

S. 18.32



waterloopkundig laboratorium
delft hydraulics laboratory

zout - zoet problematiek Oosterschelde

onderzoek naar de tijdschaal van verandering
van de zoutverdeling bij sluiting van de storm-
vloedkering

verslag onderzoek

M 896 - 37

maart 1978

zout - zoet problematiek Oosterschelde

onderzoek naar de tijdschaal van verandering
van de zoutverdeling bij sluiting van de storm-
vloedkering

verslag onderzoek

M 896 - 37

maart 1978

Korrektes bij verslag M896-37

- blz. 4, 5e regel v.o. $n_u = n_x^{\frac{1}{2}} n_h^{\frac{1}{2}} n^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right)$
- blz. 5, 2e regel v.b. $u^* = u \sqrt{\frac{g}{C^2}}$ én $n_C = n_x^{\frac{1}{2}} \cdot n_h^{-\frac{1}{2}}$
- blz. 9, 6e regel v.o. $n_{Re} = \frac{n_u n_h}{n_v} = \dots\dots\dots$
- blz. 19, 7e regel v.o. T 1004 en T 1009
- blz. 21, 8e regel v.o. een korte beschrijving van
- blz. 28, 4e regel v.b. 2 vertikalen
- 15e regel v.o. in de bak
- blz. 31, laatste regel De isopycne van $\Delta\rho = 12.5 \text{ kg/m}^3$
- blz. 36, 5e regel v.b. $n \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right) = n_x^{-1}$
- 5e regel v.o. is het, zoals boven vermeld, wel mogelijk
- blz. 41, 9e regel v.b. $\frac{\Delta\rho}{\Delta x} =$ de longitudinale dichtheidsgradiënt
- blz. 42, 9e regel v.o. + 20% van het oorspronkelijke dichtheidsverschil
- fig. 6.8. ----- $IA_{21} (\Delta\rho = 25,8 \text{ kg/m}^3)$
- fig. 6.10. $f = 1$ i.p.v. $F = 1$
 $g = 1$ i.p.v. $G = 1$

INHOUD

Lijst van symbolen

Lijst van tabellen

Lijst van figuren

	blz.
<u>1</u> <u>Inleiding</u>	1
<u>2</u> <u>Prototypegegevens</u>	2
<u>3</u> <u>Schaalregels</u>	3
<u>4</u> <u>Literatuur</u>	6
<u>5</u> <u>Getijgootonderzoek</u>	7
5.1 Beschrijving van de getijgoot.....	7
5.2 Weergave van het prototype in de getijgoot.....	7
5.3 Proevenprogramma.....	8
5.4 Beginkondities.....	11
5.5 Meetopstelling en uitvoering van de proeven.....	12
5.6 Resultaten.....	13
5.7 Interpretatie van de resultaten.....	17
<u>6</u> <u>Onderzoek met 2D-zoutindringingsmodel</u>	21
6.1 Inleiding.....	21
6.2 Beschrijving 2D-model DISTRO.....	22
6.3 Schematisaties van het tijdschaalprobleem.....	23
6.4 Beschrijving verschijnsel.....	24
6.5 Onzekerheden in berekeningen en in metingen.....	27
6.6 Gevoeligheidsonderzoek ter simulatie van proef T 1001.....	28
6.6.1 Invloed horizontale diffusie.....	29
6.6.2 Invloed gelaagdheid op verticale diffusie.....	30
6.6.3 Invloed ruwheid.....	32
6.6.4 Resultaat simulatieproef T 1001.....	33

INHOUD (vervolg)

	blz.
6.7 Simulatie van proef T1007.....	34
6.8 Prototypeberekeningen.....	35
<u>7 Samenvatting en konklusies.....</u>	<u>40</u>

Referenties

Tabellen

Figuren

Lijst van symbolen

A	$T \left[\frac{h \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right)}{L} \right]^{\frac{1}{2}}$	-
C	Chézy-waarde	$m^{\frac{1}{2}} \cdot s^{-1}$
D_x	longitudinale massa-diffusiecoëfficiënt	$m^2 \cdot s^{-1}$
D_z	vertikale massa-diffusiecoëfficiënt	$m^2 \cdot s^{-1}$
L	lengte afgesloten goot of bak	m
NT	totaal aantal rekentijdstappen	-
R	hydraulische straal	m
Re_o	getal van Reynolds ($Re_o = \frac{c_o h}{\nu}$)	-
Ri	getal van Richardson	-
T	tijd, volgens definitie van par. 5.7	s
T^1	tijdschaal voor de oppervlaktegolf	s
T_d	tijdschaal voor de dichtheidsgolf	s
b	breedte	m
c	zoutconcentratie	$kg \cdot m^{-3}$
c_o	beginsnelheid bij schutkolkuitwisseling	$m \cdot s^{-1}$
c_t	snelheid na tijd t bij schutkolkuitwisseling	$m \cdot s^{-1}$
g	versnelling van de zwaartekracht	$m \cdot s^{-2}$
h	waterhoogte	m
l	door zoutfront op tijdstip t afgelegde weg bij schutkolkuitwisseling	m
l^1	lengtemaat (zie vergelijking 6.8)	m
l_m	mengweglengte	m
n_i	schaalfactor = $\frac{\text{prototype maat } i}{\text{modelmaat } i}$	-
p	hydrostatische druk	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$
t	tijd	s
Δt	rekentijdstap	s
u	snelheid in x-richting	$m \cdot s^{-1}$
w	snelheid in z-richting	$m \cdot s^{-1}$
x	longitudinale coördinaat	m
Δx	rekenplaatsstap in x-richting	m
z	vertikale coördinaat	m
Δz	rekenplaatsstap in z-richting	m
z_o	ruwheidshoogte	m

Lijst van symbolen (vervolg)

α	bepaald percentage in definitie voor T van par. 5.7	%
β	konstante afhankelijk van de temperatuur	-
ϵ_x	longitudinale impuls-diffusiecoëfficiënt	$m^2 \cdot s^{-1}$
ϵ_z	vertikale impuls-diffusiecoëfficiënt	$m^2 \cdot s^{-1}$
η	afwijking van de gemiddelde waterstand	m
κ	konstante van Von Karman $\approx 0,4$	-
ν	kinematische viscositeit	$m^2 \cdot s^{-1}$
ρ	dichtheid	$kg \cdot m^{-3}$
ρ_0	dichtheid van zoet water	$kg \cdot m^{-3}$
$\Delta\rho$	dichtheidsverschil over de goot (tussen $x=0$ en $x=L$)	$kg \cdot m^{-3}$
$\Delta\rho_0$	dichtheidsverschil over de goot op $t=0$	$kg \cdot m^{-3}$

Lijst van tabellen

- 5.1 Proevenprogramma getijgootonderzoek
- 5.2 Proefresultaten van het getijgootonderzoek
- 6.1 Overzicht berekeningen
- 6.2 Tijdschaal berekeningen en metingen

Lijst van figuren

- 2.1 Overzichtskaart van de Oosterschelde
- 2.2 Overzichtskaart Krammer-Volkerak en isohalinen
- 5.1 Overzicht van de getijgoot
- 5.2 Instelling continue beginkonditie
- 5.3 Beginkondities
- 5.4 Bepaling dichtheid vakken-schematisaties
- 5.5 Meetopstelling
- 5.6 Verloop van de dichtheid op $\frac{1}{2}h$ in de tijd
- 5.7 Verloop van de dichtheid op $\frac{1}{2}h$ in de tijd
- 5.8 Verloop van de dichtheid op $\frac{1}{2}h$ in de tijd
- 5.9 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1001
- 5.10 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1002
- 5.11 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1003
- 5.12 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1004
- 5.13 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1005
- 5.14 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1006
- 5.15 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1007
- 5.16 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1008
- 5.17 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1008A
- 5.18 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1009
- 5.19 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1010
- 5.20 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd voor proef T 1011

Lijst van figuren (vervolg)

- 5.21 Snelheidsverloop in de tijd
- 5.22 Snelheidsverloop in de tijd
- 5.23 Snelheidsverloop in de tijd
- 5.24 Verloop van de dichtheid en snelheid in de tijd na instellen van een getij bij proef T 1011
- 5.25 Verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen na instellen van een getij bij proef T 1011
- 5.26 $\frac{\rho(\text{bezo 1, } 7/8h, t=T) - \rho(\text{bezo 3, } t=0)}{\rho(\text{bezo 1, } t=0) - \rho(\text{bezo 3, } t=0)} \times 100\%$ uitgezet tegen de tijd
- 5.27 Relatie tussen A en $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ en n_x bij variabele α
- 5.28 Relatie tussen A en h bij variabele α
- 5.29 Relatie tussen A en L bij variabele α
- 6.1 Beginkondities IA-berekeningen
- 6.2 Verloop waterstand in berekening IA₂₁
- 6.3 Dichtheidsgolf in afgesloten bak
- 6.4 Verloop snelheid in de tijd
- 6.5 Verloop snelheidsvertikaal in de tijd, berekening IA₂₁
- 6.6 Verloop dichtheidsvertikaal in de tijd, berekening IA₂₁
- 6.7 Uitwisselingsstromen bij 3 vakken-schematisatie
- 6.8 Vergelijking dichtheidsverdelingen - Invloed beginkonditie
- 6.9 Vergelijking dichtheidsverdelingen - Invloed horizontale diffusie
- 6.10 Invloed van de gelaagdheid op de verticale uitwisseling
- 6.11 Vergelijking dichtheidsverdelingen - Invloed verticale diffusie
- 6.12 Verplaatsing isopycnen met tijd
- 6.13 Vergelijking dichtheidsverdelingen - Invloed ruwheid
- 6.14 Verloop oppervlaktesnelheid
- 6.15 Vergelijking dichtheidsverdelingen ($\Delta\rho \approx 7 \text{ kg/m}^3$)
- 6.16 Vergelijking berekende dichtheidsverdelingen
- 6.17 Vergelijking berekende dichtheidsverdelingen

1 Inleiding

De mogelijkheid bestaat, dat, tijdens de laatste fase van de bouw van de Philipsdam, het getij door middel van de stormvloedkering in de Oosterschelde-dam gekeerd zal worden, ter reductie van de stroomsnelheden in het tracé van de Philipsdam. Het sluitgat in de Philipsdam wordt dan geleidelijk gesloten. De duur van deze sluiting zal ongeveer drie weken zijn.

Na het sluiten van de stormvloedkering zal de zouttoestand op de Oosterschelde zich wijzigen. Door de afwezigheid van het getij als mengende faktor zullen de op het moment van de sluiting vertikaal verlopende isopycnen door dichtheidsstromen na verloop van tijd veranderen in horizontaal verlopende isopycnen. Hierdoor zal een minder zoute bovenlaag ontstaan, hetgeen schadelijk zou kunnen zijn voor het milieu.

In dit onderzoek is getracht door middel van metingen in de getijgoot en berekeningen met een numeriek tweedimensionaal vertikaal rekenmodel een eerste schatting te maken van de tijdschaal waarmee de zouttoestand zich aanpast. Het onderzoek in de getijgoot droeg een verkennend karakter. Het ging hierbij vooral om het verkrijgen van meer inzicht in de optredende dichtheidsstromen en de menging. De berekeningen met het rekenmodel waren bedoeld om een vertaling model-prototype te geven na ijking via de gootgegevens.

Het onderzoek is, in het kader van het getijgootonderzoek (M 896) in opdracht van Rijkswaterstaat, Hoofdafdeling Waterloopkunde van de Deltadienst, uitgevoerd in de periode juni-oktober 1977.

De berekeningen zijn uitgevoerd onder leiding van drs. M. Karelse en ir. P.A.J. Perrels en het getijgootonderzoek stond onder leiding van ir. G.J.E.M. de Schrijver.

Het rapport is samengesteld door drs. M. Karelse en ir. G.J.E.M. de Schrijver.

2 Prototypegegevens

Het in dit onderzoek beschouwde gebied is weergegeven in figuur 2.1. Het is verdeeld in twee gedeelten. Het eerste gedeelte is het traject vanaf de Oosterscheldedam via Keeten, Mastgat en Zijpe tot de Philipsdam.

Het maximale dichtheidsverschil tussen Oosterscheldedam en Philipsdam treedt op als bij de Oosterscheldedam $\rho = 1025 \text{ kg/m}^3$ (dit is ongeveer de maximale waarde voor zeewater) en bij de Philipsdam $\rho = 1015 \text{ kg/m}^3$ (dit is de minimale waarde, volgens de meting van 23-3-1973, weergegeven in figuur 2.2). De longitudinale dichtheidsgradiënt op dit traject, dat een lengte heeft van ongeveer 37 km, ligt dan in de orde van $\frac{10}{37.000} \approx 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^4$.

Als de noordelijke tak van de Oosterschelde buiten beschouwing wordt gelaten, dan zal deze gradiënt van de orde 10^{-4} kg/m^4 zijn.

Het tweede gedeelte van het beschouwde gebied bestaat uit het traject Volkerak-Philipsdam. Dit gedeelte heeft een lengte van ongeveer 20 km, een gemiddelde geuldiepte van ongeveer 8 m en een breedte van ongeveer 1500 m.

In het getijgootonderzoek is, als verkennende studie voor het totale probleem alleen gekeken naar het gedeelte Volkerak-Philipsdam.

Uit figuur 2.2 waarin de resultaten van twee metingen op 27-1-1972 en 23-3-1973 weergegeven worden, blijkt, dat er nog een zekere verticale gelaagdheid op het Volkerak aanwezig is en dat de dichtheid verloopt van $1000 + \frac{4}{3} \times 7,5 \text{ Cl} = 1010 \text{ kg/m}^3$ bij de Volkeraksluizen naar maximaal $1000 + \frac{4}{3} \times 15 \text{ Cl} = 1020 \text{ kg/m}^3$ bij de Philipsdam. Dit betekent dat de longitudinale dichtheidsgradiënt op dit traject in de orde ligt van

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} \approx \frac{10}{20.000} = 0,5 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^4$$

3 Schaalregels

Door het wegvallen van de getijbeweging na het sluiten van de stormvloedkering en door het buiten beschouwing laten van de invloed van de wind op het zouttransport blijft slechts over het optreden van stromen onder invloed van een longitudinale dichtheidsgradiënt.

De snelheidsverdeling en de zoutverdeling worden dan beschreven door de volgende (tweedimensionale) vergelijkingen:

continuïteitsvergelijking:

$$\frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial x}(bu) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

bewegingsvergelijking:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\rho}{b} \frac{\partial}{\partial x}(bu^2) + \rho \frac{\partial}{\partial z}(uw) - \frac{\rho}{b} \frac{\partial}{\partial x} \left(b \epsilon_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.2)$$

hydrostatische drukverdeling:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - \rho g \quad (3.3)$$

zoutbalansvergelijking:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial x}(buc) + \frac{\partial}{\partial z}(wc) - \frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial x} \left(bD \frac{\partial c}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial c}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.4)$$

toestandsvergelijking:

$$\rho = \rho_0 + \beta c \quad (3.5)$$

Hierin is:	x	koördinaat in lengterichting	m
	z	koördinaat in verticale richting	m
	u	snelheid in x-richting	m/s
	w	snelheid in z-richting	m/s
	p	druk	kg/ms ²
	c	concentratie	kg/m ³

b	breedte	m
t	tijd	s
ρ	dichtheid	kg/m ³
ϵ_x, ϵ_z	diffusiecoëfficiënt voor impulsuitwisseling in x-, respektievelijk z-richting	m ² /s
D_x, D_z	diffusiecoëfficiënt voor massa-uitwisseling in x-, respektievelijk z-richting	m ² /s
β	konstante afhankelijk van de temperatuur	-

Uit deze basisvergelijkingen zijn de schaalregels voor het modelonderzoek te bepalen.

Uit de eerste en de laatste term van vergelijking (3.2) en uit vergelijking (3.3) volgt:

$$n_t = n_u n_h^{-1} n_x^{-1} \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right) \quad (3.6)$$

Hierin is: $n_i = \frac{\text{prototypemaat } i}{\text{modelmaat } i}$

Uit de eerste en tweede term van vergelijking (3.4) volgt:

$$n_t = n_u^{-1} \cdot n_x \quad (3.7)$$

Kombinatie van (3.6) en (3.7) geeft:

$$\text{de interne Froudeschaal: } n_u = n_x^{\frac{1}{2}} n_h^{-\frac{1}{2}} n_x^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right) \quad (3.8)$$

$$\text{en de tijdschaal: } n_t = n_x^{\frac{1}{2}} n_h^{-\frac{1}{2}} n_x^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right) \quad (3.9)$$

Uit de eerste en laatste term van vergelijking (3.4) en uit vergelijking (3.9) volgt voor de verticale diffusiecoëfficiënt:

$$n_{D_z} = n_x^{-\frac{1}{2}} n_h^{5/2} n_x^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right) \quad (3.10)$$

Uitgaande van de in de literatuur gebruikelijke relatie voor de diffusie $D :: u \cdot h$ volgt echter met $u^* = u \sqrt{\frac{g}{c^2}}$ en $n_c = n_x^{\frac{1}{2}} \cdot n_h^{-\frac{1}{2}}$, dat:

$$n_{D_z} = n_h^2 \cdot n \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right) \quad (3.11)$$

De gerealiseerde diffusie is dus gelijk aan de vereiste diffusie, als

$$\frac{n_h^2 \cdot n \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right)}{n_h^{5/2} \cdot n_x^{-1/2} \cdot n \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right)} = \left(\frac{n_x}{n_h} \right)^{1/2} = 1 \quad (3.12)$$

Terwille van de verticale uitwisseling (als deze er in belangrijke mate is in de subkritische dichtheidsstroming) moet dus gewerkt worden in een onvertrokken model ($n_x = n_h$).

In het geval, dat de stroomsnelheden dermate klein worden, dat het Reynoldsgetal $\left(\frac{uh}{\nu} \right)$ te klein wordt, wordt de schuifspanning en de menging Reynoldsgevoelig en gaan er schaafeffekten optreden.

Uit vergelijking (3.12) blijkt ook, dat $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right)$ niet aan een bepaalde schaal gebonden is.

4 Literatuur

Uit de literatuur is niets bekend over uitwisselingsstromen met een beginconditie, waarbij de dichtheid kontinu varieert in de lengterichting, zoals in het in dit onderzoek beschouwde prototype aanwezig is.

Wel is redelijk veel bekend over de schutkolkuitwisseling. Bij de schutkolkuitwisseling is als beginconditie water van verschillende dichtheid gescheiden door een vertikaal grensvlak. Na het openen van de scheidingsdeur treedt lokaal een uitwisselingsstroom op. Water op grote afstand van het scheidingsvlak gaat pas na een zekere tijd (als de interne golf ter plaatse arriveert) bewegen. Dit in tegenstelling met de situatie, dat er als beginconditie sprake is van een overal reeds aanwezige longitudinale dichtheidsgradiënt. In dit geval zal het water namelijk overal direkt door deze gradiënt in beweging worden gezet op het moment, dat het mechanisme, dat deze gradiënt in stand houdt, wegvalt.

In het rapport "Uitwisselingsstromen bij schutsluizen, M 772" van het Waterloopkundig Laboratorium (ref. 1) is uitvoerig aandacht besteed aan de schutkolkuitwisseling. Uit een theoretische beschouwing volgt, dat de zoute en zoete fronten zich met een beginsnelheid gelijk aan $c_o = 0,5\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g h}$ voortplanten.

Uit experimenten blijkt, dat de beginsnelheid gelijk aan $c_o = 0,465\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g h}$.

Hierin is:

c_o	de beginsnelheid van het front	m/s
$\Delta\rho$	het dichtheidsverschil tussen boven- en onderlaag	kg/m ³
ρ	de dichtheid van het zoete water	kg/m ³
g	de versnelling van de zwaartekracht	m/s ²
h	de totale waterhoogte	m

Met een proef, waarbij de goot verdeeld is in twee vakken van verschillende dichtheid, gescheiden door een schot, dat opgetrokken kan worden, kan gecontroleerd worden of deze formule ook geldig is voor de getijgootomstandigheden. Daarna kan nagegaan worden, of de formule ook opgaat als het aantal vakken uitgebreid wordt (zie verder de hoofdstukken 5.4 en 5.6)

5 Getijgootonderzoek

5.1 Beschrijving van de getijgoot

De getijgoot heeft een lengte van 101,5 m en een rechthoekige dwarsdoorsnede met een breedte van 0,672 m. De grootste toelaatbare waterdiepte bedraagt 0,50 m. De bodem van de goot ligt horizontaal.

Aan het benedenstroomse einde is de goot verbonden met een zeebassin van 6 x 8 x 1,5 m. Het verticale getij (waterstand) op zee wordt geregeld met een overstortende regelklep.

Het horizontale getij (debiet) aan het bovenstroomse einde wordt geregeld door middel van een getijtank.

De dichtheid van het zeewater wordt konstant gehouden door middel van een regelsysteem met pekelinjectie. De temperatuur van het zoete rivierwater wordt aangepast aan de temperatuur van het zeewater voor het in stand houden van een konstant dichtheidsverschil tussen zee- en rivierwater. Bij de regeling van het horizontale getij (debiet) op de bovenstroomse rand kan slechts gebruik gemaakt worden van homogeen zoet water. De randinstelling (vertikaal getij, rivierafvoer e.d.) moet dan ook zodanig zijn, dat de maximale zoutindringing enige afstand verwijderd blijft van de bovenstroomse rand.

Op ongeveer 64 m vanaf het zeebassin is de goot over 180° omgebogen (Zie voor een overzicht van de getijgoot figuur 5.1).

5.2 Weergave van het prototype in de getijgoot

Het onderzoek naar de tijdschaal van de verandering van de zoutverdeling onder invloed van dichtheidsstromen moet volgens Hoofdstuk 3 op onvertrokken schaal plaatsvinden. Indien echter in model de Reynoldsgetallen te klein zouden worden, zouden schaaleffekten een rol gaan spelen en zou de vertaling model-prototype extra moeilijk worden.

Uitgaande van een minimale waterdiepte van 10 cm (in verband met de grootte van het Reynoldsgetal ($\frac{uh}{\nu}$)) is de maximale lengte-diepte verhouding 1000 als de totale lengte van de goot zou worden gebruikt. In verband met bochteffekten werd alleen het gedeelte voor de bocht benut en dan is de maximale lengte-diepte verhouding ongeveer 600. In het prototype is de lengte-diepte verhouding ongeveer $\frac{20.000}{8} = 2500$ (Volkerak-Philipsdam).

Hieruit volgt, dat het gehele traject Volkerak-Philipsdam niet op onvertrokken schaal in de getijgoot weergegeven kan worden als men een minimale waterdiepte

in de goot van 10 cm aanneemt.

Het onderzoek droeg een verkennend karakter, waarbij de nadruk gelegd werd op het verkrijgen van meer inzicht in de optredende dichtheidsstromen en de menging.

Voor dit verkennend onderzoek moest een zo gunstig mogelijke referentie als uitgangspunt gekozen worden. Daartoe is een gootsectie van 60 m lengte met een waterdiepte van 40 cm genomen. Dit betekent, dat uit het prototype Volkerak-Philipsdam een sectie met een lengte van 1200 m en een diepte van 8 m werd weergegeven.

Volgens Hoofdstuk 2 is de longitudinale dichtheidsgradiënt in het prototype Volkerak-Philipsdam maximaal

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} \approx 0,5 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^4$$

Dit betekent dat het dichtheidsverschil over een prototypesectie van 1200 m $0,6 \text{ kg/m}^3$ is.

Een dermate klein dichtheidsverschil is echter in model nauwelijks instelbaar en meetbaar.

Daarnaast zal een dichtheidsverschil van $0,6 \text{ kg/m}^3$ zeer kleine dichtheidsstromen tot gevolg hebben, waardoor het Reynoldsgetal ($\frac{uh}{\nu}$) zo klein wordt, dat schaaleardeffekten op kunnen gaan treden.

De schaalregels van Hoofdstuk 3 laten gelukkig een grote vrijheid met betrekking tot de keuze van het in te stellen dichtheidsverschil, zodat bij de proeven met grotere dichtheidsverschillen gewerkt is.

5.3 Proevenprogramma

Van het proevenprogramma dat is weergegeven in tabel 5.1, zijn de proeven T 1001, T 1002 en T 1003 bedoeld om de invloed van verschillende beginkondities te onderzoeken. Bij T 1001 was een continue beginkonditie aangebracht, dat wil zeggen, dat de dichtheid van begin tot eind van de goot geleidelijk toef of afneemt.

Bij T 1002 was de goot verdeeld in twee sekties van verschillende dichtheid en bij T 1004 in vier sekties. Deze beginkondities zijn verder beschreven in par. 5.4. Deze drie proeven zijn tevens uitgevoerd, omdat verwacht werd, dat het instellen van een continue beginkonditie moeilijk zou zijn, zodat de overige proeven dan misschien met een twee- of een vier-vakken-schematisatie uitgevoerd konden worden. Het bleek echter goed mogelijk een continue beginkonditie in

te stellen, zodat de overige proeven met deze beginkonditie uitgevoerd zijn. De proeven van T 1004 tot en met T 1011 zijn uitgevoerd ter variatie van de diverse parameters welke van belang zijn voor de tijdschaal.

Uit Hoofdstuk 3 volgt voor de tijdschaal:

$$n_t = n_x^{\frac{1}{2}} n_h^{-\frac{1}{2}} n \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Dit betekent, dat:
$$t_m \left[\frac{h_m \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)_m}{L_m} \right]^{\frac{1}{2}} = t_p \left[\frac{h_p \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)_p}{L_p} \right]^{\frac{1}{2}}$$

index m betekent: modelwaarde

index p betekent: prototypewaarde

De in het proevenprogramma gevarieerde parameters zijn: $\left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)$, h en L

Deze variaties kunnen invloed hebben op de schalen voor de diffusie en het getal van Reynolds en zodoende kunnen er schaafeffekten optreden in verband met diffusie en interne schuifspanning.

1. variatie $\left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)$ bij konstante waarden voor h en L.

Bij deze proeven is $n_x = n_h$. Volgens vgl. (3.12) zullen er dus geen schaafeffekten optreden in verband met de diffusie.

Reynolds: $R_e = \frac{uh}{\nu}$

$$n_{Re} = \frac{n_u n_h}{n_\nu} \frac{n_x^{\frac{1}{2}} \cdot n_h^{\frac{1}{2}} \cdot n \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right) \cdot n_h}{n_\nu} = \left[n_h^3 \cdot n_x \cdot n \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \neq 1$$

Hierbij is $n_\nu = 1$

Er kunnen dus schaafeffekten optreden in verband met de interne schuifspanningen $|\tau_i = f(Re)|$.

Hiervoor kunnen de proeven T 1001, T 1004, T 1005, T 1006 en T 1007 met elkaar vergeleken worden.

In deze proeven was de lengte $L = 60$ m en de hoogte $h = 0,40$ m. Alleen de waarde voor $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ werd gevarieerd van $4,1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ bij proef T 1001 tot $1,1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ bij proef T 1007.

2. variatie h bij konstante waarden voor L en $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$

Als h verandert terwijl L konstant blijft ontstaat er een vertrokken model zodat schaaleffekten kunnen optreden in verband met de verticale diffusie (zie Hoofdstuk 3). Hiervoor komen in aanmerking de proeven T 1004 en T 1008 of T 1008A. De lengte L was bij deze proeven 60 m terwijl de hoogte h bij T 1004 0,40 m was en bij T 1008 en T 1008A 0,20 m. De waarden voor $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ waren vrijwel gelijk (Bij T 1004: $3,4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ en bij T 1008 en T 1008A: $3,5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$).

In dit opzicht zouden ook de proeven T 1009 en T 1011 met elkaar vergeleken kunnen worden (lengte $L=30$ m en hoogte $h=0,40$ m respectievelijk 0,20 m). De waarde voor $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ is echter bij T 1011 ongeveer 2 x zo groot als bij T 1009 ($7,5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ bij T 1011 en $3,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ bij T 1009), zodat een vergelijking van deze proeven, met betrekking tot de invloed van variatie waterdiepte niet goed mogelijk is, tenzij uit de proeven blijkt, dat variatie $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ geen invloed heeft.

3. variatie L bij konstante waarden voor h en $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$

Ook hier ontstaat weer een vertrokken model, zodat schaaleffekten kunnen optreden in verband met de verticale diffusie.

Hiervoor kunnen de proeven T 1004 en T 1009 met elkaar vergeleken worden hoewel $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ voor beide proeven niet precies gelijk is (Bij T 1004: $3,4 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ en bij T 1009: $3,7 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$). De hoogte h was voor beide proeven 0,40 m en de lengte L was bij T 1004: 60 m en bij T 1009: 30 m.

In dit opzicht zouden ook de proeven T 1008 en T 1008A vergeleken kunnen worden met T 1011 (hoogte h is 0,20 m, lengte L bij T 1008 en T 1008A: 60 m en bij T 1011: 30 m). De waarden voor $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ verschilden ook hier echter weer te veel om de proeven goed te kunnen vergelijken als $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ van invloed is (Bij T 1008 en T 1008A was de waarde: $3,5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ en bij T 1011: $7,5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$).

Tenslotte kunnen de proeven T 1001, T 1010 en T 1011 vergeleken worden. In deze proeven is de lengte en hoogte gevarieerd, terwijl de verhouding lengte /hoogte konstant is gehouden (bij T 1001 is $L = 60$ m en $h = 0,40$ m, bij T 1010 is $L = 45$ m en $h = 0,30$ m en bij T 1011 is $L = 30$ m en $h = 0,20$ m). De waarden voor $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ waren ook hier echter weer niet konstant zodat een goede vergelijking niet mogelijk is als $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ van invloed is (bij T 1001 was deze waarde: $4,1 \times 10^{-3} s^{-2}$, bij T 1010: $5,2 \times 10^{-3} s^{-2}$ en bij T 1011: $7,5 \times 10^{-3} s^{-2}$).

5.4 Beginkondities

In dit onderzoek werd uitgegaan van drie typen beginkondities:

A. $\rho(x)$ kontinu-schematisatie

Bij deze schematisatie werd een in de lengterichting van de goot (x-richting) geleidelijk van zout naar zoet verlopende dichtheid aangebracht. In de vertikaal was de dichtheid konstant.

Deze schematisatie lijkt het meeste op het prototype. De beginkonditie werd verkregen, door in het zeebassin een (groot) getij en aan de zoete kant van de meetsectie door middel van een pomp een (klein) zoetwaterdebiet in te stellen. Bovendien werd de menging kunstmatig vergroot door met behulp van een luchtinjectiesysteem lucht nabij de bodem te injecteren.

Door bovengenoemde drie elementen te variëren werd naar de juiste beginkonditie "gezocht". (De opstelling voor de instelling van de continue beginkonditie is weergegeven in figuur 5.2).

Of de gewenste beginkonditie was bereikt werd bepaald met vazo's (vaste zoutopnemers) en bezo's (bewegende zoutopnemers) welke in 5 raaien van het traject opgesteld stonden (zie Meetopstelling, par. 5.5). De beginkondities van de diverse proeven zijn weergegeven in figuur 5.3.

B. $\rho(x) - 2$ vakken-schematisatie

Daar het in eerste instantie moeilijk leek om een goed gedefinieerde continue beginkonditie in te stellen werd gezocht naar een beter in te stellen beginkonditie. Hierbij werd er van uitgegaan dat de continue beginkonditie te schematiseren is tot een aaneenschakeling van oneindig veel vakken waartussen telkens een klein dichtheidsverschil bestaat. Op die manier is de 2 vakken-schematisatie een zeer grove schematisatie van de continue begin-

konditie. Het meetgebied werd hierbij verdeeld in twee vakken van gelijke lengte, waarvan het éne vak met zout water en het andere met zoet water werd gevuld.

Dit is ook de enige situatie waarvan literatuur bekend is (zie Hoofdstuk 3).

C. $\rho(x)$ - 4 vakken-schematisatie

Dit is een tussenvorm tussen de kontinu-schematisatie en de 2 vakken-schematisatie.

Het meetgebied werd hierbij verdeeld in vier vakken van gelijke lengte met een konstante dichtheid en het dichtheidsverschil tussen de vakken onderling was gelijk.

De dichtheid van de vakken in de vakkenschematisaties moet gelijk zijn aan de gemiddelde dichtheid van het met de vakken korresponderende deel van de kontinu-schematisatie.

In figuur 5.4 is weergegeven hoe de dichtheden van de verschillende vakken in de 2- en 4 vakken-schematisaties bepaald kunnen worden.

Tevens is in deze figuur een getallenvoorbeeld gegeven. Hieruit blijkt, dat in dit voorbeeld de dichtheden van de vakken in de 2 vakken-schematisatie 1022,5 en 1007,5 kg/m³ bedragen. Dit mag uiteraard ook 1015 en 1000 kg/m³ zijn (1000 kg/m³ is ongeveer de dichtheid van zoet water). Het dichtheidsverschil (15 kg/m³) moet wel hetzelfde blijven.

5.5 Meetopstelling en uitvoering van de proeven

Meetopstelling

In figuur 5.5 is de meetopstelling van de proeven weergegeven. Hierin zijn geen maten voor de lengte L en hoogte h van het model gegeven, omdat deze niet voor alle proeven hetzelfde waren (zie par.5.3). De meeste proeven werden echter uitgevoerd met een lengte L = 60 m en een waterdiepte h = 0,40 m. Het verloop van de zoutverdeling in de tijd werd gemeten met drie bezo's, respectievelijk aan het begin, in het midden en aan het eind van het meetgebied, en met zes vazo's, waarvan er drie op 1/4 L en drie op 3/4 L vanaf schot A waren geplaatst. Met de bezo's werd de dichtheid gemeten van 1 cm boven de bodem tot 1 cm onder het wateroppervlak. De vazo's waren opgesteld in de posities: 1 cm boven de bodem, $\frac{1}{2} h$ en 1 cm onder het wateroppervlak. In de raaien waarin de vazo's waren geplaatst werd op dezelfde hoogten met micromolens de snelheid bepaald, voorzover deze te meten waren.

Uitvoering van de proeven:

Tijdens het instellen van de continue beginkonditie was alleen schot E in de goot geplaatst (zie par.5.4). Als de vereiste beginkonditie was bereikt werd op hoogwaterkentering (HWK) schot A in de goot geplaatst. De instelling van waterstand en getijamplitude was zo gekozen, dat de waterstand bij HWK precies de vereiste waarde voor de betreffende proef had bereikt. Het moment dat schot A in de goot geplaatst werd was het begintijdstip van de proef, waarna gedurende 4500 tot 5000 seconden het verloop van de dichtheid met de bezo's en vazo's en de snelheid met de micromolens gemeten werd.

De beginkonditie bij de 2- en 4 vakken-schematisatie werd anders ingesteld, dan bij de kontinu-schematisatie.

Bij de 2 vakken-schematisatie werd het vak tussen schot C en schot E met zoet water gevuld en het andere vak tussen schot A en schot C vanuit het zeebassin opgezouten tot de vereiste dichtheid. (De instelling van de 4 vakken-schematisatie gebeurde op analoge wijze).

De proef begon door bij de 2 vakken-schematisatie schot C en bij de 4 vakken-schematisatie schot B, C en D op te trekken.

5.6 Resultaten

Uitgaande van de beginkondities zoals deze gegeven zijn in figuur 5.3 zijn met de meetopstelling van figuur 5.5 de dichtheden en snelheden op de verschillende punten gemeten en is het verloop van deze dichtheden en snelheden in de tijd bepaald.

Uit de proefresultaten is voor alle proeven het verloop van de dichtheid op de helft van de waterhoogte bepaald. Dit is weergegeven in de figuren 5.6 tot en met 5.8. In deze figuren is voor de duidelijkheid alleen het verloop van de dichtheid bij bezo 1 en bezo 3, welke zich aan de uiteinden van de meetsektie bevonden, getekend. De halve waterhoogte is gekozen, omdat voor deze hoogte het dichtheidsverloop bij beide bezo's een schommeling vertoont om een gemiddelde waarde waartoe de dichtheid bij bezo 1 en bezo 3 uiteindelijk nadert.

Verder zijn van elke proef op vijf tijdstippen binnen de eerste 720 seconden de dichtheidsvertikalen bij bezo's en vazo's en de isopycnen bepaald (figuren 5.9 tot en met 5.20).

Na deze 720 seconden heeft bij bijna alle proeven de overgang van verticale isopycnen naar horizontale isopycnen reeds plaatsgehad. Daarna trad alleen nog maar een schommeling van de isopycnen om een punt in het midden van de meetsektie op. Dit verklaart de schommeling, die optrad in het verloop van de dichtheid op de halve hoogte.

Bij deze overgang van de horizontale dichtheidsgradiënt (vertikale isopycnen) naar de verticale dichtheidsgradiënt (horizontale isopycnen) valt op te merken, dat de hoge en lage dichtheden hierbij vrijwel intact gebleven zijn. Gekonkludeerd mag worden, dat er erg weinig menging opgetreden is.

In de figuren 5.21 tot en met 5.23 is het verloop van de snelheid in de diverse punten weergegeven voorzover deze snelheden te meten waren.

Bij proef T 1001 werd de snelheid nog niet met micromolens gemeten, omdat aanvankelijk een globale schatting van de snelheid voldoende geacht werd.

Bij deze proef werd daarom alleen de oppervlaktesnelheid met een stopwatch gemeten (zie figuur 5.21).

In de figuren is de richting van de snelheden aangegeven met richting bezo 1 en richting bezo 3.

In de figuren 5.6 t/m 5.8 is te zien, dat de periode van de fluktuaties in de dichtheid groter werd naarmate het dichtheidsverschil over de meetsektie kleiner werd. Dit is ook te zien in het snelheidsverloop (fig. 5.21 t/m 5.23). De maximale snelheid werd kleiner met kleiner wordend dichtheidsverschil.

Omdat de snelheidsmetingen slechts in 6 punten werden uitgevoerd en de begincondities niet nauwkeurig genoeg bekend zijn is er, behoudens bovenstaand verband, geen duidelijke relatie tussen dichtheidsverschil en snelheid af te leiden.

In de figuren 5.24 en 5.25 is het verloop van de dichtheid en snelheid weergegeven van proef T 1011, nadat in de eindtoestand (horizontale isopycnen) een getij was opgebracht.

De vier tijdstippen ($t=4470, 5028, 5587$ en 6146 s) zijn de opeenvolgende tijdstippen van hoogwaterkentering.

Dit is echter geen reële situatie, omdat het getij hetzelfde was als waarmee de begintoestand was ingesteld.

Dit kwam, doordat bij hoogwaterkentering de waterstand in het zeebassin gelijk moest zijn aan die in de meetsektie.

De getijslag was zodoende te groot om deze met een prototype situatie te kunnen vergelijken. Verder was er geen bovenafvoer en was de ruwheid in de goot te klein (geen luchtinjectie) zodat de begintoestand (vertikale isopycnen) niet bereikt kon worden. Door het getij werd het zoet water na verloop van tijd uit de goot verdreven wat ook wel te verwachten was.

Vergelijking kontinu- en vakken-schematisaties

De kontinu-schematisatie is toegepast bij proef T 1001, de 2 vakken-schematisatie bij T 1002 en de 4 vakken-schematisatie bij T 1003.

De proeven kunnen op de volgende punten vergeleken worden:

- a. verloop van de dichtheid op $\frac{1}{2}$ h in de tijd (fig. 5.6)
- b. verloop van de dichtheidsvertikalen en isopycnen in de tijd (fig. 5.9 t/m 5.11)
- c. snelheidsverloop in de tijd (fig. 5.21)

ad a. Bij proef T 1002 ontstond bij weghalen van het schot een uitwisselingsstroom, waardoor al snel een onder en bovenlaag ontstond met een scherp grensvlak. Dit grensvlak bleef nog lange tijd schommelen om een punt halverwege het meetgebied, waardoor de dichtheid aan begin en eind van de meetsektie op $\frac{1}{2}$ h bleef variëren tussen die van de bovenlaag en die van de onderlaag met een scherpe overgang tussen die twee.

Bij proef T 1003 ontstond op dezelfde manier een 4-lagensysteem. De dichtheid aan begin en eind van de meetsektie bleef hier variëren tussen die van de twee middelste lagen, zodat het verschil tussen de hoge en lage dichtheid hier kleiner is dan bij T 1002 (zie fig. 5.6).

Hieruit mag niet worden afgeleid, dat bij vergroting van het aantal vakken dit verschil steeds kleiner zal worden, want als het dichtheidsverschil ofwel de verticale dichtheidsgradiënt kleiner wordt, dan zal de verticale verplaatsing van een pakketje water groter kunnen worden, waardoor het verschil tussen de op $\frac{1}{2}$ h gemeten dichtheden ook weer groter wordt (ten opzichte van het totale dichtheidsverschil).

Dit wordt bevestigd door het verloop van de dichtheid op $\frac{1}{2}$ h bij proef T 1001 (zie fig. 5.6).

De verticale verplaatsing neemt met de tijd af, waardoor de amplitude van het dichtheidsverloop in fig. 5.6 bij T 1001 eveneens afneemt.

Voor de proeven T 1002 en T 1003 is dit niet in de figuur te zien, daar de dichtheid op $\frac{1}{2}$ h alleen kan variëren tussen die van de bovenlaag en die van de onderlaag.

De periode van het dichtheidsverloop is voor kontinu 2 vakken- en 4 vakken-schematisatie vrijwel gelijk.

- ad b. Van de dichtheidsvertikalen en isopycnen wordt in de figuren 5.9 tot en met 5.11 het verloop in de tijd weergegeven over de eerste 720 seconden van iedere proef.

In deze figuren is duidelijk het 2- en 4-lagensysteem van proef T 1002 en T 1003 te zien, terwijl de dichtheidsverdeling over de vertikaal bij proef T 1001 veel geleidelijker verloopt.

- ad c. Van het snelheidsverloop valt weinig te zeggen omdat de snelheid bij proef T 1001 slechts op twee punten met een stopwatch is bepaald. Wel kan de in hoofdstuk 4 genoemde formule voor de beginsnelheid c_0 aan de hand van de proeven T 1002 en T 1003 gecontroleerd worden. Bij T 1002 is c_0 niet gemeten, daar de micromolen op 1/4 L en op 3/4 L opgesteld stonden.

Daar het zoutfront er 150 seconden over deed om de afstand van 15 m tussen 1/2 L en 3/4 L af te leggen is de gemiddelde snelheid op dit traject 0,10 m/s. De snelheid gemeten op het moment dat het zoutfront de micromolen op 3/4 L passeerde was eveneens 0,10 m/s. Als men aanneemt, dat de beginsnelheid tevens de maximale snelheid is, dan kan uit bovenstaande afgeleid worden, dat de beginsnelheid ook 0,10 m/s geweest is. Dit wordt bevestigd door de in hoofdstuk 4 genoemde formule voor c_0 . Als hierin de proefgegevens worden ingevuld, dan volgt hieruit namelijk:

$$c_0 = 0,465 \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g h} = 0,465 \sqrt{\frac{11,7}{998,6} \times 9,81 \times 0,4} = 0,10 \text{ m/s}$$

Bij proef T 1003 is op twee plaatsen nabij de bodem de beginsnelheid gemeten, namelijk op 1/4 L en op 3/4 L.

$$1/4 \text{ L: gemeten: } c_0 = 0,09 \text{ m/s}$$

$$\text{berekend: } c_0 = 0,465 \sqrt{\frac{6,7}{1011,7} \times 9,81 \times 0,4} = 0,075 \text{ m/s}$$

$$3/4 \text{ L: gemeten: } c_0 = 0,08 \text{ m/s}$$

$$\text{berekend: } c_0 = 0,465 \sqrt{\frac{6,7}{998,6} \times 9,81 \times 0,4} = 0,075 \text{ m/s}$$

De gemeten snelheden zijn dus hoger dan de berekende. Dit is te verklaren doordat er bij de 4 vakken-schematisatie drie uitwisselingsstromen tegelijkertijd optreden, die elkaar beïnvloeden, waardoor de afzonderlijke beginsnelheden hoger worden dan wanneer de uitwisselingsstromen onafhankelijk van elkaar beschouwd worden, zoals bij de berekening is gebeurd.

Hiermee is ook te verklaren, dat de snelheden bij de kontinu-schematisatie hoger waren, dan aanvankelijk op grond van de dichtheidsgradiënt werd vermoed.

5.7 Interpretatie van de resultaten

Uit de bewegingsvergelijking en de zoutbalansvergelijking, welke in hoofdstuk 3 behandeld zijn volgt voor de tijdschaal:

$$n_t = n_x^{\frac{1}{2}} \cdot n_h^{-\frac{1}{2}} \cdot n \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Dit betekent dat, als er geen schaaleffekten optreden, geldt

$$\text{dat } T_m \left[\frac{h_m \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right)_m}{L_m} \right]^{\frac{1}{2}} = T_p \left[\frac{h_p \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right)_p}{L_p} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{of } A = T \left[\frac{h \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right)}{L} \right]^{\frac{1}{2}} = \text{konstant}$$

In deze formule is:

- T = de tijd, waarin de dichtheid ($\rho(\text{bezo 3, } t=0) + \alpha \Delta\rho_0$) bij bezo 1, op $7/8 h$ boven de bodem is gearriveerd
- $\rho(\text{bezo 3, } t=0)$ = de dichtheid bij bezo 3 op $t=0$
- $\Delta\rho_0$ = het dichtheidsverschil over de goot op $t=0$
- α = een bepaald percentage
- h = de waterhoogte
- g = de versnelling van de zwaartekracht
- ρ = de dichtheid
- $\frac{\Delta\rho}{\Delta x}$ = de longitudinale dichtheidsgradiënt
- L = de lengte van de meetsektie

De faktor 7/8 is ontstaan, doordat uitgegaan is van een bovenlaag van 1 m in een prototype met een diepte van 8 m.

Uit paragraaf 5.3 blijkt, dat schaaleffekten kunnen optreden als $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$, h en L gevarieerd worden. Dit is in het proevenprogramma onderzocht.

Daarna is de formule voor A toegepast op het prototype Krammer-Volkerak om een schatting te kunnen maken van de tijd, waarin een zoete bovenlaag zal optreden.

