

ministerie van verkeer en waterstaat

rijkswaterstaat

dienst getijdewateren



VERSPREIDING VAN GELOOSDE
STOFFEN IN GETIJGEBIEDEN

G.C. van Dam

Nota GWAO-87.015

oktober 1987 (*)

Rijkswaterstaat
Dienst Getijdewateren
Hoofdafd. Algemeen Onderzoek
Van Alkemadelaan 400
Den Haag

(*) Nagenoeg dezelfde tekst is verschenen als bijdrage WKB 11 in de syllabus van de cursus 'Waterkwaliteitsbeheer' (Delft 6-15 oktober 1987) van de Stichting Postakademiale Vorming Gezondheidstechniek, Delft

Samenvatting	
<u>1. Basismechanisme</u>	4
<u>2. De gemengde getijrivier</u>	4
<u>3. Gestratificeerde getijrivier</u>	6
<u>4. Goed gemengde estuaria</u>	7
<u>5. De open zee</u>	8
<u>6. Onderlinge samenhang en vergelijking</u>	13
<u>7. Modeltechnieken en hun toepassing</u>	14
7.1. <u>Model en empirie</u>	14
7.2. <u>Modeltechnieken</u>	15
7.3. <u>Eédimensionale modellen</u>	16
7.3.1. <u>Getijgemiddeld</u>	16
7.3.2. <u>Niet getijgemiddeld</u>	16
7.4. <u>Tweedimensionale modellen (horizontaal)</u>	16
7.4.1. <u>Analytische verdelingsfuncties en superpositie</u>	16
7.4.2. <u>Eindige differenties en eindige elementen</u>	17
7.4.3. <u>Deeltjessimulatie</u>	17
7.4.4. <u>Getijgemiddelde benaderingen, stationaire koncentratieverdeling</u>	18
7.5. <u>Vertikaal-tweedimensionale en driedimensionale modellen</u>	19
7.6. <u>Afbraak en reacties</u>	20
<u>8. Literatuur</u>	21
Figuren	26 ... 34

Samenvatting

Verspreiding van stoffen in getijdewateren berust in overwegende mate op dezelfde basismechanismen als verspreiding in rivieren en meren. Kwantitatieve verschillen ontstaan onder meer door de periodieke wisseling van getijde-stromingen tegenover het meer persistente karakter van de stroming in rivieren. In zeegebieden voegt de horizontale uitgestrektheid van de watermassa in alle richtingen, een extra dimensie toe die in estuaria en rivieren alleen voor de kleine schalen een rol speelt. Dichtheidsstromen en gelaagdheid spelen in getijgebieden een grotere rol dan elders. In estuaria en in kustwateren wordt dit vooral veroorzaakt door verschillen in zoutgehalte; in de centrale Noordzee treedt 's zomers een landurige stabiele temperatuurgelaagdheid op.

Evenals elders zijn het de min of meer persistente snelheidsverschillen, vooral in de richting loodrecht op de desbetreffende snelheidsvectoren, in combinatie met een uitwisselingsproces op kleinere schaal, die de belangrijkste bijdrage tot de dispersie leveren. De werkzaamheid van dit mechanisme is sterk afhankelijk van de ruimtelijke verdeling van de beschouwde stof. Het meest effectief is een bepaald snelheidsverschil als de afstand waarover het zich voordoet ongeveer gelijk is aan de lineaire afmeting van de beschouwde materie-verdeling.

Bij wiskundige modellering van deze verschijnselen zal men als het enigszins kan de werkzame snelheidsverdelingen zo realistisch mogelijk in het model invoeren, bijvoorbeeld een horizontale snelheidsverdeling uit een wiskundig waterbewegingsmodel, een zo goed mogelijke analytische benadering van een verticale snelheidsverdeling, of, met name in een rivier, een zo goed mogelijk benaderd dwarsprofiel van de snelheid. Soms is dit niet nodig, bijvoorbeeld wanneer men het proces alleen grootschalig wil beschrijven en/of gemiddeld over één of twee ruimtelijke dimensies; men geeft de effecten dan op een meer geparparameteriseerde wijze weer. Een dergelijke werkwijze kan ook noodzakelijk zijn, bijvoorbeeld als de werkzame snelheidsverschillen naar hun aard stochastisch zijn of wanneer ze binnen de mazen vallen van het rooster waarop het beschikbare waterbewegingsmodel zijn snelheden aflevert. In het laatste geval is er (bij een bepaald type transportmodel) nog een soort tussenweg, namelijk het "suppleren" van de ontbrekende "subgrid"-snelheden, weliswaar op een stochastische wijze, maar toch met een sterk realiteitsgehalte: korrekte spektrale kenmerken en onderworpenheid aan de continuïteitswet van de vloeistof.

1. Basismechanisme

In getijgebieden berust verspreiding in wezen op hetzelfde basismechanisme als in andere wateren: snelheidsverschillen op relatief grote afstands-schaal en met een voldoende mate van persistentie (dus: niet te snel voorbijgaand) in combinatie met uitwisselingsprocessen op kleinere schaal. Daarbij gaat het evenals elders voornamelijk om de snelheidsverschillen in de richting loodrecht op de desbetreffende vektoren en veelal tevens om de meer kleinschalige uitwisseling in die richting. Als de snelheden inderdaad persistent zijn, is het zogenoemde dispersie-mechanisme ook weer het meest effectief naarmate de uitwisseling in de loodrechte richting*) kleiner is. Door de betrekkelijk korte periode van de belangrijkste getijkomponent (in onze streken M2) is de persistentie van getijstromen echter in het algemeen kleiner dan die van andere stromingen. Daardoor kan bijvoorbeeld in getijrivieren, een verspreidingseffect, ontstaan in de ene getijfase, voor een deel weer tenietgedaan worden in de daarop volgende tegengestelde fase. De grootste netto dispersie vindt niet plaats bij een minimale uitwisseling in loodrechte richtingen maar bij een bepaalde optimale waarde van de uitwisselings-koëfficiënt (figuur 1; zie ook lit. 28). In open zee werkt één en ander door de uitgestrektheid in alle richtingen enigszins anders uit, terwijl ook andere stromingen (deels weliswaar door het getij opgewekt) een rol spelen. Sommige daarvan bezitten een grotere persistentie dan (de momentane snelheden van) het M2-getij, bijvoorbeeld in verband met topografische bepaaldheid. Al met al is ook op zee het totale dispersiegebeuren opgebouwd uit componenten die elk (op verschillende schalen) dezelfde structuur hebben als het eerder genoemde basismechanisme.

Dit basismechanisme wordt vaak aangeduid als scherings-dispersie (shear dispersion) maar overwegend vindt men deze term in de literatuur wanneer het de snelheidsverschillen in de vertikaal betreft. Dat betekent echter niet dat dit geval wezenlijk verschilt van gevallen waarin het om snelheidsverschillen in horizontale richting gaat, zeker niet wanneer de watermassa in een bepaalde horizontale richting duidelijk begrensd is (rivieren, getijrivieren, geulen).

2. De gemengde getijrivier

We beschouwen een getijrivier onder de veronderstelling dat deze goed gemengd (niet gestratificeerd) en eenvoudig van structuur is (één enkele geul; in onderstaand model met konstante doorsnede). In dat geval is, evenals bij een bovenrivier, het dwarsprofiel van de (vertikaal gemiddelde) snelheid belangrijker voor de longitudinale dispersie dan de snelheidsverschillen in de vertikaal. Verwaarlozen we de invloed van de laatste, dan kan de dispersie in een eenvoudig tweedimensionaal verspreidingsmodel gesimuleerd worden (lit 28; zie ook par. 7.4.3). Naast de getijstroom is er altijd wel een zekere 'reststroom' als gevolg van een boven-afvoer, zodat we deze ook in het model invoeren. Hierdoor bevat het model het geval van de bovenrivier (zonder getij) als grensgeval (zie hiervoor ook lit. 25, 27, 34, 46, 47). Een zinvolle vergelijking tussen gevallen met diverse percentages getijstroom wordt verkregen als berekeningen worden uitgevoerd met één getijgemiddelde waarde van het kwadraat van de profielgemiddelde snelheid. Voor de berekeningen van figuur 1 is hiervoor $1 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ gekozen. In de figuur is voor een uit een momentlozing ontstane materiewolk de effectieve dispersiekoëfficiënt D_{eff} uitgezet voor de periode waarin deze, na een aanloopfase, konstant geworden is. De momentane waarde van D varieert dan nog periodiek (zolang het getij $\neq 0$ is) en wordt daarbij ook periodiek negatief als het aandeel van de getijstroom voldoende groot is (figuur 2). Hoe D_{eff} uit de uitgestrektheid van de wolk in longitudinale (x -) richting wordt afgeleid ziet men in figuur 3. Deze effectieve waarde zal niet precies gelijk zijn aan de getijgemiddelde waarde van de momentane D .

*) de formulering loodrechte richting wordt gebruikt om zowel de vertikale richting als de (horizontale) dwarsrichting aan te duiden.

Figuur 1 laat zien dat de effectieve longitudinale dispersie kleiner wordt naarmate het aandeel van de getijstroom groter wordt en dat deze onderdrukking sterker is naarmate de uitwisseling in dwarsrichting (uitwisselingscoëfficiënt K_y) zwakker is. Voor de praktijk hebben gevallen met extreem lage en extreem hoge K_y uiteraard geen betekenis. Volgens Fischer (lit. 34) is:

$$(*) \quad K_y = \gamma u_* h \quad (u_* \text{ schuifspanningssnelheid gemiddeld over dwarsprofiel, } h = \text{gemiddelde diepte}) \quad (1)$$

waarbij γ afhankelijk van de kenmerken van de rivier over een beperkt gebied kan variëren (zie ook lit. 34, 46). Ook bij de berekeningen kunnen we K_y niet onbeperkt laten afnemen, omdat de tijd nodig voor het bereiken van de evenwichtswaarde van D , naar oneindig gaat als K_y naar nul gaat. Voor het geval zonder reststroom kan het punt ($K_y = 0$, $D_{\text{eff}} = 0$) op theoretische gronden worden ingevuld: of we daarbij uitgaan van een puntbron of een lijnbron, er is géén netto dispersie. In het geval van een lijnbron wordt de deformatie die ontstaan is in de ene getijfase, in de tegengestelde fase volledig gekompenseerd. Wanneer er wél een reststroom is, maakt het voor het theoretische geval $K_y = 0$ wél uit of men van een puntlozing of van een lijn (in dwarsrichting) is uitgegaan: bij de puntlozing is de dispersie nul, bij de lijn neemt de dispersiecoëfficiënt onbegrensd toe bij het aangroeien van de wolk, zodat de theoretische 'evenwichtswaarde' van D dan oneindig is. Uiteraard is in de praktijk altijd $K_y \neq 0$. De evenwichtswaarde van D c.q. D_{eff} is dan onafhankelijk van de initiële verdeling van de geloosde materie.

Men ziet in figuur 1 dat bij een relatief kleine reststroom een duidelijk maximum in de effectieve dispersie optreedt bij een bepaalde K_y -waarde. Deze K_y -waarde ligt in het 'gangbare' gebied dat door (1) (binnen de genoemde verschillen in γ) wordt bestreken; afhankelijk van h en γ zal de waarde van K_y in de praktijk aan beide zijden van het maximum kunnen liggen. Vooral bij de wat kleinere waarden van K_y zal zoals men ziet de reductie van D_{eff} t.o.v. de waarde van D in een rivier zonder getij, zeer aanzienlijk kunnen zijn. Hierdoor wordt een empirische waarde van D_{eff} van 50 à 100 m^2s^{-1} in de omgeving van Rotterdam in vergelijking met waarden van $D \approx 1500 \text{m}^2\text{s}^{-1}$ in de boven-Rijn enigszins begrijpelijk. Opgemerkt moet nog worden dat het door Fischer aangegeven bereik voor K_y geen betrekking heeft op getijrivieren. Het is denkbaar dat K_y door de sterke wisseling in de intensiteit van de stroming en het optreden van kenteringen systematisch wordt beïnvloed. Verder kan ook het karakter van getijrivieren onderling nogal sterk uiteenlopen door het al of niet voorkomen van grote havens etc.

In kwantitatieve zin is het resultaat van figuur 1 afhankelijk van het gekozen snelheidsprofiel (lit. 28). Ook bij variëren van de rivierbreedte B treden verschillen op, zoals verschuivingen van de ligging van de maxima van D_{eff} . Zie ook hiervoor lit. 28. Kwalitatief worden voor alle snelheidsprofielen en rivierbreedten dezelfde wetmatigheden gevonden.

De zojuist beschouwde longitudinale dispersie is een ééndimensionaal aspect van de verspreiding. Het gebruikte model is echter tweedimensionaal en kan dus ook een beeld verschaffen van (horizontaal-)tweedimensionale aspecten van concentratieverdelingen. Deze zijn vooral relevant voor de beginfase na een kleinschalige momentlozing en voor het 'near field' van een continue lozing. Voor beide gevallen is in figuur 4 een rekenvoorbeeld gegeven voor een overigens identieke situatie, t.w.:

(*) Notatie γ in afwijking met Fischer om verwarring met andere grootte te voorkomen.

	bron	: puntvormig
	K_y	= $0,35 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$
	B	= 400 m
(getijsnelheidsampl.)	$ u_g _{\text{max}}$	= 1 ms^{-1}
restsnelheid	u_r	= $0,2 \text{ ms}^{-1}$
snelheidsprofiel:	kengetal α	= 4
getijperiode	T	= 44700 s

3. Gestratificeerde getijrivier

Dichtheidsgelaagdheid onderdrukt verticale menging. De verticale uitwisselingscoëfficiënten worden in een gelaagde getijrivier al gauw met enkele ordes van grootte verminderd, met het gevolg dat de longitudinale dispersie ten gevolge van snelheidsverschillen in de vertikaal niet langer ondergeschikt is, maar overheersend kan worden. Het effect wordt nog verhoogd doordat ten gevolge van de gelaagdheid, de dichtheidsstroming die wordt aangedreven door de longitudinale dichtheidsgradiënt, versterkt wordt (verminderde interne wrijving), zodat grotere snelheidsverschillen in de vertikaal optreden.

Een vraag is, in hoeverre in een dergelijke situatie het ééndimensionale (longitudinale) dispersiebegrip nog gehanteerd kan worden. Voor de beschrijving van de zout-indringing wordt dit vaak nog wel gedaan, al zijn ook daar bezwaren tegen in te brengen. Bij het zout wordt het bezwaar beperkt doordat aan de grenzen van het gebied het zoute en het zoete water gelijkmatig over de vertikaal verdeeld zijn en men in het tussengebied een zoetere laag boven een zoutere laag formeel nog wel als een 'mengsel' van zout en zoet water kan beschouwen. Voor de Nieuwe Waterweg levert zo'n ééndimensionaal formalisme longitudinale dispersiecoëfficiënten op tot ca. $2000 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ (o.m. afhankelijk van de boven-afvoer) terwijl een aansluitend goed-gemengd gebied, zoals in het voorgaande al werd opgemerkt, waarden van 50 à $100 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ oplevert. Het is wel duidelijk dat in de Waterweg de dispersie door verticale schering in het gelaagde gebied overheerst, althans wanneer de beschouwde stof of eigenschap in principe als over de gehele vertikaal aanwezig mag worden beschouwd. Ons onderwerp is echter de verspreiding van geloosde stoffen. Lozingen in gelaagde gebieden vinden dikwijls óf in de bovenlaag óf in de onderlaag plaats, ofwel de geloosde vloeistof zoekt door zijn eigen dichtheid zelf een passende laag op, veelal de bovenlaag of zelfs alleen het bovenste gedeelte daarvan. In zo'n beperkte laag werkt het mechanisme van de versterkte verticale scheringsdispersie hoegenaamd niet. Door de onderdrukte verticale menging duurt het zeer lang voordat de stof (c.q. de warmte etc.) in de andere laag is doorgedrongen. Dit is al gauw een kwestie van dagen, zodat als gevolg van de reststroom de verontreiniging in die tijd vaak de zee al kan hebben bereikt. Dit laatste zal voor een in de onderlaag aanwezige stof echter meestal niet gelden omdat de onderlaag een stagnant karakter heeft; de reststroming manifesteert zich in feite in de bovenlaag. Het is daarom wel van belang om in concrete gevallen kwantitatief na te gaan of een verontreiniging al of niet in belangrijke mate in de onderlaag terecht kan komen. In dat geval kan immers een opladingseffect optreden. Betreft het een in eerste instantie in de opervlaktelaag geloosde of aanwezige stof, dan dient men een redelijke schatting te hebben van de verticale mengingscoëfficiënt K_z . Maar een kritische situatie ligt in dit geval toch niet voor de hand. De betreffende stof kan globaal vergeleken worden met het rivierwater en zal op dezelfde wijze in de onderlaag doordringen. In gevallen dat dit inderdaad in belangrijke mate gebeurt, is de onderlaag niet echt stagnant.

