

**KONINKLIJK NEDERLANDS  
METEOROLOGISCH INSTITUUT**

WETENSCHAPPELIJK RAPPORT

SCIENTIFIC REPORT

W.R. 82 - 3

Paul Schotanus

Turbulente fluxen in inhomogene omstandigheden



---

De Bilt, 1982

Publikatienummer: K.N.M.I. W.R. 82-3 (FM)

Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut,  
Fysisch Meteorologisch Onderzoek,  
Postbus 201,  
3730 AE De Bilt,  
Nederland.

U.D.C.: 551.511.6 :  
551.501.755 :  
551.508.55

Turbulente fluxen in inhomogene omstandigheden

Paul Schotanus \*

maart 1982

\* Rijksuniversiteit Utrecht.

Abstract

Measurements of turbulent fluxes of sensible heat, water vapour and momentum, together with wind and temperature profiles above a typical inhomogeneous surface in the centre of The Netherlands, were analyzed in terms of the Monin-Obukhov similarity theory. At two different heights, respectively 3 m and 22 m, turbulent fluxes were measured using the eddy-correlation method. At the lower level, a sonic anemometer-thermometer and a Lyman-alpha hygrometer were used.

A method is described to determine heat and moisture fluxes using the data from the sonic anemometer and the net radiation.

In perturbed conditions (irregularly distributed "obstacles" at 300 m upstream of the "flat" measuring area,  $u_*$  increases with height, the heat and moisture fluxes however, do not vary. In almost unperturbed conditions ("obstacles" at a distance of more than 2 km), the increase of  $u_*$  is only very small. For turbulent fluctuations determined by large scale eddies, such as  $\sigma_U$ , the upstream history appears to be important: in similarity relations, scaling parameters, representative for the average terrain should be used. For the determination of turbulent fluctuations caused by small scale eddies, such as  $\sigma_W$ , a local scaling appears to be satisfactory. Following this procedure, the observed similarity relations are in accordance with those found in the literature.

The eddy-exchange coefficients appear to show a strong memory effect; in perturbed conditions, the values measured are in agreement with those above the rougher terrain upstream. If this memory effect is taken into account when calculating the flux-profile relations, the measured functions are in agreement with those found above flat homogeneous terrain. In case of neutral stratification  $\Phi_m$  was found to be  $1.4 \Phi_h$ .

The dissipation of turbulent energy-measured with a hot-wire anemometer, is on the average equal to the sum of mechanical production and buoyancy production. The advection terms due to the inhomogeneous conditions are thus relatively small.

The spectra of U, W, T and q in unstable as well as in stable conditions, are in agreement with those found in the Kansas study.

### Samenvatting

Metingen van turbulente fluxen van sensibele warmte, waterdamp en impuls samen met wind en temperatuurprofielen boven een typisch inhomogeen oppervlak in het midden van Nederland werden geanalyseerd in termen van de Monin-Obukhov gelijkvormigheidstheorie. Turbulente fluxen werden gemeten op twee verschillende hoogten, 3 en 22 m met behulp van de eddy-korrelatie methode. Op het lage niveau werden een sonische anemometer-thermometer en een Lyman-alfa hygrometer gebruikt.

Een methode wordt beschreven om uit de sonische anemometer gegevens en de nettostraling, de warmte- en de vochtflux te bepalen.

Bij gestoorde windrichtingen (onregelmatig verdeelde obstakels op ongeveer 300 m afstand van het "vlakke" meetterrein) neemt  $u_*$  toe met toenemende hoogte, de warmte- en vochtflux niet. Bij nagenoeg ongestoorde windrichtingen (obstakels op meer dan 2 km afstand) is genoemde toename van  $u_*$  zeer klein. Voor grootheden die bepaald worden door groot-schalige turbulentiestrukturen, zoals  $\sigma_u$ , blijkt de stroomopwaartse voorgeschiedenis van belang te zijn: in gelijkvormigheidsrelaties moeten "globale" schalingsparameters gebruikt worden, representatief voor het gemiddelde terrein. Voor turbulente grootheden die veroorzaakt worden door kleinschalige wervels, zoals  $\sigma_w$ , blijkt een lokale schaling goed te voldoen. Als hiermee rekening gehouden wordt, komen de gevonden gelijkvormigheidsrelaties goed overeen met de literatuurwaarden.

De turbulente uitwisselingscoëfficiënten blijken een sterk geheugeneffekt te bezitten; voor gestoorde windrichtingen komen de waarden goed overeen met die boven het ruwere terrein stroomopwaarts. Als hier bij berekening van de flux-profielrelaties rekening mee gehouden wordt, komen deze goed overeen met die boven vlak homogeen terrein. Voor neutrale stratifikatie werd gevonden  $\phi_m = 1.4 \phi_h$ .

De dissipatie van turbulente energie, gemeten met een hittedraad anemometer is gemiddeld gelijk aan de som van mechanische- en buoyancy produktie; de wegens de inhomogeniteit aanwezige advektie termen zijn daarom relatief klein.

Spektra van U, W, T en q komen goed overeen met die gemeten tijdens het Kansas experiment, zowel in onstabiele als in stabiele omstandigheden.

Inhoudsopgave

	Pagina
1. Inleiding	
2. Oppervlaktelaagtheorie.	
2.1. Algemene vergelijkingen en begrippen.	9
2.2. Vergelijkingen voor de gemiddelde stroming, Monin-Obukhov gelijkvormigheidstheorie.	12
2.3. Vergelijkingen voor het fluktuerende deel van de stroming.	18
2.4. Het energie en temperatuurvariantie budget.	19
2.5. Het logaritmisch windprofiel.	22
2.6. De varianties van windsnelheid en temperatuur.	23
2.7. Inhomogeniteiten in de oppervlaktelaag.	27
2.8. Spektra van turbulentie.	32
3. Metingen van profielen en fluxen in de atmosferische grenslaag.	
3.1. Meetmethoden.	
3.1.1. Gemiddelde profielen.	36
3.1.2. Turbulente fluxen.	37
3.1.3. Sample frequentie en middelingstijd.	40
3.2. De instrumenten voor profielmeting.	42
3.3. De instrumenten voor turbulentiemeting.	44
3.4. Sonische anemometer.	
3.4.1. Theorie van de sonische anemometer.	47
3.4.2. Meting van het driedimensionale windveld.	52
3.4.3. Technische beschrijving van de sonische anemometer.	53
3.4.4. Verstoring van het windveld.	56
3.4.5. Het meten van temperatuurvarianties en warmtefluxen met sonische anemometer.	62
3.4.6. Fouten door lijn en ruimtemiddeling.	63
3.5. Lyman-alfa vochtfluctuatiemeter.	
3.5.1. Lyman-alfa absorptie.	66
3.5.2. Beschrijving van het instrument; ijking.	69
3.5.3. Spektrale verzwakking door ruimtemiddeling.	74
3.6. Hittedraad anemometer.	74
4. Experimentele opzet.	77

5.	Resultaten.	81
5.1.	Metingen van temperatuurvarianties en warmtefluxen met de sonische anemometer.	82
5.2.	Fluxen in inhomogene omstandigheden.	91
5.3.	De Monin-Obukhov gelijkvormigheidstheorie in de inhomogene oppervlaktelaag.	97
5.4.	De korrelatiecoëfficiënt tussen $q$ en $T$ .	105
5.5.	Fluxprofielrelaties.	109
5.6.	Het energiebudget.	113
5.7.	Spektra.	114
6.	Konklusies.	121
	Referenties.	123
	Appendices .	126

## 1. Inleiding

Dit onderzoek heeft betrekking op een speciaal onderdeel van de Meteorologie: de studie van de onderste laag van de atmosfeer, meestal de atmosferische grenslaag genoemd. De belangrijkste processen in de grenslaag zijn transport van warmte, vocht en impuls tussen het aardoppervlak en de vrije atmosfeer daarboven.

Naast het direkte meteorologische belang heeft de grenslaag een bredere betekenis omdat bijna elke menselijke activiteit zich hier afspeelt. De studie van de grenslaag kan dus van belang zijn voor diverse andere disciplines zoals luchtvaart, luchtverontreinigingsverspreiding, wind-energie en lucht-water interactie.

Stromingen van vloeistoffen en gassen kunnen onderscheiden worden in twee verschillende soorten: laminaire en turbulente stroming. In tegenstelling tot bij laminaire stroming, fluktuëren bij turbulente stroming de snelheid, druk, temperatuur en andere vloeistofmechanische grootheden in ruimte en tijd. De belangrijkste eigenschap van turbulente stroming is de grote effectiviteit waarmee bijvoorbeeld impuls getransporteerd kan worden; hierdoor neemt de weerstand van een lichaam in een turbulente stroming toe, ten opzichte van het laminaire geval. Het blijkt dat het overgrote deel van de stromingen, die men in de natuur en in de technologie tegenkomt, turbulente stromingen zijn.

Binnen de atmosferische grenslaag is turbulentie verantwoordelijk voor alle transport van warmte, vocht en impuls, zoals we reeds genoemd hebben de voornaamste transporten. De vraag is nu hoe ontstaat turbulentie? Twee processen zijn van belang: mechanische produktie en produktie ten gevolge van dichtheidsfluktuaties.

Het mechanisme van het eerste proces berust op de instabiliteit van een snelheidsgradient in een stroming met een groot Reynoldsgetal. Dit is van toepassing op de grenslaag. Het aardoppervlak vertraagt de luchtstroom daarboven, waardoor er een snelheidsgradient aanwezig is. Mechanische produktie is daarom altijd een bron van turbulentie in de atmosferische grenslaag.

Voordat we produktie door dichtheidsvariatiën kunnen bespreken, behandelen we eerst een andere eigenschap van de atmosferische grenslaag: stratifikatie.

Een gestratificeerde stroming is per definitie een stroming, waarvan de



dynamika wordt beheerst door de aanwezigheid van dichtheidsvariaties in het zwaartekrachtsveld. Stratifikatie in de atmosfeer treedt op als het verloop van de temperatuur met de hoogte afwijkt van het adiabatische of neutrale profiel dat ongeveer  $-1^{\circ}\text{C}$  per 100 m bedraagt, in droge omstandigheden. Stratifikatie heeft grote invloed op de structuur van de atmosferische grenslaag. Twee gevallen moeten onderscheiden worden: onstabiel en stabiel.

In een onstabiele atmosfeer neemt de temperatuur sneller af met de hoogte dan de adiabatische gradiënt. De analogie met een vloeistof is een dichtheidsprofiel dat toeneemt met de hoogte. Omdat dichtere vloeistof de neiging heeft te dalen onder invloed van het zwaartekrachtsveld is elke stromingsverstoring onstabiel. In termen van vloeistofbeweging betekent dit dat de kinetische energie van stromingsverstoringen groeit. Dit proces wordt gedefinieerd als produktie door dichtheidsverschillen of "Buoyancy Produktie".

Het tegenovergestelde geval, als de temperatuur langzamer afneemt met de hoogte dan in het neutrale geval, wordt stabiel genoemd. Stromingsverstoringen worden nu verzwakt; ze verbruiken energie omdat warme dichtere lucht naar beneden verplaatst wordt, terwijl koude dichtere lucht naar boven gebracht moet worden. De hiervoor noodzakelijke energie wordt onttrokken aan de turbulentie, zodat de intensiteit vermindert. Dit proces wordt daarom buoyancy destructie genoemd.

Overdag is de grenslaag meestal onstabiel. Verwarming van de lucht aan het oppervlak door instraling veroorzaakt namelijk een onstabiel temperatuurprofiel. Stromingsverstoringen, in dit geval in de vorm van verticale luchtbeweging, worden versterkt en produceren turbulente energie. De onstabiele grenslaag wordt daarom gekenmerkt door aanzienlijke turbulentie.

's Nachts daarentegen wordt de grenslaag gekenmerkt door een temperatuurinversie, een toename van de temperatuur met de hoogte. Deze wordt veroorzaakt door afkoeling van het oppervlak door uitstraling. Een dergelijk temperatuurprofiel betekent dat de toestand stabiel is. Wegens buoyancy destructie is de turbulentieintensiteit klein. Turbulentie in de stabiele grenslaag kan dus alleen blijven bestaan door mechanische produktie, waarvoor een verticale snelheidsgradient noodzakelijk is.

Wegens het randomgedrag van turbulente stroming, is meestal de enige praktische beschrijving een statistische beschrijving, gebaseerd

op speciale statistische wetten.

Om de theorieën, betreffende turbulent transport in de atmosferische grenslaag van diverse fysische grootheden, te toetsen aan de werkelijkheid, moeten we deze meteorologische variabelen zoals temperatuur, wind en vocht meten. Meting van de turbulente fluktuaties van deze grootheden in de atmosferische grenslaag stelt de experimentator echter vaak voor aanzienlijke problemen. Er moet voldaan worden aan de eis dat de sensoren de hele serie van wervelafmetingen kunnen meten, die tot het transport (ofwel de flux) van de diverse grootheden bijdragen. In de buurt van de grond blijkt de grootte van de turbulente wervels evenredig te zijn met de hoogte boven het oppervlak. Het is daarom noodzakelijk dat de meetinstrumenten een kleine responstijd hebben als we turbulente fluxen willen meten in de eerste paar meters van de atmosferische grenslaag. Hiertoe zijn de laatste jaren enige nieuwe sensoren ontwikkeld. Een deel van deze studie zal gaan over de methoden en betrouwbaarheid van enige "nieuwe" sensoren waarmee turbulente fluxen op lage hoogte bepaald kunnen worden. Enige voorbeelden hiervan zijn de Sonische anemometer en de lyman-alfa vochtigheidsmeter die in hoofdstuk 3 besproken worden.

In de meeste grenslaagtheorieën wordt aangenomen dat het oppervlak homogeen is, dat wil zeggen: het oppervlak is over grote afstand rond de plaats waar gemeten wordt, hetzelfde. In het eenvoudigste geval is er een goed gedefinieerde overgang van oppervlakte eigenschappen (bijvoorbeeld een land-zee overgang). Voor dit probleem zijn theorieën bekend. Echter in de praktijk wordt het oppervlak boven het land verstoord door vele obstakels en ruwheidsovergangen. Hiervoor is echter nog geen algemene theorie bekend.

Dit laatste is van toepassing op het terrein waar de metingen voor deze studie plaatsgevonden hebben. De gegevens werden verzameld bij de meteorologische meetmast van het K.N.M.I., gelegen vlak bij het dorp Cabauw, ongeveer 20 km zuidwest van Utrecht. Aan de hand van deze metingen wordt nagegaan wat de invloed van deze inhomogeniteit is op de turbulente fluxen in de onderste twintig meter van de atmosferische grenslaag.

## 2. Oppervlaktelaagtheorie

### 2.1. Algemene vergelijkingen en begrippen.

De stroming van vloeistoffen en gassen wordt beschreven met behulp van vier vergelijkingen: impulsbehoud (de Navier Stokes vergelijking), massabehoud (de continuïteitsvergelijking), de thermodynamische energie-vergelijking en de toestandsvergelijking. Dit systeem van vergelijkingen beschrijft de drie snelheidscomponenten, druk, temperatuur en dichtheid als functie van de ruimtelijke coördinaten en van de tijd. Een volledige discussie van deze vergelijkingen zullen we hier niet geven, deze is te vinden in Landau en Lifshitz (1959). Voor de verdere beschrijving van turbulente stroming zullen we de zogenaamde Boussinesq benadering gebruiken. De daaruit voortkomende vergelijkingen geven we zonder afleiding, maar wel volgt hier eerst een opsomming van de gebruikte benaderingen en veronderstellingen. Voor de exakte afleiding wordt verwezen naar Lumley en Panofsky (1964).

1. De dynamische viscositeit  $\mu = \rho \cdot \nu$  is overal konstant in de vloeistof;  $\nu$  is de kinematische viscositeit, met vloeistof wordt in het vervolg steeds het stromende medium bedoeld.
2. De moleculaire warmtegeleidingscoëfficiënt  $K_T$  is konstant.
3. De verhouding  $\|\rho'/\rho_0\| \ll 1$ , waarin  $\rho_0$  de dichtheid van de referentietoestand is, en  $\rho' = \rho - \rho_0$ .
4. De verhouding  $\|T'/T_0\| \ll 1$ ;  $T_0$  is de temperatuur van de referentietoestand en wordt vaak zo gekozen dat

$$\frac{\partial T_0}{\partial x_3} = -g/C_p = -\gamma_d,$$

$\gamma_d$  is de droog-adiabatische temperatuurverandering met de hoogte (ongeveer  $1^\circ\text{C}$  per 100 m);  $C_p$  is de soortelijke warmte van het medium bij konstante druk;  $x_3$  is de verticale coördinaat en  $T' = T - T_0$ .

5. De verhouding  $\|p/P_0\| \ll 1$ ;  $P_0$  is de statische druk van de referentietoestand en voldoet aan de hydrostatische grondvergelijking

$$\frac{\partial P_0}{\partial x_3} = -g \rho_0 \quad ; \quad p = P - P_0.$$

6. De warmte die opgewekt wordt door viskeuze dissipatie mag verwaarloosd worden in de thermodynamische energievergelijking.
7. De schaal van de verticale beweging is klein vergeleken met de schalingshoogte van de atmosfeer

$$\| \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial x_3} \|^{-1} \sim 10 \text{ km} .$$

We beschouwen dus zogenaamde ondiepe konvektie.

In de Boussinesq benadering wordt stroming behandeld als niet samendrukbbaar, maar met een temperatuurafhankelijke dichtheid, waarvan de invloed op het snelheidsveld alleen significant is wanneer deze vermenigvuldigd wordt met de zwaartekrachtsversnelling. De vergelijkingen die de grondslag vormen voor de beschouwing van stroming in de grenslaag worden dan:

Impulsvergelijkingen:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g \frac{T'}{T_0} \delta_{3i} + \frac{\nu \partial^2 U_i}{\partial x_i \partial x_j} - 2\Omega \epsilon_{ijk} \eta_j U_k \quad (2.1)$$

Kontinuiteitsvergelijking:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

Thermodynamische-energievergelijking:

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + U_j \frac{\partial T'}{\partial x_j} = \kappa_T \frac{\partial^2 T'}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{C_p \rho_0} \frac{\partial R_j}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

Toestandsvergelijking:

$$\frac{\rho'}{\rho_0} = - \frac{T'}{T_0} \quad (2.4)$$

De laatste term aan de rechterkant van (2.1) stelt de Coriolis versnelling voor:  $2\Omega(\vec{\eta} \times \vec{U})$ , waarin  $\vec{\eta}$  de eenheidsvektor is parallel aan de rotatie-as van de aarde, en  $\Omega$  de rotatiesnelheid. Overal is de sommatie-konventie gebruikt.  $\kappa_T \equiv K_T / (C_p \rho)$  is de moleculaire warmtediffusie

konstante. De laatste term in vergelijking (2.3) is de temperatuursverandering in de tijd door stralingsdivergentie. Er wordt meestal aangenomen dat op enige meters boven het aardoppervlak deze term te verwaarlozen is. Vergelijking (2.4) is in feite de algemene gaswet, vereenvoudigd met behulp van genoemde veronderstellingen.

De referentietoestand van de atmosfeer wordt zo gekozen dat:

$$\frac{\partial P_o}{\partial x_3} = -g \rho_o \quad (2.5)$$

en

$$\frac{\partial T_o}{\partial x_3} = -\gamma_d \quad (2.6)$$

Verder moet aan de toestandsvergelijking voor een ideaal gas worden voldaan,

$$P_o = R \rho_o T_o \quad (2.7)$$

R is de gaskonstante voor droge lucht.

Om de referentietoestand volledig te bepalen moet er een referentiehoogte gekozen worden  $x_3 = h_o$ , tesamen met de waarden van twee van de drie variabelen  $P_o$ ,  $T_o$  en  $\rho_o$  op die hoogte. Integratie van (2.5) en (2.6) levert samen met (2.7):

$$T_o = T_o(h_o) \left[ 1 - \frac{\gamma_d}{T_o(h_o)} (x_3 - h_o) \right] \quad (2.8)$$

$$P_o = P_o(h_o) \left[ 1 - \frac{\gamma_d}{T_o(h_o)} (x_3 - h_o) \right]^{C_p/R} \quad (2.9)$$

$$\rho_o = \rho_o(h_o) \left[ 1 - \frac{\gamma_d}{T_o(h_o)} (x_3 - h_o) \right]^{(C_p - R)/R} \quad (2.10)$$

We kiezen  $h_o = 0$  en  $P_o(h_o)$ ,  $T_o(h_o)$  de druk en temperatuur aan het oppervlak. Dit levert:

$$T' = T - T_o = T - T(0) + \gamma_d x_3 \quad (2.11)$$

Differentiatie van (2.11) naar  $x_3$  geeft:

$$\frac{\partial T'}{\partial x_3} = \frac{\partial T}{\partial x_3} + \gamma_d \quad (2.12)$$

Hieruit worden de volgende stabiliteitskriteria afgeleid: (zie hoofdstuk 1)

$$\frac{\partial T}{\partial x_3} < -\gamma_d \quad \text{onstabile stratifikatie} \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x_3} = -\gamma_d \quad \text{neutrale stratifikatie} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x_3} > -\gamma_d \quad \text{stabile stratifikatie} \quad (2.15)$$

## 2.2. Vergelijkingen voor de gemiddelde stroming, Monin-Obukhov gelijkvormigheidstheorie.

Zoals in de inleiding reeds gezegd, is de mate van thermische gelaagdheid van de atmosfeer van groot belang voor de turbulente stroming. Door buoyancy produktie en destruktie wint of verliest de turbulentie immers energie. Om de eigenschappen van de gemiddelde stroming te bepalen voeren we de Reynolds konventie in:

$$\begin{aligned} U_i &= \overline{U_i} + U'_i & \overline{U'_i} &= 0 \\ T &= \overline{T} + \theta' & \overline{\theta'} &= 0 \\ p &= \overline{p} + p' & \overline{p'} &= 0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

Met andere woorden, we splitsen de stroming op in een gemiddeld en een fluktuerend deel, met het gemiddelde van het fluktuerende deel gelijk aan nul. De middelingsstreep betekent een ensemble gemiddelde. In het vervolg beschouwen we statistisch stationaire stromingsvelden waarvan per definitie de ensemble gemiddelden niet in de tijd veranderen. De middelingsstreep betekent dus een tijdsgemiddelde. Door substitutie van (2.16) in (2.1) t/m (2.3) en uitmiddeling krijgen we de vergelijkingen voor de gemiddelde stroming:

$$\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \frac{g \overline{T'}}{T_o} \delta_{i3} - 2\Omega \epsilon_{ijk} \eta_j \overline{U_k} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \overline{T'}}{\partial t} + U_j \frac{\partial \overline{T'}}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{H_j}{C_p \rho_o} \quad (2.19)$$

Hierin is de spanningstensor  $\sigma_{ij}$  gedefinieerd als:

$$\sigma_{ij} = -\bar{p} \delta_{ij} + \nu \rho_o \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \rho_o \overline{U'_i U'_j} \quad (2.20)$$

en de warmteflux:

$$H_j = C_p \rho_o \left( -\kappa_T \frac{\partial \bar{T}'}{\partial x_j} + \overline{\theta' U'_j} \right) \quad (2.21)$$

De term  $-\rho_o \overline{U'_i U'_j}$  wordt de Reynolds stress genoemd,  $C_p \rho_o \overline{\theta' U'_j}$  de turbulente warmteflux.

We beschouwen nu een gemiddeld stationaire stroming en we verwaarlozen de verandering van de turbulente fluxen in horizontale richting ten opzichte van de verticale verandering. Ook de moleculaire bijdragen aan de fluxen worden verwaarloosd omdat ze bijna altijd een orde kleiner zijn dan de andere bijdragen.

Onder deze speciale voorwaarden worden de vergelijkingen:

$$\begin{aligned} 1. \quad \bar{U}_1 \frac{\partial \bar{U}_1}{\partial x_1} + \bar{U}_2 \frac{\partial \bar{U}_1}{\partial x_2} &= -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_1} - \frac{\partial \overline{U'_1 U'_3}}{\partial x_3} + 2\Omega \eta_3 \bar{U}_2 \\ 2. \quad \bar{U}_1 \frac{\partial \bar{U}_2}{\partial x_2} + \bar{U}_2 \frac{\partial \bar{U}_2}{\partial x_2} &= -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_2} - \frac{\partial \overline{U'_2 U'_3}}{\partial x_3} - 2\Omega \eta_3 \bar{U}_1 \\ 3. \quad -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_3} - \frac{\partial \overline{U_3^2}}{\partial x_3} + \frac{g \bar{T}'}{T_o} - 2\Omega (\eta_1 \bar{U}_2 - \eta_1 \bar{U}_1) &= 0 \\ 4. \quad \bar{U}_1 \frac{\partial \bar{T}'}{\partial x_1} + \bar{U}_2 \frac{\partial \bar{T}'}{\partial x_2} &= -\frac{\partial \overline{\theta' U'_3}}{\partial x_3} \end{aligned} \quad (2.22)$$

We voeren nu de Geostrofische wind in, gedefinieerd door:

$$\vec{G} = \{U_g, v_g\} = \frac{1}{f\rho_o} \left\{ -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_2}, \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_1} \right\}$$

met  $f = 2\Omega \sin \phi$ , de Coriolisparameter waarin  $\phi$  de breedtegraad is.

Voor  $\vec{\eta}$  kunnen we schrijven:

$$\vec{\eta} = \{ \cos \phi \sin \alpha, \cos \phi \cos \alpha, \sin \phi \},$$

waarin  $\alpha$  de hoek is tussen de noord-zuid lijn en de  $x_2$  as.

We beschouwen nu stroming over vlak homogeen terrein, en eisen dat het gemiddelde drukveld beschreven wordt door

$$\vec{p} = \vec{p}(x_3) + \rho_0 f G (x_1 \sin \alpha_0 - x_2 \cos \alpha_0)$$

hierin is  $G = \|\vec{G}\|$  en  $\alpha_0$  de hoek tussen de isobaren en de  $x_1$  as zoals in figuur 2.1. Het drukveld heeft dus rechte gelijkmatig verdeelde isobaren.

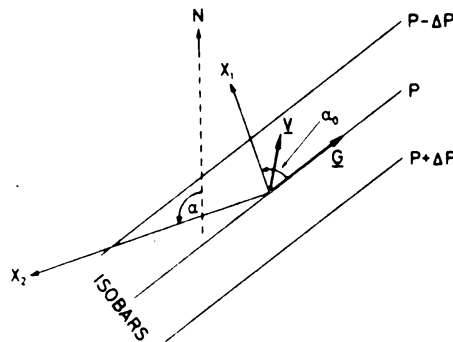


Fig. 2.1. Koördinatensysteem in het horizontale vlak,  $\vec{V}$  is de gemiddelde horizontale windvektor.

In dit geval reduceren de vergelijkingen (2.22 1,2 en 4) tot:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U_1' U_3'}}{\partial x_3} &= f (\overline{U_2} - G \sin \alpha_0) \\ \frac{\partial \overline{U_2' U_3'}}{\partial x_3} &= -f (\overline{U_1} - G \cos \alpha_0) \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta' U_3'}}{\partial x_3} = 0$$

Hierin is horizontale homogeniteit verondersteld. De laatste vergelijking van (2.23) betekent dat de verticale warmteflux konstant met de hoogte is. Met het koördinatensysteem zo gekozen dat de  $x_1$  as in de richting van de oppervlakte wind wijst krijgen we in de buurt van het oppervlak:



$$\frac{\partial \overline{U_1' U_3'}}{\partial x_3} = -f G \sin \alpha_0$$

$$\frac{\partial \overline{U_2' U_3'}}{\partial x_3} = -f(\overline{U_1} - G \cos \alpha_0) \quad (2.24)$$

Aan het oppervlak nadert de stress  $\sigma_{13} = -\rho_0 \overline{U_1' U_3'}$  tot een positieve konstante die we  $\rho U_{*0}^2$  noemen; met  $U_{*0}$  de oppervlakte wrijvingsnelheid. De stress  $\sigma_{23} = -\rho_0 \overline{U_2' U_3'}$  verdwijnt aan het oppervlak door de keus van het koördinatensysteem.

Door de eerste vergelijking van (2.24) door  $U_{*0}$  te delen krijgen we:

$$\frac{1}{U_{*0}^2} \frac{\partial \overline{U_1' U_3'}}{\partial x_3} = -f \frac{G \sin \alpha_0}{U_{*0}^2}; \quad (2.25)$$

$\alpha_0$  hangt af van de stabiliteit,  $U_{*0}$ ,  $f$ , en het soort oppervlak, maar is meestal  $20-25^\circ$ ;  $f$  is  $1.2 \cdot 10^{-4}$  voor gematigde breedten.

Noem nu  $h_c$  de hoogte, waarop  $\|\overline{U_1' U_3'}\|/U_{*0}^2$  met  $b$  procent verminderd is;

$$h_c \approx \frac{b U_{*0}^2}{100 f G \sin \alpha_0} \approx \frac{200 b U_{*0}^2}{G}$$

Omdat een typische waarde voor  $U_{*0}/G$  0.05 is, en  $\overline{U_1' U_3'}$  meestal niet nauwkeuriger dan 10 à 20% gemeten kan worden, beschouwen we  $\overline{U_1' U_3'}$  konstant voor:

$$x_3 < h_c \approx 100 U_{*0}$$

Boven land is  $U_{*0}$  in de orde van 20 à 40 cm/s, zodat  $h_c$  tussen de 20 en 40 m ligt. Dit is slechts een ruwe schatting.

Het voorafgaande leidt tot een konstante fluxlaag dicht bij de grond, een laag dus waarin de fluxen van warmte en impuls konstant met de hoogte zijn en waarin Coriolis effecten verwaarloosd kunnen worden. Deze laag noemen we de oppervlaktelaag.

We kunnen dus de oppervlaktefluxen  $U_{*0}$ ,  $T_*$  en  $q_*$ , voor respectievelijk snelheid, temperatuur en vocht, als schalingsparameters gebruiken. Deze zijn als volgt gedefinieerd:

$$\begin{aligned}
 \text{Impuls:} \quad \tau &= -\rho_o \overline{U_1' U_3'} \equiv \rho U_{*o}^2 \\
 \text{Warmte:} \quad H &= C_p \rho_o \overline{\theta' U_3'} \equiv -C_p \rho_o U_{*o} T_* \\
 \text{Vocht:} \quad E &= \rho_o \overline{q' U_3'} \equiv -\rho_o U_{*o} q_*
 \end{aligned}
 \tag{2.26}$$

Uit vergelijking (2.22)<sub>(3)</sub> blijkt dat, naast bovengenoemde schalingsparameters, de grootheden  $f$  en  $g/T_o$  van belang zijn. Ook het aerodynamische karakter van het oppervlak speelt een rol in de vorm van de ruweheidslengte  $z_o$  (zie hoofdstuk 2.5).

Als we veronderstellen dat deze set van parameters compleet is, dan kan elke gemiddelde grootheid  $\bar{B}$  op een bepaalde hoogte ( $x_3 = z$ ) geschreven worden als:

$$f(\bar{B}, x_3, U_{*o}, T_*, q_*, g/T_o, f, z_o) = 0$$

Met behulp van dimensieanalyse kan deze functionaal herschreven worden in termen van een complete set dimensieloze combinaties van de argumenten. In de oppervlaktelaag is  $f$  niet van belang en als we aannemen dat lokale grootheden niet expliciet afhankelijk zijn van de ruweheidslengte  $z_o$ , maar de invloed hiervan alleen via de turbulente fluxen voelen, dan houden we vijf schalingsparameters over, namelijk  $z, U_*, T_*, q_*, g/T$ . Afgezien van een numerieke konstante kunnen we slechts één dimensieloze onafhankelijke combinatie vinden. Volgens Obukhov (1946) is dit:

$$\xi = z/L \tag{2.27}$$

waarin

$$L = - \frac{U_{*o}^2 T_o}{g k T_*} \tag{2.28}$$

$z/L$  is een maat voor de stabiliteit: onstabiel  $z/L < 0$   
 neutraal  $z/L = 0$   
 stabiel  $z/L > 0$

Hierop zullen we later terugkomen.

Volgens deze theorie, de Monin-Obukhov gelijkvormigheidstheorie, kan de afhankelijkheid met de hoogte van elke lokale turbulente grootheid gescreven worden als een universele functie van  $z/L$ .