Bij de beschouwing van de eventuele afhankelijkheid van A van $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$, h en L moet er wel rekening mee worden gehouden, dat de onnauwkeurigheid in de proefresultaten vrij groot is (10% of meer). De waarde van T en dus van $A = T$

$\left[\frac{h \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)}{L}\right]^{\frac{1}{2}}$ is sterk afhankelijk van de beginkonditie en deze was niet bij alle proeven even goed. Toch kan wel een goede indruk van de orde van grootte verkregen worden.

In figuur 5.26 is het verschil tussen de dichtheid bij bezo 1 op tijdstip t en bezo 3 op tijdstip t=0, op 7/8 h, uitgezet in procenten van het verschil tussen bezo 1 en bezo 3 op t=0. Voor diverse waarden van dit relatieve verschil zijn uit figuur 5.26 de waarden van T bepaald, welke zijn ingevuld in de for-

mule $A=T \left[\frac{h \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)}{L}\right]^{\frac{1}{2}}$

De invloed van de beginkonditie op T is in figuur 5.26 goed te zien als de lijnen van de proeven T 1008 en T 1008 A met elkaar vergeleken worden.

De gootlengte, waterdiepte en totale dichtheidsverschil was bij beide proeven gelijk, maar de gradiënt van de dichtheid in x-richting was bij T 1008 over het eerste kwart van de goot vrijwel nul en over de rest van de goot dus groter dan bij T 1008A. Nu was de beginsituatie bij T 1008A ook niet ideaal (de gradiënt van de dichtheid was hier over het eerste kwart van de goot te groot), zodat de juiste lijn tussen de waarden voor T 1008 en T 1008A in zal liggen.

Overigens zijn de waarden voor teruggang van het dichtheidsverschil tot 20 en 10% van het oorspronkelijke dichtheidsverschil wel voor beide proeven nagenoeg gelijk (zie voor de beginkonditie figuur 5.3).

In figuur 5.27a is A voor diverse waarden α van het relatieve dichtheidsverschil

tussen bezo 1 en bezo 3 oplopend van 20 tot 90%, uitgezet tegen de waarden van $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ voor de proeven T 1001, T 1004, T 1005, T 1006 en T 1007.

De berekende waarden van A zijn opgenomen in tabel 5.2.

Gezien de nauwkeurigheid van de resultaten kan gesteld worden, dat A nagenoeg konstant is bij variatie van $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ met eventueel een geringe toename van A bij afname van $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ (in het prototype Krammer-Volkerak is $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right) = 5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$).

In figuur 5.27b zijn de waarden van A voor de proeven T 1001, T 1010 en T 1011 uitgezet tegen de lengteschaal (= hoogteschaal). De schaal is de verhouding van de prototypeafmetingen (Krammer-Volkerak) en de gootafmetingen. De verhouding van de lengte van de goot en de waterdiepte was bij deze drie proeven gelijk. In deze figuur valt een kleine toename van A te constateren bij afname van de schaalfactor (in prototype is de schaalfactor $n=1$).

Deze toename kan echter ook veroorzaakt worden door de afname van $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ welke hierboven besproken is. Deze waarde was namelijk niet voor alle drie de proeven gelijk (T 1001: $4,1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$; T 1010: $5,2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$ en T 1011: $7,5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$).

In figuur 5.28 zijn de waarden van A uitgezet tegen de waterhoogte h.

In figuur 5.28a zijn de waarden van T 1004 en de gemiddelde waarden van T 1008 en T 1008A uitgezet. (De gootlengte was bij deze proeven $L=60 \text{ m}$).

De waarden van T 1008 en T 1008A zijn gemiddeld, omdat de waarden voor T en dus A, zoals reeds eerder is behandeld, waarschijnlijk tussen die van T 1008 en T 1008A in liggen.

Uit deze figuur blijkt een toename van A bij toename van de waterdiepte. (In prototype is $h=8 \text{ m}$).

Deze toename is veel kleiner als de resultaten van de proeven T 1009 en T 1011 met elkaar vergeleken worden (de gootlengte was hierbij $L = 30 \text{ m}$). De waarden voor $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ was hier echter niet gelijk, zodat vergelijken van deze proeven alleen mag, als de aanname, dat A onafhankelijk is van $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$, juist is.

Tot slot zijn in figuur 5.29 de waarden van A uitgezet tegen de gootlengte L.

In figuur 5.29a zijn de waarden van T 1004 en T 1003 met elkaar vergeleken (de waterdiepte was bij deze proeven $0,40 \text{ m}$) waaruit blijkt, dat er een kleine toename van A optreedt bij toename van de gootlengte. (In prototype is $L = 20.000 \text{ m}$). Deze toename is geheel teniet gedaan als de resultaten van proef T 1011 vergeleken worden met de gemiddelde waarden van 1008 en 1008A (waterdiepte $h=0,40 \text{ m}$). Ook hier geldt echter weer het bezwaar, dat de waarde van $\left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}\right)$ niet voor alle drie de proeven hetzelfde was.

Uit het bovenstaande kan opgemaakt worden, dat de gemiddelde waarde van de resultaten van de proeven T 1001, T 1004, T 1005, T 1006 en T 1007 als ondergrens geldt voor de faktor A = T

$$\left[\frac{h \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)}{L} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Deze waarde is dan ook gebruikt voor het bepalen van T in het prototype Krammer-Volkerak.

Berekening van de prototypetijd

Bij de berekening van de prototypetijd is uitgegaan van een afname van de dichtheid van een bovenlaag van 1 m aan de zoute kant tot de dichtheid van het zoete water + 20% van het oorspronkelijke dichtheidsverschil.

Bij dit percentage is de waarde van A in model ~ 3 (gemiddelde van T 1001, T 1004, T 1005, T 1006 en T 1007).

$$\text{Dus: } T \cdot \left[\frac{h \cdot \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)}{L} \right]^{\frac{1}{2}} = 3$$

Voor het prototype Krammer-Volkerak geldt:

$$h = 8 \text{ m}$$

$$L = 20.000 \text{ m}$$

$$\Delta \rho_{\text{totaal}} = 10 \text{ kg/m}^3 \rightarrow \frac{\Delta \rho}{\Delta x} = 5 \times 10^{-4} \text{ kg/m}^3$$

$$\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$$

$$g = 9,81 \text{ m/s}^2$$

$$\text{Hieruit volgt: } T \left[\frac{8 \cdot \frac{9,81 \cdot 5 \times 10^{-4}}{1000}}{20.000} \right]^{\frac{1}{2}} = 3$$

$$T \approx 68.000 \text{ seconden}$$

$$\approx 19 \text{ uur}$$

Dus in minder dan een etmaal is er een bovenlaag van 1 meter ontstaan, die een dichtheid heeft gelijk aan de dichtheid van het zoete water + 20% van het oorspronkelijke dichtheidsverschil.

6 Onderzoek met 2D-zoutindringingsmodel

6.1 Inleiding

Het te onderzoeken probleem betreft de verandering van de zoutverdeling in een rechte bak met rechthoekige dwarsdoorsnede, waarin als beginsituatie de snelheid overal nul is en de dichtheid alleen in de lengterichting varieert. Onder invloed van de, als beginkonditie aanwezige, longitudinale dichtheidsgradiënt ontwikkelt zich een dichtheidsstroming in de bak. Tengevolge hiervan wordt zowel de snelheid als de dichtheid een functie van de tijd en van de longitudinale en verticale coördinaat. Om de tijdschaal van de verandering van de dichtheidsverdeling te onderzoeken zijn naast de proeven in de getijgoot berekeningen uitgevoerd met een gemodificeerd, tweedimensionaal vertikaal (2D) zoutindringingsmodel. Dit numerieke model is ontworpen voor het berekenen van de tweedimensionale snelheids- en dichtheidsverdeling in een getijrivier (breedte integratie). Alhoewel dit model nog niet operationeel was, is het toch gemodificeerd (aanpassen randkondities) voor het tijdschaalprobleem in een afgesloten bak. Het doel van dit alles was:

- een beter inzicht in de optredende verschijnselen te krijgen (kwalitatief)
- uitgaande van het op de getijgootresultaten geijkte rekenmodel een verantwoorde vertaling naar een tot een bak geschematiseerd prototype (Oosterschelde) te geven.

Het numerieke model is wat de numerieke aspecten betreft uitvoerig in rapport W 332 (ref. 2) besproken. Daarin is vermeld dat, vanwege numerieke storingen, aan de gootrekenresultaten slechts een beperkte kwantitatieve betekenis toegekend mag worden en dat aan de prototypeberekeningen voor de Oosterschelde vanwege deze numerieke onzekerheden slechts een kwalitatieve betekenis toegekend mag worden.

In par. 6.2 is een korte berekening van het numerieke model gegeven, terwijl in par. 6.3 de verschillende schematisaties van het tijdschaalprobleem gegeven zijn. De in een afgesloten bak optredende verschijnselen zijn aan de hand van een berekening besproken in par. 6.4. De onzekerheden bij het vergelijken van metingen en berekeningen zijn in par. 6.5 uitvoerig besproken. In par. 6.6 is een gevoeligheidsonderzoek geschetst dat tot doel had een goede simulatie van proef T 1001 te verkrijgen. De simulatie van proef T 1007 is in par. 6.7 besproken. In par. 6.8 zijn de prototypeberekeningen bekeken.

6.2 Beschrijving 2D-model DISTRO

Het numerieke 2D-model is ontworpen om de, over de breedte geïntegreerde, snelheids- en dichtheidsverdeling in een getijrivier te berekenen (ref. 3). In hoofdstuk 3 zijn de vergelijkingen, die het model beschrijven, reeds vermeld [verg.(3.1) t/m (3.5)]. In dit model is verondersteld dat de breedte b alleen varieert in de lengterichting $b = b(x)$.

De diffusiecoëfficiënten in de x -richting zijn konstanten terwijl de verticale diffusiecoëfficiënten gegeven worden door

$$\epsilon_z = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| f(Ri) \quad (6.1)$$

$$D_z = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| g(Ri)$$

waarin de mengweglengte l_m

$$\begin{aligned} l_m &= K(z+z_o) && \text{voor } 0 \leq z \leq 0,25 h \\ &= K(h/4+z_o) && \text{voor } 0,25 h \leq z \leq h \end{aligned} \quad (6.2)$$

en K : de von Karman konstante (=0,4)
: ruwheidshoogte (m)

f en g : functies van Richardsongetal Ri . Deze functies beschrijven de invloed van de verticale gelaagdheid op de verticale uitwisseling.

Dit 2D-model is gemodificeerd ten behoeve van het tijdschaalonderzoek: in een in de x -richting afgesloten bak met vrije waterspiegel moet het 2D-model de waterstand, de snelheidsverdeling en de dichtheidsverdeling berekenen. Daartoe was een aanpassing nodig:

- andere randvoorwaarden in lengterichting: geen water en zouttransport door de randen
- hogere nauwkeurigheid nodig ten aanzien van randvoorwaarden voor de zoutbalans.

Dit gemodificeerde model is uitgebreid besproken in rapport W 332 (ref. 2). Daarbij is de gevoeligheid van de berekende tijdschaal (voor veranderingen in de zoutverdeling) voor de volgende grootheden weergegeven:

- grootte van de rekentijdstap
- grootte van de rekenplaatsstappen
- horizontale uitwisseling van impuls en zout

- vertikale uitwisseling van impuls en zout
- bodemwrijving

Als belangrijkste konklusie staat in dat rapport (ref. 2) vermeld, dat de aanpak van de randkondities een punt van nader onderzoek moet zijn. Numerieke oscillaties in de dichtheidsverdeling aan de rand bemoeilijken een goede vergelijking tussen de verschillende berekeningen of maken deze zelfs weinig zinvol. Bij de interpretatie van de rekenresultaten moet ernstig rekening gehouden worden met de numerieke onzekerheden; er mag dan ook slechts een kwalitatieve betekenis aan deze rekenresultaten toegekend worden.

6.3 Schematisaties van het tijdschaalprobleem

Elke berekening start met een begintoestand op $t=0$, waarbij

- de waterspiegel horizontaal is
- de snelheden overal nul zijn
- de dichtheid $\rho(x,z,o)$ alleen van x afhangt

Achtereenvolgens zijn berekeningen uitgevoerd op de volgende schalen en met daarbij vermelde beginkonditie voor de dichtheid.

I - getijgootschaal: $L = 60$ m

$$h = 0,4 \text{ m}$$

$$t=0: \frac{\partial \rho}{\partial x} \approx \text{konstant} - A : \Delta \rho_{\max} = 25.5 \text{ kg/m}^3$$

$$- B : \Delta \rho_{\max} = 7.0 \text{ kg/m}^3$$

II - vertrokken prototype : $L = 1200$ m

$$h = 8 \text{ m}$$

$$t=0: \frac{\partial \rho}{\partial x} \approx \text{konstant}$$

III - onvertrokken prototype : $L = 20.000$ m

$$h = 8 \text{ m}$$

$$t=0: \frac{\partial \rho}{\partial x} \approx \text{konstant}$$

- minder geschematiseerde prototypen:

- A Oosterschelde tot Philipsdam $L = 40$ km
N.O.tak 1.5 km breed, 11 m diep
Oosterschelde 8 km breed, 10 m diep
 $\Delta\rho_0$ lineair oplopend van 14.7 kg/m^3 bij Philipsdam tot 27.1 kg/m^3 in
mond Keeten
- B Oosterschelde tot Volkerak $L = 65$ km
N.O.tak 1.5 km breed, 9 m diep
Oosterschelde 8 km breed, 10 m diep
 $\Delta\rho_0$ lineair oplopend van 8 kg/m^3 bij Volkerak tot 22.1 kg/m^3 in
mond Keeten.

Voor een gedetailleerd overzicht van de variaties per berekening wordt verwezen naar Tabel I in rapport W 332 (ref. 2).

6.4 Beschrijving verschijnsel

In de berekeningen wordt als beginkonditie ingesteld:

- horizontale waterspiegel
- $u = 0$
- $\rho(x)$ waarbij $\partial\rho/\partial x \approx$ konstant (zie fig. 6.1)

Dit betekent dat er geen evenwicht van krachten in de x-richting is op tijdstip $t=0$. Direkt aan het begin van de berekening verandert de waterspiegel zodanig dat de drukvervalkracht tengevolge van de helling van de waterspiegel de drukkracht tengevolge van de longitudinale dichtheidsgradiënt compenseert (gemiddeld over de vertikaal). Lokaal echter overheerst één van beide krachten: aan het oppervlak overheerst de invloed van de helling van de waterspiegel en aan de bodem de invloed van de longitudinale dichtheidsgradiënt. Hierdoor ontstaat er een dichtheidsstroming.

De waterspiegel verandert in de tijd, volgens twee tijdschalen:

- tengevolge van de snelle waterstandsverandering aan het begin van een berekening (zoals hiervoor omschreven is) ontstaat er in de afgesloten bak een eigenslingering van het wateroppervlak met als belangrijkste periode:

$$T' = \frac{2L}{\sqrt{gh}} \approx 60 \text{ s voor proef T 1001 en T 1007}$$

- tengevolge van de dichtheidsgolf is er in de bak ook een periode T_d te onderscheiden met $T_d \gg T'$.

In berekening IA₂₁ is om de 25 s de waterstand afgedrukt in de rekenuitvoer en in figuur 6.2 wordt het resultaat getoond. Uit de onderlinge afstand van de toppen volgt dat er inderdaad een periode van $T' \approx 60$ s aanwezig moet zijn, terwijl uit de langzame verandering van de gemiddelde waterstand (middelen over 60 s) een periode volgt van $1/4 T_d \approx 375 \pm 50$ s. Uit het verloop van de waterstand volgt dus een periode in orde van $T_d \approx 1500 \pm 200$ s.

In figuur 6.3 is de dichtheidsgolf zoals deze in een afgesloten bak aanwezig is sterk vereenvoudigd weergegeven. Na $t = 1/4 T_d$ wordt het verval van de waterspiegel en de longitudinale dichtheidsgradiënt ongeveer nul en zijn de dichtheidsstromen maximaal, in de periode $1/4 T_d < t < 1/2 T_d$ remmen de krachten de stroming af tot op tijdstip $t = 1/2 T_d$ de snelheid nagenoeg weer nul geworden is. In de daarop volgende periode ontstaat er een dichtheidsstroming in tegengestelde richting als de aanvankelijk aanwezige dichtheidsstromen (terugkaatsing). Hieruit volgt dat ook uit het verloop van de snelheid de tijdschaal van de dichtheidsgolf te bepalen is. In figuur 6.4a is getoond dat het snelheidsverloop duidt op een periode $T_d \approx 2 * 700 = 1400$ s. In figuur 6.5 is via snelheidsvertikalen het snelheidsverloop weergegeven voor berekening IA₂₁.

De eigenslingering van de oppervlaktegolf in de afgesloten goot is nog enigszins herkenbaar in het verloop van de snelheid figuur 6.4a, doch heeft een ondergeschikte invloed.

In figuur 6.6 is op twee plaatsen in de goot de dichtheidsvertikaal getoond. Daaruit blijkt dat nabij het wateroppervlak en de bodem omstreeks $t = 350 - 400$ s de longitudinale dichtheidsgradiënt zeer klein wordt, terwijl op $t = 450$ s overal de dichtheidsgradiënt klein is. Nabij wateroppervlak en bodem blijft de dichtheidsgradiënt daarna klein, terwijl op halve hoogte er duidelijk een dichtheidsgolf herkenbaar is met een periode in de orde van $T_d \approx (1600-1800)$ s.

In de berekening is de voortplantingssnelheid van de dichtheidsgolf, behalve van de op $t=0$ gegeven dichtheidsgradiënt $\frac{d\rho_0}{dx}$ afhankelijk van

- de verticale diffusie
- de horizontale diffusie
- de ruwheidshoogte

Hoe groter de diffusie is des te sneller worden de dichtheidsverschillen kleiner en des te kleiner worden de snelheden. De ruwheidshoogte beïnvloedt behalve de waterbeweging ook de verticale zoutuitwisseling (verg. 6.2) zodat bij grotere ruwheidshoogte de snelheid niet alleen afneemt vanwege de grotere ruwheid van de goot doch ook omdat de dichtheidsverschillen sneller kleiner worden.

Volgens de theorie van de uitwisselingsstromen (zie Hoofdstuk 4) geldt bij een zogenaamde 2 vakken-schematisatie dat de snelheid nabij het golffront gelijk is aan

$$u \approx 0.5 \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g h} \quad (6.3)$$

Hierin is $\Delta\rho$ het dichtheidsverschil tussen water uit de 2 vakken. Bij de afleiding van deze formule is ervan uitgegaan dat het water aanvankelijk in rust is en door de omzetting van potentiële energie in kinetische energie nabij het golffront in beweging komt (zie ref. 4).

In het geval dat er meer van deze vakken aanwezig zijn ontstaan er meerdere uitwisselingsstromen naast elkaar in de x-richting (zie fig. 6.7). Aanvankelijk is de voortplantingssnelheid van de golffronten nog onafhankelijk, doch als het ene "bovenfront" en het andere "onderfront" elkaar naderen gaat er een wisselwerking optreden: De snelheden worden vergroot omdat de potentiële energie nu omgezet wordt in een vergroting van de reeds aanwezige kinetische energie

$$u > 0.5 \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g h} \quad (6.4)$$

Bij vergelijking van de 2 vakken -, 4 vakken - en de kontinu-schematisatie worden de vakkenschematisaties gezien als discretisaties van de kontinu-schematisatie. In figuur 5.4 is de onderlinge relatie weergegeven:

- in de 2 vakken-schematisatie is het in de beginsituatie over een afstand $1/2 L$ aanwezige dichtheidsverschil als maat genomen voor het dichtheidsverschil tussen water uit de 2 vakken.
- in de 4 vakken-schematisatie is het over een afstand $1/4 L$ aanwezige dichtheidsverschil als maat genomen voor het dichtheidsverschil tussen 2 opeenvolgende vakken.

Definieert men nu l' als een karakteristieke lengtemaat, die de grootte van het eerstgenoemde dichtheidsverschil bepaalt via

$$\Delta\rho = l' \frac{d\rho_o}{dx} \quad (6.5)$$

dan is in de 2 vakken-schematisatie $l' = L/2$ en

in de 4 vakken-schematisatie $l' = L/4$.

Substitueert men vergelijking (6.5) in vergelijking (6.3) dan volgt:

$$u = 0.5 \sqrt{\frac{l'}{\rho} \frac{d\rho_o}{dx} g h} \quad (6.6)$$

Uitgaande van de gerealiseerde snelheid volgt uit de vergelijkingen (6.4) en (6.6) dat voor de 4 vakken-schematisatie

$$l' > L/4 = 15 \text{ m}$$

Extrapolerend naar een kontinu-schematisatie volgt uit vergelijking (6.3) dat de snelheid met $\Delta\rho \rightarrow 0$ ook klein wordt.

Echter omdat de omzetting van potentiële energie in kinetische energie in de kontinu-schematisatie overal plaatsvindt, en door blijft gaan zolang er een longitudinale dichtheidsgradiënt aanwezig is blijft de snelheid groeien. Het resultaat is dat l' niet naar nul nadert, doch een eindige waarde krijgt in de kontinu-schematisatie. Uit figuur 6.4a volgt dat de maximale uitwisselingsstroom in berekening IA_{21} in orde van grootte 0.10 m/s is. Substitutie hiervan in vergelijking (6.6) samen met het ingestelde dichtheidsverschil geeft $l' \approx 25 \text{ m}$.

Experimenteel blijkt dat de evenredigheidskonstante in vergelijking (6.3) en (6.6) 7% kleiner genomen moet worden (zie Hoofdstuk 4). Uit proef T 1001 volgt een $u \approx 0.10 \text{ m/s}$ en dit levert dan $l' = 25 \text{ à } 30 \text{ m}$.

De maximale snelheid in de kontinu-schematisatie ligt in dezelfde orde van grootte als de snelheid in een 2 vakken-schematisatie. Dit is niet zo verwonderlijk als men de totale vermindering in potentiële energie (van begin- naar eindtoestand) berekent. Uitgaande van een lineair met x verlopende dichtheid als beginsituatie en de koppeling volgend uit figuur 5.4 volgt dat in de kontinu-schematisatie de verandering in de potentiële energie groter is dan in de 2 vakken-schematisatie, zodat de totale kinetische energie groter wordt (wrijving en menging verwaarloosd).

6.5 Onzekerheden in berekeningen en in metingen

De metingen in de getijgoot waren gericht op het vastleggen van de dichtheidsverdeling als functie van de tijd. De snelheden zijn slechts zeer summier gemeten en de waterstand is slechts in proef T 1011 gemeten. Wil men de rekenresultaten vergelijken met de gootmetingen dan zal men de dichtheidsverdelingen moeten vergelijken en uit het verloop van de dichtheid met de tijd een tijdschaal moeten halen (zoals aangegeven in par. 5.7). De vergelijking tussen metingen en berekeningen geschiedt in het vervolg aan de hand van het verloop van de isopycnen op enkele tijdstippen.

Bij de vergelijking van de meet- en rekenresultaten moet het volgende goed in het oog worden gehouden:

a in de metingen is het verloop van de dichtheid als functie van de tijd

slechts in 5 vertikalen bepaald (waarvan 2 vertikalen bestaande uit slechts 3 puntmetingen per vertikaal). De zogenaamde gemeten isopycnen zijn bepaald door lineaire interpolatie tussen de puntmetingen (3 vertikalen van 5 punten, 2 vertikale van 3 punten). Dit betekent dat in plaats van een lijn een band getekend zal moeten worden.

Ook ten aanzien van de beginkonditie $\rho(x,0)$ bestaat deze onzekerheid in de gemeten verdeling. In figuur 6.1 zijn twee mogelijke dichtheidsverdelingen op tijdstip $t=0$ aangegeven en in figuur 6.8 wordt het resultaat van deze verschillende uitgangsposities getoond.

Vooraf de isopycnen $\Delta\rho = 2$ en $\Delta\rho = 20$ vertonen grote verschillen. De isopycnen 5, 10 en 15 duiden er op dat een bandbreedte in de orde van $1/20 h$ aangehouden moet worden (voor horizontaal lopende isopycnen).

Ook uit vergelijking van de proeven T 1008 en T 1008A is de indruk te krijgen over de invloed van de beginkondities op de verandering in de dichtheidsverdeling.

b de rekenresultaten zijn vooral aan de randen niet geheel betrouwbaar, zoals in rapport W 332 (ref. 1) beschreven is. Aan de randen van de afgesloten bak treden numerieke oscillaties in de dichtheden op met als uiteindelijk resultaat dat er bij $x = 0$ een numerieke zoutbron ontstaat en bij $x = L$ een numerieke zoutoutput, terwijl de totale hoeveelheid zout in de bank nog redelijk konstant blijft. Deze numerieke oscillaties worden gedempt met toenemende horizontale diffusie aan de randen. Een grote horizontale diffusie aan de rand veroorzaakt echter dat ter plaatse van $x = 0$ de lage concentraties en ter plaatse van $x = L$ de hoge concentraties snel verdwijnen (In beginperiode is $\frac{\partial c}{\partial x}$ groot aan de randen dus $D \frac{\partial c}{x \partial x}$ ook, terwijl u klein is).

Op grond van het bovenstaande kan er slechts een kwalitatieve vergelijking tussen meet- en rekenresultaten gemaakt worden voor dat gedeelte van de goot waar de randinvloed klein is. De definitie van de tijdschaal voor verandering in de dichtheidsverdeling, zoals gegeven in par. 5.7, moet in de berekening voorzichtig gehanteerd worden, vooral vanwege de invloed van de zoutoutput op de rand $x = L$ die ervoor zorgt dat

$$T_{\text{berekend}} < T_{\text{gemeten}}$$

6.6 Gevoeligheidsonderzoek ter simulatie van proef T 1001

De tijdschaal voor veranderingen in de dichtheidsverdeling is afhankelijk van

de volgende factoren:

- beginkonditie
- horizontale diffusie
- verticale diffusie
- ruwheid van de goot
- afmetingen van de goot (lengte L en hoogte h)

In paragraaf 6.5 is reeds aandacht besteed aan de invloed van de beginkonditie (zie ook fig. 6.1 en 6.8). In deze paragraaf wordt in het bijzonder aandacht besteed aan de invloed van de diffusie en de ruwheid op de tijdschaal.

6.6.1 Invloed horizontale diffusie

De term, die de horizontale uitwisseling beschrijft wordt veelal als verwaarloosbaar beschouwd en is in dit numerieke model alleen om numerieke redenen meegenomen. De grootte van de horizontale diffusiecoëfficiënt D_x blijkt echter voor het huidige probleem een grote invloed op de snelheid en de verandering van de dichtheidsverdeling te hebben. Deze invloed blijkt duidelijk uit vergelijking van berekening IA_{21} en IA_{22} (zie fig. 6.9). In de beginperiode is er nog weinig verschil in de dichtheidsverdeling merkbaar ($t=185$ s, bij fig. 6.9a) behalve bij hoge en lage dichtheidsverschillen ($\Delta\rho=2$ en $\Delta\rho=23$). Dit verschil wordt veroorzaakt door de relatief hoge horizontale uitwisseling in IA_{21} bij de randen $x=0$ en $x=L$ waar de snelheid klein blijft. Na 185 s geldt in berekening IA_{21} dat de dichtheden kleiner dan 1001 kg/m^3 en groter dan 1024 kg/m^3 verdwenen zijn uit de berekende dichtheidsverdeling. Na dezelfde tijd zijn in berekening IA_{22} de dichtheden kleiner dan 1000.5 kg/m^3 en groter dan 1025.5 kg/m^3 verdwenen. De berekening met de laagste horizontale diffusiecoëfficiënt (IA_{21}) sluit wat hoge en lage dichtheden betreft het beste aan bij de metingen. Na 350 s echter wordt in de berekende dichtheidsverdeling nabij $x=0$ een numerieke zoutbron zichtbaar (relatief grote $\Delta\rho$), terwijl bij $x=L$ een numerieke zoutput waarneembaar wordt (relatief lage $\Delta\rho$). De dichtheden op de rand van de goot zijn daardoor onbetrouwbaar in berekening IA_{22} van 350 s. Ze zijn daarom niet in rekening gebracht in fig. 6.9.

De berekende dichtheidsverdeling wordt met toenemende tijd t steeds weer beïnvloed door de aanwezigheid van deze numerieke zoutput en zoutbron. In figuur 6.9d is de berekende verdeling uit IA_{22} weggelaten omdat de numerieke invloed te groot geworden was.

Ten opzichte van de meting blijkt uit de figuren 6.9c en 6.9d dat de isopycnen te steil in de lengterichting verlopen.

Dit wijst er op dat de verticale uitwisseling te klein is in vergelijking met de horizontale konvektie (zie par. 6.6.2). Na $t = 700$ s is in berekening IA₂₁ bijna overal $\Delta\rho > 2 \text{ kg/m}^3$ terwijl er volgens de meting nog veel water met $\Delta\rho < 2 \text{ kg/m}^3$ aanwezig is. Ook voor $\Delta\rho > 20 \text{ kg/m}^3$ is het gemeten volume veel groter dan het berekende.

In het numerieke model is de koëfficiënt D_x konstant. Nu D_x van significante betekenis blijkt, dient er echter voor D_x een fysisch reële uitdrukking genomen te worden. Aannemende dat D_x voornamelijk afkomstig is van dispersie tengevolge van integratie over de breedte is de grootte van D_x te schatten met een relatie gebaseerd op de dispersierelatie van Elder (ref. 5).

$$D_x \approx 6 u^* \frac{b}{2} \quad (6.7)$$

Uitgaande van een snelheid van $u \approx 0.10 \text{ m/s}$ in het middendeel van de goot volgt uit (6.7) $D_x \approx 0.02 \text{ m}^2/\text{s}$, terwijl aan de randen D_x kleiner moet worden (= moleculaire diffusie).

Echter juist aan de rand moet vanwege numerieke redenen D_x groot zijn. Om een aanvaardbare grootte van D_x aan de randen te krijgen, vanuit zowel fysisch als numeriek standpunt, moet men de rekenstapgrootte aanzienlijk gaan verkleinen. In IA₁₈ is zowel Δx als Δt gehalveerd (zie tabel 6.1) doch de numerieke oscillaties waren na $t = 350$ s reeds waarneembaar, zodat de rekenstappen Δx en Δt nog veel verder verkleind zouden moeten worden. Een betere oplossing blijkt de numerieke aanpak van de randcondities te verbeteren (zie W 332-rapport, ref. 2). De invloed van de horizontale turbulente uitwisselingskoëfficiënt voor impuls ϵ_x op de verandering van de dichtheidsverdeling blijkt veel geringer te zijn dan de invloed van D_x . Dit is te verklaren doordat de gradiënt $\partial u/\partial x$, behalve bij de randen niet groot is in de goot, terwijl de gradiënt $\partial c/\partial x$ vooral in de beginperiode duidelijk aanwezig is (verg. fig. 6.5 met fig. 6.6).

6.6.2 Invloed gelaagdheid op verticale diffusie

Om de invloed van de verticale gelaagdheid op de verticale diffusie te bepalen zijn een drietal vergelijkende berekeningen uitgevoerd. Bij deze berekeningen zijn achtereenvolgens de volgende dempingsfuncties gebruikt, zie verg.(6.1):

$$\begin{aligned} \text{IA}_{23} : f(\text{Ri}) &= 1 \\ g(\text{Ri}) &= 1 \end{aligned} \quad (6.8)$$

dit houdt in: geen invloed van de gelaagdheid op de verticale diffusie

$$\begin{aligned} \text{IA}_{15} & : f(\text{Ri}) = (1+10 \text{ Ri})^{-0.5} \\ & g(\text{Ri}) = (1+6.33 \text{ Ri})^{-1.7} \end{aligned} \quad (6.9)$$

deze funkties zijn ontleend aan ref. 6 en komen overeen met relaties van Munk Andersen en Vreugdenhil (zie fig. 6.10)

$$\begin{aligned} \text{IA}_{17} & : f(\text{Ri}) = e^{-4 \text{ Ri}} \\ & g(\text{Ri}) = e^{-15 \text{ Ri}} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Deze funkties zijn ontleend aan waarnemingen in de getijgoot (ref. 6).

In de berekening IA_{23} treedt vrijwel geen gelaagdheid op, terwijl dit bij IA_{15} en IA_{17} en ook in de meting wel het geval is (zie fig. 6.11). In figuur 6.4b zijn de berekende snelheden in deze drie berekeningen vergeleken. Daaruit blijkt dat de snelheid in IA_{23} veel kleiner is dan in de beide andere berekeningen en ook kleiner dan de in de referentieproef T 1001 gemeten snelheid (via extrapolatie uit de snelheidsverdeling in proef T 1004 vindt men $u_{\text{opp}} \approx 0.10-0.12$ m/s en $u_{\text{bod}} \approx 0.08-0.10$ m/s, zie fig. 5.21). De in de berekeningen IA_{15} en IA_{17} berekende waarden zijn groter dan de gemeten waarden omdat er in de berekeningen een te kleine ruwheid (gemeten $C \approx 34 \text{ m}^{\frac{1}{2}}/\text{s}$, zie par. 6.6.3) gebruikt is. Uit vergelijking van de berekende en gemeten dichtheidsverdeling (fig. 6.11) is moeilijk te besluiten welke berekende verdeling het beste is. Lettend op het naar links lopen van de isopycnen 1010 t/m 1020 in figuur 6.11a dan lijkt benadering (6.10) het beste, doch lettend op het verloop van de isopycnen in figuur 6.10b lijkt juist (6.9) een betere benadering te geven. Verkleint men de ruwheid in de berekeningen tot de voor de meting geschatte waarde $C = 34 \text{ m}^{\frac{1}{2}}/\text{s}$ dan wordt de verticale uitwisseling groter (zie verg. 6.2) en de horizontale snelheden kleiner.

De verticale uitwisseling komt wat orde van grootte betreft overeen met de uitwisseling volgend uit de verg. (6.9) of (6.10). Verg. (6.10) geeft de kleinste verticale uitwisseling en dus de grootste dichtheidsstromen. De tijdschaal voor veranderingen in de dichtheidsverdeling is op grond daarvan volgens verg. (6.10) kleiner dan volgens verg. (6.9).

In bovenvermelde berekeningen is steeds gewerkt met een te grote horizontale uitwisseling, zoals duidelijk tot uiting komt in het verschil in de ligging van de berekende en gemeten isopycnen $\Delta\rho = 2$ en $\Delta\rho = 20 \text{ kg/m}^3$.

De berekening IA_{23} wijkt sterk af van de meting, doch is desondanks toch interessant. Vergelijkt men namelijk de isopycnen $\Delta\rho = 10$ en $\Delta\rho = 15$ in figuur 6.11 dan blijkt dat deze isopycnen slechts weinig verplaatst worden, ondanks de konvektie. In figuur 6.12 is de plaats van 3 isopycnen nabij de bodem als functie van de tijd geschetst. De isopycnen van $\Delta\rho = 12.5 \text{ kg/m}^3$ verloopt

aanvankelijk naar kleinere x-waarden, doch na $t = 400$ s blijft deze isopycne op zijn plaats, ondanks een horizontale snelheid van $5 \text{ à } 6$ cm/s. De isopycne van $\Delta\rho = 17.5 \text{ kg/m}^3$ beweegt aanvankelijk ook naar kleinere waarde van x doch na $t = 300$ s wordt deze isopycne nabij de bodem tegen de stroomrichting in naar grotere x-waarden verplaatst. In figuur 6.12 is de verplaatsing van de isopycnen via pijlen aangegeven. De dichtheidsstromen slepen de isopycnen mee zodat nabij de bodem in de beginperiode de isopycnen naar links verplaatst worden (fig. 6.12b). Tengevolge van de horizontale diffusie worden de isopycnen met $\Delta\rho > 1/2\Delta\rho_0$ naar rechts verplaatst ($\Delta\rho_0 : \Delta\rho$ op tijdstip $t=0$) terwijl de isopycnen met $\Delta\rho < \Delta\rho_0$ juist naar links verplaatst worden (zie fig. 6.12c). De verticale diffusie zorgt er voor dat de isopycnen nabij de bodem steeds naar rechts verplaatst worden in de beginperiode ($t < T_d/4$). Resultierend volgt hieruit dat:

voor isopycnen $\Delta\rho > \frac{1}{2}\Delta\rho_0$ werkt de horizontale en de verticale diffusie de konvektie tegen; in het geval van berekening IA23 is het effect van de diffusie na $t = 300$ s zelfs overheersend.

voor isopycnen $\Delta\rho < \frac{1}{2}\Delta\rho_0$ werkt de verticale diffusie in tegengestelde richting als horizontale diffusie en de konvektie nabij de bodem; in IA 23 blijkt het effect van de verticale diffusie kleiner te zijn dan dat van de horizontale diffusie en konvektie samen.

In de berekeningen IA₁₅ en IA₁₇ overheerst het effect van de konvektie de verplaatsing van de isopycnen.

6.6.3 Invloed ruwheid

Door middel van een vervalmeting met homogeen water is de ruwheid van de goot met luchtbellenschermen geschat; het resultaat leverde een Chézy van $\approx 34 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$ op. In het numerieke model wordt de ruwheid via een ruwheidshoogte z_0 geïntroduceerd waarbij (R: hydraulische straal)

$$C = 18 \log \frac{12R}{30z_0} \quad (6.11)$$

als omrekeningsrelatie gehanteerd is. Terwijl er in de goot sprake is van een ruwheidselement dat aan bodem, wanden en wateroppervlak werkzaam is (luchtbellenscherm), is er in de berekening sprake van bodemruwheid alleen. Dit kan aanleiding geven tot systematisch ander gedrag.

In figuur 6.13 is de invloed van de grootte van z_0 op de dichtheidsverdeling

op 2 tijdstippen weergegeven. Vergroting van z_0 geeft een grotere ruwheid en dit resulteert in kleinere snelheden. Daarnaast levert een grotere z_0 volgens verg.(6.2) ook een grotere verticale uitwisseling op en dit laatste resulteert ook in kleinere uitwisselingsstromen. Uit figuur 6.13a blijkt dat de isopycnen $\Delta\rho = 15$ en $\Delta\rho = 20$ in berekening IA₁ te langzaam verplaatst worden.

Volgens figuur 6.4 ligt de invloed van de verandering van de ruwheid van $C = 34$ (IA₂₁) naar $C = 51 \text{ m}^{\frac{1}{2}}/\text{s}$ (IA₁₇) op de snelheid in de orde van 10 à 15% aan het oppervlak en van 20 à 25% aan de bodem. Desondanks is op $t = 350 \text{ s}$ de invloed op de ligging van de isopycnen gering (verg. fig. 6.8 en fig. 6.11). Op $t = 700 \text{ s}$ is in IA₂₁ het verloop van de isopycnen minder steil dan in berekening IA₁₇ (vanwege grotere verticale diffusie).

6.6.4 Resultaat simulatieproef T 1001

In tabel 6.1 zijn de in dit hoofdstuk genoemde berekeningen met alle bijzonderheden vermeld. In tabel 6.2 zijn volgens 2 definities de tijdschalen voor verandering in de dichtheidsverdeling gegeven. Hierbij valt op dat de berekeningen met een verticale uitwisseling overeenkomstig verg.(6.9) wat deze tijdschaal betreft het beste de gemeten tijdschaal benaderen.

Deze tijdschaal wordt echter beïnvloed door de grootte van de horizontale diffusie en door de numerieke oscillaties bij de randen. Is de horizontale diffusie bij de rand $x = L$ klein dan ontstaat een zoutput, waardoor de concentratie snel zakt en de tijdschaal door dit numerieke effect schijnbaar kleiner wordt (zie b.v. IA₂₂ en IA₁₈ in vergelijking met de andere IA-berekeningen).

In de berekeningen IA₁₅, 17, 20 en 21 is de horizontale diffusie vooral aan de randen veel groter dan op fysische gronden mogelijk lijkt. Daardoor verdwijnen de lage concentraties sneller dan volgens metingen het geval is en worden in de berekeningen de tijdschalen kleiner dan de overeenkomstige gemeten tijdschalen. In de figuren 6.9b en 6.9c komt het in de tabel geschetste verschil duidelijk naar voren met het verschil in ligging van de berekende en gemeten isopycnen op $7/8 h$ in $x = L$. Zou men als tijdschaal een andere definitie aanhouden namelijk de tijd waarin het dichtheidsverschil in $x = 0$ op $1/8$ van de waterdiepte boven de bodem is opgelopen tot 60 of 80% van het maximale dichtheidsverschil dan zou het verschil in gemeten en berekende tijdschaal volgens de figuren 6.9b en 6.9c klein zijn.

Uit het gevoeligheidsonderzoek zoals dat in de voorgaande deelparagrafen beschreven is volgt dat kwalitatief de gemeten verandering in de dichtheids-

verdeling over de eerste halve periode van de dichtheidsgolf ($\frac{1}{2}T_d$) redelijk te benaderen is met (IA_{21})

- ruwheid ($\approx 34 \text{ m}^{\frac{1}{2}}/\text{s}$)

- verticale diffusie volgens dempingsrelaties, die wat afname met toenemende Ri-getal betreft verg. (6.9) en (6.10) benaderen

- horizontale diffusie $D_x \approx 0.17 \text{ m}^2/\text{s}$

Voor hoge en lage dichtheidsverschillen is de benadering echter slecht, omdat de horizontale diffusie vanwege numerieke redenen een orde te groot aangenomen moest worden.

6.7 Simulatie van proef T 1007

Er zijn twee berekeningen uitgevoerd om proef T 1007 te benaderen (zie tabel 6.1):

IB₂ berekening met minimale diffusie

$$D_x = 0.02 \quad D_z \text{ volgens (6.10)}$$

IB₃ berekening met

$$D_x = 0.17 \quad D_z \text{ volgens (6.9)}$$

De eerste berekening (IB₂) is uitgevoerd met een beginkonditie waarin $d\rho/dx =$ konstant, vanwege de vergelijking met berekeningen in prototypematen. Berekening IB₃ is uitgevoerd met een beginkonditie overeenkomstig de gemeten waarden. In figuur 6.14a is de verandering van de oppervlaktesnelheid voor beide berekeningen gegeven. De gemeten maximale waarde van de oppervlaktesnelheid lag in de orde van 4 à 6 cm/s (fig. 5.16). Rekening houdend met het feit dat beide berekeningen met $C = 51 \text{ m}^{\frac{1}{2}}/\text{s}$ uitgevoerd zijn in plaats van met $C = 34 \text{ m}^{\frac{1}{2}}/\text{s}$ (wat een reductie in de snelheid van 10 à 15% zou geven) volgt hieruit dat IB₂ als een ondergrensbenadering en IB₃ als een bovengrensbenadering (voor tijdschaal) gezien kan worden. Ook uit de vergelijking van gemeten en berekende dichtheidsverdeling op 2 tijdstippen is eenzelfde konklusie te trekken (zie fig. 6.15).

In tabel 6.2 is de tijdschaal voor verandering van het dichtheidsverschil in een punt op $7/8 h$ in $x = L$ (par. 5.7) uitgezet voor beide berekeningen. Evenals in par. 6.6.4 voor de berekeningen met $\Delta\rho_0 = 25.8$ (of 25.5) kg/m^3 blijkt voor de berekeningen met $\Delta\rho_0 = 6.8$ (of 7) kg/m^3 dat deze tijdschaal kleiner is dan uit de metingen volgt. De berekening uit de relatief grote diffusie IB₃ benadert de gemeten waarden redelijk. In berekening IB₂ is deze tijdschaal veel te klein, doch in deze berekening is een duidelijke numerieke invloed op deze tijdschaal aanwezig.

Gebruik makend van de schaalregels (par. 5.7) volgt

$$n_t = n_x^{\frac{1}{2}} \cdot n_h^{-\frac{1}{2}} \cdot n^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right) \quad (6.12)$$

Uitgaande van berekening IA₁₅ volgt met behulp van (6.12) dat voor de berekening IB₃ (beide berekeningen met dezelfde verticale diffusierelatie, n.l. verg.(6.9)) zou moeten gelden

$$T(20\%) = 930 \text{ s} \quad \text{en} \quad T(40\%) = 710 \text{ s}$$

Deze tijdschalen blijken een faktor 0.85 resp. 0.75 maal de werkelijk in berekening IB₃ optredende tijdschalen te zijn.

Uitgaande van berekening IA₂₁ volgt met schaalregel (6.12) voor berekening IB₂:

$$T(20\%) = 750 \text{ s} \quad \text{en} \quad T(40\%) = 615 \text{ s}$$

Deze tijdschalen blijken een faktor 0.94 resp. 0.98 maal de werkelijk in berekening IB₂ optredende tijdschalen te zijn.

Als tendens volgt uit bovenstaande dat hoe groter de diffusie is des te groter zal de invloed van de diffusie op de verandering van de dichtheidsverdeling zijn en des te groter zal de afwijking van de schaalregel (6.12) zijn.

Uit vergelijking van de metingen (fig. 5.26a) volgt eenzelfde tendens: hoe kleiner de dichtheidsverschillen op $t = 0$ zijn des te groter is relatief de invloed van de verticale diffusie (t.o.v. konvektie). Een grotere verticale diffusie geeft toename van de tijdschaal. Uitgaande van proef T 1001 volgt voor proef T 1007 onder toepassing van (6.12):

$$T(20\%) = 1005 \text{ s} \quad \text{en} \quad T(40\%) = 750 \text{ s}$$

Deze tijdschalen zijn een faktor 0.8 resp. 0.75 maal de werkelijk in proef T 1007 bepaalde tijdschalen.

Uit bovenstaande volgt als tendens dat de metingen te simuleren zijn door berekeningen met een verticale diffusie volgens

- verg.(6.9) als bovengrensbenadering voor de tijdschaal

- verg.(6.10) als ondergrensbenadering voor de tijdschaal

Voor hoge en lage dichtheidsverschillen is de benadering slecht, omdat de horizontale diffusie of te groot genomen is vanwege numerieke redenen, of omdat kleine numerieke effecten het beeld verstoren.