Beperken we ons nu verder tot het geval dat de stof (e.d.), althans voor zover van belang *), zich in één laag ophoudt, dan kunnen we stellen dat het

*) behalve van afvoer naar zee kan ook nog sprake zijn van verdwijning door afbraak, of afgifte aan de atmosfeer.

globale gedrag zeker niet beschreven kan worden met de hoge longitudinale dispersiecoëfficiënten die gelden voor de zoutintrusie. Een betere schatting zal worden verkregen met een tweedimensionaal model voor een gemengde getijrivier (zie bijvoorbeeld vorige paragraaf), rekening houdend met de verminderde waterdiepte (hier: laagdikte) en met de snelheden die kenmerkend zijn voor de desbetreffende laag.

4. Goed-gemengde estuaria

We denken hierbij in hoofdzaak aan de Nederlandse estuaria Eems-Dollard en Westerschelde. De Waddenzee als een soort tussenvorm tussen een estuarium (of een samenstel van enkele estuaria) en een ondiepe zee blijft buiten beschouwing. Vermeld zij slechts dat mengingsverschijnselen in de Waddenzee wel het onderwerp van diverse studies (geweest) zijn (lit. 56, 70) en dat de beschouwingen over de open zee (volgende paragraaf) voor een deel ook relevant zijn voor de Waddenzee.

Eems-Dollard en Westerschelde onderscheiden zich van de gemengde getijrivieren bedoeld in paragraaf 2, door het optreden van parallelle geulen, dwarsverbindingen, droogvallende (c.q. onderlopende) platen en een geleidelijke verbreding in zeewaartse richting. Voor ons onderwerp levert dit eigenlijk weinig nieuws op ten opzichte van de (eenvoudige) getijrivier. Een lozing vindt in eerste instantie doorgaans plaats in één bepaalde geul. De aanvankelijke situatie is daarbij vrijwel dezelfde als in een enkelvoudige getijrivier. Wanneer, soms vrij snel, soms wat langzamer, via vertakkingen, dwarsverbindingen en/of overstromende platen een deel van de materie (etc.) in (een) ander geul(en) terecht komt, gaat dit gedeelte van het materiaal zich daar a.h.w. parallel aan de andere geul(en) op dezelfde manier gedragen. Wat de longitudinale dispersie betreft blijkt dan ook de situatie per geul in feite bepalend, ook voor het estuarium in zijn volle breedte. Wanneer men een schatting van de coëfficiënt D maakt met behulp van het model voor één geul besproken in paragraaf 2, dan vindt men de juiste orde van grootte als men als breedte die van één enkele geul invult. Direkte empirische vergelijking met een (enkelvoudige) goed-gemengde getijrivier laat een verschil in D van een faktor 2, hooguit 3 zien, in de zin dat de waarden voor de (samengestelde) estuaria wat hoger liggen. Dit kleine verschil is gemakkelijk te verklaren uit de grotere uitgestrektheid van ondiepe en droogvallende gebieden welke tot een meer geaccidenteerd snelheidsprofiel leiden (wat kleinere waarde van de profielparameter α (zie lit. 28)).

Door de grotere natte doorsnede, hoofdzakelijk tengevolge van de veel grotere breedte, wordt in de estuaria bij eenzelfde longitudinale verspreiding uiteraard een grotere verdunning bereikt. Door de diverse dwarsverbindingen treedt al vrij snel verspreiding over meer dan één geul op. Vanaf dat moment (dikwijls minder dan 10 uur) loopt de verdunning in het estuarium dus vóór op die welke zou optreden bij één geul c.q. een overeenkomstige enkelvoudige getijrivier. Het faktoriële verschil in verdunning neemt toe totdat de verspreiding in de breedterichting volledig is (2 tot 4 dagen), daarna wordt het konstant: ook het estuarium gedraagt zich dan als een ééndimensionaal systeem met de longitudinale verspreiding als enig verdunnend mechanisme. Zoals in de bijdrage van ir. Van Mazijk (lit. 47) al werd getoond, verloopt de maximale concentratie (uitgaande van een momentlozing) dan volgens $t^{-1/2}$. Daar we van een aanvankelijk niet gelijkmatig over de estuariumbreedte verdeelde lozing zijn uitgegaan, is er in feite sprake van een asymptotische benadering van een lijn $t^{-1/2}$ (figuur 5). In beginsel zou bij het estuarium van een iets steiler verloop sprake kunnen zijn, omdat op den duur de wat bredere gedeelten (stroomafwaarts) een wat grotere rol gaan spelen dan de wat smallere gedeelten (stroomopwaarts), en ook de coëfficiënt D in het bredere gedeelte iets groter is. Dit effect speelt pas op een vrij lange termijn. Bij proeven tot maximaal 5 dagen (lit. 9, 64) en tweedimensionale simulaties van 200 uur (lit. 21, 24)

200 uur (lit. 21, 24) blijkt er nog niets van. Om het verloop ná de eerste dagen te beschrijven kan men volstaan met een ééndimensionaal model (zie ook paragraaf 7.3 en de daar genoemde literatuur). De longitudinale dispersiekoëfficiënten D , vaak ook aangeduid als K c.q. $K(x)$, in hun afhankelijkheid van de plaats x , zijn goed bekend uit het (niet-stationaire) verloop van de zoutindringing over periodes van enkele jaren (par. 7.3; lit. 3, 8, 31).

Wat de tweedimensionale aspecten betreft, is wegens de gekompliceerde geometrie een simpel tweedimensionaal model zoals bruikbaar voor een eenvoudige getijrivier (par. 2) niet passend. In plaats van een eenvoudige analytische benadering van het snelheidsveld, dient men over te gaan op snelheidsvelden berekend met gedetailleerde modellen als WAQUA. Zie verder par. 7.4 en de demonstratie van het kalamiteitenmodel voor de Westerschelde, tijdens deze cursus.

5. De open zee

Hierbij wordt natuurlijk gedacht aan de Noordzee, dus een typische (kontinentale) plat-zee.

In par. 1 werd gesteld dat ook op zee het totale dispersiegebeuren is opgebouwd uit componenten die (op verschillende schalen) dezelfde structuur hebben als het meermalen genoemde basismechanisme, eventueel aan te duiden als 'shear dispersion' of scheringsdispersie.

Het simpele feit dat de zee in elke horizontale richting praktisch even uitgestrekt is, veroorzaakt een veel grotere gekompliceerdheid dan wanneer het systeem horizontaal in één richting tussen twee relatief dicht bijeengelegen wanden is ingeklemd. Voor veel componenten van de waterbeweging is geen duidelijke voorkeursrichting aanwezig of is dit slechts zeer lokaal het geval.

De getijstroom heeft soms een voorkeursrichting in de zin dat de getijvektor in een bepaalde richting gedurende het gehele getij slechts relatief kleine componenten heeft (platte 'getij-ellips'), maar op andere plaatsen is de getij-ellips bijna cirkelvormig.

In verticale richting is het systeem uiteraard wel duidelijk begrensd; in de zuidelijke Noordzee zelfs vrijwel in dezelfde mate als in de overige getijgebieden. Dit brengt mee dat de dispersie door verticale schering in eerste instantie ook dezelfde betekenis heeft als elders. Kwantitatief is de inbreng vaak wat groter, omdat de waterdiepten toch dikwijls iets groter zijn en de stroming wat zwakker, waardoor de verticale mengtijden wat langer worden. Plaatselijk en incidenteel kan dit effect aanzienlijk worden versterkt door het optreden van een zekere gelaagdheid. Een zwakke gelaagdheid heeft al een belangrijke invloed; een dergelijke gelaagdheid kan 's zomers optreden onder invloed van zonnestraling. Sterke gelaagdheid komt voor in de omgeving van riviermonden (voor Nederland is dit natuurlijk in hoofdzaak het Rijnmondgebied) alsmede in het zomer-halfjaar in de centrale Noordzee in de vorm van temperatuurgelaagdheid. Door de grotere waterdiepte aldaar wordt deze gelaagdheid niet alleen stabiel maar geeft ook veel grotere dichtheidsgradiënten dan in de ondiepe zuidelijke Noordzee waar temperatuurgelaagdheid altijd vrij zwak en tijdelijk is. Een verhoogde horizontale (scherings-)dispersie treedt bij gelaagdheid in zee, evenals in een gelaagde getijrivier, pas op als de beschouwde materie voldoende verspreid is over de vertikaal, en ook hier wordt de verticale verspreiding door de gelaagdheid juist weer belemmerd. Een spectaculaire demonstratie van de grote invloed die door dit samenspel kan worden uitgeoefend, werd geleverd tijdens het beroemde grootschalige experiment RHENO 1965 in de centrale Noordzee (lit. 69). Een tracerwolk (2000 kg rhodamine-B) werd hier 3 weken lang in detail gevolgd en vastgelegd. Tot het einde van deze periode bleef de tracer in de relatief warme bovenlaag (van ca. 30 m dikte). Van een verhoogde dispersie door grotere verticale schering was dan ook geen sprake.

Een kwalitatief verschil in de dispersie door verticale schering ten opzichte van smalle waterlopen, ontstaat doordat de snelheidsvektor in de vertikaal

niet alleen verandert in grootte, maar ook onbelemmerd als functie van de hoogte kan veranderen in richting en dit op de meeste plaatsen ook duidelijk doet, zulks onder invloed van de gekombineerde werking van aandrijvende krachten, wrijvingskrachten en Coriolis-versnelling. Het is duidelijk dat in een model dit effect alleen expliciet en volledig korrekt kan worden gesimuleerd als de snelheden driedimensionaal uit de bewegingsvergelijking zijn berekend. De vraag is hoe groot het verschil is met een berekening waarin de verschillen in de grootte van de snelheid over de vertikaal wel in rekening worden gebracht, maar de verschillen in richting niet, vooral op die plaatsen waar de getijsnelheidsvektor (meestal de belangrijkste bijdrage tot de totale snelheid) in sterke mate van richting verandert met de tijd (gedurende een getijperiode). Door Kalkwijk (lit. 37, 38) is een analyse uitgevoerd met behulp van een analytisch model, waarbij o.m. de invloed van richtingsveranderingen van de getijvektor in de tijd is onderzocht. De scheringsdispersie wordt daarbij niet expliciet berekend, maar 'geparameteriseerd' in de diffusietensor verwerkt. Ook de invloed van de Coriolis-versnelling wordt, gebruikmakend van analyses door andere auteurs (lit. 34, 68) op een dergelijke wijze geschat. Volgens deze schatting is de invloed van het Coriolis-effect op de verdunning betrekkelijk gering; wel wordt de anisotropie er door verminderd, d.w.z. een tracerwolk wordt minder langwerpig dan wanneer de snelheidsvectoren op vaste tijdstippen steeds in één vlak zouden liggen.

Ook met numerieke simulatie, op een wijze als in paragraaf 2 beschreven voor een horizontaal snelheidsprofiel, kan de grootte van het verticale scherings-effect benaderd worden. Door de genoemde en diverse andere onderzoekingen bestaat een goed inzicht in de grootte-orde van de bijdrage van de dispersie door verticale schering. Evenals bij de longitudinale systemen (par. 2 t/m 4) levert dit mechanisme na enige tijd een bepaalde konstante dispersiecoëfficiënt op; alleen komt er nu een mogelijke richtingsafhankelijkheid bij, afhankelijk van de vorm van de getij-ellips. Qua grootte-orde resulteert voor de (zuidelijke) Noordzee een coëfficiënt van 1 à 2 m²s⁻¹. De inbreng van de overige mechanismen, die voor de grotere schalen domineren, is zodanig dat het effect van de verticale schering bij een niet-gelaagde toestand ruwweg gedurende het eerste etmaal overheersend is. Daar een geringe gelaagdheid zelden geheel ontbreekt, is de genoemde periode misschien nog wat aan de lange kant voor een werkelijk volledig ongelaagd systeem. We spreken nog steeds in de termen van een zich uitbreidende "wolk", afkomstig van een kleinschalige momentlozing. Deze wolk heeft aan het eind van de genoemde periode een horizontale uitgestrektheid van de orde van een kilometer.

Men moet zich bij dit alles realiseren dat er in de praktijk een grote variabiliteit aanwezig is, voor een deel veroorzaakt door het al of niet aanwezig zijn van gelaagdheid, voor een ander deel door de grote variabiliteit van het windveld. De invloed van de plaats laten we even buiten beschouwing; in figuur 6 (uit lit. 12) is voor één lokatie een resultaat van een drietal tracerexperimenten weergegeven. De (gegeneraliseerde) dispersiecoëfficiënt (zie genoemde referentie) is niet uitgezet als functie van de tijd maar van de aangroeiende uitgestrektheid in een maat σ_{rc} (een soort richtingsgemiddelde standaarddeviatie) (lit. 50). Bij het experiment van 1979 is er een groot schaalgebied (zich uitstrekkend over meer dan een factor 10 in lengtemaat), waarover de effectieve dispersiecoëfficiënt een konstante waarde heeft van 1 à 2 m²s⁻¹, de hierboven reeds genoemde orde van grootte. In dit schaalgebied c.q. de ermee korresponderende periode is kennelijk het verticale scherings-effect bepalend geweest. Door de klaarblijkelijke afwezigheid van andere mechanismen op de desbetreffende lengteschalen, heeft de periode in dit geval ongewoon lang geduurd. In 1978 zijn andere mechanismen blijkbaar al gaan overheersen lang voordat $\sigma_{rc} = 1000$ m was bereikt. In 1973 lijken andere mechanismen pas op een schaal die wat groter is dan 1000 m het regiem te gaan overnemen, maar wel op een moment dat hiervan in 1979 nog geen sprake was.

Beziet men nu een verzameling (figuur 7) waarin gegevens van diverse delen

van de Noordzee zijn samengevat (met ter vergelijking ook resultaten van twee experimenten in het IJsselmeer) dan is er naast een grote variabiliteit (waarbij nu ook de invloed van de lokatie meespeelt) een algemene trend zichtbaar die hier, met de (2DH-)maximumconcentratie als gekozen maat, globaal neerkomt op een afname evenredig met t^{-2} , d.w.z. in lengtemaat (bv. de genoemde σ_{rc}) een aangroei evenredig met de tijd. In verband met het laatste zou men van een bepaalde (konstante) "diffusiesnelheid" kunnen spreken. Deze is blijkbaar gemiddeld ongeveer $0,018 \text{ ms}^{-1}$ (een getal dat enigszins afhangt van de gekozen lengtemaat). Het begrip diffusiesnelheid is in de vijftiger jaren gelanceerd door Joseph en Sendner (lit. 36) in het kader van een theoretisch concept waaraan een konstante waarde van deze snelheid inherent was. Er zijn echter ook concepten volgens welke de lineaire afmeting niet met t maar met $t^{3/2}$ zou moeten toenemen, althans voor bepaalde trajekten (lit. 51), zodat voor langere perioden gemiddeld een lagere exponent resulteert die al naar gelang de opbouw van het geheel, verschillende waarden $< 3/2$ kan hebben (dus bijvoorbeeld ook 1).

Samenvattingen van experimentele resultaten voor veel meer wateren dan alleen de Noordzee zijn vooral gepubliceerd door Okubo (lit. 50, 51), waaraan de figuren 8, 9 en 10 ontleend zijn. Okubo schroomt niet zeer uiteenlopende gebieden (met inbegrip van rivieren, uiteraard alleen voor de kleinschalige 2D-fase) in één grafiek samen te vatten (figuur 8). Figuur 9 is een voorbeeld van een interpretatie in de vorm van deeltrajekten met een K evenredig met $l^{4/3}$ wat correspondeert met een l (of b.v. σ_{rc}) evenredig met $t^{3/2}$ (fig. 9) of een C_{max} evenredig met t^{-3} ; steeds resulterende in lagere exponenten als men een aantal trajekten samenvat. Dit idee werd het eerst geopperd door Ozmidov (1965) (lit. 52).

In de laatstgenoemde beschouwingen van Okubo en Ozmidov wordt in feite voorbijgegaan aan de initiële fase met de belangrijke en veelal overheersende rol van de verticale snelheidsstructuur en de kleinschalige verticale menging. Al of niet stilzwijgend wordt eigenlijk alles onder de noemer gebracht van de horizontale snelheidsstructuur. In feite zijn dit soort beschouwingen echter pas relevant vanaf de bovengenoemde schaal van 1 à 2 km (groter bij gelaagdheid!), althans wat betreft de Noordzee. Ten opzichte van de gehele Noordzee is dit overigens nog wel een zeer kleine afmeting, zodat voor het grootste deel van het totaal aanwezige bereik van lengteschalen, de horizontale structuur van het snelheidsveld inderdaad bepalend is. Voor de chemie van de Noordzee, voor de verspreiding van fijn sediment, voor plankton, vislarven, zout-verdeling en vele andere zaken is het grootschalige gebied natuurlijk belangrijk. Men zou echter kunnen stellen dat voor lozingen, het kleinschalige gebied met zijn overheersende invloed van verticale structuren, vaak van groot of zelfs overwegend belang is. In bepaalde gevallen verdient zelfs het allereerste stadium (één tot enkele uren, bij gelaagdheid langer) met onvolledige menging over de vertikaal onze aandacht. Wegens de beperkingen van plaatsruimte en tijd wordt op dit laatste niet ingegaan.