Volgens deze theorie kunnen we, door een dimensie analyse, schrijven:

$$\begin{aligned} \frac{kz}{U_{*0}} \frac{\partial \overline{U}_1}{\partial z} &= \phi_m(z/L) \\ \frac{kz}{T_*} \frac{\partial \overline{T'}}{\partial z} &= \phi_h(z/L) \\ \frac{kz}{q_*} \frac{\partial \overline{q}}{\partial z} &= \phi_q(z/L) \end{aligned} \tag{2.29}$$

Waarin de functies  $\phi$  "universele functies" zijn. De Von Kármán konstante  $k$  is zδ gedefinieerd dat  $\phi_m(0) = 1$ . Deze konstante kan alleen experimenteel bepaald worden en de gevonden waarden lopen uiteen van 0.35 tot 0.4. Uit de eerste vergelijking van (2.29) volgt dat bij neutrale stratificatie ( $z/L = 0$ ) het windprofiel een logaritmisch verloop heeft. (Hierop zullen we terug komen in hoofdstuk 2.5).

De relaties  $\phi_m$ ,  $\phi_h$  en  $\phi_q$  worden de zogenaamde flux-profiel relaties genoemd; de vorm hiervan kan niet uit de gelijkvormigheidstheorie bepaald worden; alleen experimenten kunnen hierover meer informatie geven. Figuur 2.2 geeft de waarden gevonden door Businger e.a. (1971); Yaglom (1977) geeft een overzicht van de in diverse experimenten gevonden functies.

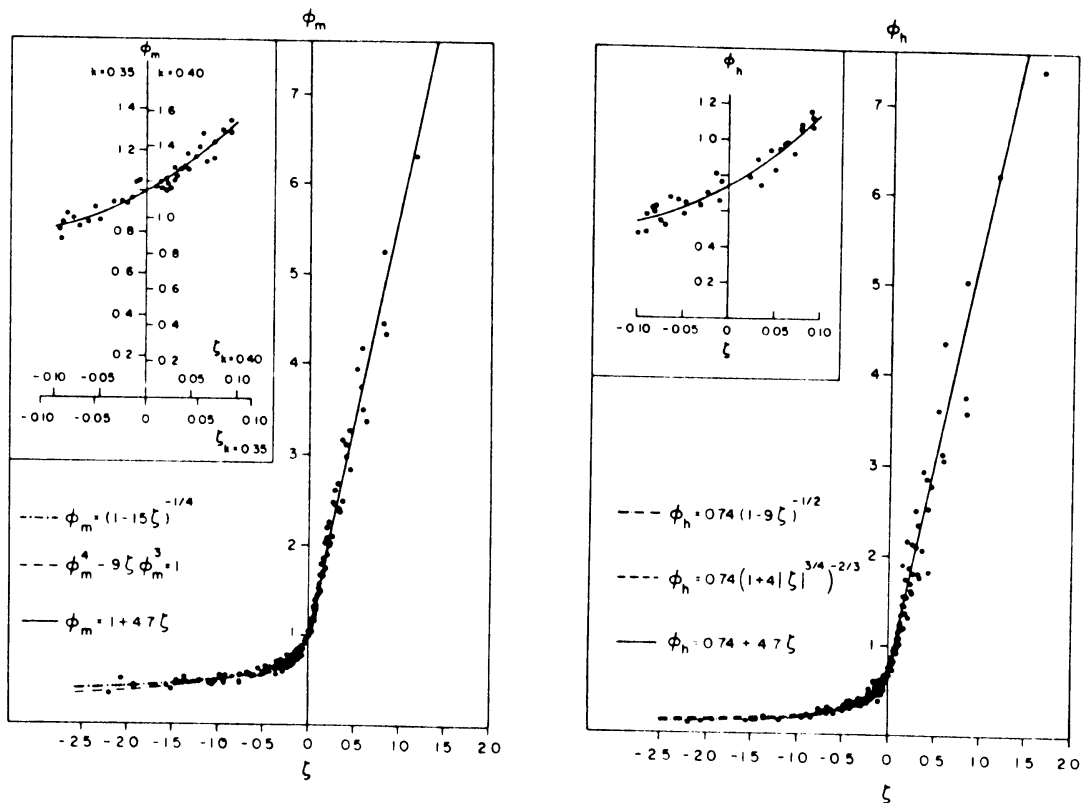


fig. 2.2. De door Businger e.a. uit het Kansas experiment gevonden flux-profiel relaties.

2.3. Vergelijkingen voor het fluktuierende deel van de stroming

Door de vergelijkingen (2.17) t/m (2.19) af te trekken van (2.1) t/m (2.3) krijgen we de vergelijkingen voor het fluktuierende deel van de stroming:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U'_i}{\partial t} + U'_j \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} + \overline{U_j} \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} + U'_j \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{U'_i U'_j}}{\partial x_j} \\ = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\nu}{\partial x_j \partial x_j} \frac{\partial^2 U'_i}{\partial x_j^2} + \frac{g}{T_o} \theta' \delta_{3i} - 2\Omega \epsilon_{ijk} \eta_j U'_k \end{aligned} \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial U'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + U'_j \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} + \overline{U_j} \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\theta' U'_j}}{\partial x_j} + U'_j \frac{\partial \overline{T'}}{\partial x_j} = K_T \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.32)$$

Door nu (2.30) met  $U'_p$  te vermenigvuldigen en dit resultaat op te tellen bij (2.30) voor  $U'_p$  met  $U'_i$  vermenigvuldigd, kunnen we het stelsel omschrijven. Middel de zo ontstane vergelijking en gebruik weer horizontale homogeniteit, waardoor horizontale gradiënten van gemiddelde grootheden verdwijnen. Na enig hergroeperen van de termen en gebruik van (2.31) krijgen we:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U'_i U'_p}}{\partial t} &= \underbrace{-\overline{U'_p U'_3} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_3}}_1 - \underbrace{\overline{U'_i U'_3} \frac{\partial \overline{U_p}}{\partial x_3}}_2 + \frac{g}{T_o} (\overline{\theta' U'_p} \delta_{3i} + \overline{\theta' U'_i} \delta_{3p}) + \nu \frac{\partial^2 \overline{U'_i U'_p}}{\partial x_3^2} \\ &\quad - 2 \nu \underbrace{\frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{U'_p}}{\partial x_j}}_3 - \underbrace{\frac{1}{\rho_o} (\overline{U'_p} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \overline{U'_i} \frac{\partial p'}{\partial x_p})}_4 - \underbrace{\frac{\partial \overline{U'_i U'_p U'_3}}{\partial x_3}}_5 \\ &\quad - 2\Omega (\epsilon_{ijk} \eta_j \overline{U'_p U'_k} + \epsilon_{pjk} \eta_j \overline{U'_k U'_i}) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Wanneer alles met  $-\rho_o$  vermenigvuldigd wordt, stelt deze gekompliceerde vergelijking het Reynolds stress budget voor, voor horizontale homogene turbulentie. De term aan de linkerhand is de verandering van de impulsflux in de tijd; rechts stelt de eerste term (1) de stressproduktie voor, door interactie tussen het fluktuierende en het gemiddelde stromingsveld. De tweede term (2) geeft de snelheid van creatie en destructie van de stress door de buoyancy krachten; (3) geeft de destructiesnelheid

door viskeuze krachten; de termen (4) beschrijven de wisselwerking tussen het snelheids- en het drukveld voor de destructie van de stress; de vijfde term is de divergentie van de verticale fluxen en de laatste term geeft de verandering door de Corioliskrachten; deze laatste term is meestal te verwaarlozen als we middelingstijden kleiner dan één uur beschouwen (Bush, 1973).

Omdat het stelsel vergelijkingen (2.33) niet compleet is kunnen de vergelijkingen voor turbulente stroming niet zonder meer worden opgelost. Nog meer veronderstellingen zijn noodzakelijk; dit probleem wordt ook wel het sluitingsprobleem genoemd (zie Bush, 1973).

Door (2.30) met  $\theta'$  te vermenigvuldigen en (2.32) met  $U'_i$  en daarna beide vergelijkingen op te tellen krijgen we een resultaat analoog aan (2.34) voor het warmteflux budget. Neem ook hier weer horizontale homogeniteit aan.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U'_i \theta'}}{\partial t} = & -\overline{\theta' U'_3} \frac{\partial \overline{U'_1}}{\partial x_3} - \overline{U'_1 U'_3} \frac{\partial \overline{\theta'}}{\partial x_3} + \frac{g}{T_0} \overline{\theta'^2} \delta_{31} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U'_i \theta'}}{\partial x_3^2} \\ & - 2\nu \frac{\partial \overline{\theta' \partial U'_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\theta'}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{\theta' U'_i U'_j}}{\partial x_3} - 2\Omega \epsilon_{ijk} \eta_j \overline{\theta' U'_k} \end{aligned} \quad (2.34)$$

Hierin is aangenomen dat  $\nu = K_T$ . Vergelijking (2.34) kent dezelfde sluitingsproblemen als (2.33).

#### 2.4. Het energie en temperatuurvariantie budget

Wanneer we  $i = p$  stellen in vergelijking (2.33) krijgen we het energiebudget voor het fluktuierende deel van de stroming. Deze luidt:

$$\frac{\partial \overline{e}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{U'_1 U'_3} \frac{\partial \overline{U'_1}}{\partial x_3}}_1 - \underbrace{\overline{U'_2 U'_3} \frac{\partial \overline{U'_2}}{\partial x_3}}_2 + \underbrace{\frac{g}{T_0} \overline{\theta' U'_3}}_3 - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{U'_i}}{\partial x_j}}_4 - \frac{\partial}{\partial x_3} \left( \overline{U'_3 e} + \frac{\overline{p' U'_3}}{\rho_0} \right) \quad (2.35)$$

$e \equiv \frac{U'_i U'_i}{2}$ , is de turbulente kinetische energie per massa-eenheid. De Coriolis-termen dragen niet aan de verandering van de energie bij en de diffusie term  $\nu \frac{\partial^2 \overline{e}}{\partial x_3^2}$  is verwaarloosd omdat deze enige orden kleiner is dan de dissipatieterm (3). De eerste term in het rechterlid geeft de

snelheid aan waarmee de turbulente stroming, via de Reynold stress, energie onttrekt aan de gemiddelde stroming. Dit wordt de mechanische produktieterm genoemd omdat hij vrijwel altijd positief is. De tweede term is nul (geen warmteflux) in een neutrale atmosfeer, positief in een onstabiele atmosfeer, en negatief in een stabiele atmosfeer; in het laatste geval is de warmteflux naar beneden gericht. De tweede term geeft de snelheid waarmee de buoyancy krachten turbulente energie produceren, en wordt de thermische produktieterm genoemd. De derde term (3) geeft de snelheid waarmee turbulente energie omgezet wordt in warmte, dit wordt ook wel de dissipatie  $\epsilon$  genoemd. De laatste term stelt de divergentie van de vertikale flux van turbulente energie voor; het eerste stuk wordt de turbulente energieflex genoemd, het tweede het druktransport.

Het energiebudget kan dus als volgt omschreven worden: energie wordt toegevoerd in de  $x_1$  richting door de Reynold stress en onttrokken of toegevoerd in de  $x_3$  richting door de buoyancy krachten. Bovendien wordt energie overgebracht naar diverse richtingen door de drukkrachten en in elke richting gedissipeerd door de viskeuze krachten.

In het vervolg zullen we soms, ter verduidelijking, de  $x_1$ ,  $x_2$  en  $x_3$  richtingen respektievelijk de  $x$ ,  $y$  en  $z$  richting noemen met  $U$ ,  $V$  en  $W$  de korresponderende componenten van de wind.

Zoals boven al gezegd, werken de twee produktietermen op verschillende manieren: de mechanische produktieterm werkt in de  $x$  richting en draagt in de eerste plaats bij aan de  $u$ -component van de wind. Deze term is het meest belangrijk dichtbij het oppervlak, en neemt snel af met de hoogte omdat  $\partial U/\partial z$  snel afneemt. De boyancy produktieterm daarentegen levert een bijdrage aan de  $W$  component; deze term kan, afhankelijk van het teken, turbulentie verzwakken of versterken. Omdat de produktieterm de turbulentie, als het ware, aandrijft, verwachten we dat de verhouding van deze twee termen de lokale structuur beschrijft. Deze verhouding heet het flux Richardson-getal  $Ri_f$ :

$$Ri_f = \frac{g}{T_0} \frac{\overline{W'\theta'}}{\overline{U'W'} \partial \overline{U}/\partial z} \quad (2.36)$$

$Ri_f$  karakteriseert de stratifikatie van de stroming.

Vlak bij het oppervlak is de produktieterm de dominante term; omdat deze snel met de hoogte afneemt, is de hoogte waarop de buoyancyterm de

dominante term wordt een goed stabiliteits criterium. Nemen we vlak boven het oppervlak het logaritmisch windprofiel aan, dan geeft dit:  $\partial U / \partial z = U_* / kz$  (zie 2.29).

Volgens (2.23) en (2.25) is de warmteflux en de stress in de oppervlaktelaag konstant met de hoogte. Als we nu het quotiënt van de eerste twee termen van (2.35) één stellen, geeft dit met behulp van (2.26) en (2.28):

$$\frac{g}{T_o} \frac{\overline{W'\theta'}}{3 U_*^2} k \cdot z = 1 \quad (2.37)$$

$$\text{ofwel} \quad z = \frac{\overline{W'\theta'}}{U_*^2} \frac{U_*^2}{gk} \cdot T_o = \frac{U_*^2}{T_*} \frac{T_o}{gk} = -L \quad (2.38)$$

We vinden dus de Obukhov-lengte L voor de hoogte waarop de mechanische produktie gelijk is aan de buoyancy produktie.

Er geldt dus:

$$\frac{\text{mechanische produktie}}{\text{buoyancy produktie}} = Ri_f \approx z/L$$

dus  $z/L$  kan als stabiliteitskriterium gekozen worden.

Tenslotte noemen we nog twee speciale gevallen van vergelijking (2.35)

1. Als de buoyancyterm klein is, produceert alleen de shear turbulente energie. Dit komt overeen met een vrijwel neutrale atmosfeer ( $z/L \approx 0$ ). Dit geval wordt "gedwongen konvektie" genoemd, omdat de temperatuurstructuur de turbulentie niet beïnvloedt.
2. Wanneer de shear produktieterm nul of te verwaarlozen is, en de buoyancyterm is positief ( $\frac{z}{L} \rightarrow \infty$ ), wordt de turbulente konvektie "vrije konvektie" genoemd. De temperatuur structuur beheerst de turbulentie nu volledig.

Uit vergelijking (2.32) kan het temperatuurvariantie budget afgeleid worden. Dit gaat analoog aan de afleiding van (2.35), weer voor het horizontaal homogene geval. Dit geeft:

$$\frac{\partial \frac{1}{2} \overline{\theta'^2}}{\partial t} = - \overline{\theta'W'} \frac{\partial \overline{T'}}{\partial z} - K_T \frac{\partial \overline{\theta'\theta'}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{W'(\frac{1}{2} \theta'^2)}}{\partial z} \quad (2.39)$$

Hierbij is de diffusie-term verwaarloosd. In deze vergelijking is slechts één produktie-term die lijkt op de shear-term in (2.35). De gelijkenis tussen de vergelijkingen voor  $\overline{U'^2}$  en  $\overline{\theta'^2}$  duidt aan dat deze twee grootheden zich weleens op dezelfde manier als functie van de hoogte zouden kunnen gedragen. Hier komen we later nog op terug.

### 2.5. Het logaritmisch windprofiel

Zoals in de inleiding gezegd, is het doel van de studie van turbulentie in de atmosferische grenslaag uitdrukkingen te vinden voor de fluxen van impuls, warmte en waterdamp. Er worden meestal semi-empirische uitdrukkingen gebruikt. Een voorbeeld is het gebruik van de turbulente uitwisselingscoëfficiënt  $K$ . Het impulstransport naar het oppervlak wordt dan geschreven als:

$$F_m = -\rho K_m \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \quad (2.40)$$

De kracht die door impulstransport op het oppervlak wordt uitgeoefend wordt de oppervlaktestress  $\tau$  genoemd. Volgens Newton's derde wet geldt er:

$$F_m = \rho \overline{U'W'} \equiv -\tau$$

Met behulp van (2.26) volgt dan:

$$K_m \frac{\partial \overline{U}}{\partial z} = U_*^2 \quad (2.41)$$

Stel nu per definitie  $K_m \approx U_* l$ , een snelheid maal een lengteschaal. Als snelheidsschaal nemen we  $U_*$  en als lengteschaal  $k.z$ . Dit geeft:

$$K_m = k \cdot z \cdot U_* \quad (2.42)$$

Kombinatie met (2.41) levert:  $\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} = \frac{U_*}{kz}$  (2.43)

Aan het oppervlak ( $z = 0$ ) zou dit een oneindige snelheidsgradient geven wat niet realistisch is. We voeren daarom de ruwheidslengte  $z_0$  in, een karakteristieke lengte voor een oppervlak.



$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \frac{U_*}{k(z+z_0)}$$

Integratie hiervan geeft:  $\bar{U} = \frac{U_*}{k} \ln\left(\frac{z+z_0}{z_0}\right)$  (2.44)

$$\approx \frac{U_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \text{ als } z_0 \ll z$$

$z_0$  varieert van enige millimeters boven zand tot enige meters boven steden. Vergelijking (2.44) is het welbekende logaritmisch windprofiel (zie figuur 2.3).

Het resultaat van deze "klassieke" afleiding is consistent met de Monin-Obukhov relaties (2.29) voor het neutrale geval ( $\frac{z}{L} = 0$ ). De vergelijkingen (2.2) beschrijven de relaties tussen de flux en het profiel, ook in niet neutrale gevallen, met behulp van de stabiliteitsparameter  $L$ . Het logaritmisch windprofiel is dus een speciaal geval van (2.29).

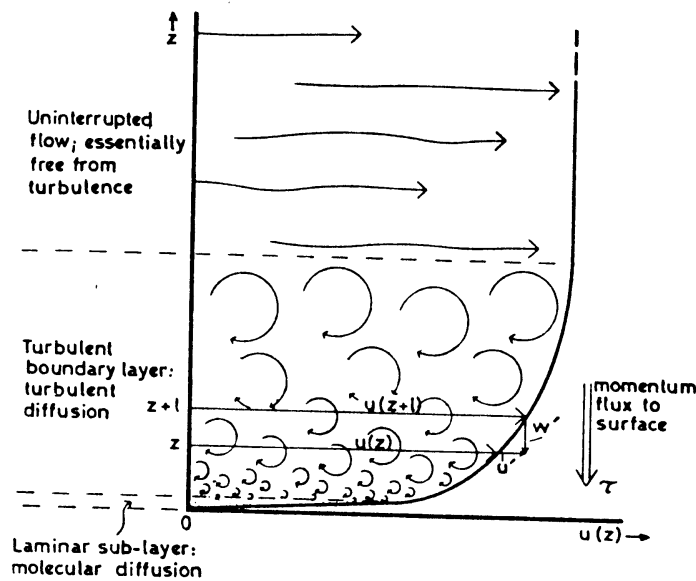


Fig. 2.3. Turbulente stroming over een oppervlak.

### 2.6. De varianties van windsnelheid en temperatuur

In de Boussinesq benadering hangen de vergelijkingen voor de gemiddelde horizontale stroming niet expliciet van de verticale warmteflux af, zodat het moeilijk is te bepalen hoe de windprofielen van de bouyancy krachten afhangen. De afhankelijkheid van de stabiliteitsparameters moet daarom experimenteel bepaald worden. De behoudswetten voor turbu-

lente kinetische energie en temperatuurvariantie bevatten echter wel de warmteflux, waardoor het mogelijk is om uit deze vergelijkingen enige specifieke schalingswetten af te leiden.

We gaan uit van het energiebudget voor een quasi-stationaire horizontale homogene stroming, gegeven door (2.35):

$$0 = -\overline{U'W'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \frac{g}{T_0} \overline{\theta'W'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{\{W'(e + \frac{p'}{\rho_0})\}} - \epsilon \quad (2.45)$$

$e = \frac{1}{2}(U'^2 + V'^2 + W'^2)$  de kinetische energie per massaeenheid;  $\epsilon$  is gedefinieerd als:  $\epsilon = \nu \frac{\partial U'_i}{\partial x_j} \frac{\partial U'_i}{\partial x_j}$ .

We nemen aan dat de warmte en impulsflux aan het oppervlak bekend zijn en dat binnen de oppervlaktelaag de turbulente impuls en warmteflux konstant zijn met de hoogte.

Het is nodig de dissipatie  $\epsilon$  te parametriseren in termen van een snelheidsvariantie en een lengteschaal. Volgens Tennekes en Lumley (1972) mogen we schrijven:  $\epsilon \approx \sigma_W^2 / \tau$ , waarin  $\tau$  een karakteristieke tijd is voor het afbreken van de wervels. Deze tijd  $\tau$  kunnen we schrijven als  $\tau = \rho / \sigma_W$ , waarin  $\sigma_W$  de standaarddeviatie van de verticale snelheid is en  $\rho$  een lengte die de afmeting van de wervels in de stroming karakteriseert:

$$\epsilon = C_\epsilon \cdot \frac{\sigma_W^3}{\rho} \quad (2.46)$$

De koëfficiënt  $C_\epsilon$  is van orde één.

De snelheid waarmee turbulentie, door interne viskeuze wrijving kinetische energie verliest, is dus onafhankelijk van de viskositeit.  $\epsilon$  hangt alleen af van de karakteristieke lengte en snelheid van de meest energetische wervels. Vergelijking (2.46) is een zeer nuttige relatie; we geven hiervan een voorbeeld.

In een neutrale oppervlaktelaag is de Reynolds stress gelijk aan de oppervlaktetestress:  $-\rho \overline{U'W'} = \rho U_*^2$ . Waarnemingen tonen aan dat de correlatie tussen  $\overline{U'}$  en  $W'$  tamelijk goed is.  $\sigma_U$  en  $\sigma_W$  worden gegeven door  $(U'^2)^{\frac{1}{2}}$  en  $(W'^2)^{\frac{1}{2}}$ . Hieruit volgt dat  $\sigma_U$  en  $\sigma_W$  evenredig zijn met  $U_*$ , dus ook invariant met de hoogte. Hetzelfde geldt voor  $\sigma_V$ . De derde term in (2.45), de flux divergentieterm, is daardoor verwaarloosbaar klein en (2.45) reduceert tot:

$$U_*^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \frac{U_*^3}{\rho} = 0$$

Alle onbekenden zijn in de lengteschaal  $\rho$  opgenomen. Met  $\rho = k \cdot z$  volgt:

$$U_*^2 \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \frac{U_*^3}{kz} = 0 \quad (2.47)$$

Dit bevestigt dus weer het logaritmisch windprofiel (2.43).

Zoals gezegd is  $\sigma_W/U_*$  onafhankelijk van de hoogte in de neutrale oppervlaktelaag. In niet neutrale omstandigheden echter speelt de Obukhovlengte  $L$  als onafhankelijke parameter een rol. Omdat  $\sigma_W/U_*$  alleen van dimensieloze parameters af kan hangen moeten de effecten van  $L$  als een afhankelijkheid van  $z/L$  optreden.

$$\frac{\sigma_W}{U_*} = f\left(\frac{z}{L}\right) \equiv \Phi_W\left(\frac{z}{L}\right) \quad (2.48)$$

Dit is consistent met de Monin-Obukhov gelijkvormigheidstheorie (hoofdstuk (2.2)).

We herhalen (2.39) voor het temperatuurfluctuatiebudget:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial t} = -\overline{w'\theta'} \frac{\partial \bar{T}'}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'\theta'^2} - K_T \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} \quad (2.49)$$

Als we deze vergelijking naast (2.45) zien, valt op dat de twee vergelijkingen beiden de warmteflux bevatten. Als deze positief is, is de verhouding tussen de temperatuurvariantie-produktieterm en de buoyancy produktieterm in (2.45) evenredig met  $-\partial \bar{T}'/\partial z$ , die snel met de hoogte afneemt. We verwachten daarom dat de temperatuurvariantie, in dit geval, ook met de hoogte zal afnemen. Omdat de warmteflux, de korrelatie tussen temperatuur en verticale snelheidsfluctuaties, slechts heel langzaam met de hoogte verandert, moet de variantie van de verticale snelheid toenemen met de hoogte in het onderste deel van de grenslaag. In het stabiele geval is de warmteflux negatief en we verwachten dat  $\sigma_W$  in dit geval afneemt met de hoogte. De hoogte van de grenslaag is veel kleiner dan in het instabiele geval, waardoor de laag van konstante warmteflux ook minder diep wordt. Ondanks dit kunnen we toch verwachten dat  $\sigma_\theta$  met de hoogte toeneemt. Uit 2.49 volgt dat de aanwezigheid van

een warmteflux temperatuurfluctuaties veroorzaakt. Met de temperatuurschaal  $T_*$  zoals gedefinieerd in (2.26) kunnen we deze dimensieloos maken.

$$\frac{\sigma_\theta}{T_*} \equiv \Phi_\theta(z/L) \quad (2.50)$$

Het gedrag van  $\Phi_W$  en  $\Phi_\theta$  werd experimenteel bepaald door Wyngaard e.a. (1971); hun resultaten zijn weergegeven in figuur 2.4 en 2.5. De neutrale waarden van  $\sigma_W/U_*$  en  $\sigma_\theta/U_*$  zijn ongeveer 1.2 en 2.5.

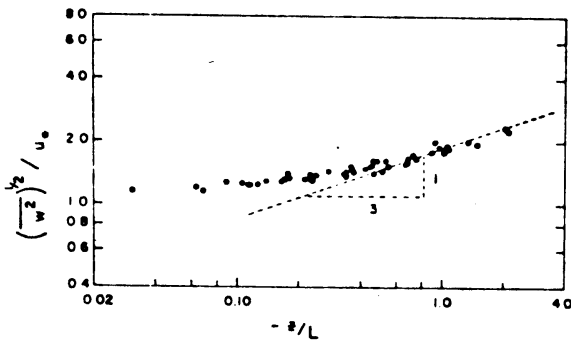


Fig. 2.4. dimensieloze verticale snelheidsfluctuaties in onstabiele omstandigheden (Wyngaard e.a., 1971)

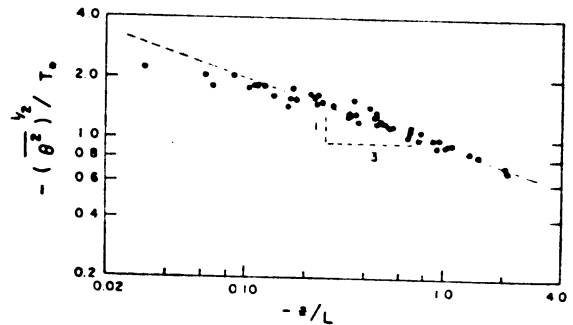


Fig. 2.5. dimensieloze temperatuurfluctuaties in onstabiele omstandigheden (Wyngaard e.a., 1971)

De algemene vorm van de functies  $\Phi_W$  en  $\Phi_\theta$  kan niet bepaald worden uit dimensieanalyse. Als  $-z/L$  echter groot is kunnen we bepaalde vereenvoudigingen maken. Dit geval werd vrije konvektie genoemd (hoofdstuk 2.4). Omdat mechanische productie verwaarloosbaar is, vereenvoudigt het energiebudget (2.45) tot:

$$\frac{g}{T_0} \overline{\theta'w'} - C^3 \frac{\sigma_W^3}{z} = 0 \quad (2.51)$$

waarin  $C$  een onbepaalde konstante is. Omdat de warmteflux bij benadering konstant met de hoogte is, kunnen we (2.51) schrijven als:

$$\sigma_W = \frac{1}{C} \left( \frac{gz}{T_0} \overline{\theta'w'} \right)^{1/3}$$

Deling door  $U_*$  leidt met (2.28) tot:

$$\phi_W = \frac{\sigma_W}{U_*} = C_W \left(-\frac{z}{L}\right)^{1/3} \quad (2.52)$$

Met (2.50) wordt de korresponderende vergelijking voor  $\sigma_\theta$  in het vrije konvektie geval:

$$\phi_\theta = -\frac{\sigma_\theta}{T_*} = C_\theta \left(-\frac{z}{L}\right)^{-1/3} \quad (2.52a)$$

Wyngaard e.a. (1971) vinden voor  $C_W$  ongeveer 2 en voor  $C_\theta$  0.95 (zie ook figuur 2.4 en 2.5).

In stabiele omstandigheden is de situatie veel minder duidelijk; er zijn aanwijzingen dat  $\sigma_U$  toeneemt met de hoogte en dat  $\sigma_W$  afneemt; ook wordt wel gevonden dat  $\sigma_W/U_*$  iets toeneemt met toenemende stabiliteit. Men moet zich echter realiseren dat in zeer stabiele omstandigheden de fluxen erg klein worden, waardoor het erg moeilijk is om betrouwbare data te verkrijgen.

### 2.7. Inhomogeniteit in de oppervlaktelaag

In alle hiervoor behandelde theoriën werd steeds aangenomen dat de omstandigheden homogeen stationair zijn. In werkelijkheid is dit echter zelden het geval. We kunnen verschillende gevallen onderscheiden, namelijk inhomogeniteiten in de temperatuur, in de verdamping, of in de ruwheid van het oppervlak. Een voorbeeld van het eerste geval is een luchtstroom die over een relatief warme stad trekt; het tweede treedt op als we lucht bekijken die over een wateroppervlak naar het land stroomt, en het derde geval hebben we als het aardoppervlak niet overal dezelfde ruwheid heeft. Het laatste zullen we hier bespreken omdat het van toepassing is op het meetterrein te Cabauw.

De ruwheid van een oppervlak hangt samen met de in 2.5 gedefinieerde ruwheidslengte  $z_0$ ; aerodynamisch gezien verschilt  $z_0$  echter aanzienlijk met de ruwheid van een bepaald terrein zoals we die zien of voelen. Een gemiddeld zeeoppervlak is aerodynamisch gezien niet ruwer dan een voetbalveld. Een oppervlak is in aerodynamische zin glad, als de laminaire sublaag (zie figuur 2.3) de ruwheidselementen op het oppervlak

bevat. Voor alle "gladde" oppervlakken moet  $z_0$  dus van dezelfde orde van grootte zijn of kleiner dan de dikte van de laminaire sublaag. De dikte van deze laatste is evenredig met  $\nu/U_*$ ; dus aerodynamisch glad is  $z_0 U_*/\nu \sim 1$ , en ruw  $z_0 U_*/\nu \gg 1$ . In de natuur zijn de meeste oppervlakken aerodynamisch ruw: de waarde van  $z_0$  hangt geheel af van het karakter van de individuele oppervlakte elementen; niet alleen van hun grootte, maar ook van hun vorm en ruimtelijke verdeling. Enige typische waarden voor  $z_0$  zijn gegeven in tabel 2.7.1.

Uit vergelijking (2.44) volgt dat hoe groter de ruwheid van een bepaald oppervlak is, hoe kleiner de wind die nodig is om een bepaalde oppervlaktetspanning, gekenmerkt door  $U_*$ , te veroorzaken; of omgekeerd, een bepaalde wind geeft boven een ruw oppervlak aanleiding tot een grotere oppervlaktetspanning dan boven een glad oppervlak.

type oppervlak	$z_0$ in mm
gladde ijsvlakte	0.01
kort gras	5
onregelmatige weide	10
heideveld	25
lang gras en gewassen	50-100
bossen	~500

Tabel 2.7.1.  $z_0$  van enige oppervlakken.

Over het geval van een abrupte ruwheidsovergang kunnen we wat meer zeggen. We beschouwen een terrein verandering loodrecht op de wind en nemen aan dat de ruwheid continu kleiner wordt. De luchtstroom zal zich aanpassen aan de nieuwe omstandigheden, maar dit gebeurt slechts langzaam: er bouwt zich een interne grenslaag op waaronder het nieuwe regime heerst, zoals getekend in figuur 2.6a. Boven deze grenslaag hebben we nog steeds de invloed van het ruwere terrein.

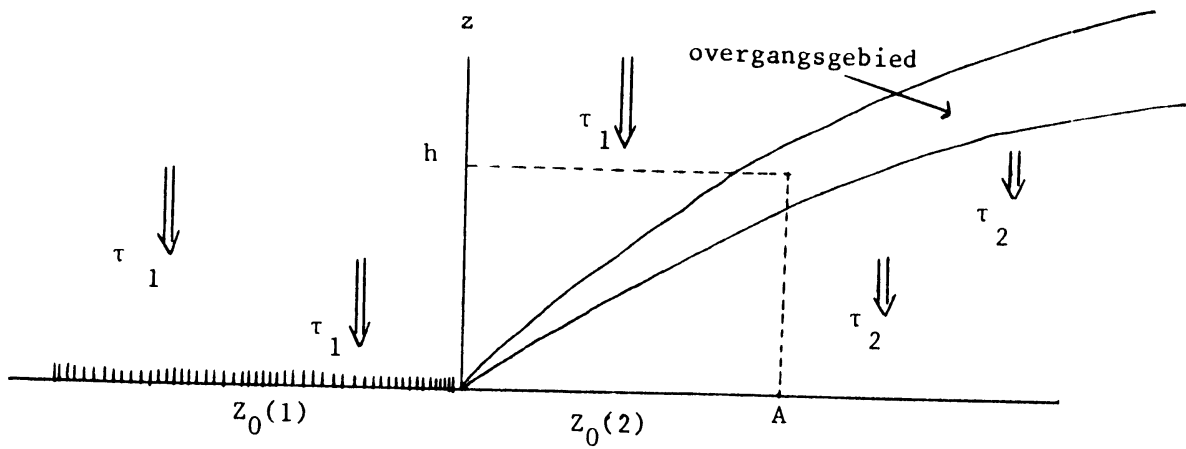


fig. 2.6a Interne grenslaag bij een abrupte ruwheidsovergang.