6.8 Prototypeberekeningen

Uitgaande van vergelijking (6.4) met gebruikmaking van de schaalregels (3.7) en (3.8) volgt voor de schaal van de

- longitudinale diffusiecoëfficiënt

$$n_{D_x} = n_x \quad n_u = n_x^{3/2} n_h^{1/2} n \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right) \quad (6.13)$$

- vertikale diffusiecoëfficiënt

$$n_{D_z} = n_x^{-1} n_h^2 \quad n_u = n_x^{-1/2} n_h^{5/2} n \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} \right) \quad (6.14)$$

Gaat men uit van $n \frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x} = n_x^{-1}$ dan worden bovenstaande vergelijkingen

$$n_{D_x} = n_x n_h^{1/2} \quad (6.13')$$

$$n_{D_z} = n_x^{-1} n_h^{5/2} \quad (6.14')$$

Bovenstaande schaalregels zijn alleen belangrijk bij de vergelijking van model en prototypeberekeningen. Indien de fysische relaties voor de verticale uitwisseling juist zijn dan geeft het numerieke model de mogelijkheid om de juiste vertaling van een al dan niet vertrokken model naar het bijbehorende prototype te maken.

In het numerieke model is D_x konstant. Om de horizontale diffusie op schaal te vertalen moet men dus verg.(6.13') aanhouden. Echter bij de simulatie van de gootproeven is een waarde van D_x gekozen die een orde groter is dan fysisch mogelijk is zodat bij de vertaling naar prototype een kleinere waarde van D_x gekozen is dan volgt uit verg. (6.13').

In het numerieke model is D_z gedefinieerd volgens de verg.(6.1) en (6.2). Hieruit volgt dat

$$n_{D_z} = n_h \quad n_u = n_h^{3/2} \quad (6.15)$$

Dit verschilt van verg. (6.14') in een vertrokken model. Echter in een numeriek model is het, zoals bovenvermeld) wel mogelijk de juiste vertaling van model naar prototype te maken als de fysische relaties goed ingevuld worden.

Voor de prototypeberekeningen is de keuze gevallen op de verticale diffusie volgens verg.(6.10), d.w.z. op de grootste demping van de verticale diffusie met toenemend Ri-getal.

Deze relatie geeft een ondergrens voor de tijdschaal van verandering in de dichtheidsverdeling. De relatie (6.9) levert een bovengrensbepaling volgens ijking aan gootproeven; de tijdschaal volgend uit toepassing van (6.9) is ongeveer 20% groter dan de tijdschaal volgend uit de ondergrensbepaling (zie tabel 6.2, verg. IA_{15} en IA_{17}).

In figuur 6.16 is op enkele tijdstippen de dichtheidsverdeling vergeleken in een goot ($L=60$ m, $h=0.4$ m) en een kanaalsectie ($L=1200$ m, $h=8$ m). Hierbij wordt de goot als een onvertrokken model van de kanaalsectie beschouwd. De verticale diffusie wordt volgens (6.15) op schaal weergegeven. De horizontale diffusie moet volgens verg. (6.13') gelijk zijn aan $90 \cdot$ de modelwaarde. Bij vergelijking van de berekening II_2 met de gootberekeningen IB_1 en IB_2 blijkt dat $u_D \approx 250$; (de waarde in de gootberekeningen was vanwege numerieke effecten aan lage kant). In vergelijking met het model is de horizontale uitwisseling iets groter zodat een relatief iets te grote tijdschaal verwacht mag worden. Volgens verg. (6.12) geldt $n_t = \sqrt{20} \approx 4.5$. Vertaalt men nu de dichtheidsverdeling in de goot (IB_1) naar de kanaalsectie met deze regel dan moet de dichtheidsverdeling op

- $t = 350$ s overeenkomen met de dichtheidsverdeling op $t \approx 1575$ s in het kanaal. Volgens fig. 6.16 blijkt dat redelijk het geval te zijn
- $t = 700$ s overeenkomen met de dichtheidsverdeling op $t \approx 3150$ s in het kanaal, terwijl dit bij $t \approx (3500-3750)$ s pas het geval is volgens fig. 6.16

Bij de vertaling van de tijdschaal volgens (6.12) volgt uit berekening IB_2 voor berekening II_2 dat

$$T(20\%) = 3600 \text{ s} = 88\% \text{ van de in } II_2 \text{ bepaalde waarde}$$

$$T(40\%) = 2850 \text{ s} = 87\% \text{ van de in } II_2 \text{ bepaalde waarde}$$

Rekening houdend met het verschil in Chézywaarde (tabel 6.1) en het verschil in de horizontale diffusie (afwijking van $n_D \approx 90$) lijkt het er op dat de tijdschaal in eerste benadering voldoet aan de schaalregel (6.12).

Voor een berekening voor een kanaal met lengte $L = 20$ km en diepte $h = 8$ m volgt dat ten opzichte van de IB-berekeningen moet gelden [uit verg. (3.7) en (3.8)]

$$n_u = 4.5$$

$$n_t = 75$$

(6.16)

Uit de vergelijkingen (6.13') en (6.14') volgt

$$\begin{aligned}n_{D_x} &= 1500 \\n_{D_z} &= 16.7\end{aligned}\tag{6.17}$$

In vergelijking met de gootberekeningen IB_1 en IB_2 en de kanaalberekening II_2 geldt voor de prototypeberekeningen III dat:

- de horizontale diffusiecoëfficiënt D_x veel te klein is genomen. Dit resulteert in een prototype tijdschaal die ten opzichte van de modeltijdschaal te klein is.

Echter de aangenomen diffusiecoëfficiënt D_x is nog steeds groter dan fysisch reëel lijkt.

- de ruwheid in het prototype is in relatie met de goot te groot. Dit levert te lage snelheden op en dus een te grote prototype tijdschaal.

- de verticale diffusie is volgens (6.15) in het prototype relatief te groot. Meer uitwisseling betekent lagere snelheden en dus een grotere prototype tijdschaal.

In figuur 6.14b is de oppervlaktesnelheid in berekening III_8 vergeleken met die in berekening II_2 , waarbij inderdaad in de orde van grootte de beide berekeningen hetzelfde geven.

In figuur 6.17 zijn voor 2 tijdstippen de dichtheidsverdelingen in beide berekeningen vergeleken. Let men op de isopycnen $\Delta\rho = 2$ t/m $\Delta\rho = 5$ dan is de overeenstemming goed. Dit betekent dat de tijdschaal u_T van berekening III_{10} ten opzichte van II_2 ongeveer gelijk is aan:

- figuur 6.17a : $\frac{25000}{1500} = 16.7$

- figuur 6.17b : $\frac{45000}{2750} = 16.4$

wat ongeveer overeenkomt met de schaalregel (6.17) die 16.7 oplevert. Het verschil in de isopycnen van $\Delta\rho = 1$ en 6 wordt veroorzaakt door orde verschil in horizontale diffusie.

Ten opzichte van berekening II verdwijnen in berekening III_{10} de hoge en lage dichtheidsverschillen minder snel omdat relatief de horizontale diffusie in III_{10} veel kleiner is.

In tabel 6.2 is de berekende tijdschaal T gegeven. Met gebruikmaking van de schaalregels (6.15) volgt uitgaande van berekening IB_2 voor berekening III_{10} .

$$T(20\%) = 60.000 \text{ s} \quad \text{en} \quad T(40\%) = 47.000 \text{ s}$$

Deze tijdschalen zijn een faktor 0.95 resp. 0.85 maal de werkelijk in berekening III₁₀ bepaalde tijdschalen.

Kwalitatief voldoet de tijdschaal voor verandering in de dichtheidsverdeling (zeker als men rekening houdt met verschil in D_x , D_z en ruwheid) aan de schaalregel (6.12).

Gaat men uit van berekening IB₃ met een minder sterke afname van de horizontale diffusie dan volgt voor berekening III₁₀ :

$$T(20\%) = 82500 \text{ s} \quad \text{en} \quad T(40\%) = 71000 \text{ s}$$

Deze tijdschalen zijn een faktor 1.3 maal de werkelijk in berekening III₁₀ bepaalde waarden.

Voor een kanaal met $L = 20 \text{ km}$ en $h = 8 \text{ m}$ en een konstante longitudinale dichtheidsgradiënt van $5 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^4$ als beginkondities volgt hieruit dat de tijdschaal voor de verandering van de dichtheid in een punt op 7 m boven de bodem ligt in de orde van een etmaal. Deze tijdschaal is gebaseerd op een afname van het dichtheidsverschil van 100% naar 20% aan de zeezijde van het kanaal.

Zoals in paragraaf 6.3 is aangegeven zijn er nog enkele berekeningen uitgevoerd met een meer gedetailleerde Oosterschelde schematisatie. In rapport W 332 (ref. 1) zijn enkele resultaten van deze berekeningen weergegeven. Langer dan 1/2 dag rekenen (prototypetijd) was in deze berekeningen echter niet zinvol omdat numerieke storingen de dichtheidsverdeling dan te zeer zouden beïnvloeden.

Voor het verkrijgen van inzicht in de tijdschaal voor de totale Oosterschelde zijn deze berekeningsresultaten dan ook niet bruikbaar.

7 Samenvatting en konklusies

In dit onderzoek is getracht door middel van metingen in de getijgoot en met behulp van een numeriek tweedimensionaal vertikaal rekenmodel een eerste schatting te maken van de tijd, waarin de zouttoestand van de Oosterschelde zich aanpast, nadat de stormvloedkering tijdelijk gesloten is. Deze tijdelijke sluiting van de stormvloedkering is een mogelijkheid om tijdens de laatste fase van de bouw van de Philipsdam het getij te keren ter reductie van de stroomsnelheden in het tracé van de Philipsdam. Hierbij wordt uitsluitend gekeken naar de dichtheidsstromen en niet naar wind- en geometrie-invloeden.

Het onderzoek droeg een verkennend karakter, waarbij de nadruk lag op het verkrijgen van meer inzicht in de optredende dichtheidsstromen en de menging. Als referentie voor het onderzoek gold een bak van 60 m lengte met een waterhoogte van 40 cm.

Uitgaande van bovenstaande referentie zijn in de getijgoot proeven uitgevoerd, waarbij de parameters dichtheidsverschil, lengte van de meetsektie en waterhoogte gevarieerd zijn.

Als begintoestand was voor al deze proeven een kontinu-schematisatie ingesteld, dat wil zeggen, dat de dichtheid lineair met x varieerde,

Daarnaast zijn twee proeven uitgevoerd, waarbij de begintoestand bestond uit twee respektievelijk vier vakken met verschillende dichtheid.

Deze vakken schematisaties zijn op te vatten als diskretisaties van de kontinu-schematisatie. Extrapolerend van 2 vakken- en 4 vakken- naar de kontinu-schematisatie neemt aanvankelijk de snelheid bij de golffronten af tengevolge van afnemend dichtheidsverschil tussen 2 opeenvolgende vakken. Snel echter treedt er bij meerdere vakken een onderlinge versterking van de uitwisselingsstromen op. Hierdoor nemen de snelheden toe en wordt de maximale snelheid in de kontinu-schematisatie in orde van grootte gelijk aan de snelheid in de 2 vakken-schematisatie.

De resultaten van de proeven wat betreft dichtheidsverloop en snelheidsverloop in de tijd zijn weergegeven in de figuren 5.6 tot en met 5.25 en beschreven in paragraaf 5.6.

Uit de schaalregels, welke beschreven zijn in hoofdstuk 3, volgt de formule:

$$A = T \left[\frac{h \left(\frac{g}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \right)}{L} \right]^{\frac{1}{2}}$$

In deze formule is: T = de tijd, waarin de dichtheid van het zoetste water in de bak + een bepaald percentage van het oorspronkelijke dichtheidsverschil over de bak is gearriveerd aan de zoute kant op $7/8$ h boven de bodem

h = de waterhoogte

g = de versnelling van de zwaartekracht

ρ = de dichtheid

$\frac{\Delta \rho}{\rho \Delta x}$ = de longitudinale dichtheidsgradiënt

L = de lengte van de bak

Als er geen schaaleffekten optreden geldt, dat A konstant moet zijn.

In paragraaf 5.7 wordt gesteld, dat dit gezien de nauwkeurigheid van de resultaten redelijk bevestigd wordt door de experimenten.

De resultaten vertonen een kleine toename van A bij extrapolatie naar de prototypewaarden van de diverse parameters.

Uit vergelijking van de dichtheidsverdeling uit begin en eind van de proef blijkt verder, dat er weinig menging is opgetreden (de hoge en lage dichtheden uit het begin van de proef zijn ook in de eindsituatie nog aanwezig).

Het gemodificeerde 2D-numerieke model is gebruikt om de waterstand, de snelheidsverdeling en de dichtheidsverdeling in een afgesloten goot te berekenen uitgaande van de kontinu-schematisatie. Daarbij kwam naar voren dat de numerieke behandeling van de randvoorwaarden problemen gaf. Om numerieke effecten zoveel mogelijk te onderdrukken moest in de berekeningen gerekend worden met een horizontale diffusiecoëfficiënt die vele malen groter was dan de fysisch waarschijnlijke waarde. Op grond van onzekerheden in de berekeningen en in de metingen is slechts een globale kwantitatieve vergelijking van berekende en gemeten dichtheidsverdeling mogelijk.

In de berekeningen valt op dat er 2 verschijnselen met een verschillende tijdschaal optreden. Een oppervlaktegolf, die in waterstand en snelheid berekenbaar is, met een tijdschaal overeenkomstig de eigenslingering van een afgesloten bak en een dichtheidsgolf, waarvan de tijdschaal een orde groter is. Deze dichtheidsgolf is herkenbaar in waterstand, snelheid en dichtheid. De karakteristieke tijdschaal (T_d) van deze dichtheidsgolf varieert met de grootte van de initieel aanwezige dichtheidsgradiënt, de ruwheid en de horizontale

en vertikale diffusie. Daarnaast is de tijdschaal afhankelijk van de geometrie van de afgesloten bak.

Twee getijgootproeven zijn gebruikt om het rekenmodel zo goed mogelijk te ijken ten aanzien van de optredende dichtheidsstromen en de menging. De horizontale diffusie moet in de berekeningen groter genomen worden dan fysisch waarschijnlijk is vanwege numerieke effecten. De grootte van de vertikale diffusie werd bepaald door gedurende de eerste 700 s van de dichtheidsstroming gemeten en berekende dichtheidsverdelingen te vergelijken. Hieruit volgde dat de experimenteel gevonden geringe menging beschreven kan worden door een vertikale uitwisseling van massa en impuls aan te nemen, die sterk afneemt met toenemende vertikale gelaagdheid. De demping van de vertikale uitwisseling blijkt in de orde van de verg.(6.8) of (6.9) te liggen. Verg.(6.9) geeft de kleinste vertikale uitwisseling en daardoor de grootste dichtheidsstromen en de kleinste tijdschaal. Deze benadering is als ondergrensbenadering aangehouden.

De getijgootresultaten en het geijkte rekenmodel zijn gebruikt om de tijdschaal voor verandering in de dichtheidsverdeling voor het traject Philipsdam-Volkerak te schatten. Daarbij is dit prototype geschematiseerd tot een lengte van 20 km, een diepte van 8 m en een initieel aanwezig dichtheidsverschil tussen Volkerak en Philipsdam van 10 kg/m^3 . Met de door gootproeven bevestigde schaalregels voor de tijdschaal volgt dat binnen een etmaal de dichtheid bij de Philipsdam op 1 m onder de oppervlakte is afgenomen tot de dichtheid van het Volkerak water + 70% van het oorspronkelijke dichtheidsverschil tussen Philipsdam en Volkerakdam.

Het geijkte rekenmodel toegepast op dit prototype levert een zelfde grootte van deze tijdschaal op. Daarbij is de ondergrensbenadering voor de vertikale diffusie toegepast. Vanwege de numerieke onzekerheden in het gebruikte model is slechts een orde van grootte schatting zinvol.

Het verkrijgen van inzicht in de tijdschaal voor de totale Oosterschelde kon met dit rekenmodel niet verwezenlijkt worden vanwege de optredende numerieke storingen bij grote rekentijden.

Referenties

- 1 Waterloopkundig Laboratorium Delft: "Uitwisselingsstromen bij schutsluizen", M 772, 1968
- 2 Delft Hydraulics Laboratory: "Computations of a freshwater disposal into the Eastern Scheldt estuary".
Report on mathematical investigation, W 332, 1978
- 3 Perrels, P.A.J. and Karelse, M.: "A two-dimensional numerical model for salt intrusion in estuaries".
Publication 177, Delft Hydraulics Laboratory, 1977
- 4 Abraham, G.: "Reference notes on density currents".
International course in hydraulic engineering, Delft 1975-1976
- 5 Elder, J.W.: "The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow."
J. of Fluid. Mech. 5, 1959
- 6 Delft Hydraulics Laboratory: "Momentum and mass transfer in stratified flows".
Report on literature study, R 880, 1974

Proef- nummer	Begin- konditie	L (m)	h (m)	$\Delta\rho_{\text{totaal}}$ (kg/m ³)	$\frac{\Delta\rho}{\Delta x}$ (kg/m ⁴)	$\frac{g}{\rho} \frac{\Delta\rho}{\Delta x}$ (s ⁻²)
T 1001	kontinu	60	0,40	25,3	0,422	$4,1 \times 10^{-3}$
T 1002	2 vakken	2x30	0,40	11,7		
T 1003	4 vakken	4x15	0,40	6,7;6,5;6,7		
T 1004	kontinu	60	0,40	20,6	0,343	$3,4 \times 10^{-3}$
T 1005	kontinu	60	0,40	15,3	0,255	25×10^{-3}
T 1006	kontinu	60	0,40	10,5	0,175	$1,7 \times 10^{-3}$
T 1007	kontinu	60	0,40	6,7	0,112	$1,1 \times 10^{-3}$
T 1008	kontinu	60	0,20	21,3	0,355	$3,5 \times 10^{-3}$
T 1008A	kontinu	60	0,20	21,3	0,355	$3,5 \times 10^{-3}$
T 1009	kontinu	30	0,40	11,3	0,377	$3,7 \times 10^{-3}$
T 1010	kontinu	45	0,30	23,8	0,529	$5,2 \times 10^{-3}$
T 1011	kontinu	30	0,20	22,8	0,760	$7,5 \times 10^{-3}$

Tabel 5.1: Proevenprogramma getijgootonderzoek

Proef	T 1001		T 1004		T 1005		T 1006		T 1007	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
90	210	1,10	230	1,10	250	1,02	150	0,50	290	0,79
80	245	1,28	260	1,24	305	1,25	210	0,71	435	1,18
70	275	1,44	315	1,50	465	1,90	340	1,14	770	2,09
60	295	1,54	370	1,76	505	2,06	435	1,46	890	2,41
50	325	1,70	460	2,19	525	2,14	510	1,72	955	2,59
40	390	2,04	550	2,62	550	2,25	580	1,95	985	2,67
30	440	2,30	590	2,81	665	2,71	695	2,34	1050	2,84
20	525	2,74	630	3,00	775	3,16	915	3,08	1250	3,39

Proef	T 1008		T 1008A		T 1009		T 1010		T 1011	
	T	A	T	A	T	A	T	A	T	A
90	400	1,37	210	0,72	125	0,88	140	0,82	120	0,85
80	410	1,40	220	0,75	140	0,98	150	0,88	125	0,88
70	430	1,47	240	0,82	160	1,12	170	1,00	130	0,92
60	455	1,55	585	2,00	190	1,33	245	1,44	150	1,06
50	490	1,67	625	2,13	230	1,62	325	1,91	200	1,41
40	520	1,78	640	2,19	285	2,00	405	2,38	295	2,09
30	585	2,00	655	2,24	305	2,14	495	2,91	315	2,23
20	655	2,34	660	2,25	360	2,53	515	3,03	335	2,37
10	875	2,99	865	2,95	475	3,34	645	3,80	405	2,86

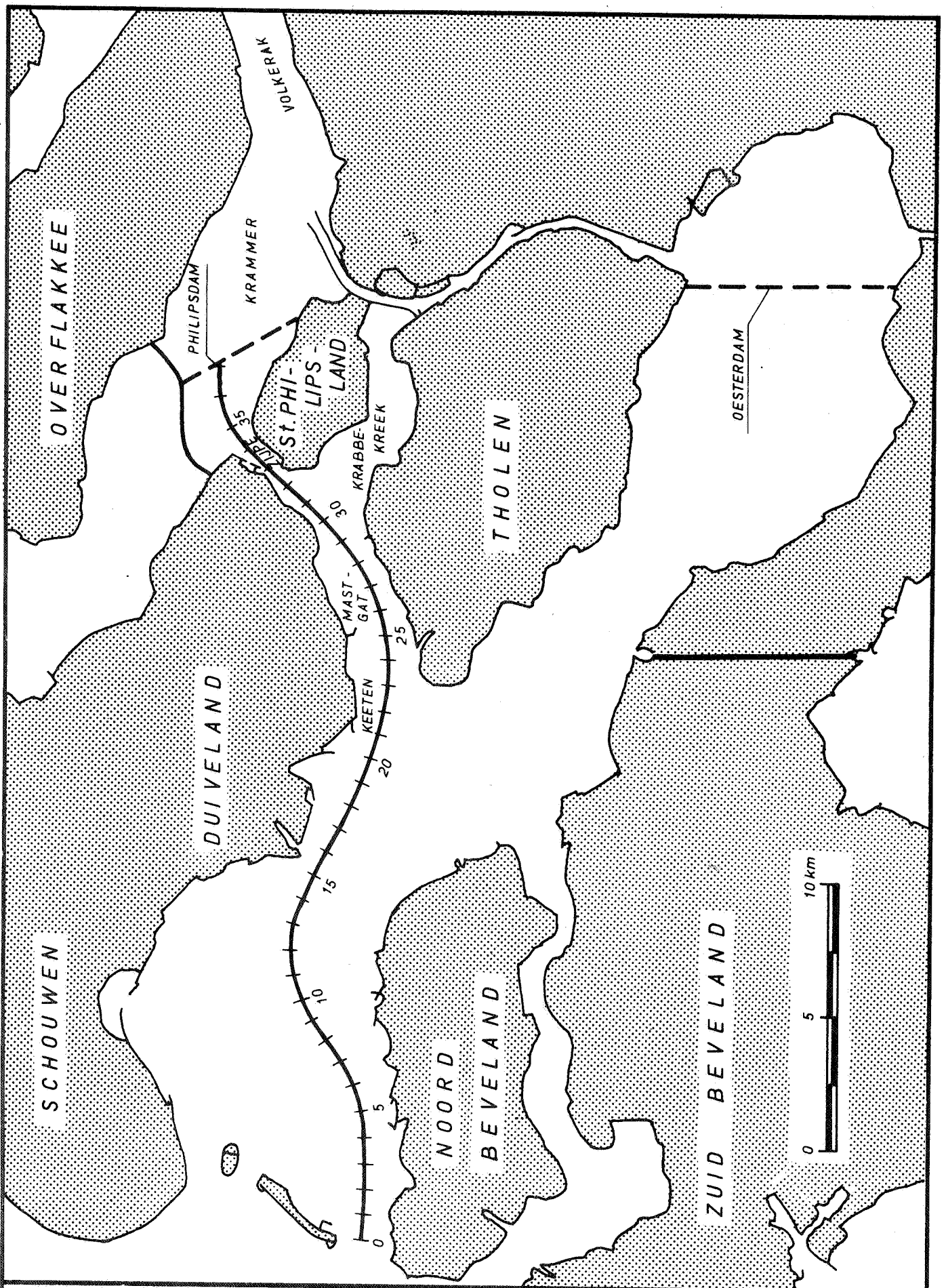
Tabel 5.2: Proefresultaten van het getijgootonderzoek

Numer	L (m)	h (m)	Δx (m)	Δz (m)	Δt (s)	NT	C ($m^{1/2}/s$)	$\Delta \rho_o$ (kg/m^3)	ϵ_x (m^2/s)	D_x (m^2/s)	D_x op rand (m^2/s)	vertikale diffusie volgens
IA ₁	60	0,4	3,0	0,02	1,25	560	22,6	25,5	0,17	0,17	0,17	(6.9)
IA ₂	60	0,4	3,0	0,02	1,25	560	30,8	25,5	0,17	0,17	0,17	(6.9)
IA ₁₅	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	51	25,8	0,17	0,17	0,17	(6.8)
IA ₁₇	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	51	25,8	0,17	0,17	0,17	(6.9)
IA ₁₈	60	0,4	0,75	0,02	0,3125	2240	34	25,8	0,025	0,025	0,025	(6.9)
IA ₂₀	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	34	25,5	0,17	0,17	0,17	(6.9)
IA ₂₁	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	34	25,8	0,17	0,17	0,17	(6.9)
IA ₂₂	60	0,4	1,5	0,02	0,625	920	34	25,8	0,025	0,025	0,025	(6.9)
IA ₂₃	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	34	25,8	0,025	0,025	0,025	(6.7)
IB ₁	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	31	7,0	0,02	0,02	0,17	(6.9)
IB ₂	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	51	7,0	0,02	0,02	0,02	(6.9)
IB ₃	60	0,4	1,5	0,02	0,625	1120	51	6,8	0,17	0,17	0,17	(6.8)
II ₂	1200	8	60	0,4	10	500	31	7,0	5,0	5,0	5,0	(6.9)
III ₈	2.10 ⁴	8	1000	0,4	50	900	56	7,0	4,0	4,0	15,0	(6.9)
III ₉	2.10 ⁴	8	1000	0,4	50	900	56	7,0	4,0	4,0	25/15	(6.9)

Tabel 6.1: Overzicht berekeningen

P(roef) of B(erekening)	nr.	Δx (m)	C ($m^{1/2}/s$)	D_x (m^2/s)	D_z (m^2/s)	$\Delta\rho_0$ (kg/m^3)	T(20%) (s)	T(40%) (s)	Opmerkingen
P	T 1001						515	385	zie fig. 5.19
B	IA ₁₅	1.5	51	0.17	(6.8)	25.8	475	365	
B	IA ₁₇	1.5	51	0.17	(6.9)	25.8	390	320	
B	IA ₁₈	0.75	34	0.025	(6.9)	25.8	375	280	
B	IA ₂₀	1.5	34	0.17	(6.9)	25.5	420	320	
B	IA ₂₁	1.5	34	0.17	(6.9)	25.8	390	320	
B	IA ₂₂	1.5	34	0.025	(6.9)	25.8	340	305	
B	IA ₂₃	1.5	34	0.17	(6.9)	25.8	>>700		
P	T 1007						1250	985	zie fig. 5.19
B	IB ₂	1.5	51	0.02	(6.9)	7.0	800	630	
B	IB ₃	1.5	51	0.17	(6.8)	6.8	1100	950	
B	II ₂	60	31	5.0	(6.9)	7.0	4100	3300	moet zijn: $\approx \sqrt{20} \times T(IB)$
B	III ₈ en III ₉ III ₁₀	1000	56	4.0	(6.9)	7.0	17.5 uur	15.5 uur	moet zijn: $\approx \sqrt{20} \times \frac{20}{1.2} \times T(IB)$

Tabel 6.2: Tijdschaal berekeningen en metingen (volgens definitie par. 5.7)



OVERZICHTSKAART VAN DE OOSTERSCHELDE

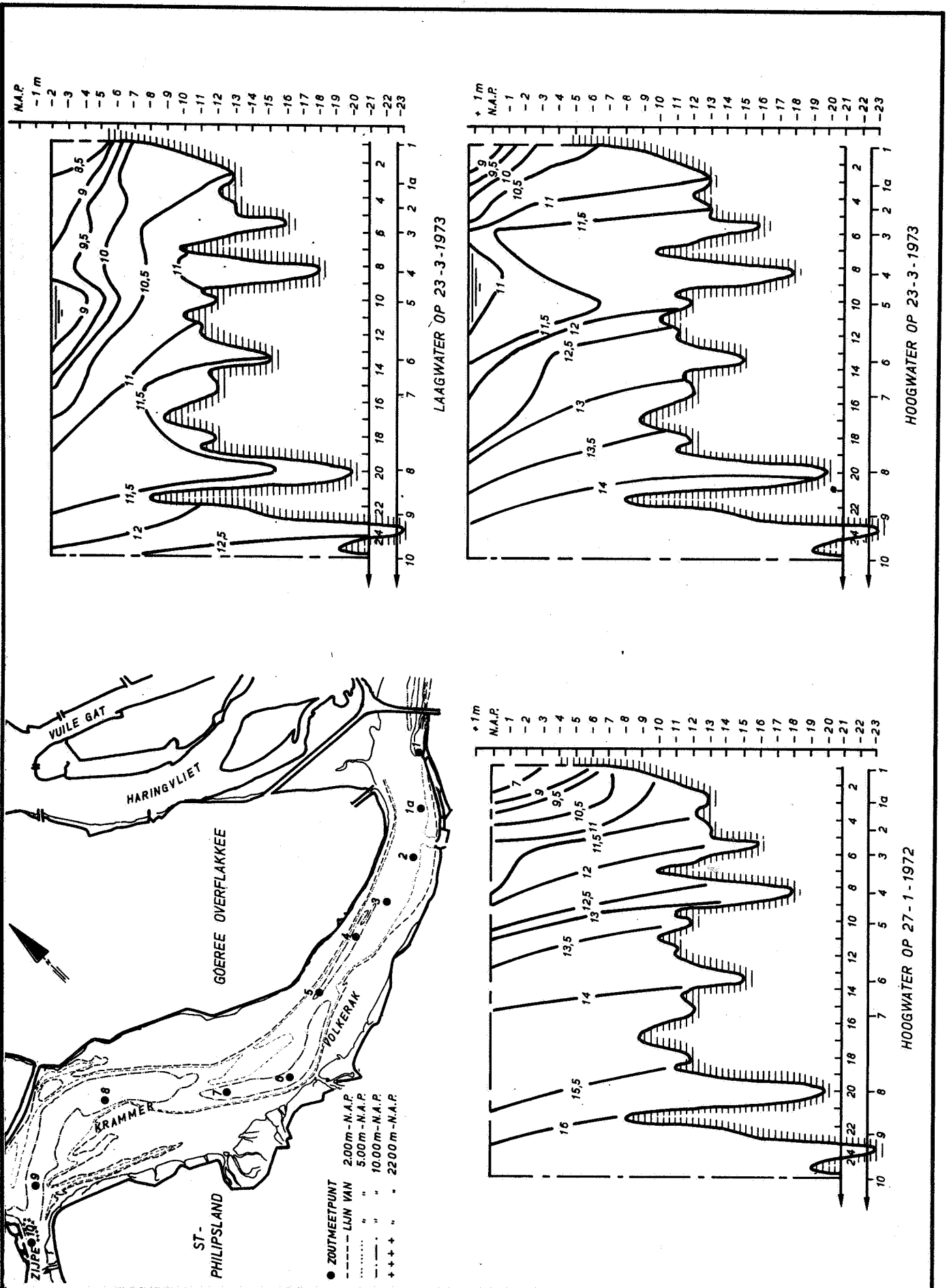
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2587

FIG.2.1



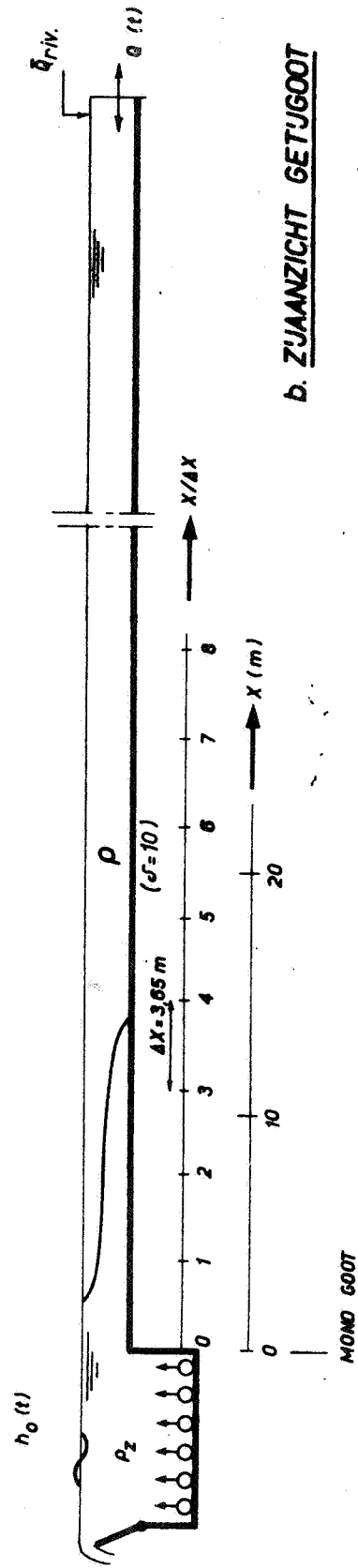
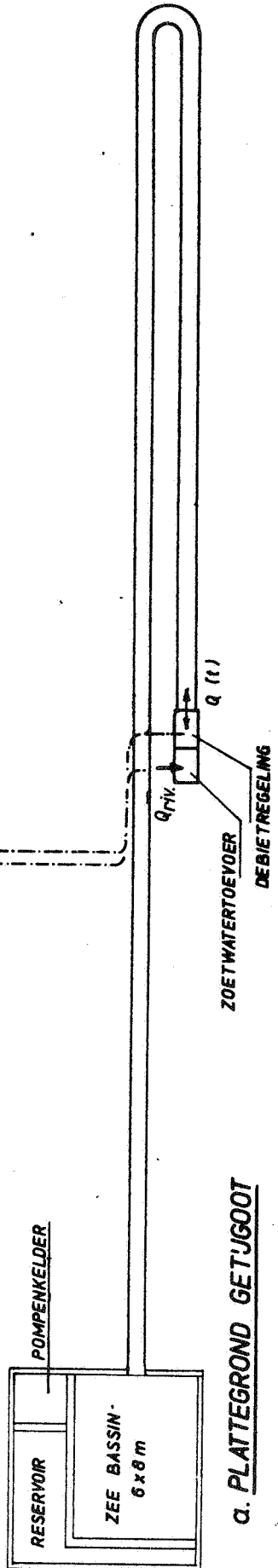
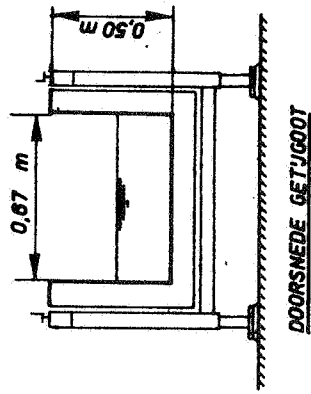
OVERZICHTSKAART KRAMMER - VOLKERAK
EN ISOHALINEN

BIJ DE LIJNEN GEGEVEN
CI. GEHALTE IN gr/l

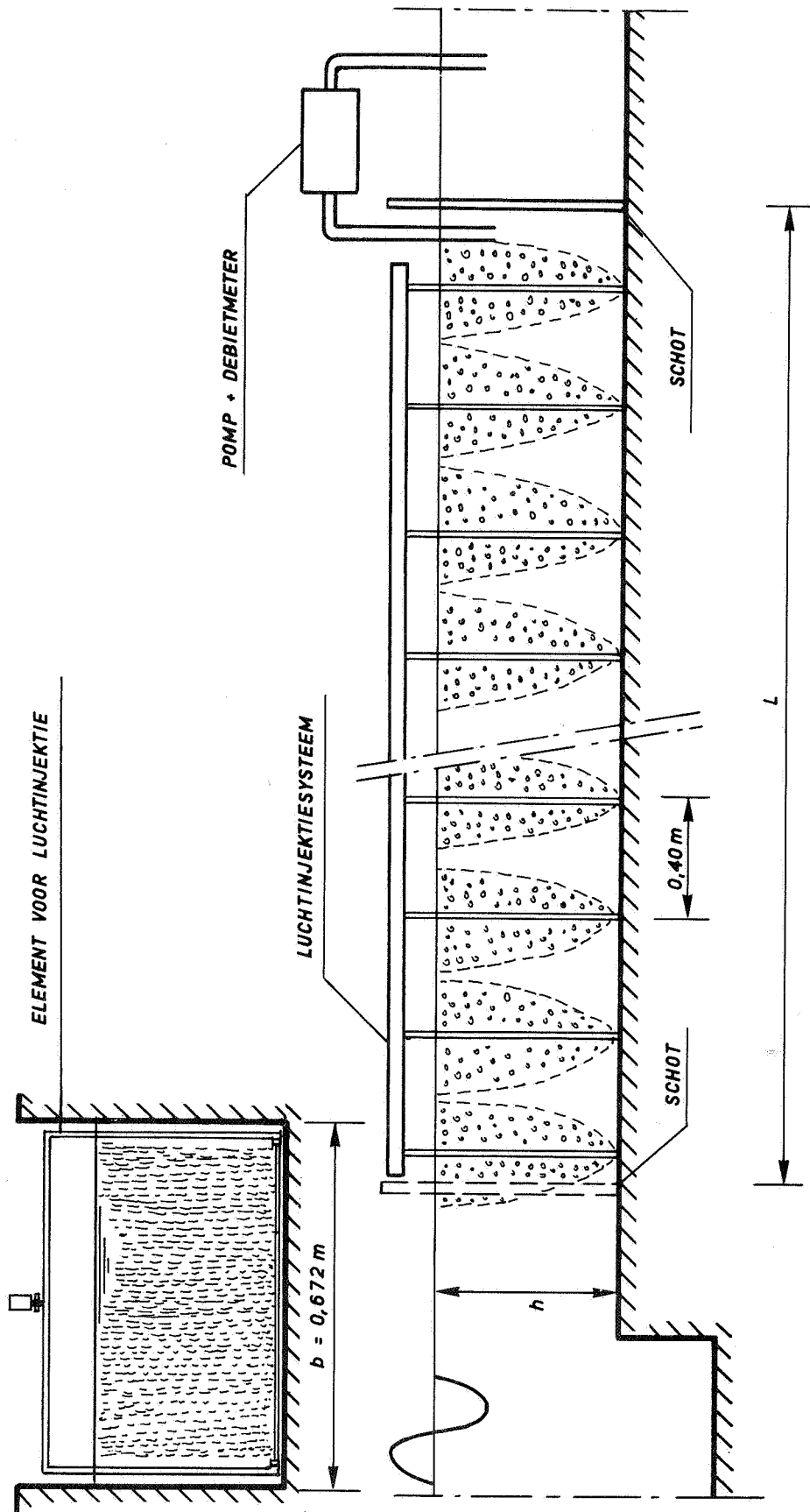
JM

A4

RANDINSTELLING	
ZEE	: $h_0(t), \rho_z$
RIVIER	: $Q(t), \bar{Q}_{riv}$



OVERZICHT VAN DE GETIJGOOT



INSTELLING KONTINUE BEGINKONDITIE

JM

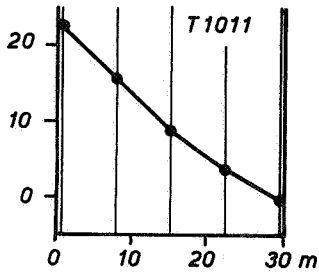
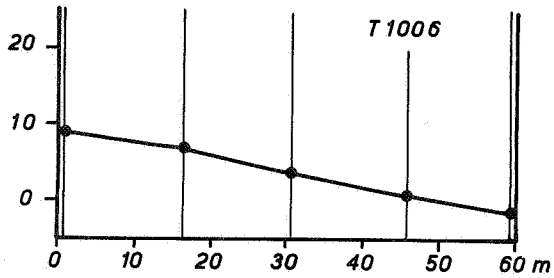
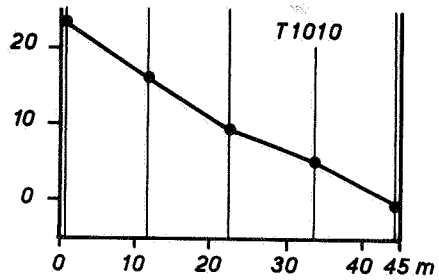
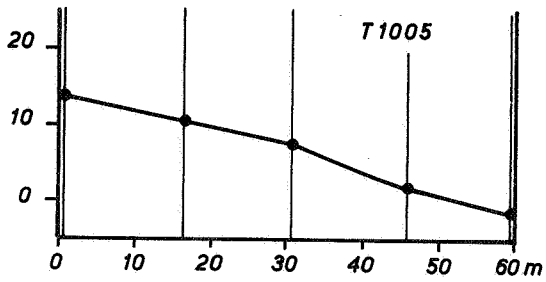
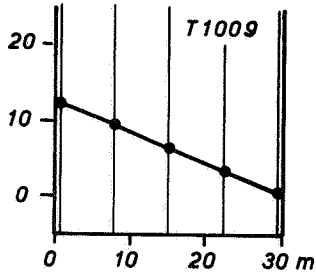
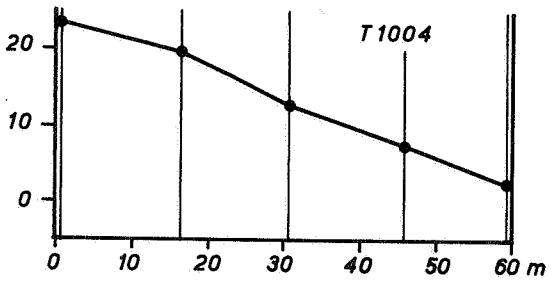
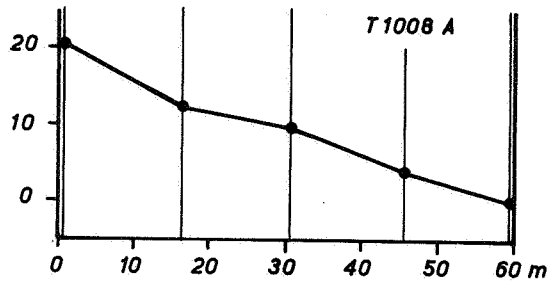
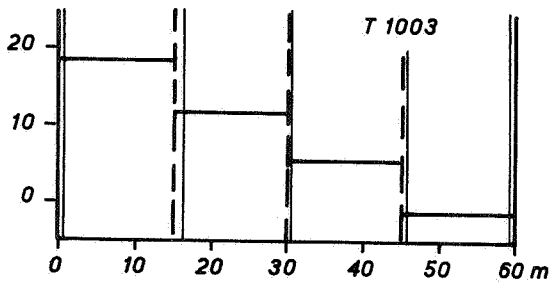
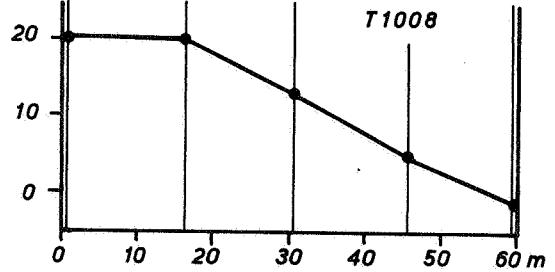
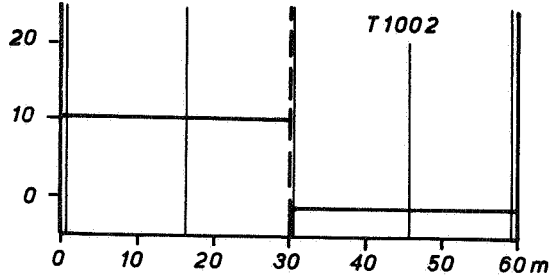
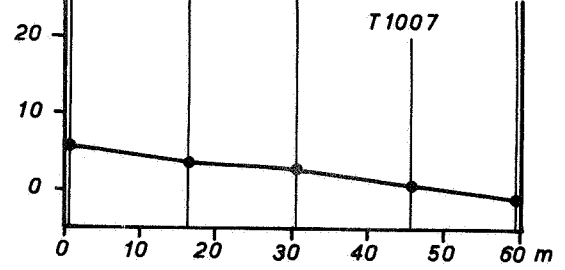
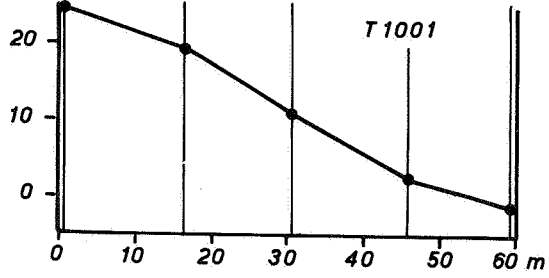
A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2589

FIG. 5.2

$\rho - 1000$
(kg/m^3)



BEGINCONDITIES

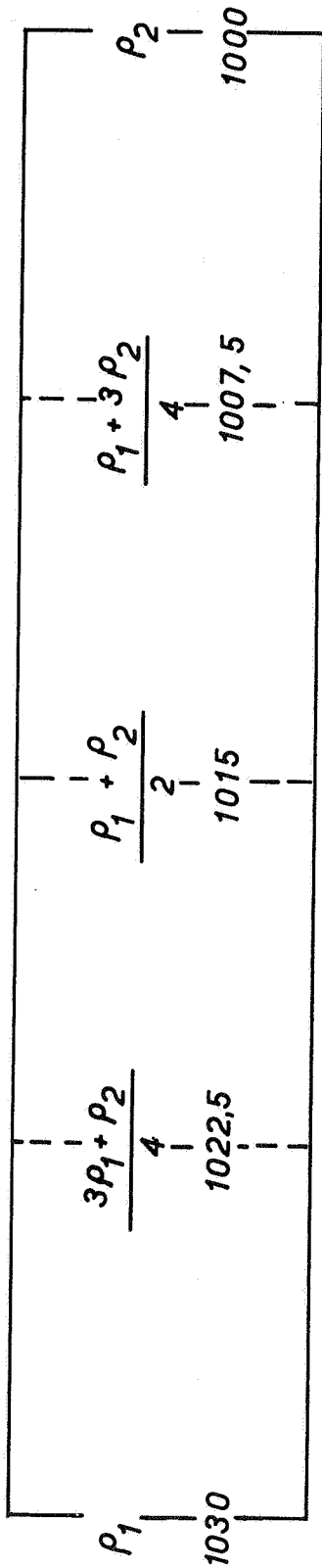
JM

A4

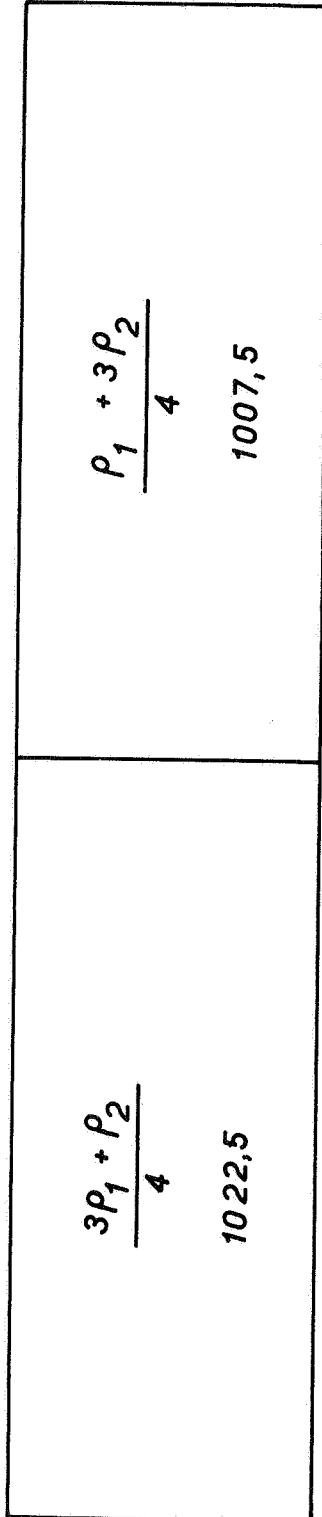
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2590 FIG. 5.3