Betreedt men nu het grote gebied vanaf een lengteschaal van 1 tot enkele km, met de overwegende invloed van de horizontale structuur van het (vertikaal gemiddelde) snelheidsveld, dan kan worden opgemerkt dat deze structuur door een goed 2DH waterbewegingsmodel vanaf een bepaalde lengteschaal korrekt zou moeten worden weergegeven. Wiskundige waterbewegingsmodellen leveren snelheden op een bepaald rooster. Structuren als wervels of neren kunnen voor gebieden kleiner dan 2×2 maas-lengten niet worden weergegeven. In de praktijk zal de grens om verschillende redenen meestal nog wel wat hoger liggen. Gezien de maaswijdte van de gangbare modellen, is er dus meestal nog een vrij groot gebied van lengteschalen (over een bereik van een faktor 10 of meer) waarvoor de invloed van horizontale structuur van het snelheidsveld op de dispersie op andere wijze dan met behulp van dynamisch berekende snelheden in rekening gebracht moet worden.

Voor het modelleringsaspect zij verder verwezen naar paragraaf 7.4.3. Op

deze plaats zij nog opgemerkt dat de ruimtelijke structuur van het veld van overwegend belang is, m.a.w. de patronen die men verkrijgt uit momentopnamen van het veld. De veranderingssnelheid doet weinig ter zake, zolang deze maar ligt tussen een volledige "bevroren situatie" (die nooit voorkomt) en een minimale persistentie die door de traagheid en het tempo van energie-overdracht en dissipatie altijd gegarandeerd is. Het is vooral de vorm van het bekken (bodemtopografie, oevers) die de ruimtelijke snelheidsstructuur van het snelheidsveld bepaalt. De aandrijvende krachten werken vrij uniform; voor het windveld geldt dit in wat mindere mate dan voor de, hoofdzakelijk aan de randen van het bekken opgelegde, getijkrachten.

Het samenspel van genoemde invloeden leidt tot een gestructureerd snelheidsveld dat bij een (ruimtelijke) spektrale analyse (naar golflengte of golfgetal) componenten bij alle mogelijke golflengten laat zien, mogelijk ook (energie-)pieken bij bepaalde lengteschalen. Door directe waarneming is dit spectrum moeilijk te bepalen. Bij een berekend veld (bijvoorbeeld uit WAQUA) is dit in principe wel mogelijk. We weten al dat de kleinere golflengten daarin zullen ontbreken. Een komplikatie wordt gevormd door de plaats-afhankelijkheid van de spektrale samenstelling. Een indirect middel om het spectrum te leren kennen is de experimentele kennis van de dispersie, met name uit tracer-experimenten. Verzamelgrafieken als figuur 7 (zonder de IJsselmeergegevens), en 10 zijn voor de schalen > 1 à 2 km in feite al indirecte weergaven van de spektra voor de horizontale snelheidsstructuur en de spreiding daarin als gevolg van de variabiliteit in ruimte en tijd. Men behoeft alleen het omrekeningsrecept maar te kennen (lit. 29, 48). Wanneer de groei van de wolken opgeloste materie (en aanverwant) globaal beschreven kan worden door een verband

$$l(t) \sim t^s \quad (2)$$

(vergelijk het voorafgaande) dan is de energieverdeling (kinetische energie per eenheid van massa en per eenheid van golfgetal) als functie van golfgetal k ($= 2\pi/\lambda$ als λ = golflengte)

$$E(k) \sim k^{\frac{2}{s}-3} \quad (3)$$

Als $s = 3/2$ (zie ook hierboven) is blijkbaar

$$E(k) \sim k^{-\frac{5}{3}} \quad (4)$$

het beroemde geval uit de driedimensionale turbulentietheorie ('inertial (sub)range', lit. 39, 49, 53, 65), maar minder relevant voor grootschalige horizontale 'turbulentie' (lit. 48, hoofdstuk III) alhoewel ook daar zoals boven opgemerkt in theoretische concepties een zekere rol spelend; zie bij voorbeeld figuur 9 en 10 met

$$K \sim l^{4/3} \quad (5)$$

'op trajekten'. De algemene formule voor K (als (2) geldt) is:

$$K \sim l^{2-\frac{1}{s}} \quad (6)$$

Het eerder genoemde geval $s = 1$,

$$l(t) \sim t \quad (7)$$

korrespondeert blijkbaar met

$$E(k) \sim k^{-1} \quad (8)$$

en

$$K \sim 1 \quad (9)$$

De formules (2) e.v. zijn niet afhankelijk van het aantal ruimtelijke dimensies en ook geldig in het ééndimensionale en driedimensionale geval. Voor het eerder genoemde ééndimensionale systeem met konstante K , is in (6) blijkbaar de exponent gelijk aan nul, dus $s = 1/2$ zodat volgens (2)

$$l(t) \sim t^{1/2} \quad (10)$$

wat wegens de ééndimensionaliteit gelijkwaardig is met $C_{\max} \sim t^{-1/2}$ *). Wanneer in een bepaalde fase op zee óók K konstant is (zie de bespreking van de dispersie door verticale schering in het voorafgaande) dan is ook daar $s = 1/2$ en dus $l \sim t^{1/2}$; voor de tweedimensionale max. concentratie betekent dit dat hij dan evenredig met t^{-1} is. Hoewel passend in het formele schema van de formules, verschilt het geval met een van l onafhankelijke K wezenlijk van de gevallen waarin K duidelijk met l toeneemt. Is K vast, dan worden bij groter worden van de wolk blijkbaar geen nieuwe structuren in het snelheidsveld gemobiliseerd en zijn deze (althans over het desbetreffende traject) ook niet aanwezig. Alle werkzame golflengten zijn dan kleiner dan de afmetingen van de wolk. Bij goede benadering is de beschrijving gelijk aan die voor moleculaire diffusie; alleen overtreft de koëfficiënt K de moleculaire diffusiekoëfficiënt met zeer vele ordes van grootte.

Neemt K duidelijk toe met l , dan is er iets anders aan de hand. Het spektrum bevat componenten bij allerlei golflengten en bij het groter worden van de wolk worden grotere golflengten actief, die door de kleinere wolken nog niet werden gevoeld omdat op hun schaal de desbetreffende component een vrijwel homogeen veld opleverde. Bij deze structuur zijn de 'wervels' met afmetingen van dezelfde orde als de grootte van de vlek overwegend werkzaam. De karakteristieke lengte in het produkt van een snelheid en een lengte dat K bepaalt, is dus ongeveer gelijk aan l , in elk geval evenredig daarmee. De (eventuele) overige afhankelijkheid van l in de uitdrukking (6) voor K komt dus op rekening van de voor de desbetreffende lengteschaal karakteristieke snelheid $v(l)$, waarvoor dus uit (6) volgt:

$$v(l) \sim l^{1-\frac{1}{s}} \quad (11)$$

b.v. v onafhankelijk van l als $s = 1$ en $\sim l^{1/3}$ als $s = 3/2$. Deze redenering is de meest simpele manier om naast het energiespektrum ook een snelheidsspektrum te definiëren (voor l mag hier ook λ worden gelezen).

Wanneer de waarnemingen wat precieser bekeken worden, dan voldoen de diverse formules met konstante exponenten meestal niet voor het gehele traject (vanaf de ondergrens van 1 à 2 km). We zagen dit in feite al bij de benadering met een aantal deeltrajekten volgens Ozmidov en Okubo. De spektra zijn in werkelijkheid dus wat ingewikkelder. Meer inzicht in het verband tussen meer gekompliceerde spektra en de verspreiding $l(t)$ wordt het gemakkelijkst verkregen door met synthetische snelheidsvelden modelsimulaties van de verspreiding van een deeltjesverzameling uit te voeren (zie paragraaf 7.4.3).

Een berekend of met bijzondere middelen (b.v. HF-radar, lit. 54, 60) gemeten snelheidsveld ziet er over vrij grote gebieden vaak tamelijk homogeen uit. Bovendien vertoont het op de meeste ogenblikken snelheden die ruwweg een orde

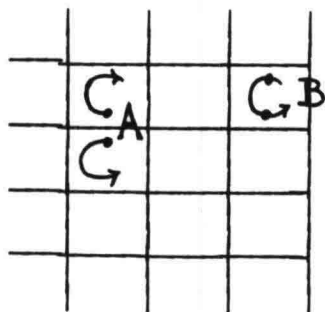
*) omdat wordt uitgegaan van een konstante natte doorsnede A , is het tijdsdrag van de ééndimensionale concentratie C_1 (hoeveelheid per lengte-eenheid) gelijk aan dat van de gewone concentratie C_1/A .

groter zijn dan op grond van simulaties (par. 7.4.3) en waargenomen diffusie-snelheden verwacht worden. Beide feiten zijn met eenzelfde konstatering te verklaren: het veld bevat een belangrijke homogene component, a.h.w. een spectrale piek bij golfgetal nul ($\lambda = \infty$). Een homogeen veld geeft geen enkele bijdrage tot dispersie; het effect komt geheel overeen met dat van een met de desbetreffende snelheid bewegend koördinatenstelsel. In het algemeen mag men dus een duidelijker beeld van de essentiële snelheden verwachten als in geschikte gekozen deelgebieden het juiste homogene veld van het geheel wordt afgetrokken.

6. Onderlinge samenhang en vergelijking

Bij de getijrivieren en estuaria kwam het in paragraaf 1 beschreven basismechanisme steeds duidelijk herkenbaar terug. Ook bij het aandeel van de verticale schering in de horizontale dispersie op zee was dit nog het geval, al werd de zaak gekompliceerder door de verandering van de richting van de stroomvektor in de tijd en over de vertikaal.

Is de voor de grotere schalen dominerende invloed van de horizontale structuur van het snelheidsveld op de dispersie in zee ook nog onder dezelfde noemer te brengen? In beginsel wel, maar er zijn belangrijke verschillen, vooral wanneer er geen duidelijke richtingsvoorkeur is. Als wel van richtingsvoorkeur sprake is, bijvoorbeeld een parallelle stroming langs een kust, die onder invloed van die kust, c.q. het oplopende bodemtalud een dwarsgradiënt vertoont, dan hebben we het mechanisme min of meer in zijn bekende vorm en in eerste instantie wordt op analoge wijze als in de (getij)rivier de dispersie in de richting van de hoofdstroom bevorderd. Doordat de situatie hier echter niet symmetrisch is gaat de hoofdas van het verspreidingspatroon echter toch een hoek maken met de richting van de stroom c.q. de kust. Hoe verder we van de kust verwijderd zijn, hoe kleiner de kans op persistente voorkeursrichtingen is. Het feit dat de vormen van de waargenomen distributies voor de wat grotere schalen in het algemeen slechts een geringe anisotropie vertonen, bevestigt dit. Wanneer er geen persistente voorkeursrichtingen zijn voor de scheringspatronen, dan laat de continuïteit van de vloeistof slechts één alternatief toe, namelijk een patroon van 'wervels' van verschillende afmetingen. In de vorige paragraaf zagen we reeds dat structuren met een golflengte van de orde van grootte van een 'wolk', in andere woorden: de onderlinge deeltjes-afstand,



figuur 11

het meest effectief zijn. Proberen we ons dit aan de hand van een geschematiseerd veld van wervels van één schaal (figuur 11, vergelijk ook de figuren 13a en 13b) enigszins voor te stellen, dan zien we dat vooral deeltjes in twee verschillende aangrenzende wervels sterk van elkaar verwijderd kunnen worden (A); in één wervel blijven de afstanden globaal dezelfde, zeker als de deeltjes in dezelfde stroomlijn zitten (B). Op welke wijze wordt de onderlinge verwijdering nu dikwijls bestendigd en keren de deeltjes na een volledige rondgang niet in dezelfde posities terug? Dit heeft verschillende oorzaken: - kleinere wervels zorgen voor een zekere 'doormenging' op kleinere

schaal, - de wervels hebben in het algemeen een eindige levensduur (*), - grotere wervels beperken de verblijftijd in kleinere wervels, of, wat waarschijnlijk in het algemeen juister is: kleinere wervels worden, min of meer in hun geheel, onderling ten opzichte van elkaar verplaatst. Het experimentele feit dat wervels van de orde van grootte van de deeltjes-afstand het meest effek-

(*) Wervels die permanent zijn in de zin van topografische gebondenheid, maken gedurende een getij- (of andere) periode toch een bepaalde levens-cyklus door.

tief zijn (wat zich weerspiegelt in de evenredigheid van de dispersiekoëfficiënt met de grootte van een wolk, zie vorige paragraaf), wijst er op dat het effect geschetst onder A in figuur 11 een overheersende rol speelt in het complexe geheel. Zowel een zekere analogie met de eenvoudige scheringsdispersie als enkele verschillen zijn nu duidelijk geworden. In eerste instantie is er de werking van parallelle stroming, althans 'parallelle' wervels, in tweede instantie ook een 'dwarstransport'. Het laatste wordt niet door een min of meer onafhankelijk mechanisme op kleinere schaal, maar door dezelfde waterbeweging veroorzaakt. Daarom is er ook geen afzonderlijke lengteschaal voor de dispersiekoëfficiënt. Bij een rivier is dit een schaal die veel groter is dan de rivierbreedte, evenredig is met de longitudinale snelheid en met de mengtijd in dwarsrichting, $T_B = 1/2 B^2/K_y$, waarin de breedte B een maat is voor de gemiddelde deeltjesafstand. Bij het wervelmechanisme daarentegen valt de lengteschaal voor de dispersiekoëfficiënt als het ware samen met de werkbreedte B. De getalwaarde van de mengingskoëfficiënten voor relatief kleine schalen speelt daarin geen rol.

7. Modeltechnieken en hun toepassing

7.1 Model en empirie

In beginsel steunt elk model op waarneming in de natuur. Empirisch onderzoek ligt ten grondslag aan zijn structuur; waarnemingen moeten ook de getalwaarden van de modelparameters leveren, hetzij min of meer direkt, hetzij in een kalibratieproces waarin modelresultaten en metingen met elkaar vergeleken worden.

We beperken ons tot de zogenaamde wiskundige modellen; eigenlijk een wat ongelukkige term, omdat men zo veel mogelijk fysika in het model wil stoppen. Hoe direkter de verbanden zijn tussen de processen in het model en die in de natuur, hoe beter het model in principe de natuur kan nabootsen en hoe kleiner in het algemeen het aantal modelparameters en hoe fundamenteeler het karakter van die parameters. Voor veel praktische doeleinden kan een simulatie met een sterk vereenvoudigd en sterk geparameteriseerd model voldoende zijn. Dikwijls is zo'n aanpak besparend en wordt hij om die reden toegepast. Door wiskundige verbanden met meer gedetailleerde concepten kunnen de grenzen van toepassing en nauwkeurigheid soms goed worden aangegeven.

Niet altijd betekent een grotere mate van detaillering en een direktere correspondentie met de fysische verschijnselen een grotere complexiteit van het model (bedoeld met inbegrip van de wiskundige oplossingsmethode). Het tegendeel kan het geval zijn, zoals bij een deeltjesbenadering (par. 7.4.3) in plaats van een benadering met eindige differenties. Een dergelijke verfijning die tegelijkertijd de structuur van het model vereenvoudigt, kan als prijs een wat grotere hoeveelheid rekenwerk meebrengen.

In het algemeen is voor het bij het toepassen van de wiskundige modellen op dit terrein vereiste rekenwerk een kleine of grote computer nodig en dienen de rekenvoorschriften te worden verwerkt in één of meer programma's.

Heeft men eenmaal een werkend model dat in een zekere mate aan de werkelijkheid is getoetst, dan kan het model het experiment ook tot op zekere hoogte vervangen. Dit is ook het uiteindelijke doel van het model, of het nu bedoeld is om het inzicht te verdiepen (waaronder ook: gevoeligheidsanalyse, b.v. lit. 10; zie ook fig. 12a) of om voorspellingen te doen. Regelmatige terugkoppeling naar de natuur blijft echter geboden.

Dispersiemodellen of transportmodellen zijn in beginsel geënt op waterbewegingsmodellen, al of niet daaraan gekoppeld. Ontkoppelde versies hebben het voordeel dat meerdere transportberekeningen kunnen worden uitgevoerd met behulp van het resultaat van één waterbewegingsberekening. In gekompliceerde gevallen kan het voordeel hiervan teniet worden gedaan door het nadeel van een (te) omvangrijke gegevensmanipulatie; dit kan zich voordoen als het gaat om berekende snelheidsvelden met een groot aantal roosterpunten en een voortdurende verandering in de tijd, vooral als deze verandering niet zuiver perio-

diek is (men denke bijv. aan veranderlijke windvelden in combinatie met getij).

