

7 MEI 1968

Verslagen V 209-IV

KONINKLIJK NEDERLANDS
METEOROLOGISCH INSTITUUT

DICTAAT OCEANOGRAPHIE

door

Drs.K. van der Veen .

De Bilt, april 1968.

Alle rechten voorbehouden
Nadruk zonder toestemming van het K.N.M.I. is verboden
Aanhalingen slechts met toestemming van het K.N.M.I.

Voorwoord.

Dit "dictaat Oceanografie" is ontstaan als verslag van de cursus "officieren Hydrografie" welke van 23 oktober 1967 tot 18 november 1967 voor de eerste maal door wetenschappelijke ambtenaren van het K.N.M.I. en de heer ir. H.A.J. Rijnja van R.V.O.-T.N.O. is gegeven.

In dit dictaat Oceanografie is dat deel van de leerstof van bovengenoemde cursus behandeld dat op oceanografisch gebied ligt. De onderwerpen welke min of meer een afgerond geheel vormen zijn zo volledig mogelijk behandeld. Van andere onderwerpen is de lijn van het betoog geschetst of is met een litteratuur-opgave volstaan.

Het "dictaat Oceanografie" is bedoeld als handleiding voor verdere cursussen en als leidraad bij een eerste kennismaking met de fysische oceanografie.

Hieronder volgt een overzicht van de instructeurs en de door hen op bovengenoemde cursus behandelde onderwerpen op oceanografisch gebied.

Dr.R. Dorrestein	Zeegolven, meting, golfspectra, Oceanografie (algemene inleiding).
Prof. dr. P.Groen	Dynamica van de zee. Meteorologische invloeden op het zeeniveau.
Ir. L. Otto	Oceanografie (expedities, schepen). Fysisch-chemische eigenschappen. Algemene circulatie. Oceanografie Noordzee. Estuariën. Oceanografische tijdschriften en internationale organisaties.
Ir.M.P. Visser	Verdamping en warmtetransport aan het zeeoppervlak. Elektrische salinometer. Seriewaarnemingen. Licht in de zee. Stroommetingen. Internationale uitwisseling gegevens.
Ir.H.A.J. Rijnja	Geluid in de zee.

Inhoud.

- Hoofdstuk I Algemene Inleiding
Par. 1 Litteratuur
Par. 2 Internationale Organisaties
Par. 3 Expedities en schepen
Par. 4 Bodemtopografie.
- Hoofdstuk II Fysisch-chemische eigenschappen van zeewater
Par. 1 Zoutgehalte
Par. 2 Bevriezing zeewater
Par. 3 Dichtheid en samendrukbaarheid
Par. 4 De thermocline
Par. 5 Niet-conservatieve grootheden in zeewater
Par. 6 Radioactiviteit van zeewater
Par. 7 Seriewaarnemingen
Par. 8 Thermometrie.
- Hoofdstuk III Akoustiek in de zee
Par. 1 Litteratuur
Par. 2 Geluid
Par. 3 Geluid in lucht en water
Par. 4 Geluid aan de overgang lucht-water
Par. 5 Interferentie
Par. 6 Decibel
Par. 7 Akoustiek in zeewater.
- Hoofdstuk IV Licht in de zee.
- Hoofdstuk V Zeegolven.
Par. 1 Litteratuur
Par. 2 Zeegolven
Par. 3 Meten van zeegolven
Par. 4 Golspectra.
- Hoofdstuk VI Dynamica der zee.
Par. 1 De bewegingsvergelijkingen
Par. 2 Theorie van Ekman
Par. 3 Invloed van de bodem op een turbulente stroming
Par. 4 Inwendige golven
Par. 5 Stroommetingen.
- Hoofdstuk VII Algemene circulatie der oceanen.
Par. 1 Stromen
Par. 2 De beweging van de watermassa's
Par. 3 De watercirculatie in de Noordzee
Par. 4 Estuaria.
- Hoofdstuk VIII Interactie atmosfeer-oceaan.
Par. 1 Meteorologische invloeden op het zeeniveau
Par. 2 Stormvloedverwachtingen aan de Nederlandse kust
Par. 3 Verdamping en warmtetransport aan het zee-oppervlak.

Hoofdstuk I.

Algemene Inleiding.

Par. 1. Litteratuur.

Prof. dr. P. Groen
De wateren der wereldzee
C. de Boer Jr. - Hilversum (1961) 2e druk

H.J. Mc Lellan
Elements of Physical Oceanography.
Pergamon Press (1965)

Sverdrup, Johnson and Fleming
The Oceans.
Prentice-Hall Inc. (1949)

G. Neumann, W.J. Pierson Jr.
Principles of Physical Oceanography
Prentice-Hall Inc. (1966)

G. Dietrich, K. Kalle
Allgemeine Meereskunde
Berlin-Nikolassee (1957) 1e druk.

Indien naar een der boeken gerefereerd wordt, zal de naam van de schrijver of eerste schrijver gebruikt worden.

Par. 2. Internationale organisaties.

Visserij:	I.C.E.S. (International Council for the Exploration of the Sea)
	F.A.O. (Food and Agricultural Organization)
Scheep- vaart:	I.H.B. (International Hydrographic Bureau)
	W.M.O. (World Meteorological Organization)
	N.V. (Navigation Congresses)
Militair:	N.A.V.O. (Noordatlantische Verdrags Organisatie)
Kustbe- scherming:	C.W.R. (Council on Wave Research)
	P.C.E.C. (Proceedings on Coastal Engineering Conferences)
Verontrei- ning der	I.M.C.O. (International Maritime Consultative Organization)
zee:	I.A.E.A. (International Atomic Energy Agency)
	W.H.O. (World Health Organization).

Par. 3. Expedities en schepen.

Historie:

De getijden werden voor het eerst wetenschappelijk aangepakt door Newton in 1682.

De chemie van het zeewater door Boyle in 1670.

De golven door Gerstner in 1802.

De oppervlakte der oceanen Maury in 1853.

De eerste belangrijke expeditie was de Challengerexpeditie (1873-1876).

Bruns geeft in zijn boek Ozeanologie (2 delen) de volgende lijst van oceanografische expedities:

periode	aantal expedities
1800-25	23
25-50	24
50-75	37
75-00	49
1900-10	32
10-20	16
20-30	28
30-40	46
40-50	11

Het huidige aantal oceanografische onderzoeksschepen met een tonnage > 200 ton is per land:

U.S.A.	75
U.S.S.R.	16
Japan	17
Canada	10
United Kingdom	8
Frankrijk	6
Bondsrepubliek	5

De verdeling van de 75 Amerikaanse schepen over de diverse instellingen en instituten is:

U.S. Navoceano	15 schepen	33400 ton
C.I.G.S.	12	13400
U.S. Coast Guard	8	20500
Nat. Science Foundation	2	5500
Bur. Commercial Fisherish	27	6100
Scripps	7	6700
W.H.O.I. (<u>W</u> oods <u>H</u> ole <u>O</u> ceanographic <u>I</u> nstitute)	5	5500

De eisen, die aan een oceanografisch schip gesteld kunnen worden zijn:

- 1) stabiel platform
- 2) uitgebreide laboratorium en dekruimte
- 3) veelzijdigheid in gebruik
- 4) goede manoeuvreerbaarheid op station
- 5) mogelijkheid boeien te leggen
- 6) laag ruisniveau

Enkele gegevens van recente schepen:

	Atlantis II W.H.O.I. 1963	Discovery II U.K. 1962	Meteor Duitsland 1964	Jean Charcot Frankrijk 1965	Agor I U.S.A. 1962	Oceanographer CIGS (U.S.A.) 1966	Agor II U.S.A.	M. Lomonow U.S.S.R. 1957
lengte (in m)	64	79.2	82.2	75	63.7	92.3	74.4	102.4
breedte (in m)	13.4	13.1	13.5	14.1	11.9	15.8	14.0	14.4
waterverplaatsing (in ton)	2100	2800	3085	2200	1370	3805	1970	5960
bemannings- staf	28 25	40 21	55 24	34 29	23 15	95 19	25 25	70 65
voortstuwing	stoom						Voit Sneider	
prijs	\$ 4,8 x 10 ⁶						\$ 11,8 x 10 ⁶	

Kleinere schepen:
Hellar en Hansen
Noorwegen

1957

lengte (in m) 34.7
breedte (in m) 7.0
bemannings-
staf 7 à 8

Alkor
Duitsland (Kiel)

1965

lengte (in m) 30.8
breedte (in m) 7.6
bemannings-
staf 8
12

Het doel van de expedities is het verzamelen van oceanografische gegevens. Hierbij zijn 2 aspecten te onderscheiden:

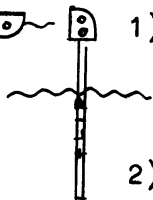
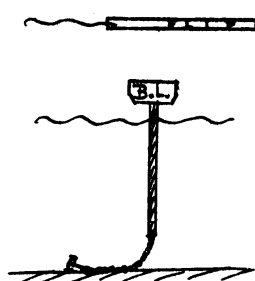
- de exploratie zowel ruimtelijk als op één plaats gedurende een zekere tijd.
- het experiment.

Bijzondere vaartuigen, die speciaal gebouwd zijn voor biologisch en geologisch onderzoek in de diepzee zijn o.a.:

Deep Quest (1966), lengte 12 m, kruissnelheid 2.5 kts, 2 bemanningsleden, 2 stafleden
Aluminaut (1965), lengte 15.5 m, max. snelheid 4.8 kts, 3 plaatsen voor bemanning + staf, duikdiepte 5000 m
Alvin (1965) lengte 6,7 m, kruissnelheid 2.5 kts, 3 plaatsen voor bemanning + staf, duikdiepte 2000 m.

Voorgangers van deze vaartuigen waren de bathyscaafs en duikerklokken, zoals de duikerklok van Beebe (1930), de Triëste en de F.N.R.S. 3 (Fond National du Recherche Scientifique) van Picard, en de Soucoupe plongeante (Cousteau).

Speciale waarnemingsplatforms aan de zeeoppervlakte zijn:



- 1) F.L.I.P. (Floating Instrument Platform)
In 1962 gebouwd, is 108 m. lang en steekt in vertikale positie 90 m. onder water; de accommodatie is voor 3 personen.
- 2) Bouée Laboratoire, lengte 64,6 m, waarvan 54 m onder water; er is accommodatie voor 4 personen; bij 6 m hoge golven gaat het geheel 1 m. op en neer.

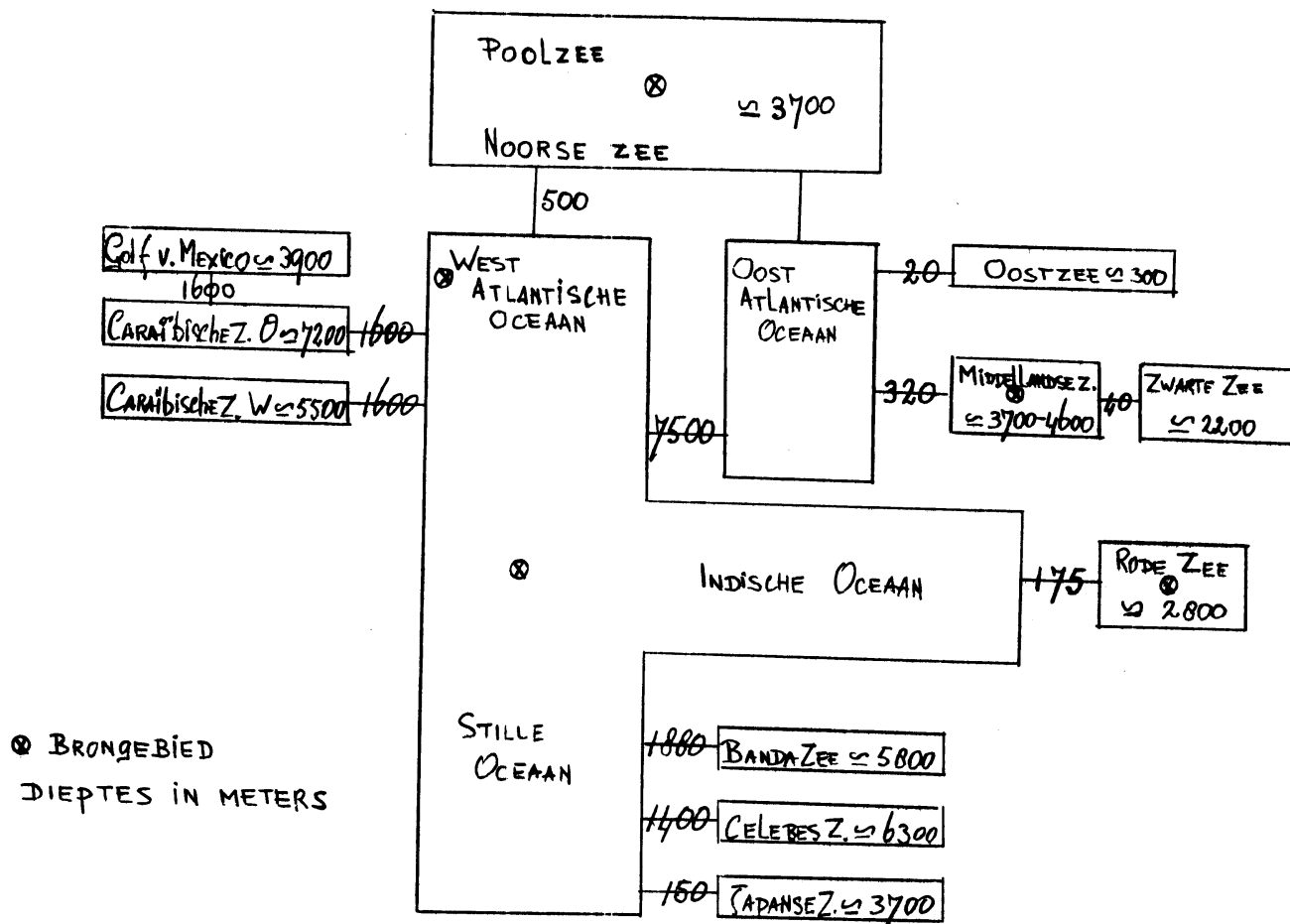
Par. 4. Bodempografie

Litt. Groen blz. 26-43

Mc. Lellan paragrafen 1,2.

De fysisch oceanograaf ziet de zeebodem als een aantal bekkens gescheiden door ruggen. Zijn speciale interesse gaat uit naar detailtopografie bij drempels (dat zijn als het ware "passen" in de ruggen die de bekkens scheiden).

Aan de hand van de bodempografie is de volgende schematische indeling der zeeën te maken:



Hoofdstuk II.

Fysisch-chemische eigenschappen van zeewater.

Par. 1. Zoutgehalte. Litt. Mc Lellan par. 3.1-3.4
Groen blz. 52-58

Def.^{ie}: De saliniteit van het zeewater is de totale hoeveelheid vast materiaal in grammen per kg zeewater, als al het carbonaat omgezet is in oxide, het broom en jodium vervangen zijn door chloor en alle organische stof volkomen geoxideerd is.

Samenstelling zeewater (zie tabellen Groen blz. 53, Mc. Lellan tabel par. 3.1-3.2.)

Regel van Dittmar: De verhouding van de verschillende stoffen opgelost in zeewater is vrijwel constant.

Dittmar kwam tot deze uitspraak na de resultaten van de Challenger expeditie geanalyseerd te hebben.

Uitzonderingen op de "regel" worden gevonden in kustgebieden, de Oostzee en als uitzonderlijk voorbeeld water in putten tot 2100 m. diep in de Rode Zee; dit water heeft een saliniteit van 318 o/oo en een temp. van 56.5°C . De samenstelling is geheel anders als die van zeewater en men veronderstelt dat het water uit de zeebodem afkomstig is.

Volgens de regel van Dittmar is het voor het bepalen van het zoutgehalte van zeewater voldoende om de aanwezige hoeveelheid van één der elementen te bepalen.

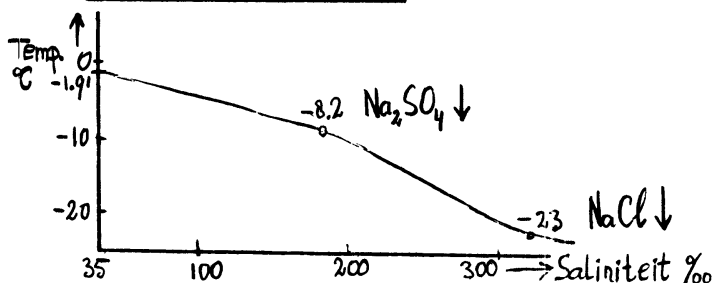
Methoden voor het bepalen van de saliniteit:

- 1) chloortitratie volgens Knudsen
- 2) densitometrisch (areometer)
- 3) brekingsindex
- 4) conductometrisch (salinometer bijvoorbeeld type Autolab; zie Instructieboek oceanografie 2.7).

De saliniteit van het zeewater wordt bepaald door:

- a) mate van verdamping aan het oppervlak
- b) hoeveelheid neerslag
- c) de grootte van de rivieraanvoer
- d) het proces van uitvriezen.

Par. 2. Bevriezing zeewater.



In de nevenstaande figuur is het verloop van de saliniteit met de temp. van bevriezend zeewater uitgezet, tijdens een laboratorium experiment. Aanvankelijk wordt er zuiver ijs gevormd, (waarbij de saliniteit toeneemt, en dus het vriespunt daalt), todat bij een temp. van -8.2°C het oplosbaarheidsproduct van Na_2SO_4 wordt overschreden en dit zout uitkristalliseert en dus in het bij⁴ verdere afkoeling gevormde ijs aanwezig is. Hoe lager de temp. wordt, hoe meer zouten uitkristalliseren doordat het oplosbaarheidsproduct wordt overschreden. Bij -23°C kristalliseert NaCl uit.

In de praktijk worden bij een temperatuur van -1.9°C de eerste zuivere ijskristallen gevormd. Het overblijvende water wordt zouter, dus zwaarder en zakt naar de diepte. Door dit proces wordt dus het oppervlakte water voortdurend ververst. Naarmate er meer kristallen ingekapseld, dat dus niet meer door convectie afgevoerd kan worden. Er zijn dan 2 processen te onderscheiden:

- 1) Vorming van nieuwe zuivere ijskristallen aan buitenranden van schotsen. Dit houdt dus de convectie in stand.
- 2) Verdere bevroering van ingekapseld zeewater, hetgeen gebeurt volgens de beschrijving van het laboratorium experiment.

Naarmate het zeewater sneller bevroert wordt het proces 2) relatief belangrijker, waardoor het zoutgehalte van het zeeijs dus toeneemt.

Voorbeeld.

Zeewater dat bij -16°C bevroren is heeft $S = 5.64$ o/oo
en zeewater dat bij -40°C bevroren is heeft $S = 10.16$ o/oo.

Zeeijs bestaat dus in de praktijk uit zuiver ijs, kristallen van zouten zoals Na_2SO_4 , NaCl en cellen met geconcentreerde pekels.

Par. 3. Dichtheid en samendrukbaarheid.

Litt. Mc Lellan Par. 3.5/4.6/5.3.

De dichtheid ρ (massa per volume-eenheid) hangt af van: saliniteit S , temperatuur t en druk p .

Def. 1^e dichtheidsanomalie: $\sigma = (\rho - 1) 1000$

Voorbeeld: Is $\rho = 1.027$ dan is $\sigma = 27$.

De dichtheidsanomalie bij 0°C onder atmosferische druk is σ_0

De dichtheidsanomalie bij $t^{\circ}\text{C}$ onder atmosferische druk is σ_t

Daar σ_t normaal met de diepte toeneemt, geeft dit een mogelijkheid tot een kwaliteitscontrole van de seriewaarnemingen.