Als we in punt A de stress  $\tau$  gaan meten, vinden we dat deze niet konstant is met de hoogte; aan het oppervlak vinden we  $\tau_2$ , boven de interne grenslaag  $\tau_1$ . Als  $z_{02} < z_{01}$  betekent dit dat  $\tau_1 > \tau_2$ ; het verloop met de hoogte zal er dus uitzien als in figuur 2.6b.

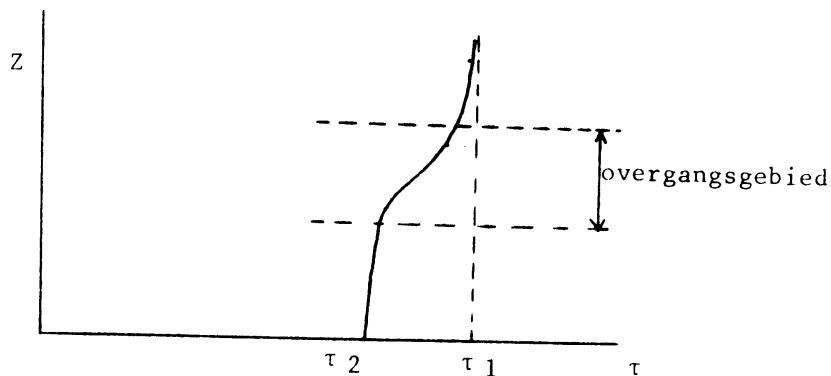


fig. 2.6b. Stress profiel bij een ruwheidsovergang.

Wanneer we in punt A een windprofiel gaan meten blijkt dat (in neutrale omstandigheden) er een knik in het profiel ontstaat. Deze knik vinden we op hoogte  $h$  zoals getekend in fig. 2.6a. Voor  $z < h$  vinden we het logaritmisches windprofiel voor de ruwheidslengte  $z_0(2)$ , voor  $z > h$  dat voor  $z_0(1)$  (fig. 2.6c)

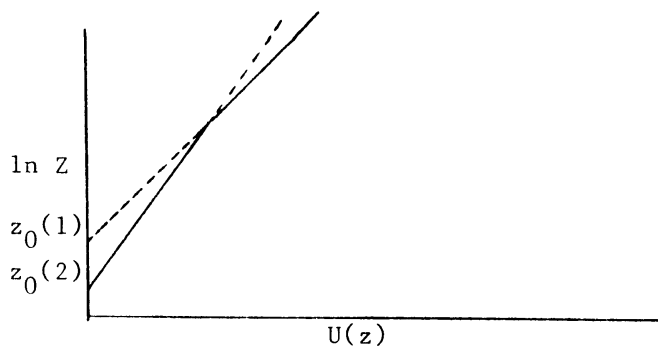


fig. 2.6c. Windprofiel bij een ruwheidsverandering.

Wegens het overgangsgebied zal er geen echte knik optreden maar een geleidelijke overgang. Hoe verder punt A van de ruwheidsovergang verwijderd is, hoe hoger de knik komt te liggen (zie fig. 2.6a).

De belangrijke effecten van deze geïdealiseerde ruwheidsverandering zijn dus een knik in het windprofiel en een niet konstante stress met de hoogte.

We hebben gezien dan in de Monin-Obukhov gelijkvormigheidstheorie (sektie 2.2) de wrijvingsnelheid  $U_*$  als schalingsparameter wordt gebruikt. Als de ruwheid niet konstant is, dan is de vraag welke  $U_*$  we als schalingsgrootte moeten gebruiken.

Bekijken we een bepaalde turbulente grootte B, dan kunnen we ons afvragen wat de afmeting is van de wervels die de waarde van B bepalen. Volgens Taylor's hypothese geldt  $\lambda \cdot n = \frac{2\pi n}{k_1} = U$ ;  $\lambda$  en  $n$  zijn respectievelijk de golflengte en frequentie van de turbulente fluktuaties. Hierbij wordt verondersteld dat een bepaald turbulente patroon langs een meetinstrument waait zonder veel te veranderen. De grootte U is hierbij dus de horizontale windsnelheid. Taylor's hypothese is dus een conversie van frequentie naar golfgetal. Uit een Fourier analyse van het turbulente signaal van B kunnen we hiermee dus de afmeting van de wervels bepalen.

Turbulente fluktuaties van een bepaalde grootte, zoals  $\sigma_U$  of  $\sigma_W$  op hoogte z vlak boven het oppervlak kunnen veroorzaakt worden door wervels van verschillende afmetingen (fig. 2.7).



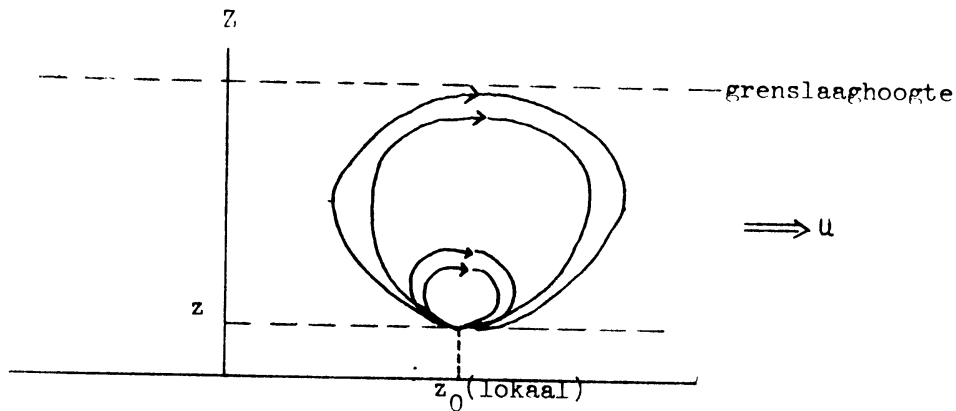


fig. 2.7. Hoog en laagfrequent bijdragen tot turbulente fluktuaties vlak bij het oppervlak.

Omdat de  $W$ -komponent van grootschalige wervels klein is in de buurt van het oppervlak, leveren deze wervels op lage hoogte praktisch geen bijdrage aan  $\sigma_W$ . Het is duidelijk dat de grote wervels wel aan  $\sigma_U$  bijdragen. Dit blijkt ook uit metingen door Bush en Larsen (1972) van de verhouding van  $U$  en  $W$  spektra (zie sectie 2.8). Deze tonen aan dat het  $W$  spectrum veel minder energie bevat bij lage frequenties dan het  $U$ -spectrum (figuur 3.8). Dit is ook te zien in fig. 3.10 in de volgende paragraaf.

Grote wervels evalueren slechts langzaam en worden dus in belangrijke mate beïnvloed door de stroomopwaartse historie, bijvoorbeeld door een ruwer oppervlak. Wanneer de ruwheid plotseling verandert, zal, zoals we eerder gezien hebben, de stress veranderen, maar dit heeft geen direkte invloed op de grote wervels. Het lijkt daarom aannemelijk dat  $\sigma_U$  schaalt met de globale  $U_*$ , die bepaald wordt door de grootschalige eigenschappen van het gebied stroomopwaarts.

Voor  $\sigma_W$  zou dit echter niet moeten gelden omdat deze grootheid in de buurt van het oppervlak bepaald wordt door kleine wervels. Volgens dit idee zou een ruwheidsovergang  $\sigma_W$  beïnvloeden; schaling met de lokale  $U_*$  lijkt daarom aannemelijk.

Het voorafgaande leidt tot de hypothese dat  $\sigma_U$  niet lokaal beïnvloed wordt door ruwheidsinhomogeniteiten,  $\sigma_W$  wel. Studies over de invloed van inhomogeniteiten op de turbulente fluxen zijn verricht door: Högström (1974), Garratt (1980) en Beljaars (1982).

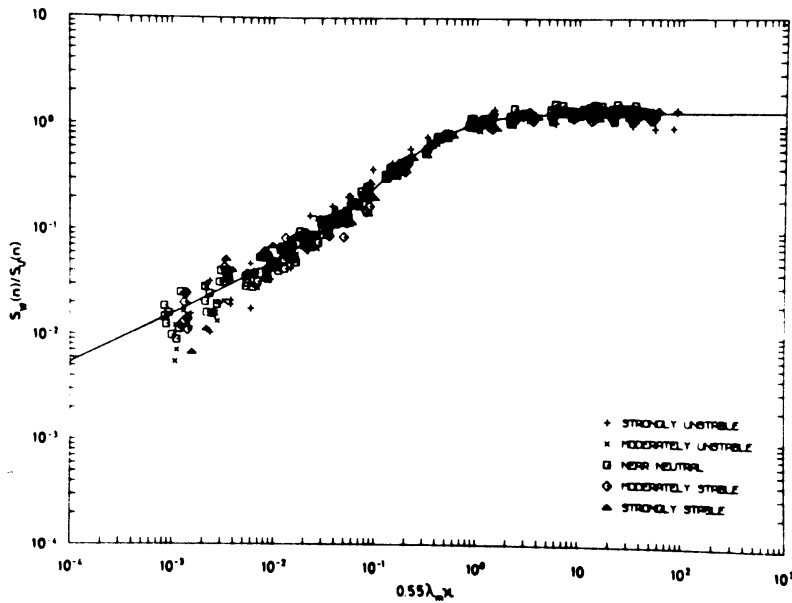


fig. 2.8. Verhouding van de verticale en horizontale snelheidsspektra als functie van de dimensieloze frequentie  $f/f_{max}$  (Bush en Larsen, 1972).

### 2.8. Spektra van turbulentie

Uit fourier analyse van het signaal van een bepaalde grootheid kan het spectrum bepaald worden. Met behulp van Taylor's hypothese (hfdst. 2.7) kan de frequentie  $n$  omgezet worden in golfgetal  $K_1$  volgens:

$K_1 = 2\pi n/U$ . Voor het spectrum van een turbulente grootheid  $a$  levert dit:

$$\overline{a'^2} = \int_0^{\infty} F_a(K_1) dK_1 = \int_0^{\infty} S_a(n) dn \quad (2.53)$$

$S_a(n)$  wordt de spektrale dichtheid van grootheid  $a$  genoemd. Er geldt:

$$K_1 F_a(K_1) = n \cdot S_a(n) .$$

Het is gebruikelijk om spektra niet als functie van  $n$  te schrijven, maar als functie van de dimensieloze frequentie  $f$ ; waarbij  $f \equiv \frac{nz}{U}$ .

We gaan uit van de veronderstelling dat bij voldoende hoge golfge-

tallen de kleinschalige structuur van de turbulentie leidt tot een isotrope evenwichtstoestand (Kolmogorov hypothese). In een isotroop medium is geen voorkeursrichting. De functies die de statistische eigenschappen van zo'n veld beschrijven veranderen niet onder een rotatie van het coördinaten systeem. Dit wordt het isotropie concept genoemd. Kolmogorov geeft de suggestie dat in dat geval de spektra alleen een functie zijn van de dissipatie  $\epsilon$  en de kinematische viscositeit  $\nu$ . Met  $\epsilon$  en  $\nu$  kunnen we een lengte en een snelheidsschaal samenstellen:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}}, \quad \nu = (\nu\epsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (2.54)$$

De lengteschaal  $\eta$  wordt de Kolmogorov mikroschaal genoemd. Metingen tussen 1 en 100 m tonen aan dat  $\eta \sim 1$  mm.

Het Reynoldsgetal is gedefinieerd als  $Re = V \cdot \frac{\ell}{\nu}$ . Hierin is  $V$  de snelheid en  $\ell$  de karakteristieke lengteschaal van de wervels. Het golfgetal waarboven de viscositeit een dominante rol gaat spelen ( $Re < 1$ ) is daarom  $\eta^{-1}$  en we verwachten dat voor grotere  $K_1$  het spektrum snel afneemt omdat de viscositeit kleine wervels vernietigt. Dit gebied wordt de "viscous subrange" genoemd.

Als het Reynoldsgetal voldoende groot is, zodat er een gebied bestaat waarin geen produktie of dissipatie plaatsvindt, maar alleen energietransport van lage naar hoge frequenties, geeft Kolmogorov de suggestie dat het spektrum ook onafhankelijk van  $\nu$  is. Dit gebied wordt de "inertial subrange" genoemd. Uit dimensie-analyse blijkt dat het spektrum, van bijvoorbeeld de longitudinale snelheidskomponent, dan de volgende vorm moet hebben:

$$F_U(K_1) = \alpha \cdot \epsilon^{2/3} \cdot K_1^{-5/3} \quad (2.55)$$

Uit diverse metingen blijkt dat de universele konstante  $\alpha$  ongeveer 0.5 is. Voor de  $V$  en  $W$  komponent geldt (Kaimal e.a., 1972):

$$F_{VW}(K_1) = \frac{4}{3} \alpha \epsilon^{2/3} K_1^{-5/3} \quad (2.56)$$

We zien dus dat in de inertial subrange alle snelheidsspektra dezelfde helling hebben.

Voor temperatuurspektra stelt Corrsin (1951) de volgende inertial

subrange vorm voor:

$$F_{\theta}(K_1) = \beta_1 \epsilon^{-1/3} \cdot N \cdot K_1^{-5/3} \quad (2.57)$$

$\beta$  is een konstante analoog aan  $\alpha$  en  $N$  is de dissipatiesnelheid van  $\theta'^2/2$ .

In de praktijk wordt vaak  $n \cdot S(n)$  als functie van  $f$  logaritmisch uitgezet. Kaimal (1972) laat, door een stabiliteitsfunctie in te voeren, de spektra samenvallen in de inertial subrange. Voorbeelden hiervan zijn gegeven in de figuren 2.9 t/m 2.11.

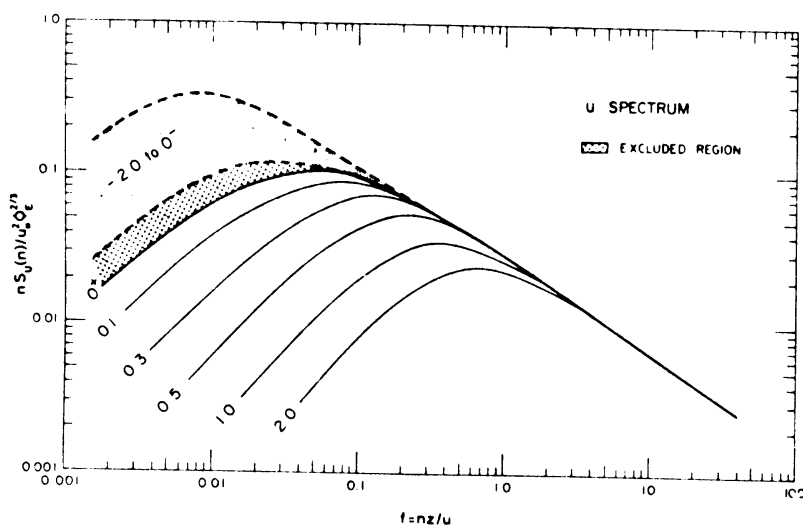


Fig. 2.9. Longitudinale snelheidsspektra (Kaimal e.a., 1972). De getallen in de figuur zijn waarden voor  $z/L$ .

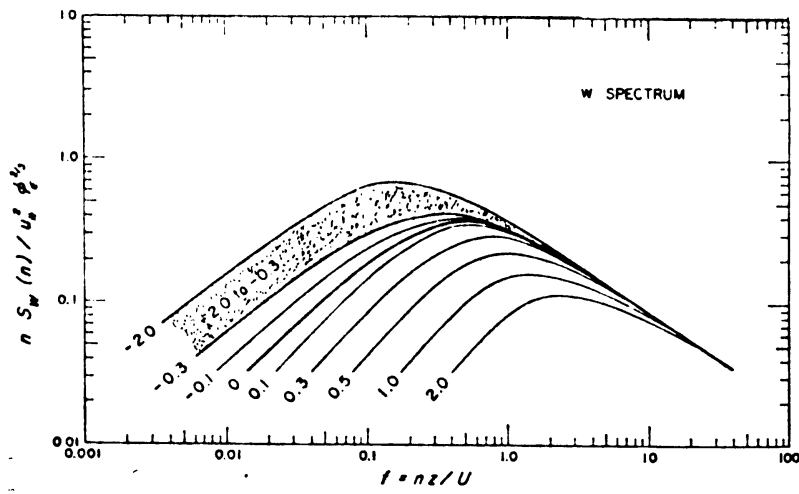


Fig. 2.10. Vertikale snelheidsspektra voor  $z/L$  variërend van  $-2.0$  tot  $+2.0$  (Kaimal e.a.).

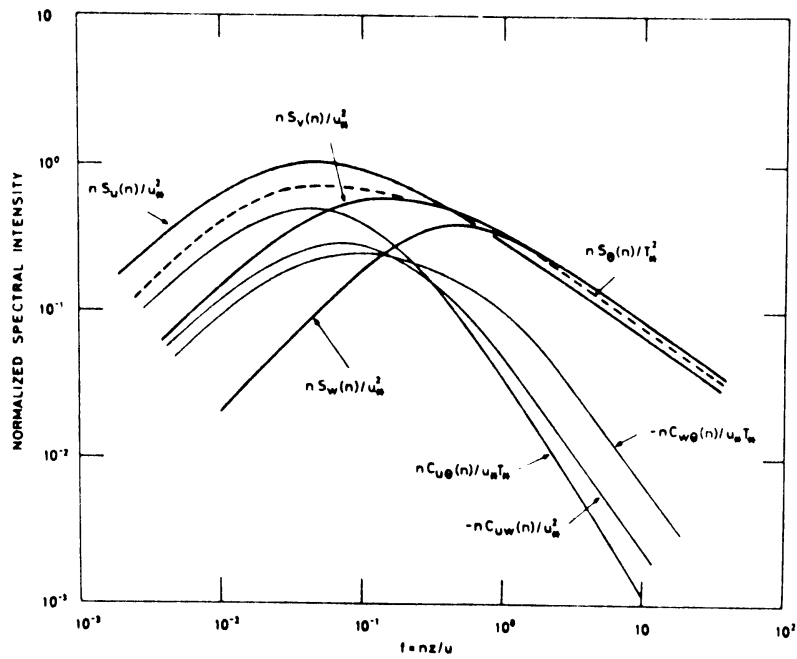


Fig. 2.11. Spektra in bijna neutrale omstandigheden. De functies  $C_{ab}$  zijn de kospektra van de grootheden  $a$  en  $b$  (Kaimal e.a.).

### 3. Meting van Profielen en fluxen in de atmosferische grenslaag.

De eerste 30 tot 50 meter van de planetaire grenslaag, de oppervlaktelaag, is de laatste tientallen jaren onderwerp geweest van intensieve studie. De redenen hiervoor werden al in de inleiding genoemd. We merken nog op dat andere redenen voor veel studie van de oppervlaktelaag zijn dat deze gemakkelijk bereikbaar is en theoretisch redelijk te beschrijven omdat de oppervlaktelaag bij goede benadering homogeen en stationair is.

In dit hoofdstuk worden methoden voor profiel- en fluxmeting besproken. Daarnaast wordt een overzicht gegeven van de in deze studie gebruikte sensoren, hun specifieke eigenschappen en fouten. De nadruk ligt hierbij op de sonische anemometer en de Lyman-alfa vochtfluctuatietimeter. Ook de ijking van deze instrumenten komt aan de orde.

#### 3.1. Meetmethoden

Voor de analyse van turbulentie in de oppervlaktelaag is de volgende informatie essentieel:

- Profielen van de gemiddelde snelheidscomponent  $\bar{U}$ ; de gemiddelde temperatuur en specifieke vochtigheid  $\bar{T}$  en  $\bar{q}$ .
- De fluktuerende windsnelheidscomponenten  $U'$ ,  $V'$  en  $W'$ , respectievelijk longitudinaal, lateraal en vertikaal, evenals de fluktuerende temperatuur en vochtigheid  $T'$  en  $q'$ .

##### 3.1.1. Gemiddelde profielen

De gemiddelde profielen van wind, temperatuur en vocht geven basis informatie over de structuur en stratifikatie van de oppervlaktelaag. Gradiënten van bovengenoemde grootheden worden samen met de Reynoldsfluxen gebruikt om de diverse termen in het variantie- en flux budget te berekenen, zoals besproken in sectie 2.3 en 2.4. Tabel 3.1. geeft een overzicht van enige veel gebruikte instrumenten voor profielmeting met hun nauwkeurigheid. We merken op dat de middellingstijd een orde groter moet zijn dan de responstijd van de instrumenten.

parameter	instrument	nauwkeurigheid
$\bar{U}$	propeller anemometer met vaan	~2%, tijdkonstante tussen $\bar{U}$ en 2.5 $\bar{U}$ seconden.
$\bar{T}$	thermokoppels	meten temperatuurverschillen met nauwkeurigheid van $\sim 0.02^{\circ}\text{C}$ , de responstijd is afhankelijk van de afmeting en de windsnelheid
$\bar{q}$	natte- en droge bol psychrometer	Maximaal 2% nauwkeurigheid, tijd- konstante afhankelijk van het ge- gebruikte type temperatuursensor

Tabel 3.1. Enige veelgebruikte instrumenten voor profielmeting  
(Kaimal, 1975)

### 3.1.2. Turbulente fluxen

Om de Reynolds fluxen te bepalen moeten de fluktuerende componenten van wind, temperatuur en specifieke vochtigheid nauwkeurig gemeten worden. De voornaamste fluxen zijn de impuls flux  $\tau$ , de warmteflux  $H$  en de vertikale vochtflux  $E$ , die als volgt gedefinieerd zijn:

$$\tau = -\rho \overline{U'W'}$$

$$H = C_p \rho \overline{W'T'} \quad (3.1)$$

$$E = \rho \overline{q'W'}$$

Meting van de turbulente fluxen stelt ons voor meer problemen dan meting van de gemiddelde profielen. De sensoren moeten in staat zijn snelle fluktuaties te registreren, dit betekent dat de responstijd van de instrumenten voldoende klein moet zijn. Omdat de afmeting van de wervels evenredig is met de hoogte boven het oppervlak (hoofdstuk 2), moeten,

bij meting van de fluxen in de eerste paar meter van de oppervlaktelaag, aan de sensoren de hoogste eisen betreffende de frequentierespons gesteld worden. Als een sensor niet in staat is om alle fluktuaties te volgen, leidt dit tot zogenaamde "spektrale verliezen". De verticale flux van een bepaalde grootte is gelijk aan de integraal van het kospektrum  $S_{wx}$  (x kan zijn U, T of q) over alle frequenties:

$$\overline{w'x'} = \int_0^{\infty} S_{wx}(f)df \quad (3.2)$$

De gemeten flux wordt echter bepaald door de respons- of filter-functie van het instrument,  $F(f)$ . We meten dus:

$$\overline{(w'x')}_m = \int_0^{\infty} F(f) S_{wx}(f)df \quad (3.3)$$

In praktijk heeft  $F(f)$  meestal de vorm van een laagdoorlaat-filter. Voor de varianties geldt een vergelijking analoog aan (3.3):

$$\overline{x'^2} = \int_0^{\infty} S_x(f)df \quad (3.4)$$

Met behulp van gelijkvormigheidsrelaties kunnen spektra en kospektra in universele vorm geschreven worden (zie hoofdstuk 2.8). Door de gemeten spektra en kospektra te vergelijken met de theoretische, kan de responsfunctie van een bepaalde sensor bepaald worden. Het is dan mogelijk de gemeten fluxen en varianties te corrigeren voor spektrale verliezen.

In figuur 3.1 zijn de logaritmische kospektra van respectievelijk de impuls- en de warmteflux te zien. Op de horizontale as is de dimensieloze frequentie  $f = nz/U$  uitgezet. Het gebied rechts van het maximum met konstante helling is de inertial subrange (zie 2.8). Als een bepaalde sensor turbulente fluktuaties meet tot een frequentie  $f_1$ , zijn de gemeten fluxen en varianties kleiner dan de werkelijke. Aan de hand van de door Kaimal e.a. (1972) gevonden vorm van de spektra en kospektra in de inertial subrange, worden in appendix A bovengenoemde fouten berekend. Bij de berekeningen wordt aangenomen dat de responsfunctie  $F$  een laagdoorlaatfilter is met een scherpe afsnijding bij frequentie  $f_1$ . Uit de vergelijkingen in appendix A volgt dat voor een 2% nauwkeurigheid in de stress-meting, de dimensieloze afsnijdfrequentie  $f_1$  groter moet



zijn dan 1,5. Voor eenzelfde nauwkeurigheid in de warmte en vochtflux vinden we  $f_1 > 3$ . Dit alles in onstabiele omstandigheden.

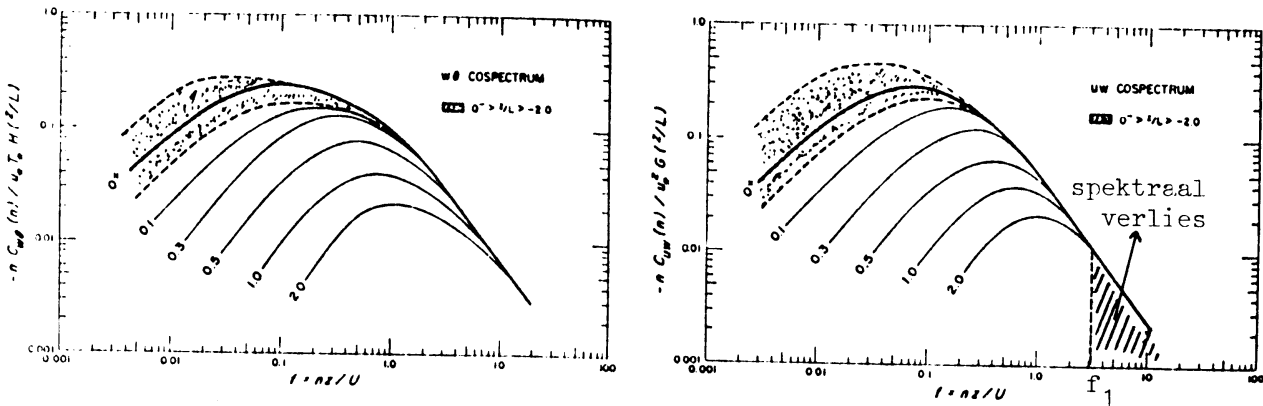


fig. 3.1. kospektra van WT en UW voor  $z/L$  waarden van  $-2,0$  tot  $+2,0$  (Kaimal e.a., 1972).

Als we eisen dat de fout in de fluxmetingen niet groter mag zijn dan 2% vinden we dus  $f_1 > 3$ . Met Taylor's hypothese  $\lambda = n U$  (hfdst. 2.7) en  $f = nz/U$  leidt dit tot:

$$\lambda_{\min} = z/3 \tag{3.5}$$

Spektrale verliezen bij een sensor ontstaan door lijn- en ruimtemid- deling of door een eindige responstijd. Als we  $d$  definiëren als het ruimtelijk oplossend vermogen van het instrument, wordt de filterfunctie  $F$  in de meeste gevallen goed beschreven door (Kaimal, 1968):

$$F(d, \lambda) = \frac{\sin^2(\pi d/\lambda)}{(\pi d/\lambda)^2} \tag{3.6}$$

In figuur 3.2 is  $F(d, \lambda)$  als functie van  $d/\lambda$  uitgezet. We zien hieruit dat de spektrale verzwakking significant wordt voor  $2\pi d/\lambda > 1$  ofwel  $\lambda < 2\pi d$ . In onstabiele omstandigheden is derhalve de minimale meet- hoogte  $z_{\min}$  van de instrumenten:

$$(z)_{\min} = 3 \lambda_{\min} = 6\pi d \tag{3.6a}$$

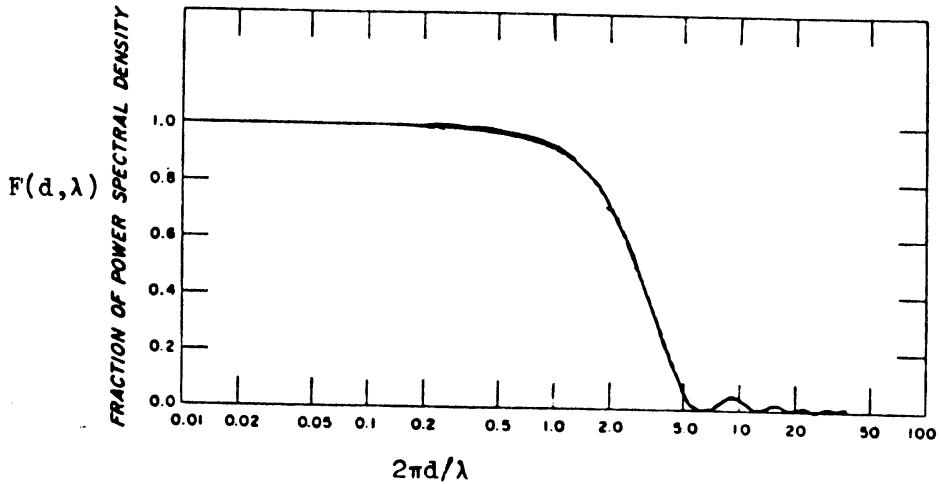


Fig. 3.2. De funktie  $\sin^2(\pi d/\lambda)/(\pi d/\lambda)^2$ .

In stabiele omstandigheden is het spektrum sterk afhankelijk van  $z/L$  (fig. 3.1). Met behulp van de vergelijkingen in appendix A kunnen de fouten, die ontstaan door spektrale verzwakking, berekend worden.

### 3.1.3. Sample frequentie

Bij een experiment met digitale data-verzameling moeten we een frequentie kiezen waarmee de gegevens gemeten worden en een tijd waarover gemiddeld moet worden. De middelingstijd moet voldoende groot zijn zodat de tijdgemiddelden tot werkelijke ensemble gemiddelden naderen (zie hfdst. 2.2). Voor profielmetingen is een middelingstijd van 15 minuten voldoende; uit de Kansas experimenten blijkt dat, voor fluxmetingen tussen 5 en 20 meter, een middelingstijd van 1 uur optimaal is, maar deze kan verkort worden tot zo'n 20 minuten of minder (Kaimal, 1975).

De frequentie waarmee we een (turbulent) signaal meten wordt de "sample frequentie" genoemd. Het niet continu meten van een fluktuierend signaal heeft invloed op de gemeten spektra. Als we het signaal met een tijdsinterval  $\Delta t$  meten is het niet mogelijk frequenties te meten groter dan  $f_N = 1/(2\Delta t)$ . Frequenties  $f > f_N$  vinden we niet in het spektrum terug maar leveren een bijdrage aan de spektrale dichtheid voor  $f < f_N$ .

Dit wordt het "aliasing effect" genoemd; dit wordt geïllustreerd in figuur 3.3.

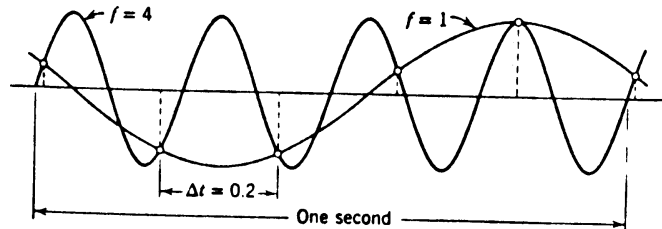


Fig. 3.3. De bron van aliasing: het samplen van een sinusgolf met een frequentie kleiner dan de golffrequentie.

Als het fluktuierende signaal geen frequentie bevat groter dan  $f_N$  wordt het spectrum geheel onvervormd weergegeven. Als dit niet het geval is, wordt het spectrum vervormd. We kunnen afleiden (Blackman en Tukey, 1958), dat het vervormde spectrum gegeven wordt door:

$$S_A(f, \Delta t) = \sum_{n=0}^{\infty} S(f - \frac{n}{\Delta t}). \quad (3.7)$$

Het spectrum wordt dus, als het ware, gevouwen om de frequentie  $f_N$ .  $f_N$  wordt daarom de omvouw of Nyquist frequentie genoemd. Het oppervlak onder het vervormde spectrum is gelijk aan het oppervlak onder het echte spectrum waardoor de gemeten korrelaties en autokorrelaties niet verschillen van de reële. Dit omvouw-effect is geïllustreerd in figuur 3.4.