Onder waterbewegingsmodel willen we in dit verband ook verstaan eenvoudige, sterk geschematiseerde beschrijvingen, zoals een harmonisch variërend veld dat ruimtelijk homogeen is (zie par. 7.4.1). In zo'n geval speelt de kwestie van eventuele ontkoppeling geen rol.

In het onderstaande beperken we ons uiteraard tot modellen die relevant zijn voor verspreiding van geloosde stoffen (vallend onder de transportmodellen) en concentreren we ons bij de toepassingen op getijgebieden.

7.2 Modeltechnieken

De technieken vallen uitéén in drie hoofdgroepen, t.w.

- Numerieke oplossing van de transportvergelijkingen met behulp van eindige differentie-technieken (ofwel met eindige elementen)
- Numerieke oplossing met behulp van deeltjes-simulatie
- Analytische oplossingen en superposities daarvan.

Een bespreking van deze wiskundige technieken voert in het beperkte kader van deze bijdrage te ver. Alleen over deeltjes-simulatie zal iets meer worden gezegd, omdat het gebruik ervan in dit vakgebied betrekkelijk recent is terwijl de geschiktheid voor transportproblemen juist bijzonder groot is.

Van verschillende technieken zullen toepassingsvoorbeelden worden genoemd. Er zal daarbij echter een hoofdingeling worden gevolgd naar het aantal ruimtelijke dimensies. Verschillende van de te noemen modellen hebben gemeen dat ze, zij het met verschillende technieken, oplossingen benaderen van diffusie-advectie-vergelijkingen, waarin de diffusietermen de klassieke vorm hebben, zoals voor het ééndimensionale geval geformuleerd in de vergelijkingen van Fick (lit. 1, 33), ook vaak aangeduid als gradiënt-type diffusie. Hierbij zijn de diffusiekoëfficiënt in het 1 D-geval resp. de componenten van de diffusietensor (zie b.v. lit. 12, paragraaf III) bij meer dimensies, in beginsel konstant c.q. schaalonafhankelijk. In dat geval is diffusie of wat met dit concept beschreven wordt, gelijkwaardig met een gewone randombeweging (dronkemans-wandeling) van een groot aantal deeltjes (strikt genomen alleen voor het limietgeval van oneindig veel deeltjes en een tot nul naderende tijdstap). Waarschijnlijk was Einstein (lit. 32) de eerste die (in 1905) de gelijkwaardigheid van dit proces met de (oplossing van) de (ééndimensionale) vergelijkingen van Fick beschreef. Hij gaf daarbij ook het verband aan tussen de grootte van de diffusiekoëfficiënt D en de voor de positieve of negatieve randomverplaatsing Δ per tijdstap gekozen verdelingsfunctie $\phi(\Delta)$:

$$D = \frac{1}{dt} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Delta^2}{2} \phi(\Delta) d\Delta \quad (12)$$

Hoewel men met verschillende verdelingsfuncties $\phi(\Delta)$ in beginsel hetzelfde resultaat krijgt (althans voor voldoende kleine tijdstap dt) blijft (12) gelden hoe klein men dt ook kiest, zodat men er rekening mee moet houden als men met een bepaald oogmerk (bij voorbeeld met een zo groot mogelijke dt te kunnen werken, zie lit. 26) een bepaalde verdelingsfunctie $\phi(\Delta)$ kiest, c.q. de waarde van D bij voorbaat wil vastleggen.

Bij meer dan één dimensie komt de benadering van de diffusieterm in zijn klassieke vorm er op neer dat voor elke as-richting een onafhankelijk randomproces wordt gebruikt, zodat men desgewenst ook anisotrope diffusie kan verkrijgen (iedere as-richting zijn eigen D ; in termen van (12): bij gelijke dt verschillende breedten van de verdeling $\phi(\Delta)$). Wanneer de hoofdassen van de diffusietensor niet samenvallen met die van de koördinaat-richtingen, dan moet de random-beweging niet in de koördinaat-richtingen maar in de richtingen van de hoofdassen ontbonden worden. Dit probleem doet zich in de praktijk in het algemeen niet voor. Het streven is de modellen zodanig op te zetten dat anisotrope dispersie voortvloeit uit de structuur van het snelheidsveld en niet uit anisotrope random-beweging.

In paragraaf 5 kwamen we het begrip schaalafhankelijke diffusie- of dispersiecoëfficiënt tegen. Met de klassieke random walk kan een dergelijk gedrag niet gesimuleerd worden. Met andere deeltjes-koncepten kan hier echter succesvol geopereerd worden (zie par. 7.4.3).

7.3 Eéndimensionale modellen

7.3.1 Getijgemiddeld

Getijgemiddelde ééndimensionale modellen worden toegepast in getijrivieren (c.q. estuaria) voor de zoutindringing, maar ook wel voor geloosde stoffen (lit. 2, 4, 6, 8, 31, 58), vooral als deze stoffen relatief ver landinwaarts worden geloosd. Eigenlijk zijn deze modellen niet specifiek voor getijgebieden en worden ze soms inderdaad ook elders toegepast. Lit. 3, 8, 31 en 44 beschrijven niet-stationaire zout-zoet-berekeningen met dergelijke modellen voor Westerschelde en Eems-estuarium over een simulatie-periode van enkele jaren. Vergelijking met de waargenomen variërende zout-indringing leidt tot een verzameling waarden $K(x)$ voor de (longitudinale) dispersiecoëfficiënt als functie van de plaats ('afregeling' van het model). Voor Eems-Dollard en Westerschelde is K niet duidelijk afhankelijk van de afvoer van de bovenrivier, mogelijk wel enigszins van het seizoen (rustige perioden tegenover perioden met veel stormen). Voor de Severn wordt een belangrijke invloed van de rivierafvoer beschreven (lit. 66). In een gelaagde getijrivier als de Nieuwe Waterweg is een dergelijke invloed ook duidelijk aanwezig.

Met de uit de zoutgegevens verkregen coëfficiënten $K(x)$ zijn in het verleden met dezelfde modellen o.a. verdelingen berekend van veenkoloniaal afvalwater in de Eems-Dollard (lit. 31) en voor de Westerschelde van radio-activiteit, warmte (lit. 58) en organische afvalstoffen (lit. 2), geloosd of te lozen op de Schelde in België.

De desbetreffende modellen zijn alle van het eindige differentie-type. Daardoor kunnen ook gemakkelijk vertakkingen en splitsingen (lit. 61) worden aangebracht (netwerkvorming).

7.3.2 Niet-getijgemiddeld

Een voorbeeld van een niet-getijgemiddeld netwerk-model van het eindige differentie-type is het transportgedeelte van het benedenrivierenmodel ZWENDL dat is gekoppeld aan het overeenkomstige waterbewegingsmodel. Sinds kort is er ook een (in eerste instantie) op hetzelfde waterbewegingsmodel afgestemd calamiteitenmodel CALAM (lit. 67), dat door de ontkoppeling in principe ook gebruikt kan worden in combinatie met andere waterbewegingsmodellen. Een in dit model aanwezige verfijning, is de mogelijkheid een stroomvoerend deelprofiel te onderscheiden om kombergingseffekten in het transportgedrag expliciet in rekening te kunnen brengen.

Voor beperkte trajekten kan meer gestyleerd worden en kunnen, met de beperkingen daaraan verbonden, analytische oplossingen en superpositie daarvan worden toegepast (lit. 23, 63). Vergelijk ook 7.4.1.

7.4 Tweedimensionale modellen (horizontaal)

7.4.1 Analytische verdelingsfuncties en superpositie

Hierbij wordt het gedrag van de concentratieverdeling na een momentlozing analytisch geformuleerd. Continue lozingen worden opgevat als lange reeksen momentlozingen; de concentratieverdelingen worden berekend door superpositie van de verdelingen uit deze momentlozingen. Voor permanente stroming of een getijgemiddelde benadering zijn er ook voor de gesuperponeerde verdelingen analytische benaderingen (lit. 62); voor het overige moet numeriek gesommeerd worden (lit. 5, 7, 13).

In het algemeen impliceert de methode vrij sterke vereenvoudigingen zoals rechte oevers, een vlakke bodem en een homogeen snelheidsveld. Op de drie genoemde beperkingen is door correcties en kunstgrepen nog wel wat af te dingen (lit. 4, 13, 22) maar de procedure wordt dan nogal moeizaam en het resultaat

kan niet concurreren met meer verfijnde modellen die diepteverschillen, grillige oevervormen en inhomogene snelheidsvelden expliciet in rekening kunnen brengen (par. 7.4.2 e.v.). Er zijn echter gevallen waarin de genoemde beperkingen redelijk in overeenstemming zijn met de werkelijke situatie. Er kunnen dan bij een goede empirische basis voor de model-parameters nauwkeurige benaderingen van de concentraties en de bestreken oppervlakken verkregen worden. Alleen vertoont de vorm van de iso-koncentratielijnen een gestyleerd beeld (fig. 12).

De (tijdafhankelijke) analytische verdelingsfuncties behoeven geen oplossingen van de klassieke diffusievergelijking te zijn. Het kunnen ook empirische of theoretische benaderingen zijn van de afwijkende functies die o.m. corresponderen met schaalafhankelijke dispersie-koëfficiënten (par. 5) en de onderliggende oorzaken daarvan (lit. 12, par. IV).

Enkele toepassingsresultaten zijn weergegeven in fig. 12. Figuur 12c geeft een geval weer waarin door een kunstgreep de beperking van rechtlijnige evenwijdige oevers is ondervangen. Figuur 12d geeft een voorbeeld waarbij een belangrijke inhomogeniteit in het snelheidsveld benaderd is door middel van een "oneigenlijk gebruik" van de tijdsafhankelijkheid van het veld (zie lit. 13).

7.4.2 Eindige differenties en eindige elementen

Het oplossen van diffusie-advectie-vergelijkingen met eindige differenties (eventueel elementen) is onderwerp van uitvoerige studies geweest, omdat bij toepassing van eenvoudige schema's problemen optreden als ruimtelijke schommelingen in de concentratieverdelingen, negatieve concentraties en numerieke diffusie. Vooral bij grote concentratie-gradiënten, zoals bij lozingen doorgaans optreden, treden de genoemde verschijnselen op. Voor ééndimensionale modellen zijn de bezwaren minder groot, omdat ze daar wel in voldoende mate te ondervangen zijn door een drastische verlaging van maas lengte en tijdstaplengte zonder dat dit nog aanleiding geeft tot ontoelaatbare rekentijden of een te groot geheugenbeslag door een te groot aantal segmenten. In twee dimensies wordt de orde van grootte van de diverse aantallen ruwweg gekwadrateerd zodat daar oplossingen worden gezocht in speciale differentie-technieken. Artefakten zijn daarmee niet volledig te vermijden terwijl, wegens de vrij grove maas, het oplossend vermogen gering blijft.

7.4.3 Deeltjes-simulatie

Met deeltjes-technieken kunnen de zojuist genoemde problemen met veel minder bezwaren worden opgelost (lit. 11, 14, 15). De toepassing wordt interessanter naarmate het aantal ruimtelijke dimensies toeneemt. Tweedimensionale toepassingen zijn reeds zeer aantrekkelijk en worden steeds meer aangetroffen. Voor een wat uitgebreidere beschrijving van een aantal technieken en toepassingsmogelijkheden in twee dimensies wordt verwezen naar lit. 18 en 20.

Het oplossend vermogen is bij gebruik van deeltjes in beginsel onbeperkt en, met één zelfde model c.q. programma van rekengeval tot rekengeval vrij te kiezen. Uiteraard moet de stapgrootte kleiner gekozen worden naarmate men fijnere structuren wil oplossen, waarbij in beginsel ook meer deeltjes per oppervlak nodig zijn. Aan de laatste eis is vaak "automatisch" voldaan, bijvoorbeeld doordat de deeltjesconcentratie in de buurt van (kleine) bronnen vanzelf hoger is dan op grotere afstand. Daarbij kan men in beginsel de tijdstap nog vergroten als de deeltjes zich van de bron verwijderen; hiervoor bestaat (bij RWS) nog geen gereede programmatuur.

Men kan opmerken dat een groot oplossend vermogen weinig zin heeft als de snelheden op een relatief grof rooster (grid) gegeven zijn. Men bedenke echter dat door de bron-vorm en -afmeting en de tijdafhankelijkheid van het (getij)-snelheidsveld ruimtelijke structuren vóór binnen de maaswijdte van het snelheidsrooster geïnduceerd kunnen worden, zie bijvoorbeeld figuur 14a (uit lit. 45), figuur 14b en figuur 14c. De belangrijke invloed van de "sub-grid"-structuur van het snelheidsveld wordt hierbij in geparameteriseerde vorm in reke-

ning gebracht. Dit kan op twee manieren, een al of niet schaal-afhankelijke "random walk" (lit. 17, 18, 20) of een supplementair synthetisch snelheidsveld (lit. 18, 20, 29; fig. 13) met de juiste spektrale eigenschappen (vergelijk par. 5 en 6). Is schaalafhankelijkheid niet nodig, dan heeft een supplementair veld geen nut; wil men de schaalafhankelijkheid (zie par. 5 en 6) in rekening brengen, dan is het supplementaire veld voor een zo korrekt mogelijke modellering te verkiezen boven "scaled random walk" (lit. 17, 21, 24), maar men betaalt daarvoor een prijs in rekentijd.

Een voorbeeld waarbij schaal-afhankelijkheid geen rol speelt, is het tweedimensionale (getij)riviermodel. In zo'n geval is de gewone random-beweging toereikend en maakt men gebruik van de gelijkwaardigheid van gradiënt-type diffusie en gewone ongeschaalde random-beweging. Deze hoeft alleen in de dwarsrichting in rekening te worden gebracht. De overeenkomstige menging in lengterichting kan (op zeer kleine schalen na) worden verwaarloosd ten opzichte van de longitudinale dispersie t.g.v. snelheidsprofiel en de menging in de dwarsrichting. Bij het riviermodel is verder één bepaalde lengteschaal in het spectrum van de snelheid van overwegend belang, namelijk die van de (halve) rivierbreedte. Op deze schaal wordt in dit model-type de snelheid expliciet beschreven.

Voor systemen zonder of met een minder uitgesproken longitudinale snelheidsstructuur (open zee, estuaria), is de mogelijkheid het schaal-effekt op gedetailleerde wijze in rekening te brengen een belangrijke eigenschap en een voordeel van de deeltjes-technieken. Vanaf een bepaalde lengteschaal leveren waterbewegingsmodellen in beginsel de juiste structuur van het snelheidsveld. Bij welke schaal dit gebeurt en op welke wijze is nog een punt van onderzoek. Waarschijnlijk zijn er in dit opzicht ook verschillen tussen de waterbewegingsmodellen onderling. De synthetische snelheidsvelden spelen bij dit onderzoek een sleutelrol. Ook de berekeningen met velden die geheel op deze wijze zijn opgebouwd (dus ook voor de schalen die eventueel door waterbewegingsmodellen verzorgd kunnen worden) zijn in dit onderzoek van belang. Deze volledig synthetisch (spektraal) opgebouwde snelheidsvelden spelen verder een rol bij de interpretatie van de waargenomen dispersie in de grote 2 DH-gebieden (zie par. 5) en kunnen op deze wijze in de toekomst wellicht ook bijdragen tot meer inzicht in de dynamische processen waar de spektrale energieverdeling door bepaald wordt.

7.4.4 Getijgemiddelde benaderingen, stationaire concentratieverdeling

Voor berekeningen over grote gebieden en lange tijdsperioden is er vaak grote behoefte om 2 DH getijgemiddeld te kunnen werken. De getijstroom is voor een grootschalige concentratieverdeling (bijvoorbeeld de gehele zuidelijke Noordzee) immers maar een kleine vibratie. Een probleem hierbij is dat deze kleine vibratie ook een permanente bijdrage aan de advektie levert in de vorm van het getij-geïnduceerde deel van de reststroming. Traditioneel werd de reststroming eigenlijk altijd op Eulerse wijze bepaald, d.w.z. door middel van een lokaal middelingsprocédé over de tijd. Bepaalt men hiermee een geheel veld en gaat men daarmee transporten berekenen, bijvoorbeeld verplaatsingen van individuele deeltjes, dan kunnen, afhankelijk van de plaats, zeer grote afwijkingen optreden in grootte en richtingen van de verplaatsingen ten opzichte van de korrekte waarden die verkregen worden door de getijbeweging volledig in rekening te brengen (lit. 16 en 55). Men zou het restveld dus eigenlijk moeten afleiden uit de met het getijveld berekende verplaatsingskrommen (lit. 16). Dit is ook wel gelukt in die zin, dat op deze manier restvelden zijn verkregen waarmee individuele deeltjes wel op de juiste wijze worden verplaatst (lit. 35). Het gaat echter om stationaire snelheidsvelden. Wil men daarmee ook volledige tweedimensionale concentratieverdelingen berekenen, dan moet het veld zeer streng aan de continuïteitsvergelijking voor de watermassa voldoen. Dit is o.m. ook gebleken bij berekeningen met stationaire snelheidsvelden voor het IJsselmeer (lit. 19, 20, 30).