Voor water met $S = 35$ o/oo en een temp. van 10°C is $\sigma_t = 26.971$.

Een 1% verandering in σ_t wordt verkregen door een $\Delta S = 0.35$ o/oo bij constante temp. of een $\Delta t = 1.7^{\circ}\text{C}$ bij een constante S .

Daar nu in de praktijk veelal een $\Delta S = 0.35$ o/oo vrij groot is, maar een $\Delta t = 1.7^{\circ}\text{C}$ vrij normaal is, wordt de σ_t in eerste instantie door het verloop van de temperatuur bepaald.

Daar de temperatuur van een volume zeewater in verticale beweging (bijv. stroming over een drempel) door adiabatische verwarming of afkoeling kan veranderen, is deze grootte niet steeds te gebruiken om het water te karakteriseren. Daarom is de potentiële temperatuur θ ingevoerd.

Def. 1^e De potentiële temp. θ van een watermassa is die temp. die een watermassa zou hebben als deze adiabatisch naar het zeeoppervlak gebracht werd.

Voorbeeld: $T_{5000\text{ m}} - \theta \approx 0.3$ à 0.4°C
steeds is $\theta \leq T$.

Voor dynamische berekeningen (zie Hoofdstuk VI) wordt de soortelijk volume anomalie δ gebruikt, gedefinieerd door:

Def. ^{ie}
$$\delta = \alpha_{S, \theta, p} - \alpha_{35, 0, p}$$

Hierbij is $\alpha_{S, \theta, p}$. Het soortelijk volume van zeewater met een saliniteit S, potentiële temperatuur θ en druk p.

Par. 4. De thermocline (temperatuur spronglaag)

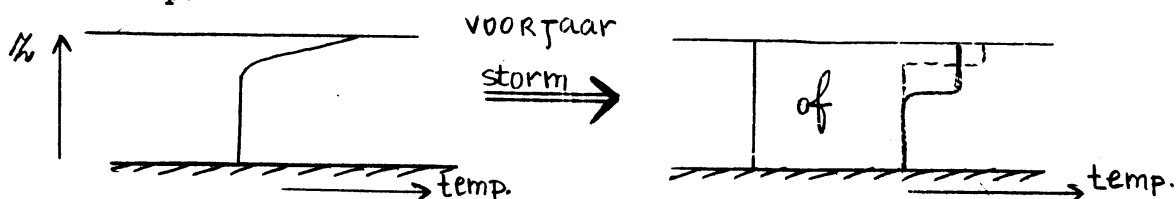
Een thermocline is een overgangszone in het water, waarbinnen de temperatuur in verticale richting over een korte afstand zeer sterk verandert. Deze verandering kan over enkele meters 5 à 10°C bedragen. Er zijn tussen het water boven en onder de thermocline grote dichtheidsverschillen, waardoor er een grote stabiliteit aanwezig is.

Thermocline in de Noordelijke Noordzee.

In de winter is door afkoeling aan het oppervlak en door de menging door stormen de variatie van de temperatuur met de diepte verdwenen.

In het voorjaar begint de temperatuur aan het oppervlak te stijgen en er ontstaat een oppervlaktelaag waarin de temperatuur naar grotere diepten afneemt.

Na een storm wordt de bovenstaande laag volledig gemengd en op de diepte tot waar de invloed van de storm reikt ontstaat een thermocline. Door herhaling van dit proces, waarbij telkens de stabiliteit in de thermocline toeneemt, en dus een volgende storm moeilijker de watermassa tot aan de bodem kan dooreenmengen, bouwt de thermocline zich op.



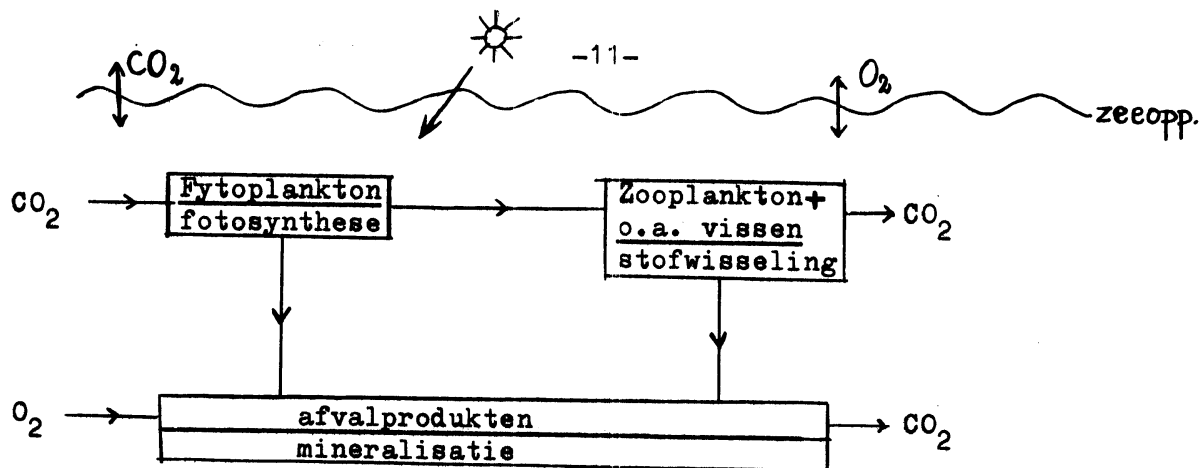
Op de volle oceanen worden 2 soorten thermoclines onderscheiden, nl.:

- 1) seizoensthermocline
- 2) permanente thermocline. De diepte van deze thermocline wordt bepaald door de diepte tot waar de invloed van de zwaarste stormen zich uitstrekt. Deze thermocline ontbreekt in de poolstreken, waar geen opwarming van het water plaats vindt.

Def. ^{ie} Een halocline is een spronglaag veroorzaakt door het verschil in zoutgehalte.

Par. 5. Niet conservatieve grootheden in zeewater.

Dit zijn o.a. O₂, N₂, C en P.



Def. ^{ie} De compensatiediepte is de diepte, waarop evenveel organisch materie wordt geproduceerd als geconsumeerd.

De compensatiediepte is afhankelijk van de doorzichtigheid van het water, de zonnestand, de helderheid van de atmosfeer dus van de hoeveelheid zonnestraling die nog op een bepaalde diepte kan doordringen.

Gewoonlijk spreekt men van compensatiediepte en bedoelt dan de maximale compensatiediepte, dus bij helderste atmosfeer en hoogste zonnestand.

In de oceanen is de compensatiediepte 100 à 120 m en in de kustwateren 10 à 30 m.

De waterlaag boven de compensatiediepte heet de euphotische laag. Hierin overweegt de fotosynthese d.w.z. CO₂ consumptie en O₂ productie. In deze laag kan oververzadiging met O₂ optreden.

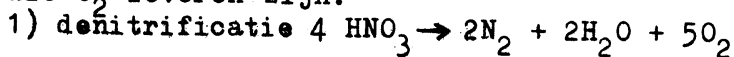
Beneden de compensatiediepte overwegen de processen van stofwisseling en mineralisatie zodat hier een CO₂ produktie en een O₂ consumptie optreedt. Het O₂ gehalte kan tot 0 dalen.

Plankton bestaat uit C, N en P (verder O, H) in de atoomverhouding C:N:P = 1:16:106.

Water dat enige tijd beneden de compensatiediepte verblijft gaat veranderingen vertonen wat gehalte aan anorganisch P en N, en ook wat O betreft. Het ondergaat een verrijking van 1 atoom P tegen 16 atomen N.

Voor het vrijmaken van 1 atoom anorganisch P is gemiddeld een aantal van 276 atomen O nodig.

Wanneer in een bepaald gebied beneden de euphotische diepte de aanvoer van organisch materiaal (o.a. door naar de bodem zinken van dood plankton) de aanvoer van zuurstof (door circulatie en diffusie) overtreft, dan kan uiteindelijk alle zuurstof opgebruikt raken door de oxydatie van het organisch materiaal. Verdere afbraak van organische tot anorganische stoffen (mineralisatie) is mogelijk. 2 processen die O₂ leveren zijn:



Het proces van de sulfaatreductie heeft H₂S tot bijproduct. Dit lost op in het water en kan met de aanwezige metaalionen bv. Cu en Zn-ionen een neerslag van Cu S en Zn S geven. Door dergelijke processen stelt men zich voor dat bv. de koperhoudende "Kupferschiefer" lagen in Duitsland zijn ontstaan.

Tenslotte bevinden zich in zeewater nog opgeloste organische stoffen, zoals "Gelbstoff" en "fluorescerende stoffen". Deze stoffen worden door plankton geproduceerd en door rivieren aangevoerd.

Par. 6. Radioactiviteit van zeewater.

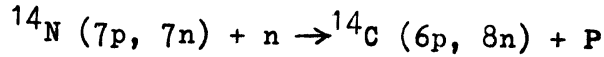
Litt. Groen blz. 341-344.

Natuurlijke radioactieve stoffen in zee zijn:

^{14}C met een halveringstijd van 55,70 jaar

^{226}Ra met een halveringstijd van 1600 jaar.

^{14}C ontstaat in de hogere atmosfeer door inwerking van kosmische straling, volgens de reactie



1% van ^{14}C wordt gevormd door bomexplosies.

De verhouding $\text{C}^{14}/\text{C}^{12}$ wordt beïnvloed door:

- 1) bomexplosies (verhoging $\text{C}^{14}/\text{C}^{12}$)
- 2) Suess-effect (verlaging van 2½%, sedert 1850 van $\text{C}^{14}/\text{C}^{12}$)

Dit effect wordt veroorzaakt door de toenemende verbranding van fossiele koolstof (steenkool, aardolie).

De kunstmatige radioactieve stoffen in zee zijn:

- 1) fall out van bomexplosies, voornamelijk

^{90}Sr (28 jaar) en ^{137}Cs (30 jaar)

- 2) afval laboratoria en reactors.

De radioactiviteit van het zeewater wordt gebruikt om de ouderdom van watermassa's te bepalen en als tracer van watermassa's (door kunstmatige radioactieve stoffen kunnen watermassa's gemerkt worden), zodat daardoor de algemene watercirculatie bestudeerd kan worden.

Vb. De "leeftijd" van het Atlantisch oppervlaktewater is ongeveer 100 jaar (de "leeftijd" is de tijd verlopen sedert het water direct aan de zeeoppervlakte is geweest. De "leeftijd" van het water op een diepte van meer dan 4000 m in de Noordoostelijke Atlantische Oceaan is 750 jaar en de "leeftijd" van water op 2000 tot 3500 m op de Pacifische Oceaan is 925 jaar.

De "leeftijd" van een watermassa wordt bepaald door het volume van die watermassa en de uitwisselingssnelheid.

Door de fall-out van atoombomexplosies is de radio-activiteit aan het zeeoppervlak op het Noordelijk halfrond groter dan op het Zuidelijk halfrond.

Par. 7. Seriewaarnemingen.

Litt. Groen blz. 60-63

Von Arx blz. 255-260

Hydrographic Office (HO) 607 en 614

Instructieboek 2.4 en 2.5.

Par. 8. Thermometrie.

Litt. Groen blz. 63-68

Von Arx blz. 259-260, 333

Mc. Lellan blz. 25-32

Handleiding meteo-waarnemingen op zee.

HO 607 en 614

Instructieboek 2.1-2.2-2.6.

Hoofdstuk III.

Akoustiek in de zee.

Par. 1. Litteratuur.

L. Guieysse en P. Sabathé, Acoustique sous-marine
, Dunod Paris (1964)

J.W. Horton, Fundamentals of sonar
U.S. Naval Institute (1957).

V.M. Albers, The underwater acoustics handbook,
The Pennsylvania State University Press, 2e editie.

Tolstoy en Clay, Ocean acoustics
Mc Graw-Hill Book Company

W.N. Tavolga, Marine bio-acoustics
Pergamon Press.

Par. 2. Verschijsnel geluid in het algemeen.

Definitie: Geluid is een periodieke longitudinale verstoring,
die zich voortplant in een medium.

We nemen een sinusvormige relatie aan tussen de uitwijking
van de verstoring en de tijd.

Voor de golflengte λ geldt dan:

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

waarbij λ = golflengte in meter

c = geluidssnelheid in meter/seconde

f = frekwentie d.i. aantal trillingen per seconde

De geluidssnelheid c is een functie van de elastische
eigenschappen van het medium.

In formule: $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$

waarbij E = elasticiteitsmodulus van het medium in kg/m sec.^2

ρ = dichtheid medium in kg/m^3 .

Voor gassen wordt i.p.v. de elasticiteitsmodulus de
compressiebiliteitsmodulus gebruikt.

Uit de mechanica volgt:

$$\text{prestatie} = \frac{\text{arbeid}}{\text{tijd}} = \frac{k \times s}{t} = k \times v$$

met k = kracht in N.

s = weg in m.

t = tijd in sec.

v = snelheid in m/sec.

In de geluidsl leer wordt niet geluidskracht maar geluidsdruk gebruikt, zodat in analogie met het bovenstaande volgt:

$$\frac{\text{prestatie}}{\text{opp. eenheid}} = p \times V = k \times V = \frac{W}{O} = \underline{\text{geluidsintensiteit}} = u.$$

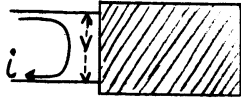
$$\text{met } P = \text{geluidsdruk in } N/m^2$$

$$W = \text{prestatie in } Nm/sec.$$

dus geluidsintensiteit is geluidsenergie per oppervlakte-eenheid en per tijdseenheid. Daar we met periodieke verschijnselen te doen hebben, moet in analogie met de wisselstroom-theorie met effectieve krachten, drukken en snelheden gewerkt worden.

Uit geluidsintensiteit $u = P \times V$ volgt
 karakteristieke impedantie $Z = \frac{P}{V}$

Dit is in analogie met de electriciteitsleer.



Spanningsbron levert bij een spanning V volt een stroom i ampère. Het geleverde electricch vermogen is dan $(V \times i)$ volt-ampère en de weerstand of impedantie: $\frac{V}{i} \Omega$

dus i.h.a. geldt:

Wanneer een vermogen wordt voorgesteld door het product van twee grootheden, dan is het quotient van die grootheden een impedantie.

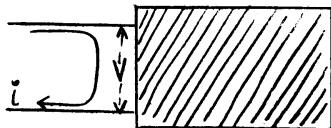
Akoustische formules:

$$\text{karakteristieke impedantie: } Z = \sqrt{\rho \cdot E} = \rho \cdot c$$

$$\text{geluidssnelheid: } c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

$$\text{geluidsintensiteit: } u = \frac{P^2}{\rho c}$$

In analogie met electriciteitsleer:



$$\text{impedantie } Z = \frac{V}{i}$$

$$\text{geleverd vermogen } u = \frac{V^2}{Z}$$

De analogie tussen akoustiek en electriciteitsleer wordt benut door het construeren van electriche circuits als analogie voor akoustische problemen.

Beschouw een akoustische punt bron die een energie W per sec. uitzendt in alle richtingen.

$$\text{Voor de geluidsintensiteit geldt: } U = \frac{W}{4\pi r^2} = \frac{P^2}{\rho c}$$

$$P = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{W \rho c}{4\pi}} = \frac{\text{constante}}{r}$$

Daar de geluidsintensiteit zeer moeilijk te meten is en de akoustische druk eenvoudig met een microfoon, is bovenstaande formule voor de akoustische druk zeer bruikbaar. Er volgt o.a. uit:

De akoestische druk is omgekeerd evenredig met de afstand tot de geluidsbron (eventuele verzwakking door het medium waarin het geluid zich voortplant buiten beschouwing gelaten).

Tabel:	ρ	c	$Z = \rho c$	λ
	kg/m ³	m/sec	kg/m ² sec.	cm/kHz
lucht	1.3	340	420	34
water	1000	1500	1.5x10 ⁶	150
metalen	ca. 6000	ca. 5000	ca. 30x10 ⁶	ca. 500
graniet	} zeebodem	2700	16x10 ⁶	600
marmer		2700	10x10 ⁶	380
ijs		900	3200	3x10 ⁶

Par. 3. Karakteristieke verschillen geluidsvoortplanting in lucht en in water.

Intensiteit:

$$u = \frac{P^2_{\text{lucht}}}{\rho_{\text{lucht}} c_{\text{lucht}}} = \frac{P^2_{\text{water}}}{\rho_{\text{water}} c_{\text{water}}}$$

$$\therefore \frac{P_{\text{water}}}{P_{\text{lucht}}} = \sqrt{\frac{(\rho c)_{\text{water}}}{(\rho c)_{\text{lucht}}}} = \sqrt{\frac{1.5 \times 10^6}{420}} \approx \sqrt{3600} \approx 60.$$

dus voor dezelfde geluidsintensiteit u is

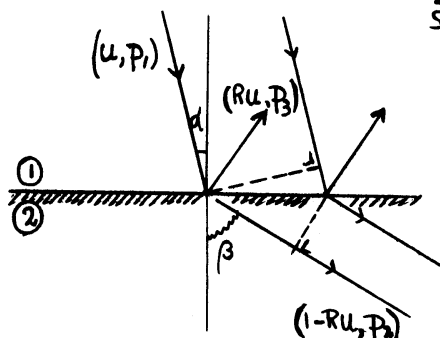
$$P_{\text{water}} = 60 \times P_{\text{lucht}}$$

dus de geluidsdruk in water is 60x groter dan die in lucht bij dezelfde geluidsintensiteit.

Par. 4. Gedrag van het geluid aan de overgang van lucht naar water (het wateroppervlak).

Voor geluidsgolven gelden dezelfde wetten als voor lichtgolven.

Volgens Snellius is $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_{\text{lucht}}}{c_{\text{water}}} \approx \frac{1}{5}$



Voor de grenshoek α_g ($\sin \beta = 1$) geldt $\sin \alpha_g \approx \frac{1}{5}$

dus $\alpha_g \approx 12^\circ$

dus: alleen zeer steil op het wateroppervlak invallend geluid wordt gedeeltelijk gebroken, voor grotere invalshoeken ($\alpha > 12^\circ$) treedt totale reflectie op.

Voor loodrechte geluidsinval is de reflectie coëfficiënt R:

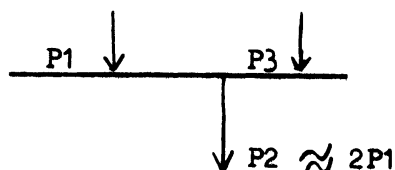
$$R = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)^2 \quad \text{met } Z = \rho c.$$

Hieruit volgt door eenvoudige berekening: $P_3 = P_1 \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$, $P_2 = P_1 \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2}$
 dus $P_1 + P_3 = P_2$

P_3 kan negatief zijn, dus aan het oppervlak kan een phasesprong van 180° optreden.

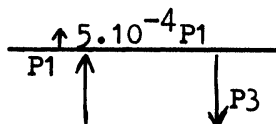
Vb. I 1= lucht $Z_1 = 420$
 2= water $Z_2 = 1.5 \times 10^6$

dus $P_3 \approx P_1$
 en $P_2 \approx 2 P_1$



II 1= water $Z_1 = 1.5 \times 10^6$
 2= lucht $Z_2 = 420$)

$P_3 \approx - P_1$
 $P_2 \approx 5 \times 10^{-4} P_1$



dus de terugkaatsing van een geluidsgolf, die zich in het water voortplant, tegen een vlak wateroppervlak is vrijwel volledig.

Daar het zeeoppervlak golvend is, treedt deze ideale terugkaatsing niet op, maar treedt er verstrooiing van het geluid op.

Par. 5. Interferentie van geluidsgolven.

Deze is op te vatten als een pure superpositie, zodat de gemiddelde energie van de interferentie golven gelijk is aan de som van de energieën der afzonderlijke golven.