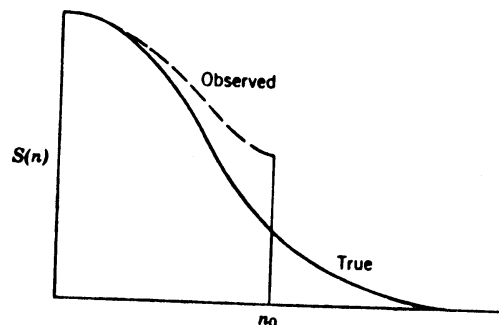


fig. 3.4. Een door aliasing vervormd spectrum,  $n_0$  is de Nyquist frequentie.

Om vervorming van het spektrum te vermijden kunnen we het turbulente signaal door een filter sturen dat alle frequenties boven de Nyquist frequentie verwijdert. Omdat de frequentie van de turbulente fluktuaties afneemt met de hoogte boven het oppervlak (zie fig. 2.3), geeft het aliasing effect de grootste fouten in de gemeten spektra in de eerste paar meter van de oppervlaktelaag.

In ons experiment werd een sample frequentie van 10 Hz gebruikt, zodat we het spektrum meten tot een frequentie van 5 Hz.

### 3.2. De instrumenten voor profielmeting

#### Propeller anemometer

Dit soort anemometer bestaat uit een propeller die met een vaan in de wind wordt gericht (fig. 3.5). Per omwenteling wordt een aantal pulsen gegenereerd zodat het aantal pulsen per tijdseenheid evenredig is met de omwentelingssnelheid. Deze laatste is lineair evenredig met de snelheidskomponent loodrecht op het propellerblad. De propeller anemometer is bij benadering een instrument dat reageert met  $U \cos \theta$ , waarbij  $U$  de windsnelheid is en  $\theta$  de hoek tussen windrichting en propeller as. Het blijkt echter dat behoorlijke afwijkingen van deze zogenaamde cosinus wet optreden als  $\theta$  groter is dan zo'n  $20^\circ$  (Horst, 1973). Dit maakt deze anemometer ongeschikt voor situaties waarin de windrichting snel over grote hoeken varieert.

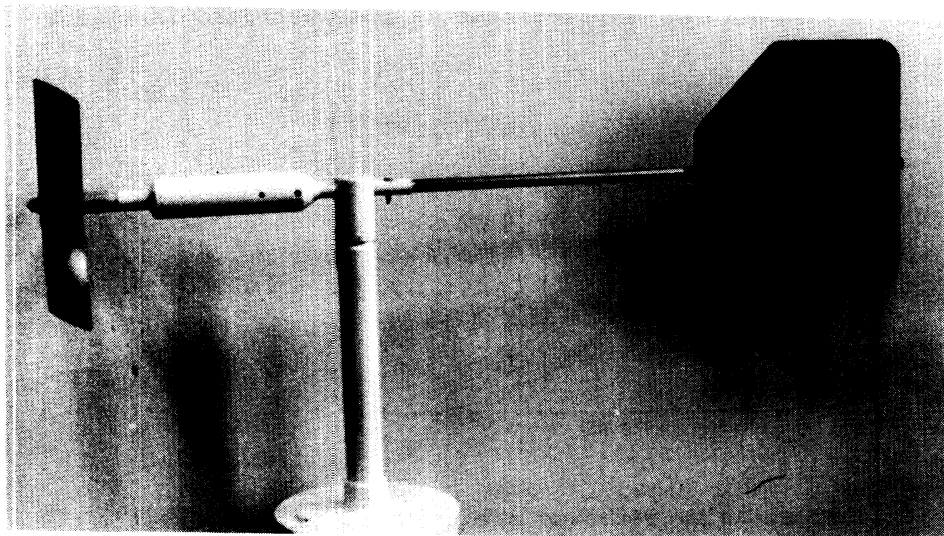


Fig. 3.5. Gill propeller anemometer

De propeller van een anemometer in een axiale wind wordt meestal behandeld als een eerste orde lineair systeem. De differentiaal vergelijking hiervoor is (Monna en Driedonks, 1979):

$$\frac{dn}{dt} = \frac{U}{d} (\gamma U - n) \quad (3.8)$$

Hierin is  $n$  het aantal omwentelingen per seconde,  $t$  de tijd,  $d$  de aanspreeklenge van het instrument en  $\gamma$  een ijkfactor ( $n = \gamma U$  in evenwicht). Voor een stapverandering in windsnelheid van 0 tot  $U$  op  $t = 0$  is de oplossing van (3.8) voor  $t > 0$  :

$$n = \gamma U (1 - e^{-ut/d}) \quad (3.9)$$

De grootte  $d$  kan uit windtunnelexperimenten bepaald worden.

Een vaan gedraagt zich, in een fluktuerende wind, als een gedwongen, gedempte, harmonische oscillator. Het dynamische gedrag van een vaan wordt daarom gekarakteriseerd door twee konstanten: de dempingsverhouding en de gedempte golflengte. De dempingsverhouding is een functie van het quotiënt van de amplitudes van twee opeenvolgende oscillaties.

In dit experiment werd een vierbladige Gill propeller anemometer gebruikt, type 8002D, gefabriceerd door de R.M. Young Co., Traverse City, Michigan, U.S.A. De dynamische eigenschappen van het instrument zijn onderzocht door Monna en Driedonks (1979). Deze vinden voor de aanspreeklenge van de propeller 2,2 m, voor de gedempte golflengte van de vaan 3.8 m en voor de dempingsverhouding 0,40 .

#### Langzame respons thermokoppels

Gemiddelde temperatuur wordt gemeten met geventileerde, afgeschermdede thermokoppels (fig. 3.6). Om de cirkulatie binnen de afscherming onafhankelijk van de windsnelheid in de lucht te houden, wordt een tamelijk hoge ventilatiesnelheid gebruikt (9 m/s). De gemiddelde nauwkeurigheid van de gemeten temperatuurverschillen bedraagt  $0.03^{\circ}\text{C}$ . De responstijd is in de orde van enige seconden.

Bij profielmetingen worden twee identieke thermokoppels naast elkaar gemonteerd. Met behulp van een vochtig stukje katoen wordt één thermokoppel continu nat gehouden. De responstijd van het natte thermo-

koppel is in de orde van één minuut. Op deze manier meten we naast elkaar de natte- en droge(bol) temperatuur, waaruit de gemiddelde vochtigheid  $\bar{q}$  berekend kan worden.

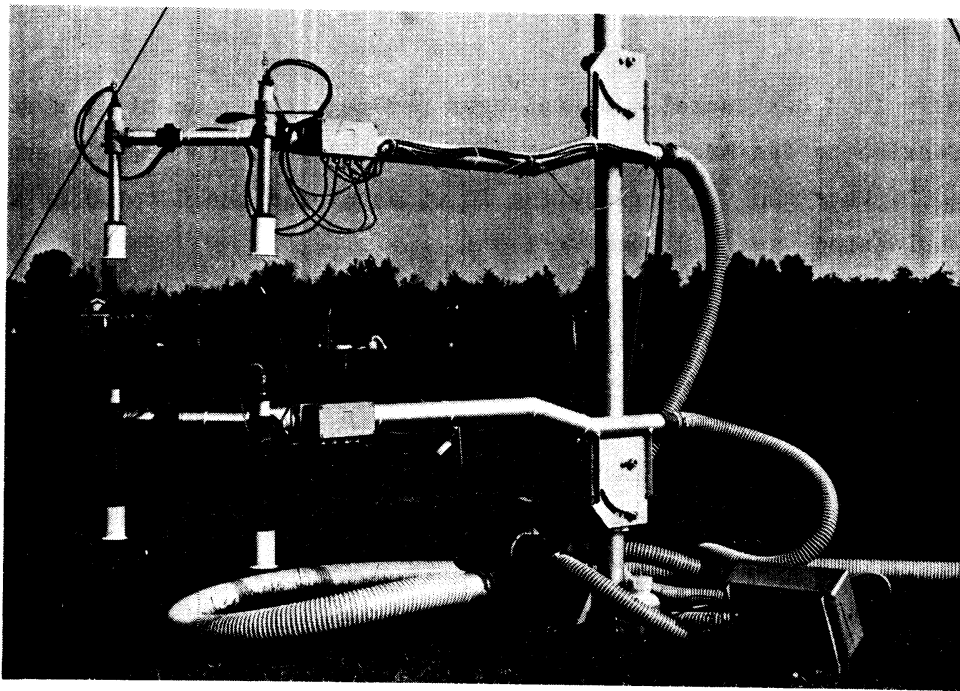


Fig. 3.6. Langzame respons thermokoppels.

### 3.3. De instrumenten voor turbulentiemeting

Turbulente windsnelheidscomponenten worden gemeten met een trivaan (fig. 3.7). Deze sensor is ontwikkeld op het KNMI (Wieringa, 1967); een propeller aan het eind van een vrij ronddraaiende staaf wordt door een ringvormige vin aan het andere einde in de wind gericht. Bij rotatie van de propeller wordt een constant aantal pulsen per omwenteling afgegeven. De azimuth en elevatiehoek van de propellerstaaf wordt bepaald met twee potentiometers. De positie van de verticale as van het instrument ten opzichte van de werkelijke vertikaal wordt gemeten met twee elektrolytische waterpassen met een nauwkeurigheid van  $0.2^\circ$ . De gemeten elevatiehoeken worden voor eventuele afwijkingen achteraf met een coördinaten transformatie gecorrigeerd. Uit windtunnelexperimenten werden de dynamische eigenschappen van het instrument bepaald (Monna en Driedonks, 1979). De propeller heeft een eerste orde responslengte van 0.5 m en de

vaan heeft een responslengte te vergelijken met die van een eerste orde sensor van 0.9 m.

Temperatuurfluctuaties worden gemeten met een paar ongeventileerde, koper-konstantaan thermokoppels. De diameter van de koppels bedraagt 100  $\mu$ , en de responstijd is in de orde van 0.2 sekonden. Om vochtfluctuaties te kunnen meten wordt zowel de droge als de natte temperatuur gemeten. Het thermokoppelframe is afgebeeld in figuur 3.8. Aan weerszijden van de trivaan worden de koppels gemonteerd, ongeveer 1 m uit elkaar. De responsie van een dergelijke opstelling wordt voornamelijk bepaald door de afstand tussen de sensoren, en kan beschouwd worden als

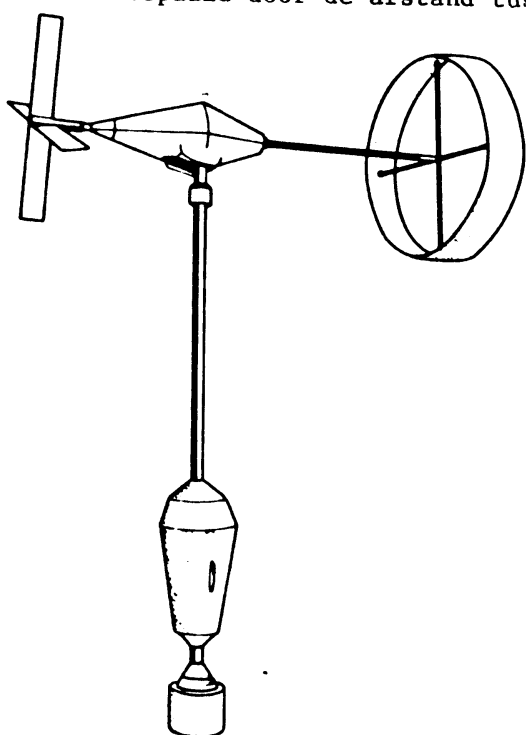


fig. 3.7. trivaan

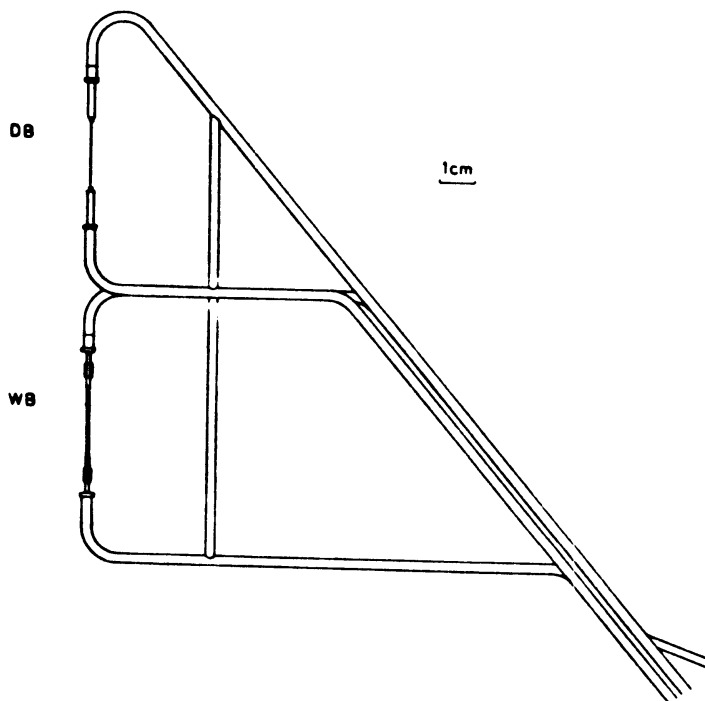


fig. 3.8 temperatuursensor voor fluctuaties in droge-(DB) en natte-bol (WB) temperatuur.

een eerste orde sensor met een responslengte van  $\sim 0,5$  m (Wieringa en Van Lindert, 1971). Op deze manier vormen trivaan en thermokoppels een op elkaar afgestemde opstelling waarmee turbulente fluctuaties met een golflengte van  $\sim 5$  m betrouwbaar gemeten kunnen worden (minder dan 15% verzwakking, Driedonks, 1981, p. 167-169).

In 3.1.2. is afgeleid dat voor een 2% nauwkeurigheid in de fluxen,

we de instrumenten op een minimale hoogte van  $z = 3\lambda_{\min}$  moeten opstellen (in onstabiele omstandigheden). De trivaan met de thermokoppels moeten we daarom op een minimale hoogte van 15 m plaatsen.

Turbulente temperatuurfluctuaties worden ook gemeten met een snelrespons thermokoppel, gemonteerd aan het uiteinde van een 25 cm lange draad. Het thermokoppel heeft een diameter van ongeveer  $100 \mu$  en een tijdconstante van  $\sim 0,2$  seconde (niet geventileerd). Het voordeel van deze montage is dat we hiermee temperatuurfluctuaties vlak bij een andere sensor kunnen meten, zonder het stromingsveld aanzienlijk te verstoren. Het snelrespons thermokoppel is afgebeeld in figuur 3.9.

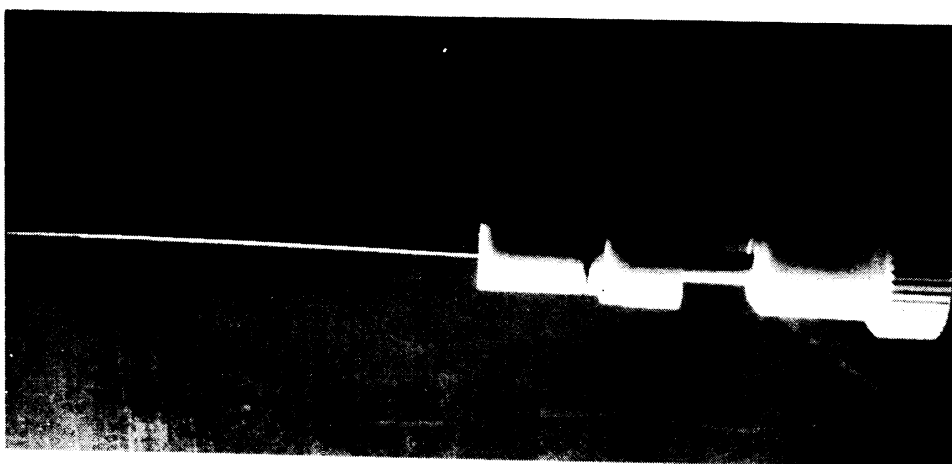


Fig. 3.9. Temperatuurfluctuatiemeter.

#### 3.4. Sonische anemometer

De sonische anemometer meet windsnelheidscomponenten uit aankomsttijden (of fasen) van akoestische signalen.

Omdat er geen bewegende delen zijn die in dynamisch evenwicht met de stroming moeten komen, reageert deze windsensor snel op windsnelheidsfluctuaties. De frequentierespons wordt alleen beperkt door spektrale filtering, die door lijnmiddeling ontstaat. De sonische anemometer reageert lineair met de windsnelheid (zie volgende sectie) en de ijking wordt in principe geheel bepaald door het ontwerp omdat het een absoluut instrument is.

Er bestaan twee typen: bij het eerste type worden faseverschillen van elkaar tegemoetrijzende golven gemeten. Dit type wordt het continue golftype genoemd; het wordt niet veel meer gebruikt. Het tweede type



maakt gebruik van de reistijd van geluidspulsen met een frequentie van  $\sim 100$  KHz. Dit laatste type wordt tegenwoordig veel toegepast; bij het allernieuwste soort worden de elkaar tegemoet reizende geluidspulsen uitgezonden en ontvangen met behulp van slechts twee overbrengeslementen of transducers. Deze transducers fungeren afwisselend als zender en ontvanger. Een voordeel hiervan is onder andere minder verstoring van het stromingsveld; het nadeel is de kleinere puls-frequentie omdat de transducers tijd nodig hebben om van zenden op ontvangen en omgekeerd over te schakelen.

### 3.4.1. Theorie van de sonische anemometer

Een schematische tekening van een eenvoudige sonische anemometer is te zien in figuur 3.8. Deze meet één enkele component van de windsnelheid, bijvoorbeeld de verticale.  $T_1$  en  $T_2$  zenden pulsen uit die door  $R_1$  en  $R_2$  ontvangen worden. De afstand tussen zender en ontvanger is de weglengte  $l$ . De wind heeft een component  $V_L$  evenwijdig aan de lijn tussen ontvanger en zender en een component  $V_N$  loodrecht daarop. We nemen aan dat de windsnelheid, de temperatuur en de vochtigheid konstant zijn over het meetpad. De afwijking van het pad door de normaalkomponent van de wind wordt gekarakteriseerd door de hoek  $\beta$ .

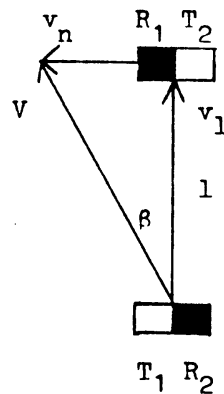


fig. 3.10. Schematische tekening van de sonische anemometer

De reistijd voor een golf front van  $T_1$  naar  $R_1$  noemen we  $t_1$

$$t_1 = \frac{l}{C \cos \beta + V_L} \quad (3.10)$$

De geluidssnelheid is  $C$ . Analoog geldt voor de reistijd van  $T_2$  naar  $R_2$ :

$$t_2 = \frac{l}{C \cos \beta - V_L} \quad (3.11)$$

Er geldt bovendien:  $v^2 = v_L^2 + v_N^2$  en  $\sin \beta = v_N/c$

De voortplantingssnelheid van geluidsgolven in lucht is een functie van de temperatuur en van het waterdampgehalte. Er geldt algemeen:

$$c^2 = \gamma RT \quad (3.12)$$

met  $\gamma = C_p/C_v$ ;  $C_p$  en  $C_v$  zijn de soortelijke warmte van vochtige lucht bij respectievelijk konstante druk en konstant volume.  $T$  is de absolute temperatuur. Bovendien geldt er:

$$C_p = \frac{m_d}{m_t} C_{pd} + \frac{m_v}{m_t} C_{pv}; \quad \begin{aligned} m_v &= \text{massa waterdamp} \\ m_d &= \text{massa droge lucht} \\ m_t &= m_d + m_v \end{aligned}$$

$C_{pv}$  en  $C_{pd}$  zijn de soortelijke warmten van waterdamp en droge lucht (vapour/dry).

Per definitie is de specifieke vochtigheid  $q$ :

$$q \equiv \frac{m_v}{m_t}; \quad 1 - q = \frac{m_d}{m_t} \quad (3.12a)$$

$$C_p = (1-q)C_{pd} + q C_{pv}$$

$$= C_{pd} \left\{ 1 - q + q \frac{C_{pv}}{C_{pd}} \right\} = C_{pd} \left\{ 1 + \left[ \frac{C_{pv}}{C_{pd}} - 1 \right] q \right\}$$

met  $C_{pv} = 1870 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  en  $C_{pd} = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  geeft dit:

$$C_p = C_{pd} \{ 1 + 0.86q \}$$

Voor de soortelijke warmte bij konstant volume geldt:

$$C_v = (1-q)C_{vd} + q C_{vv} = C_{vd} \left\{ 1 + \left[ \frac{C_{vv}}{C_{vd}} - 1 \right] q \right\}$$

met  $C_{vv} = 1410 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  en  $C_{vd} = 718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  geeft dit:

$$C_v = C_{vd} \{ 1 + 0.96q \}$$

Nu berekenen we  $\gamma$  voor vochtige lucht:

$$\gamma = C_p/C_v = \gamma_d \left\{ \frac{1+0.86q}{1+0.96q} \right\} \approx \gamma_d (1+0.86q)(1-0.96q)$$

$$q \ll 1 \tag{3.13}$$

$$\gamma = \gamma_d (1-0.1q)$$

Verder geldt:  $R = (1 - q)R_d + qR_v = R_d \left\{ 1 + \left[ \frac{R_v}{R_d} - 1 \right] q \right\}$   
 Met gegeven  $R_v = 461.52 \text{ J K}^{-1}$  en  $R_d = 287.05 \text{ J K}^{-1}$  levert dit:

$$R = R_d \{ 1 + 0.61q \} \tag{3.14}$$

Substitutie van (3.13) en (3.14) in (3.12) levert:

$$C^2 = \gamma_d R_d (1-0.1q)(1+0.61q)T$$

$$\approx \gamma_d R_d (1+0.51 q)T$$

$$q \ll 1$$

Substitutie van  $\gamma_d = C_{pd}/C_{vd}$  en  $R_d$  geeft:

$$C^2 = 403 (1+0.51q)T \tag{3.15}$$

Splitzen we  $T$  en  $q$  op in een gemiddeld en een fluktuuerend deel:  
 $T = \bar{T} + T'$   $q = \bar{q} + q'$ , dan levert dit:

$$C = \bar{C} + C' = 20.067(\bar{T}+T')^{\frac{1}{2}} (1+0.51 [\bar{q}+q'])^{\frac{1}{2}}$$

Een eerste orde benadering levert:

$$C = \bar{C} + C' = 20.067 (\bar{T})^{\frac{1}{2}} \left( 1 + \frac{0.51}{2} \bar{q} \right) \left( 1 + \frac{T'}{2\bar{T}} + \frac{0.51/2 \cdot q'}{1+(0.51/2)q'} \right)$$

Voor het fluktuuerende deel  $C'$  vinden we dus:

$$C' \approx \bar{C} \left[ \frac{T'}{2\bar{T}} + \frac{0.51}{2} q' \right] \tag{3.16}$$

Uit vergelijking (3.10) en (3.11) blijkt dat uit meting van  $t_1$  en  $t_2$

direkt de windsnelheid  $V_L$  af te leiden is. Er geldt namelijk:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2 V_L \ell}{C^2 - V^2} \approx \frac{2\ell}{C^2} V_L \quad \text{met } V \ll C \quad (3.17)$$

Omdat deze vergelijking de geluidssnelheid  $C$  bevat is  $\Delta t$  ook afhankelijk van de vochtigheid  $q$  en de temperatuur  $T$ . In nieuwe sonische anemometers wordt daarom het verschil  $1/t_1 - 1/t_2$  gemeten. Hiervoor geldt namelijk:

$$V_L = \frac{\ell}{2} \left( \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right) \quad (3.17)$$

Het nauwkeurig meten van de reciproke reistijden is elektronisch moeilijk te bereiken; deze methode wordt nog niet zo lang toegepast.

Verandering van weglengte heeft invloed op de snelheids gevoeligheid. Thermische uitzetting van het frame heeft een verwaarloosbare invloed op de nauwkeurigheid; de thermische uitzettingscoëfficiënt is ongeveer 20 ppm  $K^{-1}$  voor aluminium en zelfs vijf maal kleiner voor staal, wat meestal voor sonische anemometer frames gebruikt wordt. Verforming van het frame echter kan resulteren in een verschuiving van het nulpunt.

Naast windmeting geven sommige sonische anemometers ook de temperatuur door de som van de reistijden te berekenen. Deze temperatuur, de sonische temperatuur, is een benadering van de echte temperatuur. Uit (3.10) en (3.11) volgt namelijk:

$$\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} = \frac{2 C \cos \beta}{\ell} \equiv \bar{t} + t'$$

scheiden we gemiddeld en fluktuierend deel dan krijgen we:

$$\begin{aligned} \bar{t} + t' &= \frac{2}{\ell} (\bar{C} + C') \overline{\cos \beta} + (\cos \beta)' \\ &\approx \frac{2}{\ell} [\bar{C} \overline{\cos \beta} + \bar{C}(\cos \beta)' + C' \overline{\cos \beta}] \end{aligned} \quad (3.18)$$

Er geldt:  $\cos \beta = (1 - \sin^2 \beta)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{V_N^2}{C^2}\right)^{\frac{1}{2}}$

Stel nu  $V_N = \bar{V}_N + V_N'$

$$\overline{\cos \beta} = \overline{\cos \beta} + (\cos \beta)' = 1 - \frac{1}{2} \frac{\overline{V_N^2}}{C^2} - \frac{V_N' \overline{V_N}}{C^2}$$

Met  $\overline{\cos \beta} = 1 - \frac{1}{2} \frac{\overline{V_N^2}}{C^2} \approx 1$  omdat  $V_N \ll C$ .

Vergelijking (3.18) vereenvoudigd tot:

$$\bar{t} = 2 \bar{C}/\ell \quad \text{en} \quad t' = \frac{2}{\ell} [\bar{C}(\cos \beta)' + C']$$

Uit vergelijking (3.15) volgt:

$$C = 20.067 T_{SV}^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{met } T_{SV} = T(1 + 0.51 \bar{q}) \tag{3.19}$$

$T_{SV}$  wordt de sonische virtuele temperatuur genoemd.

Uit het bovenstaande leiden we af dat de gemiddelde sonische temperatuur gegeven wordt door:

$$\overline{T_{SV}} = \frac{\ell^2}{4 \cdot 403} \cdot \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right)^2 \tag{3.20}$$

$$\text{Bovendien geldt: } t' = \frac{2\bar{C}}{\ell} \left( \frac{C'}{C} - \frac{V_N' \overline{V_N}}{C^2} \right)$$

Kombinatie met (3.16) levert:

$$t' = \frac{2\bar{C}}{\ell} \left( \frac{T'}{2\bar{T}} + \frac{0.51}{2} q' - \frac{V_N' \overline{V_N}}{C^2} \right)$$

In de sonische anemometer worden de fluktuaties van  $V_N$  en van  $q$  verwaarloosd ten opzichte van die in  $T$ ; dit impliceert:

$$t' = \frac{2\bar{C}}{\ell} \left( \frac{T'_{SV}}{2\bar{T}} \right) \quad \text{ofwel} \quad T'_{SV} = \frac{\bar{T} \ell}{\bar{C}} \cdot t' ,$$

dit geeft:

$$T'_{SV} = T' + 0.51 q' \bar{T} - \frac{2\bar{T}}{C^2} V_N' \overline{V_N} \tag{3.21}$$

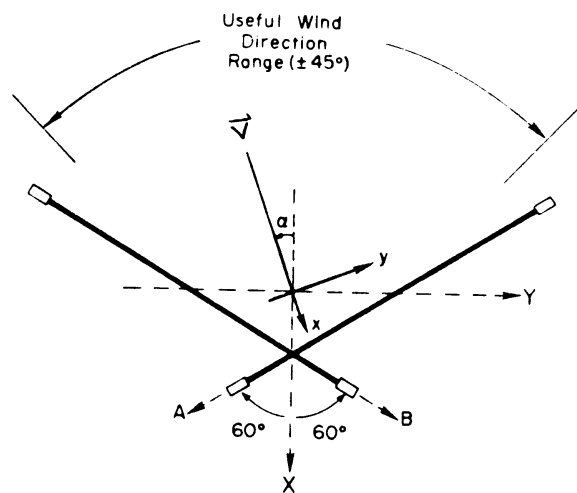
De sonische temperatuurfluctuaties zijn dus niet de werkelijke; de afwijking is groter als  $q'$  en  $V_N'$  relatief groot zijn t.o.v.  $T'$ . Bij de meeste sonische anemometers wordt de temperatuur langs de verticale as gemeten;  $V_N$  is de horizontale windsnelheid. Wat de invloed is van het verschil tussen  $T'_{SV}$  en  $T'$  op de varianties en warmtefluxen, gemeten met de sonische anemometer wordt besproken in hoofdstuk (3.4.5).

### 3.4.2. Meting van het driedimensionale windveld

De windsnelheidscomponenten langs de X, Y en Z as (zie fig. 3.11) worden respectievelijk U, V en W genoemd. Om het driedimensionale windveld te meten moeten we de windsnelheid langs drie verschillende assen meten. De beperkingen hierbij zijn dat de luchtstroming zo min mogelijk gehinderd mag worden en dat pulsen, door de zender van een bepaalde as uitgezonden, niet in de ontvanger van een andere as terecht mogen komen. Dit beperkt de mogelijkheden.

De niet orthogonale opstelling van figuur 3.11 voldoet aan bovengestelde eisen en wordt in oppervlaktelaagstudies veel gebruikt. Zonder storing van de transducers kan een groot gebied van windrichtingen gemeten worden.

Fig. 3.11. Relatie tussen de sonische anemometer assen en de koördinaat assen.



Eén van de drie assen is vertikaal en meet dus rechtstreeks de W component, de andere twee staan horizontaal en vormen een hoek van  $120^\circ$ . De componenten U en V moeten berekend worden uit de snelheden  $V_A$  en  $V_B$ , die langs de assen A en B (zie fig. 3.11) gemeten worden.  $\phi$  is gedefinieerd als de hoek tussen  $\vec{V}$  en de B-as ( $\phi = 60^\circ - \alpha$ ). Voor de totale horizontale windsnelheid  $\|\vec{V}\|$  geldt:  $\|\vec{V}\| = (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}}$ .

Voor  $V_A$  en  $V_B$  kunnen we de volgende vergelijkingen afleiden:

$$\begin{aligned} V_A &= \|\vec{V}\| \cos (120^\circ - \phi) = \|\vec{V}\| \sin (30^\circ - \alpha) \\ &= \|\vec{V}\| \left[ \frac{1}{2} \cos \alpha - \frac{1}{2} \sqrt{3} \sin \alpha \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{en } V_B &= \|\vec{V}\| \cos (60^\circ - \alpha) = \|\vec{V}\| \sin (30^\circ + \alpha) \\ &= \|\vec{V}\| \left[ \frac{1}{2} \cos \alpha + \frac{1}{2} \sqrt{3} \sin \alpha \right] \end{aligned}$$

$$\text{Dit geeft } V_A + V_B = \|\vec{V}\| \cos \alpha$$

$$V_A - V_B = -\sqrt{3} \|\vec{V}\| \sin \alpha$$

Dit geeft voor x-komponent U en de y-komponent V:

$$\begin{aligned} U &= \|\vec{V}\| \cos \alpha = V_A + V_B \\ V &= \|\vec{V}\| \sin \alpha = \frac{V_B - V_A}{\sqrt{3}} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Omdat de transducers het stromingsveld verstoren, wijken de gemeten componenten  $U_m$  en  $V_m$  af van de werkelijke waarden. Door de sonische anemometer in een windtunnel te ijken kan voor deze verstoring gecorrigeerd worden. Dit wordt besproken in hoofdstuk 3.4.4.

### 3.4.3. Technische beschrijving van de sonische anemometer

De in dit experiment gebruikte sonische anemometer, Kaijo-Denki model DAT 300, is afgebeeld in figuur 3.12. De windsensor, type TR61A, heeft twee horizontale geluidspaden A en B, die elkaar met  $120^\circ$  kruisen, en een vertikaal geluidspad W. Aan beide einden van elk pad bevinden zich de geluids<sup>o</sup>verbrengers of transducers, die afwisselend als zender en ontvanger functioneren.

Het zend- en ontvangedeelte is samen met de voorversterkers ingebouwd in een aansluit kast, de "junction box" die vlak bij de sensor moet worden opgesteld.