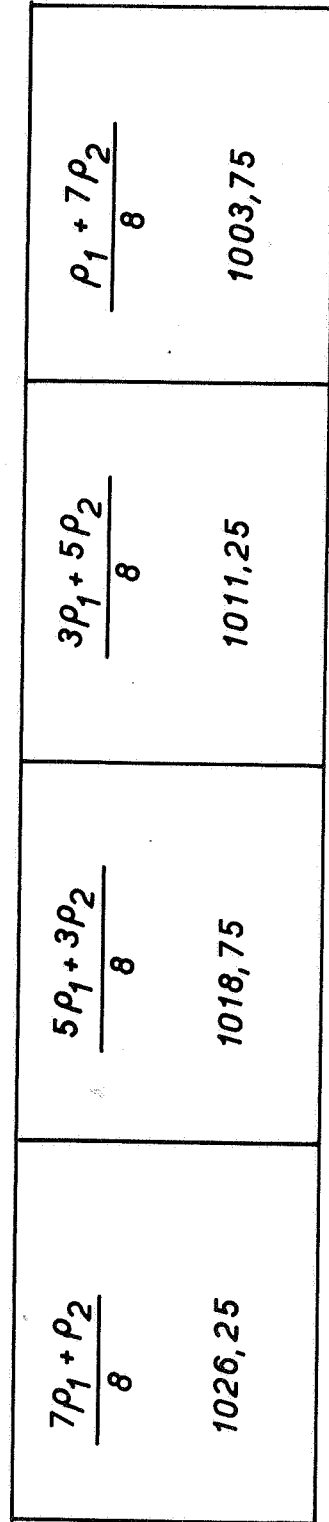
A KONTINU - SCHEMATISATIE



B 2 VAKKEN - SCHEMATISATIE



C 4 VAKKEN - SCHEMATISATIE



BEPALING DICHTHEID VAKKEN-SCHEMATISATIE

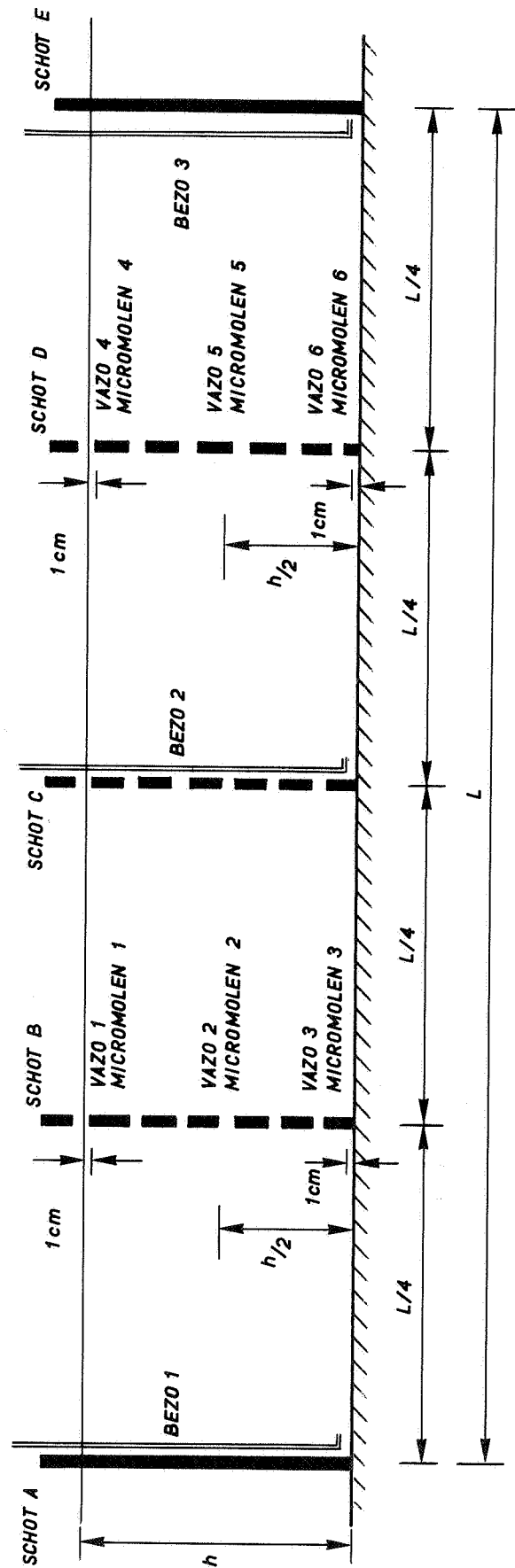
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2591

FIG.5.4



MEETOPSTELLING

JM

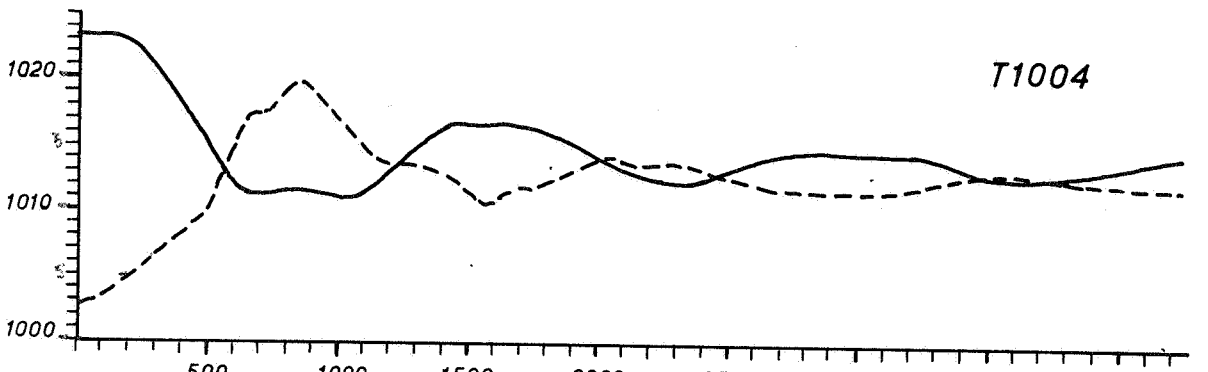
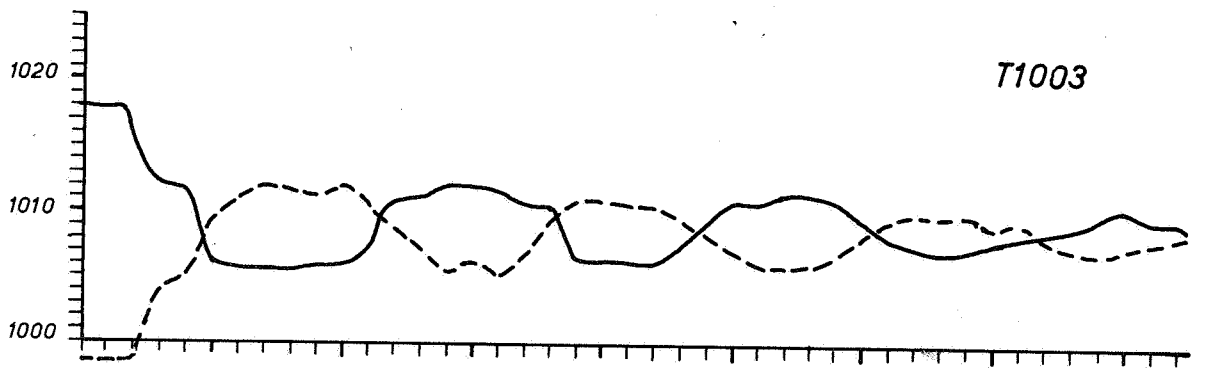
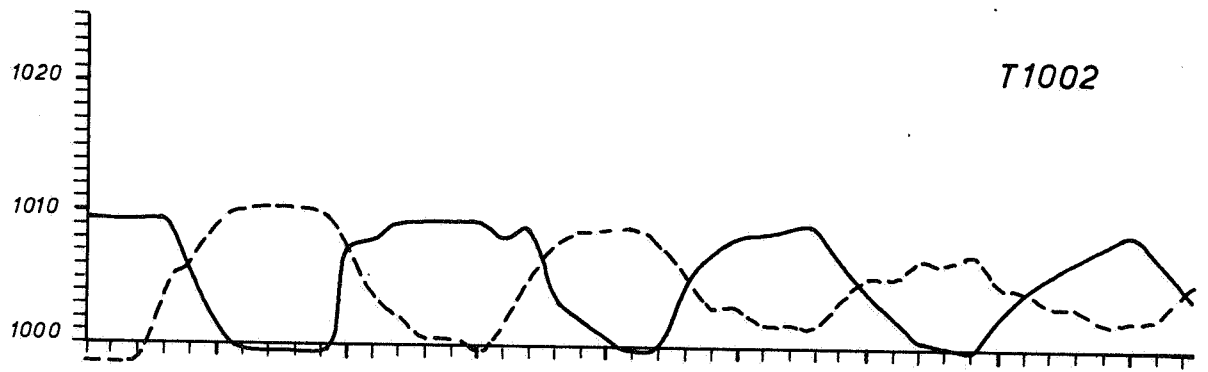
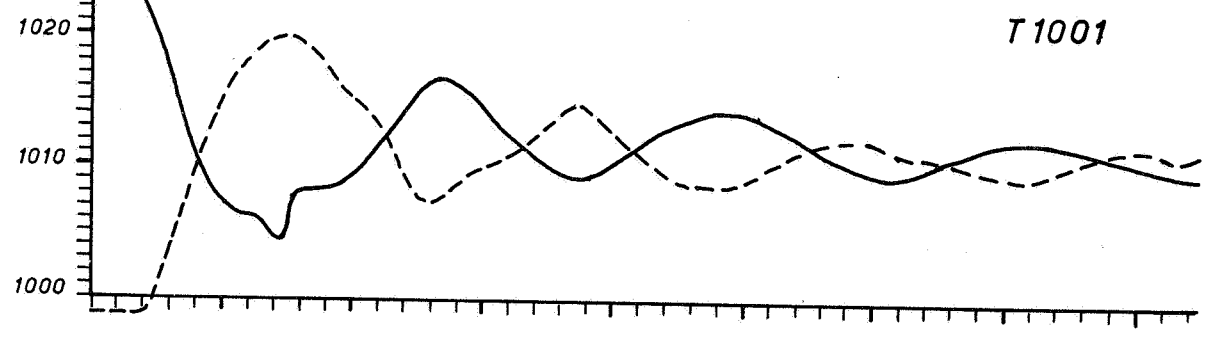
A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2592

FIG. 5.5

ρ (kg/m³)



t (s)

VERLOOP VAN DE DICHTHEID OP 1/2 h IN DE TIJD

— BEZO 1

JM

- - - BEZO 3

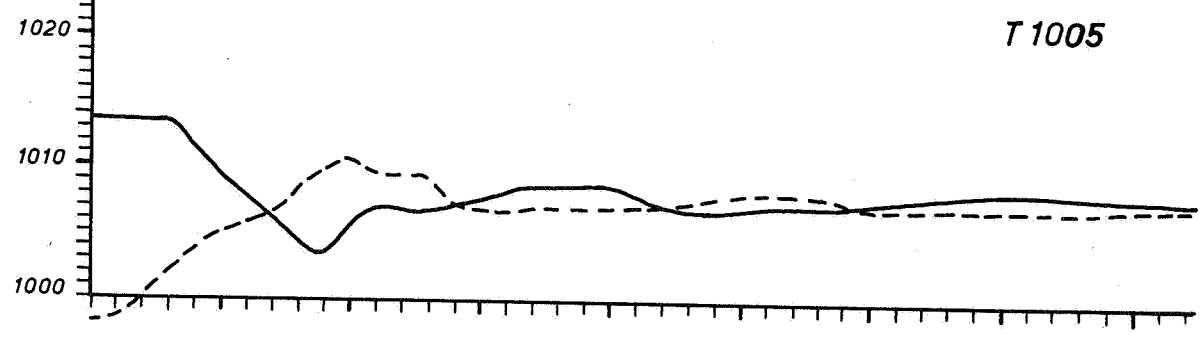
A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

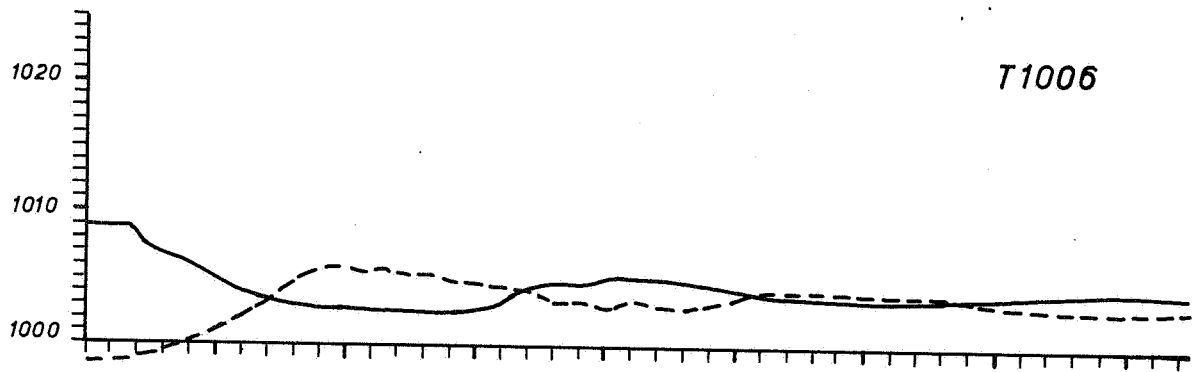
M896 - 2593

FIG.5.6

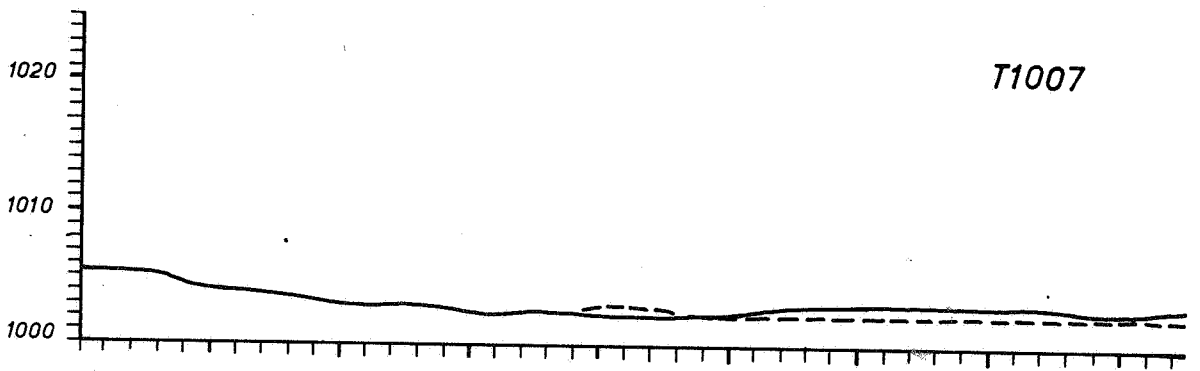
ρ (kg/m³)



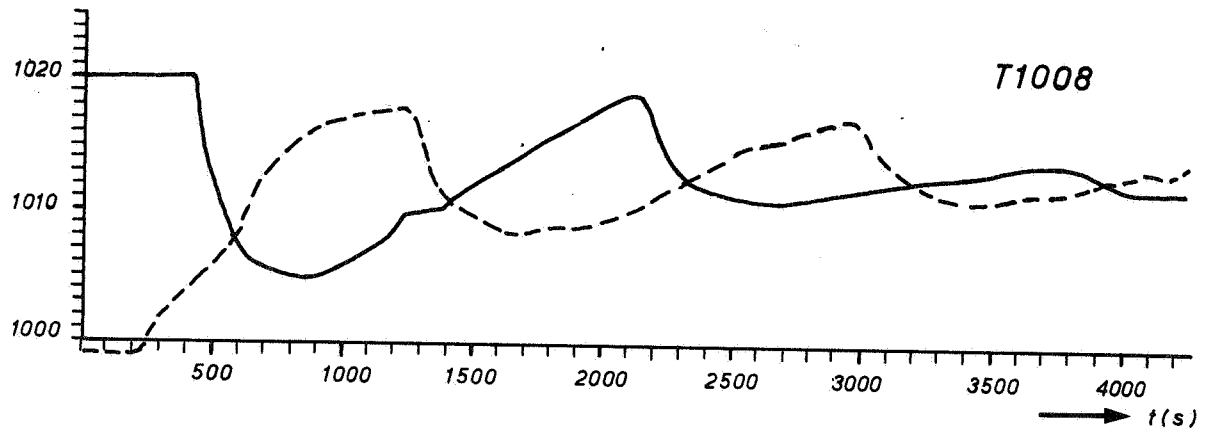
T1005



T1006



T1007



T1008

t (s)

VERLOOP VAN DE DICHTHEID OP 1/2 h IN DE TIJD

— BEZO 1
- - - BEZO 3

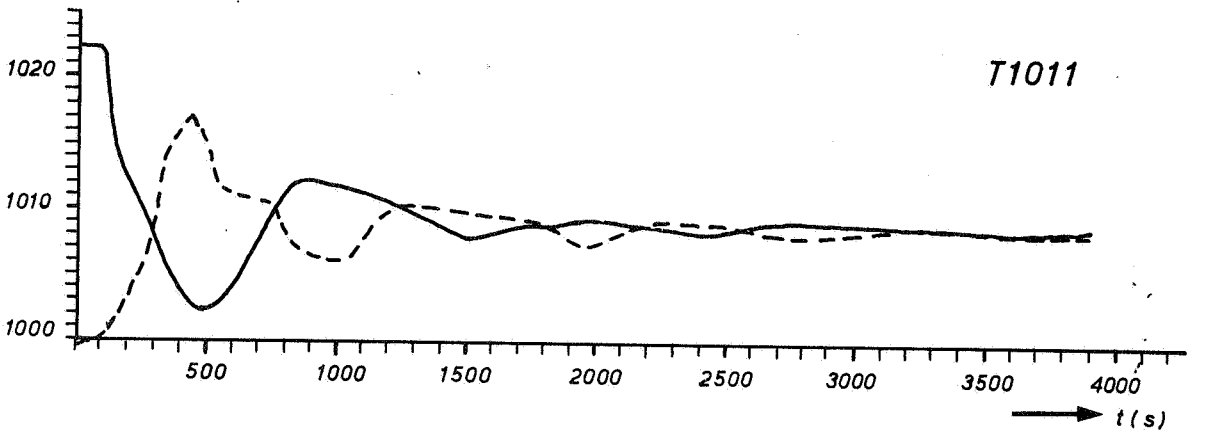
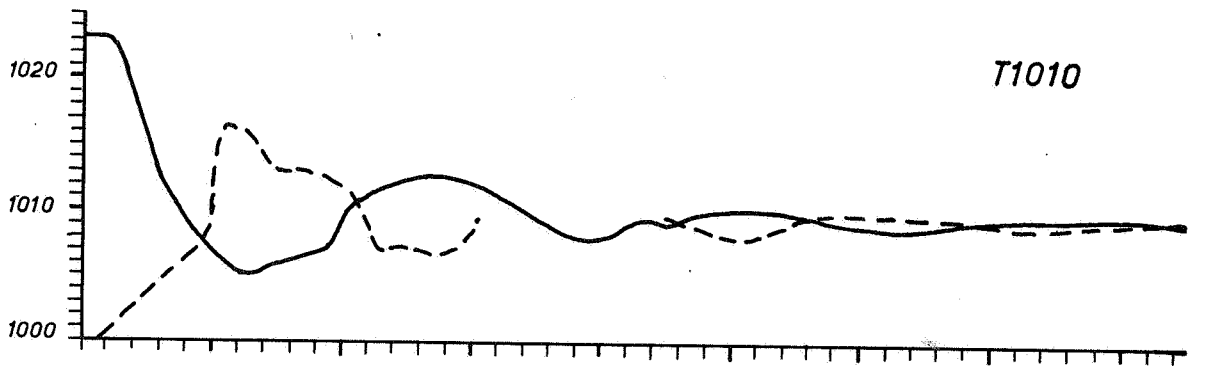
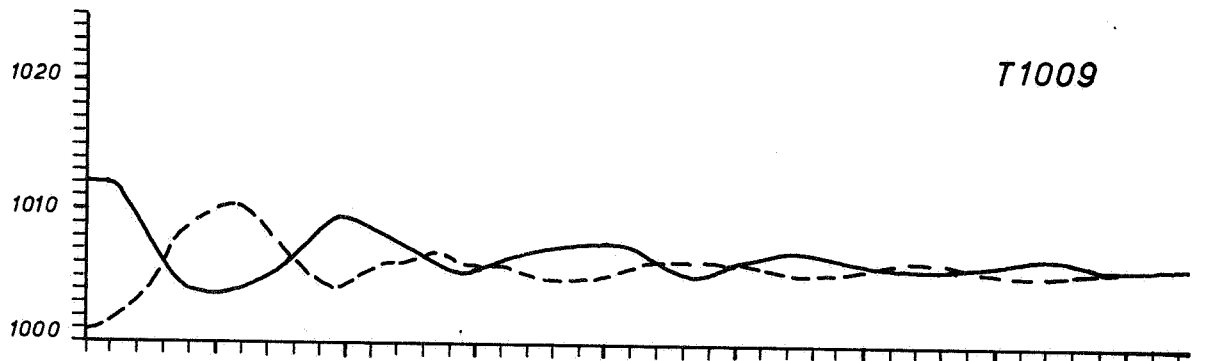
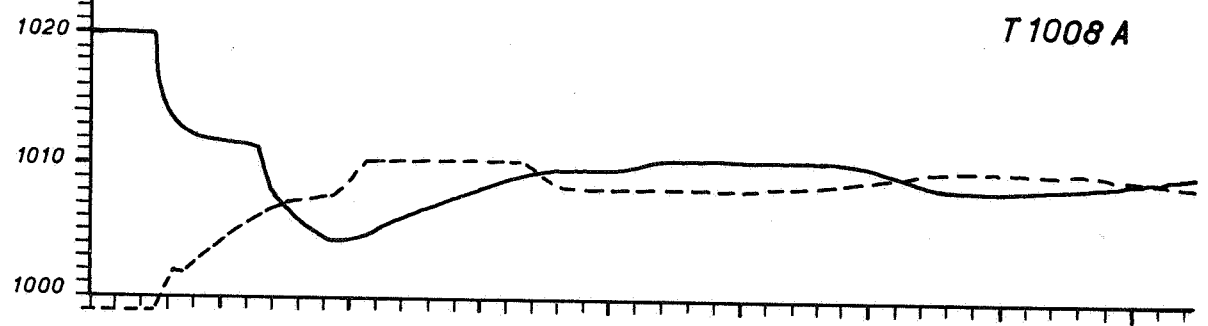
JM
A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2594

FIG. 5.7

ρ (kg/m³)



t (s)

VERLOOP VAN DE DICHTHEID OP 1/2 h IN DE TIJD

———— BEZO 1

JM

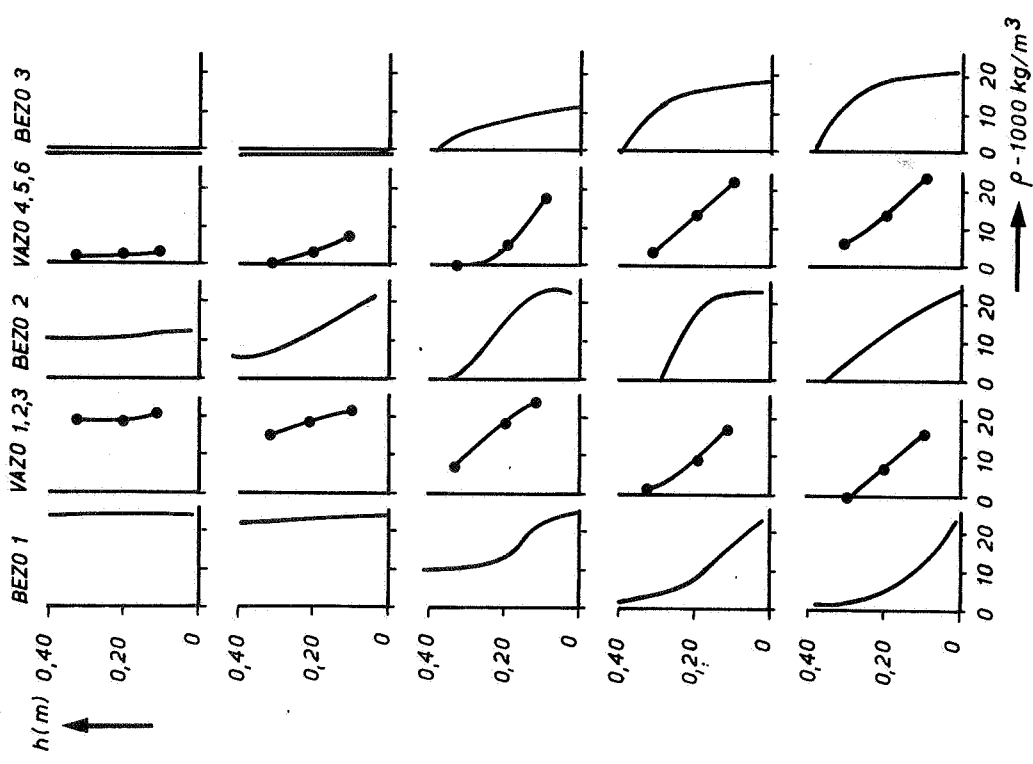
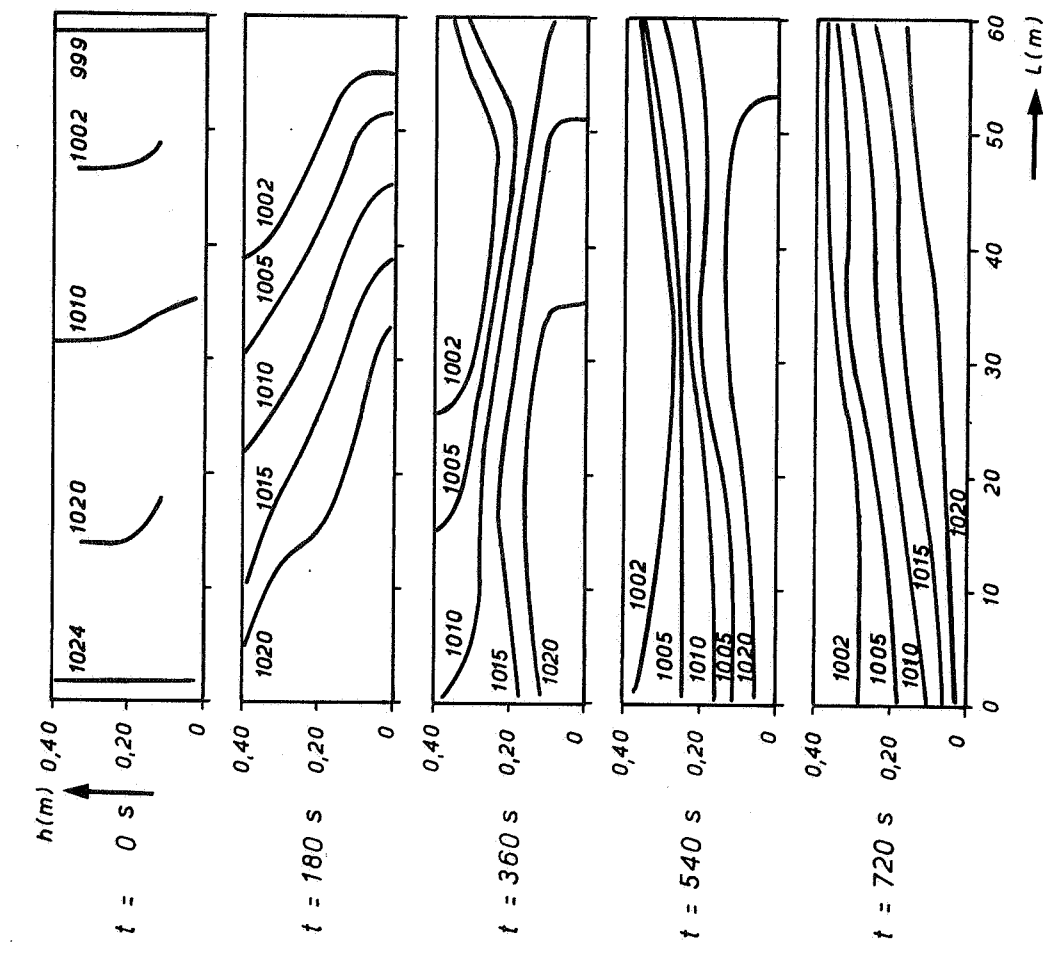
----- BEZO 3

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2595

FIG.5.8



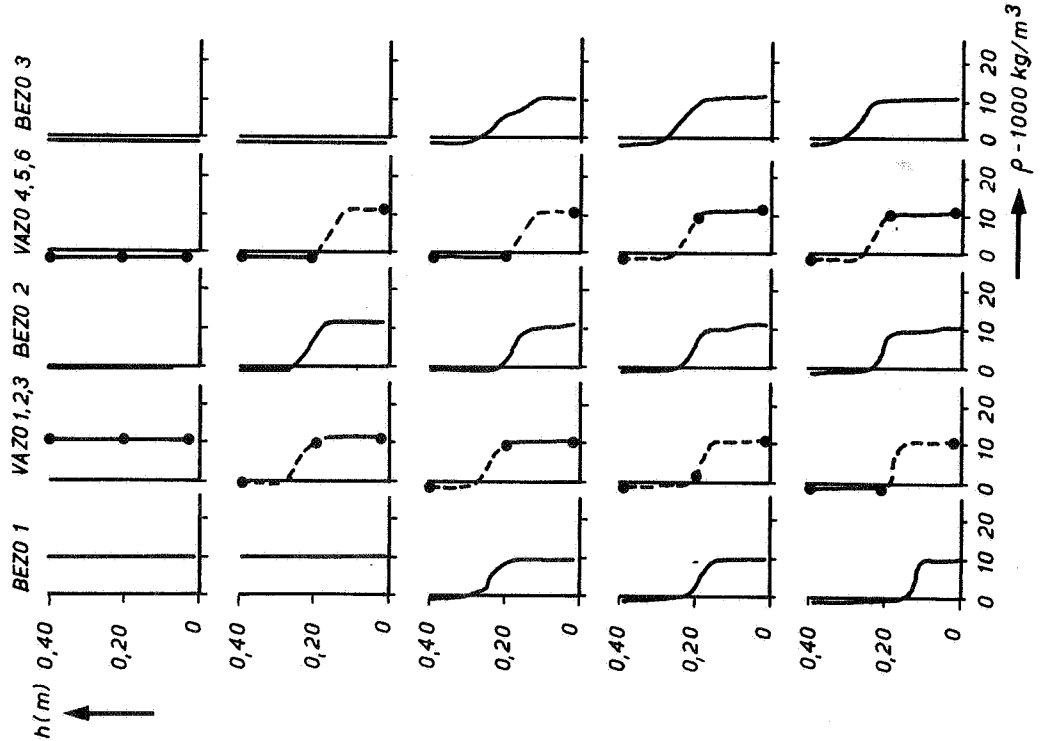
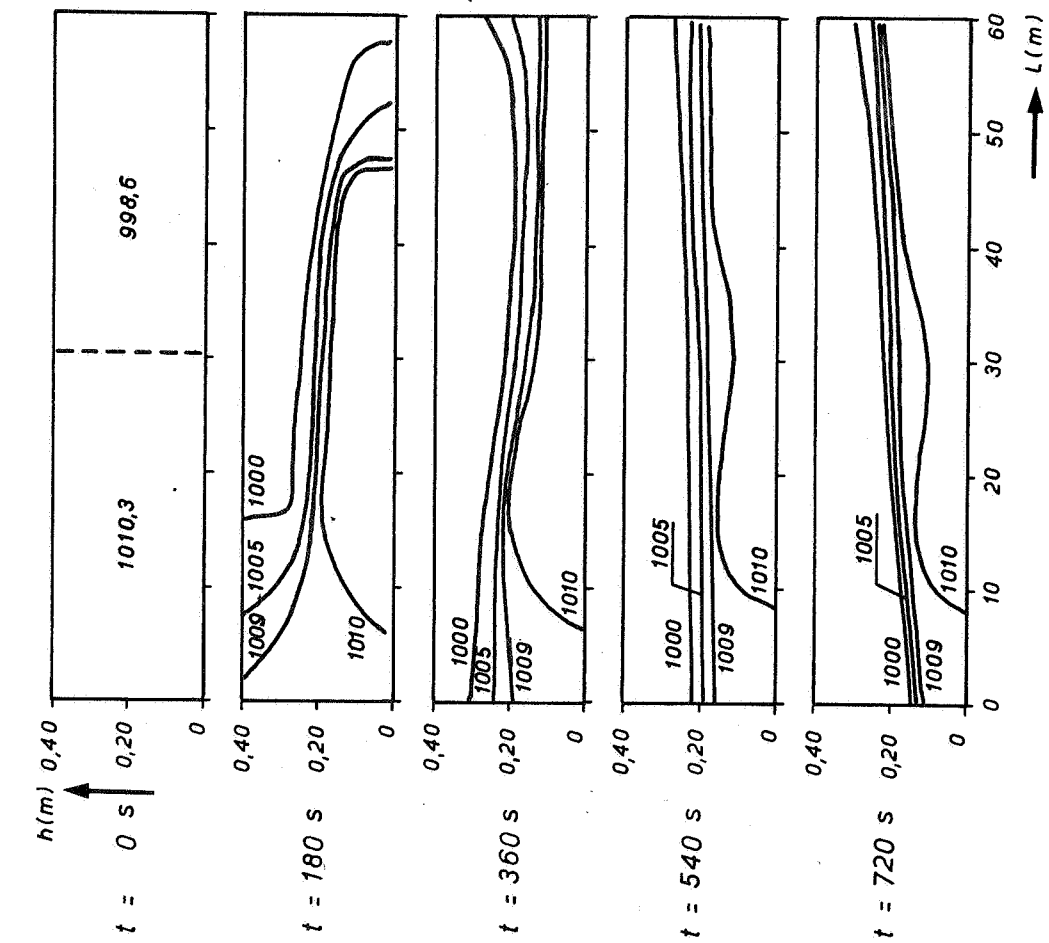
VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN ISOPYCENEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1001

JM
A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2596

FIG. 5.9



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN ISOPYCNIEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1002

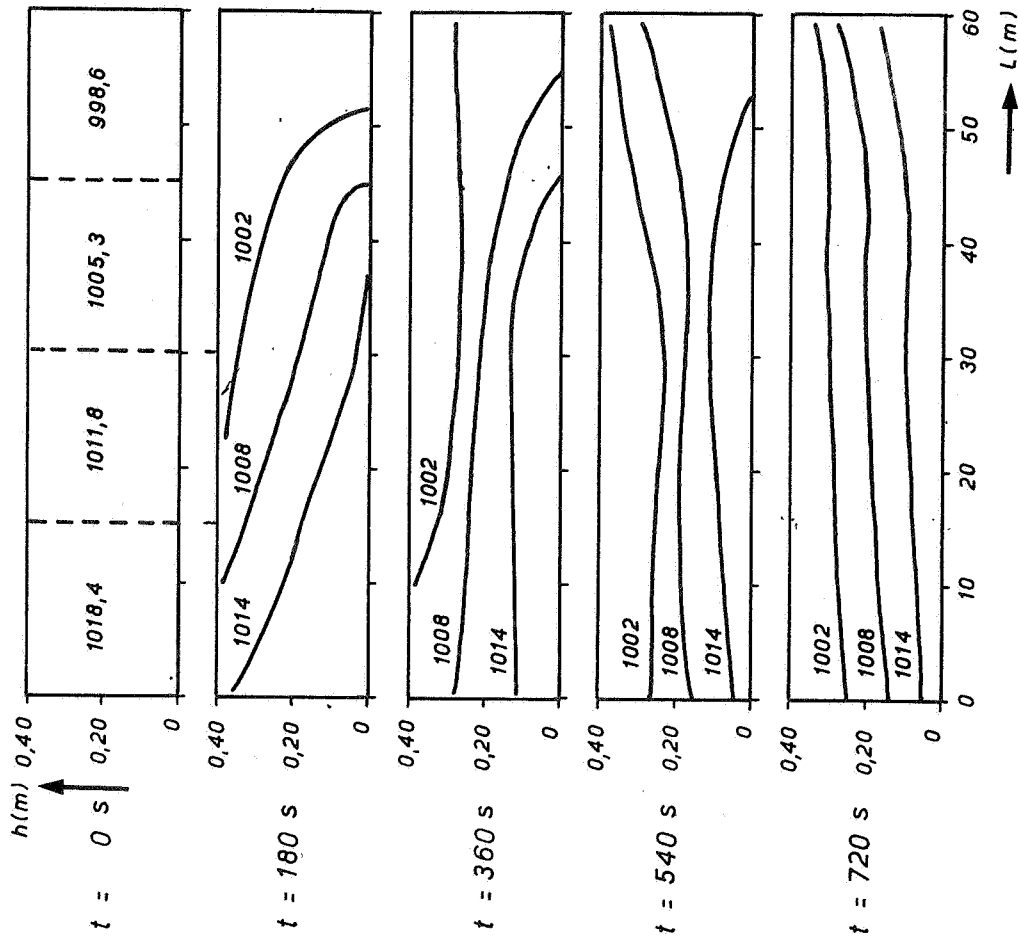
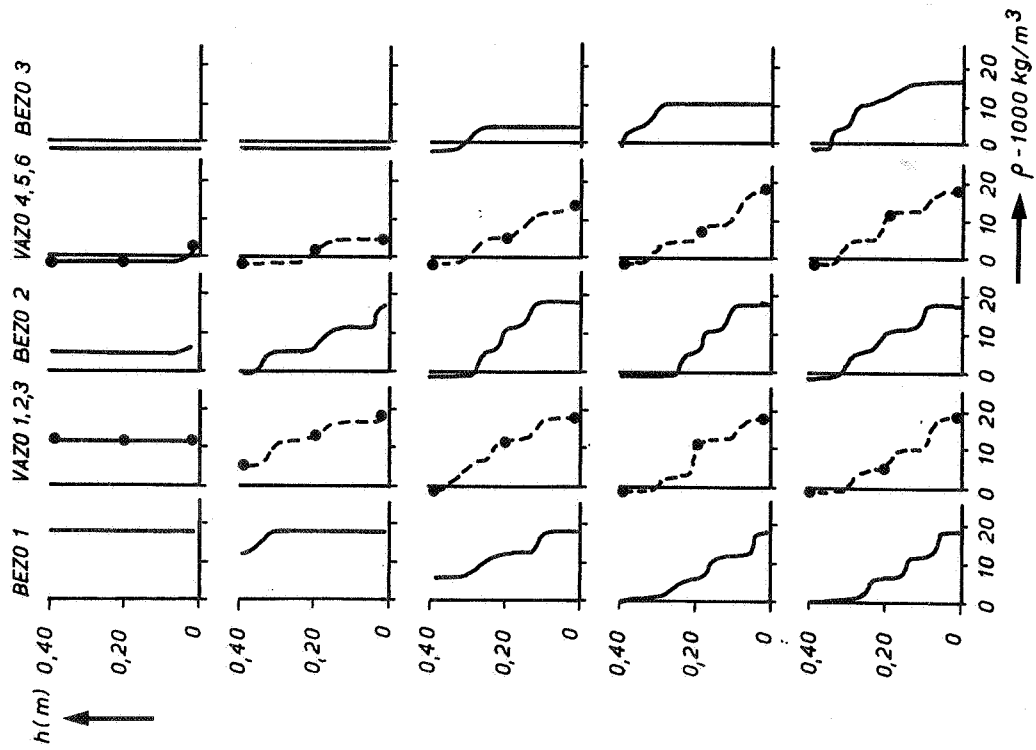
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2597

FIG.5.10



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCNEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1003

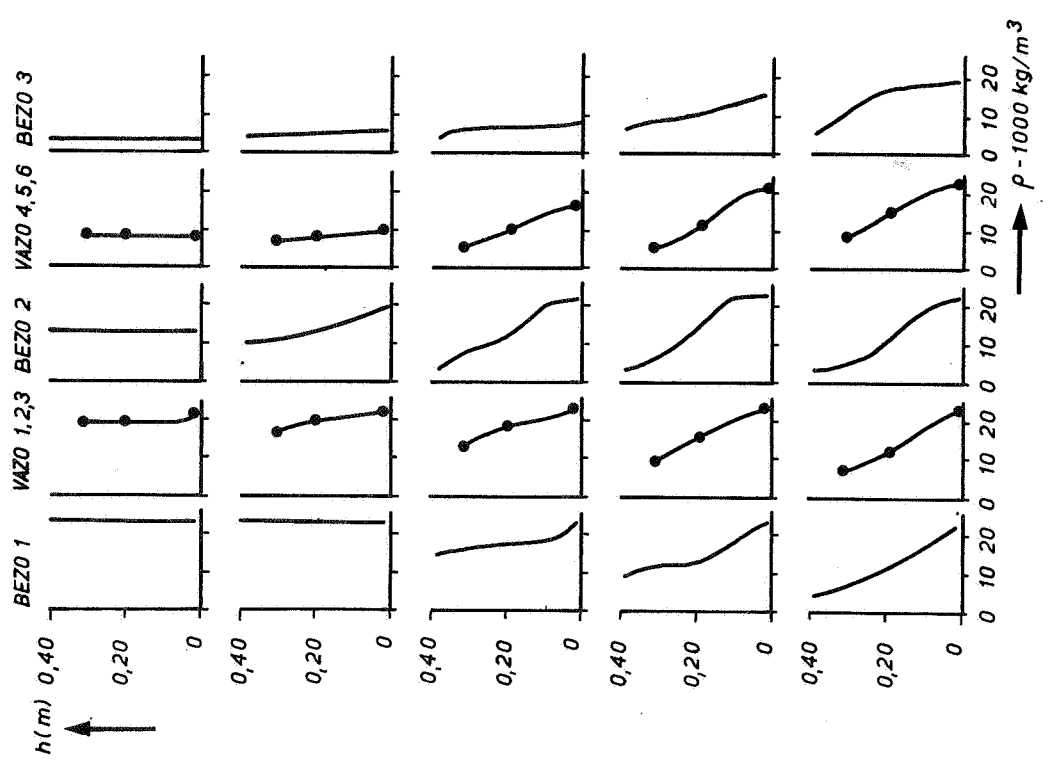
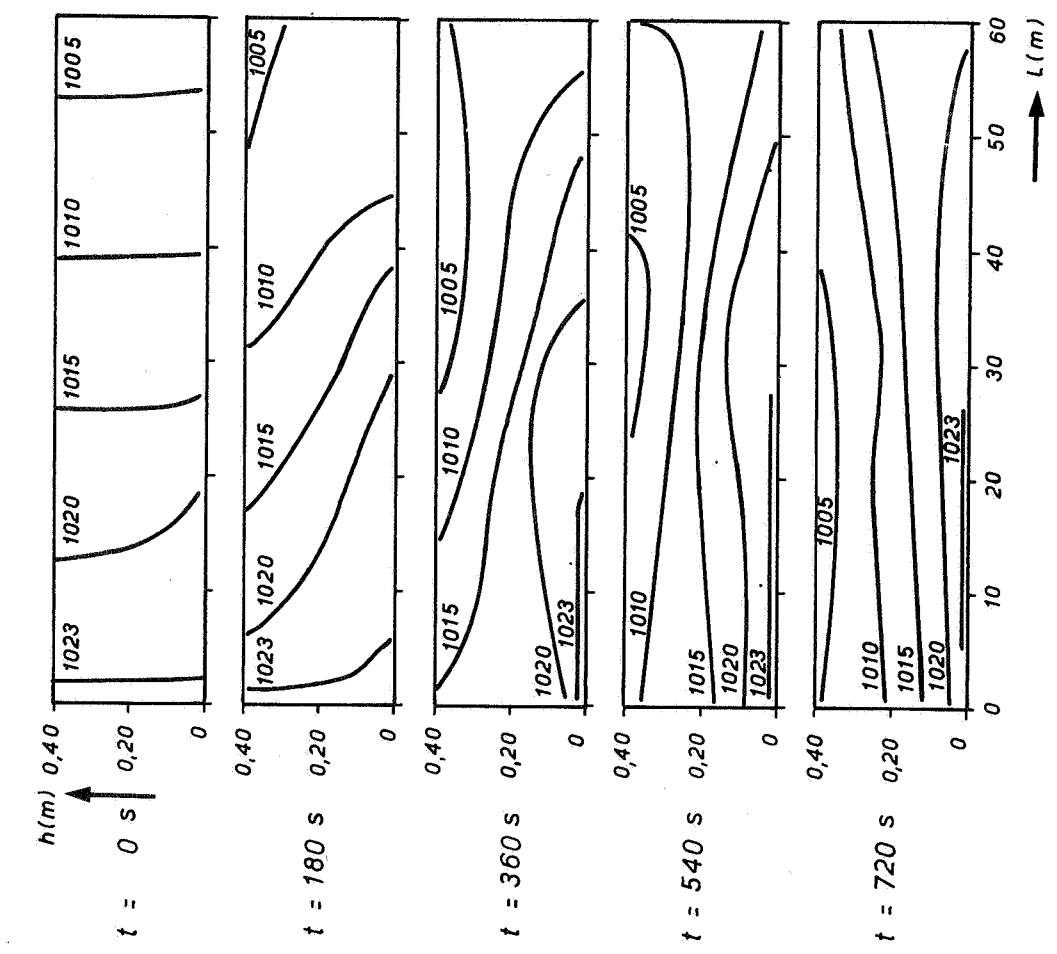
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