Vb. 2 geluidsgolven gegeven door $u_1 = \frac{P_1}{Z}$ en $u_2 = \frac{P_2}{Z}$ geven bij interferentie, indien hun faseverschil 0 is, een golf met energie

$$u(\text{tot}) = \frac{(P_1 + P_2)}{Z} = u_1 + u_2 + \frac{2P_1 \cdot P_2}{Z}$$

De term $\frac{2 P_1 \cdot P_2}{Z}$ is een schijnbare energiewinst, want

wanneer het faseverschil = 180° is, is de totale energie

$$\frac{(P_1 - P_2)^2}{Z} = u_1 + u_2 - \frac{2 P_1 \cdot P_2}{Z}$$

In het gemiddelde over alle fasen is $\frac{2 P_1 \cdot P_2}{Z} = 0$.

Par. 6. Decibel (geluidsmaat).

Daar het menselijk oor logaritmisch hoort, worden geluidsintensiteiten gewoonlijk logaritmisch uitgedrukt.

Definitie: geluidsniveau in Bel = $\log u - \log a$
 geluidsniveau in Decibel = $10 \log u - 10 \log a$,
 waarbij u de geluidsintensiteit en a het referentie niveau voorstelt.

Daar de akoestische druk gemeten wordt is in de praktijk:
geluidsniveau in Decibel = $20 \log P - 20 \log P_0$

Het referentieniveau in lucht overeenkomend met de gehoordrempel, is $a = 10^{-12}$ watt/m² dit geeft voor lucht

$$P_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Newton/m}^2 = 2 \cdot 10^{-4} \mu \text{ bar.}$$

In de onderwaterakoustiek wordt het geluidsniveau volgens andere schalen uitgedrukt.

- 1) referentie-niveau $P_0 = 0.1 \text{ Newton/m}^2 = 1 \mu \text{ bar}$
Dit referentieniveau ligt midden in het gebied van mogelijke P-waarden.
- 2) referentie-niveau $P_0 = 10^{-16} \text{ N/m}^2 = 1 \text{ micropascal}$
Zie fig. 1 (Transmission levels) voor verschillende schalen.

Par. 7. Akoustiek in zeewater.

De geluidssnelheid C is een functie van het zoutgehalte, de temperatuur en de druk en wel zodanig dat $\frac{\partial C}{\partial S}$, $\frac{\partial C}{\partial T}$ en $\frac{\partial C}{\partial p}$ allen > 0 zijn.
De temperatuur heeft de sterkste invloed.

$$\text{Formule: } c = 141000 + 421 t - 3.7 t^2 + 110 S + 0.018 d$$

waarbij c = geluidssnelheid in cm/sec.
 t = temp. in °C
 S = saliniteit in o/oo
 d = diepte in cm.

Voor $t = 14^\circ\text{C}$, $S = 35$ o/oo en $d = 150$ cm is
 $C = 1500$ m/sec.

$$\left. \frac{\partial c}{\partial t} \right|_{S,d} = 421 - 7.4 t \quad [\text{cm sec}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}]$$

dus bij 0°C is $\left. \frac{\partial c}{\partial t} \right|_{S,d} = 421$

dus de relatieve variatie is dan ≈ 3 o/oo per °C

$$\left. \frac{\partial c}{\partial S} \right|_{t,d} = 110 \quad [\text{cm sec}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}] \quad (\text{Zie fig. 2})$$

dus de relatieve variatie is ≈ 0.8 o/oo per o/oo S

$$\left. \frac{\partial c}{\partial d} \right|_{S,t} = 0.018 \quad [\text{cm sec}^{-1} \text{ per cm diepte}]$$

dus de relatieve variatie is 1.3 o/oo per 100 m diepte

De variabiliteit van de geluidssnelheid heeft afbuiging van de voortplantingsrichting van het geluid tot gevolg.

Bijv. geluidsgolven in water buigen af naar koeler water en naar zoeter water.

De veranderingen van de temperatuur, en zoutgehalte zowel in horizontale zin als met de diepte bepalen nu het gedrag van het geluid onderwater.

Fig. 2 en 3 geven de afhankelijk van $C(z)$ (de geluidssnelheid als functie van de diepte) van het seizoen en de plaats op aarde.

fig. 4, 5, 6, 7 en 8 geven de wijze, waarop het geluid zich voortplant bij verschillende curves van $c(z)$ tegen de diepte z .

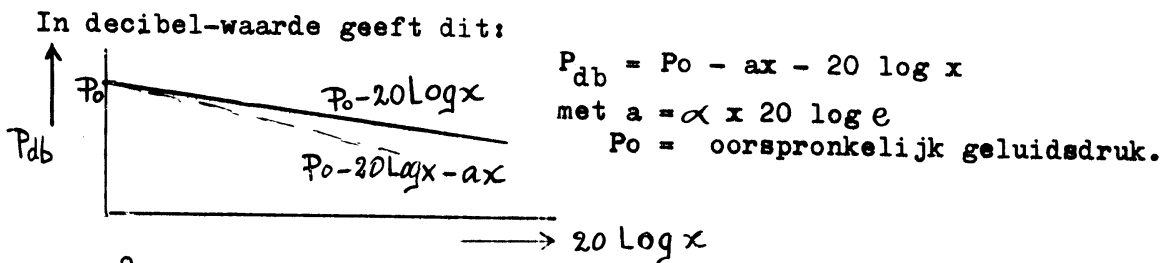
Fig. 7 en 8 geven een voorbeeld van een zg. sound channel, d.w.z. het geluid blijft als 't ware gevangen in een laag water van enkele honderden meters dikte. Daardoor kan de geluidsenergie zich over zeer grote afstanden voortplanten.

De verzwakking van het geluid tijdens de voortplanting.

$P \doteq \frac{1}{r}$ Voor een akoustische puntbron was reeds afgeleid

Water absorbeert het geluid als medium, zodat dit een extra verzwakking geeft.

Beschouw geluidsgolf met intensiteit u die zich over afstand dx voortplant. De verzwakking du , is dan $du = -2\alpha u dx \Rightarrow u = u_0 e^{-2\alpha x}$ met α = absorbtiecoëfficient.



$a \doteq f^2$ (f -frequentie), door viscositeit en omdat trillend medium warmte uitwisselt met de omgeving.

In fig. 9 ($\log a$ als functie van $\log f$) is de verschuiving van de rechte lijnen bij een bepaalde frequentie het gevolg van een extra verzwakking, veroorzaakt door het resoneren en dissociëren van $MgSO_4$ moleculen, die boven de kritieke frequentie, ongeveer 100 kc, niet meer plaats vindt.

Fig. 10 geeft de verzwakking van het geluid met de afgelegde afstand, waarbij onderscheiden wordt tussen geometrische verzwakking en verzwakking door het watermedium.

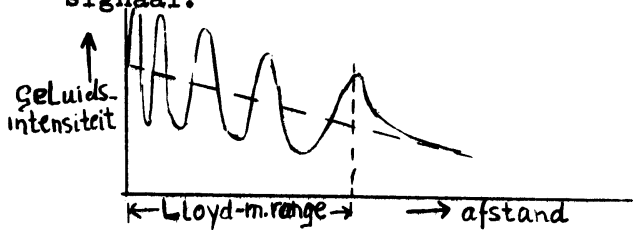
Fig. 11 laat de verzwakking van het geluid zien als functie van de frequentie. De hoog frequentie geluiden hebben de geringste reikwijdte.

De oorzaken van de beperkte reikwijdte van het geluid zijn dus:

- 1) absorptie door het watermedium als functie van de frequentie
- 2) gelaagdheid, door verschillende temperatuur van de waterlagen. Deze veroorzaakt afbuiging, die meestal naar de bodem gericht is. Deze afbuiging is de oorzaak van de zg. schaduwzônes (fig. 6 en 7)
- 3) verstrooiing aan inhomogeniteiten, bellen van 1 tot 10m. met andere dichtheid dan hun omgeving.

De totale terugkaatsing van het geluid tegen de zeebodem, het zeeoppervlak of een discontinuïteitslaag in de dichtheid kan de voortplanting van de geluidsenergie gunstig beïnvloeden, doordat de geometrische verzwakking althans gedeeltelijk opgeven wordt.

Bij de registratie van het geluid door een van de bron wegvarend schip treedt het Lloyd-mirror effect op, veroorzaakt door interferentie van het rechtstreekse signaal en van het zeeopp. teruggekaatste signaal.

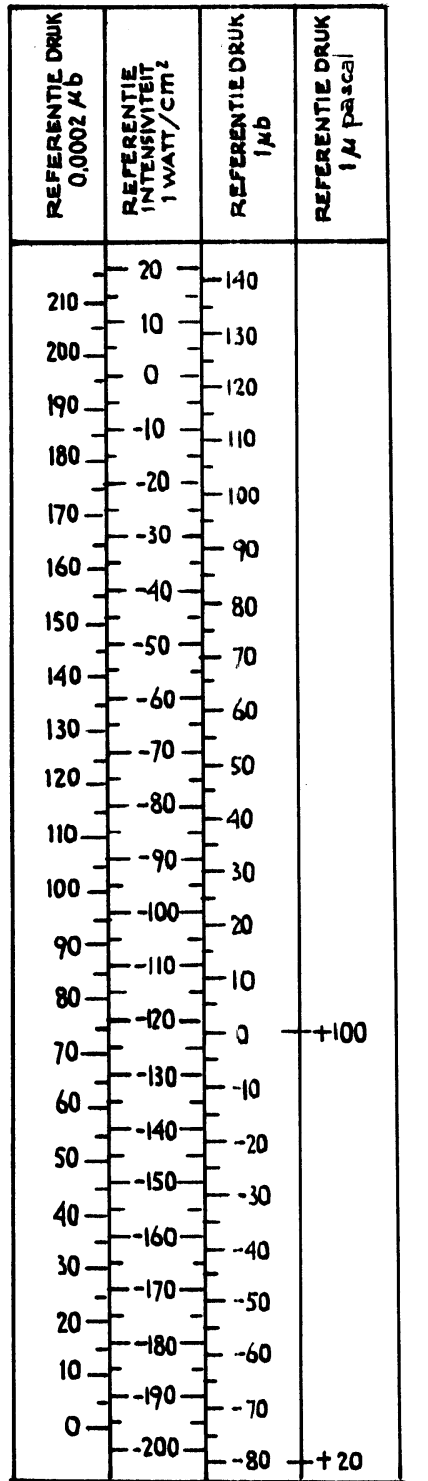


Indien dit wegverschil $\frac{1}{2} \lambda$ is, treedt het laatste interferentie maximum op. De afstand van het schip tot de bron wordt dan de Lloyd mirror range genoemd.

Het Lloyd-mirror effect kan ook optreden door reflecties tegen de bodem.

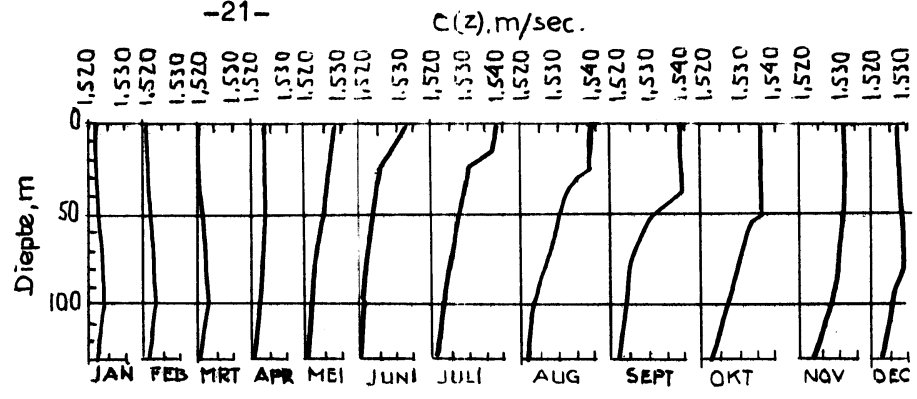
Zeeruis.

Dit is de achtergrondruis, die in de zee optreedt door o.a. meteorologische invloeden, zoals de toestand van het zeeoppervlak (fig. 12, 13, 14), de windsnelheid, regen op het zeeoppervlak en biologische invloeden, zoals geluiden van dieren.



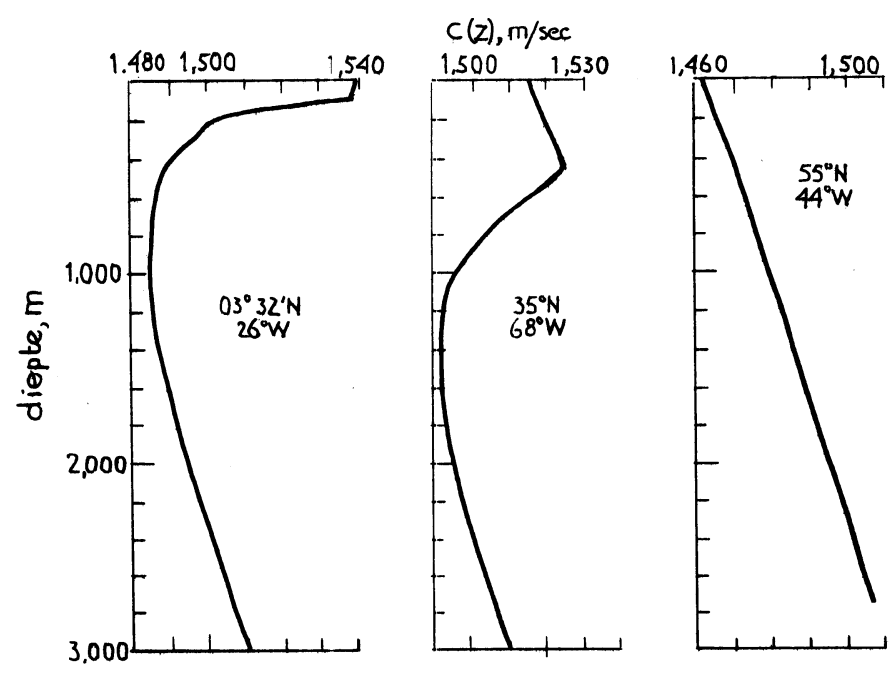
Relaties tussen akoustische intensiteitsniveaús en akoustische drukkiveaús in zeewater, uitgedrukt in decibels t.o.v. bepaalde referentie niveaús.

Fig 1



Gebaseerd op maandelijks gemiddelde temperatuurdiepte krommen in het gebied van Bermuda.

Fig 2



Gebaseerd op temperatuurgegevens van de winter.

Fig 3

Fig 4

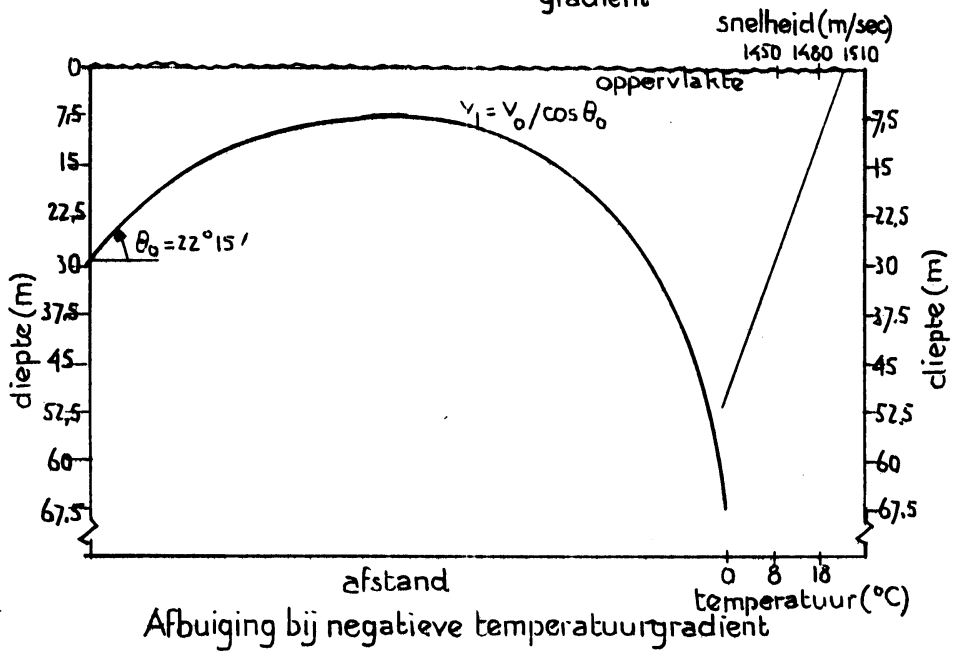
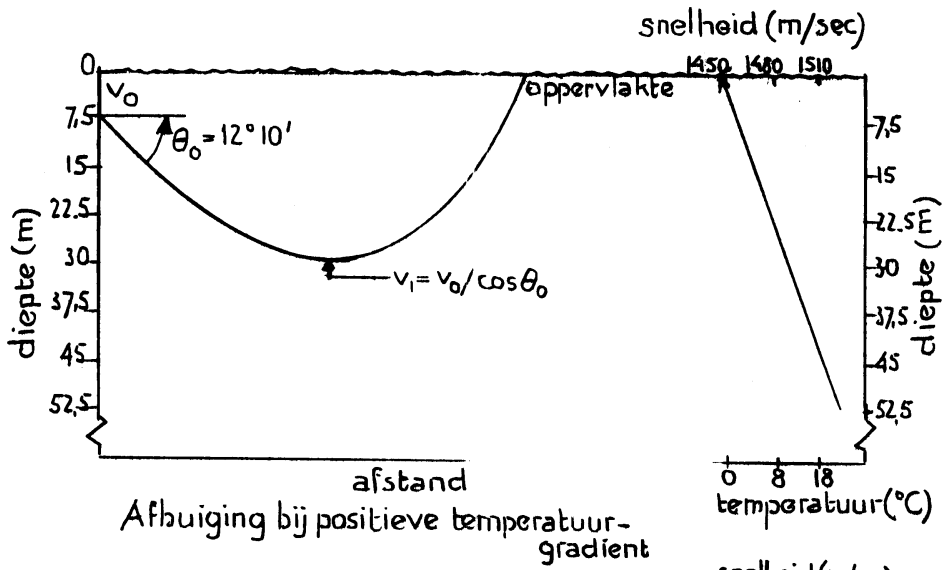