Een blokdiagram van de sonische anemometer is te zien in figuur 3.13. De controle eenheid bevat een kristaloscillator met een frequentie

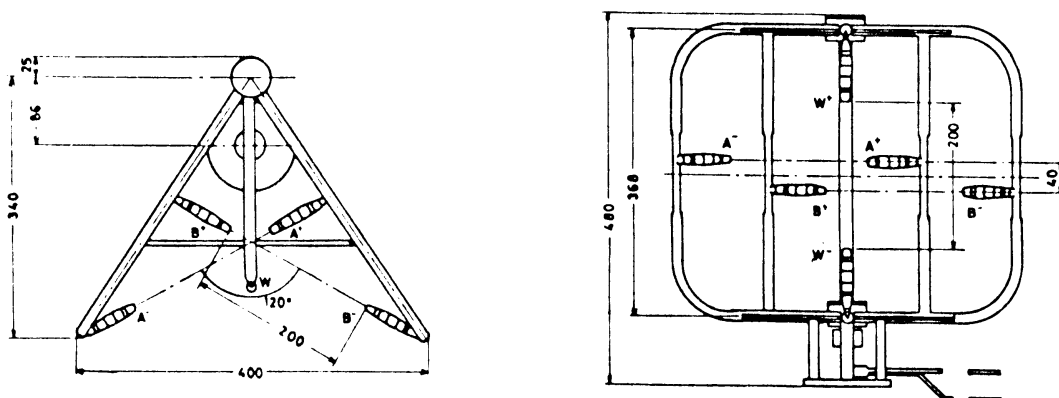
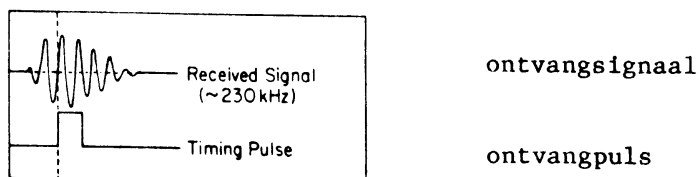


fig. 3.12. De sonische anemometer Kaijo-Denki model DAT300 met windsensor TR61A. De weglengte  $\ell$  is 20 cm en de afstand tussen de middens van de geluidspaden A en B,  $d$  is 12 cm.

van 5.5556 MHz. Deze frequentie wordt door de controle eenheid gebruikt voor omschakeling van de transducers, en voor het periodiek inschakelen van allerlei andere circuits zoals ruisfilters e.d. De loodzinkonaat-transducers worden om de beurt, op een klokpuls, in de volgorde  $A^+$ ,  $A^-$ ,  $B^+$ ,  $B^-$ ,  $W^+$ ,  $W^-$  getriggerd. De frequentie van een volledige waarnemingscyclus bedraagt 110 Hz. Als een transducer getriggerd wordt, zendt deze een geluidspuls uit met een frequentie van 100 KHz.

De ontvangen signalen worden versterkt en door ruisfilters gestuurd. Dan worden ze bijgevormd en er wordt een ontvangpuls gegenereerd op het moment van de derde nulpuntsdoorgang:



Uit het tijdsverschil tussen zend- en ontvangpuls wordt de inverse reistijd berekend. Een ander circuit produceert een puls met een breedte die hiermee evenredig is. Uit deze pulsbreedte berekent de windsnelheids-teller de korresponderende windsnelheidskomponent. Eén bit van deze teller korrespondeert met 0.005 m/s. Dit digitale signaal wordt vervolgens met een D to A converter in een analoge spanning omgezet.



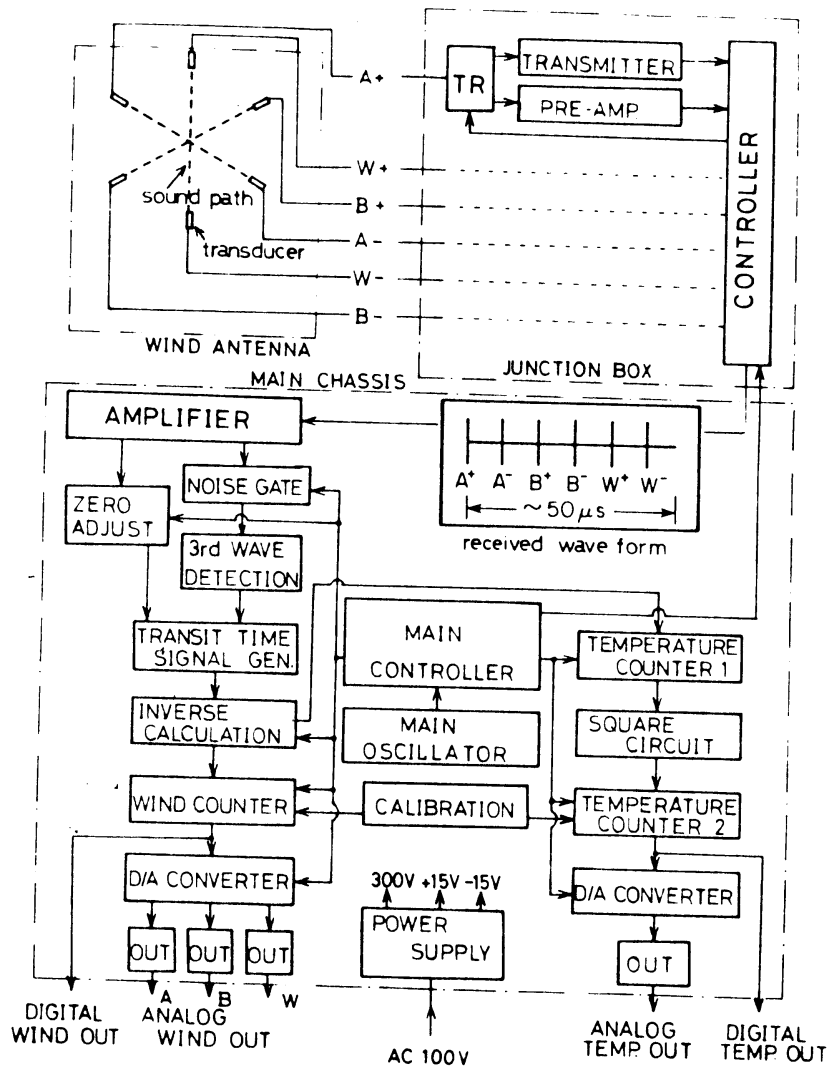


fig. 3.13. Blokdiagram van de sonische anemometer.

De eerste teller in het temperatuercircuit (fig. 3.13) produceert een analoge spanning evenredig met de som van de inverse reistijden van de W component. Dit signaal wordt gekwadeerd (3.20) en er wordt een temperatuurpuls gegenereerd, waarvan de breedte evenredig is met de sonische virtuele temperatuur. Met de tweede temperatuurteller wordt deze pulsbreedte omgezet in een digitaal signaal. Eén bit in het temperatuur signaal korrespondeert met  $0.025^{\circ}\text{C}$ . Met een D to A converter wordt dit digitale signaal in een analogoog signaal omgezet. Een overzicht van de specificaties van de sonische anemometer is gegeven in tabel 3.2.

	Anemometer	Thermometer
Measuring mode	Time-sharing multiplex transmission/reception switchover type ultrasonic pulse emission, ~ 20 Hz per channel.	
Measuring range	0 ~ +30 m/s	Central temperature: -10° ~ 40°C Temperature deviation: 0 ~ +5°C
Accuracy	1%	1%
Minimum resolution	0.5 cm/s	0.025°C ✓
Frequency resolution	10 Hz OUT 1: 0 to +1 V/10m/s 8 V max OUT 2: 0 to +1 V/full scale	10 Hz OUT 1: 0 to +1 V/+50°C OUT 2: 0 to +1 V/+5°C
Analog output	Full scale *U: +5, +10, +25, +50 m/s **W: +1, +2, +5, +10 m/s	
Digital output:***	15 bit binary code	12 bit binary code
Operating temperature	Main unit: -10° to 40°C,	Probe and junction box: -20° to 50°C
Power supply	AC 100/115/220 V ±10%	50/60Hz

\*U: Horizontal component.  
\*\*W: Vertical component.  
\*\*\*Not used in the present intercomparison.

tabel 3.2. Specificaties van de sonische anemometer.

#### 3.4.4. Verstoring van het windveld

Het sonische anemometerframe samen met de transducers geeft een verstoring van het driedimensionale windveld. Maximale verstoring treedt op als de windrichting langs één van de assen A of B is ( $\phi = 0^\circ$  of  $120^\circ$ ). Om deze verstoring zo klein mogelijk te houden is het noodzakelijk om het sonische anemometerframe in de gemiddelde wind ( $\phi = 60^\circ$ ) te richten. In deze paragraaf wordt nagegaan hoe groot de fouten door deze stromingsverstoring zijn.

Om de fout in de gemeten windsnelheid te berekenen moeten we exakt het werkelijke windveld kennen. Hiertoe werd de anemometer in de  $2\frac{1}{2}$  m brede en hoge windtunnel van het Nationaal Lucht- en Ruimtevaart Laboratorium (N.L.R.) geplaatst. Het instrument werd op een ijkstatief gemonteerd waarmee de elevatiehoek  $\theta$  en het azimuth  $\phi$  willekeurig gevarieerd konden worden (fig. 3.14)

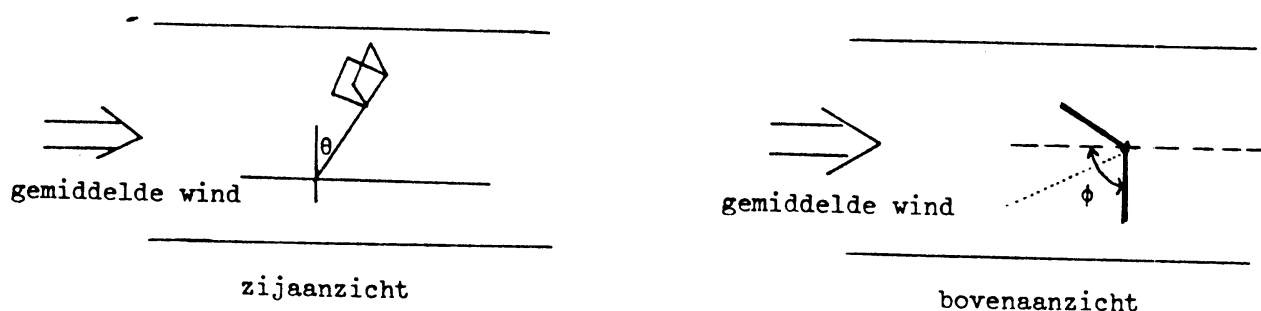


fig. 3.14. Positie van de sonische anemometer in de windtunnel.

Omdat de windsnelheid in de windtunnel exakt bekend is, kunnen we de gemeten windsnelheidscomponenten  $U_m$ ,  $V_m$ ,  $W_m$  met de werkelijke  $U$ ,  $V$ ,  $W$  vergelijken. Voor eventuele afwijkingen moet bij meting "in het veld" gecorrigeerd worden.

De ijkprocedure is nu als volgt: eerst wordt de anemometer horizontaal opgesteld ( $\theta = 0$ ) waarna  $U_m$  en  $V_m$  gemeten worden bij verschillende  $\phi$ . De azimuthhoek  $\phi$  wordt gevarieerd van  $0$  tot  $120^\circ$ , met tussenstappen van  $5^\circ$ . Daarna wordt de ijktafel ingesteld op  $\phi = 60^\circ$ , zodat de anemometer precies in de wind gericht is; de elevatiehoek  $\theta$  wordt nu gevarieerd tussen  $-45$  en  $+45$  graden. De eerste procedure wordt de azimuth ijking genoemd, de tweede de elevatie ijking.

#### Azimuth ijking

De windtunnel snelheid  $\|\vec{V}\|$  werd ingesteld op  $3.7$  m/s; uit (3.22) volgt:

$$\begin{aligned} u/\|\vec{V}\| &= \cos(\phi - 60^\circ) \\ v/\|\vec{V}\| &= -\sin(\phi - 60^\circ) \end{aligned} \tag{3.23}$$

$U_m/V$  en  $V_m/V$  werden als functie van  $\phi$  gemeten; het resultaat is te zien in figuur 3.15. De ikingen werden twee maal uitgevoerd, zowel vóór als na het meetexperiment; hiernaar wordt steeds verwezen met de indices respektievelijk I en II.

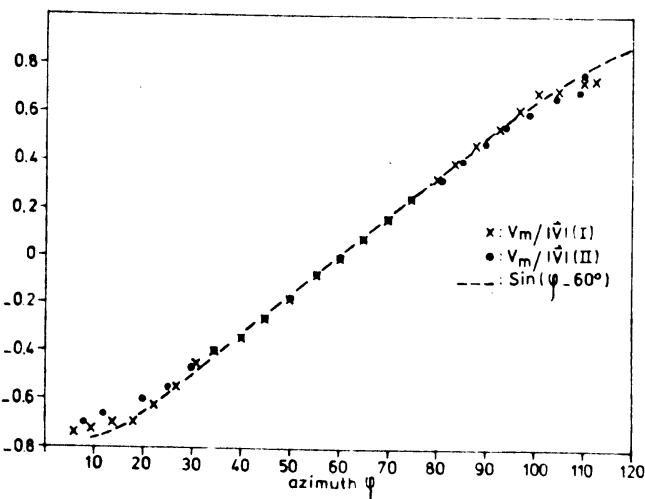
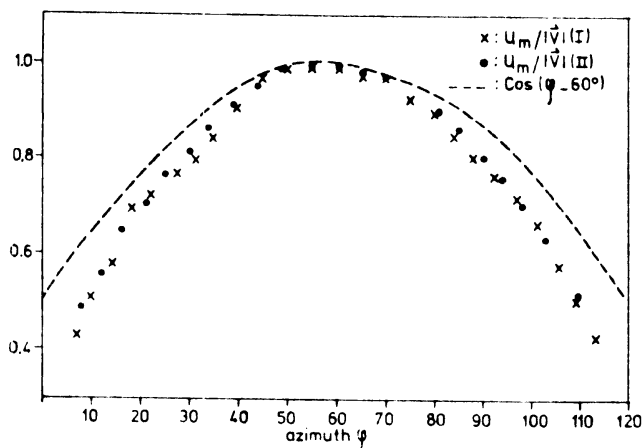


fig. 3.15.  $U_m / \|\vec{V}\|$  en  $V_m / \|\vec{V}\|$  als functie van de azimuth hoek  $\phi$ . De indices I en II verwijzen naar de ijking, vóór respectievelijk ná het meetexperiment.

Het is duidelijk dat door storing,  $U_m$  kleiner is dan  $U$ ; de fout bedraagt  $\sim 20\%$  bij  $\phi = 15^\circ$ . Bovendien blijkt dat de storing van  $V$  erg klein is: tussen  $\phi = 15^\circ$  en  $\phi = 105^\circ$  kleiner dan  $5\%$ . De verhouding van de gemeten en werkelijke waarden van  $U$  en  $V$  is uitgezet in figuur 3.16 als functie van  $\phi$ . De fouten in de windmeting zijn kleiner dan  $5\%$  als  $\phi$  varieert tussen  $50$  en  $80^\circ$ . We merken op dat de resultaten van de eerste en tweede ijking nauwelijks van elkaar verschillen.

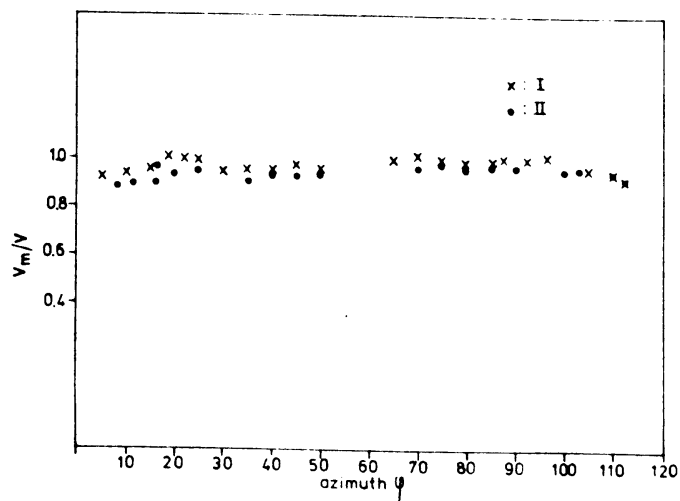
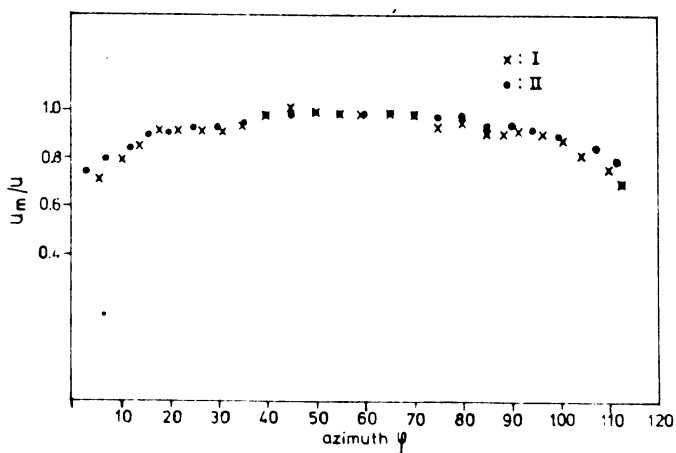


Fig. 3.16  $U_m / U$  en  $V_m / V$  als functie van de azimuth hoek  $\phi$ .

Om de storing van de transducers A en B apart te bekijken werd uit  $V_m$  en  $U_m$  de verhouding van de gemeten A komponent ( $V_{Am}$ ) en de werkelijke ( $V_A$ ) berekend. Ditzelfde werd gedaan voor de B komponent. Uit (3.22) leiden we af:

$$V_{Am}/V_A = \frac{U_m - \sqrt{3} V_m}{2 \|\vec{V}\| \cos \phi}$$

$$V_{Bm}/V_B = \frac{U_m + \sqrt{3} V_m}{2 \|\vec{V}\| \cos \phi}$$

Het verband tussen  $V_{Am}/V_A$  en  $\phi$  is te zien in figuur 3.17a. Figuur 3.17b geeft de relatie tussen  $V_{Bm}/V_B$  en  $\phi$ . De asymptoot treedt op omdat voor  $\phi = 30^\circ$   $V_A$  nul wordt evenals  $V_B$  voor  $\phi = 90^\circ$ . Tussen  $\phi = 0$  en  $\phi = 20^\circ$  is het verband tussen  $V_{Bm}$  en  $V_B$  bij benadering lineair. Hetzelfde geldt voor het verband tussen  $V_{Am}$  en  $V_A$  voor  $\phi$  tussen  $100^\circ$  en  $120^\circ$ . Kaimal (1978), geeft waarden voor de maximale storing ( $\phi = 0^\circ, 120^\circ$ ) als functie van de verhouding van de transducer diameter  $a$  en de weglengte  $\ell$  (fig. 3.18). We nemen aan dat de storing in het gebied  $0 < \phi < 20$  alleen door de transducers B veroorzaakt wordt. Extrapolatie van 3.17b naar  $\phi = 0^\circ$  levert:

$$\left(\frac{V_{Bm}}{V_B}\right)_{\min} = 0.79 + 0.01 \quad \text{Hetzelfde vinden we voor } \left(\frac{V_{Am}}{V_A}\right)_{\min}$$

Voor onze sonische anemometer geldt:  $\ell/a = 13.3$ . Het door ons gemeten verband tussen  $V_{A(B)m}/V_{A(B)}$  en de aanstromingshoek, is niet gelijk aan wat Kaimal vindt. Het verschil wordt vermoedelijk veroorzaakt door de verbeterde aerodynamische vorm van de transducers van onze sonische anemometer.

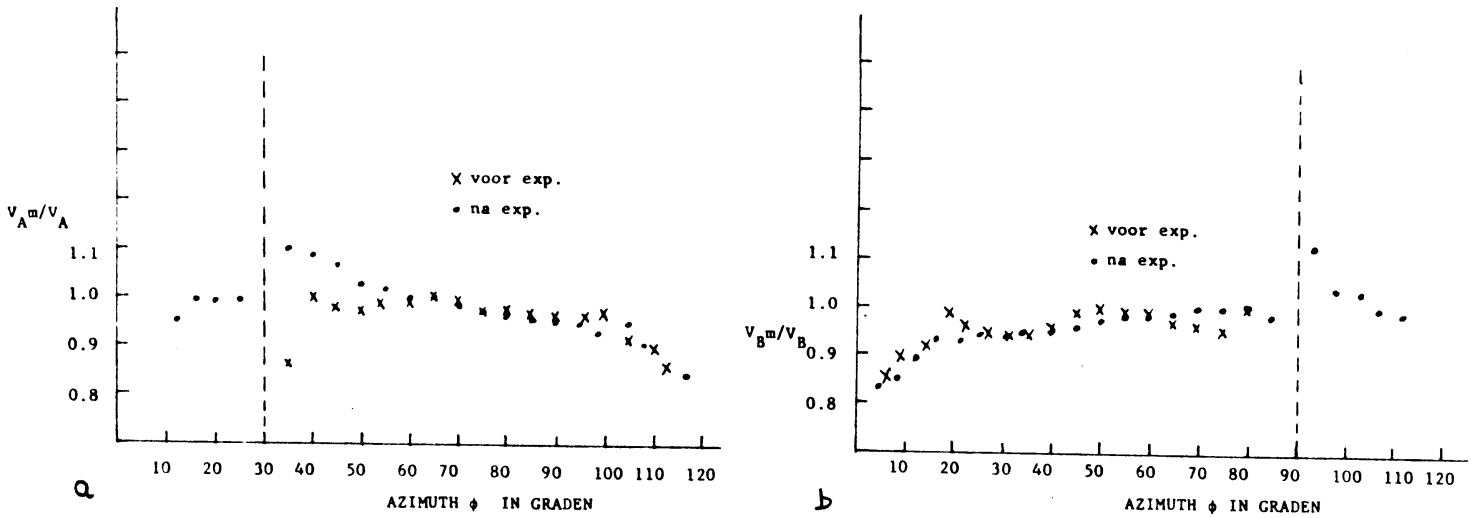


fig. 3.17 het verband tussen  $V_{Am}/V_A$ ,  $V_{Bm}/V_B$  en de azimuth hoek  $\phi$

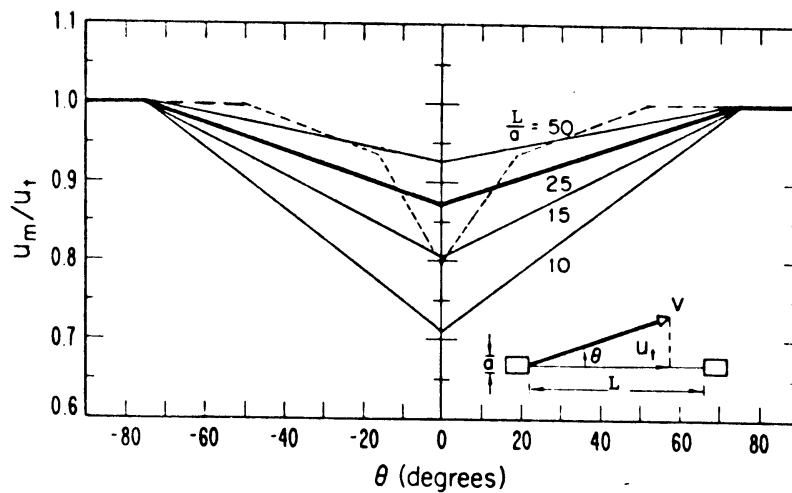


fig. 3.18. Verzwakking van de gemeten windsnelheidskomponent, door stroomverstoring veroorzaakt door de transducers, gemeten door Kaimal (1978). De stippellijn geeft het door ons gemeten verband met  $l/a = 13.3$ .

#### Elevatie ijking

De elevatiehoek  $\theta$  werd gevarieerd tussen  $-45$  en  $+45$  graden. Er geldt:

$$W/\|\vec{V}\| = \sin \theta$$

$\|\vec{V}\|$  was weer  $3.7$  m/s. Het gemeten verband tussen  $W_m/\|\vec{V}\|$  en  $\theta$  is te zien

in figuur 3.19. Het blijkt dat  $W_m / \|\vec{V}\|$  binnen enige procenten overeenkomt met de theoretische waarde (voor  $-45^\circ \leq \theta < 45^\circ$ ). Korrektie voor de verticale component is dus niet noodzakelijk.

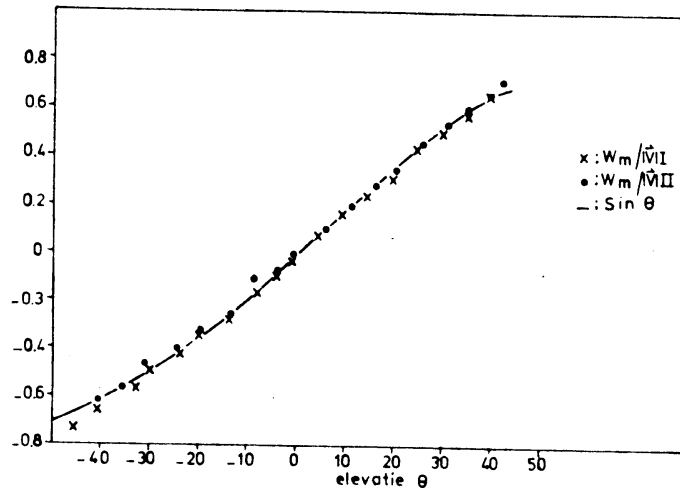


fig. 3.19. De relatie tussen  $W_m / \|\vec{V}\|$  en  $\theta$ .

Om voor de stroomverstoring te corrigeren wordt de volgende methode gebruikt. Aan het gemeten verband tussen  $U_m / \|\vec{V}\|$  en  $\phi$  wordt een polynoom aanpassing gemaakt (t/m 4<sup>e</sup> orde). Dit geeft:

$$f(\phi) \equiv (U_m / \|\vec{V}\|)(\phi) = 2.11 \cdot 10^{-8} \phi^4 - 4.97 \cdot 10^{-6} \phi^3 + 2.07 \cdot 10^{-4} \phi^2 + 1.03 \cdot 10^{-2} \phi + 0.44, \text{ met } 15 < \phi < 105 \text{ in graden.}$$

Uit figuur 3.16 en 3.19 zien we dat  $g(\phi) \equiv (V_m / \|\vec{V}\|)(\phi)$  en  $h(\theta) \equiv (W_m / \|\vec{V}\|)(\theta)$ , binnen enige procenten benaderd kunnen worden door:

$$g(\phi) = -\sin(\phi - 60)$$

$$h(\theta) = \sin \theta$$

voor  $0 < \phi < 120$  en  $-45 < \theta < 45$ .

$U_m$ ,  $V_m$  en  $W_m$  worden gemeten. Er geldt:  $U_m / V_m = f(\phi) / g(\phi)$ . Met een iteratieprocedure wordt  $\phi$  bepaald. Dan wordt  $\|\vec{V}\|$  berekend met

$$\|\vec{V}\| = U_m / f(\phi) .$$

$\|\vec{V}\|$  en  $\phi$  zijn nu bekend; met behulp van (3.23) worden de werkelijke snelheden U en V berekend.

Als geldt  $-45 < \theta < 45$ , dan is correctie voor de gemeten verticale snelheid niet noodzakelijk.

Bovengenoemde correctiemethode werd opgenomen in de data-verwerkingsprogramma's. De correctie werd voor ieder sample uitgevoerd. Als  $\phi$  of  $\theta$  buiten de gestelde grenzen viel werd het sample verworpen.

### 3.4.5. Het meten van temperatuurvarianties en warmtefluxen met de sonische anemometer

De virtuele sonische temperatuur wordt gemeten langs de verticale as; de snelheid  $V_N$  in vergelijking (3.21) is daarom de horizontale windsnelheidskomponent U. Dit geeft:

$$T'_{SV} = T' + 0.51 \bar{T} q' - 2 \bar{T} \frac{\bar{U} U'}{C^2} \quad (3.24)$$

De variantie  $\sigma_{T_{SV}}^2$  wordt gegeven door:

$$\begin{aligned} \sigma_{T_{SV}}^2 &= \overline{T'_{SV}{}^2} = \overline{\left( T' + 0.51 \bar{T} q' - 2 \bar{T} \frac{\bar{U} U'}{C^2} \right)^2} \\ &= \overline{T'^2} + (0.51)^2 \bar{T}^2 \overline{q'^2} + \frac{4 \bar{T}^2 \bar{U}^2 \overline{U'^2}}{C^2} + 2 \times 0.51 \bar{T} \overline{q' T'} \\ &\quad - 4 \bar{T} \frac{\bar{U}}{C^2} \overline{U' T'} - 4 \times 0.51 \bar{T}^2 \frac{\bar{U}}{C^2} \overline{q' U'} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Uit de metingen volgt dat de termen (2), (3), (5) en (6) een orde kleiner zijn dan de termen (1) en (4) samen, zodat  $\sigma_{T_{SV}}^2$  in goede benadering gegeven wordt door:

$$\sigma_{T_{SV}}^2 \approx \sigma_T^2 + 1.02 \bar{T} \overline{q' T'} \quad (3.26)$$



Voor de verticale temperatuurflux volgt uit vergelijking (3.24):

$$\overline{W'T'_{SV}} = \overline{W'T'} + 0.51 \bar{T} \overline{q'W'} - 2 \bar{T} \frac{\bar{U}}{c^2} \overline{U'W'} \quad (3.27)$$

De twee extra termen in het rechterlid worden de vochtkorrektie en de snelheidskorrektie genoemd.

$\overline{W'T'_{SV}}$  en de laatste term in (3.27) kunnen uit de metingen van de sonische anemometer bepaald worden. Als we bovendien een schatting kunnen maken van  $\overline{q'W'}$  dan kunnen we  $\overline{W'T'}$  berekenen.

Omdat de vochtkorrektieterm niet groot is, is een ruwe schatting voldoende. De Bowenverhouding is gedefinieerd als de verhouding van de warmte en de vochtflux:

$$\beta \equiv \frac{H}{L'E} = \frac{\rho C \overline{W'T'}}{\rho L' \overline{W'q'}} \quad (3.28)$$

$L'$  is de verdampingswarmte van water:  $L' \sim 2.5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$

Als we een schatting kunnen maken van de Bowenverhouding, dan is de warmteflux  $\overline{W'T'}$  met behulp van de sonische anemometer te berekenen.

#### 3.4.6. Fouten door lijn en ruimtemiddeling

Omdat de sonische anemometer de windsnelheid meet, gemiddeld over de weglengte  $l$ , treedt spektrale verzwakking van fluktuaties met een golflengte kleiner dan  $2\pi l$  (hoofdstuk 3.1.2. vergelijking (3.6)). Spektrale verzwakking wordt gekarakteriseerd door de filter of overdrachtsfunctie  $F$  zoals gedefinieerd in hoofdstuk 3.1.2. Als alleen lijnmiddeling een rol speelt heeft deze functie de vorm als in figuur 3.20. Bij de sonische anemometer geeft figuur 3.20 de verzwakking van de  $W$  komponent weer. Deze verzwakking wordt significant voor fluktuaties met een golflengte van 1.3 m ( $= 2\pi \cdot 0.2 \text{ m}$ ).

Bij een sonische anemometer met niet orthogonale assen worden metingen langs verschillende geluidspaden gekombineerd om windsnelheidsfluktuaties langs de  $x$  en de  $y$  as te berekenen. Door de eindige afstand tussen beide meetassen vermindert de korrelatie tussen de snelheidsvelden van de twee wegen, en de frequentie respons is niet eenvoudig uit te rekenen. Een uitgebreide studie van dit effect is verricht door Kaimal e.a. (1968). Horst (1973) heeft de resultaten hiervan toegepast

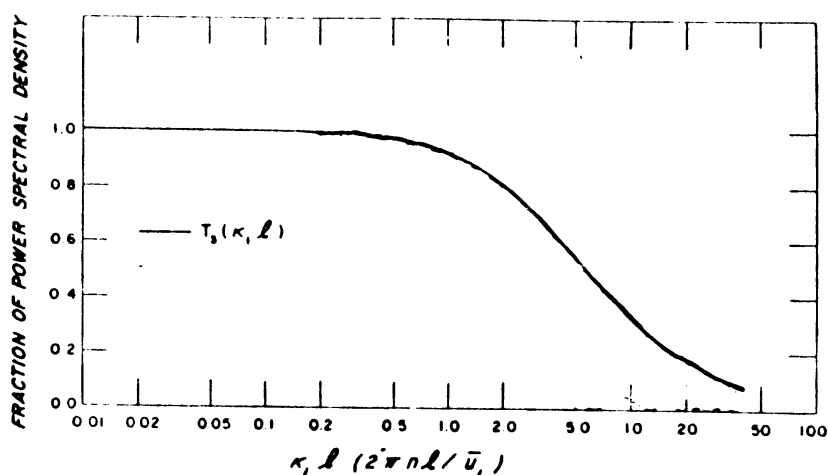


fig. 3.20. Spektrale verzwakking van de W-komponent door lijnmiddeling over de padlengte  $l$  ( $= 0.2$  m) (Kaimal e.a., 1968).

en uitgebreid voor de Kaijo-Denki PAT 311 sonische anemometer. Het blijkt dat vervorming van de spektra optreedt bij golfgetallen groter dan  $1/d$ , waarbij  $d$  de afstand tussen de geluidspaden is. Voor een opstelling, zoals de onze, waarbij de meetassen een hoek van  $120^\circ$  met elkaar maken, is het netto effect een overschatting van het longitudinale snelheidsspektrum en een onderschatting van het laterale. In figuur 3.21 is het effect van lijnmiddeling en scheiding van de geluidswegen te zien. Bij de gebruikte sonische anemometer is de weglengte  $l$  20 cm en de afstand tussen de middens van de geluidswegen  $d$  12 cm, zodat  $l/d = 1.66$ . Voor de U-komponent wordt de spektrale verzwakking significant bij golflengten kleiner dan  $\pi d \approx 0.4$  m. Voor de V komponent treedt verzwakking echter al op bij golflengten kleiner dan  $4\pi d = 1.5$  m.