JM

A4

M 896 - 2598

FIG.5.11

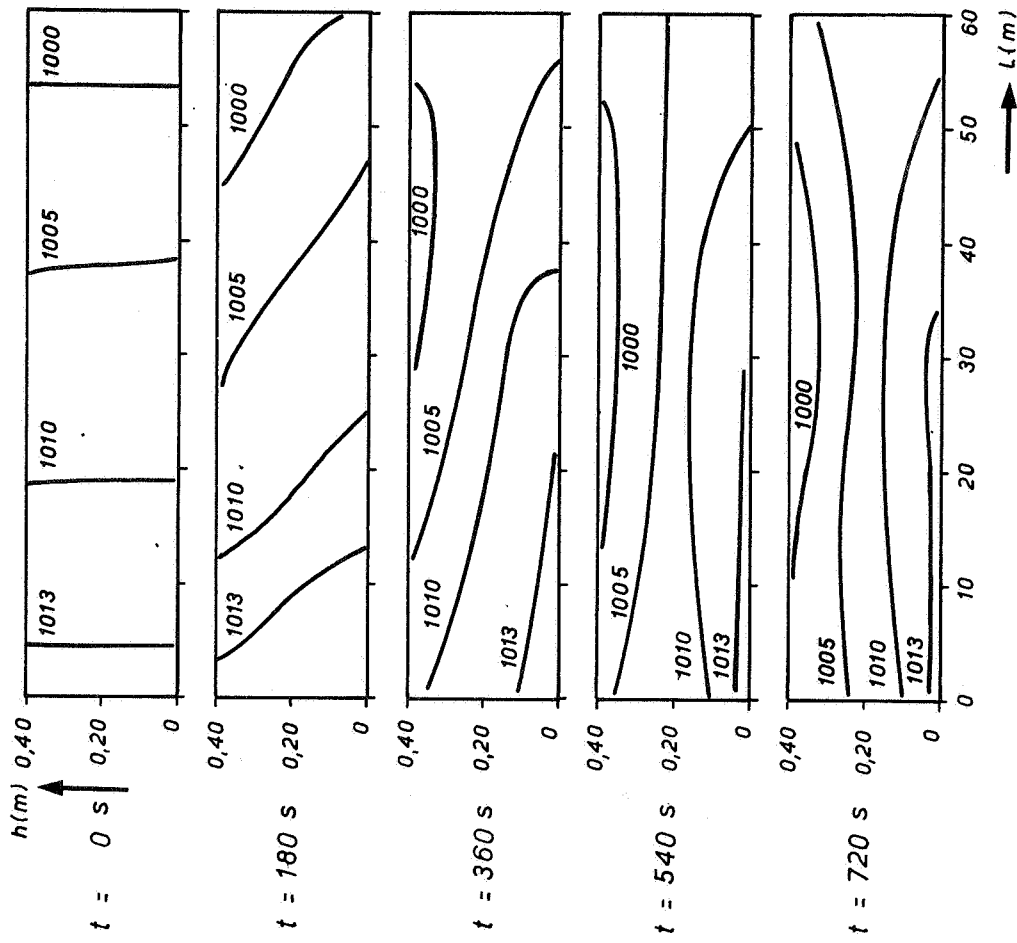
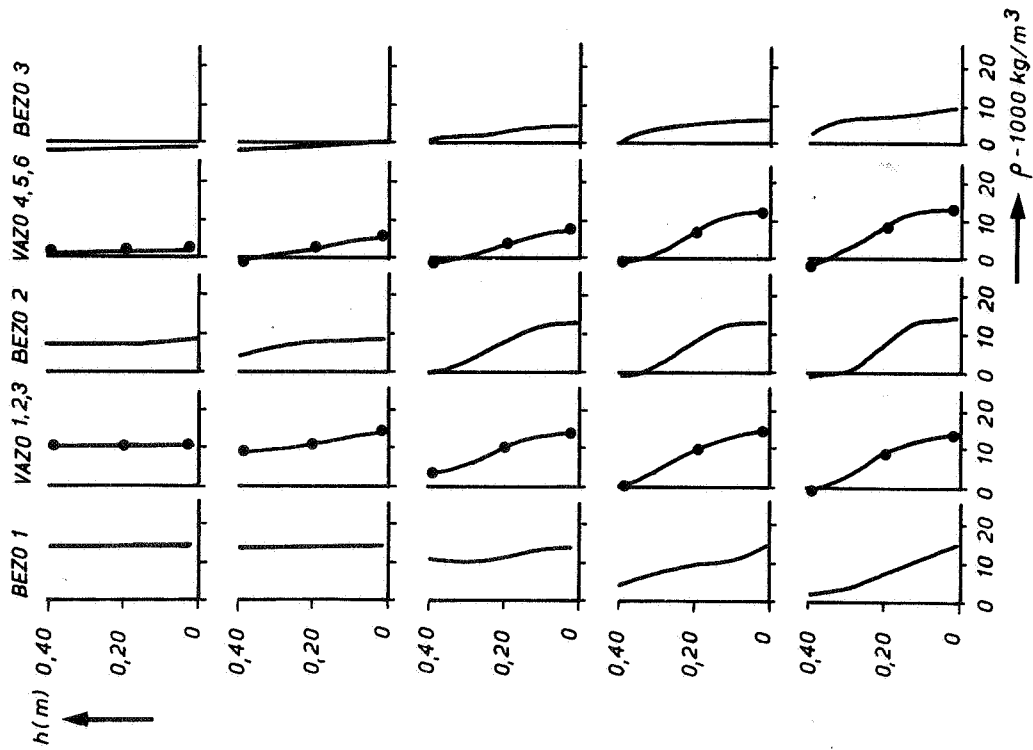


VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
 ISOPYCENEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1004

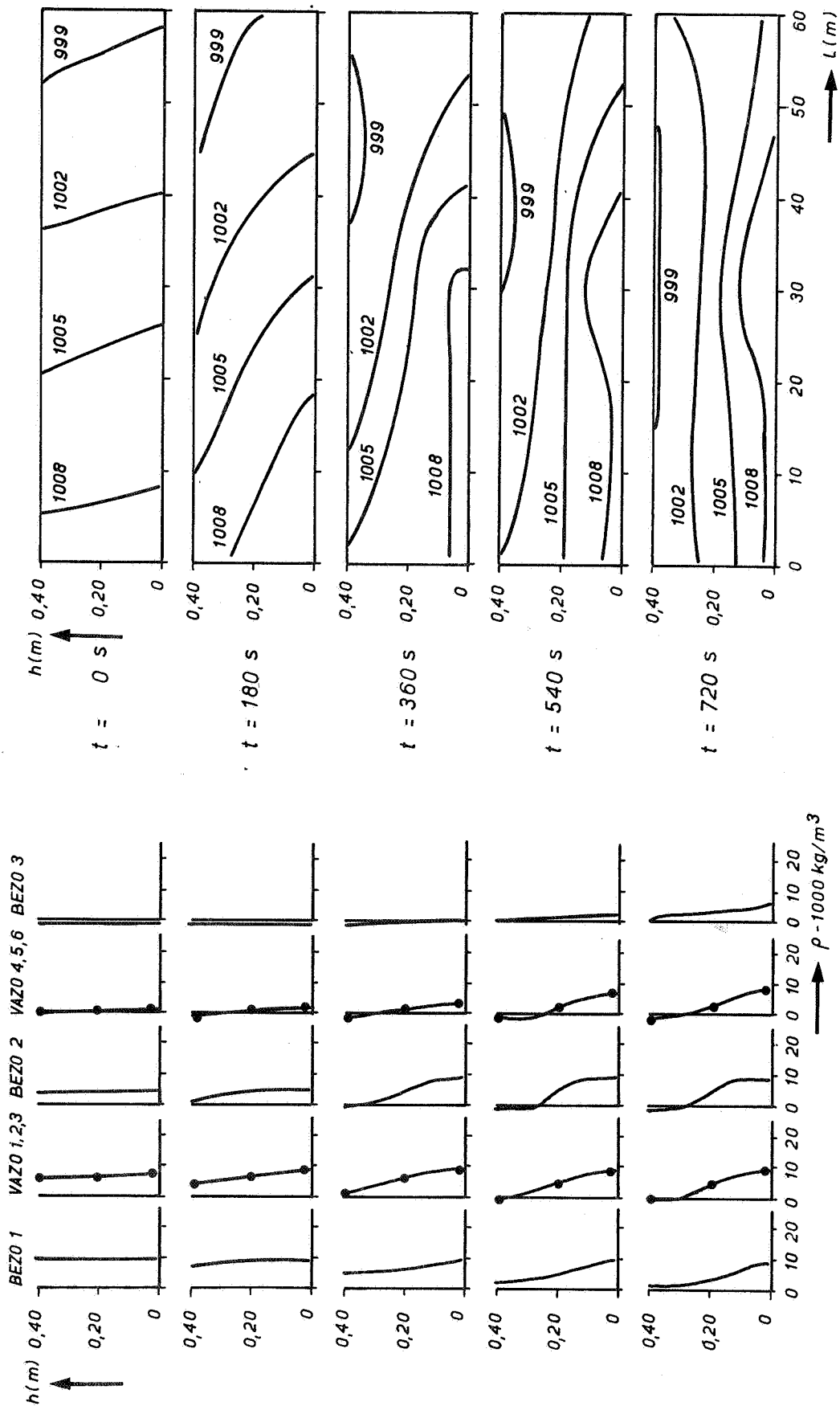
JM
 A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2599 FIG.5.12



VERLOOP VAN DE DICTHEIDSVERTIKALEN EN ISOPYCNEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1005



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCNEEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1006

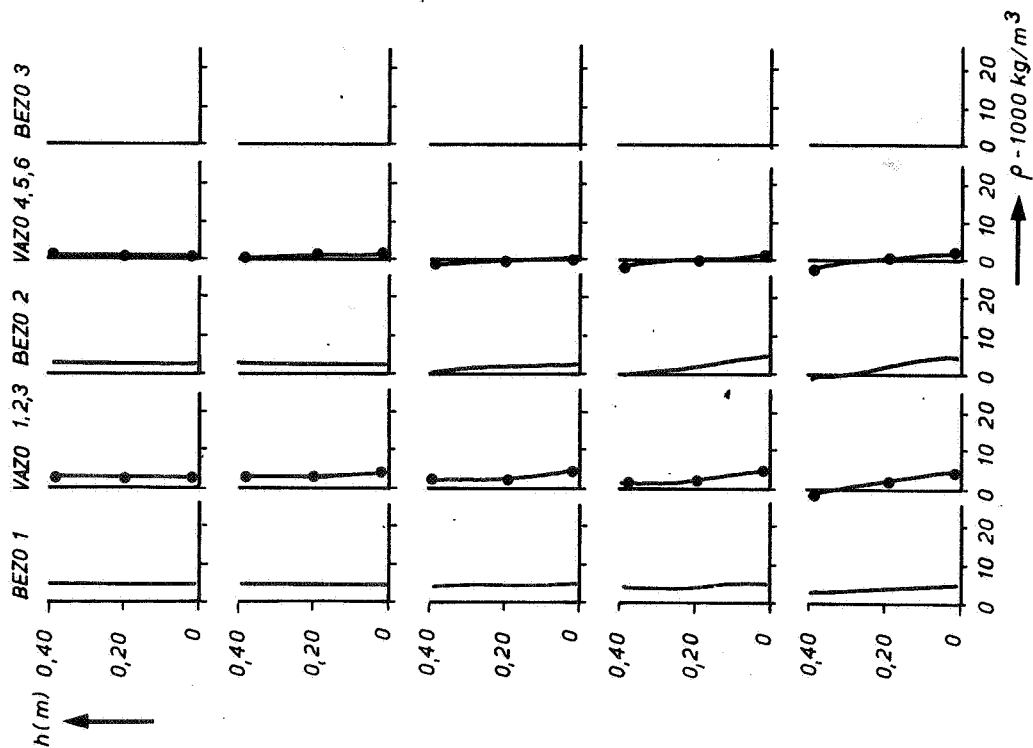
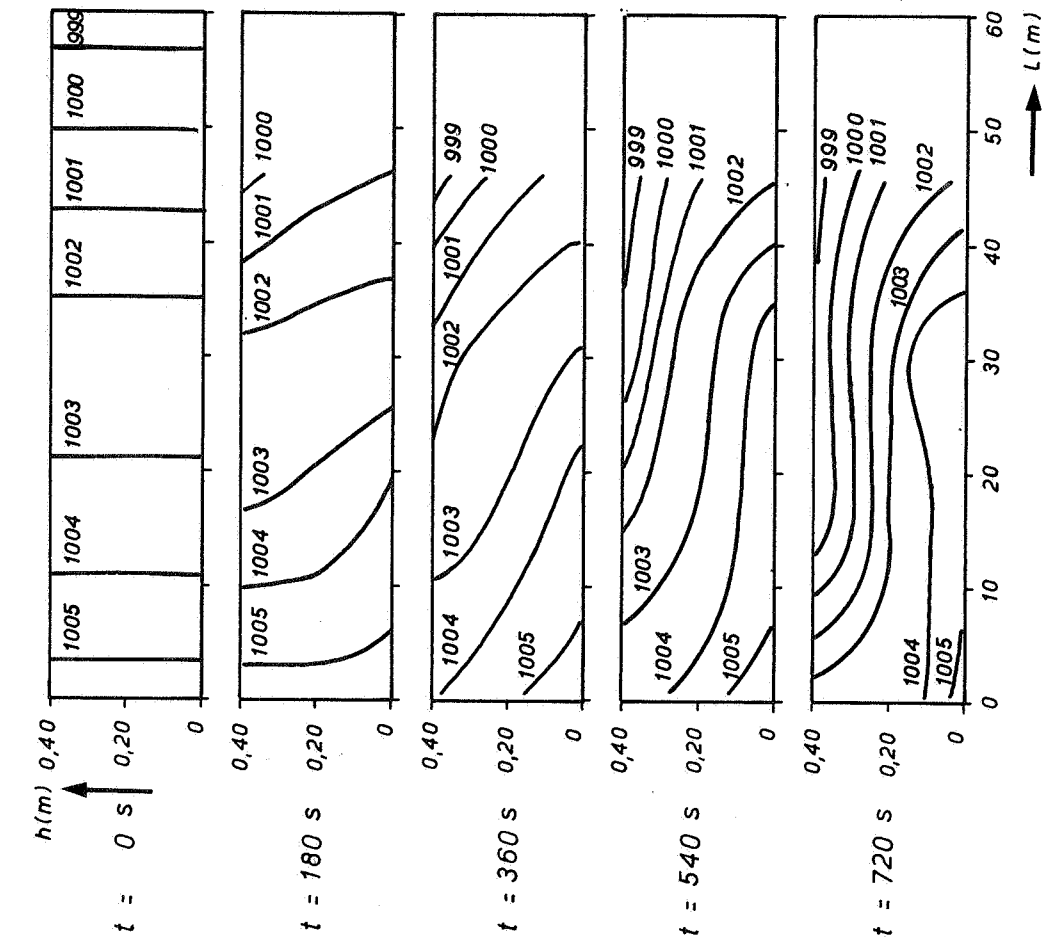
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2601

FIG. 5.14



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCNEEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1007

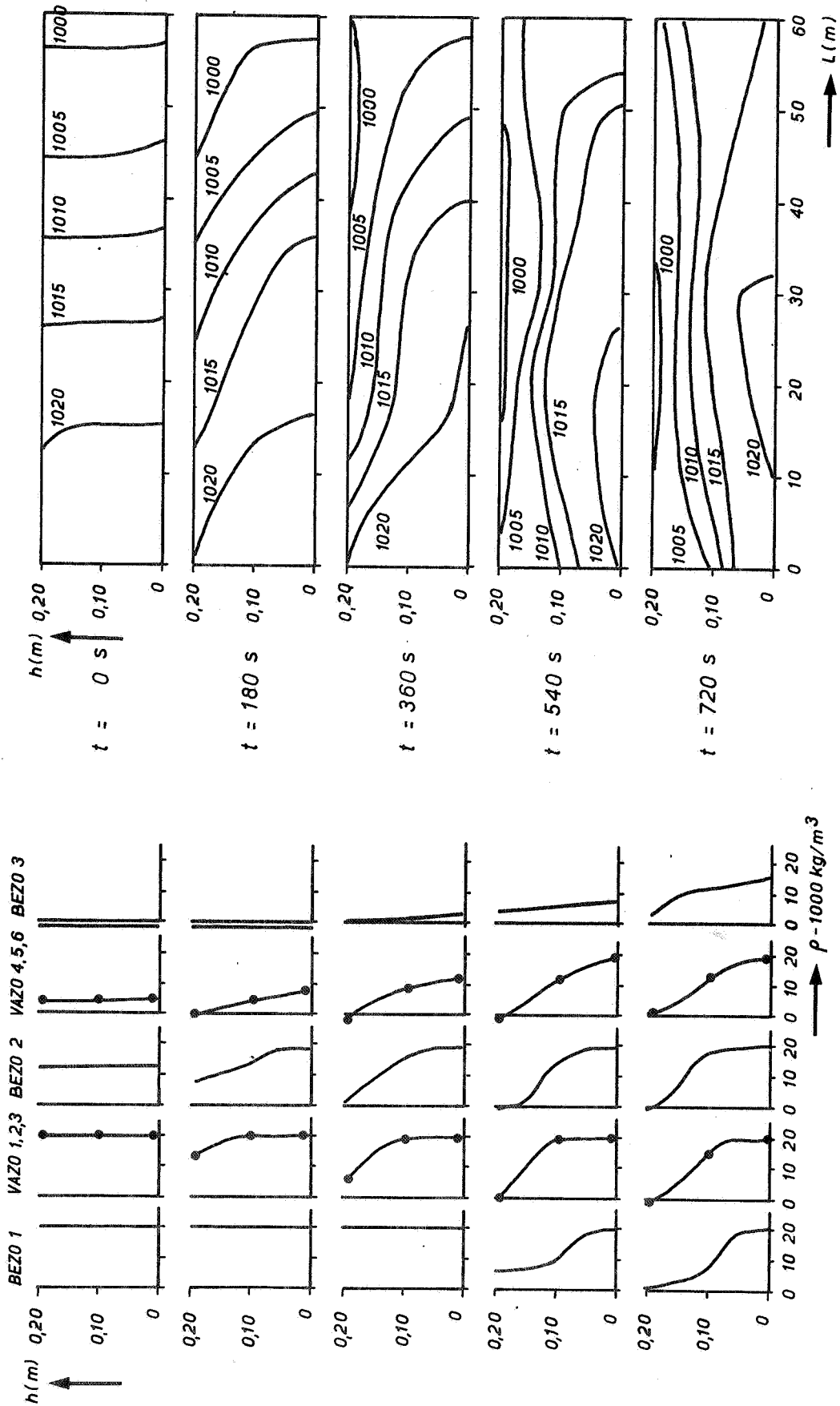
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2602

FIG.5.15



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCENEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1008

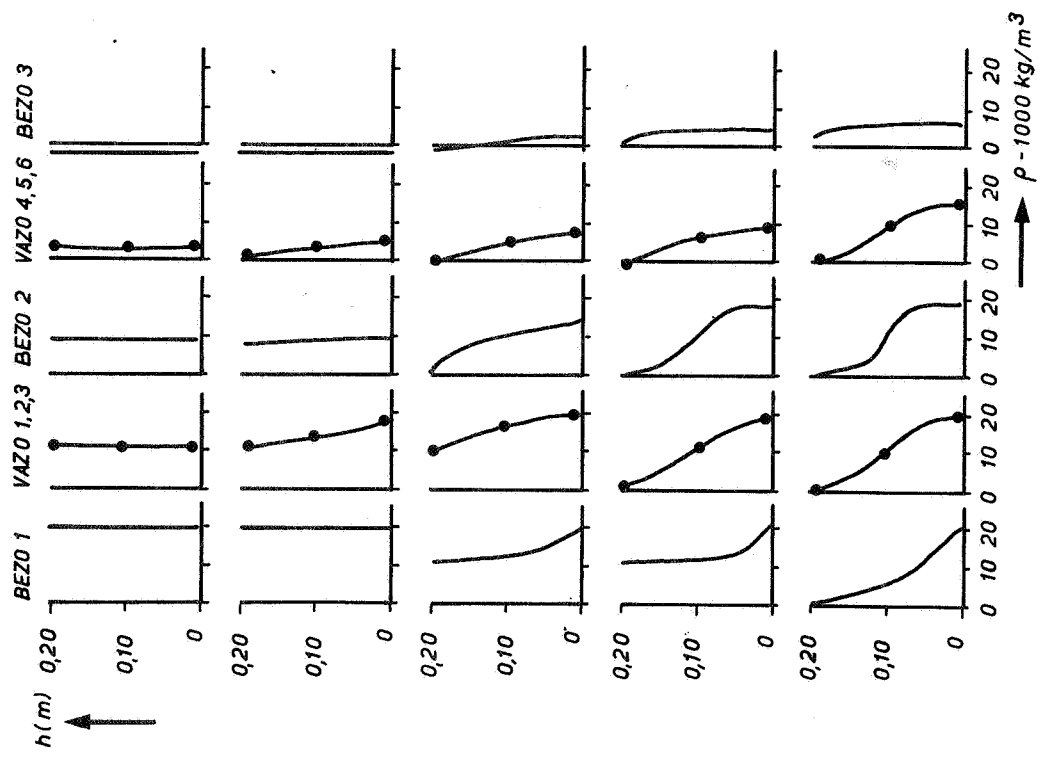
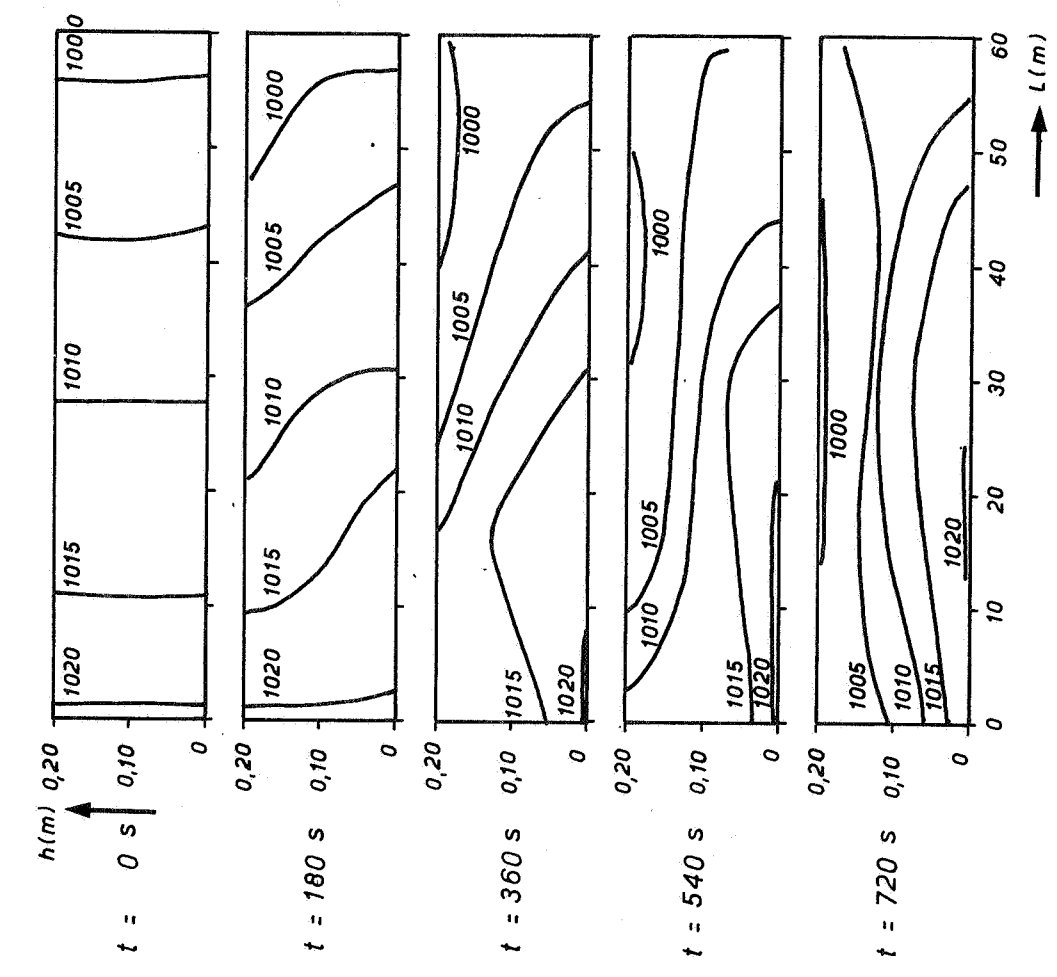
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

JM

A4

M 896 - 2603

FIG. 5.16



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCNEN IN DE TIJD VOOR PROEF T1008 A

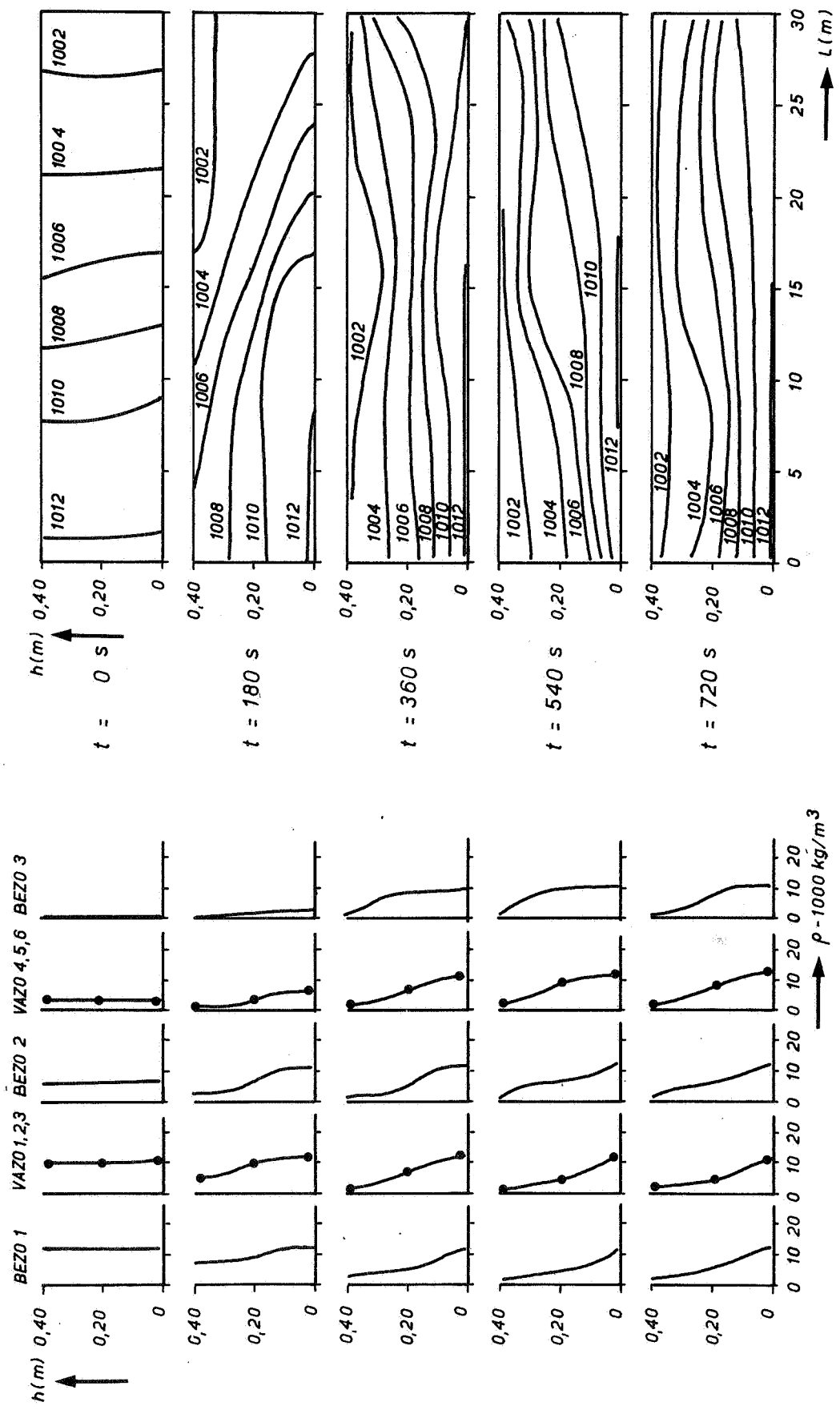
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2604

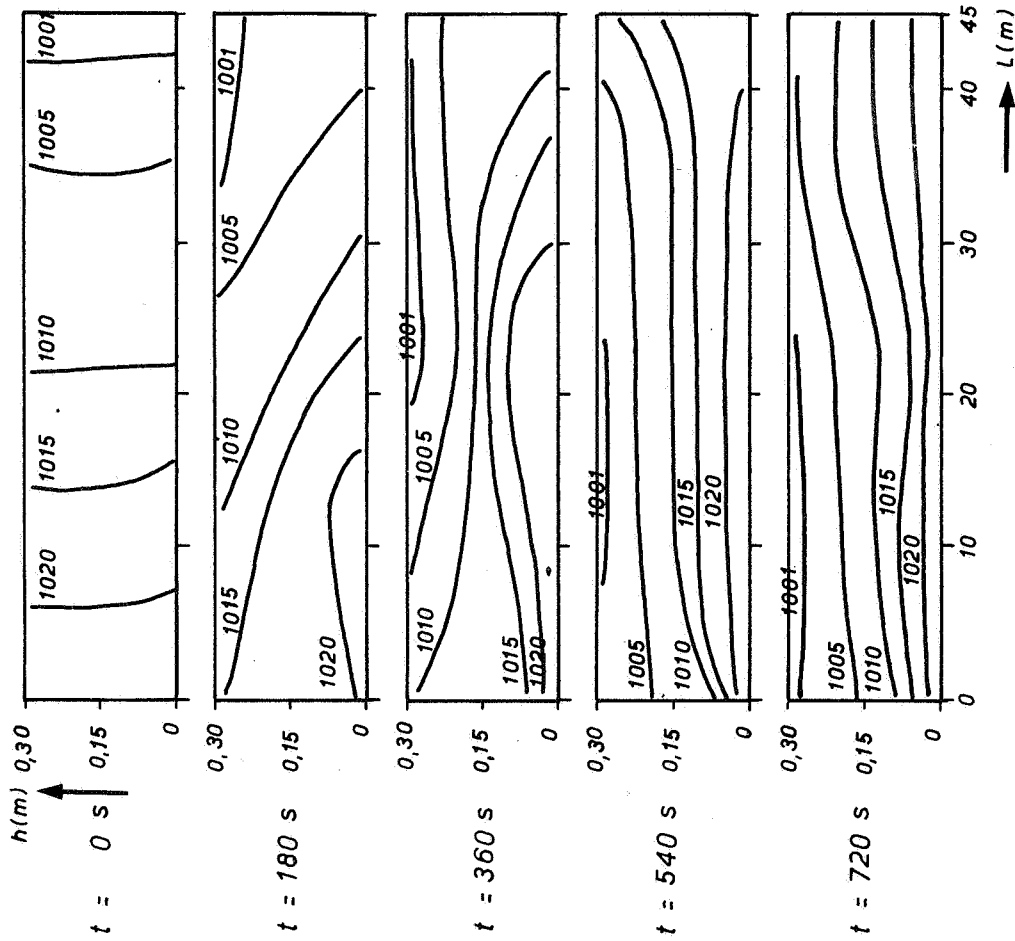
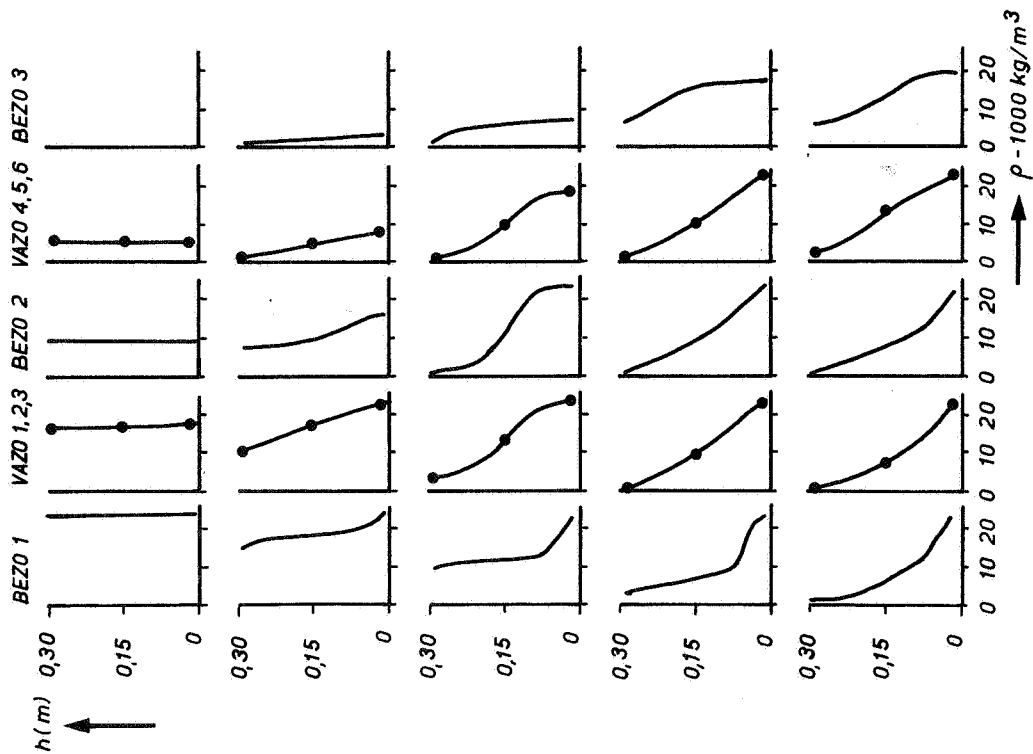
FIG.5.17



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN ISOPYCNEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1009

JM

A4



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCNEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1010

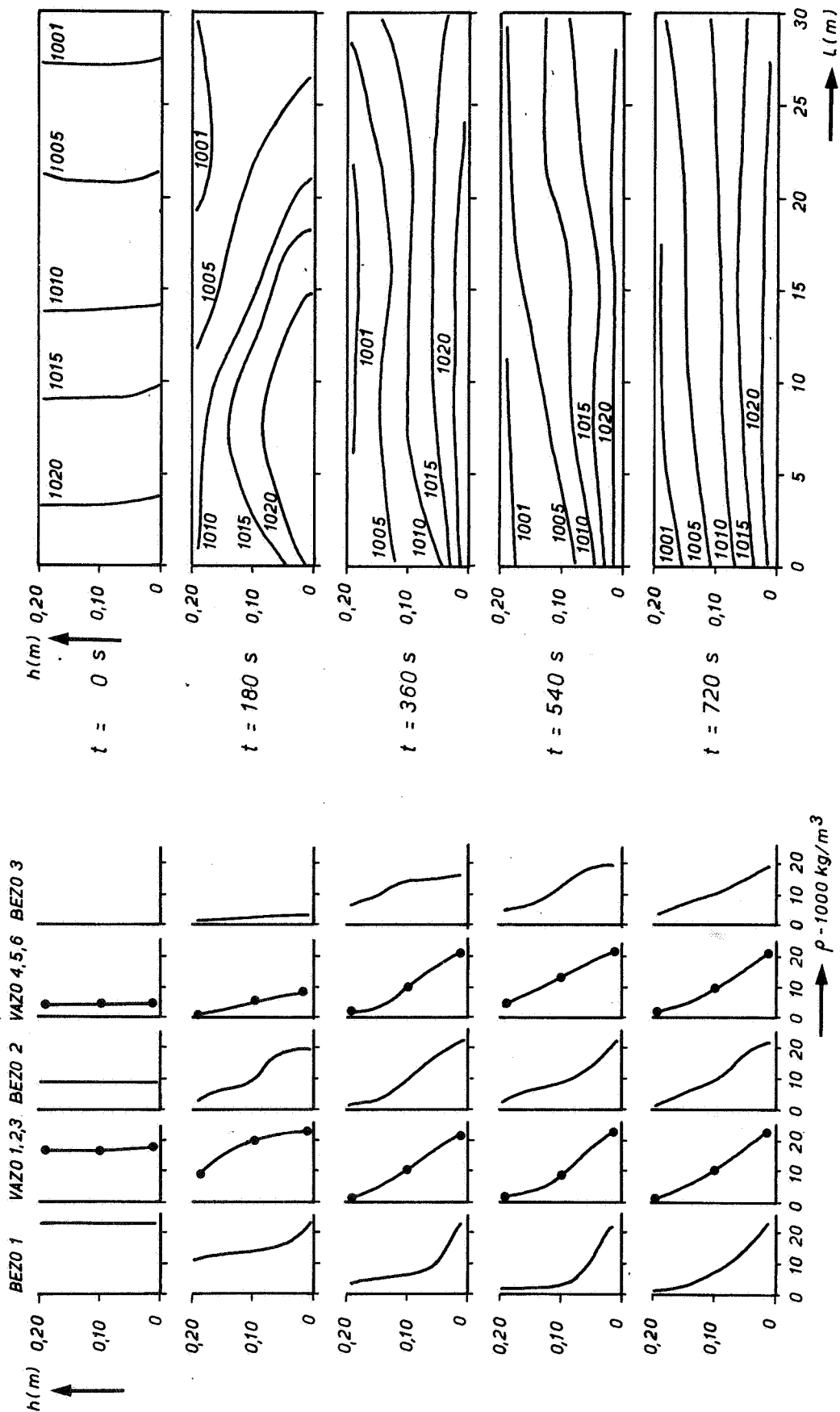
JM

A4

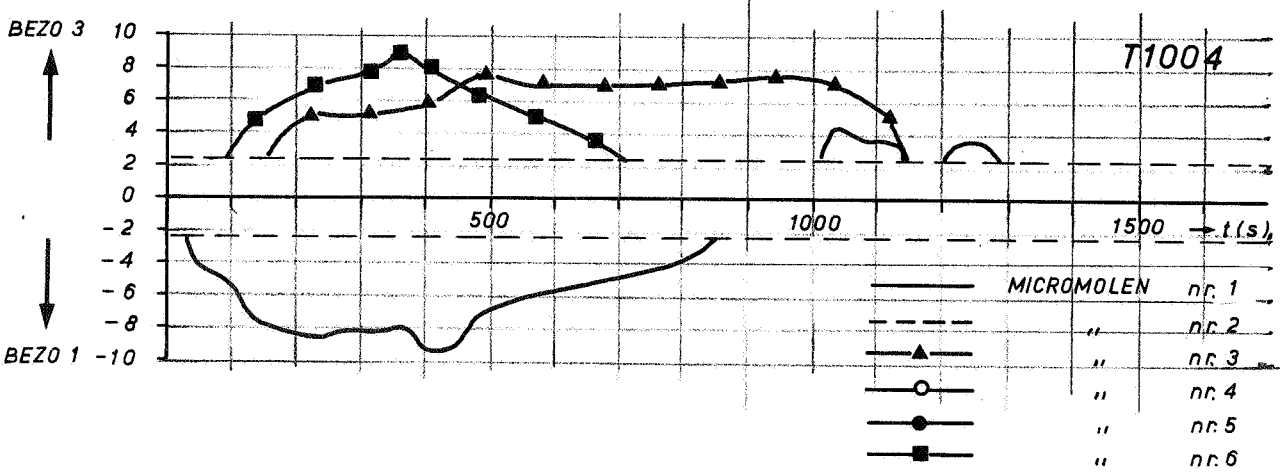
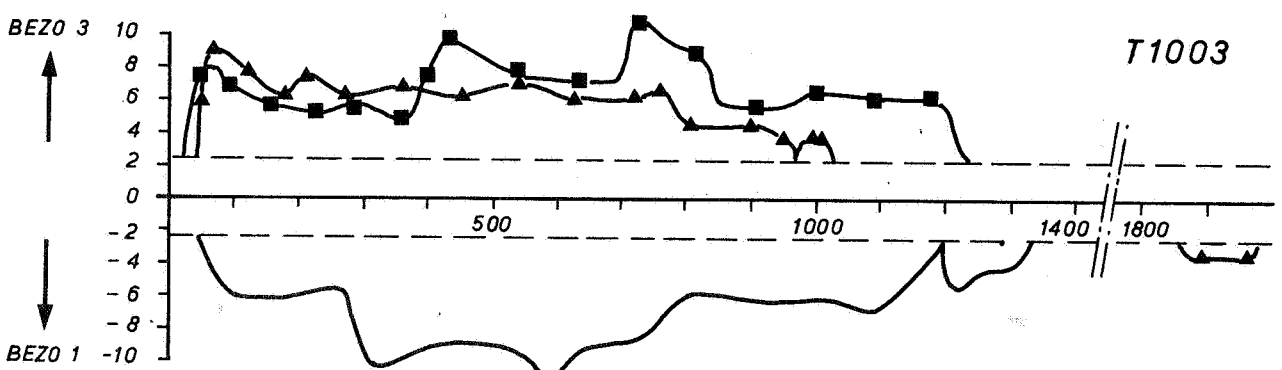
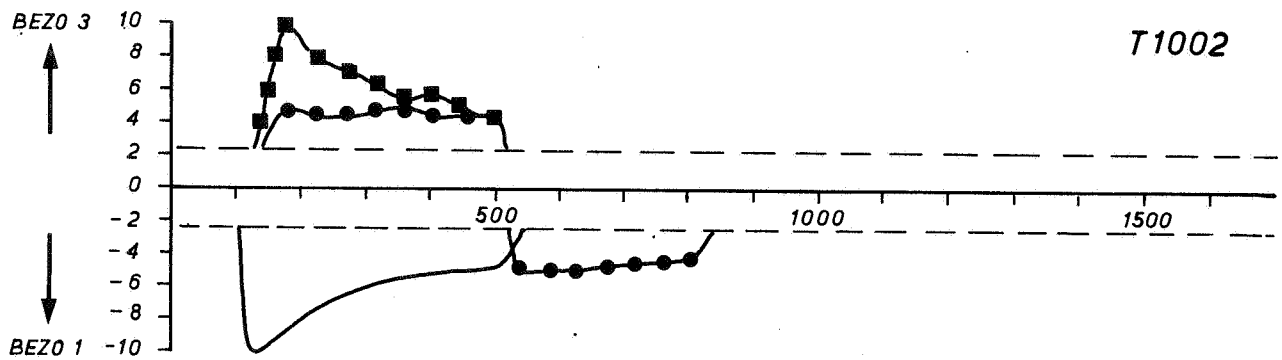
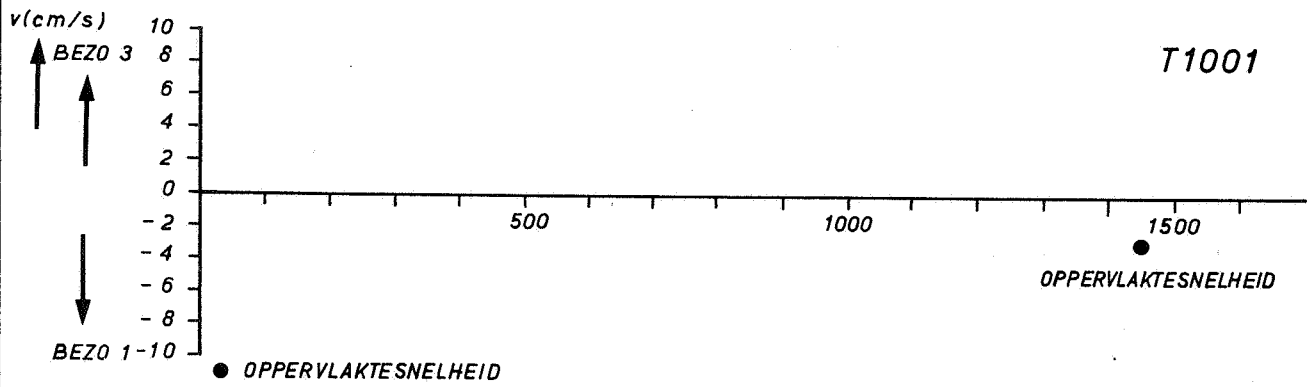
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2606

FIG.5.19



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCNEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1011