Fig 5

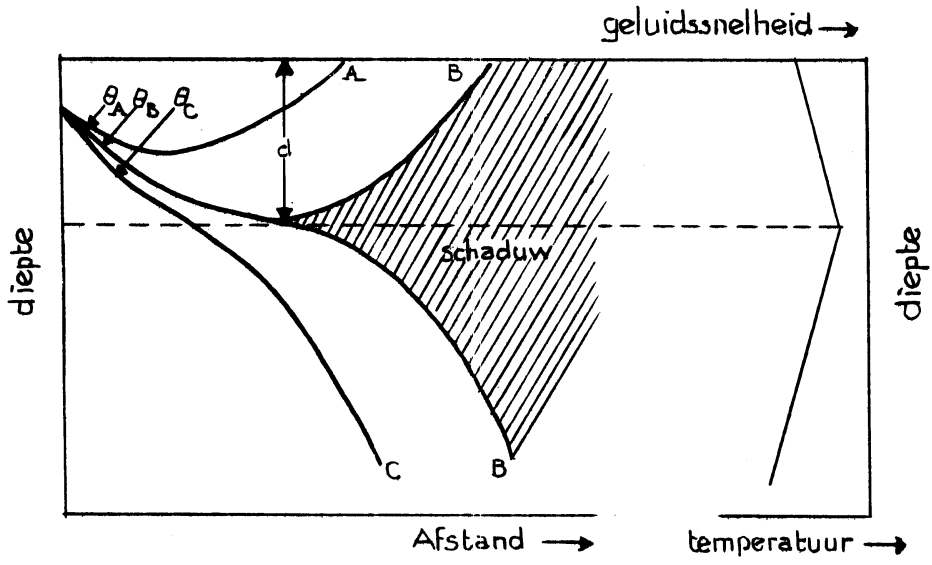


Fig 6

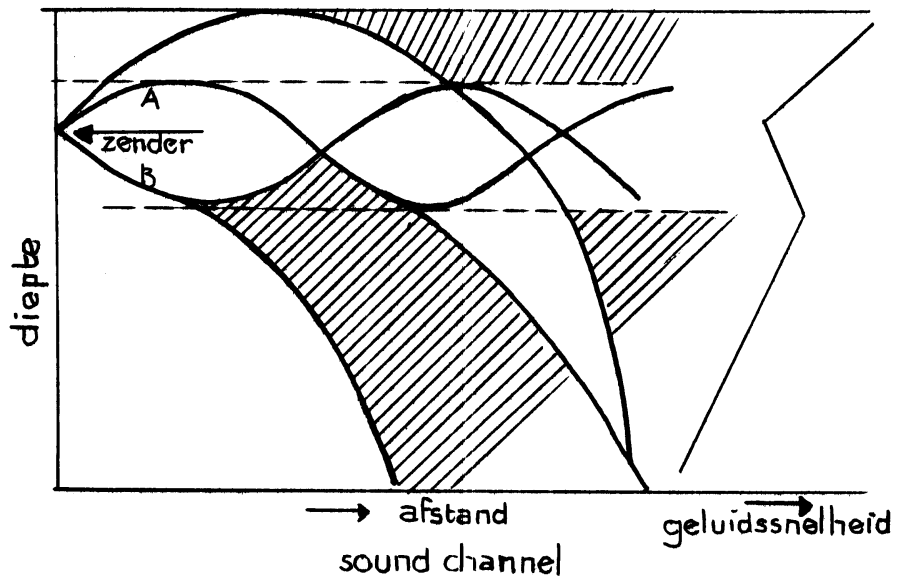
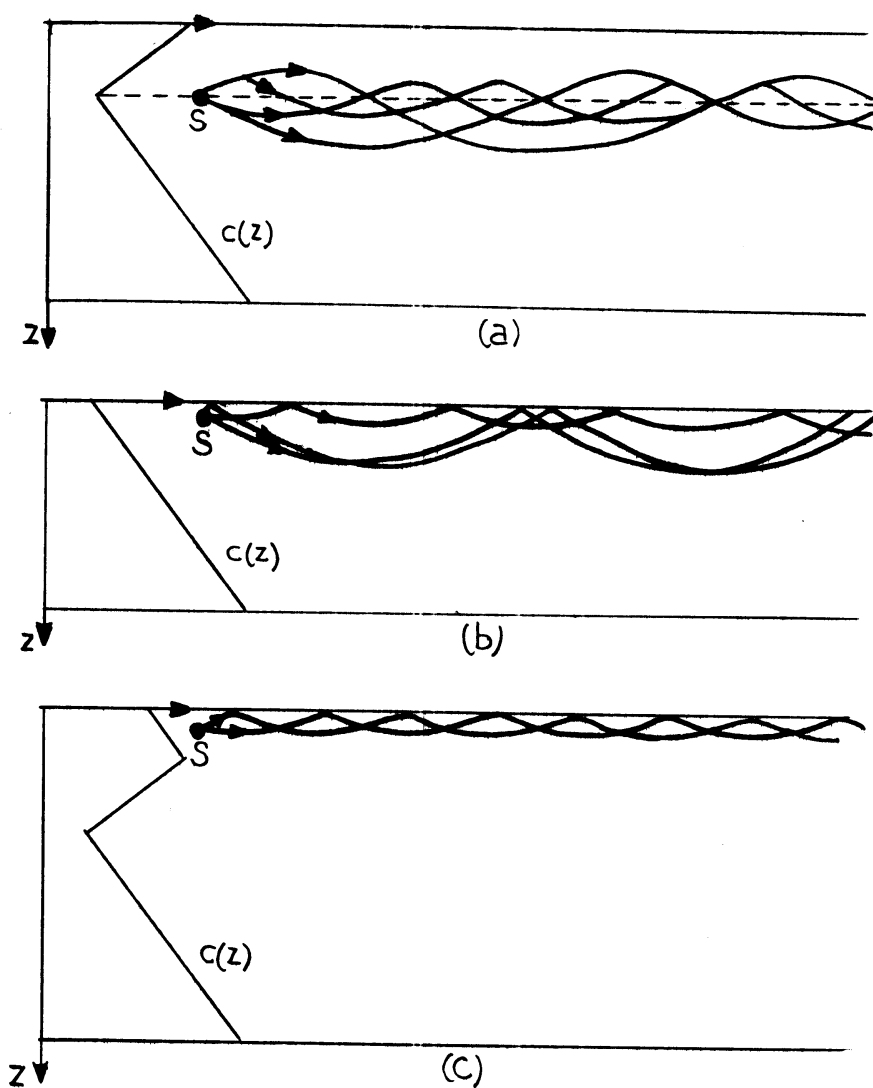
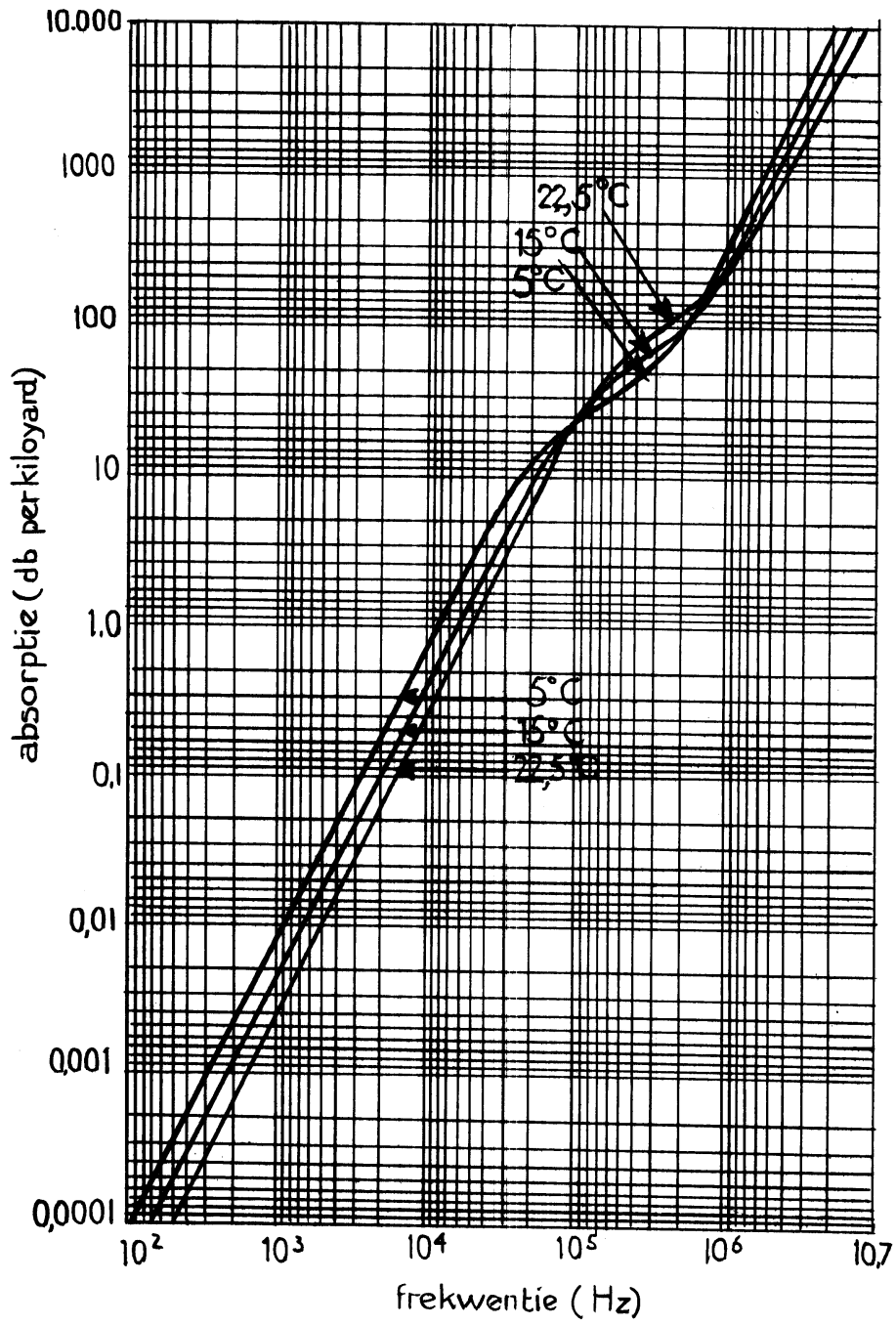


Fig 7



- (a) sound channel op zekere diepte
- (b) geluidsvoortplanting in poolgebieden
- (c) oppervlakte sound channel

Fig 8



geluidsabsorbtie in zeewater

Fig 9

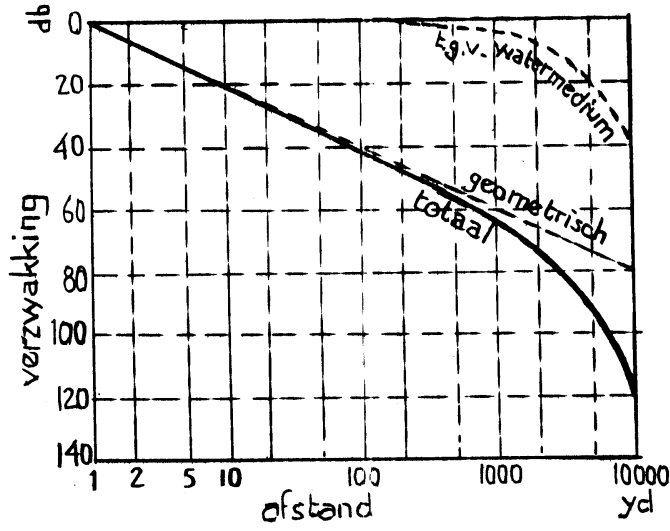
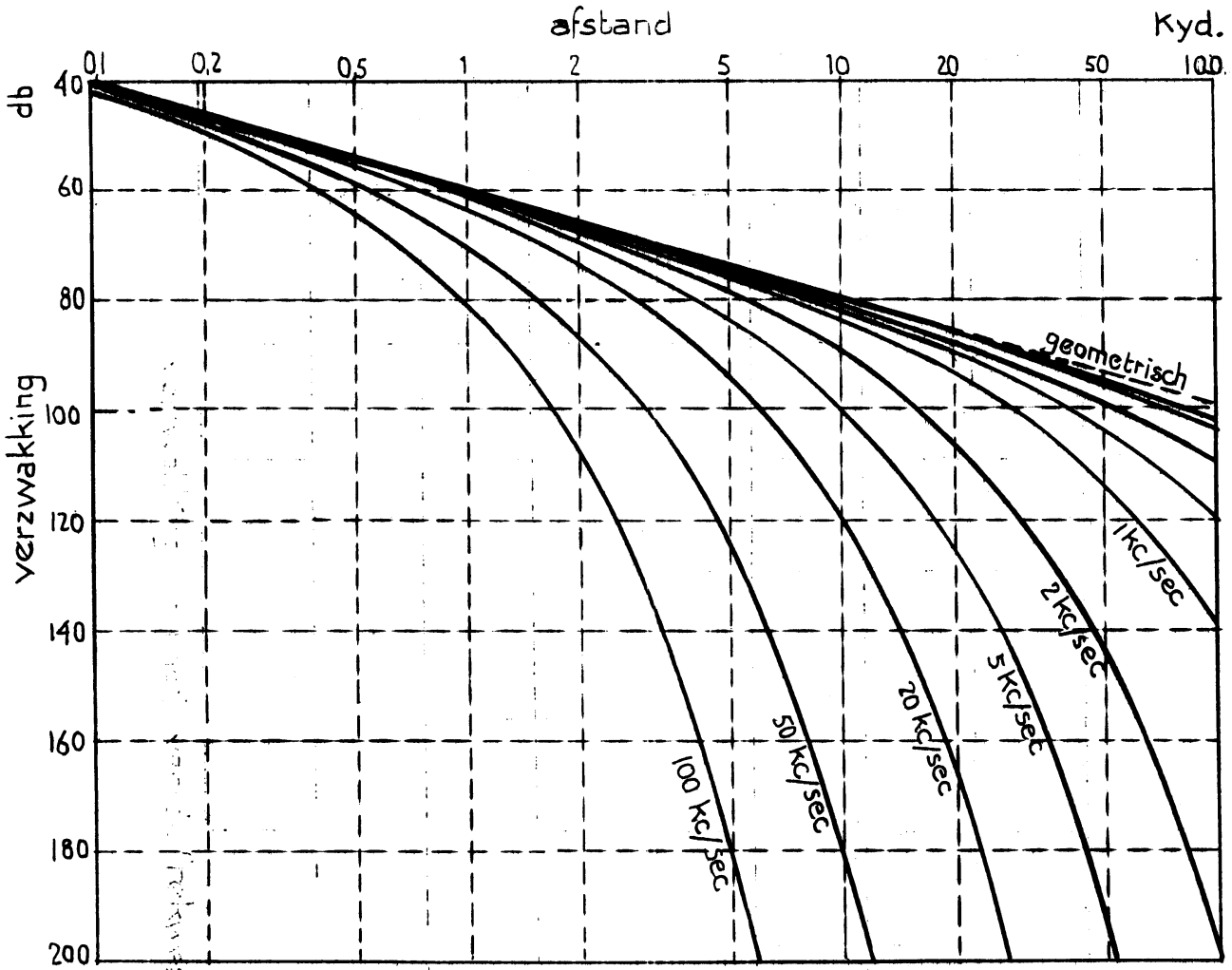


Fig 10



verzwakking als functie van de frekwentie

Fig 11

Fig 12

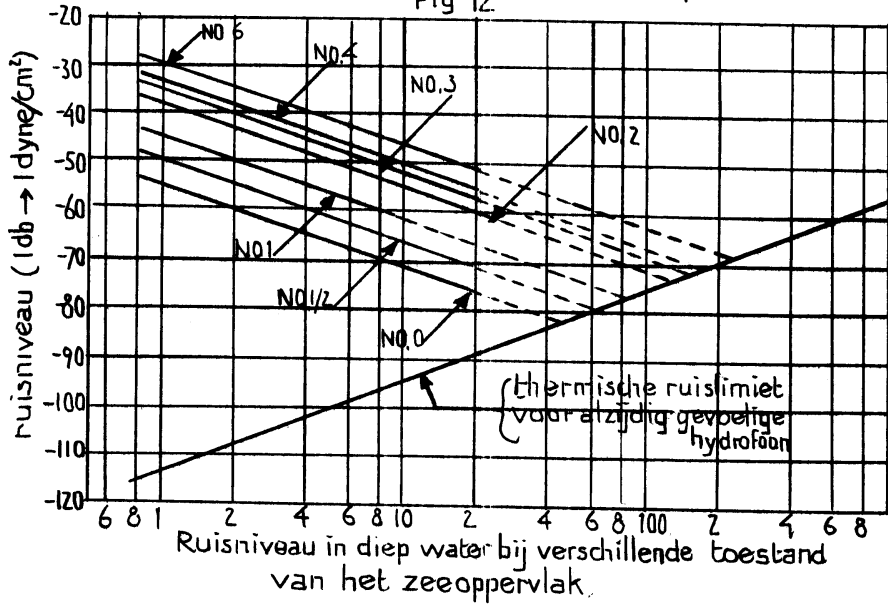


Fig 13

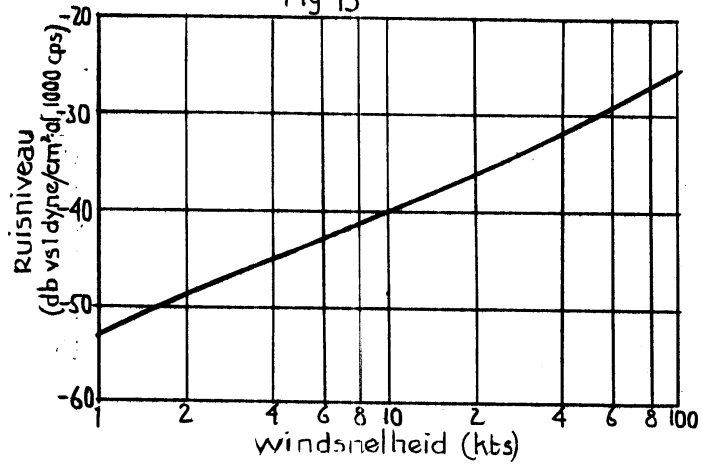
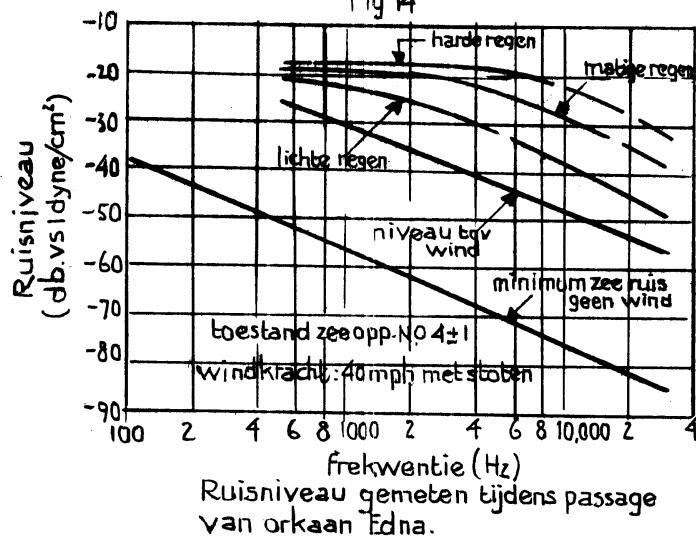


Fig 14



Hoofdstuk IV

Licht in de zee

- Litt. Groen, blz. 77-84
 Von Arx, blz. 134-138
 Mc. Lellan, blz. 125-130.

Het zonlicht dringt in afhankelijkheid van de doorlaatbaarheid van het zeewater ter plaatse tot in de orde van 100 m diep in de zee door. Voor de biologische consequenties hiervan zie H II, par. 5.

Meting van het licht in de zee:

- a) Meting van het daglicht in zee geschiedt door vanaf een schip een fotometer neer te laten, terwijl zich een identieke referentie-fotometer aan dek bevindt. Hoe dieper de fotometer in het water komt, des te dikker is de waterlaag die het aldaar opgevangen licht heeft doorlopen. En daar de lichtabsorptie van het water zeer selectief is, verandert de spectrale samenstelling van dit licht sterk met de diepte. Daarom wordt gebruik gemaakt van kleurfilters, waardoor gemeten wordt in een beperkt golflengtegebied, in het ideale geval zelfs monochromatisch. Dan is in optisch homogeen water het verloop van de fotostroom met de diepte bijna exponentieel, en dan bestaat er dus een bijna lineair verband tussen de logaritmie van de fotostroom en de diepte.

In formule:

$$E = E_0 e^{-k_\lambda z}$$

waarbij E = fotostroom

k_λ = verzwakkingscoëfficiënt voor bepaalde golflengtes λ
 z = diepte.