Voor de Noordzee is het niet gelukt dit probleem op een bepaalde gewenste termijn op te lossen. Daarom zijn de berekeningen van stationaire concentratieverdelingen in de Noordzee die men aantreft in de zojuist verschenen transportatlas (lit. 59) nog uitgevoerd met behulp van Eulerse restvelden (om precies te zijn, Eulerse resttransportvelen, wat beter is dan Eulerse restvelen, lit. 16). Vanuit dit oogpunt dienen de resultaten dus met enige reserve te worden bekeken. Maar natuurlijk zijn er nog andere beperkingen en veronderstellingen die de betekenis van dit soort resultaten relativeren. Zo dient de wind-invloed in feite in combinatie met de actuele getijstromen in rekening worden gebracht en niet met tijdgemiddelde stromingen. Deze laatste overweging is wellicht onbelangrijk in vergelijking met het feit dat de werkelijke windvelen verre van stationair zijn.

7.5 Vertikaal-tweedimensionale en driedimensionale modellen

Vertikaal-tweedimensionale (2 DV) transportmodellen zijn eigenlijk alleen van belang voor gelaagde getijrivieren. De materie is ingewikkeld. In nog sterkere mate geldt dit voor de 2 DV-waterbewegingsmodellen die het snelheidsveld moeten leveren. Daartoe moet reeds een transportmodel ingebouwd zijn, omdat het zouttransport c.q. dichtheidstransport sterk mede-bepalend is voor de waterbeweging. Ontkoppeld werken is hier dus niet mogelijk. In Nederland heeft de ontwikkeling van een dergelijk 2 DV-waterbewegingsmodel (DISTRO) vele jaren in beslag genomen. Geleidelijk werden steeds betere resultaten bereikt, maar het onderzoek gaat nog verder. In principe zou met behulp van de uitvoer van zo'n 2 DV waterbewegingsmodel voor een bepaalde situatie, het lot van geloosde stoffen ontkoppeld kunnen worden berekend, waarbij dan niet alleen het snelheidsveld als functie van de tijd, maar ook de uitvoer m.b.t. het dichtheidsveld benodigd zou zijn, omdat de verticale dichtheidsgradiënt de verticale menging sterk beïnvloedt.

Driedimensionale transportmodellen zijn ook zinvol in goed gemengde systemen. Ze kunnen dan ook nog betrekkelijk eenvoudig blijven; het driedimensionale snelheidsveld behoeft niet beslist met een volledig driedimensionaal waterbewegingsmodel berekend te zijn. Men denke aan het aanvankelijke belang van verticale scheringsdispersie en de geleidelijke overgang naar het overheersen van de horizontale snelheidsstructuur (paragraaf 5). Zie o.m. ook lit. 57. Men kan voor het transport in 3 dimensies in eerste instantie uitgaan van een 2 DH waterbewegingsmodel en daar een (analytisch geformuleerde) verticale snelheidsverdeling in het vlak van de vertikaalgemiddelde snelheidsvektor aan toevoegen. Op deze manier kan het relatieve belang van de twee dispersiemechanismen en het gedrag in het overgangsgebied reeds op zinvolle wijze worden onderzocht. Een volgende stap kan eventueel gezet worden door het 2 DH-model uit te breiden tot een zogenaamd 2,5 D model dat een goede benadering geeft van de richtingsverschillen in de vertikaal door middel van een lokale 3 D-analyse van alle werkende krachten.

Waar dichtheidsverschillen belangrijk zijn, wat in feite voor een groot gedeelte van de Nederlandse kust het geval is, bestaat, ook uit het oogpunt van transport van geloosde stoffen, een reële behoefte aan een volledig 3 D-model met dichtheidsverschillen, dus een uitbreiding van het genoemde 2 DV-model met een tweede horizontale richting. Een dergelijk model kan in sterke mate leunen op een succesvolle 2 DV-ontwikkeling. Een eerste 'kompleet' 3 D-model werd reeds beschreven door Leendertse et al. in 1973 (lit. 40). In Nederland is de (verdere) ontwikkeling en implementatie van dergelijke modellen in volle gang.

Een driedimensionale waterbewegingsberekening kan reeds nodig zijn om (ten behoeve van bepaalde transportproblemen) stroomsnelheden in één horizontaal vlak te berekenen, omdat 2 DH-modellen alleen vertikaalgemiddelde snelheden leveren. Zo heeft Leendertse met zijn 3 D-model oppervlaktesnelheden bepaald om daarmee banen te berekenen van deeltjes als representatie van drijvende olie-verontreinigingen (lit. 43).

7.6 Afbraak en reacties

Afbraak en afgifte aan de atmosfeer kunnen in alle modeltypen op eenvoudige wijze in rekening worden gebracht. Ook opname uit de atmosfeer (zoals reaëratie) en eenvoudige reactiesystemen zoals BZV/O₂ geven geen problemen (lit. 2, 4). Er zijn wat deze aspecten betreft geen specifieke verschillen met lozingen in gebieden zonder getij. Gekompliceerde reacties kunnen in eindige differentiemodellen gemakkelijker worden ingevoerd dan in deeltjesmodellen. Wat deze laatste betreft bestaat er op dit moment ook nog geen ervaring of programma-tuur op dit punt. Bij eenvoudige reacties (exponentiële afbraak door radio-actief verval, monomoleculaire reacties, biochemische oxydatie) en warmte-afgifte aan de atmosfeer zijn de deeltjesmodellen weer enigszins in het voor-deel, doordat aan het eind van een berekening de leeftijdsverdeling nog volle-dig bekend is en bij het tellen als gewichtsfactor in rekening kan worden ge-bracht. Is niet alleen de leeftijd bepalend zoals bij warmte-afgifte aan de atmosfeer bij een veranderlijke diepte, dan moet ook bij deeltjesmodellen de afbraak van tijdstap tot tijdstap worden verrekend (in een gewichtsfactor van elk deeltje).

8. Literatuur

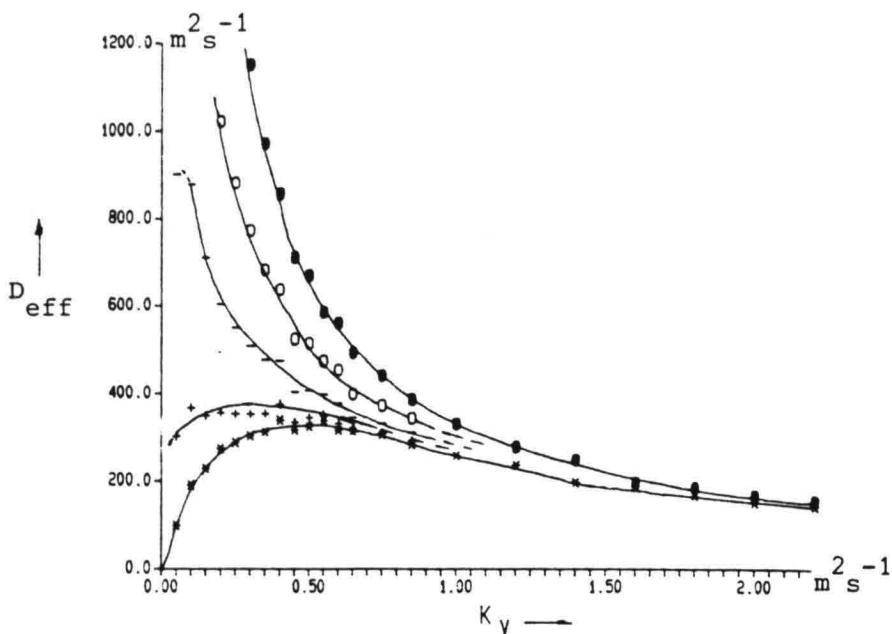
1. Crank, F.J., The mathematics of diffusion, 2nd ed., repr., 1976, Clarendon Press, Oxford
2. Dam, G.C. van, Enkele formules voor ééndimensionale behandeling van de zuurstofhuishouding in een rivier of andere waterloop, waarin oxydabel materiaal geloosd wordt. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota MFA 6701 (1967)
3. Dam, G.C. van, en J.C. Schönfeld, Experimental and theoretical work in the field of turbulent diffusion performed with regard to the Netherlands' estuaries and coastal regions of the North Sea. General Assembly I.U.G.G., Bern, 1967 / RWS, nota MFA 6807 (1968)
4. Dam, G.C. van, Ems estuary. Computations of BOD₅ concentrations and oxygen deficits by means of computer program RW 71049. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, notitie 71-FA-121 (1971)
5. Dam, G.C. van, Horizontaal-tweedimensionale wiskundige modellen met betrekking tot de dispersie in turbulente watereren van opgeloste stoffen, zwevende stoffen, warmte, bacteriën, etc., in het bijzonder modellen volgens de zogenaamde superpositiemethode. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 7302, 1973
6. Dam, G.C. van, Enkele aspecten van afvalwarmte in oppervlaktewater. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fys. Afd., nota FA 7303 (1973)
7. Dam, G.C. van, A two-dimensional water quality model based upon the superposition principle. Paper 11, Proc. Symp. Systems and Models in Air and Water Pollution, London, 1976
8. Dam, G.C. van, J.M. Suijlen and H.W. Brunsveld van Hulten, A one-dimensional water quality model based upon finite difference methodes. Paper 12, Proc. Symp. Systems and Models in Air and Water Pollution, London, 1976
9. Dam, G.C. van, Korte samenvatting van de resultaten van het onderzoek in de Westerschelde in 1975 met betrekking tot verspreiding, uitgevoerd met rhodamine-B. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, rapport 03-77-FA (1977)
10. Dam, G.C. van, Gevoeligheidsonderzoek m.b.t. verschillende transportmechanismen. In: 'Texel 1978' (Verlagen van een tweedaagse bijeenkomst te Texel. Projektgroep MLTP-4 van de Raad van overleg voor het fysisch-oceanografisch onderzoek van de Noordzee. J.T.F. Zimmerman eindred.). Tevens nota FA 7801, Rijkswaterstaat, dir. Waterhuishouding en Waterbeweging, fysische Afdeling (1978)
11. Dam, G.C. van, Deeltjessimulatie. Paragraaf 4.2.3 t/m 4.2.5 in: Waterbeweging en menging in het zuidelijk gedeelte van de Noordzee, eindverslag MLTP-4 van de Raad van Overleg voor het fysisch-oceanografisch onderzoek van de Noordzee, 1974-1980. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, nota FA 8005 (1980)

12. Dam, G.C. van, Models of dispersion. Chapter 2 in Pollutant transfer and transport in the sea, G. Kullenberg, editor. CRC Press Inc., Boca Raton, Florida (1982). Tevens (als Models of dispersion in the sea): nota FA 8006, Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling (1980)
13. Dam, G.C. van, Superposition and continuous sources. Chapter 2, Section VI in Pollutant transfer and transport in the sea, G. Kullenberg ed., vol. I. CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1982
14. Dam, G.C. van, Distinct-particle simulations. Chapter 2, Section VIII in Pollutant transfer and transport in the sea, G. Kullenberg ed., vol. I. CRC Press Inc. Boca Raton, Florida, 1982
15. Dam, G.C. van, Transportberekeningen met deeltjessimulatie en met eindige differenties. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, notitie 83-FA-786 (1983)
16. Dam, G.C. van, Reststromen en resttransport in modelberekeningen. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 8402, 1984
17. Dam, G.C. van, Konstante en aangroeiende random-stap in deeltjesmodellen. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, notitie 85-FA-219, 1985
18. Dam, G.C. van, Aspecten van tweedimensionale transportberekeningen voor oppervlaktewater door middel van passieve deeltjes-simulatie. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 8504 (1985)
19. Dam, G.C. van, Het probleem van het afleiden van continue snelheidsvelden uit op roosters gegeven componenten. Het stationaire geval. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, notitie 85-FA-298, 1985
20. Dam, G.C. van, Deeltjesmodellen (tweedimensionaal-horizontaal). Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 8507 (1985)
21. Dam, G.C. van, A particle model applied to the Western Scheldt. Liverpool Conference on Mixing and Dispersion in Estuaries, 24/25 September 1985 (Abstract: notitie 85-FA-226, Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, 1985)
22. Dam, G.C. van, Verdunning bij een momentlozing in zee. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, notitie 85-FA-325 (1985)
23. Dam, G.C. van, Eéndimensionaal superpositieprogramma voor konstante continue lozing uit één bron. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, rapport 02 85-FA (1985)
24. Dam, G.C. van, Particle modelling of 2 DH-transport phenomena in the Western Scheldt Estuary. International Symposium on Physical Processes in Estuaries, The Netherlands, September 1986

25. Dam, G.C. van, Two-dimensional river pollution model with particle simulation. Rijkswaterstaat, Dienst Getijdewateren, nota GWAO-87.008
26. Dam, G.C. van, Het verband tussen mengtijd, diffusiekoëfficiënt, tijdstap-
lengte en grootte en verdelingsfunctie van random-verplaatsingen. Het één-
dimensionale geval. Rijkswaterstaat, Dienst Getijdewateren, notitie GWAO-
87.236, 1987
27. Dam, G.C. van, Eenvoudig 2 DH-transportmodel voor een rivier met geometrie
en hydraulische gegevens afhankelijk van de plaats, maar onafhankelijk van
de tijd. Rijkswaterstaat, Dienst Getijdewateren, notitie GWAO-87.238
(1987)
28. Dam, G.C. van, en A. Hendriks, Numerieke simulatie van longitudinale dis-
persie in een goedgemengde getijrivier met een eenvoudig tweedimensionaal
model. Rijkswaterstaat, Dienst Getijdewateren, nota GWAO-87.014 (1987)
29. Dam, G.C. van, Eddy simulation of two-dimensional dispersion. Rijkswater-
staat, Dienst Getijdewateren, nota GWAO-87.022 (1987)
30. Dam, G.C. van, en W.A.M. de Jong, The construction of a two-dimensional
mass conserving velocity field on an arbitrarily fine rectangular grid
from given components on a coarse grid. Publikatie in bewerking
31. Eggink, H.J., Het estuarium als ontvanger van grote hoeveelheden afval-
water. Afvoer van het veenkoloniale afvalwater naar de Eems. Proefschrift,
Wageningen, 1965 (RIZA, Mededeling nr. 2, 1965)
32. Einstein, A., Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme ge-
forderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen,
Ann. Phys. (Leipzig), 4, 17, 1905
33. Fick, A., Annalen der Physik (Leipzig), 170, 59, 1855
34. Fischer, H.B., E.J. List, R.C.Y. Koh, J. Imberger and N.H. Brooks, Mixing
in Inland and Coastal Waters. Academic Press, New York, 1979
35. Gerritsen, H., Some first particle track computations with fine grid and
coarse grid velocity fields of the Southern North Sea. In: Berekeningen
van banen en distributies van deeltjes in twee- en driedimensionale snel-
heidsvelden. Colloquiumdag 19 juni 1985. Rijkswaterstaat, Directie Water-
huishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 8506 (1985)
36. Joseph, J. en H. Sendner, Über die horizontale Diffusion im Meere. Deut-
sche Hydrogr. Zeitschr., 11, 2, 1958
37. Kalkwijk, J.P.Th., Dispersion of matter in homogeneous, time-dependent
nearly-horizontal flows. Communications on hydraulic and geotechnical en-
gineering, Delft University of Technology, Dept. of Civil Engineering, re-
port 86-1, 1986
38. Kalkwijk, J.P.Th. Dispersion of matter at sea under homogeneous condi-
tions. Deutsche Hydrogr. Zeitschr. 38, 6, 1985
39. Kolmogorov, A.N., The local structure of turbulence in an incompressible
viscous fluid for very large Reynolds' numbers. C.R. Dokl. Acad. Sci.
URSS, 30, 301, 1941