SNELHEIDSVERLOOP IN DE TIJD

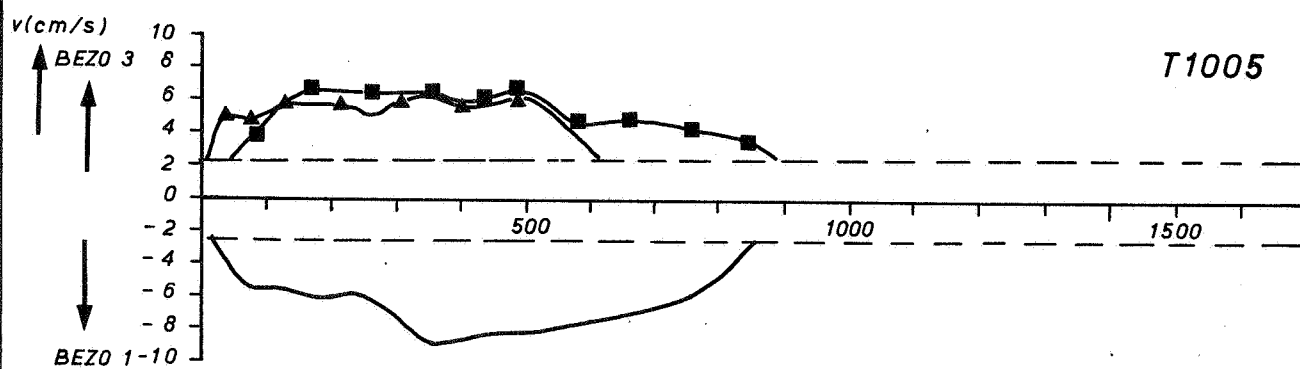
JM

A4

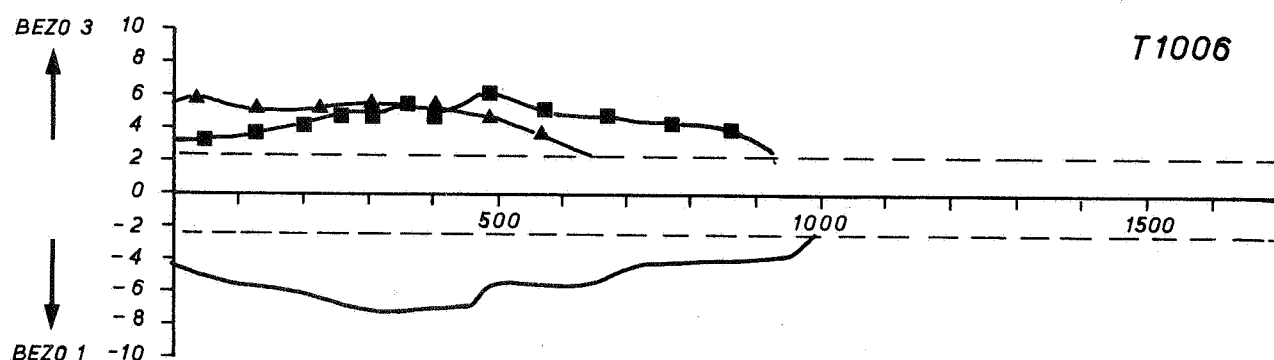
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2608

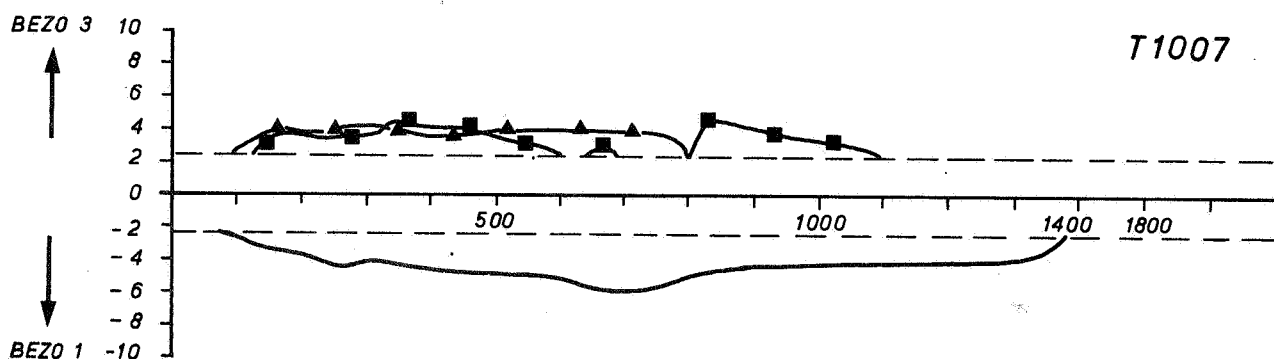
FIG.5.21



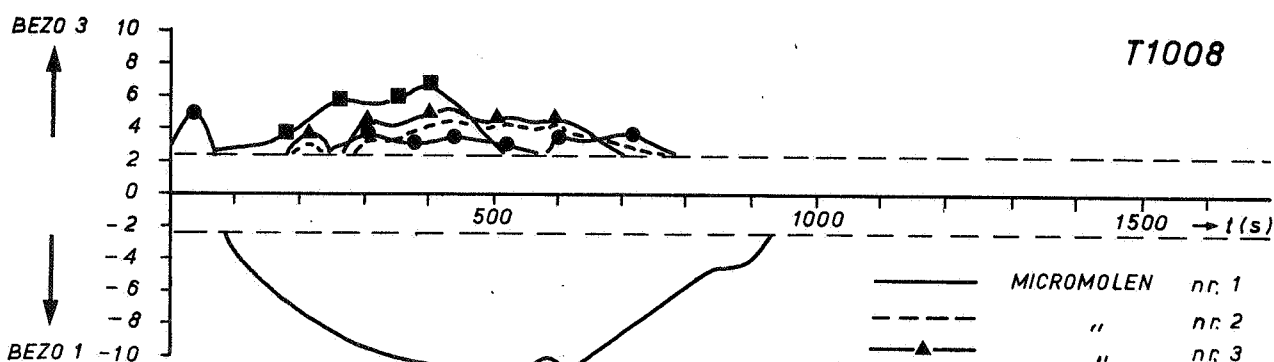
T1005



T1006



T1007



T1008

- MICROMOLEN nr. 1
- - - " nr. 2
- ▲- " nr. 3
- " nr. 4
- " nr. 5
- " nr. 6

SNELHEIDSVEROLOOP IN DE TIJD

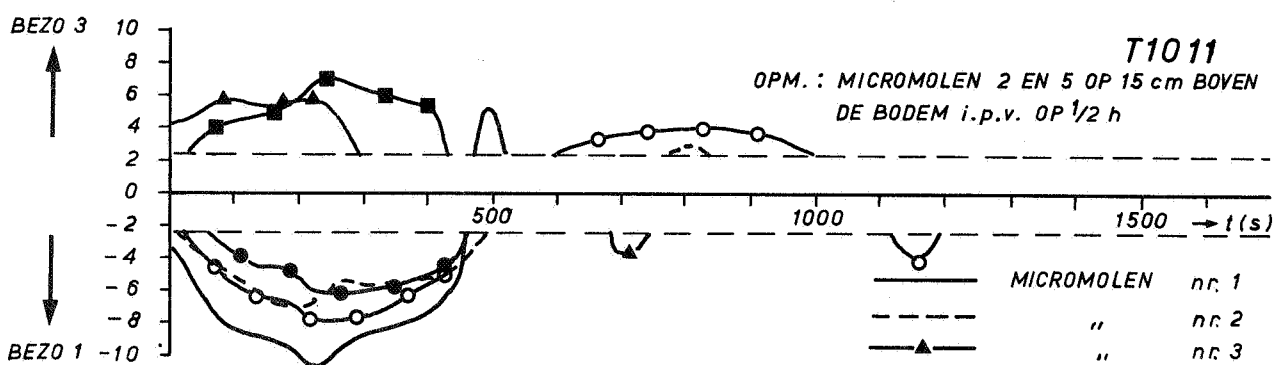
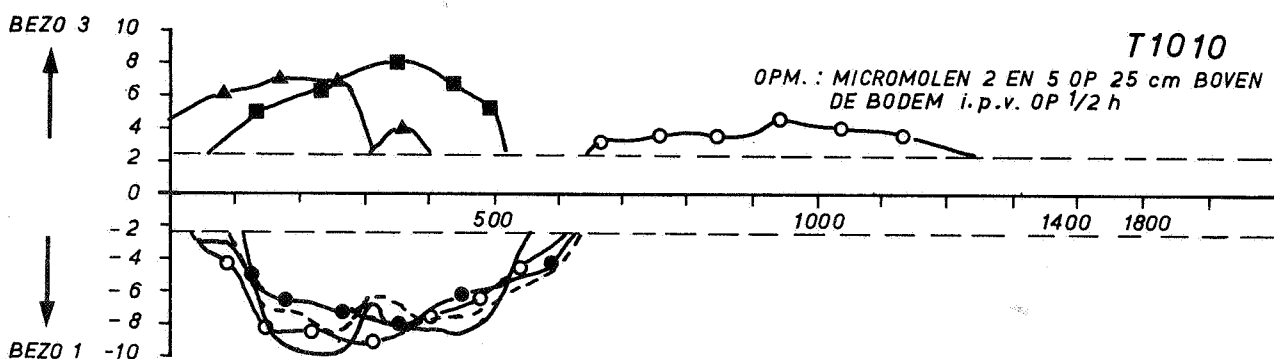
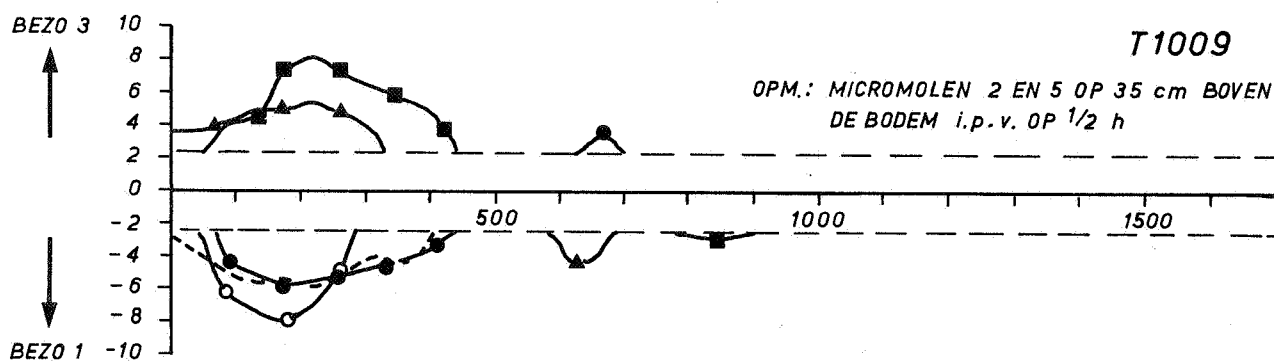
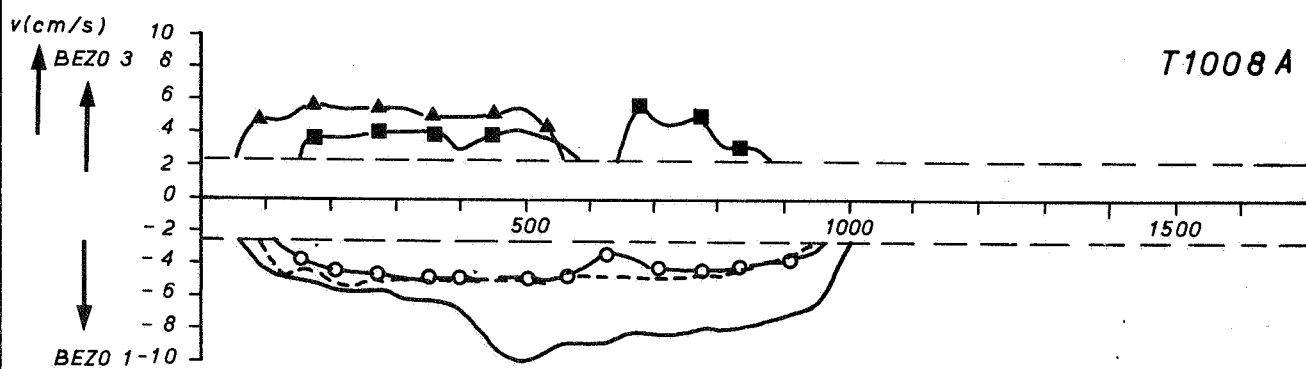
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2609

FIG.5.22



- | | | |
|-------|------------|-------|
| — | MICROMOLEN | nr. 1 |
| - - - | " | nr. 2 |
| —▲— | " | nr. 3 |
| —○— | " | nr. 4 |
| —●— | " | nr. 5 |
| —■— | " | nr. 6 |

SNELHEIDSVERLOOP IN DE TIJD

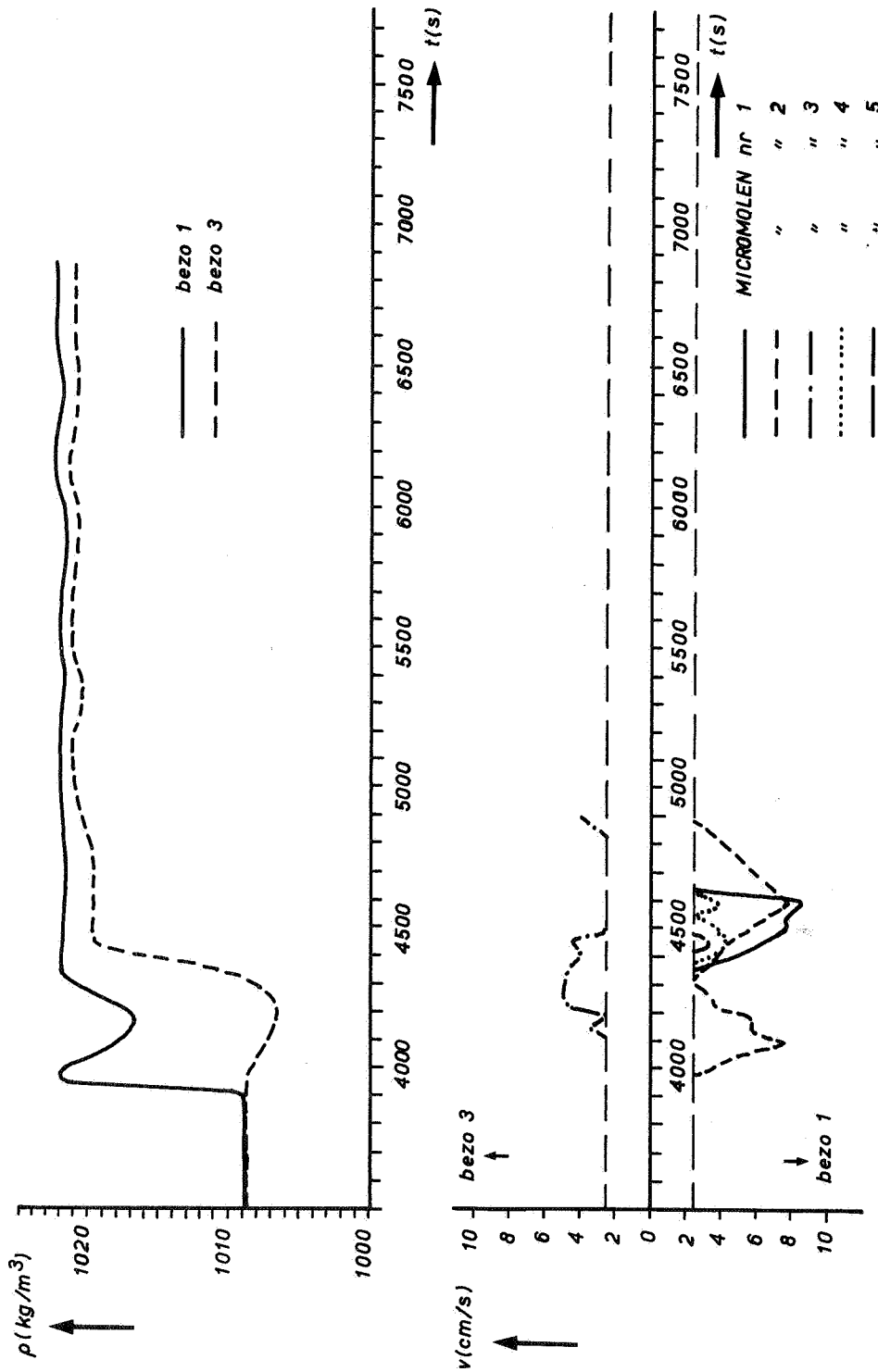
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2610

FIG.5.23



VERLOOP VAN DE DICHTHEID EN SNELHEID IN DE
TIJD NA INSTELLEN VAN EEN GETIJ BIJ PROEF T 1011

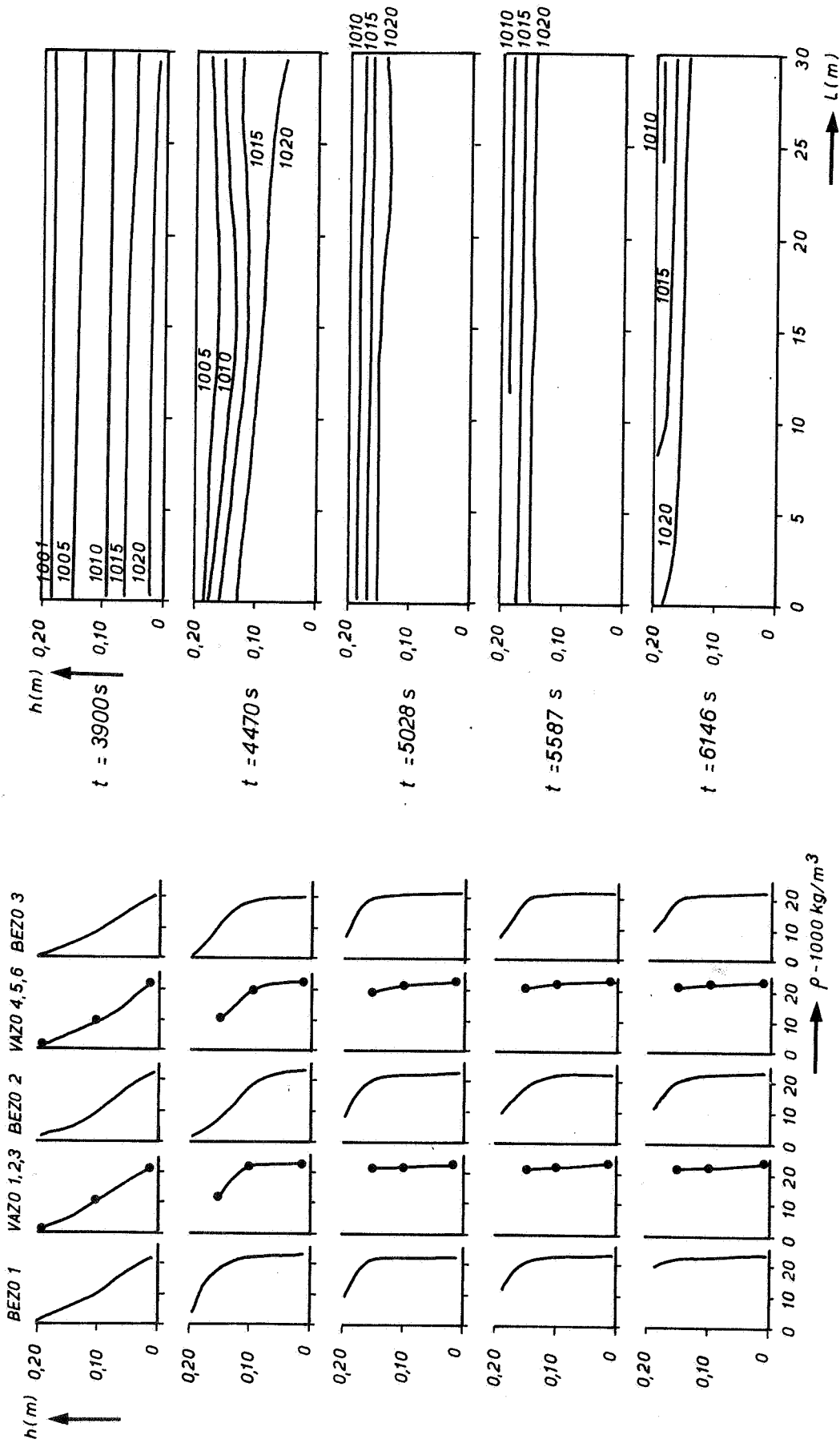
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2611

FIG.5.24



VERLOOP VAN DE DICHTHEIDSVERTIKALEN EN
ISOPYCNEN IN DE TIJD VOOR PROEF T 1011

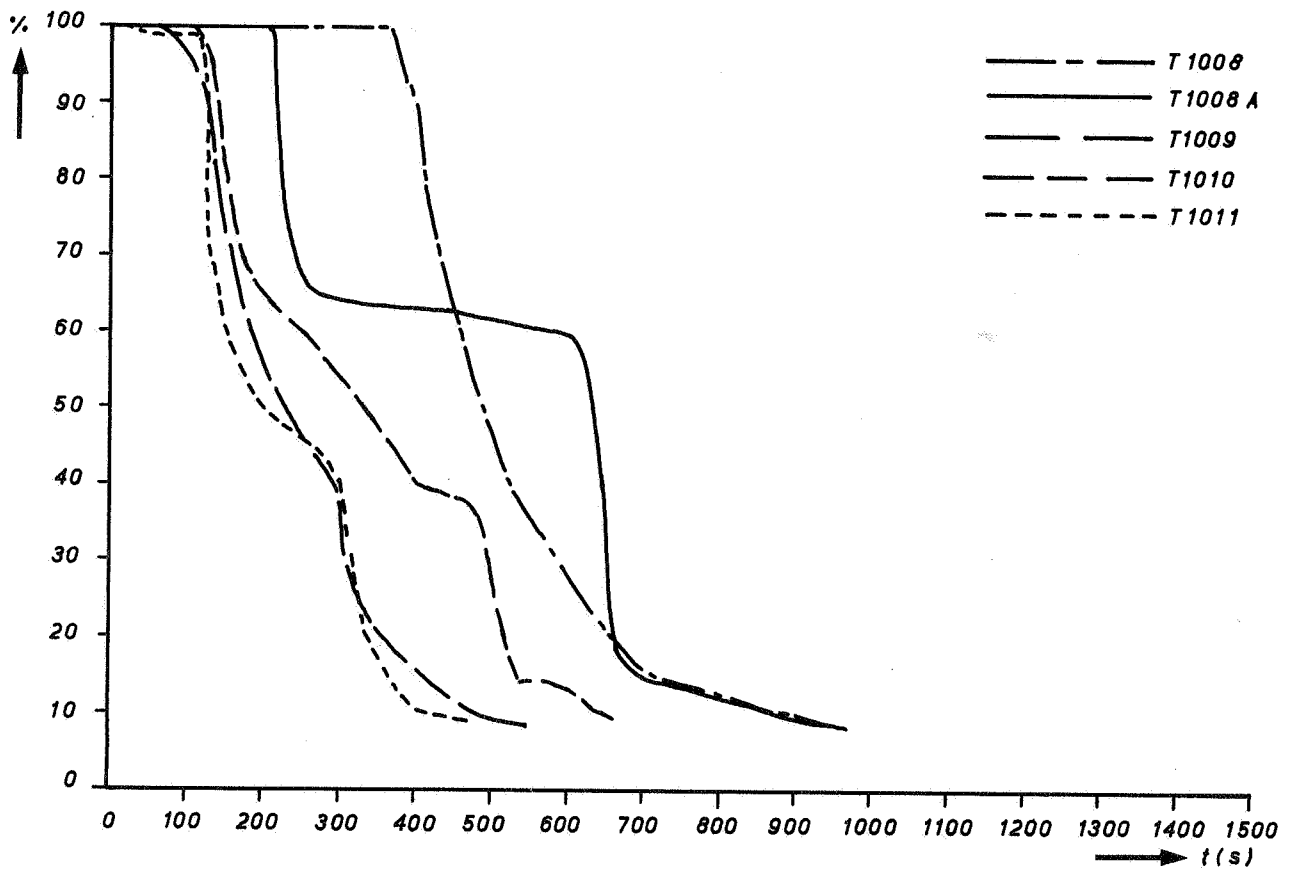
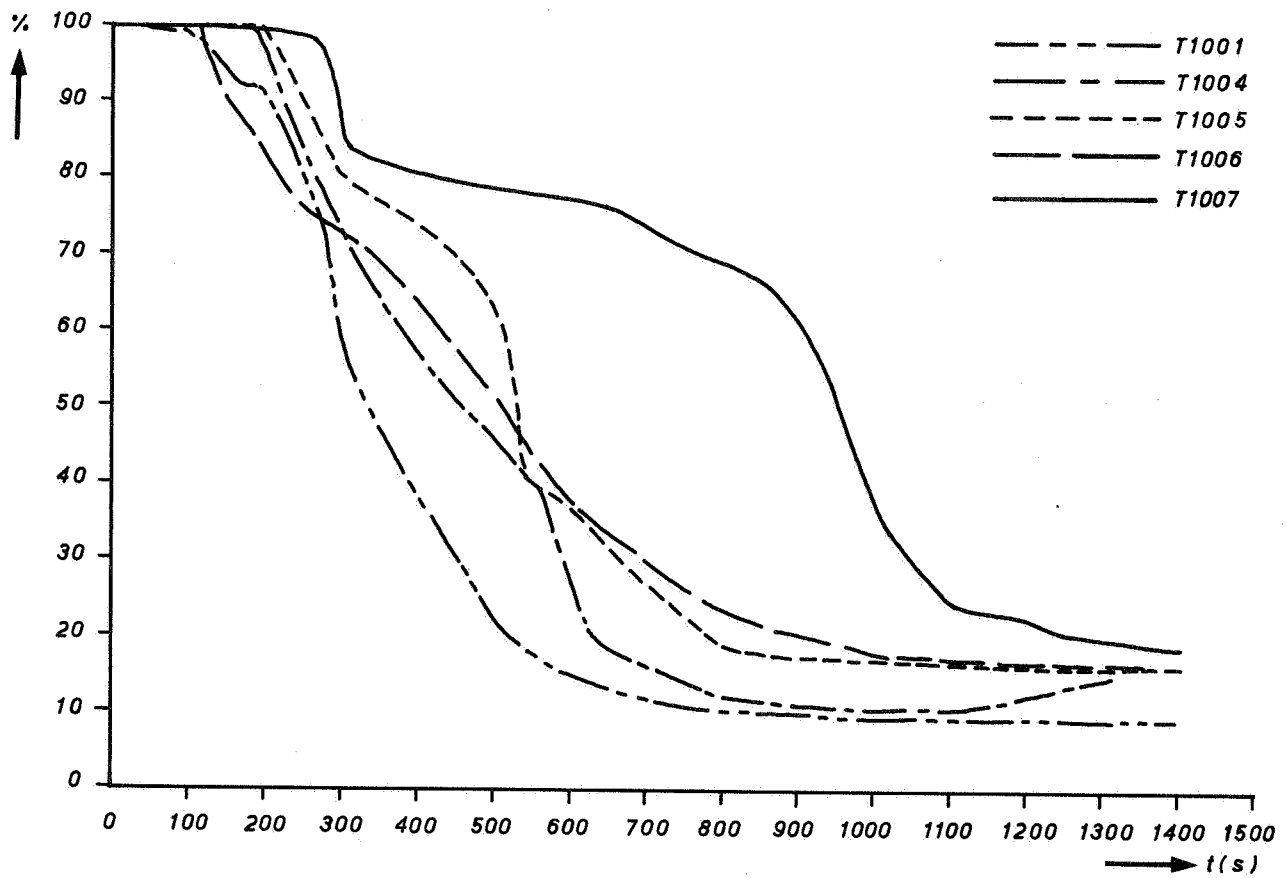
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2612

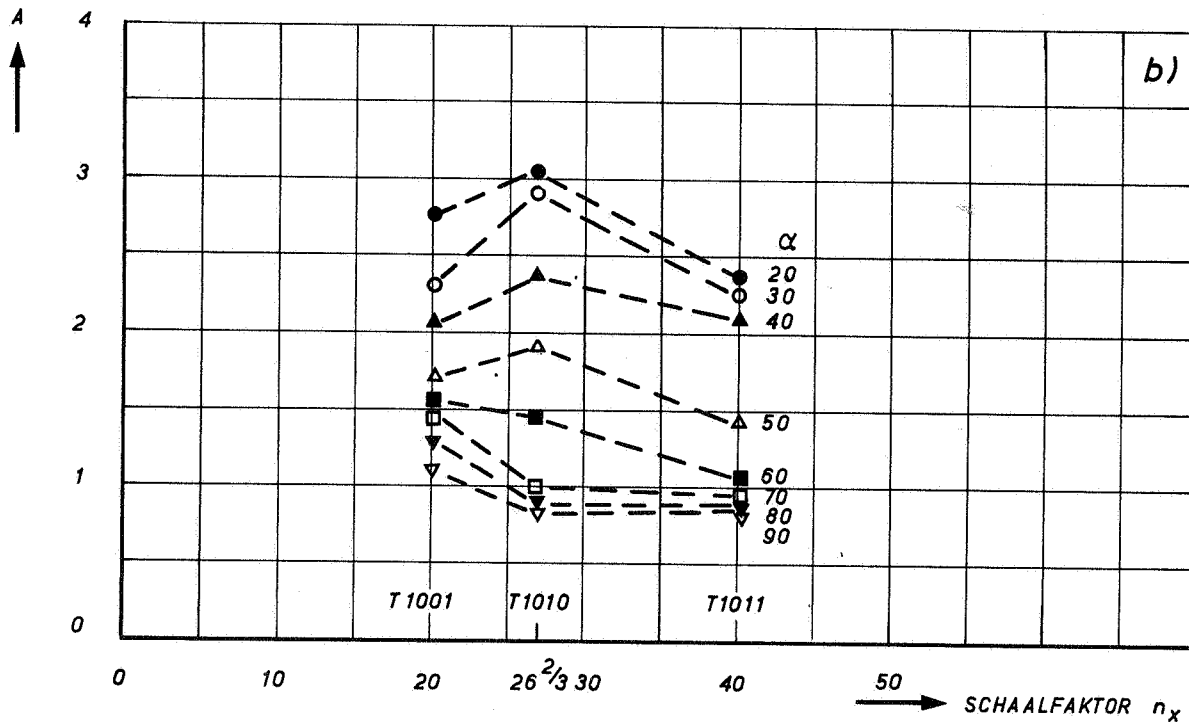
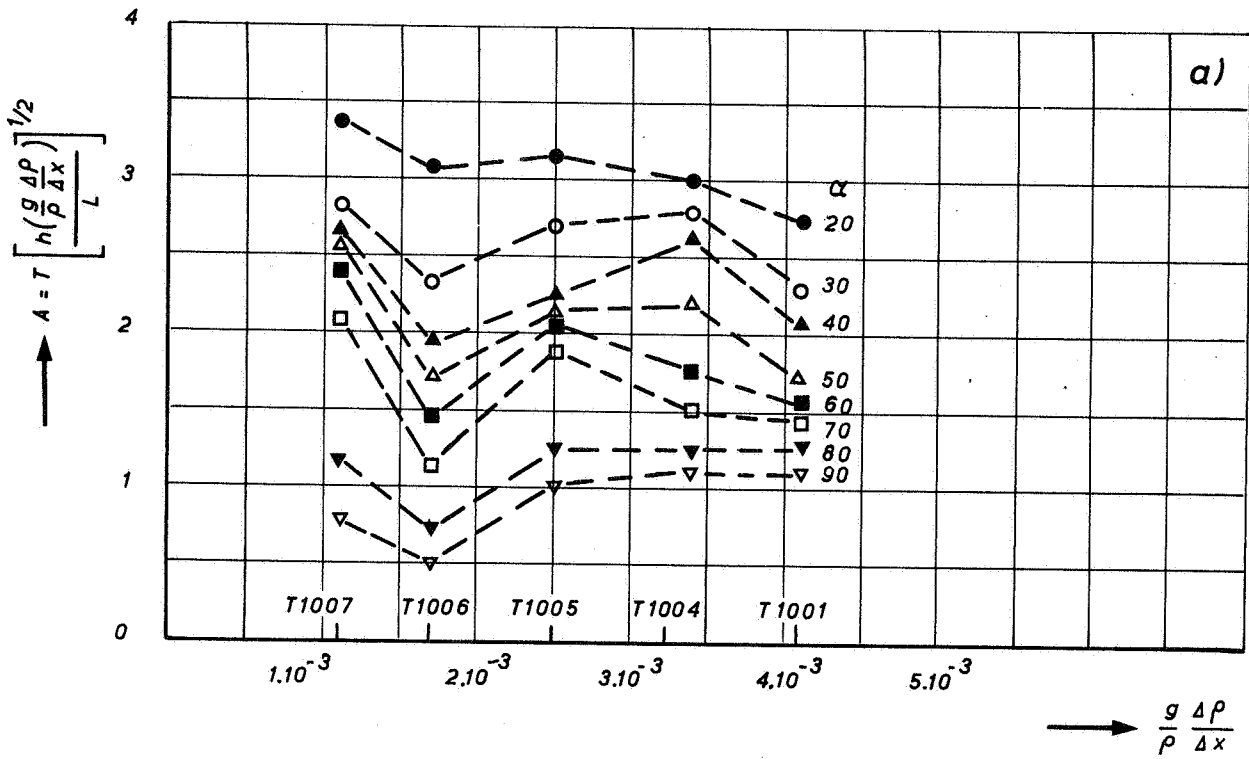
FIG.5.25



$$\frac{\rho(\text{bezo } 1, \frac{7}{8} h, t=T) - \rho(\text{bezo } 3, t=0)}{\rho(\text{bezo } 1, t=0) - \rho(\text{bezo } 3, t=0)} \times 100 \% \text{ UITGEZET TEGEN DE TIJD}$$

JM

A4



RELATIE TUSSEN A EN $\left(\frac{g \Delta \rho}{\rho \Delta x} \right)$ EN n_x BIJ

VARIABLE α

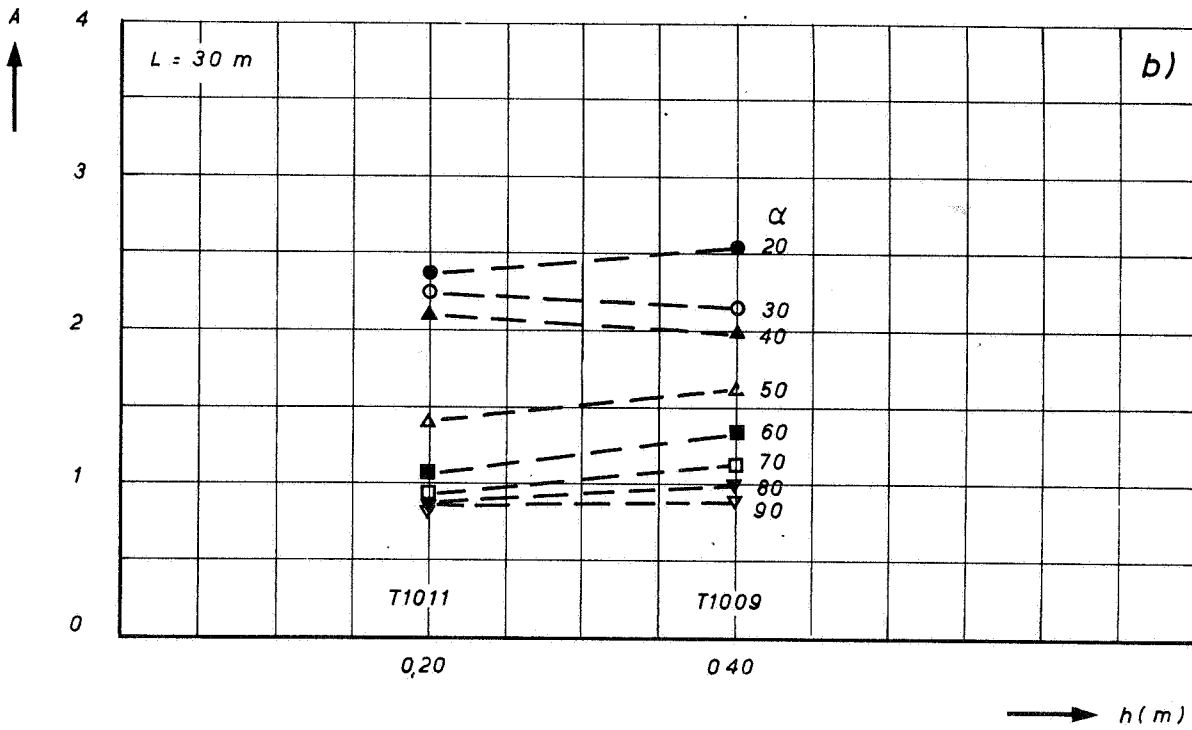
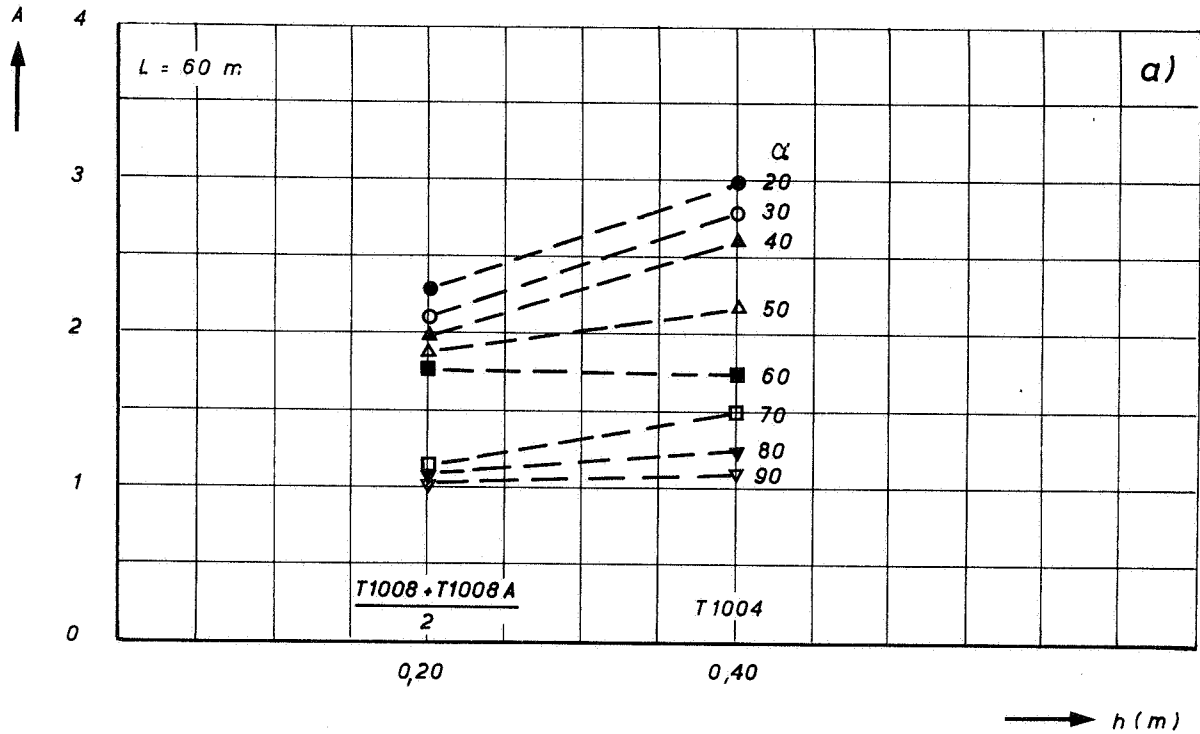
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2614

FIG. 5.27



RELATIE TUSSEN A EN h BIJ VARIABLE α

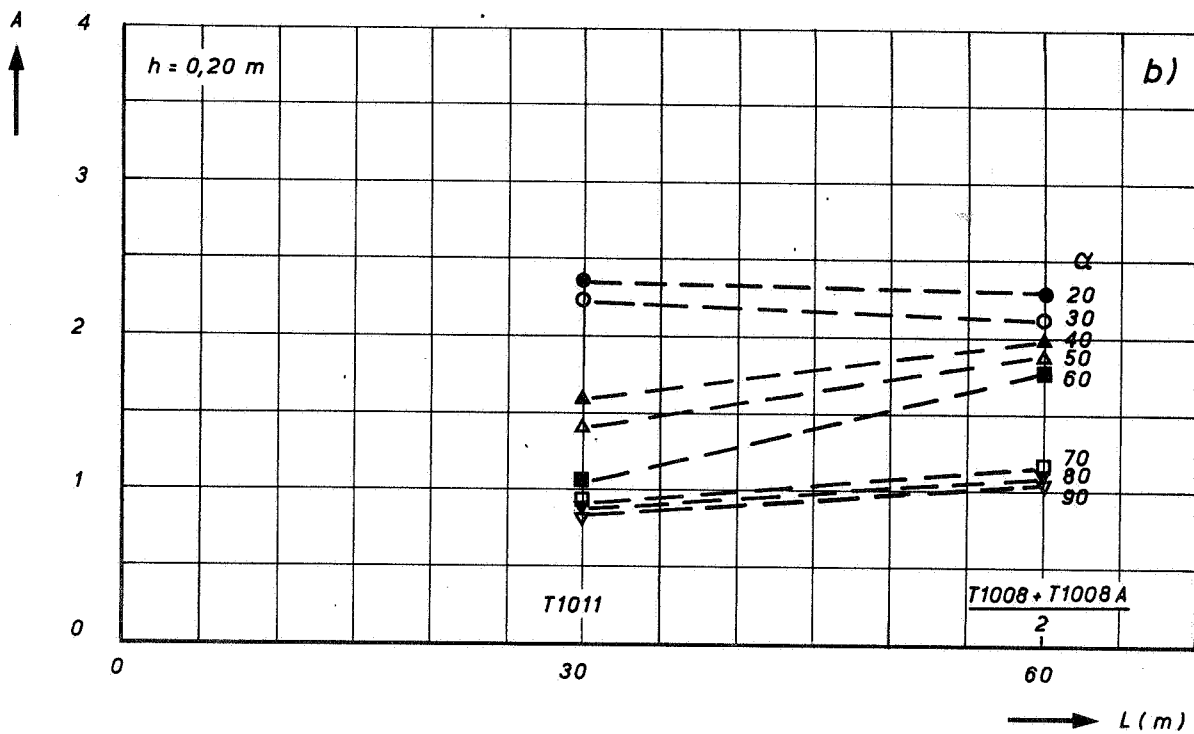
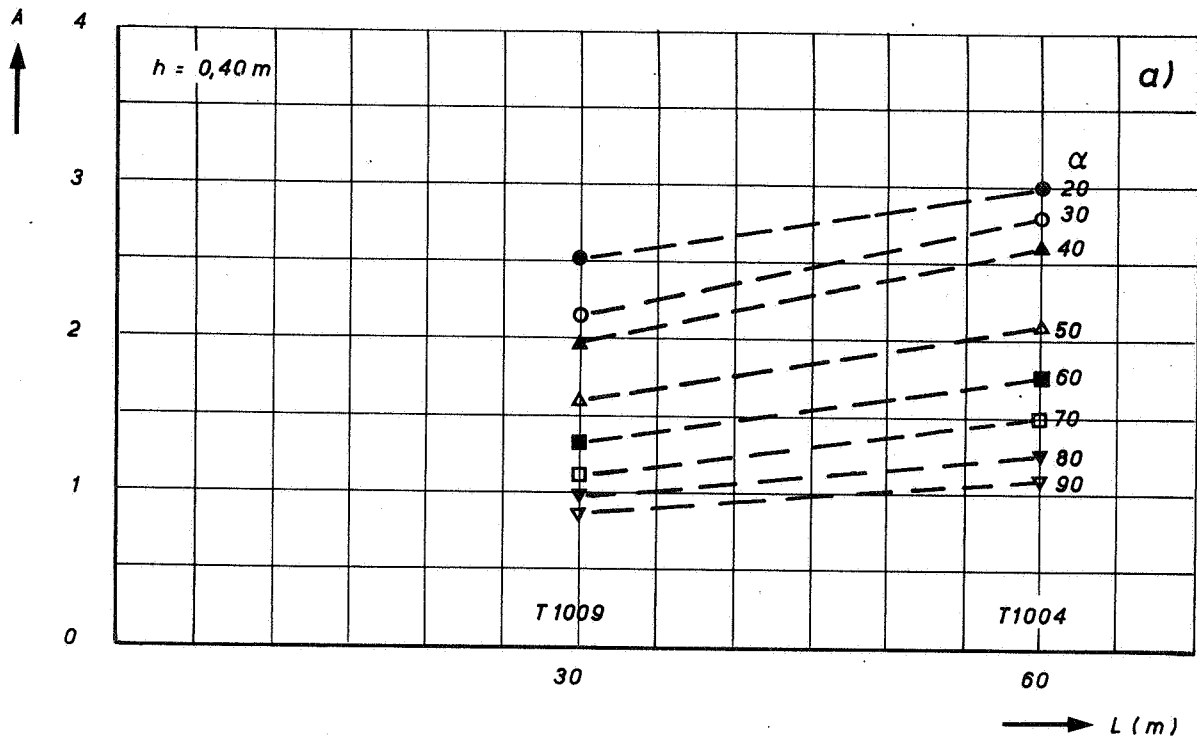
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2615