Vb. Metingen op station A (62°N, 33°W; in de zomer 1967) gaven de volgende resultaten:

rood $k = 0.35 \text{ m}^{-1}$ (λ max. circa 640 mm)
 groen $k = 0.08 \text{ m}^{-1}$ (" " 520 ")
 blauw $k = 0.07 \text{ m}^{-1}$ (" " 480 ")

De diepte waarop dan de lichthoeveelheid gereduceerd is tot 0.1 resp. 0.01 van die aan het oppervlak is dan voor de verschillende kleuren als volgt:

E/E_0	rood	groen	blauw	
$\frac{1}{10}$	6.5	29	33	meter
$\frac{1}{100}$	13	58	66	meter

Daar het water in het algemeen niet homogeen is, maar gelaagd, is $\log \frac{E}{E_0}$ als functie van z geen rechte en kan er slechts een gemiddelde k_λ bepaald worden, resp. is k ook een functie van de diepte. Deze diepte-afhankelijkheid verandert meestal met de tijd t.g.v. seizoeninvloeden en dagelijkse verticale bewegingen van zoö-plankton, zodat k in het algemeen een functie is van plaats, tijd, golflengte en diepte.

- b) Secchi schijf (zie ook Instructieboek 6.3 en 6.4)

De Secchi-schijf diepte S is een functie van de samenstelling van het zeewater.

Vb. grootte-orde	S (in m)
Noordzee (Ned.kust)	2
Noordzee (tussen Eng. en Ned.)	8, 10, 12
Sargasso Zee	tot 50 à 60

- c) Met de bundelverzwakkingsmeter (zie Instructieboek 6.1) wordt de verzwakking van licht in zeewater gemeten. Een voordeel is dat men onafhankelijk is van al of niet aanwezig daglicht. Bovendien wordt gewerkt met een evenwijdige lichtbundel waardoor de optische geometrie van de meting totaal anders is dan bij daglichtmetingen. De resultaten van beide soorten metingen vullen elkaar dan ook aan.

Licht wordt in zeewater verzwakt door:

- a) selectieve absorbtie door watermoleculen, welke veel sterker is voor rood dan voor blauw licht;
- b) selectieve absorbtie door organische opgeloste stoffen welke in het algemeen sterker is voor blauw dan voor rood licht;
- c) moleculaire verstrooiing aan watermoleculen in alle richtingen;
- d) verstrooiing aan kleine deeltjes, zoals plankton en slib, welke onafhankelijk is van de golflengte van het licht (daar de deeltjes in zeewater veel groter dan de golflengte zijn), en die bovendien sterk voorwaarts gericht is.

Hoofdstuk V

Zeegolven

par.1. Litteratuur

R. Dorrestein en P. Groen
Zeegolven

Opstellen op oceanografisch en maritiem meteorologisch gebied, no. 11
Staatsdrukkerij (1958)

Vaughan Cornish
Waves of the sea and other water-waves
T. Fisher Unwin (1910)

Vaughan Cornish
Ocean Waves and Kindred Geophysical Phenomena
Cambridge (1934)

Dr. H. Thorade
Probleme der Wasserwellen
Hamburg (1931)

Blair Kinsman
Windwaves, their generation and propagation on the ocean surface
Prentice-Hall Inc. 676 pag. New Jersey (1965)

Franz Graf von Larisch-Moennich
Sturmsee und Brandung
Verlag von Velhagen und Klasing (1925)

Algemene artikelen:

W. Bascom
Ocean Waves
Scientific American. August 1959

M.J. Tucker
The study of sea waves
New Scientist 6 (1959) p. 275-277

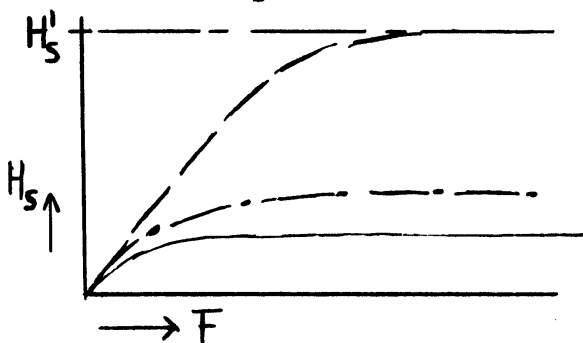
par.2. Zeegolven

Zeegolven zijn gravitatiegolven, die zich langs het oppervlak der zee voortplanten.

Zeegang is het directe gevolg van drukkrachten en tangentiële krachten van de wind op de zee.

De zeegang op een bepaalde plaats wordt bepaald door de windsnelheid U , de tijdsduur t dat de wind waait en de afstand waarover de wind waait, de strijklengte F genaamd.

De zeegang wordt o.a. gekarakteriseerd door de significante golfhoogte H_s (gemiddelde hoogte van het hoogste derde deel der golven).



In nevenstaande figuur is het verband tussen H_s , F en t gegeven bij een vaste windsnelheid U . Aangenomen is, dat de bodem geen invloed uitoefent.

$F = 0$ bijv. bij een kust.

F in richting van de wind genomen.

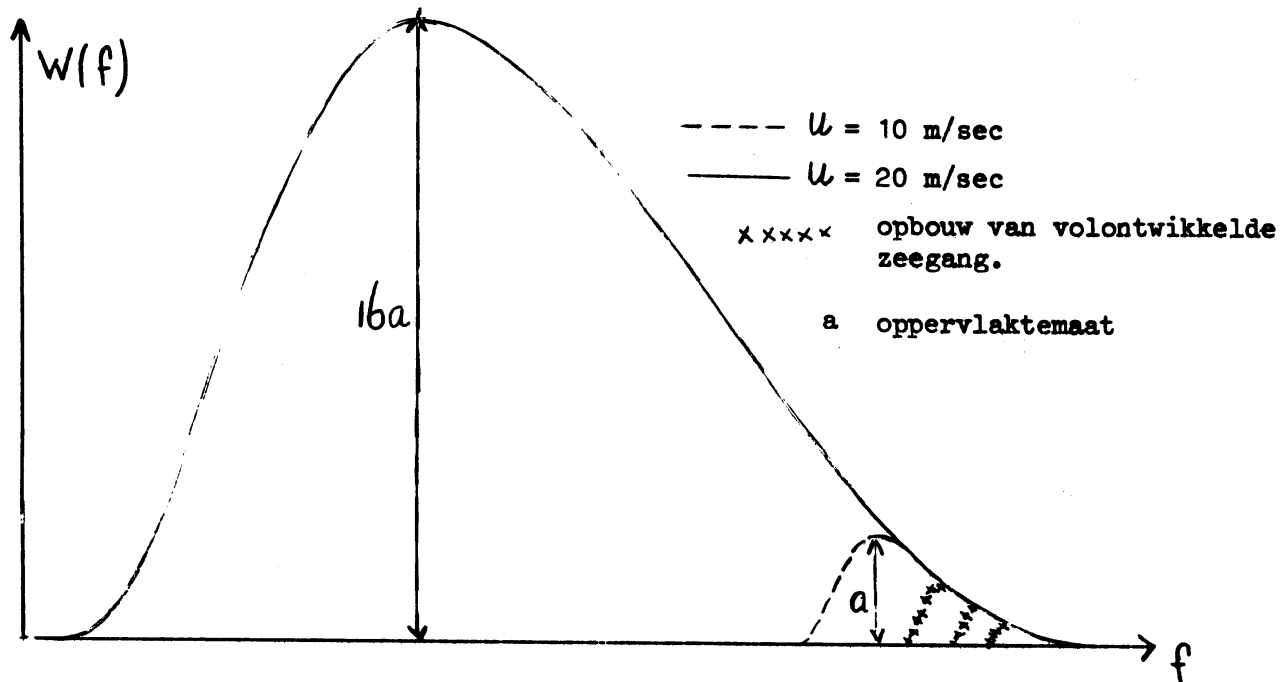
- t zeer groot
- .-.-.- t circa 2 uur
- t circa 1 uur

$$H_{\text{sign}} \approx 4 \times \sqrt{\{z(t)\}^2}$$

en de dominante periode is:

$$T_{\text{dominant}} = \frac{1}{f_{\text{dominant}}} \approx \frac{\int_0^{\infty} W(f) df}{\int_0^{\infty} f W(f) df}$$

Vb. Een studie op de oceaan van volontwikkelde zeevang geeft het volgende spectrum. Zie figuur.



H'_g is de volontwikkelde zeegang (evenwichtstoestand) bij windsnelheid U waarvoor geldt: $\frac{gH'_g}{U^2} = \text{const.}$ (= 0.26 volgens W.H. Munk).

Vb. $U = 10 \text{ m/sec} \Rightarrow H'_g = 2.6 \text{ m.}$

Voor de periode T van volontwikkelde zeegang bij een windsnelheid U geldt:

$$\frac{gT}{U} = \text{const}$$

Daar de phasesnelheid C van een golf op diep water $C = 1.56 T$ (m.k.s. stelsel) is, volgt uit het bovenstaande

$$\frac{C}{U} = \text{const} (\approx 1)$$

Vb. $U = 10 \text{ m/sec}$, dus ook $C = 10 \text{ m/sec}$ en $T = 6.4 \text{ sec.}$

Heeft een windveld met constante snelheid U een golfveld opgebouwd en neemt de wind af of verandert van richting, dan lopen de golven als deining door.

Dus: Zeegang groeit of blijft constant en deining neemt af, heeft het uiterlijk van een afgevlakte zeegang.

De golven, die uit een golfveld lopen (m.a.w. die niet meer onder invloed staan van het heersende windveld) vertonen:

- 1) uitwaaiing; want in golfveld behorende bij bepaald windveld zijn verschillende golfvoortplantingsrichtingen aanwezig;
- 2) dispersie, d.i.: uitsmering van de golfenergie, omdat lange golven sneller lopen dan korte. De snelheid waarmee de golfenergie zich voortplant is de helft van de phasesnelheid der golven.

par.3. Metten van zeegolven (speciaal golfhoogte en golfperiode)

I. Met vaste opstelling i.h.a. aan de kust d.m.v.:

- a) visuele schatting door ervaren waarnemers;
- b) filmopnamen, die naderhand uitgewerkt worden;
- c) elektrische methode met bijv. serie weerstanden of capaciteiten langs een mast;
- d) drukmeting door op de bodem opgestelde drukmeter of met behulp van verankerde opdrijvende cylinder waarin zich een drukmeter bevindt;
- e) omgekeerde echoloding.

II. In open zee d.m.v.:

a) Baak van Froude.

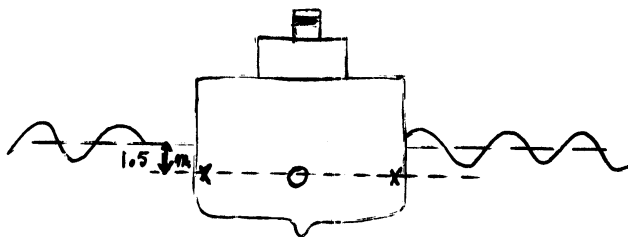
Dit is een circa 10 meter lange cylinder, die vertikaal in het water staat. Het op en neer bewegen van de cylinder wordt tegengegaan door een horizontale schijf, die op enige afstand. onder de cylinder in het water hangt. Op deze manier is een vaste mast in open zee verkregen waarbij volgens bijv. Ia, b, d golven gemeten kunnen worden.

b) Omgekeerde echoloding van uit onderzeeboot.

Door reeks echolodingen te doen kan voortplantingsrichting der golven gemeten worden.

- c) National Institute Oceanography shipborne wave recorder (Tucker, 1954).

Vaste opstelling binnen schip. Zie fig.



O plaats versnellingsmeting X plaats drukmeting

De verticale versnellingen van het schip en de relatieve beweging van het schip t.o.v. het water worden resp. door een versnellingsmeter en een drukmeter gemeten. De drukmeting geschiedt aan beide zijden van het schip om de slingerbewegingen te compenseren. Daar de drukmeting door hydrodynamische omstandigheden onzeker is zijn de metingen het betrouwbaarst bij lange golven als de drukmeting slechts een geringe correctie geeft op de versnellingsmeting. Op de open oceaan worden met langzaamvarend of stilliggend schip golven gemeten waarbij voor de lange golven een nauwkeurigheid van 10% bereikt wordt.

- d) Golfmeters in boeien of op vloten

De boeien of vloten moeten zo goed mogelijk de bewegingen van het wateroppervlak volgen.

Op de lichtscheper langs de Nederlandse kust is de K.N.M.I. golfmeter, ontwikkeld door de firma Van Reysen (ir. Boersma), ingebruik. Deze is gemonteerd op een vlot. Een nadeel is, dat door het scheefliggen van het vlot ook horizontale versnellingen gemeten worden.

Na jarenlang ontwikkelingswerk heeft de firma Datawell (ir. C.M. Verhagen) een vertikaal gestabiliseerde boei ontwikkeld, waarin dus alleen de verticale versnelling gemeten wordt.

Door het N.I.O. is een pitch and roll buoy met drijfanker ontwikkeld, die ook hellingshoeken meet, waardoor ook nog informatie over de gemiddelde voortplantingsrichting der golven verkregen wordt.

De nieuwste ontwikkeling is de ook door het N.I.O. ontwikkelde clover leaf buoy (1964) welke bestaat uit 3 onafhankelijk bewegende vlotjes. Deze meet ook nog de veranderingen van de hellingshoeken, zodat de verdeling van de golfenergie over de verschillende voortplantingsrichtingen bekend is.

De Russen doen golfmetingen met een boei waaraan op 100 m diepte een drukmeter hangt. Op deze diepte zijn de drukfluctuaties door de oppervlakte golven uitgedempt en het op en neer bewegen van de boei geeft een op en neer bewegen van de drukmeter wat dus resulteert in het meten van een variërende statische druk. Deze meting geeft goede resultaten.

Met de behandelde methoden wordt de golfhoogte op een bepaald ogenblik gemeten.

Het is ook mogelijk om een golvend zeeoppervlak te fotograferen. Er zijn twee methoden in gebruik:

- a) luchtfotografie vanuit 2 vliegtuigen o.a. toegepast in het Stereo Wave Observation Program;
- b) stereofotografie vanaf schepen, toegepast door de Russen.

par. 4. Golfspectra

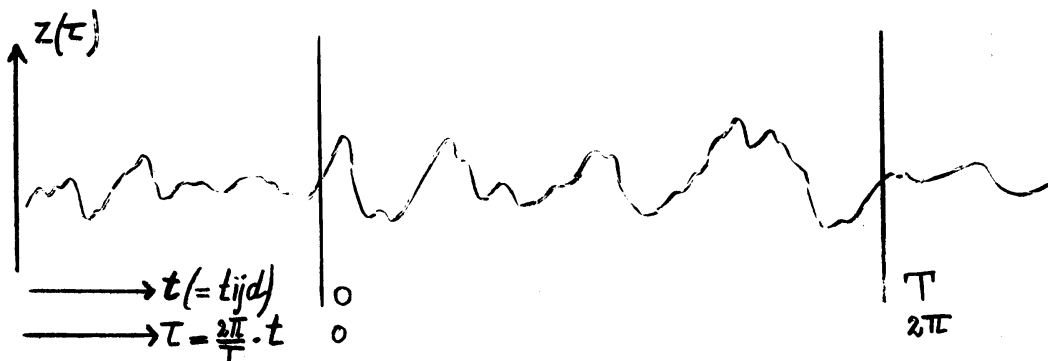
Litt. M.T. Barber

Experimental Correlograms and Fourier Transforms
Pergamon Press (1961)

Ocean Wave Spectra, proceedings of a conference
National Academy of Sciences
Prentice-Hall Inc. (1961)

Zie ook Kinsman onder litt. zeegolven.

Een golfmeter levert een golfregistratie, die voor te stellen is als een willekeurige functie $z(\tau)$ in de tijd.



Voor de analyse van de golfregistratie wordt een willekeurig gedeelte, geregistreerd in een tijd T (seconden) beschouwd.

Elke golfregistratie is opgebouwd uit een groot aantal golven (enkelvoudig periodieke functies) van verschillende amplitudines en frekventies, zodat $z(\tau)$ voor te stellen is door:

$$(1) \quad z(\tau) = a_0 + a_1 \cos \tau + b_1 \sin \tau + \dots + a_k \cos k\tau + b_k \sin k\tau + \dots$$

$$= a_0 + c_1 \cos(\tau - \varphi_1) + \dots + c_k \cos(k\tau - \varphi_k) + \dots$$

met $a_k^2 + b_k^2 = c_k^2$ en $\varphi_1 \dots \varphi_k$ zijn phasehoeken.

De coëfficiënten $a_0 \dots a_k \dots, b_1 \dots b_k \dots$ en dus ook $c_0 \dots c_k \dots$ zijn te berekenen.

$$\text{Vb.} \quad \int_0^{2\pi} z(\tau) \cos k\tau \, d\tau = \int_0^{2\pi} a_k \cos^2 k\tau \, d\tau = \frac{1}{2} a_k \cdot 2\pi = \pi a_k$$

dus

$$a_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} z(\tau) \cos k\tau \, d\tau$$

Door het 0-punt van de verticale schaal te leggen in de gemiddelde waarde van $z(\tau)$ over het beschouwde interval $(0, 2\pi)$ wordt $a_0 = 0$.

- (2) Voor een enkelvoudige sinusvormige golf met amplitude a is de energie per oppervlakte-eenheid

$$\frac{1}{2} \rho g a^2$$

met ρ = dichtheid water.

- (3) Voor het beschouwde gedeelte van de golfregistratie is de gemiddelde energie per oppervlakte-eenheid

$$E = \frac{1}{2} \rho g \{z(\tau)\}^2$$

waarbij $\{z(\tau)\}^2$ de variantie genoemd wordt.

(4) De variantie is te schrijven als

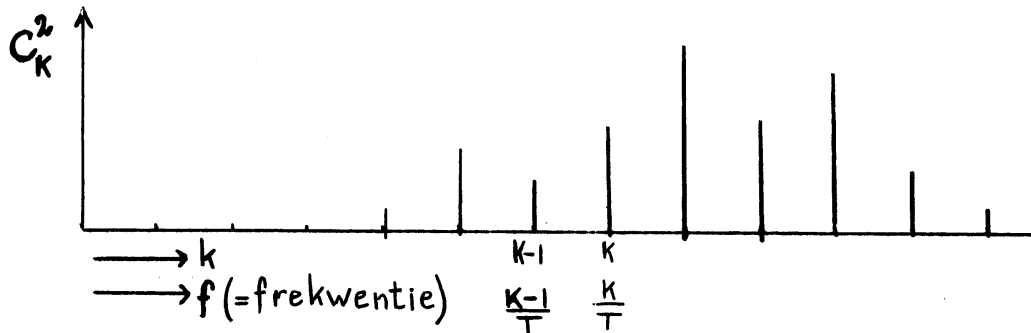
$$\{z(\tau)\}^2 = \frac{1}{2} c_1^2 + \frac{1}{2} c_2^2 + \dots + \frac{1}{2} c_k^2 + \dots$$

Uit (1), (2), (3) en (4) volgt:

Ieder van de termen $\frac{1}{2} \rho g c_k^2$ is gelijk aan de gemiddelde energie per oppervlakte-eenheid van de k -de golf, waaruit $z(\tau)$ is samengesteld.

Door deze analyse van het beschouwde deel van de golfregistratie is c_k^2 of de energie $\frac{1}{2} \rho g c_k^2$ als functie van k of de frequentie k bekend.

Zie figuur.



Deze grafiek laat dus als het ware zien, hoe de golfenergie verdeeld is over de samenstellende golven. Deze verdeling van de golfenergie over de samenstellende golven wordt nu een golf spectrum genoemd. De grafiek is discreet en heeft een onregelmatig verloop van de ordinaat.