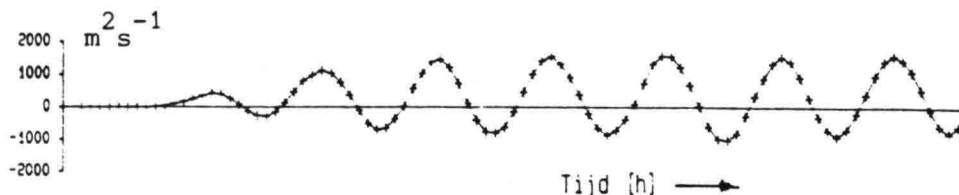
40. Leendertse, J.J., R.C. Alexander, and S-K. Liu, A Three-Dimensional Model for Estuaries and Coastal Seas, Vol. I, Rept. no. R-1417-OWRR. The Rand Corporation, Santa Monica, Calif., 1973
41. Leendertse, J.J. and S.K. Liu, A Three-Dimensional Model for Estuaries and Coastal Seas, Vol. II, Rept. no. R-1764-OWRT, Vol. IV, Rept. no. R-2187-OWRT, The Rand Corporation, Santa Monica, Calif., 1975, 1977
42. Liu, S-K., and J.J. Leendertse, A Three-Dimensional Model for Estuaries and Coastal Seas, Vol VI, Rept. no. R-2405-NOAA, The Rand Corporation, Santa Monica, Calif., 1979
43. Leendertse, J.J. and S-K. Liu, A 3-D oil spill model with and without ice cover. International Symposium on Mechanics of Oil Slicks, Paris, Sept. 1981
44. Louisse, C.J., IJking ééndimensionaal waterkwaliteitsmodel van de Westerschelde. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, rapport 09 80-FA (1980)
45. Maier-Reimer, E., Hydrodynamisch-numerische Untersuchungen zu horizontalen Ausbreitungs- und Transportvorgängen in der Nordsee. Dissertation, Mitt. Inst. für Meereskunde der Universität Hamburg, XXI, 1973
46. Mazijk, A. van, Representativiteit van de monsternamenpunten Lobith en Kleve-Bimmen. Werkgroep Hydrologie, Samenwerkende Rijn- en Maas-waterleidingbedrijven (RIWA). Monografie (augustus 1986), Samenvatting (september 1986)
47. Mazijk, A. van, Verspreiding van geloosde stoffen in rivieren. Bijdrage (WKB 10) Kursus Waterkwaliteitsbeheer, Stichting Postakademiale Vorming Gezondheidstechniek, Delft, oktober 1987
48. Monin, A.S., and R.V. Ozmidov, Turbulence in the Ocean. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Boston, Lancaster, 1985
49. Monin, A.S. and Yaglom, A.M., Statistical Fluid Mechanics, MIT Press, Cambridge, Mass., 1971
50. Okubo, A., A New Set of Oceanic Diffusion Diagrams. Tech. Rept. 38, Ref. 68-6, Chesapeake Bay Institute, The Johns Hopkins University, Baltimore, 1968
51. Okubo, A., Oceanic diffusion diagrams. Deep Sea Res., 18, 789, 1971
52. Ozmidov, R.V., Energy distribution between oceanic motions of difference scales. Izv. Atmospheric Oceanic Phys. Ser., 1, 439, 1965
53. Pasmanter, R.A., Diffusion in highly turbulent fluids, Phys. Lett., A 75, 366, 1980
54. Pattiaratchi, C.B., T.M. Hammond and M.B. Collins, Mapping of tidal currents in the vicinity of an offshore sandbank, using remotely sensed imagery. Int. J. Remote Sensing, 7, 8, 1015-1029, 1986
55. Postma, L., Enige bijzondere aspecten van het stoftransport voor de Zuid-Nederlandse Noordzeekust. In: Berekeningen van banen en distributies van deeltjes in twee- en driedimensionale snelheidsvelden. Colloquiumdag 19 juni 1985. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 8506 (1985)

56. Ridderinkhof, Onderzoek naar uitwisseling tussen Waddenzee en Noordzee m.b.v. een WAQUA-model. Voordracht, Gebruikersclub WAQUA, 12 maart 1986
57. Riepma, H.W., Colloquium KNMI, 16 december 1982
58. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, Eéndimensionale berekeningen van afvalwarmte in het Schelde-estuarium in het kader van het Belgisch-Nederlandse overleg, 1967 (?)
59. Ruijter, W.P.M. de, L. Postma and J.M. de Kock, Transport Atlas of the Southern North Sea. Rijkswaterstaat, Tidal Water Division, and Delft Hydraulics, 1987
60. Shearman, E.D.R., A review of methods of remote sensing of sea-surface conditions by HF radar and design considerations for narrow-beam systems. IEEE journal of oceanic engineering 11, 2, 1986
61. Stap, P. van der, A branched one-dimensional water quality model. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 8102 (1981)
62. Suijlen, J.M., Uitbreiding van interpretatietechnieken voor luchtfoto's van kleurstofvlekken en kleurstofpluimen ten behoeve van het onderzoek van mengingsverschijnselen in oppervlaktewater. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 8403 (1984)
63. Swart, J.H., Stand van zaken koelwaterproblematiek, voornamelijk met betrekking tot getij-invloed. Notitie (85-11-15). Rijkswaterstaat, Dienst Getijdewateren, 1985
64. Sydow, J.S., Merkstof-experimenten in de Westerschelde in 1975 (momentlozingen). I. Beschrijving van de proeven en primaire uitwerking. Rijkswaterstaat, Directie Waterhuishouding en Waterbeweging, Fysische Afdeling, nota FA 7803 (1978)
65. Tennekes, H., The exponential Lagrangian correlation function and turbulent diffusion in the inertial subrange. Atmos. Environ., 13. 1565, 1979
66. Uncles, R.J. and Radford, P.J., Seasonal and spring-neap tidal dependence of axial dispersion coefficients in the Severn estuary. J. Fluid Mech., 98(4), 703, 1980
67. Urbanus, J.F.X., en J.H.G. Vreeburg, Calamiteitenmodel Noordelijk Deltabekken. Afstudeerrapport Techn. Univ. Delft, januari 1987
68. Warluzel, A., J.P. Benqué, Dispersion in tidal sea. In: Marine Turbulence, C.J. Nihoul, ed., Elsevier, Amsterdam, 1980
69. Weidemann, H. (editor), The ICES diffusion experiment RHENO 1965. Conseil International pour l'Exploration de la Mer, Charlottenlund Slot, Denmark; Rapports et Procès Verbaux des Réunions, vol. 163, 1973
70. Zimmerman, J.T.F., Mixing and flushing of tidal embayments in the Western Dutch Wadden Sea. Proefschrift, Vrije Universiteit, Amsterdam 1976.



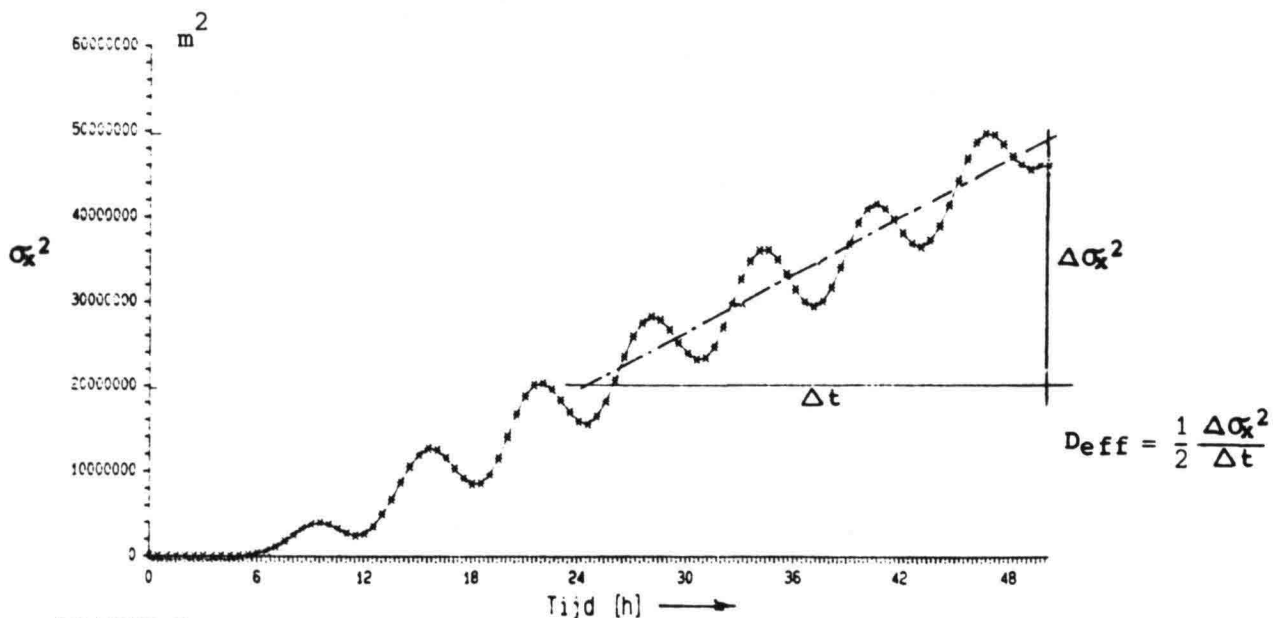
FIGUUR 1

Effektieve longitudinale dispersiecoëfficiënt (eindwaarde) als functie van dwars-mengingscoëfficiënt K_y voor verschillende verhoudingen tussen getijsnelheidsamplitude en rest-snelheid. Vaste \bar{u}^2 . Uit lit. 28.



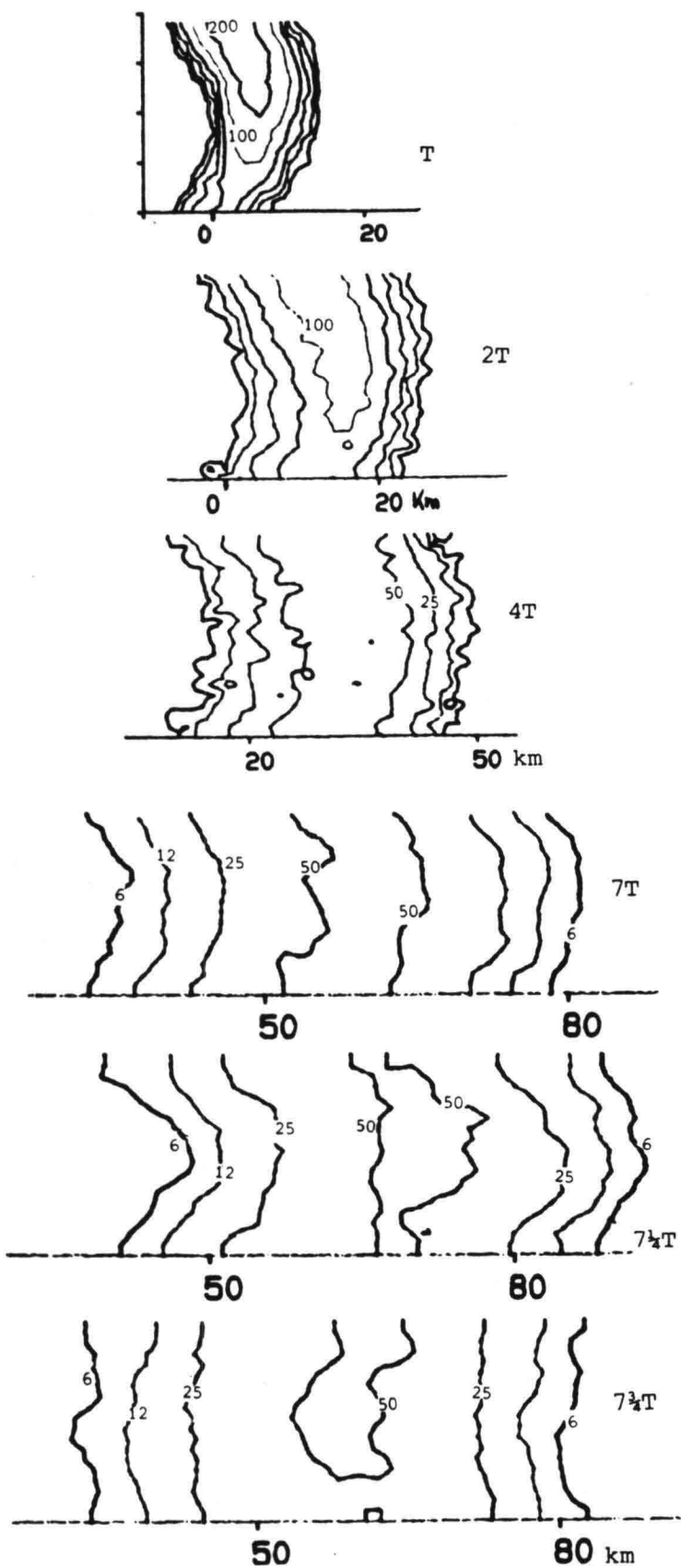
FIGUUR 2

Momentane waarden van longitudinale dispersiecoëfficiënt. Periodiek verloop na een initiële fase. Uit lit. 28



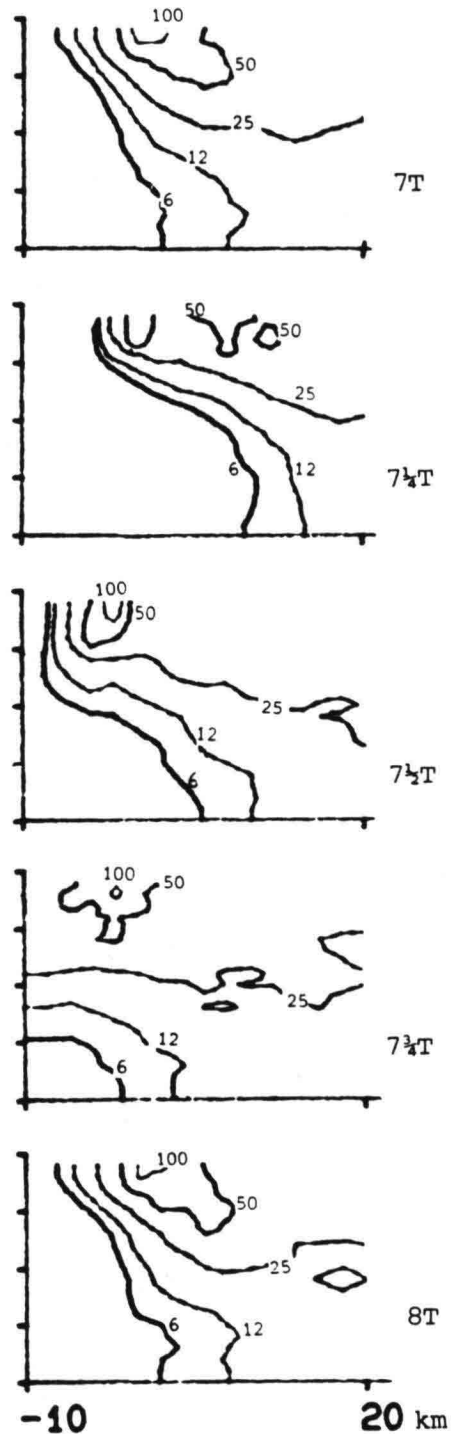
FIGUUR 3

Bepaling van (eindwaarde van) D_{eff} uit het verloop van σ_x^2 als functie van de tijd. Uit lit. 28