In hoofdstuk 3.1.2. hebben we afgeleid dat, voor meting van de warmteflux met een nauwkeurigheid van 2%, fluktuaties met een golflengte  $\lambda = z/3$  nauwkeurig gemeten moeten kunnen worden. Als  $W'$  gemeten wordt met de sonische anemometer betekent dit dat deze op een minimale hoogte  $Z_{\min} = 3 \cdot \lambda_{\min} = 3 \times 1.3 \approx 3.8$  m moet worden opgesteld. Voor de impulsflux  $\overline{U'W'}$  geldt  $\lambda_{\min} = z_{\min}/1.5$ . Dit levert:  $z_{\min} \approx 2$  m.

Vertikale scheiding van de geluidspaden A en B geeft een soortgelijk effect als boven beschreven. Deze bedraagt bij de Kaijo-Denki DAT 300 3.8 cm. Uit de resultaten van Horst (1973) blijkt dat dit effect geen extra significante fouten in de U en V meting geeft.

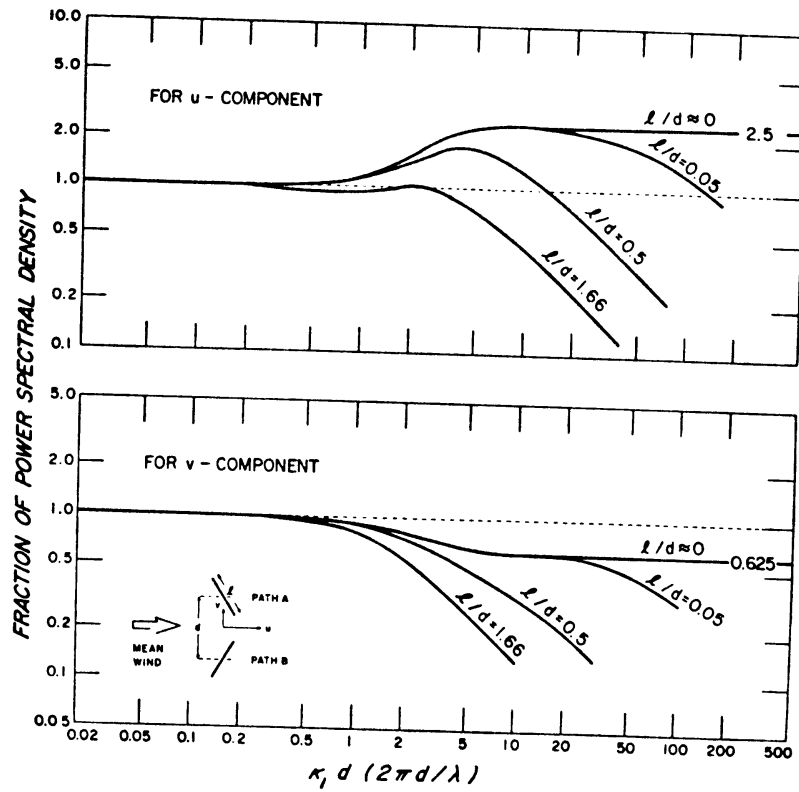


fig. 3.21. Het effect van lijnmiddeling en scheiding van de geluidspaden bij een sonische anemometer met een hoek van  $120^\circ$  tussen de horizontale assen (Kaimal, 1969).

Voor nauwkeurige fluxmetingen is het noodzakelijk dat de windsensor exakt horizontaal wordt opgesteld. Als dit niet het geval is ontstaan ernstige fouten in de stress meting: 1 graad afwijking van de horizontaal geeft fouten van  $\sim 10\%$  in de stressmetingen (Kaimal, 1969).

In ons experiment werd vóór iedere meetperiode de sonische anemometer exakt waterpas gezet.

### 3.5. Lyman-alfa vochtfluctuatiemeter

Voor het meten van vochtfluctuaties in de atmosferische grenslaag worden meestal natte en droge thermokoppels gebruikt, zoals besproken in hoofdstuk 3.3. In de onderste paar meter van de grenslaag zijn de fluctuaties zo snel dat bij gebruik van thermokoppels een aanzienlijk deel van het spektrum verloren zou gaan. De Lyman-alfa vochtfluctuatiemeter met de absolute vochtigheid met behulp van de absorptie van ultraviolet licht door waterdamp. Het instrument heeft een zeer kleine responstijd omdat de weglengte waarover gemiddeld wordt slechts enige centimeters bedraagt. Hierdoor is het mogelijk zeer snelle vochtfluctuaties te meten.

#### 3.5.1. Lyman-alfa absorptie

Evenwijdige monochromatische straling wordt wegens absorptie door een enkel gas verzwakt volgens de wet van Beer:

$$I = I_0 \exp[-K \rho x / \rho_0] \quad (3.29)$$

$I$  is de ontvangen intensiteit,  $I_0$  de uitgezonden intensiteit,  $K$  de absorptiecoëfficiënt bij STP ( $0^\circ\text{C}$  1013 mb),  $x$  de lengte van het pad waarover absorptie optreedt,  $\rho$  de concentratie van het absorberende gas en  $\rho_0$  de concentratie bij STP. Als het absorberende gas waterdamp is kan, met een bekende  $I_0$ , uit de ontvangen intensiteit  $I$ ,  $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$  berekend worden volgens

$$\rho_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\rho_0}{Kx} \ln(I_0/I)$$

In realiteit is er meestal sprake van absorptie bij meerdere golflengten en daardoor van meer dan één absorptiecoëfficiënt. Als er daarnaast meerdere gassen aanwezig zijn wordt de meest algemene vorm van (3.29):

$$I = \sum_{i=1}^m I_{oi} \exp\left(-\sum_{j=1}^n K_{ij} \frac{\rho_j x}{\rho_{oj}}\right) \quad (3.30)$$

Hierin is  $I$  de totale ontvangen intensiteit en de indices verwijzen naar de  $i$ -de golflengte en het  $j$ -de absorberende gas. Voor het bepalen van de vochtigheid moet men dus rekening houden met extra spektraallijnen en absorptie door andere gassen dan alleen door waterdamp.

De Lyman-alfalijn is een emissielijn van waterstof in atomaire vorm, in het verre ultraviolet met een golflengte van 121.56 nm. Wegens de sterke absorptie door waterdamp van deze golflengte is de Lyman-alfa lijn goed te gebruiken voor vochtigheidsmeting.

Lyman-alfastraling kan opgewekt worden door een gasontlading in een buis gevuld met waterstofgas. Detectie gebeurt meestal met een ionisatiekamer gevuld met stikstofdioxide. De meeste materialen zijn niet doorlaatbaar voor Lyman-alfa straling; de vensters van bron en detector moeten daarom van Lithium- of magnesium fluoride gemaakt worden. Deze laatste stof is het meest geschikt omdat deze het minst oplosbaar is in water. Magnesium fluoride laat in het U.V., golflengten door tussen 115 en 132 nm.

Omdat in de bron waterstof zowel in moleculaire als in atomaire vorm aanwezig is, is er sprake van emissie bij meerdere golflengten. Hier komen we in 3.5.2. op terug.

De enige significant absorberende gassen in de atmosfeer zijn waterdamp, ozon en zuurstof. Dit laatste gas geeft maar een kleine bijdrage aan de absorptie waarvoor gecorrigeerd kan worden. De ozon absorptie wordt alleen significant in de stratosfeer. De drie absorptie coëfficiënten bij standaard druk en temperatuur zijn:

$$\begin{aligned} \text{H}_2\text{O}: & \quad K_1 = 387 \text{ cm}^{-1} \\ \text{O}_2 : & \quad K_2 = 0.35 \text{ cm}^{-1} \text{ (licht drukafhankelijk)} \\ \text{O}_3 : & \quad K_3 = 640 \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Figuur 3.22 toont de absorptie van waterdamp en zuurstof in het Lyman-alfa gebied als functie van de golflengte en fig. 3.2.3. geeft de concentratie van bovengenoemde absorberende gassen als functie van de hoogte boven het aardoppervlak.

Wanneer  $I$  en  $I_0$  vervangen worden door equivalente spanningen, wordt vergelijking (3.30):

$$V = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_0(\lambda) \exp\left[-\sum_{j=1}^3 K_j(\lambda) \rho_j x / \rho_{0j}\right] d\lambda \quad (3.31)$$

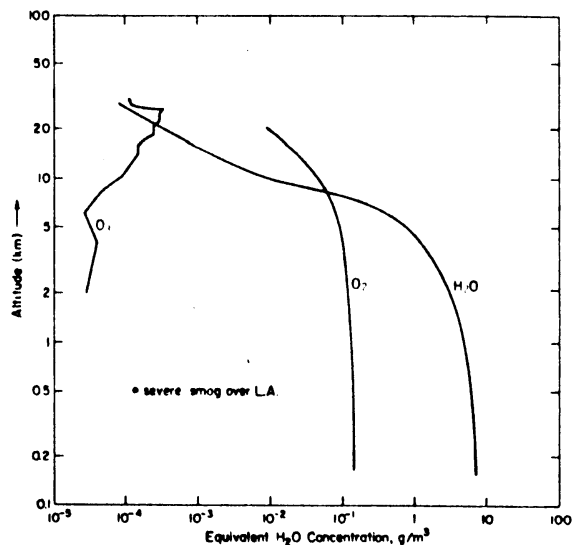
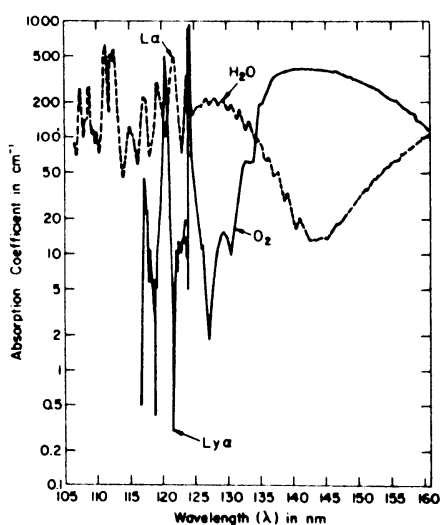


fig. 3.22. Absorptie koëfficiënten van zuurstof en waterdamp als functie van de golflengte (Tillman, 1965).

fig. 3.23. Concentraties van  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$  en  $\text{O}_3$  als functie van de hoogte

De integratie over  $\lambda$  is over alle golflengten die door de vensters doorgelaten worden; de onder- en bovengrens is respectievelijk  $\lambda_1$  en  $\lambda_2$ . De integraal  $V_o = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} V_o(\lambda) d\lambda$  is de gemeten spanning als alle concentraties  $\rho_i$  nul zijn.  $V_o$  is afhankelijk van de elektronische versterkingsfaktor,  $I_o$ , de vensterdoorlating en het detectorrendement. We zijn echter alleen geïnteresseerd in  $\rho_1$  als functie van  $x$  en  $V$ . In praktijk is het daarom handiger om een empirisch bepaalde formule te gebruiken:

$$\rho \cdot x = f_v(V'') \quad (3.32)$$

$$\text{met } V'' = \ln V - \ln V_o - f_{\text{ox}} - f_c .$$

$f_{\text{ox}}$  en  $f_c$  zijn korrektie termen voor de zuurstofabsorptie en het niet evenwijdig zijn van de bundel (zie Buck, 1976). Deze termen zijn aan het oppervlak zeer klein en worden in het vervolg verwaarloosd.

De bron en de detector zijn tamelijk stabiel, maar de doorlating van de vensters verandert in de tijd met ongeveer 0.8% per uur, vermoedelijk door reactie van waterdamp met het venstermateriaal. De transmissie wordt hierdoor slechter, dat wil zeggen,  $V_o$  neemt toe. Hierdoor

wordt  $V''$  gegeven door  $\ln V$  min een tijdsafhankelijke faktor. Dit wordt de drift van het instrument genoemd. Het is hierdoor niet mogelijk de lyman-alfa vochtmeter zondermeer als absoluut meetinstrument te gebruiken. Om voor bovengenoemde nulpuntsdrift te korrigeren is het nodig om de gemeten  $q$  te vergelijken met die bepaald door bijvoorbeeld een psychrometer (zie 3.1.1). Pond e.a. (1971) vinden dat de functie  $f_v$  niet afhangt van de vensterdoorlating; hierdoor is het instrument ongekorrigeerd wel als vochtfluktuatiemeter te gebruiken.

Om de Lyman-alfa vochtmeter toch als absoluut instrument te gebruiken kan de zogenaamde "variabele pad techniek" gebruikt worden (Buck, 1973, 1976). Hierbij wordt, gedurende een periode waarin  $\bar{\rho}_1$  konstant is, de padlengte  $x$  veranderd, waardoor we een tweede vergelijking verkrijgen; dit geeft:

$$\begin{aligned} \rho_{x1} &= f_v [\ln(V_1/V_0)] \\ \rho_{x2} &= f_v [\ln(V_2/V_0)] \end{aligned} \tag{3.33}$$

Door verandering van de raamtransmissie verandert  $V_0$ . Uit (3.33) kunnen we echter  $V_0$  elimineren zodat met de variabele pad techniek de lyman-alfa vochtmeter als absoluut meetinstrument te gebruiken is.

### 3.5.2. Beschrijving van het instrument, ijking

In dit experiment werd de lyman-alfa humidometer van de Electromagnetic Research Corporation, Rockville, M.D., U.S.A., model B.L.R. gebruikt. De waterstofbron en detektor hebben een diameter van ongeveer 2 cm en een lengte van respectievelijk 8 en 5 cm. De weglengte is instelbaar van 0 tot 2cm. De sensor is afgebeeld in figuur 3.24. De vensters van de waterstofbron en van de detektor (diameter 0.9 cm), zijn gemaakt van magnesiumfluoride. De detektor is een met stikstofoxide gevulde ionisatiekamer. Het signaal hiervan wordt eerst door een voorversterker versterkt en daarna toegevoerd aan een logaritmische versterker. De maximale ingangsspanning van deze laatste versterker is 4.0 volt. De logaritmische versterker kan uitgeschakeld worden; het ver

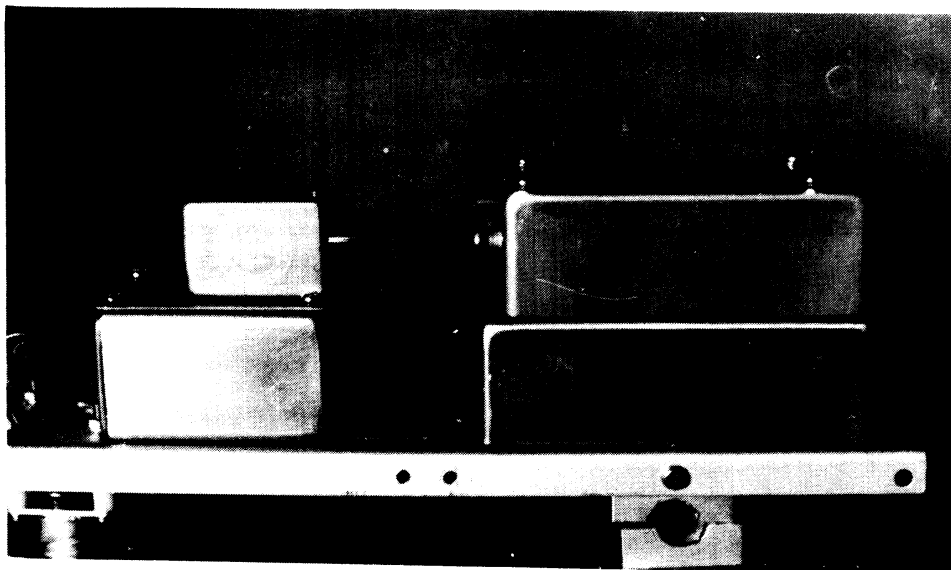
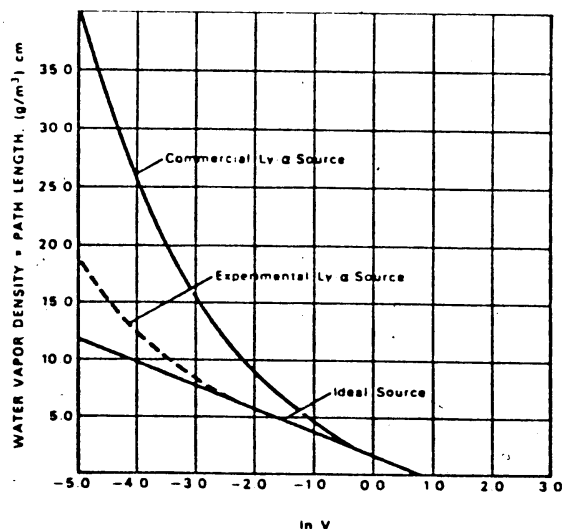


Fig. 3.24. De Lyman-alfa humidometer.

sterkte detektorsignaal wordt dan direkt op de uitgang gezet. De stroom door de bron kan ingesteld worden tussen 0.1 en 1.0 mA. De stabiliteit van de bron is het grootst bij lage bronstroom, maar de levensduur wordt dan aanzienlijk korter. In dit experiment gebruikten we een stroom van  $\sim 0.2$  mA. Het nulpunt van de detector kan met een potentiometer ingesteld worden.

Met de logaritmische versterker ingeschakeld, verwachten we in het geval van monochromatische lyman-alfa emissie, een lineair verband tussen de waterdamp concentratie en de uitgangsspanning, als de absorptie door andere gassen dan waterdamp verwaarloosd mag worden (zie 3.5.1). Door eerder genoemde spektrale emissie van molekulaair waterstof en andere onzuiverheden in de bron ontstaan afwijkingen van het ideale geval bij grote  $H_2O$  concentratie. Buck (1973) beschrijft een experimentele bron waarin meer waterstof in atomaire vorm aanwezig is door toevoeging van uraniumhydride  $UH_3$ . Hierdoor is de afwijking van het ideale geval kleiner (fig. 3.25).

fig. 3.25. IJkkurven voor kommerciële en experimentele UV lichtbronnen; de schaal  $\ln V$  is de natuurlijke logaritme van de ontvangen intensiteit (Buck, 1973)





In ons experiment is voor de padlengte steeds 1.9 cm gebruikt. Alle empirische afleidingen gelden dus alleen voor deze waarden van  $x$ . De in (3.32) gedefinieerde grootte  $V_0$  is experimenteel te bepalen. Dit gaat als volgt: een stuk schuimplastik met een uitsparing voor de lichtweg wordt tussen bron en detector geklemd; vervolgens wordt "droge lucht" toegevoerd (dauwpunt  $< -50^\circ\text{C}$ ). Door het schuimplastik wordt deze vastgehouden en we meten de uitgangsspanning bij  $\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ .

Als de bronstroom tijdens bovenstaande procedure zo ingesteld wordt dat de uitgangsspanning nul volt is, en de functie  $f_V$  (3.32) is bekend, dan kunnen we de absolute vochtigheid bepalen. Omdat  $V_0$  echter verloopt (de nulpuntsdrift) moet deze ijking herhaaldelijk uitgevoerd worden. We zijn in dit experiment niet geïnteresseerd in de gemiddelde vochtigheid maar in de fluktuaties, zodat bovengenoemde nulpuntsijking niet noodzakelijk is.

Vóór aanvang van het experiment werd de functie  $f_V$  (zie vergel. 3.29) bepaald, evenals na afloop van de metingen. De sensor werd in een klimaatkast geplaatst waarin de vochtigheid te regelen was. Deze werd gemeten met een psychrometer met een temperatuurnauwkeurigheid van  $0.1^\circ\text{C}$ . Vóór de ijking werd het nulpunt met droge lucht ingesteld, daarna werd de vochtigheid verhoogd terwijl  $\rho$  bepaald werd met de psychrometer; de uitgangsspanning werd gemeten met een digitale voltmeter. Het resultaat van deze ijkprocedure is te zien in figuur 3.26. Ook werd de ijkgrafiek bepaald voor een padlengte van 1.0 en 0.5 cm. We zien dat de functie  $f_V$  niet verandert door veroudering van de bron en de vensters. Aan de curve voor  $x = 1.9$  cm werd een tweede orde polynoomaanpassing gemaakt voor  $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$  tussen 0 en  $18 \text{ gr/m}^3$ . Dit leverde:

$$f_V(V'')/x = \rho = 0.478 V''^2 + 0.137 V'' + 0.435 \quad (3.34)$$

Omdat voor het nulpunt gecorrigeerd is zou deze functie door de oorsprong moeten gaan. De aanpassing is echter niet zo goed in de buurt van  $\rho = 0$ . Dit heeft geen effect op de fluktuatiemetingen. De aanpassing is afgebeeld in figuur 3.27. Als we vergelijking (3.34) voor berekening van de vochtfluktuaties gebruiken moeten we er voor zorgen dat de aanpassing een goede benadering is van de werkelijke ijkcurve. Dit is het geval voor  $V''$  tussen 2.5 en 6 volt. De bronstroom moet dus zó ingesteld worden dat de uitgangsspanning van de logaritmische versterker in dit

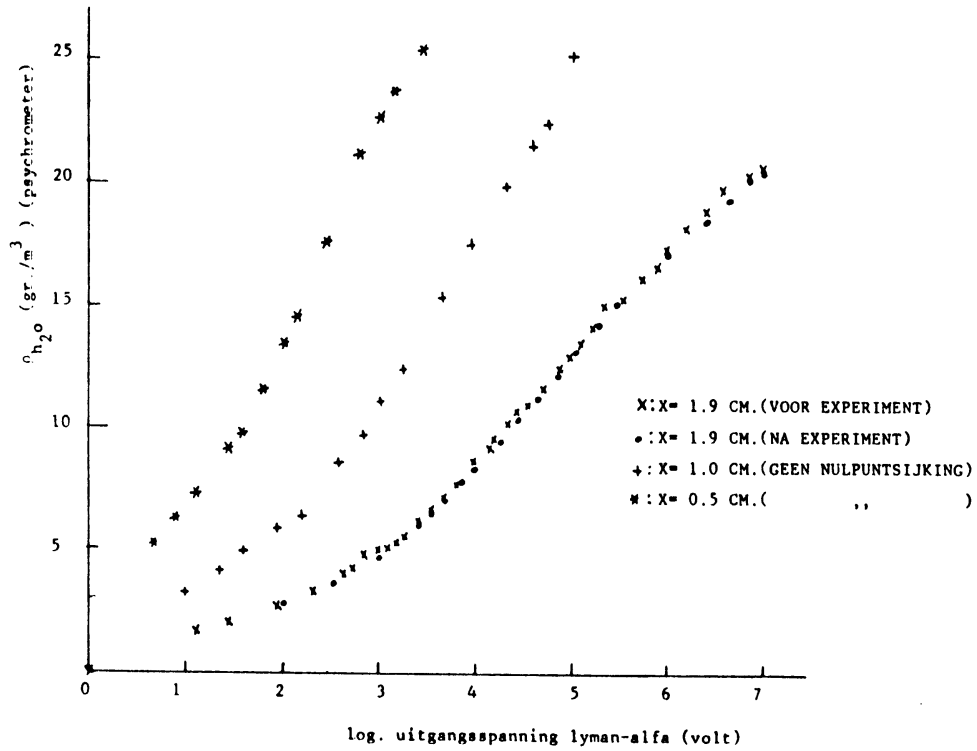


fig. 3.26. Ijkkurve van de lyman-alfa humidometer, in appendix B is een tabel gegeven van de meetpunten.

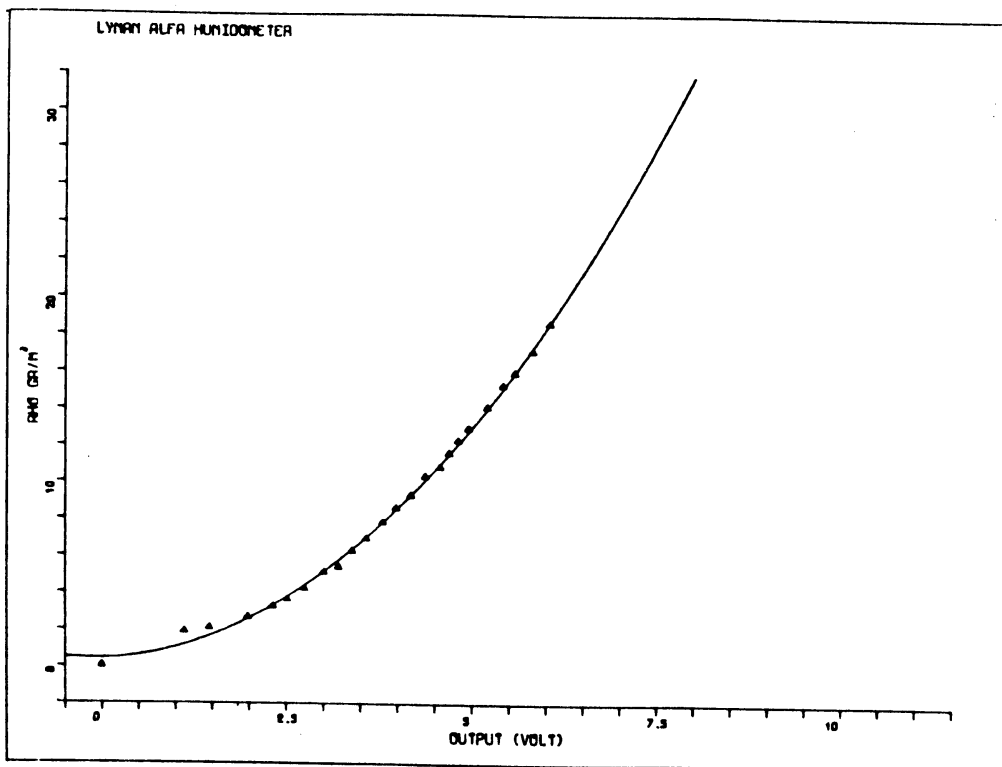


fig. 3.27. Polynoomaanpassing (2e orde) aan de ijkkurve voor  $x = 1.9$  cm.

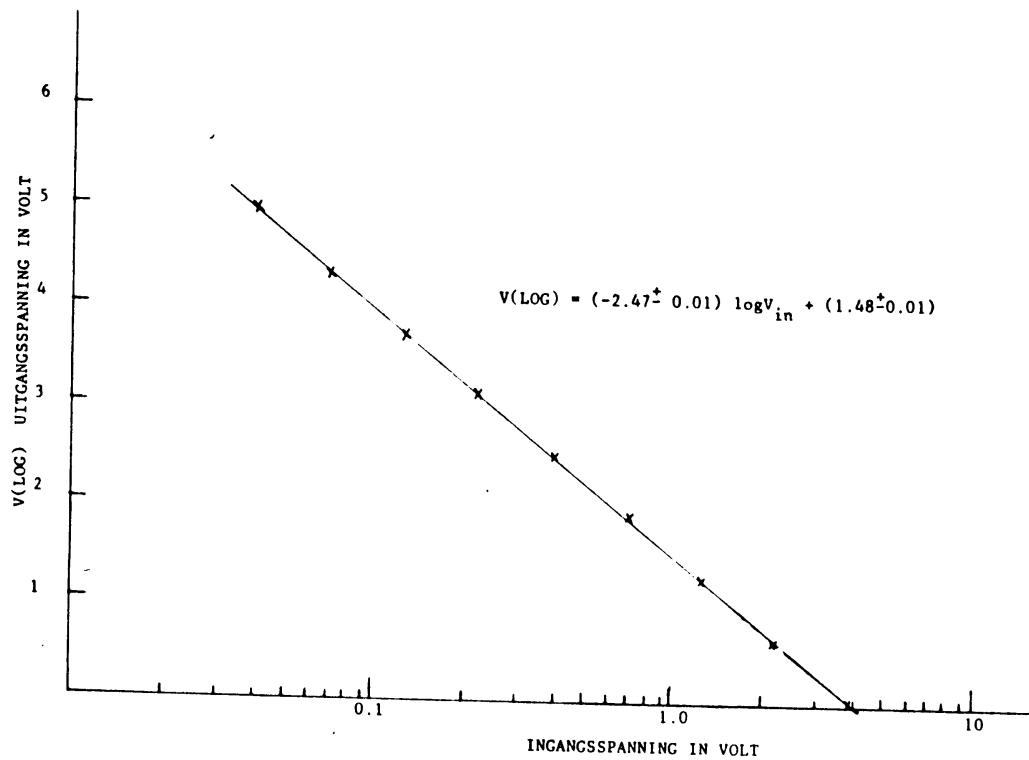


fig. 3.28. De versterking van de logaritmische versterker.

interval ligt.

We kunnen (3.34) omschrijven naar  $q$ , de specifieke vochtigheid in gram  $\text{H}_2\text{O}$  per kilogram lucht (vergelijking 3.12a). Voor de dichtheid van lucht nemen we  $1.2 \text{ gr/m}^3$ . dit geeft

$$q = 0.398 V''^2 + 0.114 V'' + 0.363 \quad (3.35)$$

De versterkingsfactor van de logaritmische versterker werd ook gemeten, dit gaf (fig. 3.28):

$$V_{\text{out}} = (-2.47 \pm 0.02) \log V_{\text{in}} + (1.48 \pm 0.01)$$

met  $V_{\text{in}} < 4.0$  volt.

Enige afsluitende opmerkingen:

- Bij eventuele nulpuntsijking met droge lucht, moet erop gelet worden dat de ingangsspanning van de logaritmische versterker kleiner dan 4 volt is. Als dit niet het geval is, is de uitgangsspanning altijd 0 volt, en moet een kleinere bronstroom gekozen worden.
- Uit meting van de (logaritmisch versterkte) uitgangsspanning blijkt dat door vensterdegradatie,  $\bar{q}$  met 1% per uur verloopt.
- De ruis op het uitgangssignaal (met log. versterker) is 20 mV top-top.

### 3.5.3. Spektrale verzwakking door ruimtemiddeling

De Lyman-alfa met een afstand  $x$  tussen bron en detector en met een vensterdiameter  $D$ , meet de absolute vochtigheid, gemiddeld over een cilindrisch volume  $V = \pi D^2 x/4$ . De elektronische respons van het instrument is zeer snel, in de orde van enige milliseconden, zodat het spektrale gedrag nagenoeg geheel door deze volumemiddeling bepaald wordt. Een uitgebreide studie naar het spektrale gedrag is verricht door Andreas (1981). Deze parametriseert de verhouding tussen gemeten en werkelijke spektra met de Kolmogorov mikroschaal  $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$  (hoofdstuk 2.5.4) en de verhouding  $D/x$ . Als we veronderstellen dat het vochtspektrum dezelfde vorm heeft als het temperatuurspektrum (Kaimal, 1972), dan moeten we, voor een 2% nauwkeurigheid in de gemeten varianties, het spektrum tot een dimensieloze frequentie  $f = 7.5$  kunnen meten (zie appendix A). Dit alles in bijna neutrale omstandigheden. Met de in paragraaf 2.7 genoemde Taylor's hypothese  $K_1 = 2\pi\eta/U$  en  $f = \eta z/U$  betekent dit dat de verhouding tussen gemeten en werkelijk spektrum niet significant van 1 mag verschillen voor:  $K_1 < 15 \pi/z$  ofwel:

$\eta K_1 < 15 \pi\eta/z$ .  $\epsilon$  kan benaderd worden voor toestanden in de buurt van neutraal door:  $\epsilon \approx U_*^3/kz$ ;  $k$  is de Von Kármán konstante. Dit geeft:

$$\eta = \left( \frac{\nu^3 kz}{U_*^3} \right)^{1/4} \quad (3.36)$$

dit is equivalent met:  $\frac{\eta}{z} = k^{1/4} C_d^{-3/8} Re^{-1/4}$  (3.37)

met  $C_d = U_*^2/U_{10}^2$  de 10 m dragcoëfficiënt, en  $Re = U_{10} z/\nu$  het Reynoldsgetal. Typische waarden voor  $C_d$  en  $Re$  in de oppervlaktelaag zijn respectievelijk  $1.3 \times 10^{-3}$  en  $10^6$ . Dit geeft:  $\eta/z \approx 3.10^{-4}$  en dus:

$n K_1 < 0.014$  . In figuur 3.29 is de verhouding tussen gemeten en reeël spektrum te zien geparametriseerd met  $\eta/x$  en  $D/x$ . Bij de door ons gebruikte Lyman-alfa is  $D$  0.9 cm en  $x$  1.9 cm; dus  $D/x \approx 0.5$ . Dit betekent dat  $\eta/x > 0.03$  . Dit is ook te schrijven als:

$$0.03 < \eta/x = (\eta/z)(z/x) \approx 3 \cdot 10^{-4} z/x$$

ofwel  $z/x > 10^2$  .