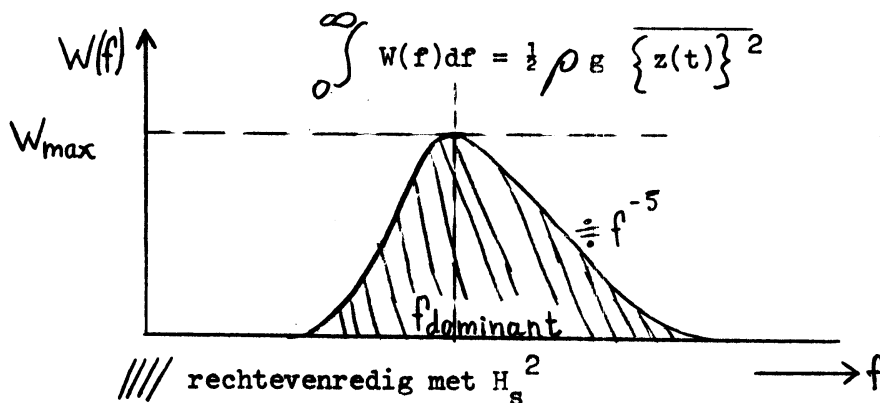
De keuze van het gedeelte van de golfregistratie, dat we beschouwen en ook de lengte van het tijdsinterval waren willekeurig.

Door telkens een ander gedeelte van de golfregistratie te beschouwen en/of te variëren wordt een golf spectrum verkregen, dat wel een continu verloop heeft (in wezen pas "echt" continu als T oneindig lang is, dus m.a.w. als een oneindig lange registratie in zijn geheel geanalyseerd wordt).

Energie in frequentiegebiedje df is voor te stellen door

$$W(f)df$$

de totale energie in het spectrum komt nu overeen met de totale energie van de golfbeweging, dus



Is het spectrum niet te breed, d.w.z. is de beschouwde golfregistratie regelmatig, dan is $W(f)_{max}$ een maat voor de golfhoogte.

Hoofdstuk **VI**

Dynamica der Zee

Par. I. De bewegingsvergelijkingen

Litt. Sverdrup e.d. The Oceans, blz. 431 e.v..

De krachten, die op onze draaiende aarde werkzaam zijn, zijn:

1. de gravitatiekracht van de massa van de aarde;
2. de middelpuntvliedende kracht;
3. Coriolis-kracht;
4. getijkrachten.

1 en 2 bepalen samen "de" zwaartekracht, welke op aarde gemeten wordt en die de begrippen vertikaal en horizontaal definieert.

De horizontale component van de Coriolisversnelling bij horizontale bewegingen met snelheid v m/sec is:

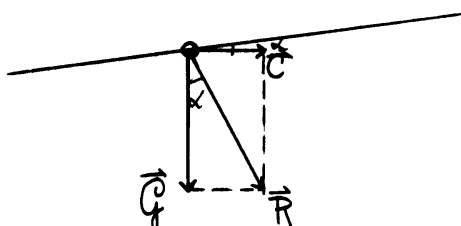
$$2 \omega \sin \varphi \times v \text{ m/sec}^2$$

waarin φ de geografische breedte en ω de hoeksnelheid van de aardrotatie is.

De verticale component van de Coriolisversnelling is verwaarloosbaar klein t.o.v. de versnelling van de zwaartekracht.

Vb. Effect Coriolisversnelling op een stromende rivier

Zie fig.



De rivier stroomt van ons af en het wateroppervlak stelt zich loodrecht op resultante van zwaartekracht \vec{G} en Corioliskracht \vec{C} in.

Onderstelling:

1. geografische breedte 45° , dan is $2 \omega \sin \varphi \approx 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$
2. stroomsnelheid rivier $v = 1 \text{ m/sec}$, dan is $C = 10^{-4} \text{ (m/sec}^2\text{)}$ en $\text{tg } \alpha = 10^{-5} \text{ d.w.z.}$

de helling van het rivieroppervlak wordt 1 cm per km.

Alhoewel de Corioliskracht zeer gering is speelt hij toch de belangrijkste rol bij de dynamica der horizontale bewegingen.

De krachten, die de dynamica der stromingen bepalen, zijn:

1. de uitwendige krachten, nl. de zwaartekracht \vec{G} , de Corioliskracht \vec{C} en
2. de inwendige krachten, nl. de drukvervalkracht \vec{B} en de inwendige wrijving \vec{F} .

De natuur streeft naar een evenwicht, d.w.z. $\vec{G} + \vec{C} + \vec{B} + \vec{F} = 0$.

Het evenwicht in de verticale richting (z-richting) $G_I + B_z = 0$ geeft de statische drukvergelijking: $P = -g\rho \Delta z$.

$P =$ drukverschil, $\rho =$ dichtheid.

Het horizontale evenwicht bij stromingen is gegeven door: $\vec{C} + \vec{B} + \vec{F} = 0$. Door \vec{F} te verwaarlozen ontstaat de bewegingsvergelijking voor de geostrofische stroom v :

$$\rho \cdot 2 \omega \sin \varphi \cdot v - \text{grad } P(x,y) = 0$$

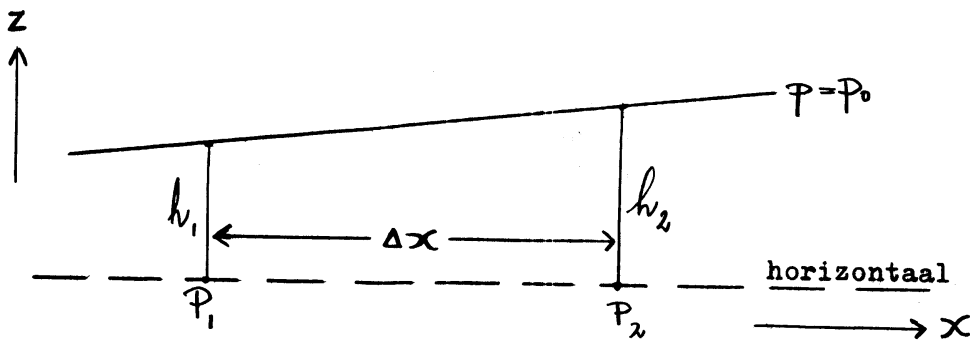
Oplossing van deze vergelijking geeft voor de grootte van

$$v : \quad v = \frac{|\text{grad } P(x,y)|}{\rho \cdot f} \quad \text{met } f = 2 \omega \sin \varphi (\text{Coriolisfactor})$$

De richting van v is zodanig, dat we met de stroom in de rug, de hogere druk rechts en de lagere links hebben.

In de oceanografie wordt de geostrofische stroom ook wel gradiëntstroom genoemd. (In de meteorologie is er een principieel verschil: bij de gradiëntwind is de isobarenkromming in rekening gebracht).

Topografie isobarisch vlak



Zie figuur : M.b.v. statische drukvergelijking leiden we af:

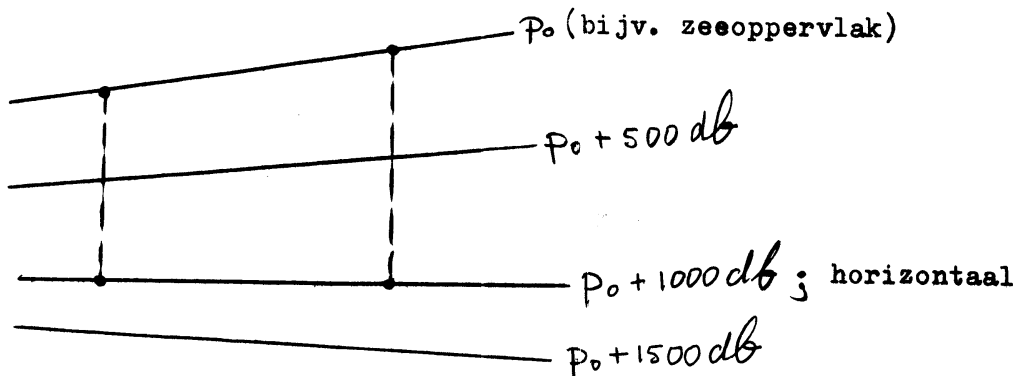
$$\frac{dP}{dx} = \rho g \frac{dh}{dx} = \rho g I$$

waarbij $I = \frac{dh}{dx}$ genoemd wordt; het verhang of de helling van het isobarisch vlak. De formule voor de geostrofische stroomsnelheid wordt nu:

$$v = \frac{gI}{f}$$

Deze formule gaat niet meer op nabij de evenaar; daar de wrijving is verwaarloosd en er evenwicht tussen de Corioliskracht en de drukvervalkracht verondersteld is, hetgeen een nabij de evenaar ontoelaatbare vereenvoudiging betekent.

In de praktijk wordt de helling van de isobarische vlakken in de zee bepaald door waarnemingen van temperatuur en zoutgehalte op diverse oceanografische stations. Zie fig.

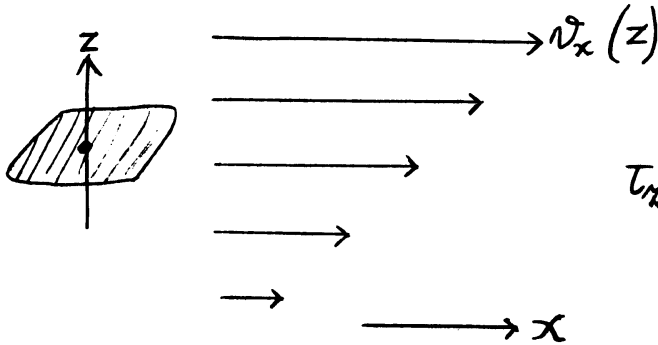


Onderstelling: zee op grote diepte in rust of m.a.w. het isobarische vlak op grote diepte is horizontaal. Deze onderstelling is de grote moeilijkheid bij de toepassing van deze methode van stroomberekening.

Deze techniek wordt o.a. toegezegd door de International Ice Patrol nabij New Foundland.

Schuifspanning, viscositeit bij stromingen

Snelheidsverdeling en asrichtingen als in fig.



τ_{yx} = schuifspanning uitgeoefend door vloeistof boven vlakje op dit onder vlakje.

$\tau_{yx} = \mu \frac{dv_x}{dz}$ waarin

μ = viscositeitscoefficient is.

In het geval van laminaire stromingen is de moleculaire viscositeitscoefficient, omdat het "kontakt" tussen de vloeistoflagen verzorgd wordt door de, tengevolge van hun warmtebeweging, heen en weer schietende moleculen.

I.p.v. μ wordt vaak de kinematische viscositeitscoefficient $k = \frac{\mu}{\rho}$ gebruikt.

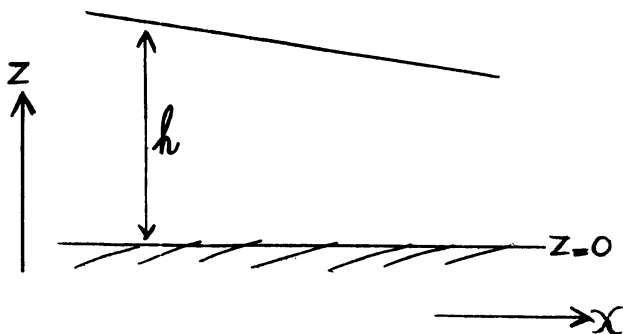
Voorbeeld: zeeewater

k in $\frac{cm^2}{su}$	Temp. °C
0.019	0.0
0.010	24.0

De inwendige wrijvingskracht \vec{F} per eenheid van oppervlak wordt nu gegeven door

$$\left. \begin{aligned} F_x &= \mu \frac{d^2 v_x}{dz^2} \\ F_y &= \mu \frac{d^2 v_y}{dz^2} \end{aligned} \right\} \text{als } \mu = \text{const.}$$

Voorbeeld verhangstroom



Inwendige wrijving wordt niet verwaarloosd. Verhangstroom bepaald door het verhang I, dus door de helling van het oppervlak.

Krachten in x-richting worden beschouwd, zodat Corioliskrachten verwaarloosd mogen worden. In de evenwichtsituatie is:

$$B_x + F_x = 0$$

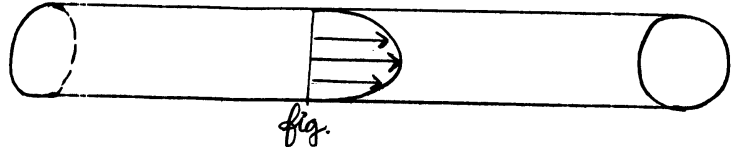
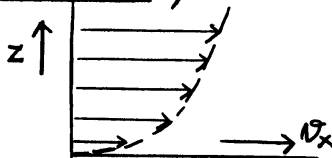
dus $-\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \frac{d^2 v_x}{dz^2} = 0$

Belangrijk, hier μ onafhankelijk van z.

Bovenstaande diff. vgl. op te lossen met de volgende randvoorwaarden:

1. $v_x'(0) = 0$ zodra wrijving in rekening wordt gebracht.
2. geen schuifspanning aan oppervlak, dus $\tau_{zx}(h) = 0$ of $\frac{\partial v_x(h)}{\partial z} = 0$.

Oplossing: $v_x = -\mu^{-1} g \rho I (hz - \frac{1}{2} z^2)$ dus in het geval van een laminaire verhangstroom (μ konstant) is het snelheidsprofiel een parabool.



In de natuur zijn de stromingen niet laminair maar turbulent.

Reynolds ontdekte het verschijnsel van turbulente stromingen bij stroomproeven in een buis (zie fig.). Bij een bepaalde kritische snelheid veranderde de "weerstand" van de buis. Hij nam waar, dat de aanvankelijk geordende stroming bij genoemde snelheid plotseling overging in een stroming met een ongeordende chaotische "ruis".

Door de grote variatie in de turbulente snelheden worden gemiddelden beschouwd. Voor de turbulente stroming in de door Reynolds beschouwde buis, geldt nu :

$$\begin{cases} \overline{v_x} = \text{const.} \\ \overline{v_y} = 0 \\ \overline{v_z} = 0 \end{cases}$$

en nu is de schuifspanning τ_{zx} te schrijven als

$$\tau_{zx} = A \frac{\partial \overline{v_x}}{\partial z}$$

waarin A de turbulente viscositeitscoëfficiënt of de Austauschcoëfficiënt wordt genoemd.

A is veel groter dan μ en hangt bovendien van de mate van turbulentie af, zodat A bepaald niet constant met z verondersteld mag worden.

Winddrift stromen

Bij door de wind aangedreven stromen is de wrijving niet te verwaarlozen. Daarentegen is $\vec{B} = 0$ te stellen, zodat de bewegingsvergelijking voor de zui- vere winddrift gegeven wordt door $\vec{C} + \vec{F} = 0$.

Theorie van Ekman voor winddriftstromen:

Onderstelling: A constant.

De bewegings vgl. wordt dan

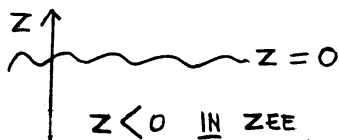
$$\begin{aligned} \rho f v_y + A \frac{\partial^2 \overline{v_x}}{\partial z^2} &= 0 \\ -\rho f v_x + A \frac{\partial^2 \overline{v_y}}{\partial z^2} &= 0 \end{aligned}$$

Randvoorwaarden:

1. de schuifspanning aan het oppervlak wordt bepaald door de wind, dus

$$\tau \text{ (opp.)} = \tau_0 \text{ (wind)}$$

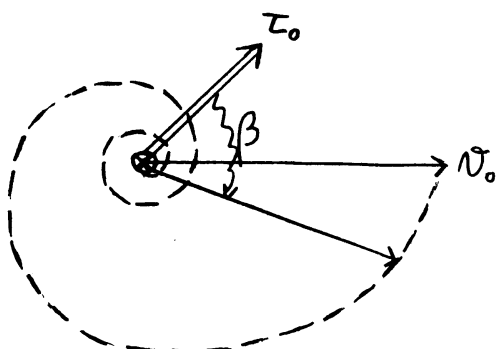
2. voor grote diepte ($z \rightarrow -\infty$) blijft de stroomsnelheid eindig. Zie fig. voor keuze z -as.



Oplossing:

met $D = \pi \sqrt{\frac{2A}{f\rho}}$ ($D =$ wrijvingsdiepte) dit is de formule voor de Ekman-spi-raal. Zie fig.

$$v = v_0 e^{-\pi \frac{z}{D}} \text{ en } \beta = -\frac{\pi}{4} + \pi \frac{z}{D}$$



De oppervlakte stroom heeft een afwijking van 45° t.o.v. de wind en wel naar rechts op het noordelijk en naar links op het zuidelijk halfrond

Voor $z = -D$ is $\begin{cases} v = v_0 e^{-\pi} \approx 0.04 v_0 \\ \beta = -45^\circ - \pi \end{cases}$

Dus op de wrijvingsdiepte D is de stroom tegengesteld gericht aan de oppervlakte stroom en 4% van diens grootte. D is een maat voor de diepte tot waar de invloed van de wind reikt.

Voorbeeld. Ter illustratie dat winddriftstroom turbulent is.

Stel laminair, dan wordt formule voor de wrijvingsdiepte D^1 :

$$D^1 = \pi \sqrt{\frac{2\mu}{f\rho}} = \pi \sqrt{\frac{2k}{f}}$$

Nu is $k = 1.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{sec}$ bij 15°C

$f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ voor 45° breedte, dus $D^1 = 50 \text{ cm}$.

Het is duidelijk, dat deze waarde voor de diepte waarop de windinvloed nog merkbaar is, veel te gering is.

In analogie met de kinematische viscositeit $k = \frac{\mu}{\rho}$ is de eddy viscositeit $K = \frac{A}{\rho}$ ingevoerd.

Grootte-orde K : Stel $D = 100 \text{ m}$, dan is $100 = \pi \sqrt{\frac{2K}{f}}$ dus $K = 500 \text{ cm}^2/\text{sec}$ dus $K \gg k$.

Empirische relatie: $K = 3 \times 10^{-4} u^2$ in m.k.s.eenheden, met $u =$ windsnelheid in m/sec.

Verband tussen τ_0 en V_0 :

$$V_0 = \frac{\tau_0}{\rho \sqrt{K}}$$

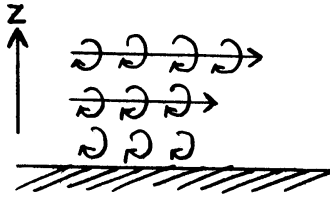
Verder is $\tau_0 = C \rho' u^2$

met ρ' luchtdichtheid dus V_0 is recht evenredig met u .

Empirisch: $v_0 = \frac{0.014}{\sqrt{\sin \varphi}} u$

Restrictie voor deze formule: φ niet te klein en u minstens 6 m/sec.

Par. 3. Invloed van de bodem op een turbulente stroming.



Voor een turbulente stroming over een horizontale bodem geldt $A = f(z)$, dus ook

$$\frac{A}{\rho} = K = f'(z)$$

We noemen $|Z = z_0$ het niveau waarop de gemiddelde snelheid 0 is, waarbij z_0 de ruwheidsparameter wordt genoemd. We stellen $Z = 0$ waar $K = 0$ is.

Voor een zandbodem is z_0 kleiner dan de diameter van een zandkorreltje.

Werkhypothese: $K = az$

waarbij a voorlopig constant genomen wordt
 a is een maat voor de toestand van de turbulentie.

Binnen zeker hoogteinterval is de schuifspanning constant te stellen nabij de bodem.

$$\text{Nu is } \tau = A \frac{d\bar{v}}{dz} = \rho a z \frac{d\bar{v}}{dz}$$

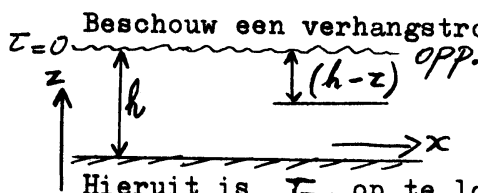
$$\text{dus } \frac{d\bar{v}}{dz} = \frac{\tau}{\rho a} \frac{1}{z}$$

$$\text{dus } v = \frac{\tau}{\rho a} \ln z + \text{const.}$$

$$\text{Daar } \bar{v}(z_0) = 0 \text{ is, is const.} = - \frac{\tau}{\rho a} \ln z_0$$

$$\text{dus } v = \frac{\tau}{\rho a} \ln \frac{z}{z_0}$$

Dit is de algemene formule voor de gemiddelde turbulente stroomsnelheid nabij de bodem, mits geen uitgesproken stabiele of onstabiele gelaagdheid daar heerst.