Figuur 4a

N.B. figuren sterk vertrokken. Breedteschaal = 20 x lengteschaal

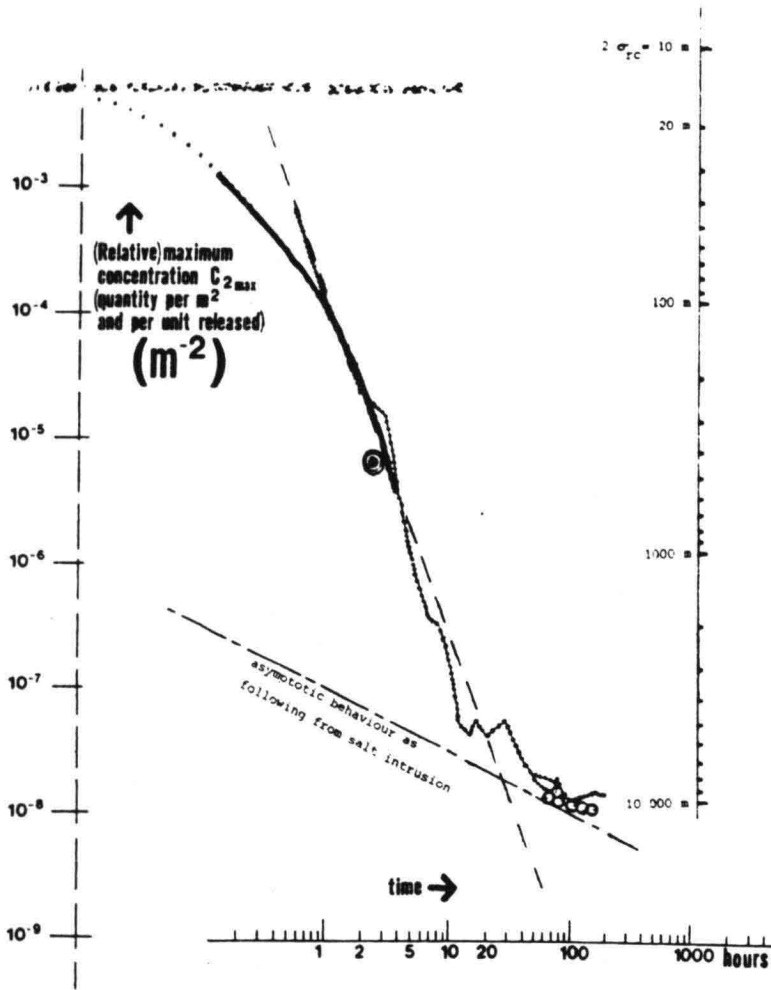


Figuur 4b

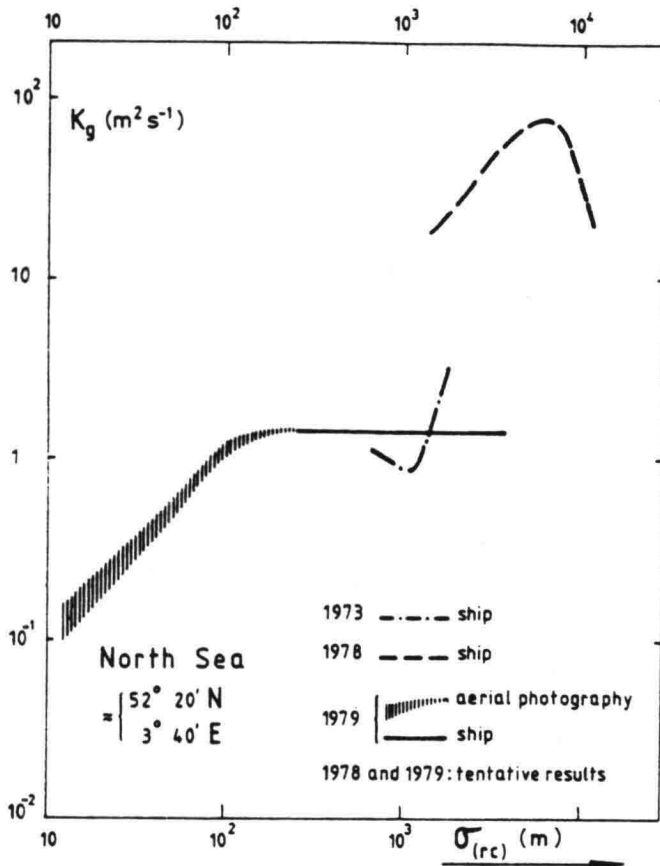
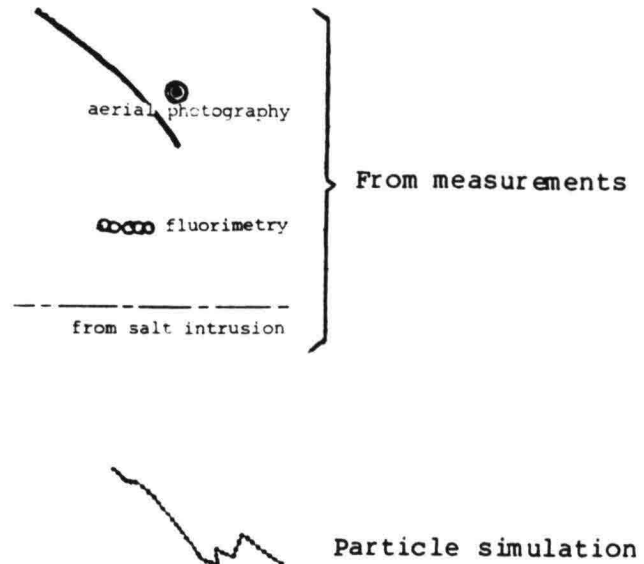
FIGUUR 4

Tweedimensionale verdelingen in een goedgemengde getijrivier, berekend met een eenvoudig numeriek model (deeltjessimulatie)

- a. Verdelingen na momentlozing aan een oever
- b. Periodieke evenwichtsverdelingen in 'near field' van een continue lozing

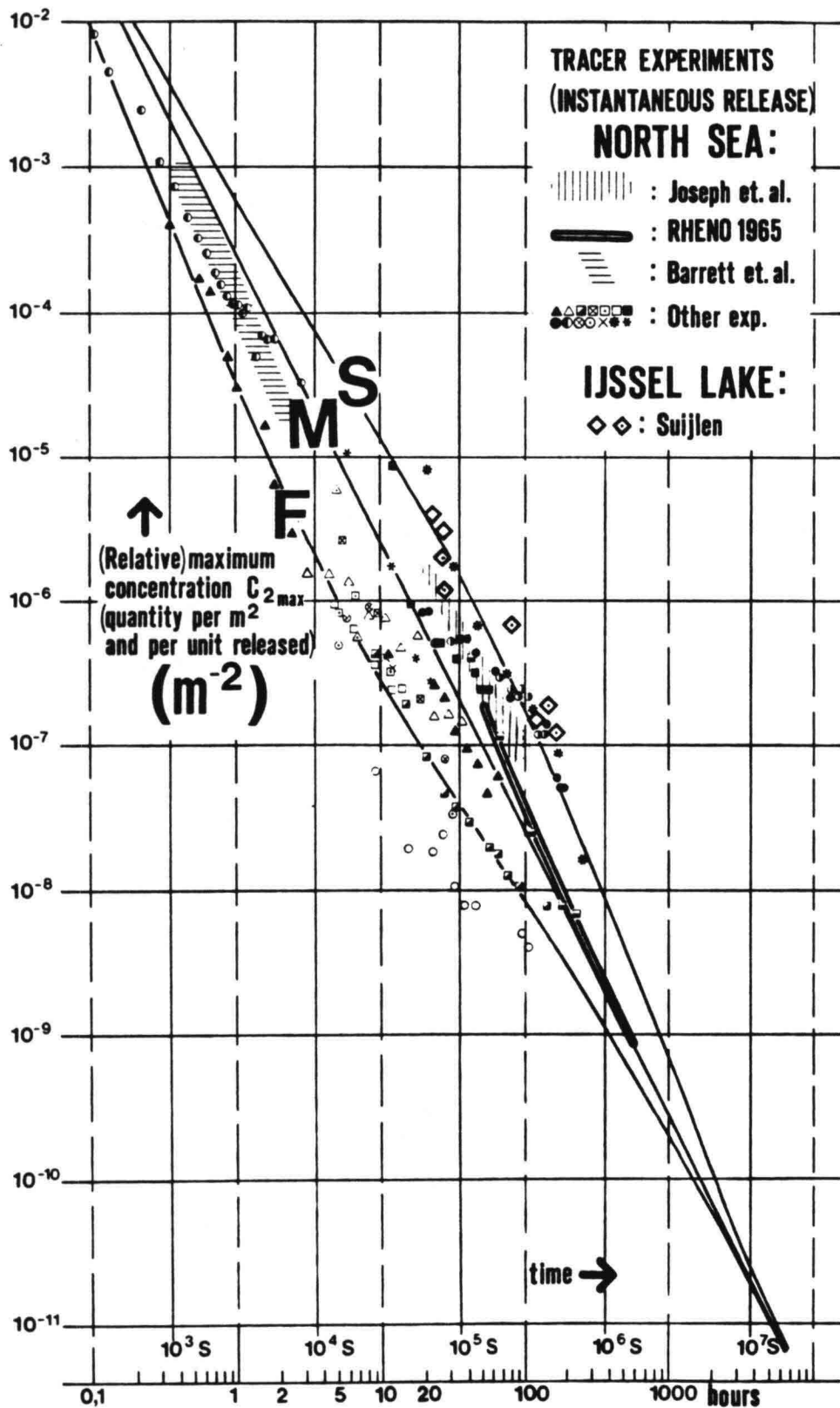


FIGUUR 5
Maximum-koncentratie (2D, d.w.z. hoeveelheid per oppervlakte-eenheid) na momentlozing in Westerschelde. Metingen en deeltjessimulatie (lit. 21, 24)

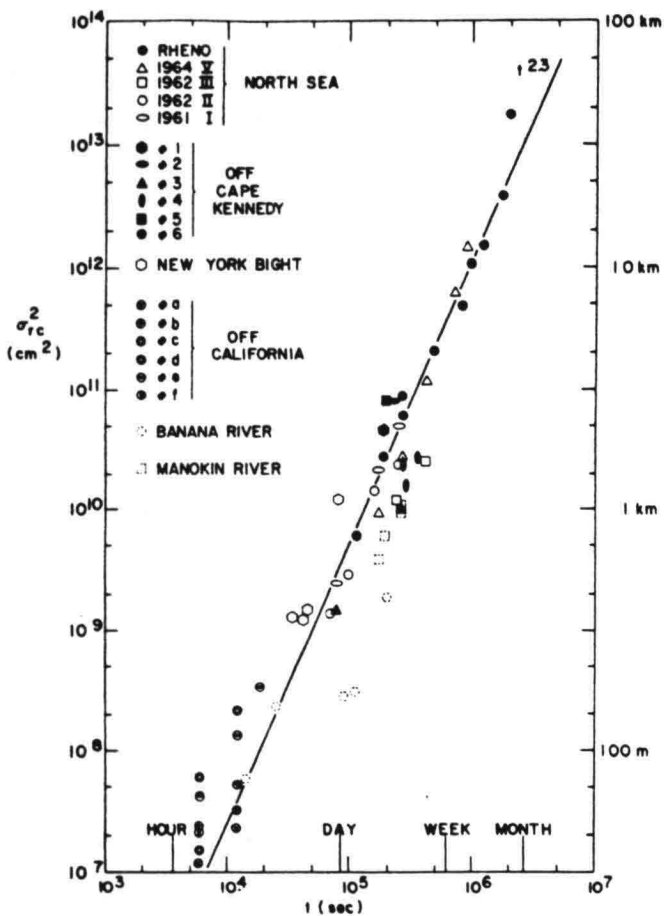


FIGUUR 6

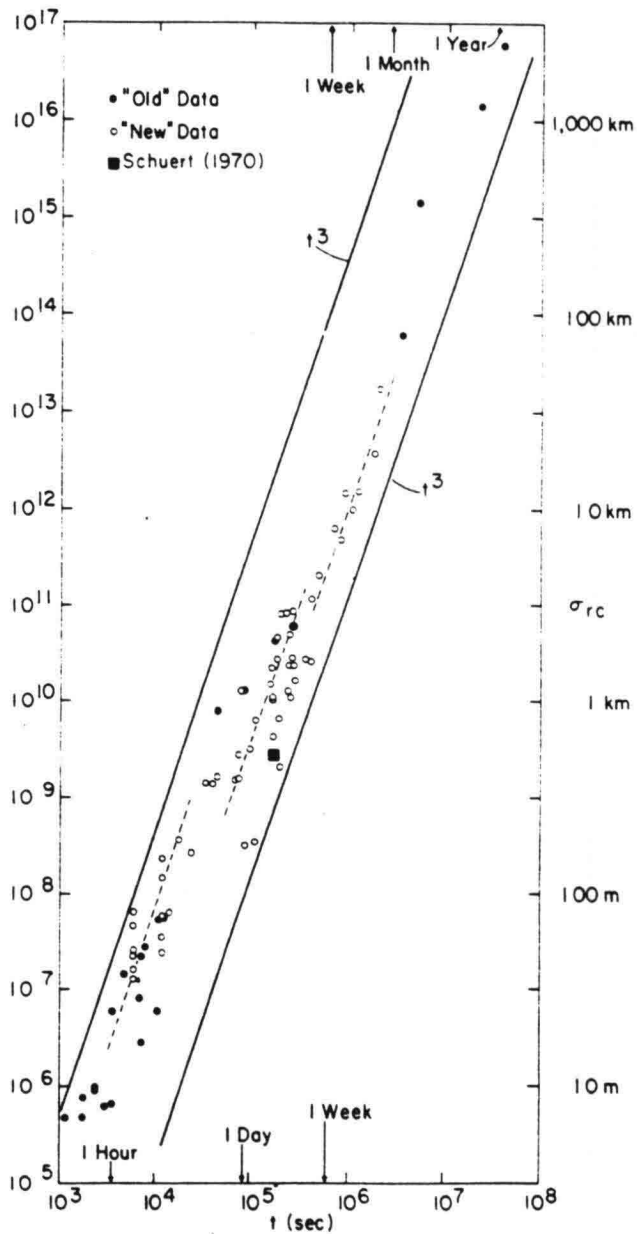
Dispersiecoëfficiënt (gegeneraliseerde definitie) bij verschillende lengteschalen en verschillende experimenten op één lokatie in de Noordzee (Breeveertien). Uit lit. 12



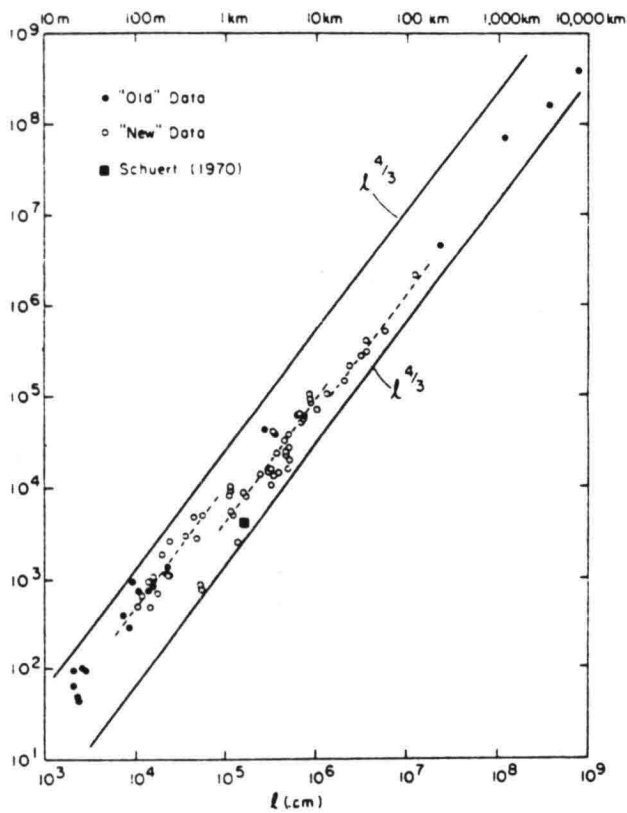
FIGUUR 7 Maximum-koncentratie (2D) na momentlozingen in de Noordzee voor verschillende experimenten op verspreide lokaties (enkele IJsselmeer-resultaten ter vergelijking). Uit lit.12.



FIGUUR 8



FIGUUR 10



FIGUUR 9

Fig. 8 (lit. 50), 9, 10 (lit. 51) naar Okubo

Fig. 8 en 10: "Patch growth",
gekombineerde gegevens

Fig. 9: "Apparent diffusivity"

Fig. 9 en 10: geïnterpreteerd met
diffusiviteit $\sim l^{4/3}$
op trajekten

FIGUUR 12 Resultaten van superpositiemodellen

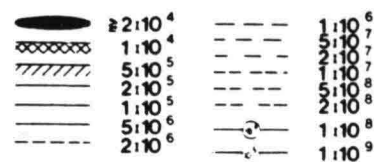
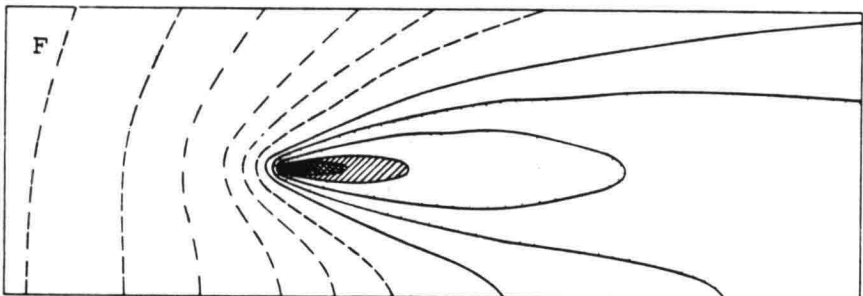
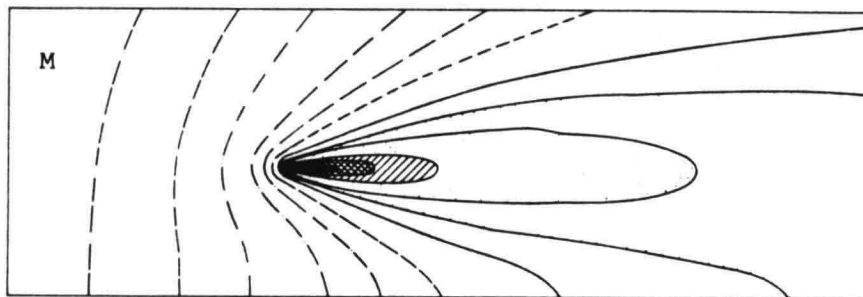
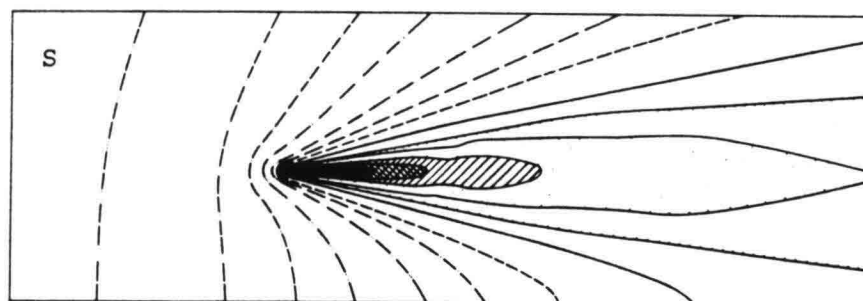


Fig. 12 a.1

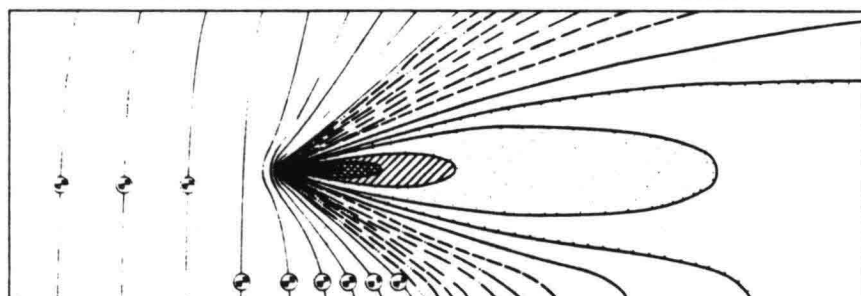
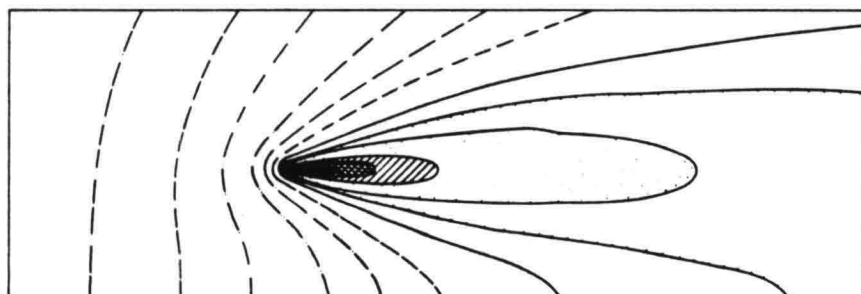


Fig. 12 a.2

Figuur 12a. Voorbeeld van een gevoeligheidsonderzoek (lit.10; lit.12 par. XI)

12 a.1. Diffusiviteit. Figuren corresponderen resp. met kurven S, M en F van figuur 7.