Met de door ons gebruikte padlengte moet het instrument dus op een minimale hoogte van  $\sim 2$  m worden opgesteld.

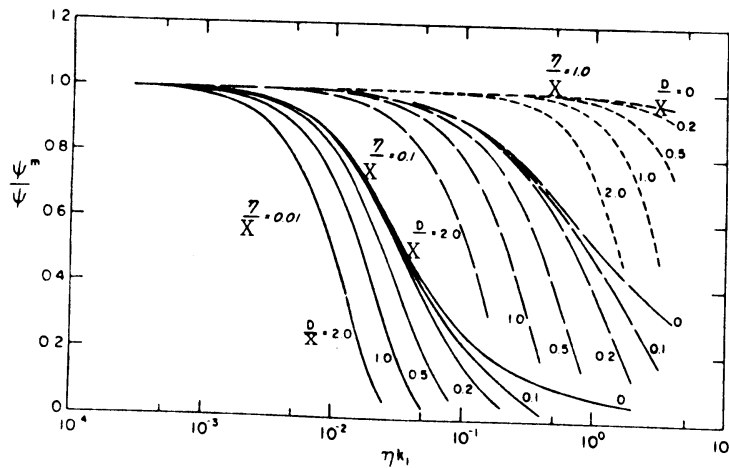


fig. 3.29. Verhouding tussen gemeten en werkelijke spektra (Andreas, 1981).

### 3.6. Hittedraad anemometer

De afkoeling van een verwarmde draad is afhankelijk van de snelheid en de dichtheid van de langsstromende lucht, als het energieverlies door straling verwaarloosd wordt. De hittedraad anemometer werkt met dit principe. Door een zeer dunne draad ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) wordt een stroom gestuurd, waardoor deze warm wordt. In een luchtstroom koelt de draad af waardoor weerstand verandert; hieruit kan de windsnelheid bepaald worden.

Wegend de kleine afmeting van de draad is de hittedraad anemometer sneller dan enige andere windmeter. Fluktuaties met een frequentie van enige KHz kunnen nog gemeten worden.

In dit experiment werd een hittedraad gebruikt om de dissipatie van turbulente energie  $\epsilon$  te meten (zie hoofdstuk 2.4). Deze kan geschreven worden als (Lumley en Panofsky, 1964)

$$\epsilon = 15 \nu \overline{\left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2} \quad (3.38)$$

Met Taylor's hypothese  $U \cdot t = x$  kunnen we dit ook schrijven als:

$$\epsilon = \frac{15 \nu}{U^2} \overline{\left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)^2} \quad (3.39)$$

Een uitgebreide theorie over hittedraden is te vinden in Hinze (1975).

De gebruikte hittedraden hebben een diameter van 10  $\mu\text{m}$  en zijn gefabriceerd door DISA; de lengte is ongeveer 1.5 mm.

De weerstand van de hittedraad is een functie van de omgevingstemperatuur  $T$  en de windsnelheid  $U$ . Als de temperatuur van de draad hoog gekozen wordt, hebben omgevingstemperatuurfluctuaties weinig invloed op de weerstand. De functie  $R_d(T, U)$  wordt experimenteel bepaald.

De hittedraad wordt met de zogenaamde "konstante temperatuur methode" op een temperatuur van  $\sim 150^\circ\text{C}$  gehouden. Hiertoe wordt de hittedraad opgenomen in een Wheatstone brug (fig. 3.30). De weerstand  $R_1$  wordt 1.5  $\cdot R_{d0}$  gekozen;  $R_{d0}$  is de weerstand van de draad bij  $U = 0$ . Het spanningsverschil tussen punt A en B wordt toegevoerd aan een operationele versterker die de spanning op punt C zo groot maakt dat  $V_A - V_B = 0$ . Dan geldt:  $I_2 R_d(U) = I_1 R_1$  evenals  $I_1 R_0 = I_2 R_0$ , dus  $I_1 = I_2$ . Hieruit volgt dat de weerstand van de hittedraad en dus zijn temperatuur konstant gehouden wordt. De spanning in punt C is dus een maat voor de windsnelheid. Het signaal wordt vervolgens gedifferentieerd naar de tijd, gekwadraterd en gemiddeld met een laagdoorlaatfilter ( $\sim 3$  dB frequentie  $\sim 1$  Hz). Met behulp van de ijkresultaten zijn nu  $U$  en  $(\partial u / \partial t)^2$  te berekenen. Met (3.39) volgt hieruit de dissipatie  $\epsilon$ . Meer informatie over hittedraad anemometers is te vinden in Hasse en Dunckel (1981).

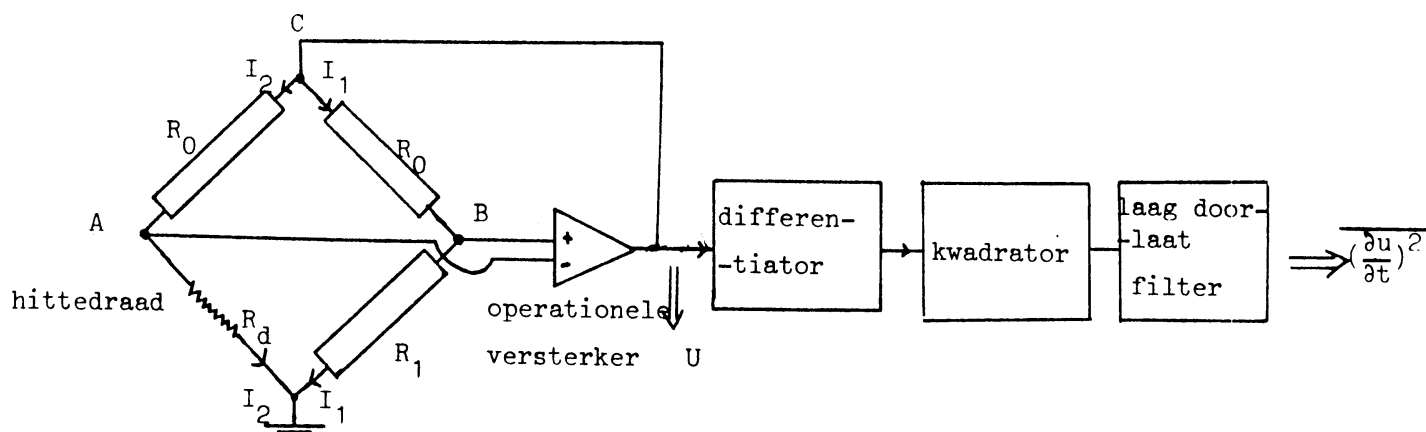


fig. 3.30. Schema van de hittedraad anemometer.

#### 4. Experimentele opzet

Het meetexperiment werd uitgevoerd op het terrein van het KNMI te Cabauw, bij de 200 m mast. Deze bevindt zich op  $51^{\circ}58'$  N en  $4^{\circ}56'$  O, in het centrum van Nederland ongeveer 20 km zuid-west van Utrecht. De omgeving is topografisch vlak binnen een straal van tenminste 20 km, en bestaat uit weiden en boomgaarden met af en toe rijen bomen, rivierdijken en kleine dorpen. Figuur 4.1. geeft in detail de topografische situatie van een gebied van  $3.5 \times 2.5$  km rond de mast. In de zuid-west richting bevindt zich een bijna obstakelvrije zone van 2 km lang en 1 km breed. De ruwheidslengte  $z_0$  varieert van 0.06 m voor de zuid-west sektor tot 0.25 m voor het noord-oostelijke gebied (Wieringa, 1976).

Het meetterrein zelf is geheel vlak grasland zonder obstakels. Het is duidelijk dat de omgeving niet homogeen is; voor de meeste wind-richtingen is er sprake van een ruwheidsovergang, namelijk van de ruwere omgeving naar het vlakke meetterrein. Alleen in de zuid-west sektor is deze overgang niet aanwezig.

Turbulentiemetingen werden op twee verschillende hoogtes gedaan. De trivaan werd samen met de temperatuurfluctuatiemeter bovenop de vaste 20 m mast gemonteerd (fig. 4.2 en 4.3); de hoogte was 22.5 m. Op een verplaatsbaar mastje van ongeveer 3 m werd de sonische anemometer (S.A.) geplaatst; op een rotor om hem in de wind te richten. Onderaan de S.A. werd de hittedraad bevestigd; vlak bij het meetvolume de snelrespons

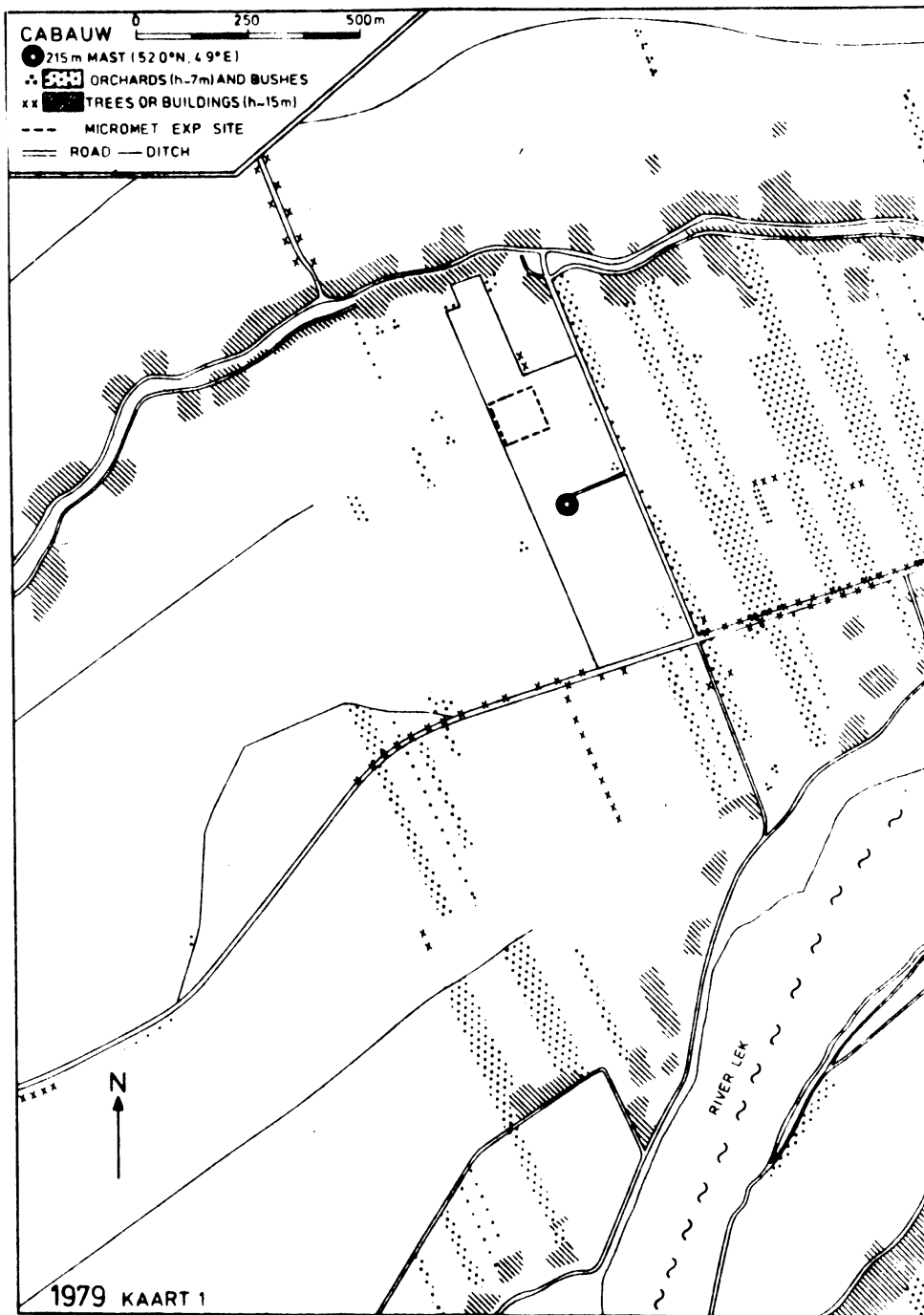


fig. 4.1. Omgeving van het meetterrein in Cabauw

thermokoppel en bovenop de Lyman-alfa. Experimenten in de windtunnel hadden aangetoond dat door de montage van al deze instrumenten op de S.A. geen significante fouten in de windmeting ontstonden. Deze hele instrumentenconfiguratie is te zien in fig. 4.4. Het meetvolume van de



S.A. bevond zich aanvankelijk op 3.18 m, maar werd gedurende de meetkampagne verzet naar 3.55 m. Het mastje werd op punt A (fig. 4.2) neergezet maar werd gedurende meetdag 174 verplaatst naar punt B omdat anders, wegens de noord-oostelijke wind, de storing door de 20 m mast fouten in de metingen zou hebben gegeven.

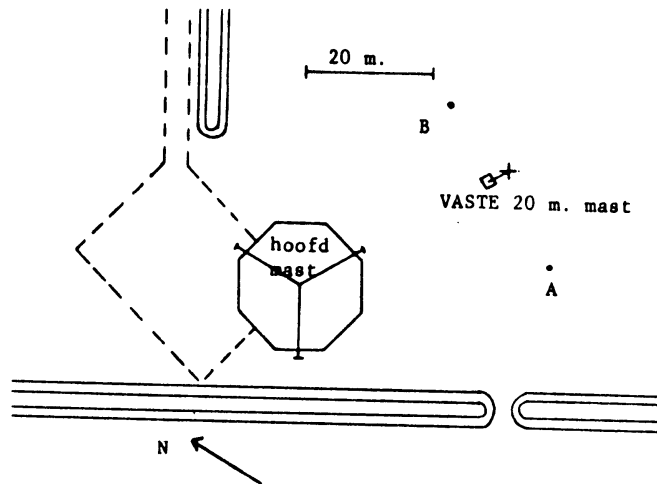


fig. 4.2. Direkte omgeving van de mast.

A en B: posities van het mobiele 3 m mastje.

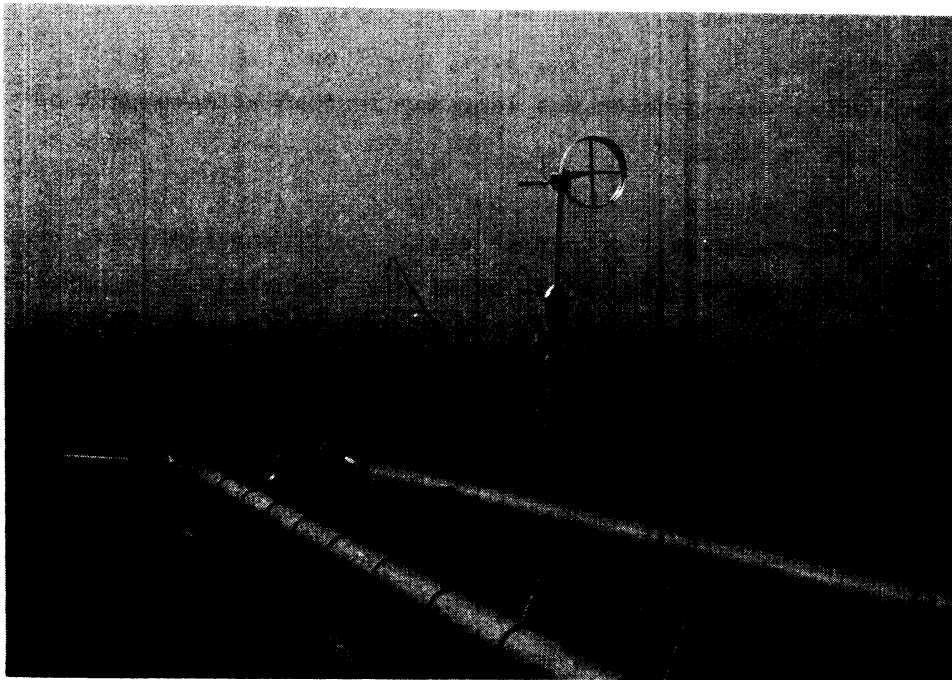


fig. 4.3. Turbulentie instrumenten op 22.5 m

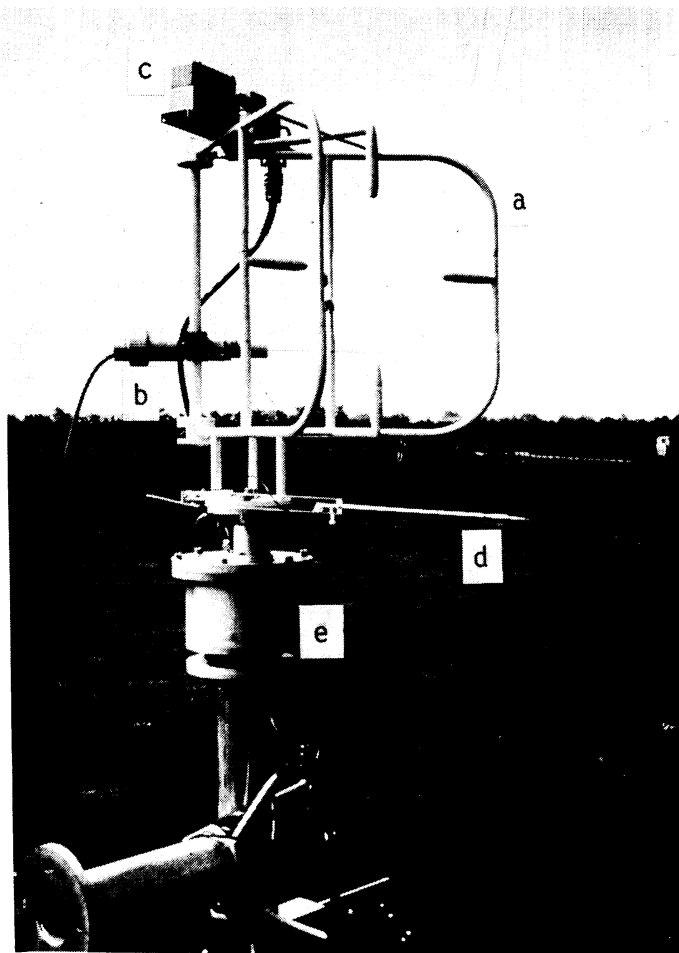


Fig. 4.4. Instrumenten op 3 meter. a. Sonische anemometer; b. Thermokoppel; c. Lyman-alfa hygrometer; d. Hittedraad; e. Rotor.

Met propelleranemometers werd het windprofiel langs de 20 m mast gemeten; de meethoogten waren 3.12, 5.90, 10.77 en 21.47 m. Het temperatuurprofiel werd gemeten met langzame responsthermokoppels op 0.51, 2.00, 9.69 en 20 m.

De metingen werden verricht in de eerste helft van 1981; een overzicht van de meetdagen is gegeven in tabel 4.1. Gedurende deze perioden werkte alle apparatuur naar behoren. Alle signalen werden versterkt tot een gelijkspanning tussen -10 en +10 volt en daarna toegevoerd aan een Hewlett-Packard 21 MX minikomputer. De sample frequentie was 10 Hz; alle gegevens werden op magnetische tape opgeslagen om later verwerkt te kunnen worden. Het berekenen van fluxen en profielen gebeurde met de Burroughs B6700 computer op het KNMI; voor de fluxberekening werd een middelingsperiode van 10 minuten gebruikt. Een uitgebreide beschrijving van de gebruikte programmatuur is gegeven in Driedonks e.a. (1980).

datum	dag- nummer	hoogte sonische anemometer (m)	periode	wind- richting	opmer- kingen
20-5-81	140	3.18	8.10-13.30	ZO	alleen S.A.+trivaan
21-5-81	141	3.18	12.30-14.30	NO	
9-6-81	160	3.18	11.30-14.30	ZW	
10-6-81	161	3.18	11.40-14.40	ZW	
23-6-81	174I	3.55	9.30-12.00	NW-NO	variabele wind
23-6-81	174II	3.55	18.20-21.20	NO	
23/24-6-81	174III/175	3.55	21.30-00.30	NO	
29-6-81	181	3.55	11.00-12.00	ZW	
2-7-81	183	3.55	9.00-11.20	ZZW	
2-7-81	183	3.55	11.30-14.30	ZZW	

Tabel 4.1. Meetperioden (alle tijden zijn in GMT).

## 5. RESULTATEN

In hoofdstuk 2.4 werd afgeleid dat de dimensieloze parameter  $z/L$  als stabiliteitsparameter te gebruiken is. Op grond hiervan definiëren we de volgende stabiliteitsklassen:

$-\infty$	$< z/L < -0.3$	onstabiel
$-0.3$	$< z/L < -0.05$	licht onstabiel
$-0.05$	$< z/L < 0$	bijna neutraal
$0$	$< z/L < 0.3$	licht stabiel
$0.3$	$< z/L < \infty$	stabiel

Tabel 5.1 geeft de stabiliteit tijdens de diverse meetdagen evenals de gemiddelde horizontale windsnelheid  $U$  op 3 m hoogte. De Obukhov-lengte  $L$  is met een Von Kármán konstante van 0.35 berekend. Alle in dit hoofdstuk genoemde gemiddelden zijn berekend over 10 minuten en gekorrigeerd voor trend.

dagnummer	$z/L$ (3)	$\bar{U}$ (3) [ $\text{ms}^{-1}$ ]	stabiliteitsklasse
140	$-0.10 < z/L < -0.05$	4	licht onstabiel
141	$-0.5 < z/L < -0.2$	3	onstabiel
160	$-0.02 < z/L < 0$	7	bijna neutraal
161	$-0.03 < z/L < -0.01$	7	bijna neutraal
174I	$-10 < z/L < -0.01$	2	onstabiel
174II	$0.03 < z/L < 0.4$	2	licht stabiel
174III	$0.15 < z/L < 0.6$	2	stabiel
181	$-0.4 < z/L < 0$	7	bijna neutraal
183I	$-0.4 < z/L < -0.05$	4	licht onstabiel
183II	$-0.4 < z/L < -0.1$	4	licht onstabiel

Tabel 5.1. Stabiliteit gedurende de meetdagen.

#### 5.1 Meting van temperatuurvarianties en warmtefluxen met de sonische anemometer

De variantie van de sonische virtuele temperatuur wordt gegeven door vergelijking (3.25); met de sonische anemometer, snel respons thermokoppel en lyman-alfa vochtmeter kunnen alle termen in het rechterlid bepaald worden. De termen 2, 3, 5 en 6 zijn voor al onze metingen enige orden van grootte kleiner dan de termen 1 en 4, en worden daarom verwaarloosd. Vergelijking 3.25 reduceert dan tot:

$$\sigma_{T_s}^2 = \sigma_T^2 + 2 \times 0.51 \bar{T} \overline{q'T'} \quad (5.1)$$

In figuur 5.1 en 5.2 is  $\sigma_{T_s}$  (exp) uitgezet tegen  $\sigma_T$  (ber).  $\sigma_{T_s}$  (exp) is de gemeten temperatuurvariantie met de sonische anemometer en  $\sigma_T^s$  (ber) is de berekende met behulp van (5.1), waarbij  $\sigma_T$  is bepaald met het thermokoppel en  $\overline{q'T'}$  met de lyman-alfa en het thermokoppel. De grootte van de eerste term is eveneens ingetekend. In het onstabiele geval (fig. 5.1) voldoet bovenstaande vergelijking zeer goed; de fout die ontstaat als we de tweede term weglaten is ongeveer 15%. Bij de metingen van dag 160 en 161 (fig. 5.2) zien we een afwijking bij kleine

$\sigma_{T_s} : \sigma_T^s$  (ber) <  $\sigma_{T_s}$  (exp). Gedurende deze meetdagen was er sprake van een harde wind en een kleine  $z/L$  (zie tabel 5.1). Wegens de beperkte

spektrale respons van het thermokoppel waarmee de temperatuurvariantie  $\sigma_T$  gemeten werd, treden spektrale verliezen op waardoor we in deze omstandigheden een te kleine  $\sigma_T$  meten. Dit verklaart de afwijking.

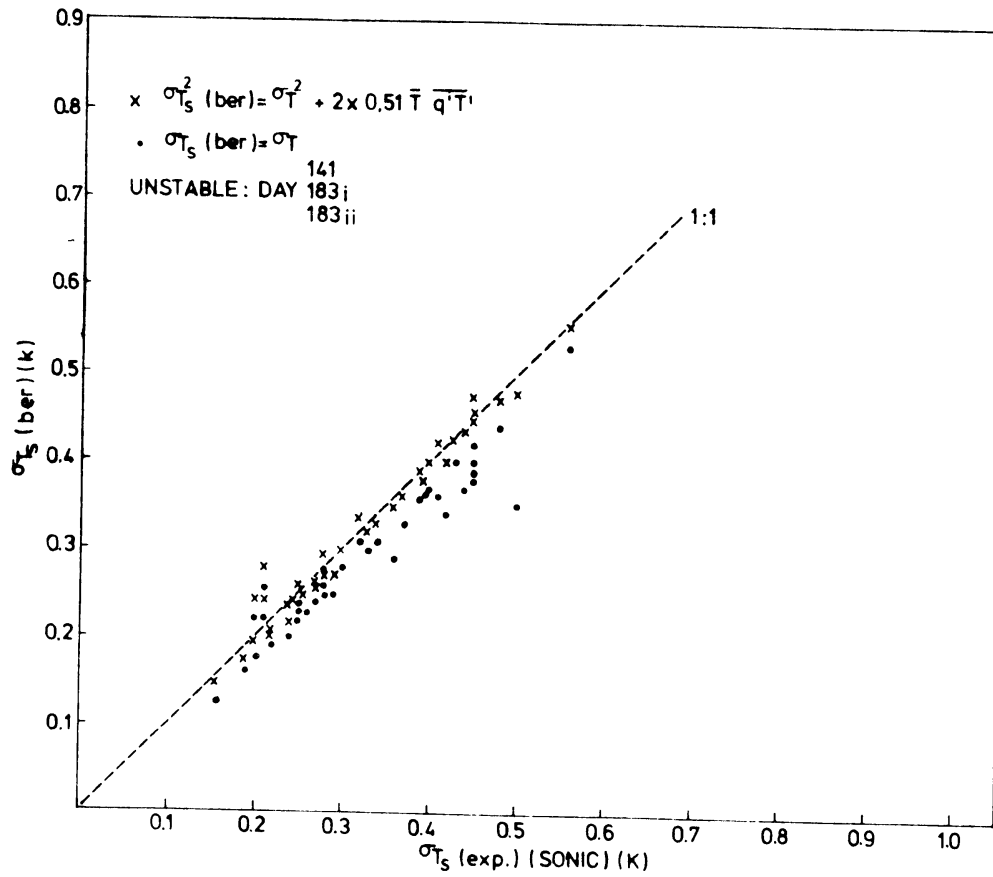


fig. 5.1. Berekende versus experimentele sonische temperatuurvariantie in onstabiele omstandigheden.

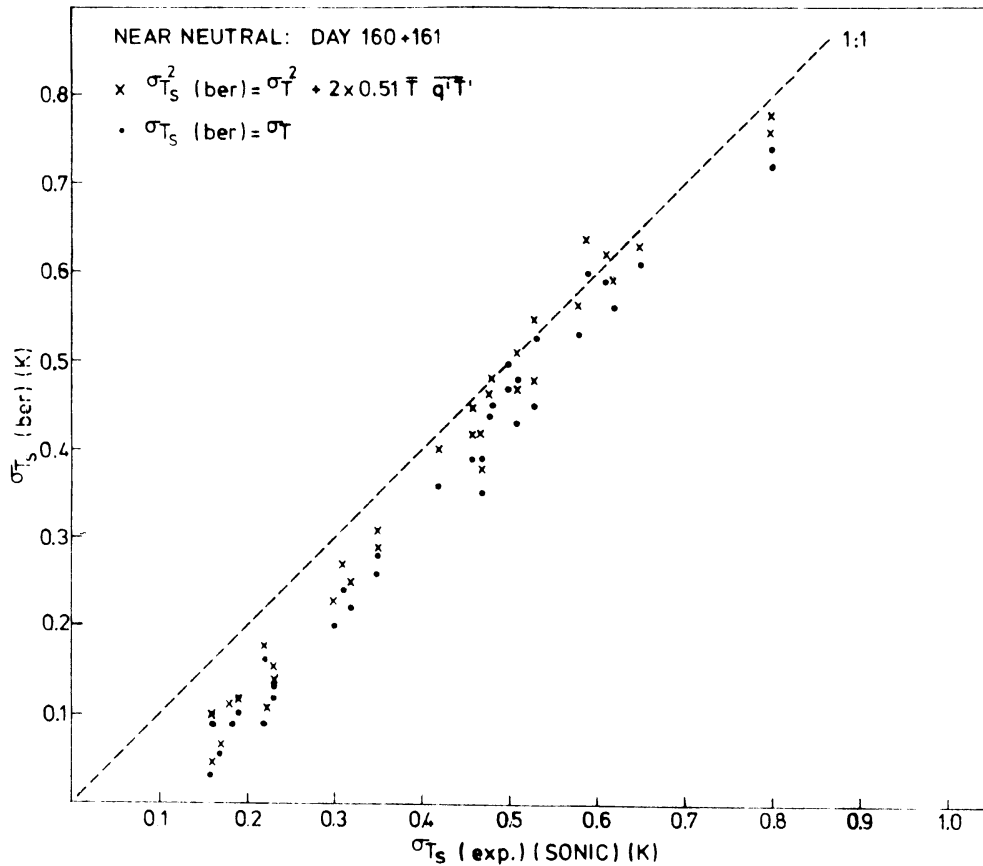


fig. 5.2. Berekende versus experimentele sonische temperatuurvariantie in bijna neutrale omstandigheden.

De sonische warmteflux  $\overline{W' T'_s}$  wordt gegeven door vergelijking (3.27):

$$\overline{W' T'_s} = \overline{W' T'} + 0.51 \bar{T} \overline{W' q'} - 2 \frac{\overline{T \cdot U}}{C^2} \overline{U' W'} \quad (5.2.)$$

Reeds bij licht onstabiele omstandigheden blijkt de derde term verwaarloosbaar te zijn. In figuur 5.3 is de met de sonische anemometer gemeten  $\overline{W' T'_s}$  uitgezet tegen de berekende met vergelijking (5.2). De diverse termen in (5.2) zijn bepaald met de sonische anemometer (U en W), het thermokoppel (T) en de lyman-alfa (q). Het weglaten van de tweede term geeft een fout van gemiddeld 15% in onstabiele omstandigheden.

Figuur 5.4 toont op dezelfde manier de controle van (5.2) in bijna neutrale kondities. De derde term mag dan niet verwaarloosd worden en draagt tot 20% van de sonische warmteflux bij; de tweede term levert ongeveer 15%. Voor alle gevallen blijkt vergelijking (5.2) goed te kloppen.

$\overline{W'T'_s}$  en de derde term in (5.2) worden met de sonische anemometer bepaald; als we daarnaast een schatting kunnen maken van de tweede term, dan is de warmteflux  $\overline{W'T'}$  te bepalen. Omdat deze zogenaamde "vochtkorrektieterm" klein is, is een ruwe schatting van  $\overline{W'q'}$  voldoende. De Bowenverhouding  $\beta$  is gedefinieerd als:

$$\beta = \frac{H}{L'E} = \frac{\rho C \overline{W'T'}}{\rho L' \overline{W'q'}} , \text{ met } C_p = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (5.3)$$

$$L' = 2.5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$$

Hiermee kunnen we vergelijking (5.2) omschrijven tot:

$$\overline{W'T'_s} = \overline{W'T'} \left( 1 + 0.51 \overline{T} \frac{C_p}{L'\beta} \right) - 2 \frac{\overline{U} \overline{T}}{C^2} \overline{U'W'} \quad (5.4.)$$

Voor het soort ondergrond zoals in Cabauw is  $\beta$  gemiddeld 0.4 (De Bruin, persoonlijke communicatie). Op deze manier kunnen we  $\overline{W'T'}$  berekenen uit de sonische anemometer gegevens. In figuur 5.5 is de aldus berekende  $\overline{W'T'}$  uitgezet tegen de direkt experimenteel bepaalde ( $W'$  met de sonische anemometer,  $T'$  met het thermokoppel).