Zie fig.

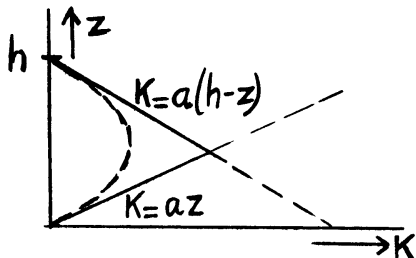
Afhankelijkheid van τ , dus van K als functie van z .

$$\text{Bewegingsvgl. was } -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = 0$$

Hieruit is τ_{zx} op te lossen als fu. van z :

$$\tau_{zx} = g \rho I (z - h) \dots (II)$$

dus ook het wateroppervlak is een beperking van de bewegingsvrijheid van het water evenals de bodem.



De werkhypothese voor de bodem $K=az$ is nu uit te breiden met een werkhypothese voor het oppervlak $K = a (h-z)$

Zie fig.

Het is waarschijnlijk, dat K vloeiend zal verlopen met z en wel volgens een kromme, die zowel raakt aan $K = az$ als aan $K = a (h-z)$. De parabolische kromme:

$$K = \frac{az(h-z)}{h}$$

voldoet hieraan.

Uit $\tau_{zx} = A \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} = K \rho \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} = \frac{\rho az(h-z)}{h} \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z}$

en $\tau_{zx} = \epsilon \rho I (z-h)$

volgt nu: $v_x = \frac{gh}{a} \ln \frac{z}{z_0}$ met $|I| = -I$

dus het snelheidsprofiel van een turbulente verhangstroom is logaritmisch.

De turbulente bewegingen gaan gepaard met stofuitwisseling tussen de waterlagen, dus ze zorgen niet alleen voor snelheidsoverdracht maar ook voor overdracht van bijv. opgeloste stoffen en warmte. Vandaar dat al deze uitwisselingsprocessen met dezelfde K beschreven worden.

Behalve de turbulente snelheidsoverdracht, gekarakteriseerd door de eddy viscosity, kennen we bijv. ook de turbulente diffusie met de eddy diffusivity en de turbulente warmteoverdracht met de eddy conductivity.

Opmerking. De afgeleide relaties voor K zijn slechts geldig mits de gelaagdheid niet uitgesproken stabiel of onstabiel is.

In zee komt uitgesproken stabiele gelaagdheid voor bij bijv. de thermokline. De formule $K = \frac{az(h-z)}{h}$ mag daar dus niet toegepast worden.

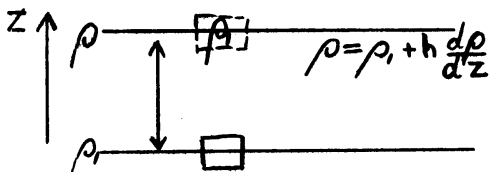
Hetzelfde geldt voor riviermonden waar sterke gelaagdheid optreedt door de verschillen in zoutgehalte.

Horizontale of laterale uitwisseling.

Stromen die langs elkaar lopen gaan gepaard met zijdelingse uitwisseling, die veel groter is dan de uitwisseling in verticale zin.

Par. 4. Inwendige golven.

Deze komen alleen voor aan horizontale grensvlakken van lichter op zwaarder water en hangen direct samen met de stabiliteit.



Nodig: $\frac{d\rho}{dz} < 0$, dus stabiele situatie
De samendrukbaarheid van het water wordt verwaarloosd.

Opwaartse kracht op waterpakketje met dichtheid ρ_1 op niveau met dichtheid ρ is:

$$\epsilon (\rho - \rho_1) = \epsilon h \frac{d\rho}{dz}$$

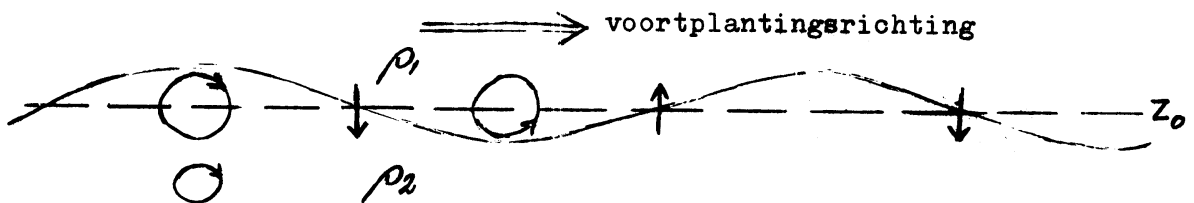
Gedachtenexperiment:

het waterpakketje voert een periodieke trilling uit, voor te stellen door $h = h_1 \sin nt = h_1 \sin \frac{2\pi t}{T}$

De bewegingsvergelijking wordt dan $\rho_1 \frac{d^2 h}{dt^2} = g h \frac{d\rho}{dz}$

Hieruit volgt: $n = \sqrt{g \frac{d\rho}{dz} \frac{\rho_1}{\rho_2}}$ en $T = 2\pi \sqrt{\frac{\rho_2}{g \frac{d\rho}{dz} \rho_1}}$

In de praktijk komt geen één waterpakketje in trilling, maar ontstaan er golven, die zich langs het discontinuïteitsvlak in ρ voortplanten. Deze golven zijn te vergelijken met oppervlaktegolven. Zie figuur



Als water aan beide zijden van de discontinuïteit in ρ zeer diep is, d.w.z. als diepte $> L/2$ met $L =$ golflengte dan is de straal van de beweging der waterdeeltjes gegeven door:

$$\text{Boven: } r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{L}(z-z_0)}$$

$$\text{Onder: } r = r_0 e^{-\frac{2\pi}{L}(z_0-z)}$$

De voortplantingssnelheid der golven is gegeven door:

$$C = \sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}} \cdot C_{\text{opp}}(L)$$

Daar de term $\sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}}$ zeer klein is, is de voortplantingssnelheid der inwendige golven zeer gering t.o.v. die der oppervlaktegolven.

Doordat in zee de discontinuïteit in ρ nooit zeer scherp is, maar $|\frac{d\rho}{dz}|$ geleidelijk verandert tot een maximale waarde is er een minimale waarde voor de periode der inwendige golven.

Par. 5. Stroommetingen.

Litt. Groen blz. 241-248
von Arx 213-231 (-241) 244-281.

Instructieboek Stroommeting,
overzichtsartikel tot 1958: J.W. Johnson & R.L. Wiegel
Investigation of water measurements in estuarine and
coastal waters.
State water pollution control board.

Stroommetingen kunnen indirect en direct geschieden. Voor de indirecte methode, zie H VI par. 1.
De directe methode is te onderscheiden in de driftmethode volgens Lagrange waarbij een waterhoeveelheid gevolgd wordt en de stroommethode volgens Euler, waarbij de stroom op vaste punten gemeten wordt.

De driftmethode wordt toegepast bij metingen met behulp van:

- 1) het stroomverzet van een schip (afgezien van windinvloeden)
- 2) drijf flessen
- 3) drijfveloppen, speciaal voor het allerbovenste waterlaagje voor bestudering van de windinvloed.
- 4) drijfboeien, te volgen op bijv. radar.
- 5) een kleurstofvlek in het water, welke in de loop van de tijd gevolgd wordt.
- 6) een swallow-boei. Deze zweeft op een bepaalde, af te stellen, diepte. De boei is een aluminium cylinder voorzien van een pinger, welke het mogelijk maakt de boei met een schip te volgen
- 7) een drijfanker op bepaalde diepte verbonden met markeringsboeitje voorzien van radarreflector.

Bij methoden 6 en 7 wordt dus de stroom op een bepaalde diepte gemeten.

De stroommethode volgens Euler wordt toegepast bij alle metingen met stroommeters die op een "vast" punt de stroomsnelheid meten.

Als sensor voor de stroomsnelheid wordt o.a. gebruikt: rotor (savonius, rauschelbach of propeller-type), weerstandslichaam, terwijl als richtings-sensor veelal een vin wordt toegepast.

Een enigszins bijzondere plaats nemen de electromagnetische stroommeters in. Deze berusten op het principe dat stromend zeewater een bewegend medium is in het statische aardmagnetische veld. Loodrecht op de stroomrichting ontstaat dan volgens Maxwell een e.m.k., welke met 2 electroden en een uiterst nauwkeurige meet-apparatuur te bepalen is.

Het slepen van 2 electroden achter een schip wordt regelmatig gebruikt om stromen te meten.

Deze methode wordt ook toegepast, als vaste opstelling in het Nauw van Calais.

Hoofdstuk VII

Algemene Circulatie der Oceanen

par.1 Stromen

Litt. Mc Lellan par. 7.1

Groen blz. 238-251 en 274-299.

De oceaan wordt onderverdeeld in een oppervlakte laag, de troposfeer waarin de atmosferische invloeden direct merkbaar zijn in de vorm van seizoensvariatiën en de diepe laag onder de troposfeer, de stratosfeer waar geen seizoensvariatiën merkbaar zijn.

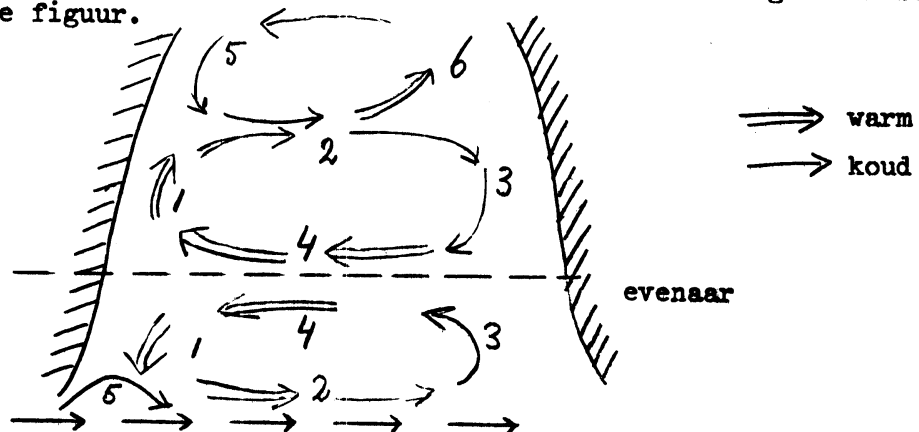
De diepte van de troposfeer is nabij de evenaar circa 100 m en op gematigde breedten circa 800 m (de invloed van de Golfstroom reikt echter dieper). Op zeer hoge breedten is er geen duidelijke scheiding door de, door de sterke afkoeling en bevrozing van het oppervlakte water geïnduceerde, convectieve beweging.

De circulatie in de oceaan wordt veroorzaakt door:

- 1) de temperatuur en saliniteitsverschillen, dus (σ_t verschillen; 2) de wind
- In de diepere oceaan is vooral (1) van belang, de directe invloed van (2) bepaalt zich tot de oppervlaktelagen.

De Atlantische, Pacifische en Indische Oceaan zijn op te vatten als bekken met de grootste lengte in de Noord-Zuid richting.

De circulatie aan de oppervlakte der oceanen is als volgt te schematiseren: zie figuur.

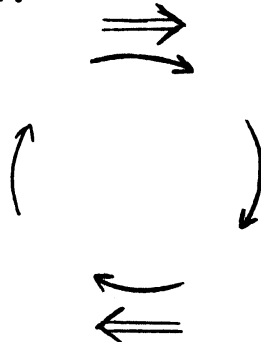


	N.Atl.Oc.	N.Pac.Oc.	Z.Atl.Oc.	Z.Pac.Oc.	Ind.Oc.
1.	Golfstroom	Kuroshio	Brazilië stroom	O.Australië stroom	Agulhas stroom
2.	N.Atl.stroom	N.Pac.stroom	Westenwind drift		
3.	Canarische stroom	Californië stroom	Benguella stroom	Peru(Humboldt) stroom	(W.Austral.) stroom
4.	N.Ekw.stroom	N.Ekw.stroom	Z.Ekw.stroom	Z.Ekw.stroom	Z.Ekw.stroom
5.	Labrador + O.Groenland stroom	Oiashio stroom	Falkland stroom	-	-
6.	N.Atl.stroom	Alaska stroom	-	-	-

De stromen zijn aan de westzijde der oceanen het sterkst en van beperkte omvang (asymmetrisch stromingsbeeld).

Verklaring: Stommel (1948).

Veronderstelling: Het windpatroon genereert een cirkelvormige stroom.
Zie figuur.



Noordelijk halfrond.

In stationaire toestand is er een krachtenevenwicht tussen de Coriolis-kracht en de daardoor veroorzaakte hellinggradiënt, die een drukgradiënt-kracht genereert en tussen de windschuifspanning en de wrijvingsweerstand, die het stromende water van zijn omgeving ondervindt. Dit krachtenevenwicht kan het asymmetrische stromingsbeeld niet verklaren.

Daartoe moet de vorticititeit beschouwd worden. Deze is positief bij een draaiing linksom en negatief bij een draaiing rechtsom.

In de stationaire toestand moet de relatieve vorticititeit t.o.v. de aarde onafhankelijk zijn van de tijd op elk punt.

Balans van de vorticititeit:

- 1e) De wind voegt negatieve vorticititeit toe.
- 2e) De wrijving langs de randen voegt positieve vorticititeit toe, welke echter onvoldoende is om de negatieve vorticititeit door de wind te compenseren.
- 3e) De corioliskracht varieert met de breedte, zodat bij een noordgaande stroming negatieve vorticititeit en bij een zuidgaande stroming positieve vorticititeit wordt toegevoegd. Dit heet het planetair effect.

De balans van de vorticititeit voor een stroming met dezelfde dimensies en sterkte aan Oost en Westkant van de oceaan (symmetrisch stromingsbeeld) wordt nu bijvoorbeeld (in willekeurige eenheden)

	<u>Westzijde</u>	<u>Oostzijde</u>
wind	-1	-1
wrijving	+0.1	+0.1
planetair	-1	+1
netto	-1.9	+0.1

Bij een symmetrisch stromingsbeeld is de balans van de vorticititeit van de zuidgaande stroom aan de Oostzijde vrijwel sluitend, dus de stroming kan stationair zijn. De noordgaande stroom aan de Westzijde daarentegen heeft negatieve balans van de vorticititeit, dus is niet stationair.

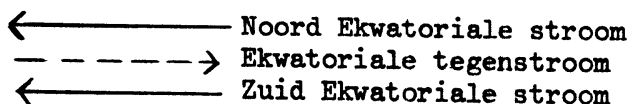
Het asymmetrische stromingsbeeld met een $10x$ zo sterke geconcentreerde stroom aan de Westzijde geeft wel een sluitende vorticititeitsbalans.

	<u>Westzijde</u>	<u>Oostzijde</u>
wind	- 1	-1
wrijving	+10 ($\frac{1}{2}$ kwadraat van de snelheid)	+0.1
planetair	- 9 ($\frac{1}{2}$ snelheid)	+1
netto	0	+ 0.1

Het asymmetrische stromingsbeeld is dus het stationaire beeld en kan dus bestaan.

De koude zuidgaande stromen aan de oostkant van de oceaan zijn breed en traag. Ze zijn kouder dan uit hun noordelijke afkomst verklaard kan worden. De relatief lage temperatuur wordt door opstrooming of opwelling van koud bodemwater aan de kusten veroorzaakt. Deze opwelling veroorzaakt tevens een O_2 minimum en een maximum aan P en N dicht aan het oppervlak. Dit heeft een grote biologische productiviteit tot gevolg. (Zie H II par. 5)

Stromingen nabij de evenaar



De Noord- en Zuid Ekwatoriale stroom worden gegeneerd door de passaten. De Ekwatoriale stroom ligt in het gebied van de doldrums en wordt veroorzaakt door de opstuwing veroorzaakt door de Noord- en Zuid Ekwatoriale stroom, welke een west - oost helling van het zeeoppervlak van $1 : 4 \times 10^8$ à $1 : 5 \times 10^8$ (d.i.: circa 5 cm op 1000 km) in stand houdt.

In 1954 ontdekte de Amerikaan Cromwell de Ekwatoriale onderstroom op de Stille Oceaan. De bovenzijde van de onderstroom is 80 à 100 m diep, hij is 200 m diep, 300 km breed en heeft een maximale stroomsterkte in de kern van 100 à 150 cm/sec.

Er is nog geen eenduidige verklaring voor de oorzaak van de stroom.

par.2 Beweging van de watermassa's

Litt. Groen 327 - 340

Mc Lellan par. 7.4, par. 7.6

In de diepzee vindt een opstijgende beweging plaats over vrijwel de gehele oceaanoppervlakte. Deze beweging is bijzonder traag en heeft een snelheid van enkele cm per dag d.i. ongeveer 1000 m per 100 jaar. De dalende beweging is gelokaliseerd in beperkte gebieden, de "brongebieden" waar het water door afkoeling of sterke verdamping een grote σ_t heeft gekregen.

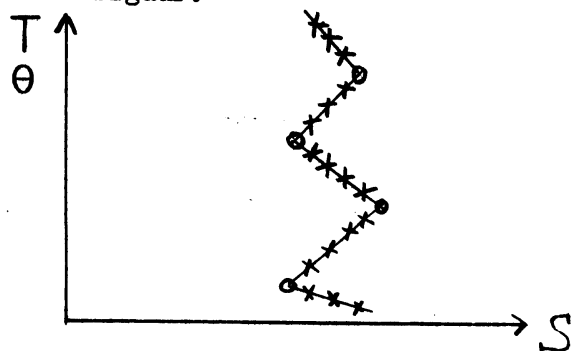
Om deze algemene beweging te kunnen bestuderen worden water hoeveelheden gekarakteriseerd door hun temp. T of hun potentiële temp. Θ en hun zoutgehalte.

Een "watertype" is een waterhoeveelheid met de oorspronkelijke eigenschappen in het brongebied verkregen.

Een "watermassa" is door menging uit verschillende watertypes ontstaan.

Door een seriewaarneming van een station te plotten is een T - S diagram te construeren.

Zie figuur.



O karakteriseert watertype

X waarnemingen

De lijnen in het T - S diagram, die de "watertype"-discontinuïteiten verbinden karakteriseren de watermassa's.

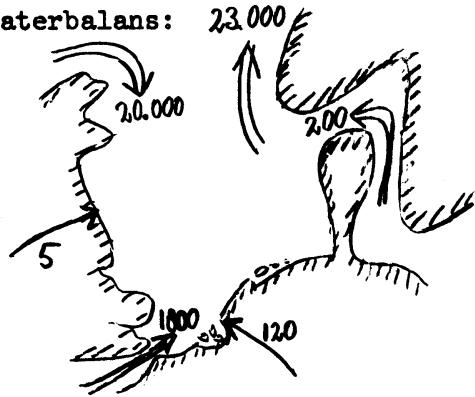
Het water in de oceaan bestaat uit verschillende waterlagen met verschillende karakteristieken.

Voor een beschrijving van de bijzonderheden van de circulatie wordt verwezen naar de handboeken.

par.3 De watercirculatie in de Noordzee

De Noordzee is een ondiepe randzee van de Atlantische Oceaan. Door de sterke getijstroom wordt het water goed gemengd. Er is een zeer diepe geul van 500 meter langs het Zuiden van Noorwegen, die het Skagerrak inloopt.

Schema waterbalans:



====> aanvoer door reststroom
====> rivieraanvoer
eenheden: km³/jaar

In bovenstaand schema zijn de reststromen gegeven, welke overblijven als de getijstroomen geëlimineerd zijn.

