt, geen effect)
Windsnelheid neemt in 2 uur toe tot 20 m/sec resp 31 m/sec bij variabel Ijsselmeerpeil.
v = 31 m/s
v = 20 m/s
2,20
2,00
1,80
1,60
1,40
1,20
1,00
0,80
0,60
0,40
0,20
0
NAP
+0,65
+1,10
Ijsselmeerpeil tov. NAP (in m)

De opwaaiing in punt 31, bij een storm van 20 m/sec en een Ijsselmeerpeil van NAP 0,00, met variabele C-waarden op het Ijsselmeer.



Bijlage 15

DIN A4 210x297mm