FIG.5.28



RELATIE TUSSEN A EN L BIJ VARIABLE α

JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2616

FIG.5.29

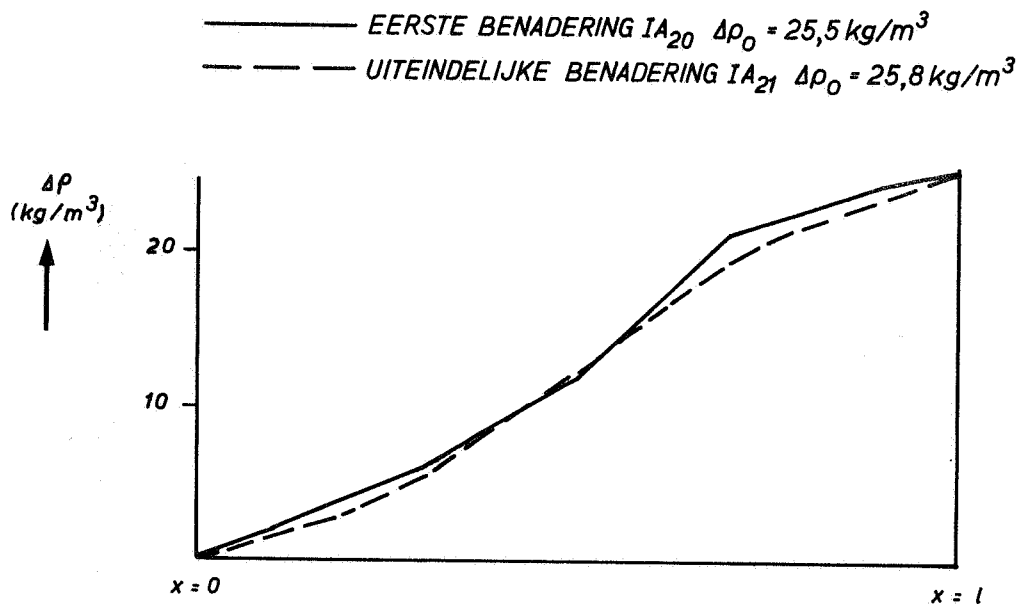


FIG. 6.1 BEGINKONDITIONS IA-BEREKENINGEN

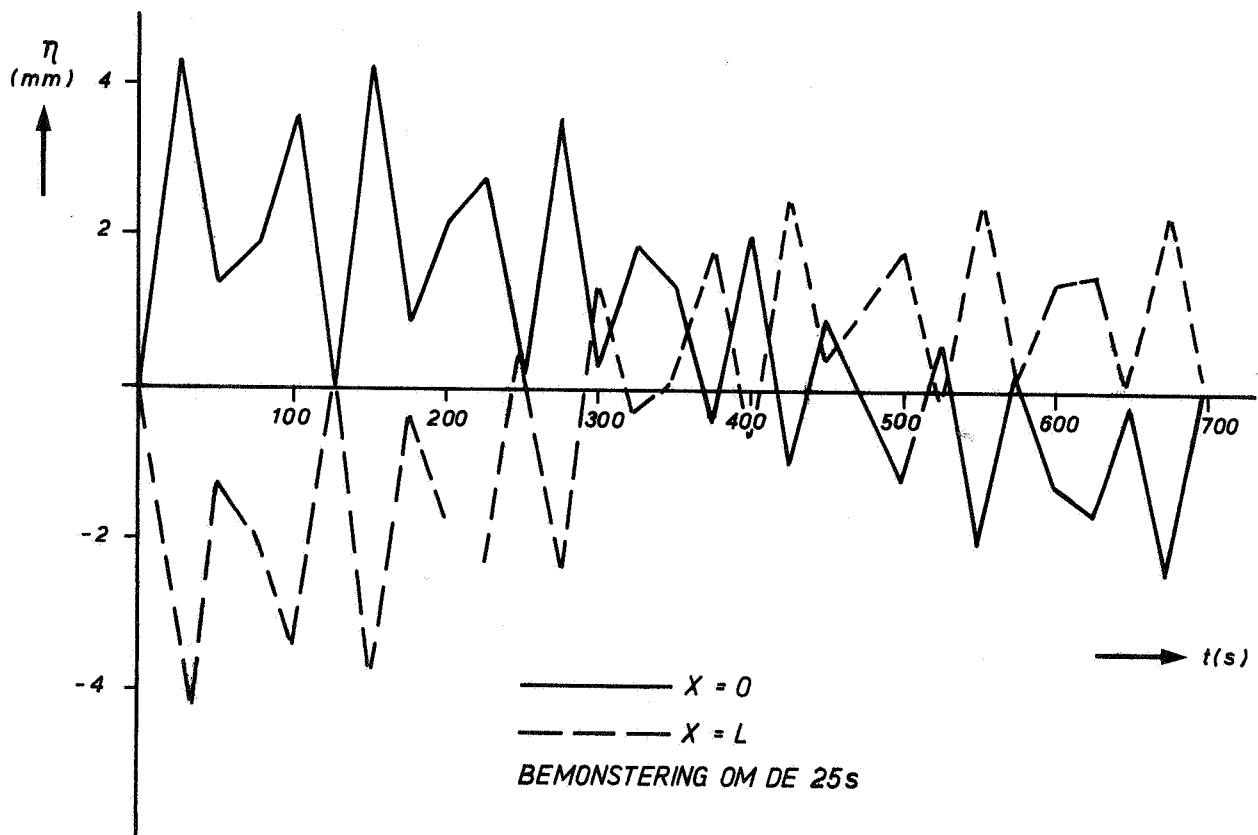
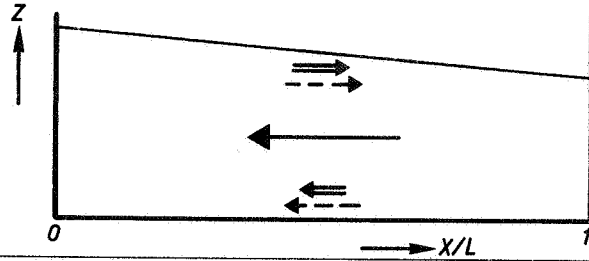


FIG. 6.2 VERLOOP WATERSTAND IN BEREKENING IA₂₁

		A4
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM		M896-2618 FIG.6.1 EN 6.2

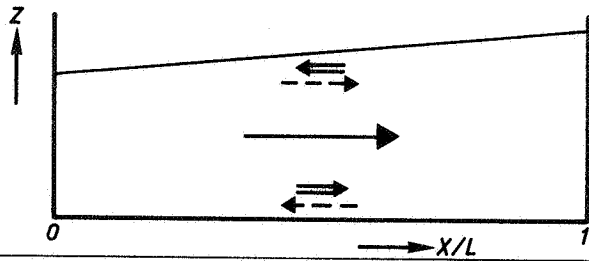
$t = 0$: $\frac{\delta h}{\delta x} = 0$ WORDT NEGATIEF, $\frac{\delta \rho}{\delta x}$ IS POSITIEF, $u = 0$

$0 < t < 1/4 T_d$:
TOENAME SNELHEDEN



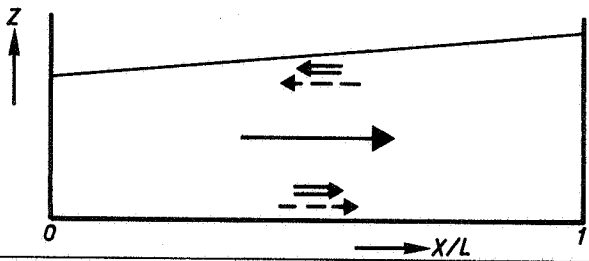
$t = 1/4 T_d$: $\frac{\delta h}{\delta x} \approx 0$, $\frac{\delta \rho}{\delta x} \approx 0$, $|u|$ IS MAXIMAAL

$1/4 T_d < t < 1/2 T_d$:
AFNAME SNELHEDEN



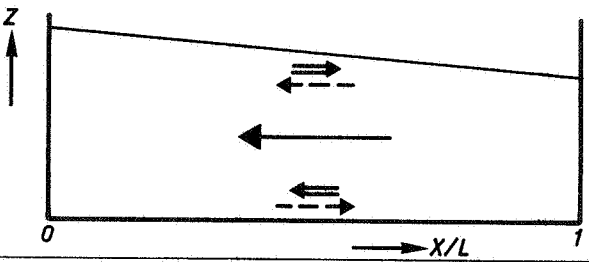
$t = 1/2 T_d$: $\frac{\delta h}{\delta x}$ IS POSITIEF, $\frac{\delta \rho}{\delta x}$ IS NEGATIEF, $u \approx 0$

$1/2 T_d < t < 3/4 T_d$:
TOENAME SNELHEDEN



$t = 3/4 T_d$: $\frac{\delta h}{\delta x} \approx 0$, $\frac{\delta \rho}{\delta x} \approx 0$, $|u|$ IS MAXIMAAL

$3/4 T_d < t < T_d$:
AFNAME SNELHEDEN



$t = T_d$: $\frac{\delta h}{\delta x}$ IS NEGATIEF, $\frac{\delta \rho}{\delta x}$ IS POSITIEF, $u \approx 0$

- KRACHT O.I.V. $\frac{\delta \rho}{\delta x}$
- =====> RESULTERENDE KRACHT (VERVALKRACHT + KRACHT O.I.V. $\frac{\delta \rho}{\delta x}$)
- > SNELHEID
- T_d PERIODE EIGENSLINGERING DICHTHEIDSGOLF

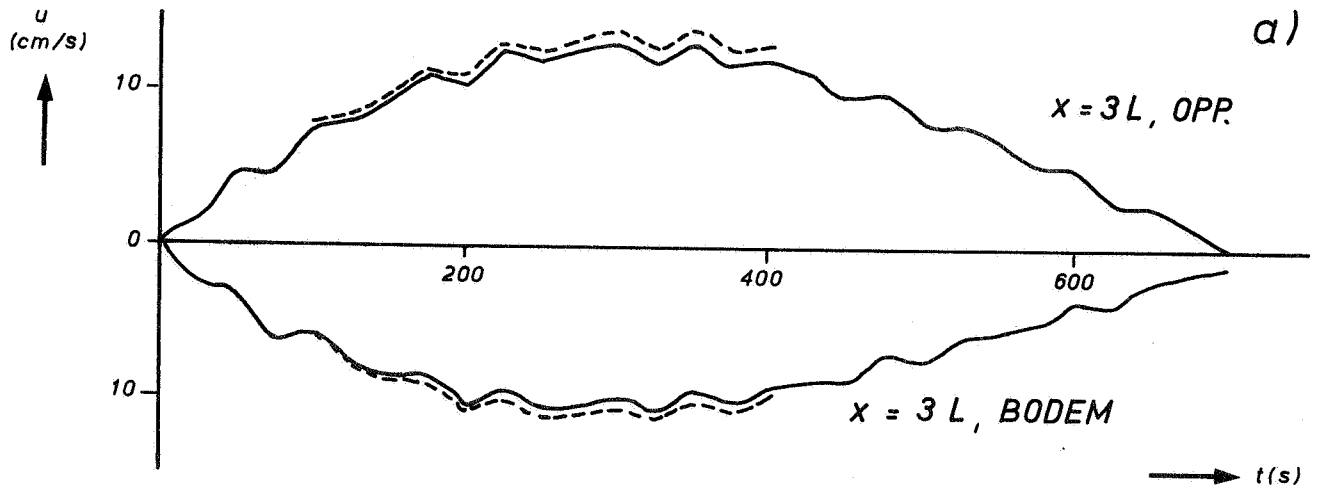
DICHTHEIDSGOLF IN AFGESLOTEN BAK

A4

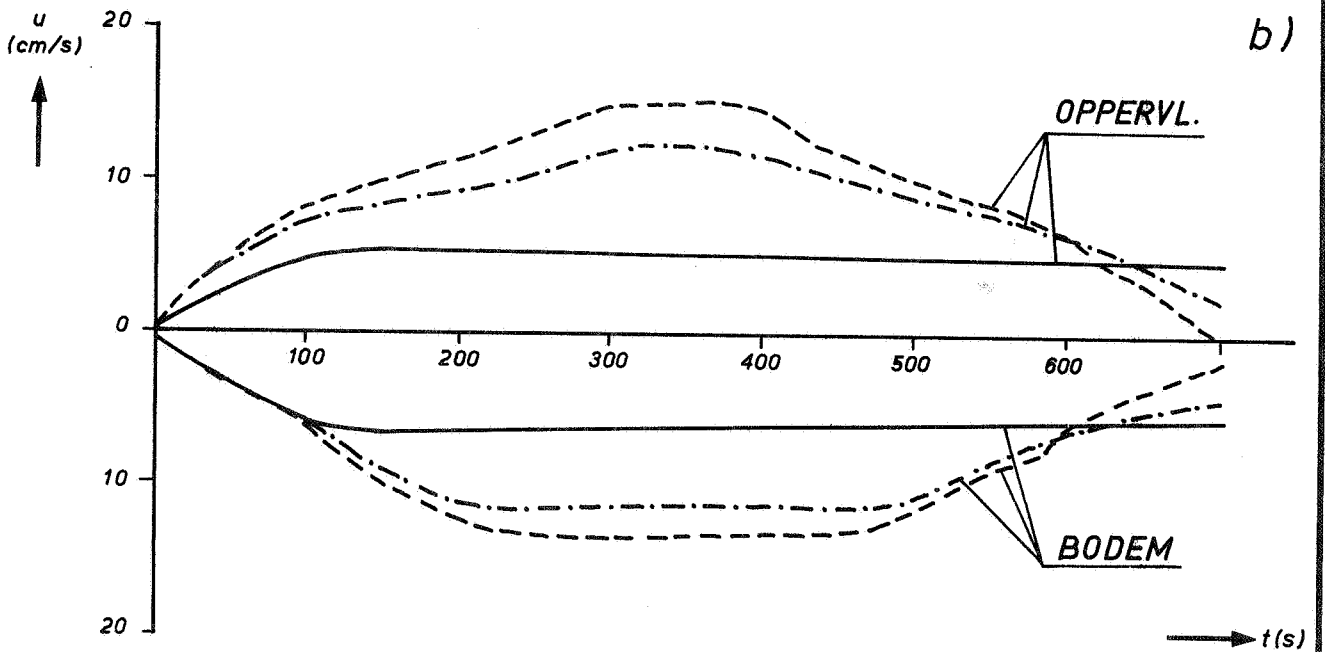
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M.896-2619

FIG. 6.3



SNELHEDEN IN 2 PUNTEN VAN IA_{21} ——— $D_x = 0,17 \text{ m}^2/\text{s}$
 ($C = 34 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$) IA_{22} - - - - $D_x = 0,02 \text{ m}^2/\text{s}$



VERGELIJKING BEREKENDE SNELHEDEN
 INVLOED VERTIKALE UITWISSELING
 ($C = 51 \text{ m}^{1/2}/\text{s}$)

————— IA_{23} $f(Ri) = 1$
 - · - · - IA_{15} $f(Ri) = M.A.$
 - - - - IA_{17} $f(Ri) = vR$

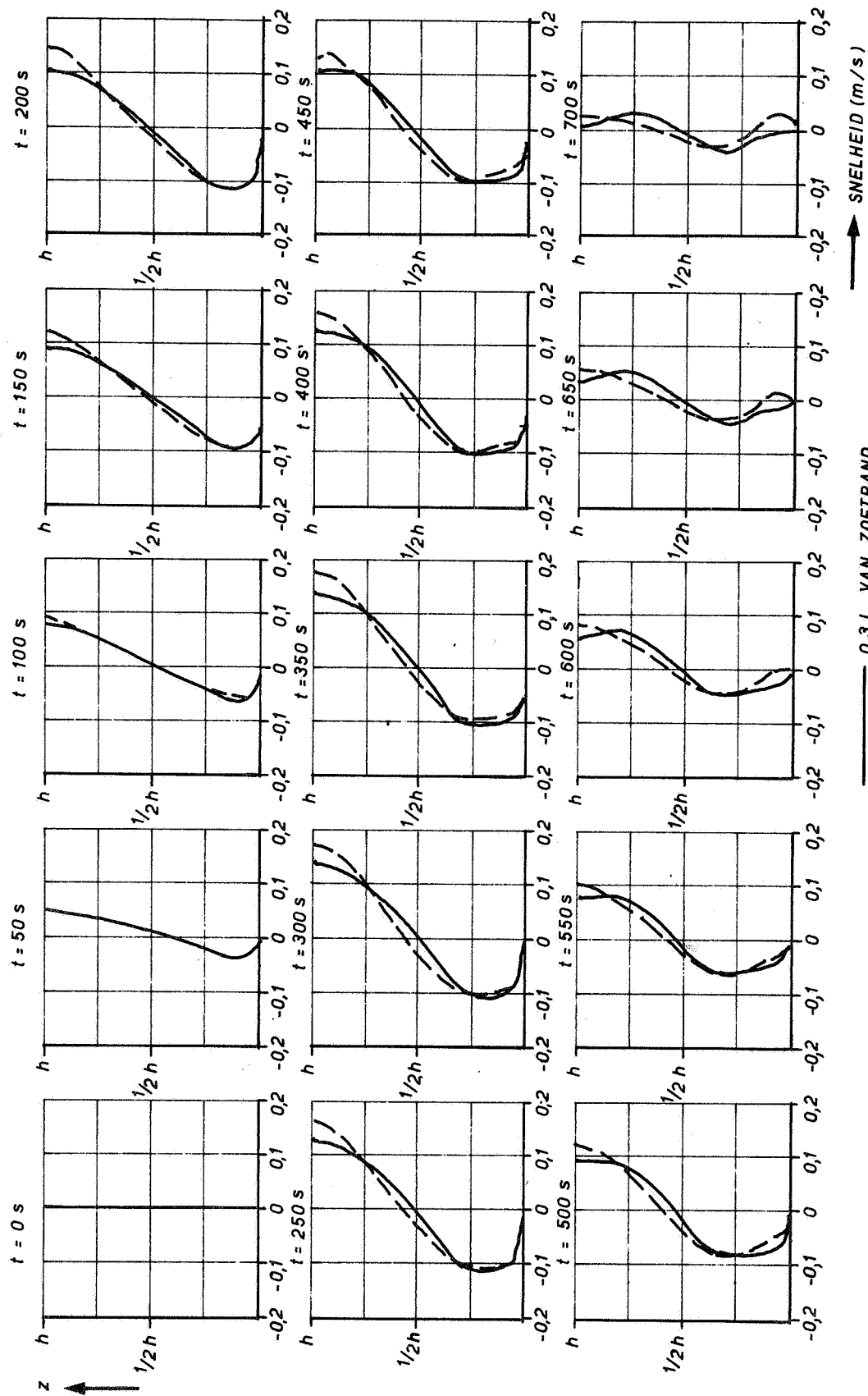
VERLOOP SNELHEID IN DE TIJD

JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2620 FIG. 6.4



VERLOOP SNELHEIDSVERTIKAAL IN DE TIJD
BEREKENING IA₂₁

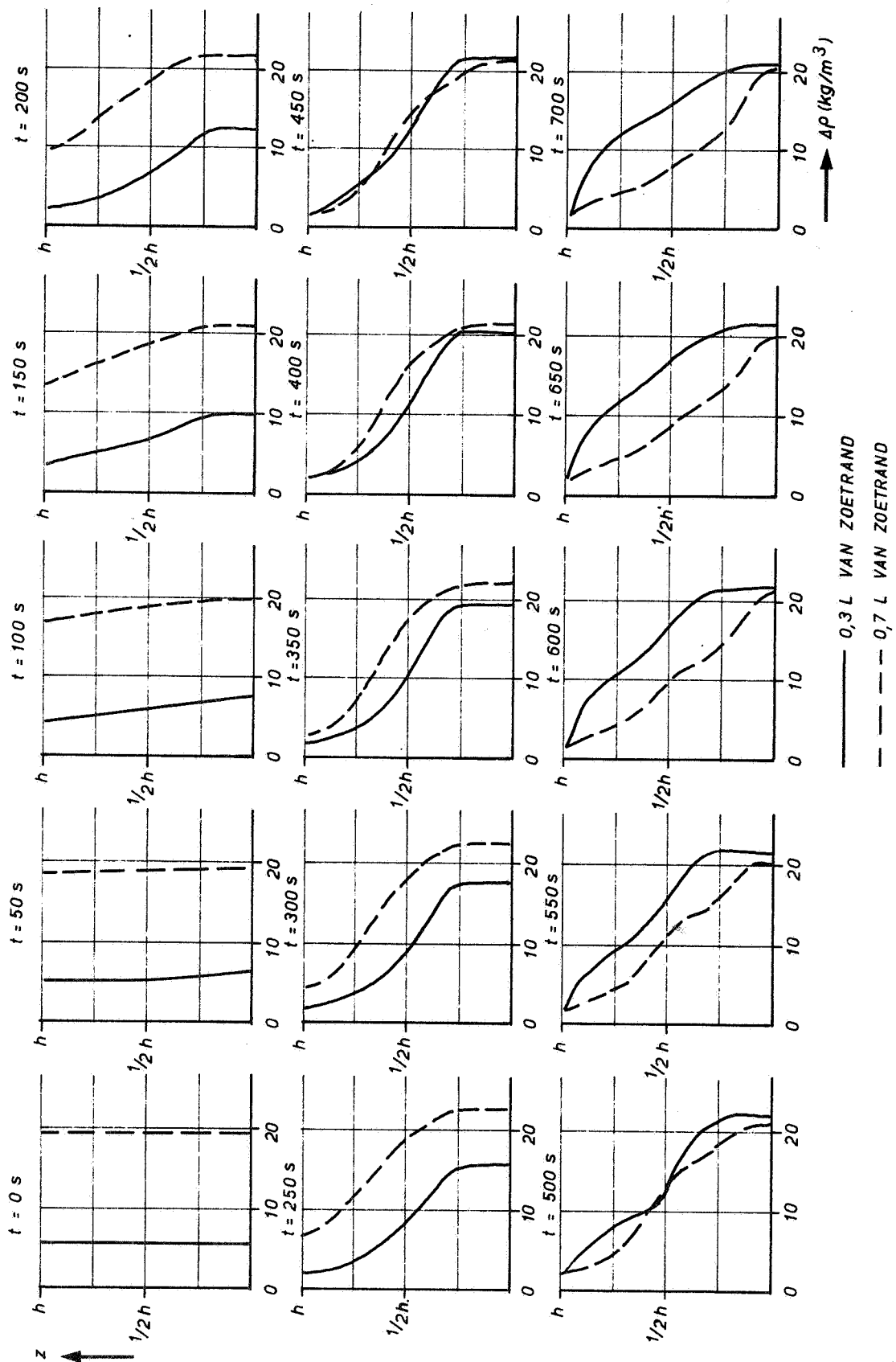
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2621

FIG. 6.5



VERLOOP DICHTHEIDSVERTIKAAL IN DE TIJD
 BEREKENING IA₂₁

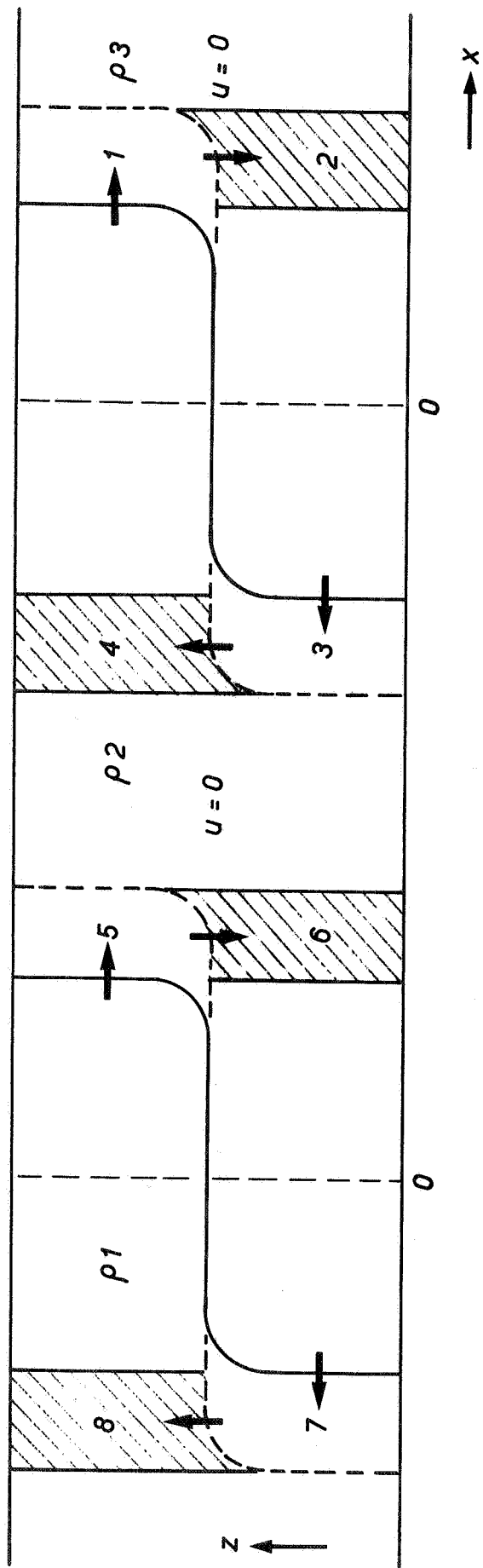
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2622

FIG.6.6



WATER UIT VAK 1 (DICHTHEID ρ_3) GAAT NAAR VAK 2 EN WORDT VERVANGEN DOOR WATER MET DICHTHEID $\rho_2 < \rho_3$
 WATER UIT VAK 3 GAAT NAAR VAK 4 EN WORDT VERVANGEN DOOR WATER MET DICHTHEID $\rho_3 > \rho_2$
 POTENTIELE ENERGIE VAN SYSTEEM WORDT KLEINER \rightarrow OMZETTING IN KINETISCHE ENERGIE

UITWISSELINGSSTROMEN BIJ 3 VAKKEN-SCHEMATISATIE

$\rho_1 < \rho_2 < \rho_3$

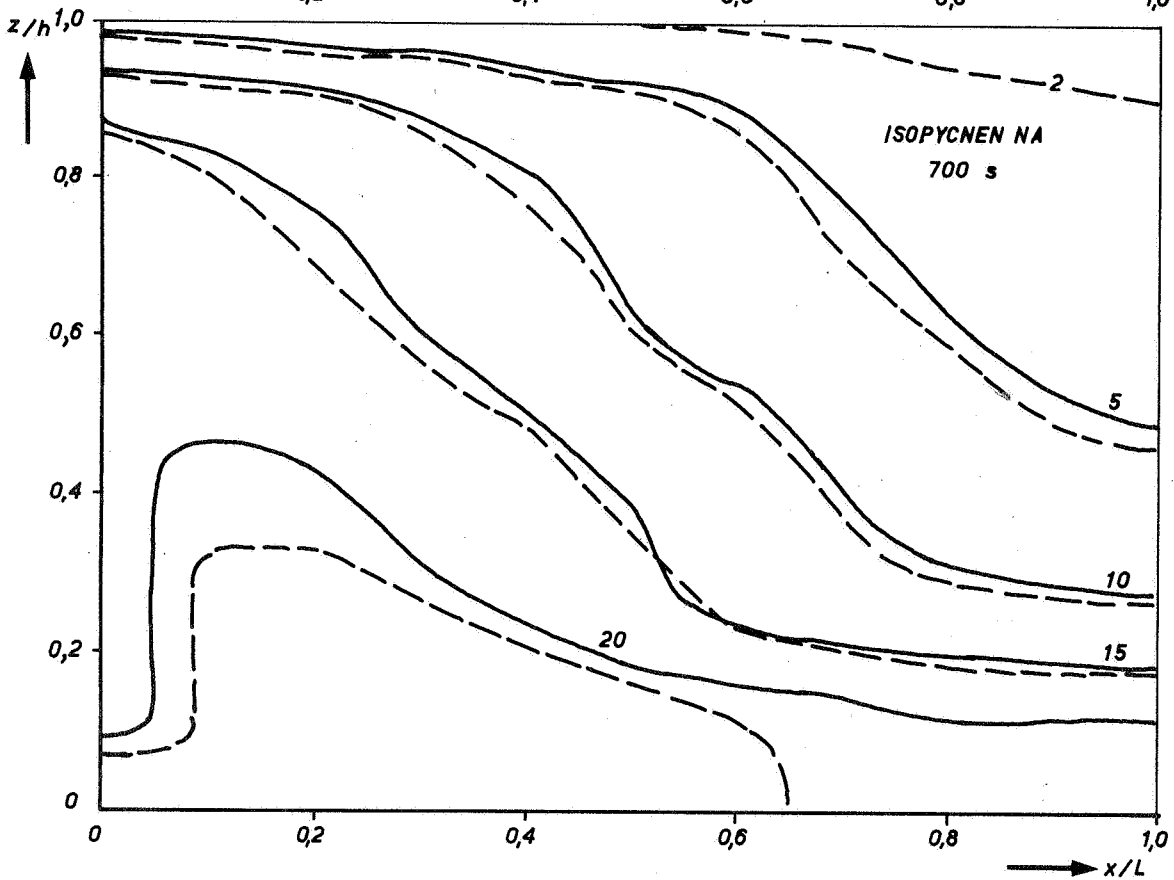
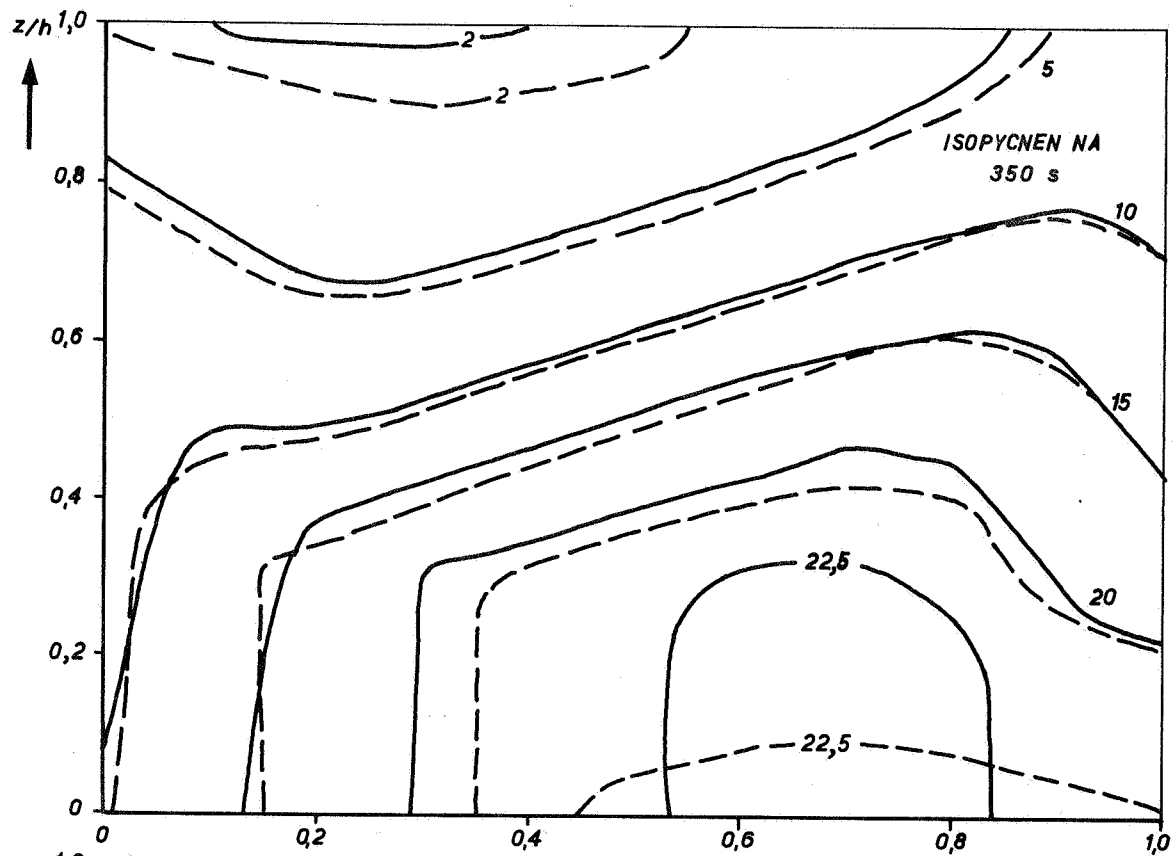
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2623

FIG. 6.7



— IA₂₀ ($\Delta\rho = 25,5 \text{ kg/m}^3$)
 - - IA₂₁ ($\Delta\rho = 25,8 \text{ kg/m}^3$)

VERGELIJKING DICHTHEIDSVERDELINGEN
 INVLOED BEGINKONDITIONES

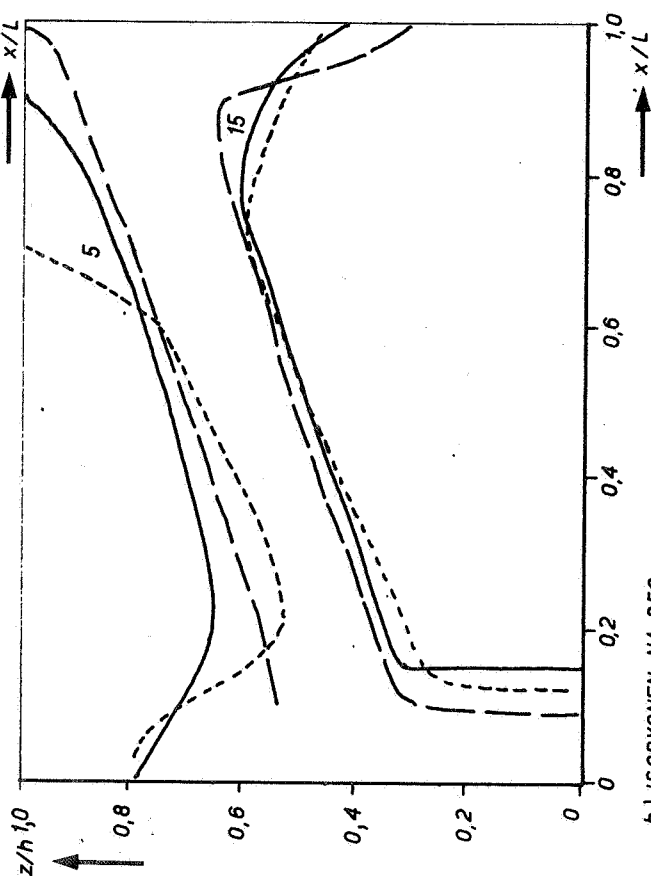
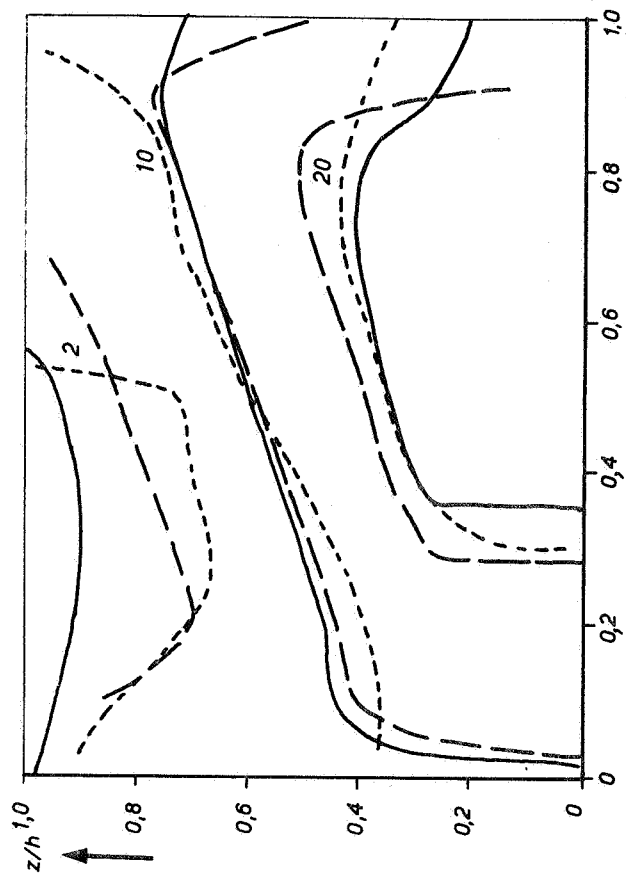
JM

A4

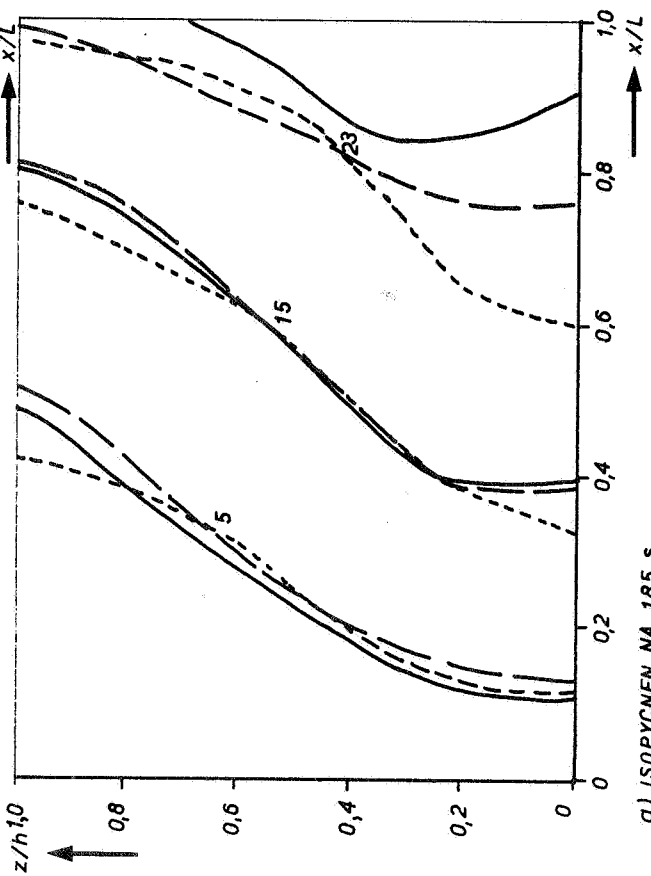
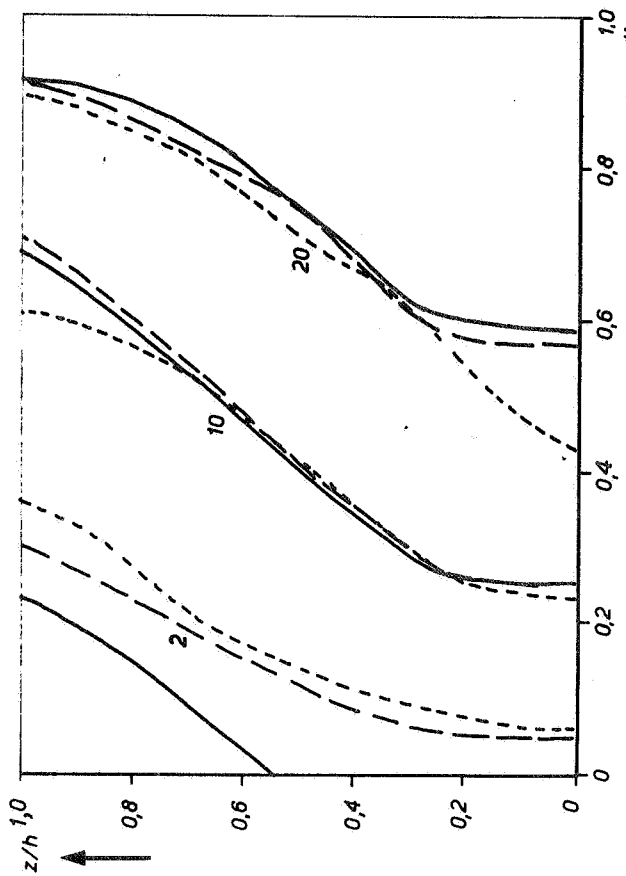
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2624

FIG. 6.8



b) ISOPYCNEN NA 350 s
 --- IA21: $D_x = 0.17 \text{ m}^2/\text{s}$
 --- IA22: $D_x = 0.025 \text{ m}^2/\text{s}$
 --- METING T 1001

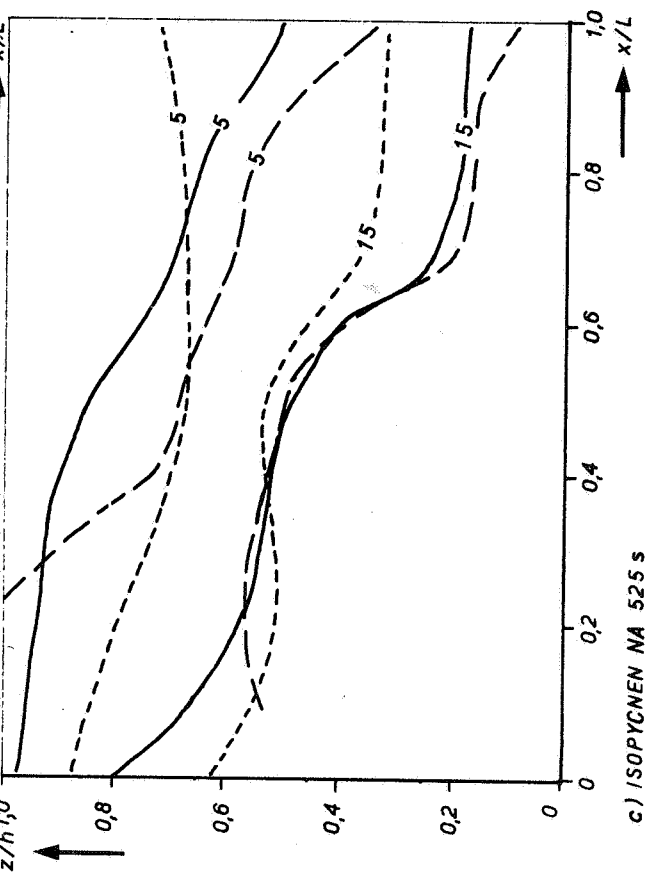
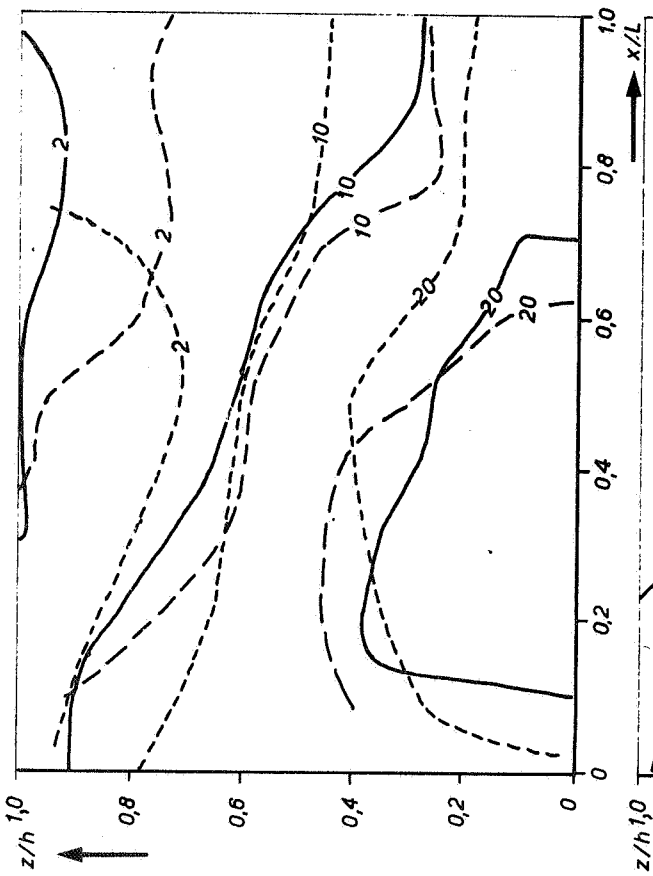
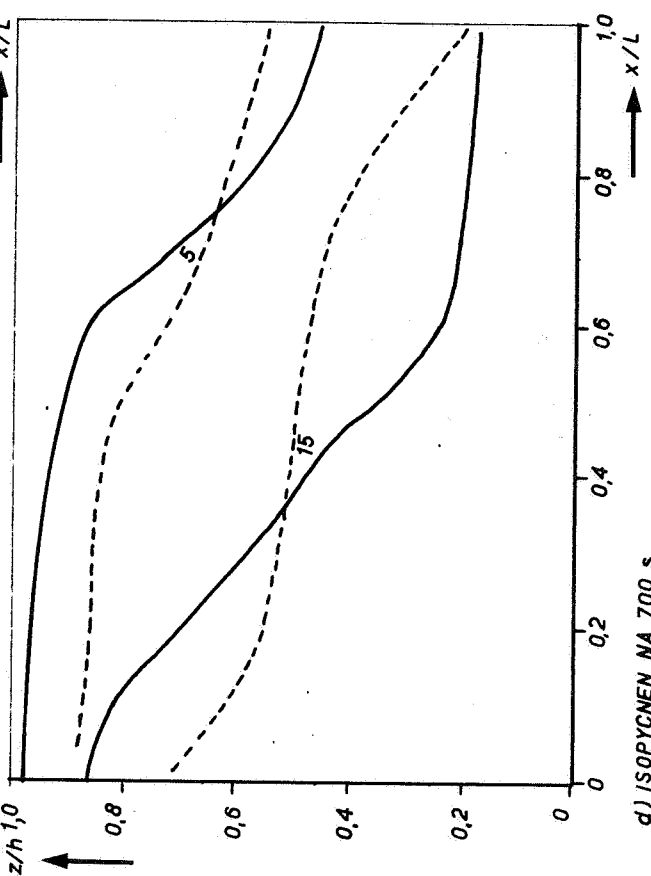
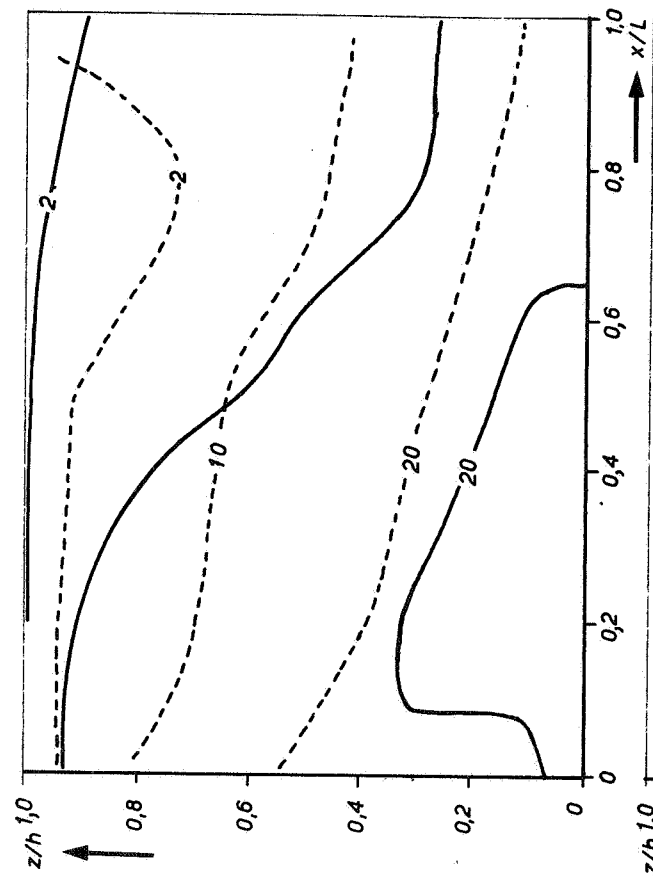


a) ISOPYCNEN NA 185 s
 --- IA21: $D_x = 0.17 \text{ m}^2/\text{s}$
 --- IA22: $D_x = 0.025 \text{ m}^2/\text{s}$