De reststromen worden bepaald door:

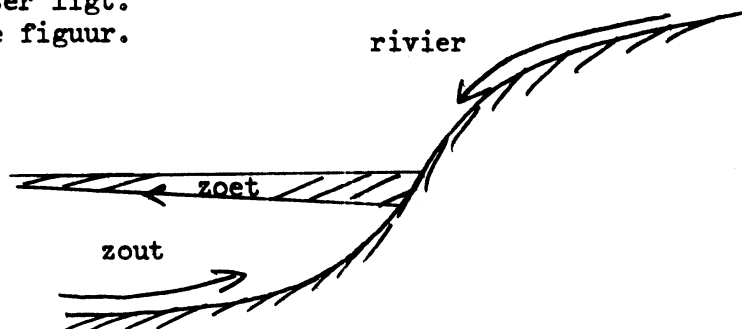
- 1) het windeffect, zowel op de Noordzee als "elders" op de Atlantische Oceaan;
- 2) dichtheidsverschillen;
- 3) wrijvingseffecten op de getijbeweging.

Het is van belang op te merken dat de variaties van verschillende groot-heden t.o.v. de gemiddelden (uit atlassen e.d. bekend) belangrijk kunnen zijn.

par.4 Estuaria

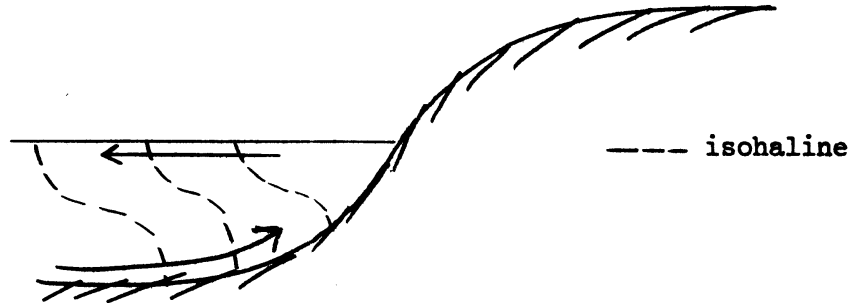
Naar gelang van o.a. de diepte, menging en rivierwateraanvoer worden de estuaria verdeeld in verschillende soorten:

- I Wanneer er geen getijbeweging, weinig wind en een geringe rivierwateraanvoer is vormt zich een zoetwaterwig welke bovenop het zee-water ligt.
Zie figuur.



- II Wanneer de condities zijn als onder I maar de rivieraanvoer groter wordt kunnen er aan het grensvlak van zeewater en rivierwater inwendige golven ontstaan. Deze kunnen zelfs breken en zodoende hoeveelheden zeewater in de rivierwaterlaag brengen. Dit is dus een vorm van menging waarbij de bovenlaag zouter wordt maar de onderlaag niet zoeter wordt. Een voorbeeld van dit soort estuarium is die van de Mississippirivier.

- III Wanneer de getijbeweging een rol gaat spelen treedt er meer menging door turbulentie op. Er ontstaat een vermindering van het zoutgehalte naar de kust toe en een zoutwig langs de bodem. Zie figuur.



- IV Wanneer de getijstroomen zeer sterk zijn, is het water in het estuarium door turbulentie in verticale zin volledig gemengd. De turbulente mengingsconstante K is te berekenen als de verandering van de saliniteit in horizontale zin, de verandering van de saliniteit met de tijd op een bepaald punt en de reststroom in het estuarium bekend zijn.

In de meeste Nederlandse estuaria overheeft een circulatie : type IV.

Hoofdstuk VIII

Interactie atmosfeer-oceaan.

par. 1 Meteorologische invloeden op het zeeniveau

De atmosfeer oefent 2 soorten krachten uit op het zeeoppervlak, nl. drukkrachten en schuifkrachten.

In de praktijk wordt gewerkt met "drukspanning" (= druk) en schuifspanning.

Invloed luchtdruk op het zeeniveau

De invloed van de luchtdruk op het zeeoppervlak is in absolute zin niet belangrijk. Het zeeoppervlak wordt gedeformeerd door drukverschillen over het oppervlak. De zee is op te vatten als een groot communicerend vat. Als er evenwicht zou zijn, zou het zeeoppervlak zoveel cm. boven zijn gemiddelde stand staan als het aantal mb bedraagt, dat de druk onder de gemiddelde druk is.

In de praktijk is er geen evenwicht, omdat de druk voortdurend verandert. Volgens Schalkwijk is het effect van de luchtdruk op de Noordzee 1/2 cm hoogteverschil per mb drukverschil.

Invloed wind op het zeeniveau

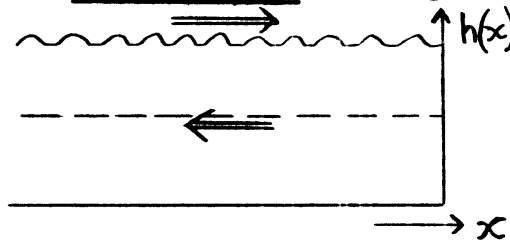
De windsnelheid v , gemeten op 10 m hoogte, oefent een schuifspanning τ uit op het zeeoppervlak.

Empirisch is gevonden: $\tau \propto v^2$, mits v niet te klein is.

Toegepast wordt: $\tau = c \rho v^2$, waarbij c een constante en ρ de luchtdichtheid is. De constante c hangt af van de stabiliteit van de lucht.

Voor het zeeoppervlak wordt aangenomen $c = 0.0025$, mits de lucht niet al te stabiel of onstabiel is.

Speciaal geval: afgesloten zee (zie figuur)

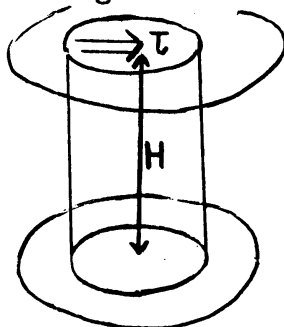


Door de schuifspanning τ , gaat het zeeoppervlak scheef staan, zodat er een evenwichtssituatie ontstaat, doordat er op een bepaald niveau (bijv. de zeebodem) een drukvervalkracht werkt welke evenwicht maakt met τ .

De drukvervalkracht per eenheid van volume =

$$- \text{grad } P_{\text{hor}} = - \frac{\partial P}{\partial x} = - g \rho \frac{\partial h}{\partial x} = -g \rho x \text{ (helling)}$$

Wegens het evenwicht tussen τ en de drukvervalkracht is:



$$\tau \cdot \text{opp} - g \rho \frac{\partial h}{\partial x} \cdot H \cdot \text{opp} = 0, \text{ dus}$$

de helling van het zeeoppervlak wordt nu:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\tau}{g \rho H} \quad (I)$$

Daar de diepte H in de noemer zit, volgt uit bovenstaande formule dat de wind invloed op een ondiepe zee het grootst is. We beschouwen verder een ondiepe zee, zodat H als diepte der zee op te vatten is.

τ veroorzaakt niet alleen een helling van het zeeoppervlak maar ook een stroming aan het oppervlak en een tegenstroming over de bodem. Deze tegenstroming ondervindt wrijving van de bodem, dus de bodem oefent een schuifspanning τ' op het water uit, zodat de totale schuifspanning op het water ten gevolge van de wind aan het oppervlak, wordt: $\tau + \tau'$.

Volgens Schalkwijk is $\tau' = b\tau$ met $b = 0.07$ voor de Noordzee.

Formule (I) wordt nu:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \frac{1.07}{g \rho H}$$

Vb. $v = 10 \text{ m/sec}$ $\tau = 0.31 \frac{\text{N}}{\text{m}^2}$

De helling $\frac{\partial h}{\partial x}$ is nu: $\frac{1.07 \times 0.31}{9.8 \times 1025 \times 60} = 0.55 \times 10^{-6} = 0.5 \frac{\text{mm}}{\text{km}}$

$v = 25 \text{ m/sec} \Rightarrow \frac{\partial h}{\partial x} = 3.3 \times 10^{-6} = 3.3 \frac{\text{mm}}{\text{km}}$

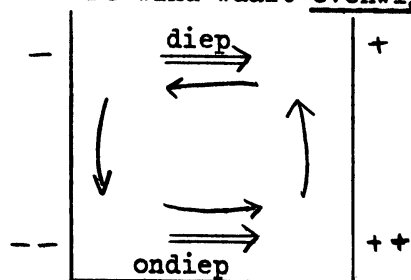
De Noordzee is te schematiseren tot een rechthoekige randzee van 900 km lengte en een in eerste benadering in de lengterichting afnemende diepte. Voor een windsnelheid van 25 m/sec in de lengterichting van de Noordzee volgt hieruit een verhoging van de waterstand aan de Nederlandse kust van 3 meter, als de hoogte van het zeeniveau bij de overgang van de Noordzee naar de Atlantische Oceaan niet beïnvloed wordt.

In de rampnacht van 1953 is een verhoging van 3 meter opgetreden.

Complicaties van bovenstaande eenvoudige theorie der opwaaiing:

I Diepte neemt toe in lengterichting rechthoekige randzee, bijv. Noordzee.

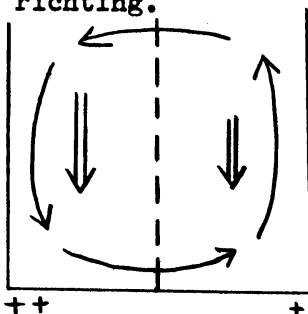
De wind waait evenwijdig aan de dieptelijnen.



\Rightarrow windrichting
 \Rightarrow stroomrichting

Effect: Door het grotere effect van de wind op de waterstand in ondiep water dan in diep water, treedt er in de lengterichting een hellingsradiënt op, zodat er een horizontale circulatie optreedt. Hierop werken corioliskracht en de wrijving van de bodem. De corioliskracht stuwt het water naar de kusten op, zodat er een relatieve verlaging in het midden der randzee optreedt.

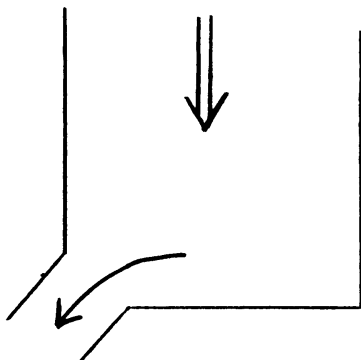
II Verschillen in windkracht over de helften der randzee in de lengterichting.



Ook hier ontstaat een horizontale circulatie. Verder analoog met I.

III Lek in de randzee.

Voor de Noordzee is dit het Nauw van Calais.



Dit lek heeft een verlagende invloed op de verhoging van de waterstand bij windrichting in lengterichting van randzee.

Er is steeds verondersteld dat het windveld stationair is, zodat er zich een evenwichtstoestand kan instellen. In de praktijk is het windveld niet stationair en treedt de evenwichtssituatie dus niet op.

Schalkwijk (1947) en later Weenink (1958) hebben een half empirisch-theoretische methode, voor de voorspelling van de waterstanden aan de Nederlandse kust tengevolge van de windinvloed op de Noordzee, ontwikkeld, waarbij in eerste instantie de evenwichtstoestand bepaald wordt.

Het niet-stationair zijn van het windveld wordt als een correctie ingevoerd door:

1. een tijdsvertraging van 3 uur toe te passen, die de vertraging van de reactie van het zeeoppervlak op het windveld geeft;
2. het opzwepeffect, d.i. een traagheidseffect in rekening te brengen;
3. het naschommelen van de gehele Noordzee, ook een traagheidseffect in te calculeren.

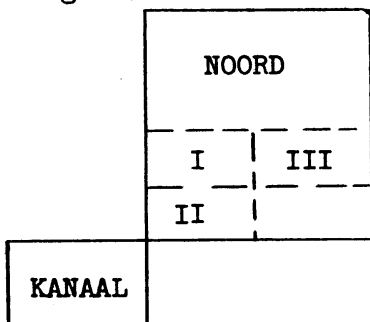
par. 2 Stormvloedverwachtingen aan de Nederlandse kust

Litt. H. Timmerman, Waterstanden langs de Nederlandse kust.
K.N.M.I. Verslagen V-174.

De verhoging van de waterstand of de opzet is het verschil van de gemeten en de berekende waterstand.

Methode Schalkwijk - Weenink - Groen:

De Noordzee werd als volgt ingedeeld:
Zie figuur.



- 1) vak NOORD
- 2) vak ZUID, verdeeld in I, II, III (o.a. de Duitse Bocht)
- 3) vak KANAAL, dat de invloed van het "lek" in de Noordzee weergeeft.

De oorspronkelijke methode van Schalkwijk was empirisch en gaf slechts waarden voor Hoek van Holland.

Na de stormvloed van 1953 zijn door Weenink en Groen aan de hand van hydrodynamische vergelijkingen tabellen opgesteld voor de opzetten van verschillende stations.

Daar in de hydrodynamische vergelijkingen nog onbekende factoren zaten werden deze geschat aan de hand van de methode van Schalkwijk, zodat de methode van Schalkwijk - Weenink - Groen voor het voorspellen van de waterstanden langs de Nederlandse kust een theoretisch-empirische methode is.

Deze methode wordt thans nog in de praktijk op de weerkamer van het K.N.M.I. gebruikt.

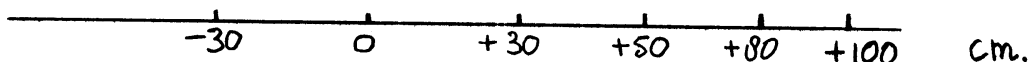
De tabellen geven voor een bepaald station op een bepaald tijdstip de opzetten ten gevolge van het bepaaldewindveld van 3 uur tevoren over een bepaald "vak" van de Noordzee.

Daar de methode in eerste instantie een evenwichtstoestand verondersteld, worden er in de praktijk voor effecten van "external surges" en veranderende windvelden correcties volgens empirische vuistregels toegepast.

Organisatie

De waterstandsverwachtingen worden dagelijks op routine-basis gemaakt.

Naar grootte van de opzet is de volgende indeling in klassen gemaakt:



geen afwijking van betekenis	- 30 tot + 30 cm
$\frac{1}{2}$ m verhoging (resp.verlaging)	\pm 30 tot \pm 80 cm
iets meer dan $\frac{1}{2}$ m verhoging (resp.verlaging)	\pm 50 tot \pm 100 cm.

Er zijn geen berichten over de radio zolang er "geen afwijking van betekenis" verwacht wordt.

Stormwaarschuwingsdienst

De stormwaarschuwingsdienst treedt in werking als de verwachte waterstand op bepaalde stations, door Rijkswaterstaat bepaalde grenzen, overschrijdt. Er wordt dan eventueel een beperkte dijkbewaking ingesteld.

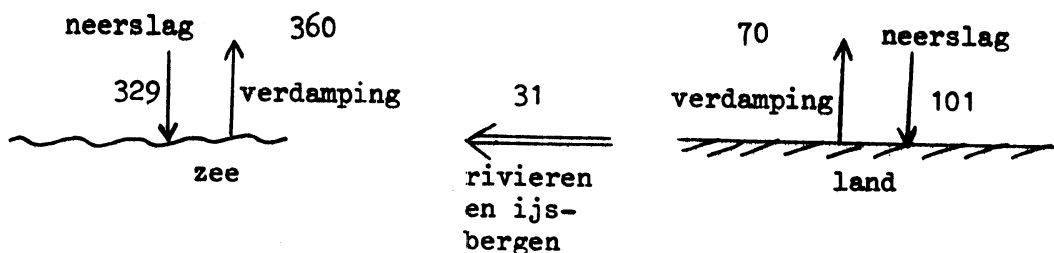
Op de weerkamer van het K.N.M.I. treedt een speciale "getijmeteoroloog" in dienst welke tot taak heeft de waterstand in dm. te verwachten. Hij ontvangt daartoe $\frac{1}{2}$ uurlijkse waterstanden van Hoek van Holland en de waterstanden langs de Engelse kust.

par. 3 Verdamping en warmte transport aan het zeeoppervlak

Litt. Groen, blz. 300-303, 307-311
 Von Arx, blz. 140-150, 180-190
 Mc Lellan, blz. 131-138

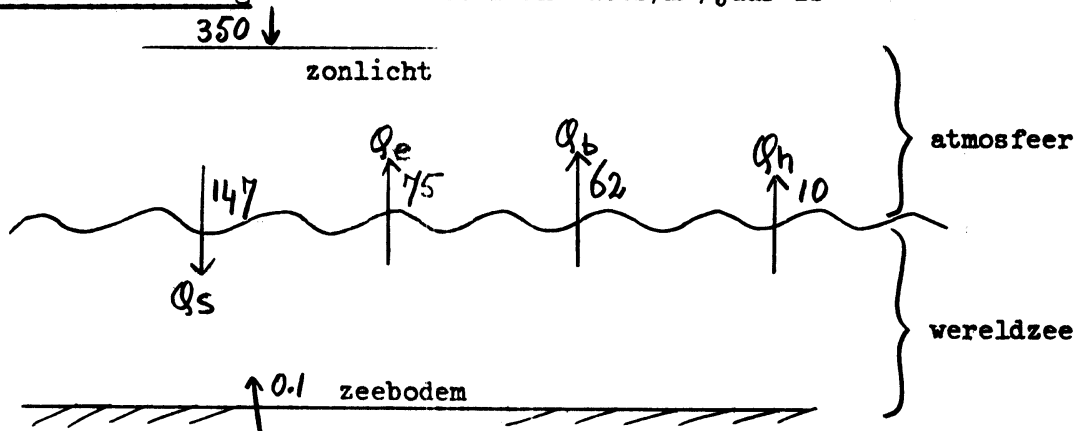
Verdamping is een vorm van warmte-overdracht, die gepaard gaat met stof-overdracht.

De waterhuishouding voor de gehele wereldzee in 1000 km³ per jaar is geschetst in de volgende figuur.



De netto-verdamping gerekend over alle zeeën bedraagt 100 cm per jaar.

De warmtehuishouding der wereldzeeën in Watts/m²/jaar is



De warmtebalans van het zeeoppervlak is niet in evenwicht voor vele plaatsen op aarde (ook niet in het jaargemiddelde). De algemene watercirculatie der oceanen transporteert warmte van plaatsen met een overschot naar plaatsen met een tekort aan warmte.

We beschouwen de afzonderlijke termen van de warmtebalans:

1) Q_s Straling van zon en hemel

Deze is afhankelijk van zonshoogte, albedo van het zeeoppervlak en bewolgingsgraad.

2) Q_b Effectieve uitstraling van het zeeoppervlak

Dit is het verschil van de uitstraling van het zeeoppervlak en de tegenstraling van de atmosfeer (voornamelijk door de waterdamp en het kooldioxyde in de atmosfeer).

Het warmteverlies van het zeeoppervlak door effectieve uitstraling hangt o.a. af van de vochtigheid van de lucht. Ondanks de lagere oppervlakte temperatuur van het zeewater is er 's winters een grotere effectieve uitstraling dan 's zomers, omdat het waterdampgehalte van de atmosfeer 's winters geringer is. Daar wolken uit vloeibaar water bestaan en dit dezelfde stralings-eigenschappen heeft als het zeewateroppervlak wordt de effectieve uitstraling van het zeeoppervlak bij bewolking vrijwel gereduceerd tot nul.

3) Q_h Geleiding naar de atmosfeer door middel van een moeilijk te meten moleculair uitwisselingsproces.

4) Q_e Verdamping

Deze is ook zeer moeilijk te meten.

Er vindt een voortdurend waterdamptransport plaats van het zeeoppervlak naar de atmosfeer. Voor de verdamping van water is warmte nodig welke aan het zeeoppervlak wordt onttrokken.

Om Q_h en Q_e te kunnen berekenen is het nodig het verloop van de temperatuur en de vochtigheid met de afstand tot het zeeoppervlak te meten.