12 a.2. Distributiefunctie. Verschil tussen gesuperponeerde resultaten bij gebruik van een gauss-distributie (onder) en een andere verdelingsfunctie (boven).

FIGUUR 12 (blad 2)

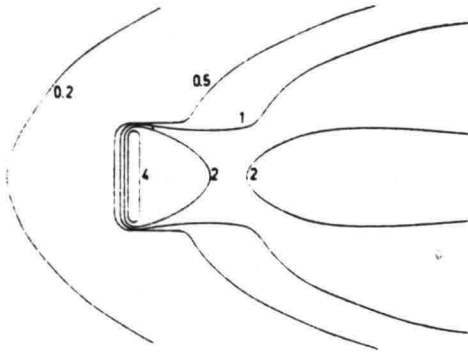


Fig. 12b
Verdeling in de omgeving
van een lijnbron

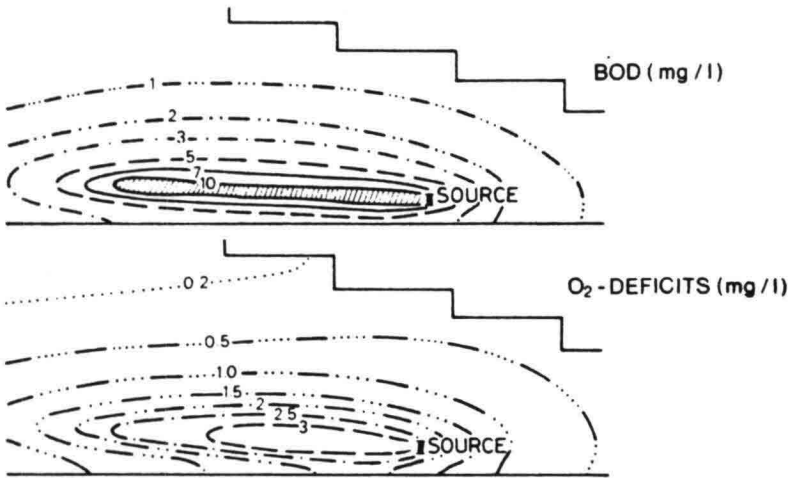


Fig. 12c
Schematische benadering
van een estuarium met
zeewaarts toenemende breedte
(lit. 4, 8)

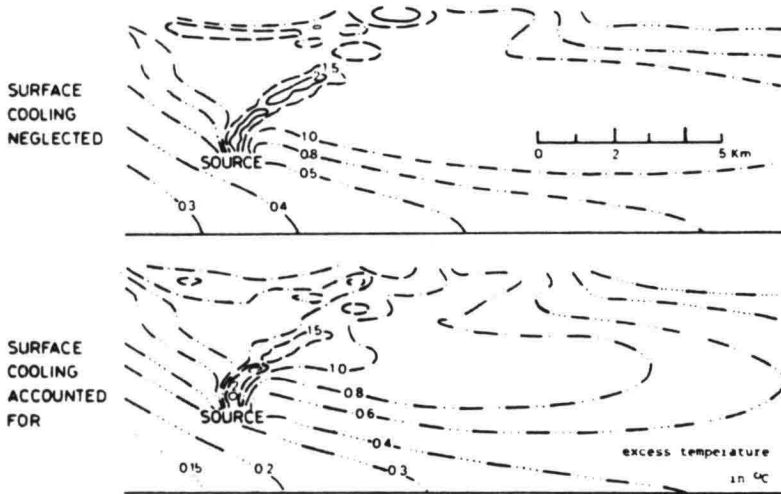


Fig. 12d
Invloed van inhomogeen
snelheidsveld verdiskonteerd
in de verplaatsingen van de
basisverdelingen
(lit. 6,7,12)

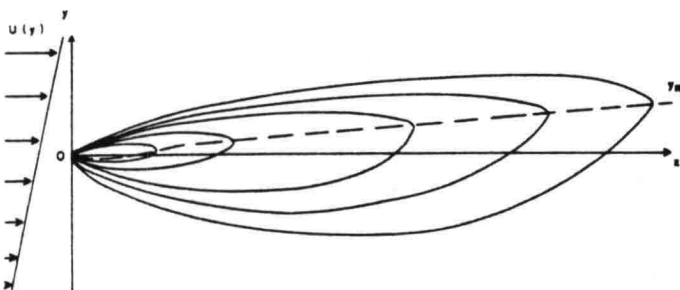


Fig. 12e
Invloed van inhomogeen
snelheidsveld; hier tevens
verdiskonteerd in de basis-
verdelingen zelf (Okubo en
Karweit, zie ref. in lit. 12)

FIGUUR 13

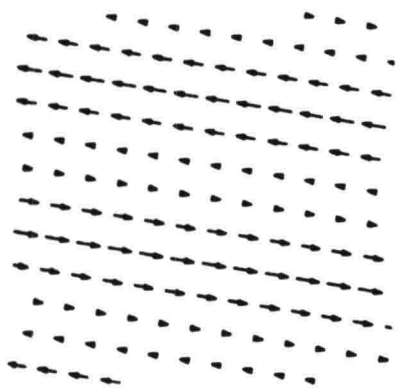


Fig. 13a
Eén harmonische
komponent ('mode')

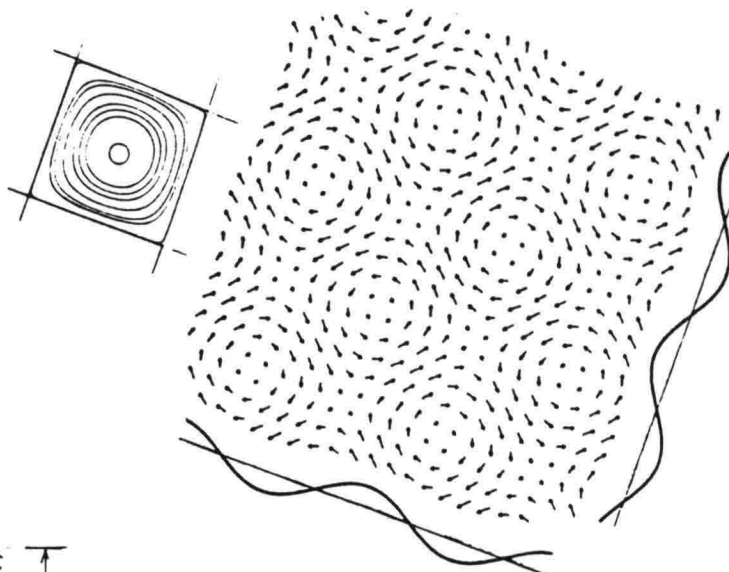


Fig. 13b
Twee onderling loodrechte
komponenten

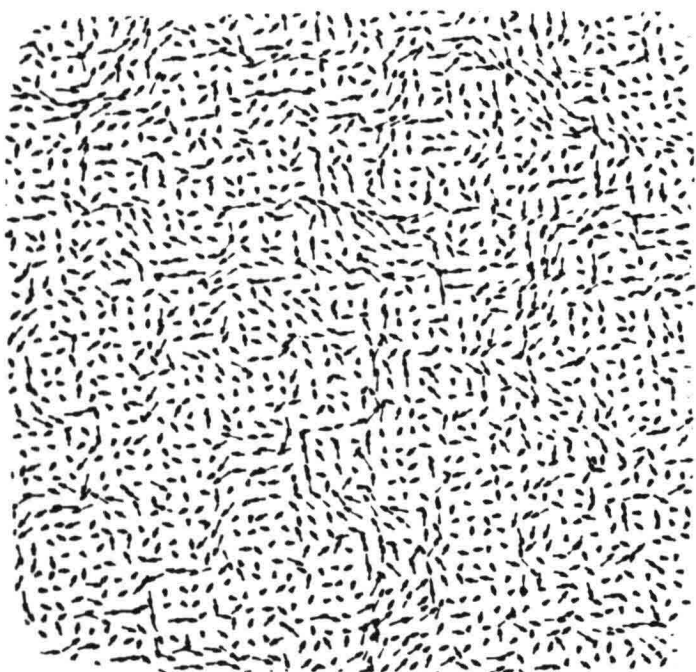


Fig. 13c
Samenstelling van 6 paren onderling
loodrechte komponenten

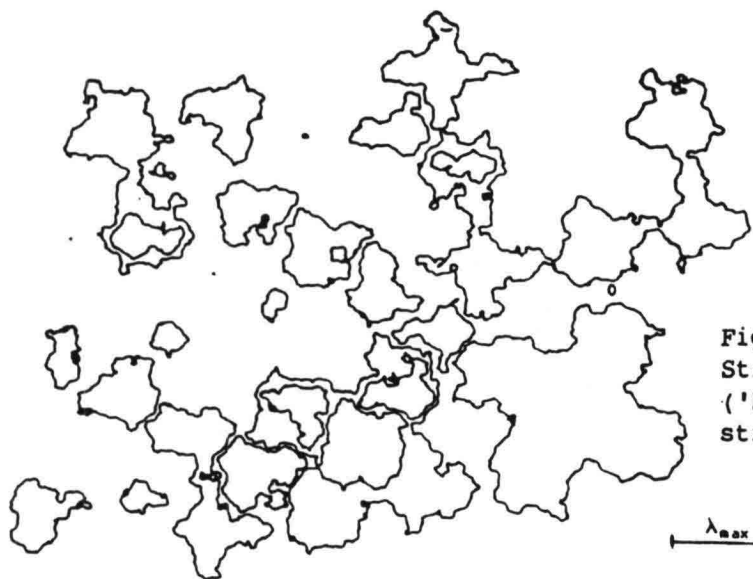
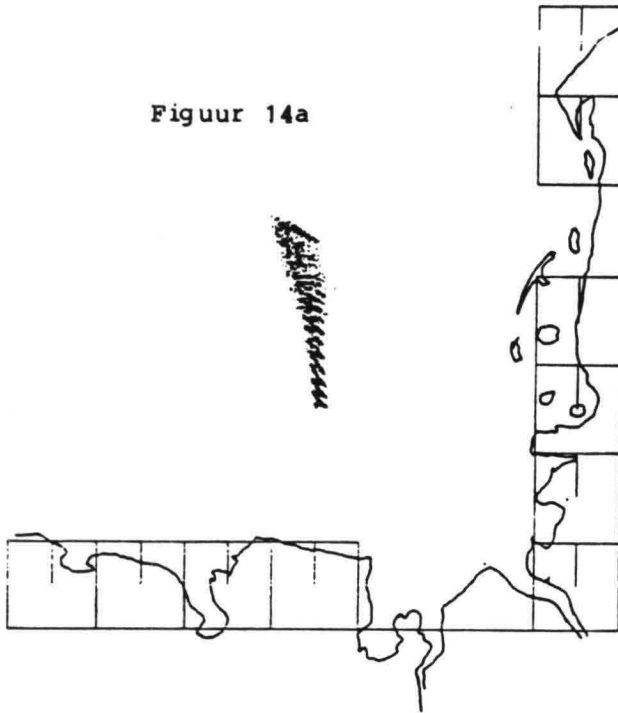
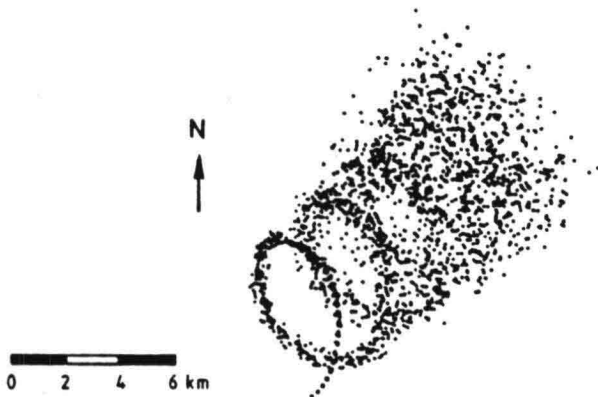


Fig. 13d
Stroomlijnen in samengesteld veld
('bevroren veld'). Bij stationariteit
stroomlijnen samenvallend met deeltjesbanen

Figuur 14a



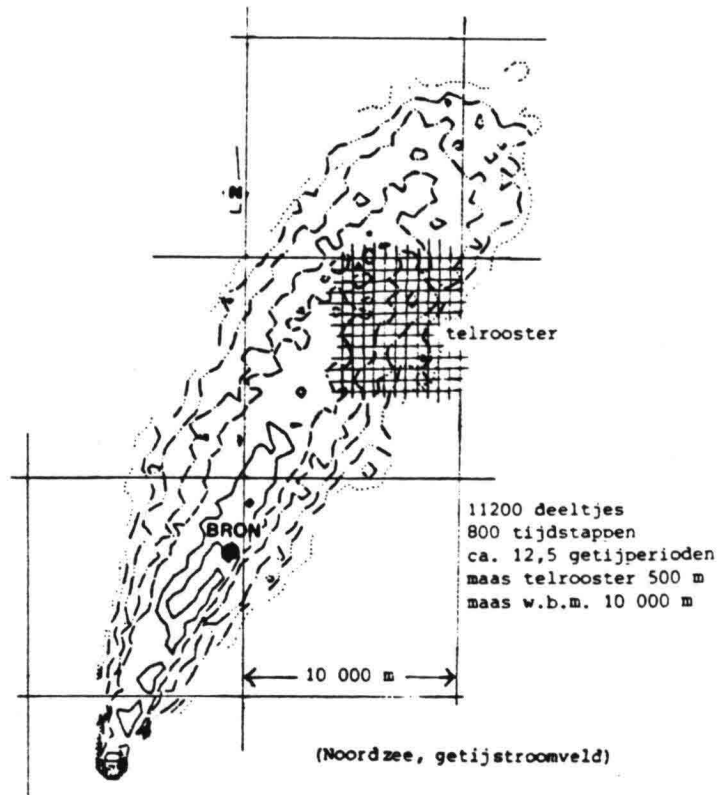
Transport und Diffusion nach Monte-Carlo-Verfahren
 aus konstanter Quelle bei: M_2 -Gezeit und 14 m/sec
 Nord-West-Wind über der Nordsee in 20 Perioden
 $P = 0, Q = 2$



N.W. gedeelte zuidelijke Noordzee
 Geen wind
 5 getijperiodes (M_2)

Figuur 14b

FIGUUR 14
Deeltjes-simulaties in zeegebieden



11200 deeltjes
 800 tijdstappen
 ca. 12,5 getijperiodes
 maas telrooster 500 m
 maas w.b.m. 10 000 m

(Noordzee, getijstroomveld)

Figuur 14c

Fig. 14a en b: 'Subgrid' detail-structuren geïnduceerd door de tijdafhankelijkheid van de stroming

Fig. 14c: Isolijnen gekonstrueerd op basis van telling op een fijn rooster (<< dat van het toeleverende waterbewegingsmodel)