VERGELIJKING DICHTHEIDSVERDELINGEN
 INVLOED HORIZONTALE DIFFUSIE

JM

A4



d) ISOPYCENEN NA 700 s
 --- IA21: $D_x = 0.17 \text{ m}^2/\text{s}$ --- IA22: $D_x = 0.025 \text{ m}^2/\text{s}$
 --- METING T 1001

c) ISOPYCENEN NA 525 s
 --- IA21: $D_x = 0.17 \text{ m}^2/\text{s}$ --- IA22: $D_x = 0.025 \text{ m}^2/\text{s}$

VERGELIJKING DICHTHEIDSVREDELINGEN
 INVLOED HORIZONTALE DIFFUSIE

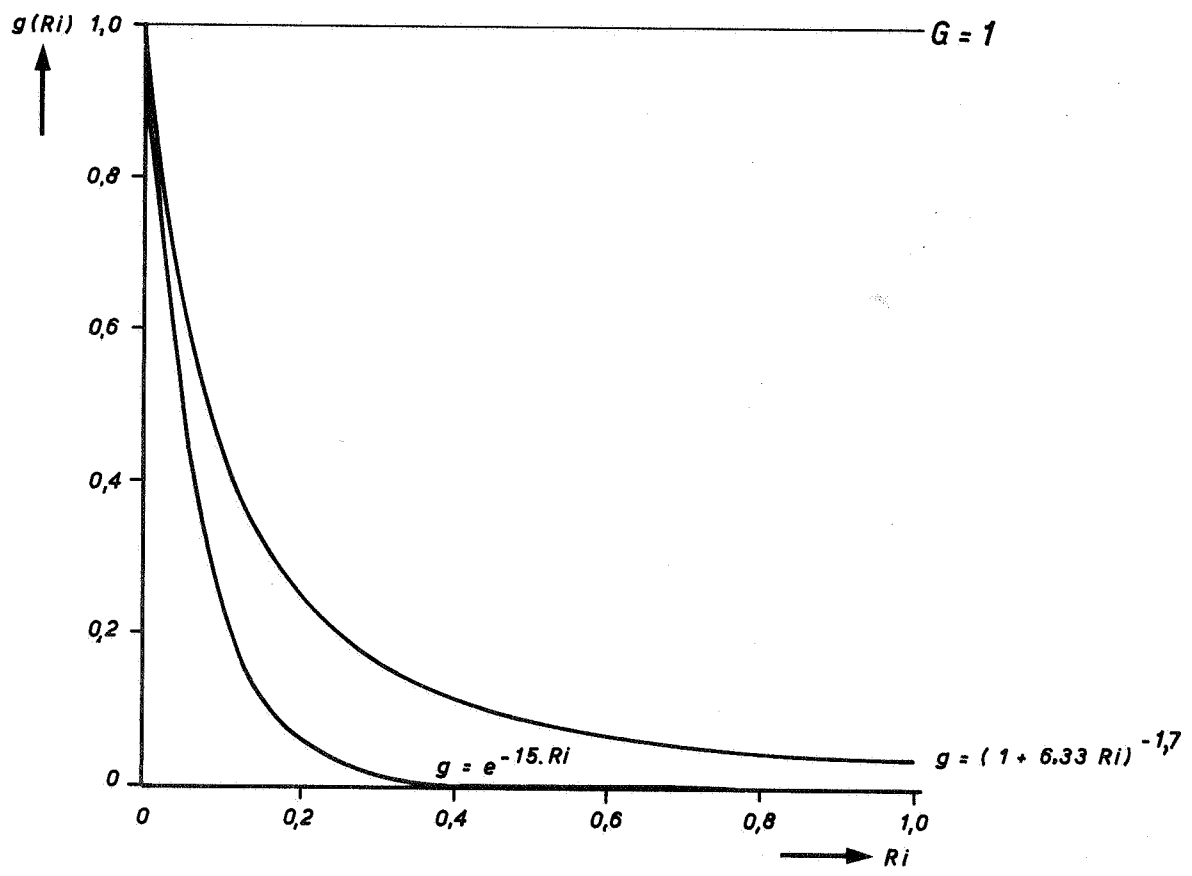
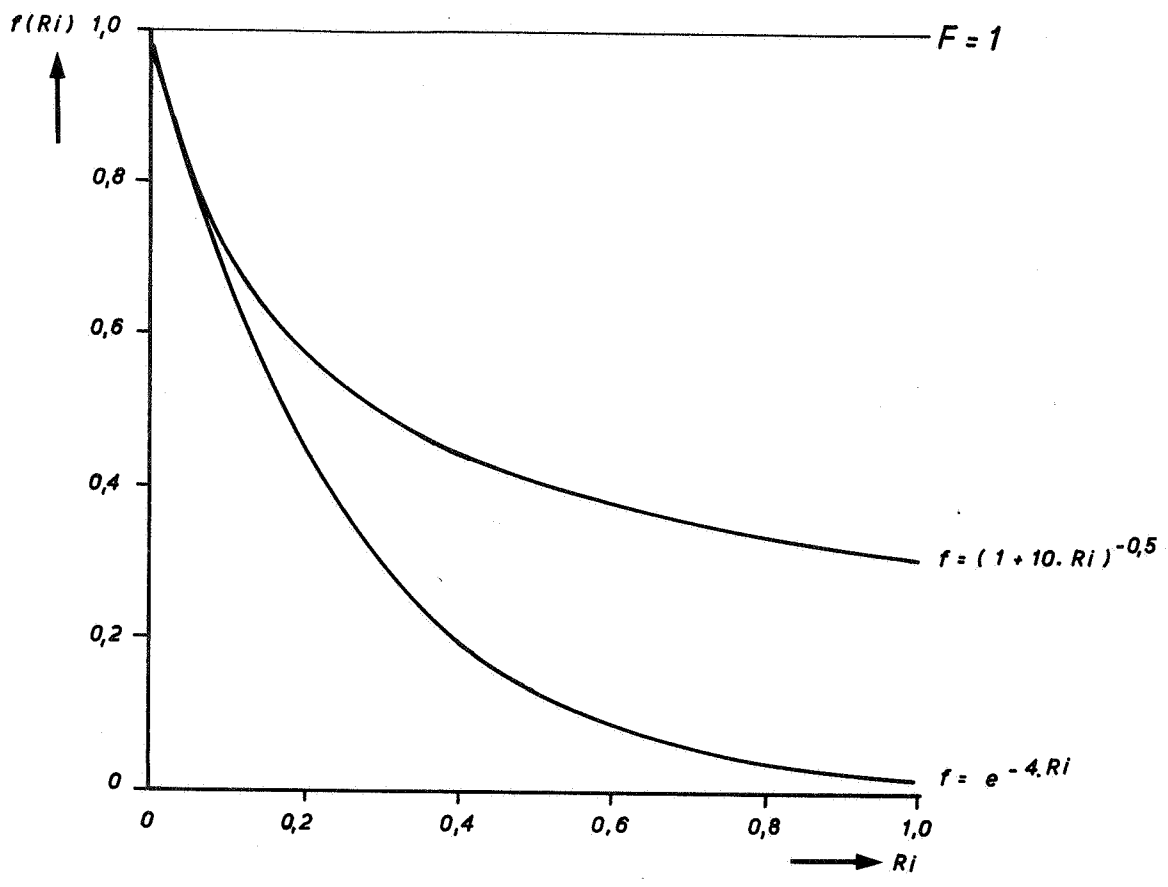
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896-2626

FIG.6.9c/d

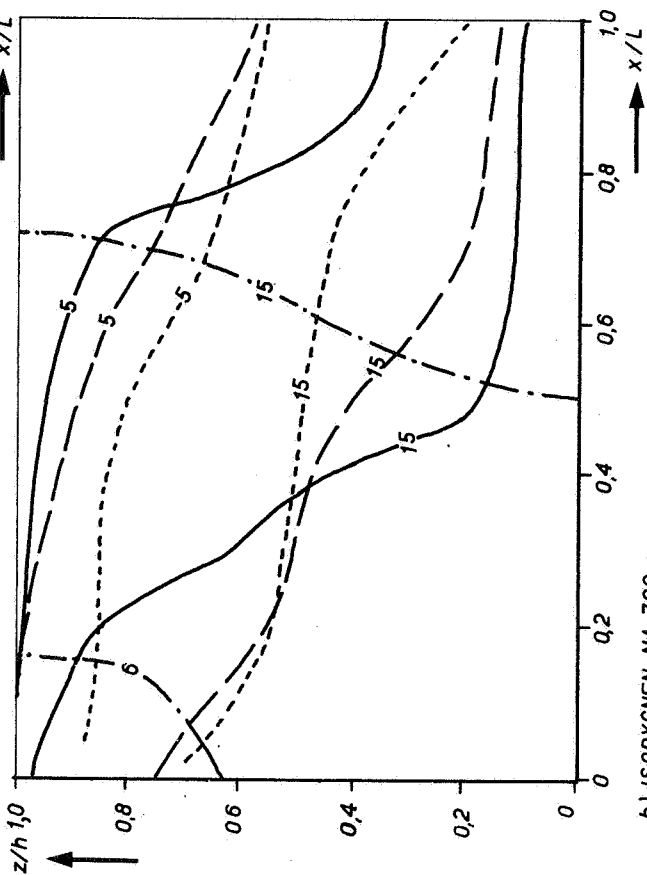
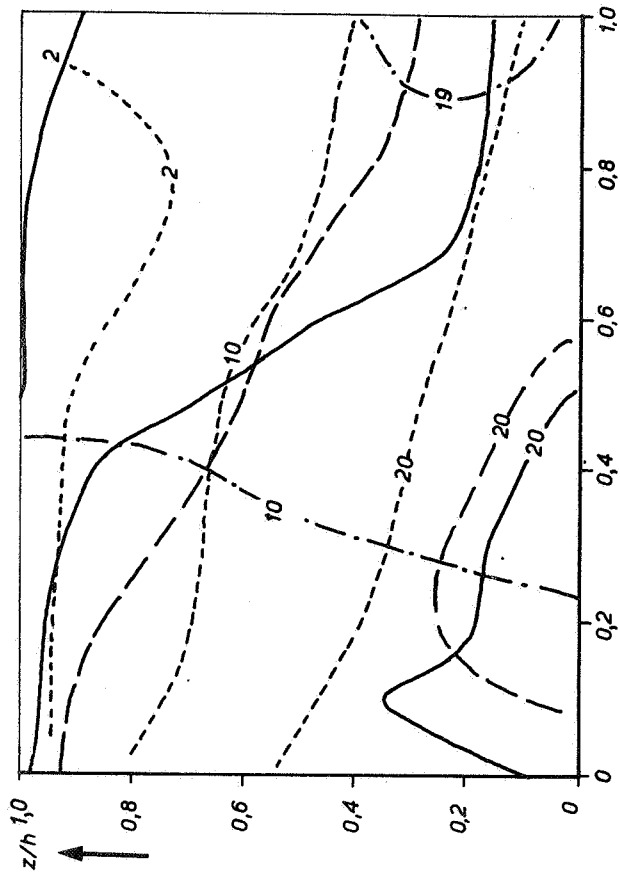


INVLOED VAN DE GELAAGDHEID OP DE VERTIKALE
UITWISSELING DEMPING FUNKTIES $f(Ri)$ EN $g(Ri)$

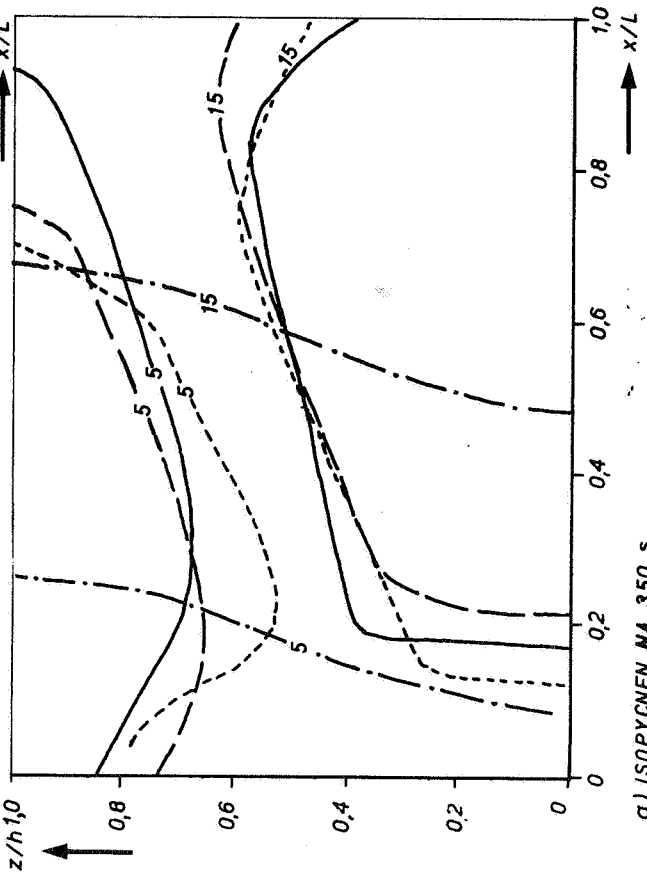
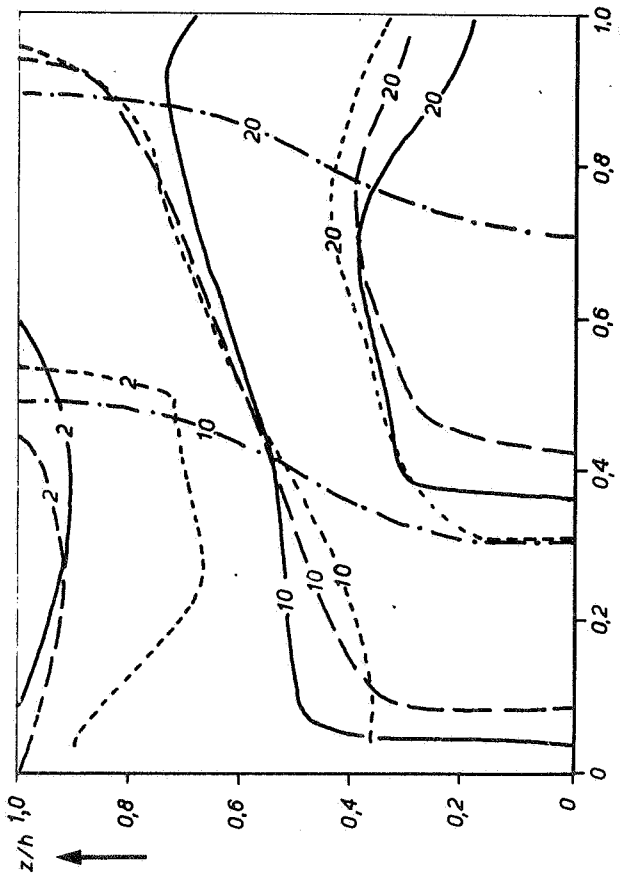
JM
A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2627 FIG.6.10



b) ISOPYCNEN NA 700 s



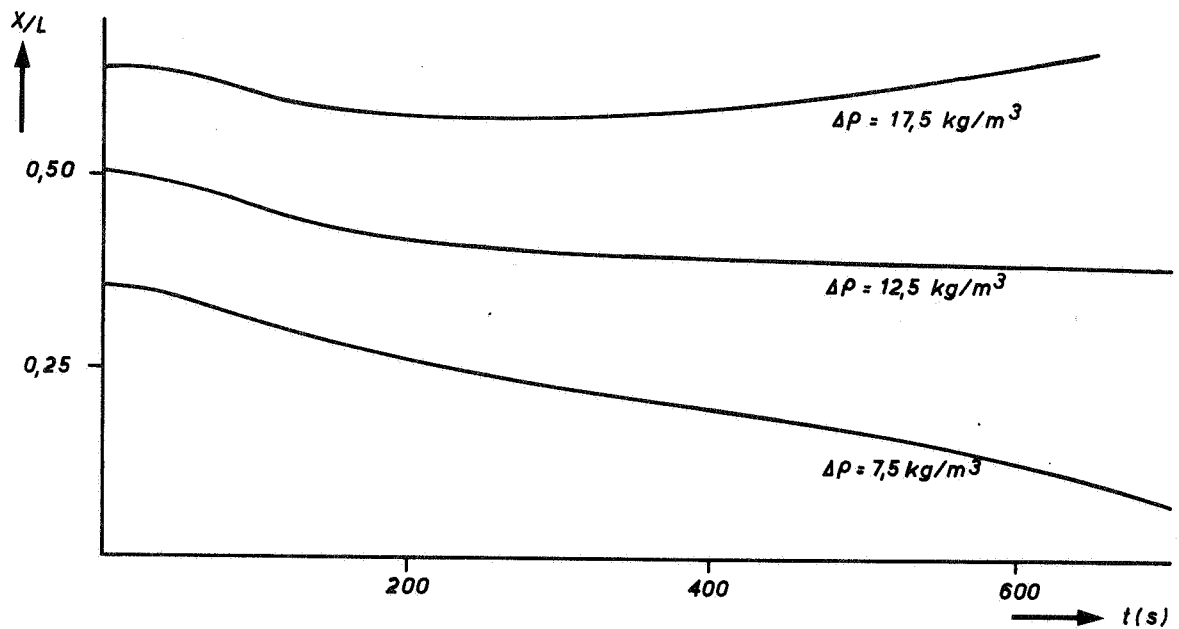
a) ISOPYCNEN NA 350 s

VERGELIJKING DICHTHEIDSVERDELINGEN
INVLOED HORIZONTALE DIFFUSIE

— IA17 VR
 - - IA15 MA
 - · - IA23
 · · · · METING T1001

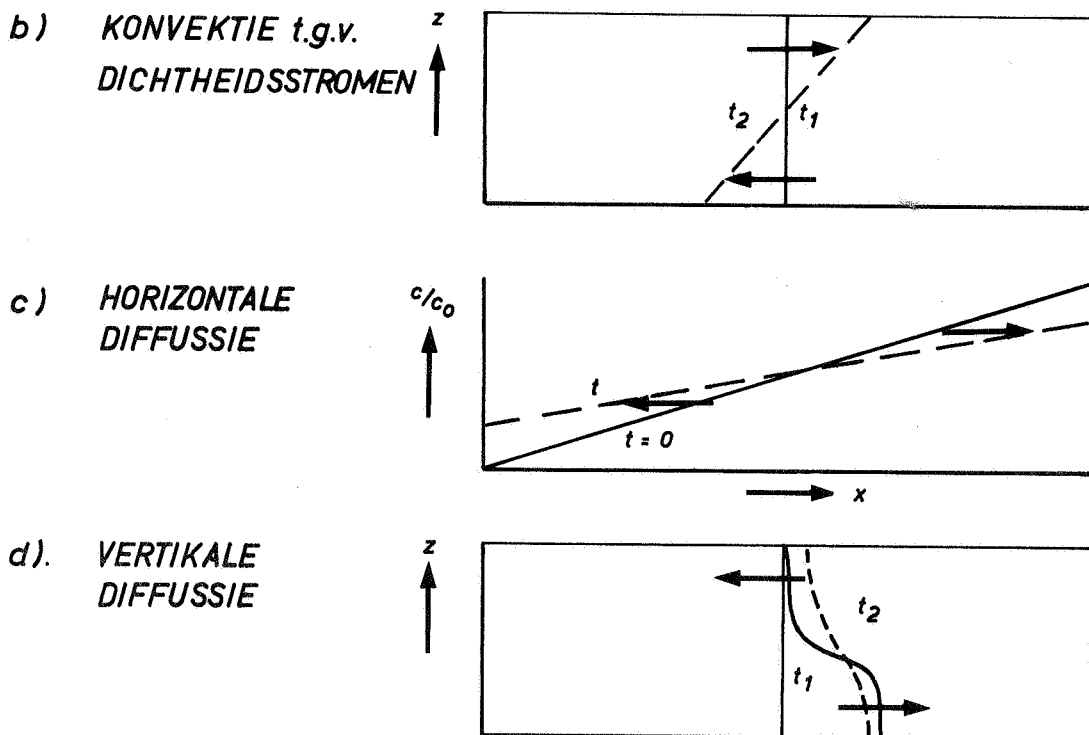
JM

A4



a) VERPLAATSING ISOPYCNEN NABIJ BODEM
 PROEF IA₂₃ $f(Ri) = 1$

VERPLAATSING ISOPYCNEN t.g.v.:



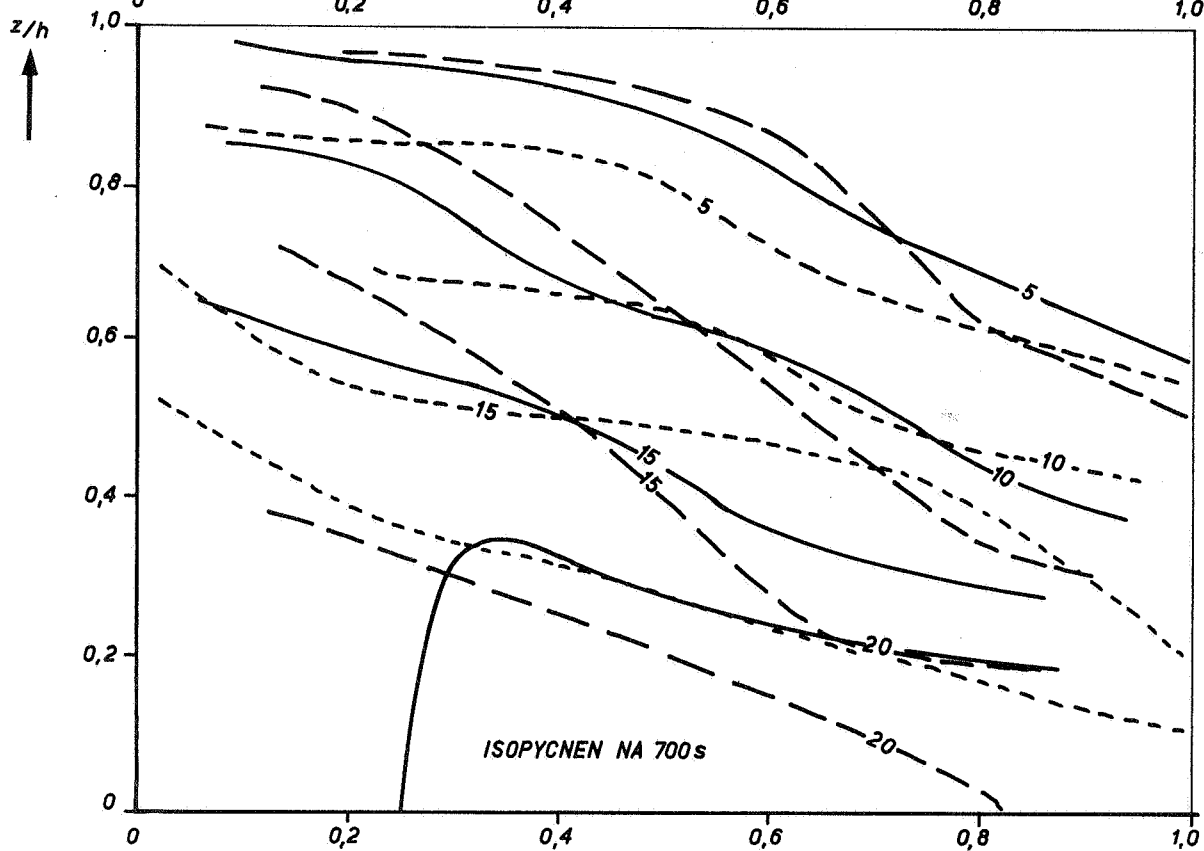
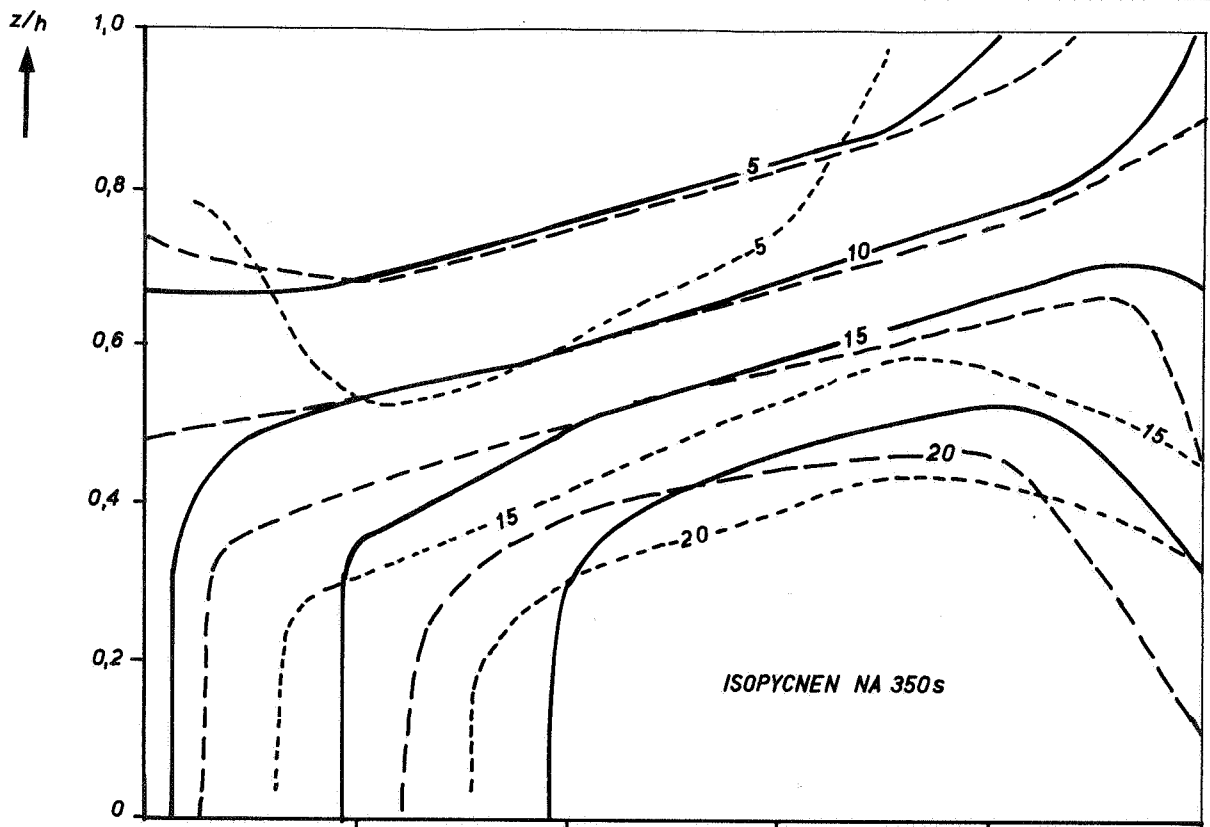
VERPLAATSING ISOPYCNEN MET TIJD

JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2629 FIG.6.12



— IA₁ C = 22,6 m^{1/2}/s
 - - IA₂ C = 30,8 m^{1/2}/s
 - - - - METING T 1001

VERGELIJKING DICHTHEIDSVERDELINGEN
INVLOED RUWHEID

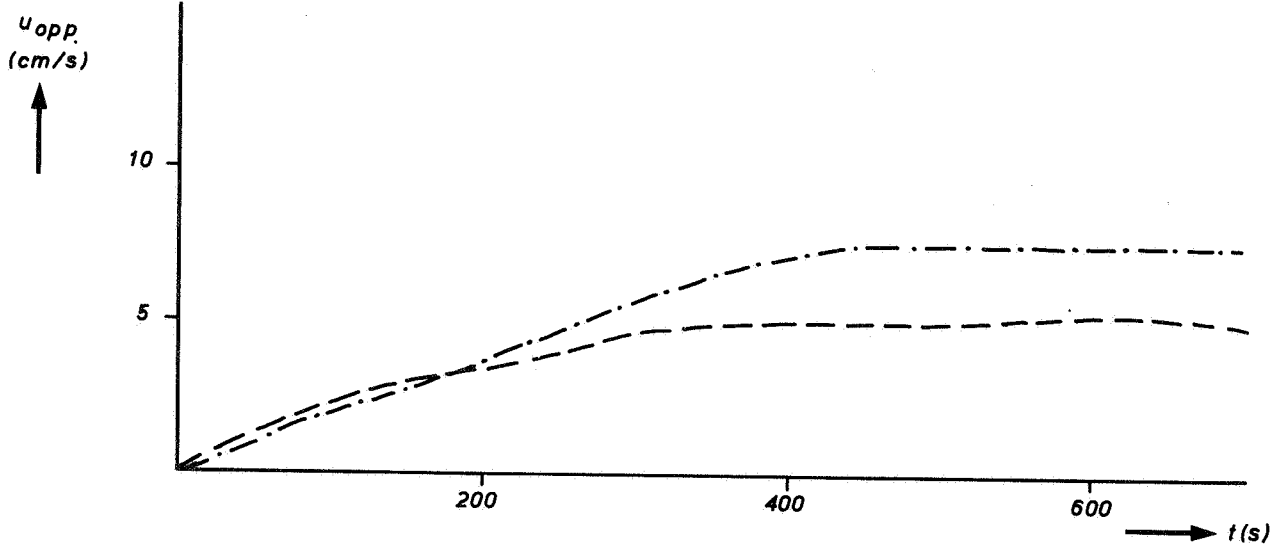
JM

A4

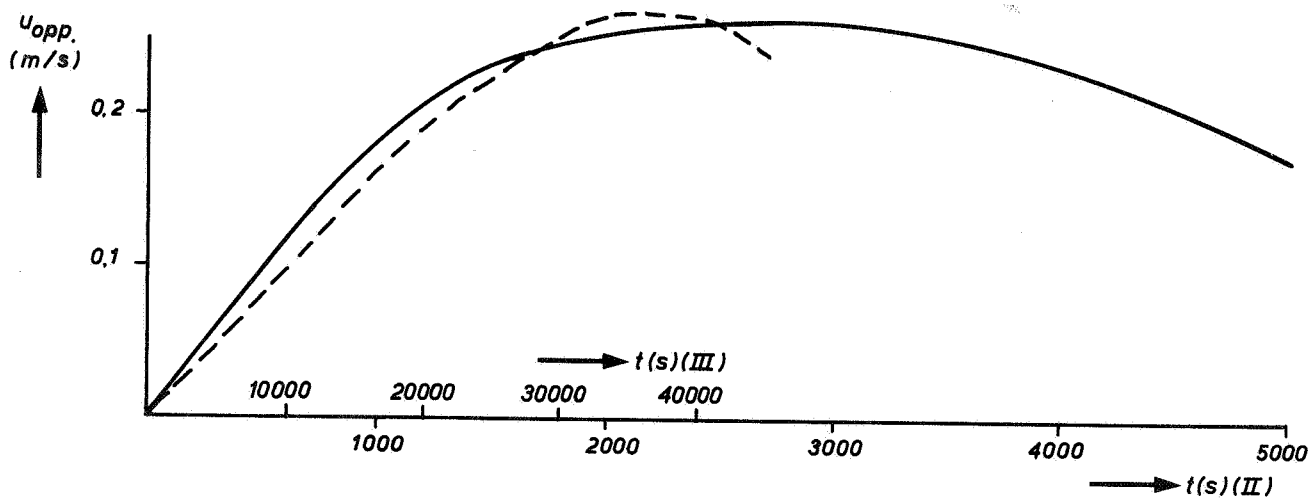
WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2630

FIG. 6.13



- - - IB₃ $\Delta P = 6,8$ (M.A., $D_x = 0,17 \text{ m}^2/\text{s}$)
 - · - - IB₂ $\Delta P = 7$ (vR., $D_x = 0,02 \text{ m}^2/\text{s}$)



——— BEREKENING II₂ 1200 m BAK
 - - - BEREKENING III₈₋₁₀ 20000 m BAK

VERLOOP OPPERVLAKTE SNELHEID ($x = 0,3 \text{ L}$)

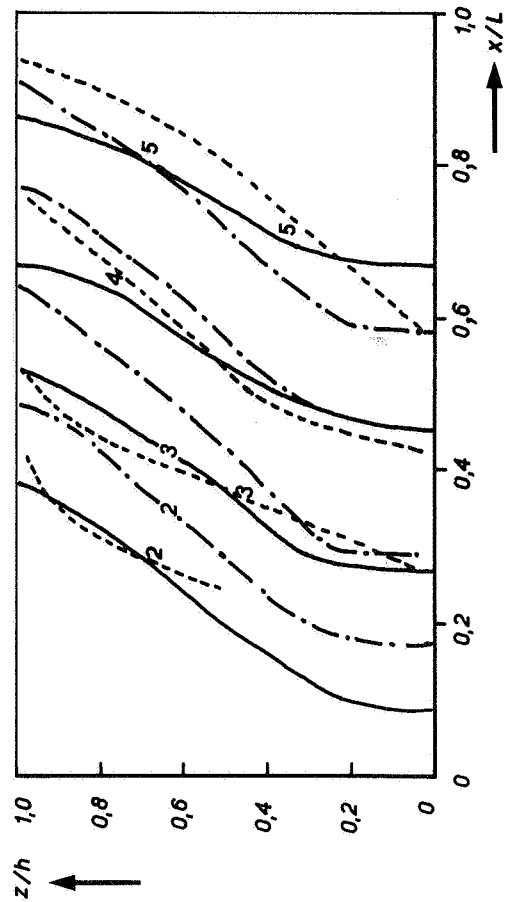
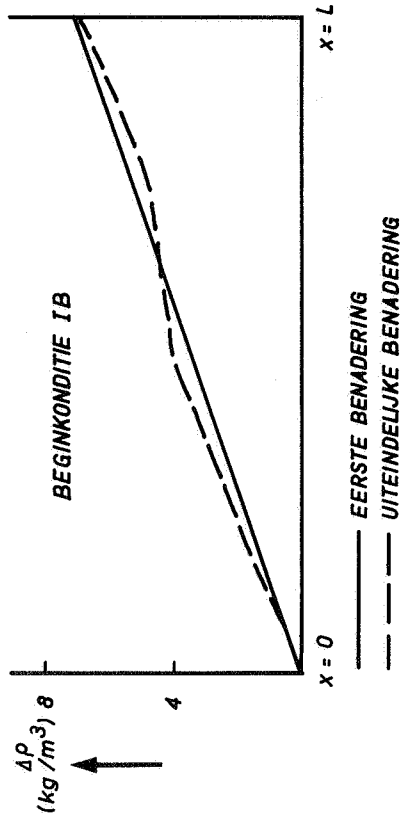
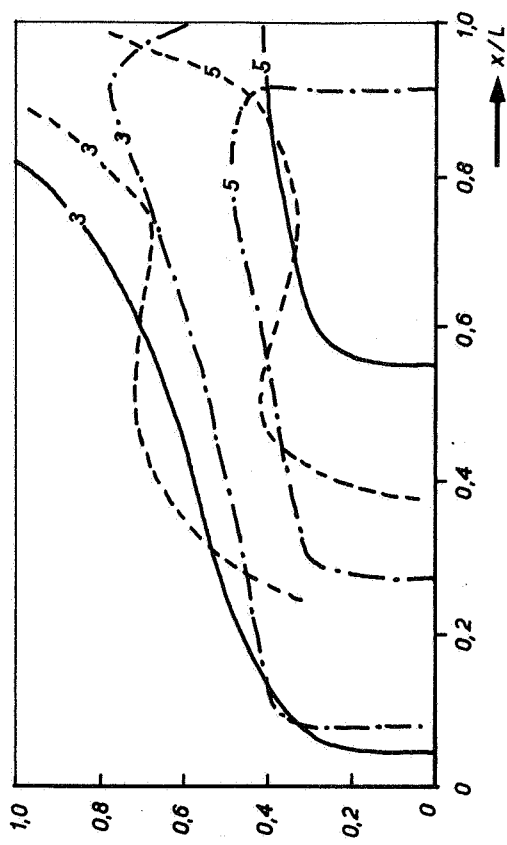
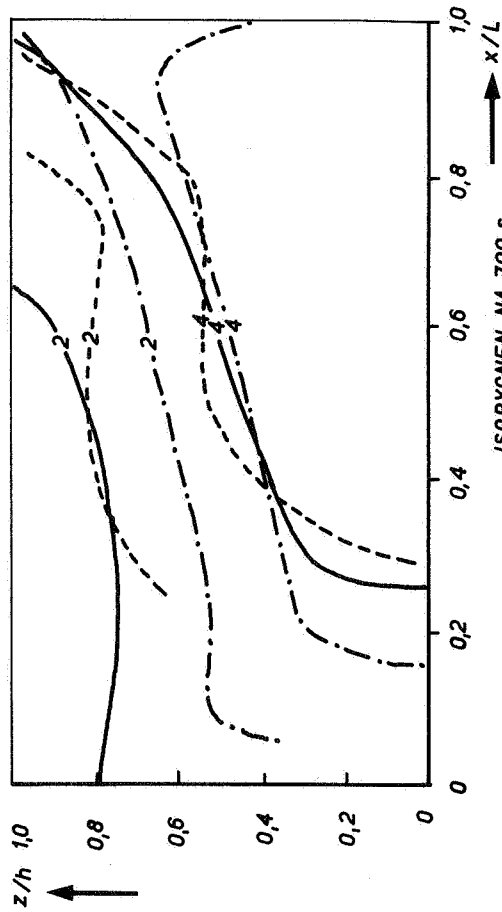
JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M 896 - 2631

FIG.6.14



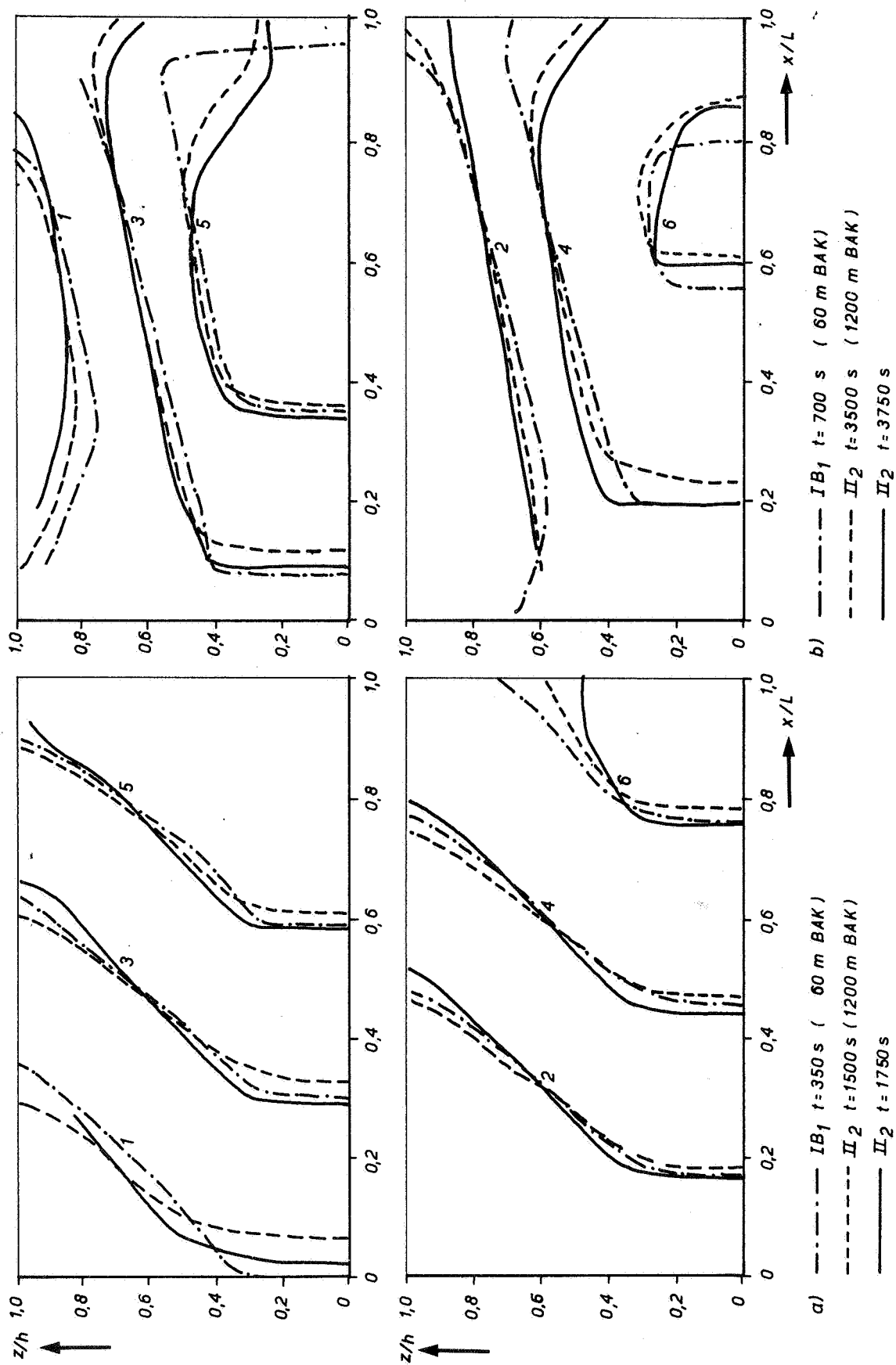
— IB_3 $D_x = 0,17 \text{ m}^2/\text{s}$ $\Delta\rho_0 = 6,8 \text{ kg}/\text{m}^3$
 - - - IB_2 $D_x = 0,02 \text{ m}^2/\text{s}$ $\Delta\rho_0 = 7,0 \text{ kg}/\text{m}^3$
 - - - METING T 1007

VERGELIJKING DICHTHEIDSVERDELINGEN

$\Delta\rho = 7 \text{ kg}/\text{m}^3$

JM

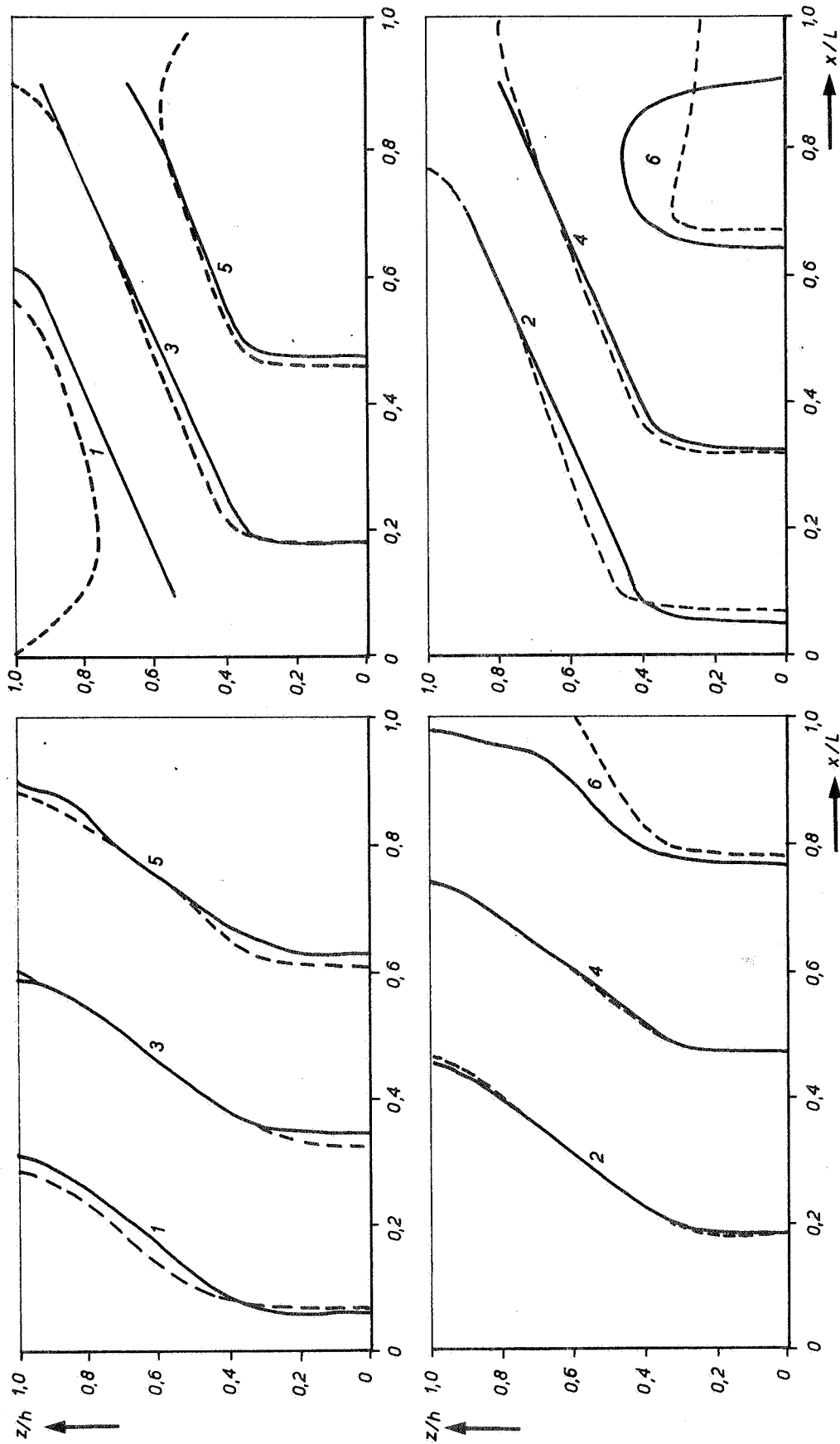
A4



VERGELIJKING BEREKENDE DICHTHEIDSVERDELINGEN

JM

A4



VERGELIJKING BEREKENDE DICHTHEIDSVERDELINGEN

JM

A4

WATERLOOPKUNDIG LABORATORIUM

M896 - 2634

FIG.6.17

p.o. box 177 — delft — the netherlands