Een andere manier om  $\overline{W'T'}$  te bepalen is het vinden van een tweede vergelijking waarin zowel  $\overline{W'T'}$  als  $\overline{W'q'}$  als onbekenden voorkomen. Een voorbeeld hiervan is de netto stralingsbalans. Het idee hierbij is dat de stralingsenergie (van de zon) overdag gebruikt wordt voor opwarming van de atmosfeer, de bodem en voor verdamping. De stralingsbalans wordt dan:

$$Q_N = \begin{array}{l} H + L'E + G \\ \downarrow \text{netto} \quad \downarrow \text{straling} \quad \downarrow \\ \text{sensibele} \quad \text{warmtestroom} \\ \downarrow \quad \downarrow \\ \text{latente} \quad \text{warmtestroom} \\ \downarrow \\ \text{bodemwarmtestroom} \end{array} \quad (5.5.)$$

De Bruin en Holtslag (1982) vinden dat voor Cabauw,  $G$  ca.10% van  $Q_N$  bedraagt. Vergelijking (5.5) is dan te schrijven als:

$$\alpha Q_N = \rho C_p \overline{W'T'} + L'\rho \overline{W'q'} \quad (5.6.)$$

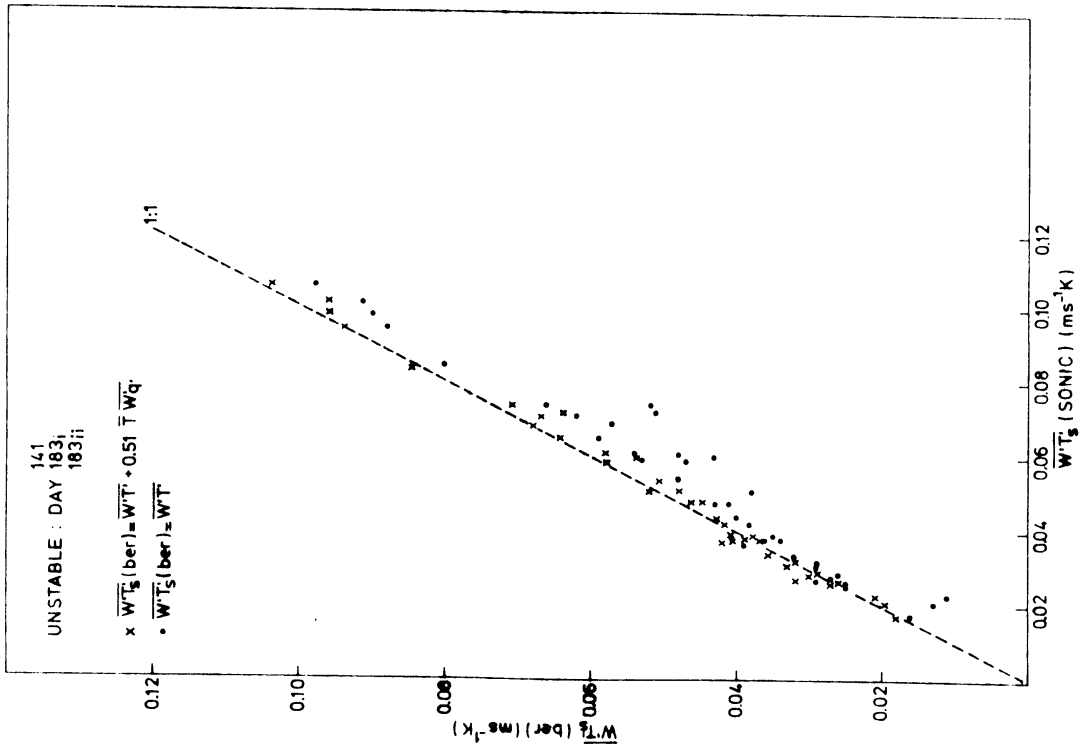


Fig. 5.3. Berekende versus direkt gemeten sonische warmteflux in onstabiele omstandigheden.

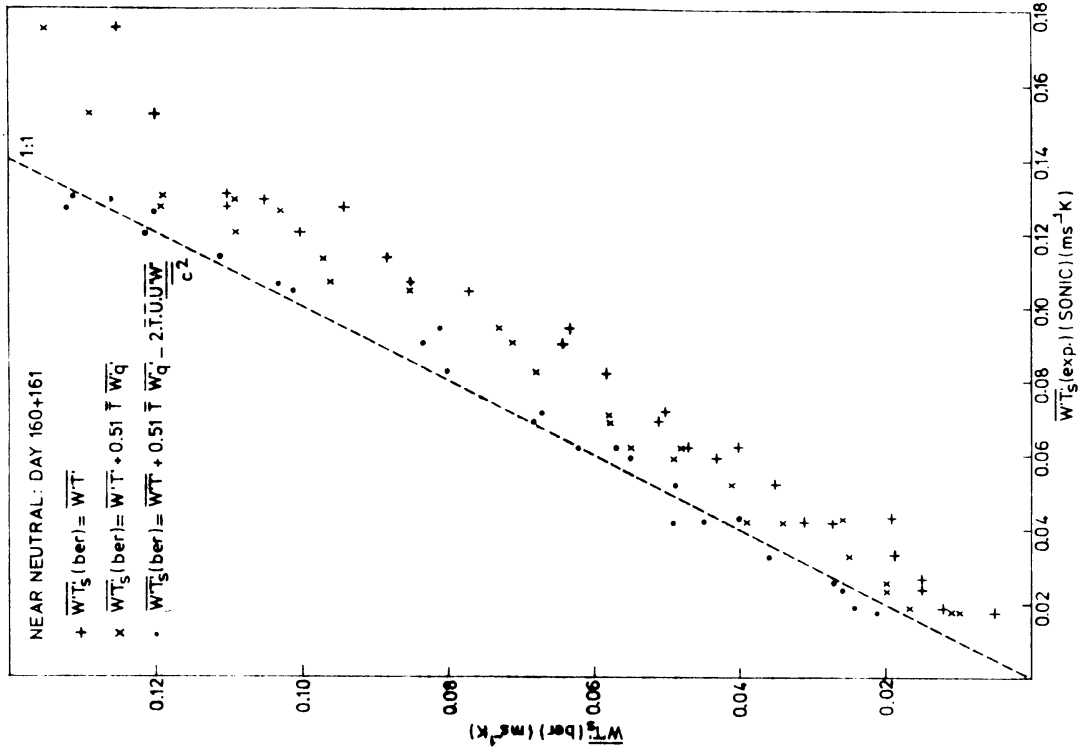


Fig. 5.4. Berekende versus direkt gemeten sonische warmteflux in bijna neutrale omstandigheden.



Vergelijking (5.2) en (5.6) vormen een stelsel vergelijkingen met twee onbekenden ( $\overline{W'T'}$  en  $\overline{W'q'}$ ) dat oplosbaar is. Met de nettostraling en de sonische anemometer gegevens is het dus theoretisch mogelijk om  $\overline{W'T'}$  en  $\overline{W'q'}$  te bepalen. De nettostraling  $Q_N$  werd gemeten met een Funk stralingsmeter (Funk 1959). Omdat de konstante  $\alpha$  niet bekend was werd  $Q_N$  uitgezet tegen  $H + L'E$ , waarbij  $W'$  gemeten werd met de sonische anemometer,  $T'$  met het thermokoppel en  $q'$  met de lyman-alfa. Het resultaat is te zien in figuur 5.6; een aanpassing werd gemaakt waaruit volgde:  $\alpha \approx 0.8$ .

De bodenwarmtestroom  $G$  is afhankelijk van het type ondergrond, de tijd van het jaar en het vochtgehalte van de bodem. Omdat  $G$  echter overdag klein is ten opzichte van  $Q_N$  is een grove schatting voldoende. Met de sonische anemometer gegevens en de nettostraling werden met behulp van vergelijkingen (5.2) en (5.6)  $\overline{W'T'}$  en  $\overline{W'q'}$  opgelost (met  $\alpha = 0.8$ ). De aldus berekende waarden werden in figuur 5.7 en 5.8 uitgezet tegen de direkt gemeten fluxen (met behulp van thermokoppel lyman-alfa).

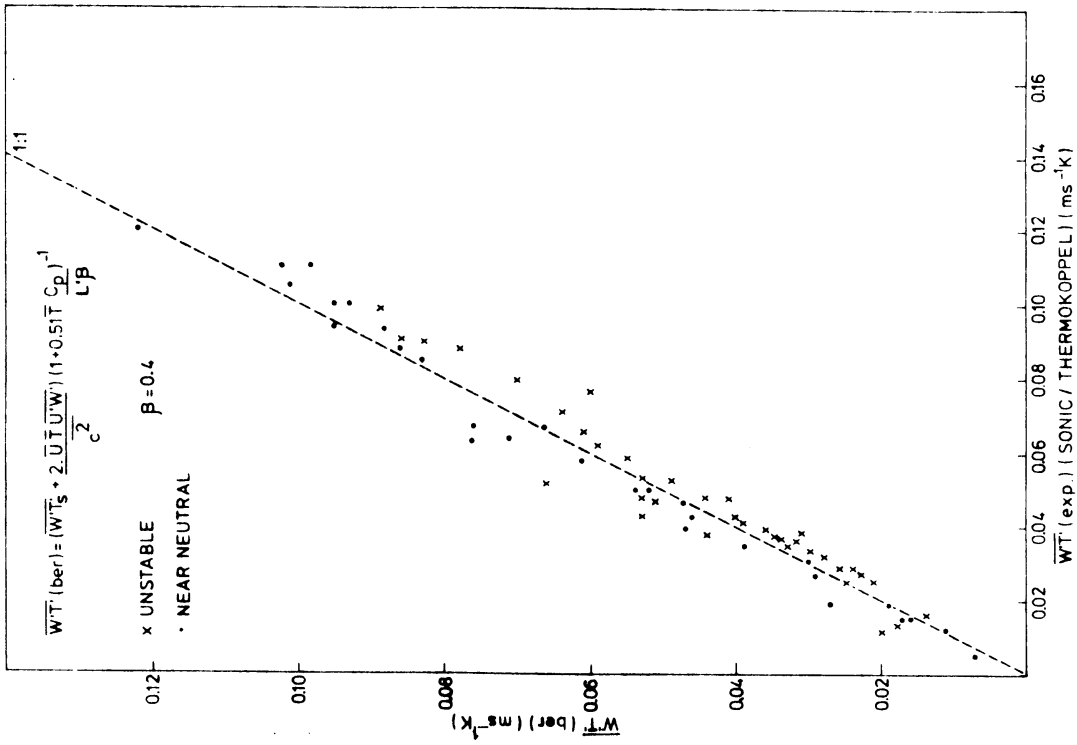


Fig. 5.5. De uit sonische anemometer gegevens berekende warmteflux, met een Bowen verhouding  $\beta = 0.4$ , versus de direct experimenteel bepaalde.

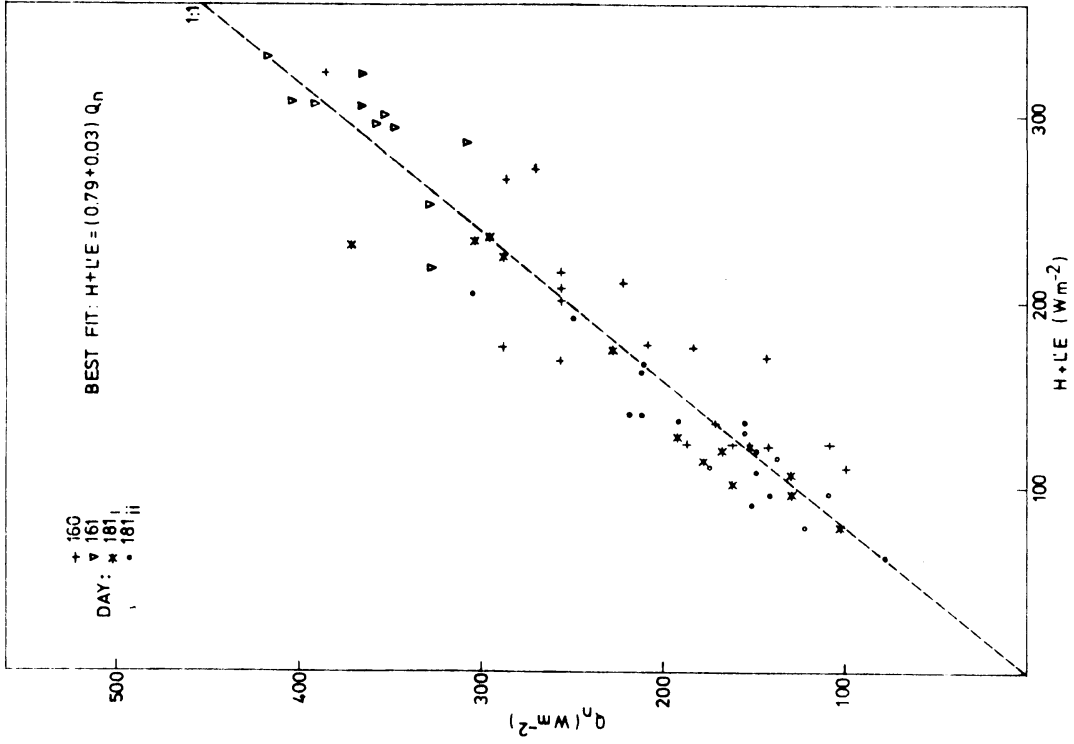


Fig. 5.6. Nettostraling als functie van de som van latente en voelbare warmteflux.

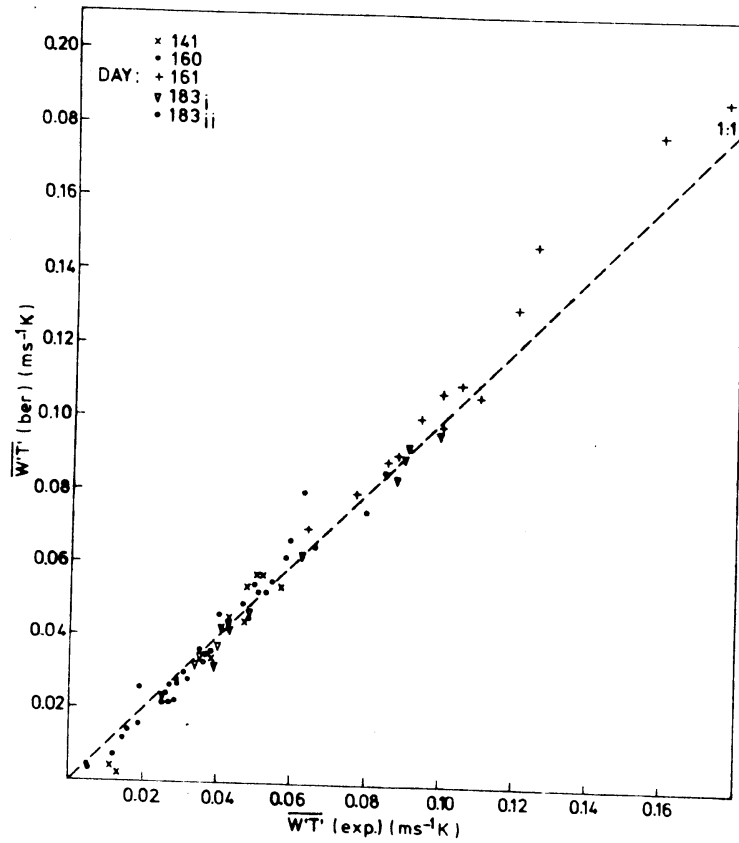


fig. 5.7. De uit de sonische anemometer gegevens en nettostraling berekende warmteflux als functie van de direkt gemeten warmteflux.

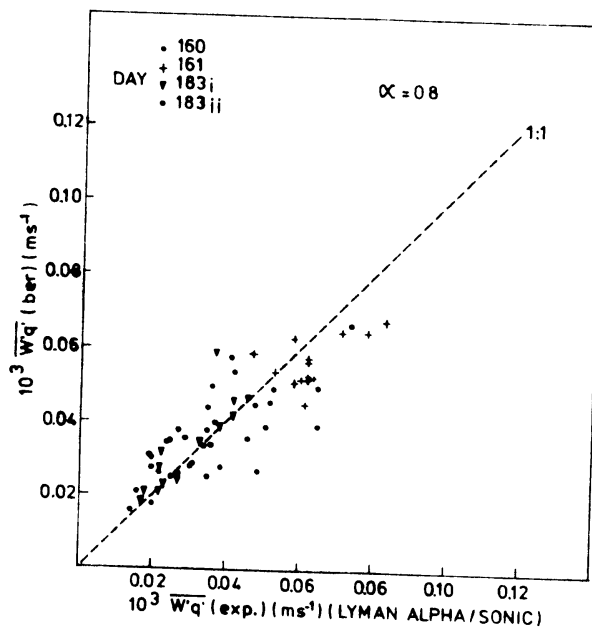


fig. 5.8. Het verband tussen de direkt gemeten en de berekende vochtflux met een bodemwarmtestroom  $G = 0.2 Q_N$ .

Voor bepaling van de warmteflux  $\overline{W'T}$  voldoet de stralingsbalansmethode uitstekend, ook als  $\alpha$  niet precies bekend want de term met  $\overline{W'q'}$  in (5.2) is klein. De spreiding in de punten in figuur 5.7 is daarvoor klein, minder dan 5% gemiddeld; dit wordt mede veroorzaakt door het feit dat alle grootheden op dezelfde plaats en tijd gemeten zijn. De spreiding in de punten in figuur 5.8 is groter dan in 5.7 omdat de vochtterm in 5.2 klein is en  $\overline{W'q'}$  gevoelig is voor de waarde van  $\alpha$ . De punten spreiden rond de 1:1 lijn omdat we  $\alpha$  berekend hebben. De scatter in 5.8 is een maat voor de nauwkeurigheid waarmee we de vochtflux, met de sonische anemometer en de stralingsbalans, kunnen berekenen. Als we voor  $\alpha$  een waarde van 0.9 zouden hebben genomen, maakt dit voor de bepaling van  $\overline{W'T}$  weinig uit; het resultaat voor  $\overline{W'q'}$  is te zien in figuur 5.9: er treedt een systematische afwijking op van de werkelijke waarde.

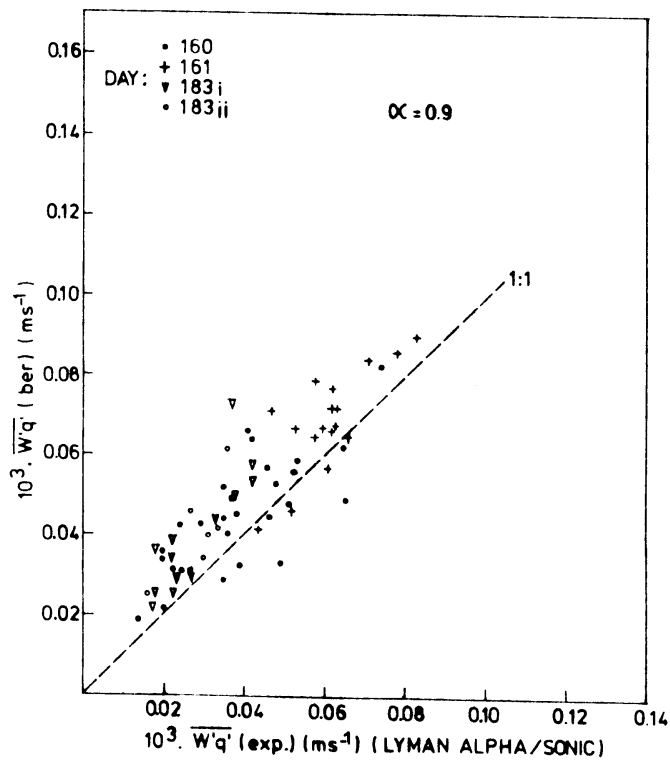


fig. 5.9. Het verband tussen direkt gemeten en berekende vochtflux met een bodenwarmtestroom  $G = 0.1 Q_N$ .

We merken nog op dat de hiervoor beschreven methoden, alleen gelden voor onstabiele of neutrale stratifikatie. In stabiele toestanden is namelijk de bodemwarmtestroom  $G$  niet goed te bepalen. Konkluderend kunnen we zeggen dat met behulp van een sonische anemometer en een nettostralings meetinstrument de warmteflux  $\overline{W'T}$  tamelijk nauwkeurig te bepalen is. Om de vochtflux  $\overline{W'q}$  te berekenen moet de stralingsbalans (5.6) kloppen, met andere woorden,  $\alpha$  moet bekend zijn. Op deze manier is een redelijke schatting te maken van de vochtflux.

### 5.2. Fluxen in inhomogene omstandigheden

Zoals al in hoofdstuk 4 gezegd, is de omgeving in Cabauw niet homogeen: de direkte omgeving van het meetterrein bestaat uit vlak grasland, terwijl zich op grotere afstand obstakels in de vorm van boomgroepen bevinden (fig. 4.1). Alleen de zuidwest sektor is nagenoeg "glad". De lokale ruwheidslengte is dus in alle gevallen kleiner dan die van het gehele gebied. Op grond van de hypothesen uit paragraaf 2.7 verwachten we dus een toename van  $U_*$  met de hoogte, behalve voor het ongestoorde gebied. In figuur 5.10 is de  $U_*$  van 20 m uitgezet tegen die van 3 m. We zien dat de punten spreiden rond de rechte  $U_*(20) = 1.4 U_*(3)$  voor alle gestoorde gebieden. Voor iedere meetperiode werd een aanpassing door de meetpunten gemaakt; de resultaten hiervan zijn naast de grafiek gegeven. Figuur 5.11 geeft de verhouding tussen  $U_*(20)$  en  $U_*(3)$  voor de "gladde" sektor. In dit geval spreiden de punten rond de 1:1 lijn zoals verwacht; de aanpassingen geven een verhouding die iets groter is dan 1. Dit is te verklaren door het feit dat de zuidwest sektor niet geheel obstakelvrij is: op grote afstand (enige kilometers) staan weer obstakels die de stressverhouding meetbaar beïnvloeden. De verhouding  $U_*(20)/U_*(3)$  is als functie van de windrichting getekend in figuur 5.12. We zien dat voor het gestoorde gebied deze verhouding nagenoeg konstant is, onafhankelijk van de afstand van de meetplaats tot de terrein inhomogeniteiten. De grootte van deze  $U_*$  verhouding is afhankelijk van de hoogte van de obstakels en van hun configuratie. Beljaars (1982) berekende de stressverhouding in gestoorde gebieden aan de hand van een model, en vond hiervoor dezelfde orde van grootte.

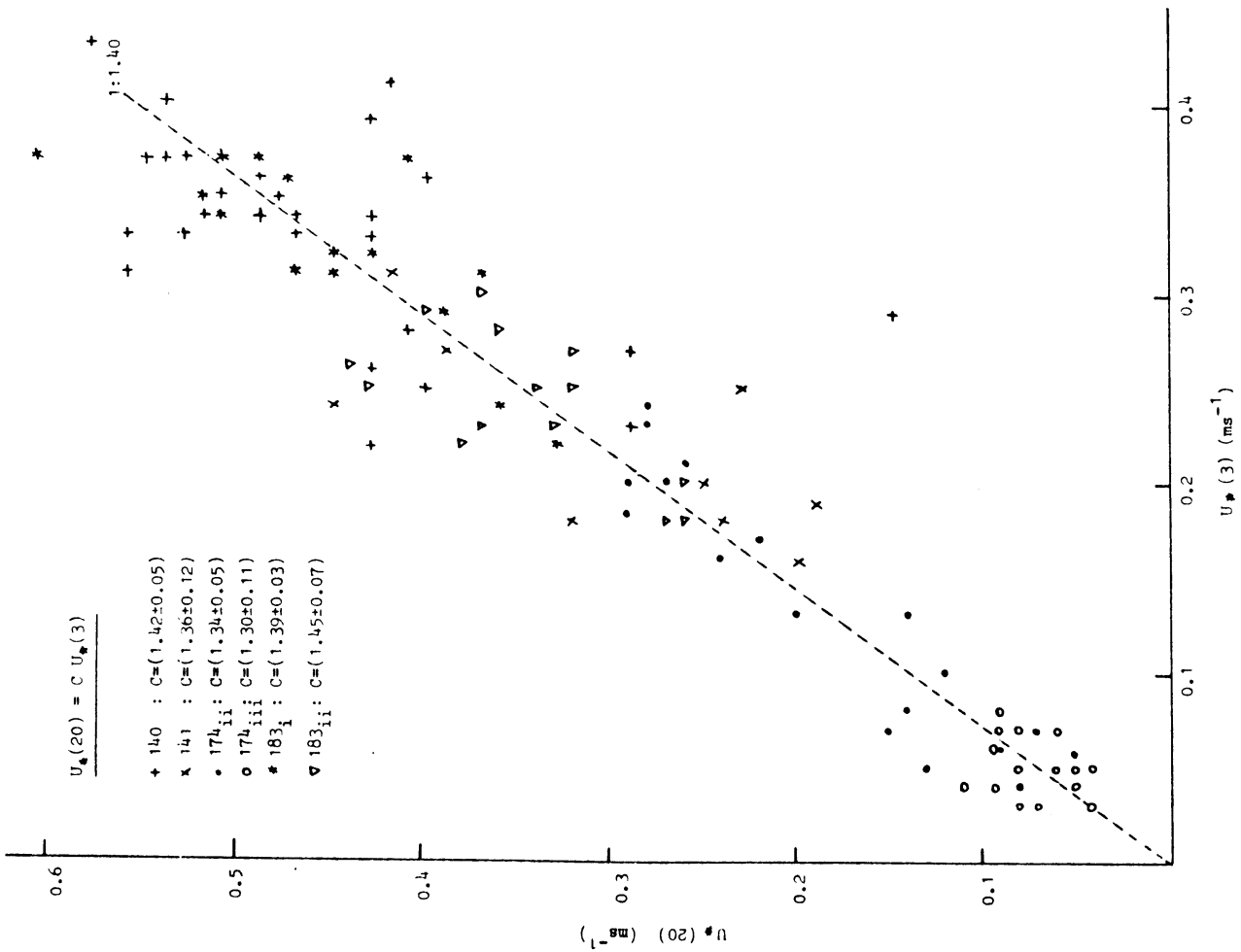


Fig. 5.10.  $U_*(20)$  uitgezet tegen  $U_*(3)$  voor gestoorde gebieden.

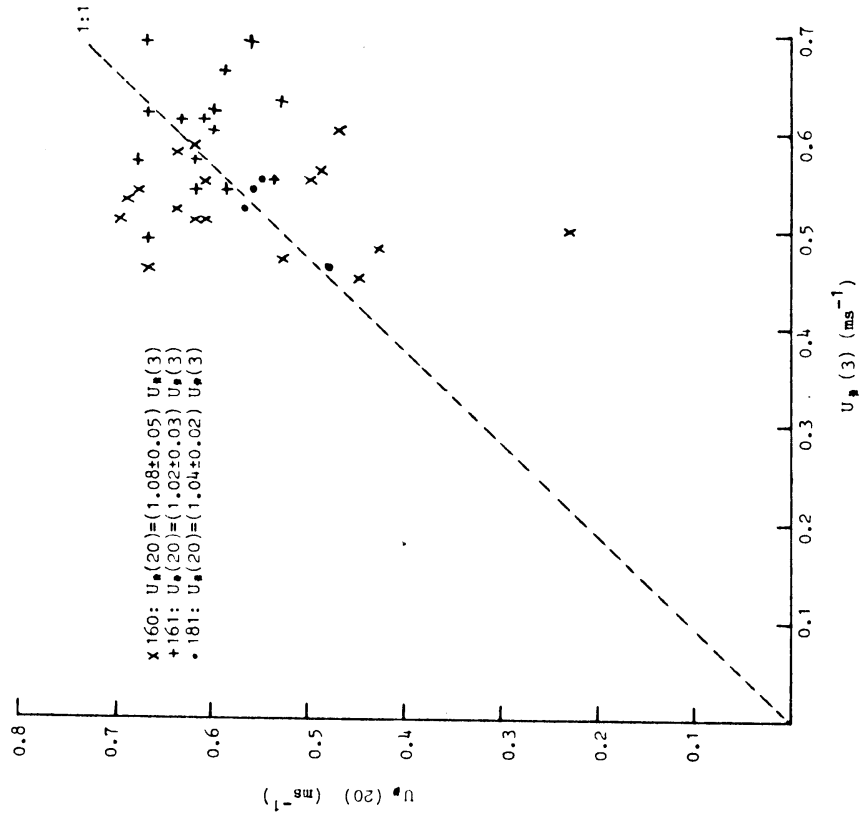
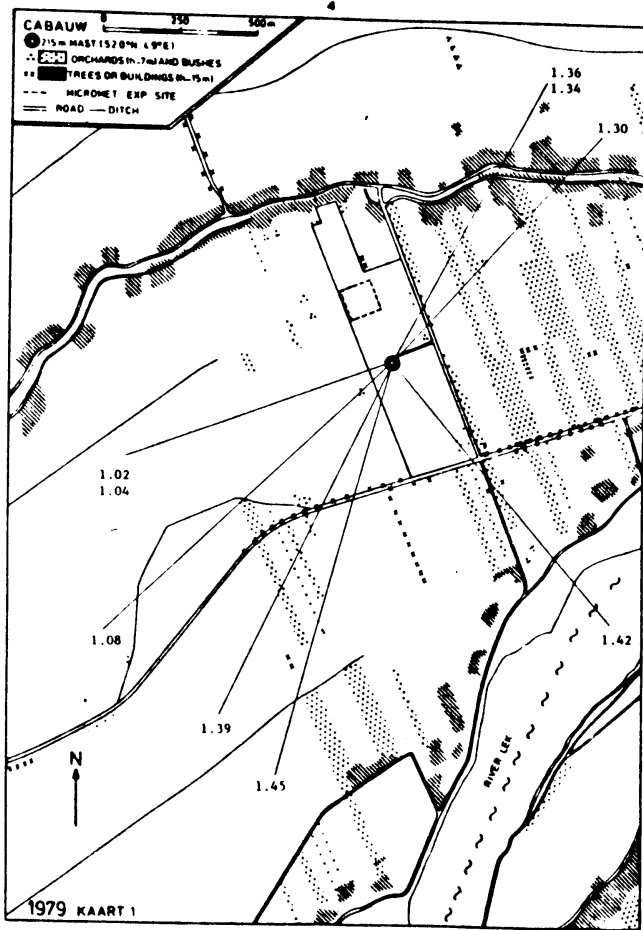


Fig. 5.11.  $U_*(20)$  uitgezet tegen  $U_*(3)$  voor ongestoorde gebieden.



dag	windrich- ting	$U_*(20)/U_*(3)$	
140	140°	1.42	
141	29°	1.36	
on- ge- stoord	160	233°	1.08
	161	250°	1.02
	181	249°	1.04
174II	28°	1.34	
174III	43°	1.30	
183I	206°	1.39	
183II	195°	1.45	

fig. 5.12. De verhouding tussen  $U_*(20)$  en  $U_*(3)$  in Cabauw.

In paragraaf 2.7 is de hypothese gemaakt dat de standaarddeviatie van de verticale windsnelheid  $\sigma_W$  zou moeten schalen met de lokale  $U_*$ . Zoals we gezien hebben is  $U_*$  lokaal niet konstant met de hoogte;  $\sigma_W$  zou dus voor het gestoorde gebied ook niet konstant met de hoogte moeten zijn. In figuur 5.13 is  $\sigma_W(20)$  tegen  $\sigma_W(3)$  uitgezet. Zoals we zien, is de verhouding  $\sigma_W(20)/\sigma_W(3)$  van dezelfde orde van grootte als de  $U_*$  verhouding. Gemiddeld spreidt  $\sigma_W(20)/\sigma_W(3)$  rond 1.45. Voor de ongestoorde gebieden is de verhouding iets groter dan één. We kunnen hieruit konkluderen dat  $\sigma_W$  een lokale grootheid is; de turbulente fluktuaties in  $W$  worden dus voornamelijk veroorzaakt door kleinschalige wervels.

De verhouding  $\sigma_U(20)/\sigma_U(3)$  is te zien in figuur 5.14. Wat opvalt is de toename van  $\sigma_U$  met de hoogte in stabiele omstandigheden (dag 174). In een stabiele grenslaag zijn er geen grote wervels die de gehele grens-

laag omvatten. We kunnen verwachten dat zowel  $\sigma_U$  als  $\sigma_W$  dan schalen met de "lokale"  $U_*$ . Dit verklaart de gemeten toename van  $\sigma_U$  met de hoogte. Gemiddeld over alle onstabiele dagen is de verhouding  $\sigma_U(20)/\sigma_U(3)$  konstant en wordt dus niet beïnvloed door terrein inhomogeniteiten. De fluktuaties in  $U$  worden dus voornamelijk veroorzaakt door de grootschalige eigenschappen van het terrein.

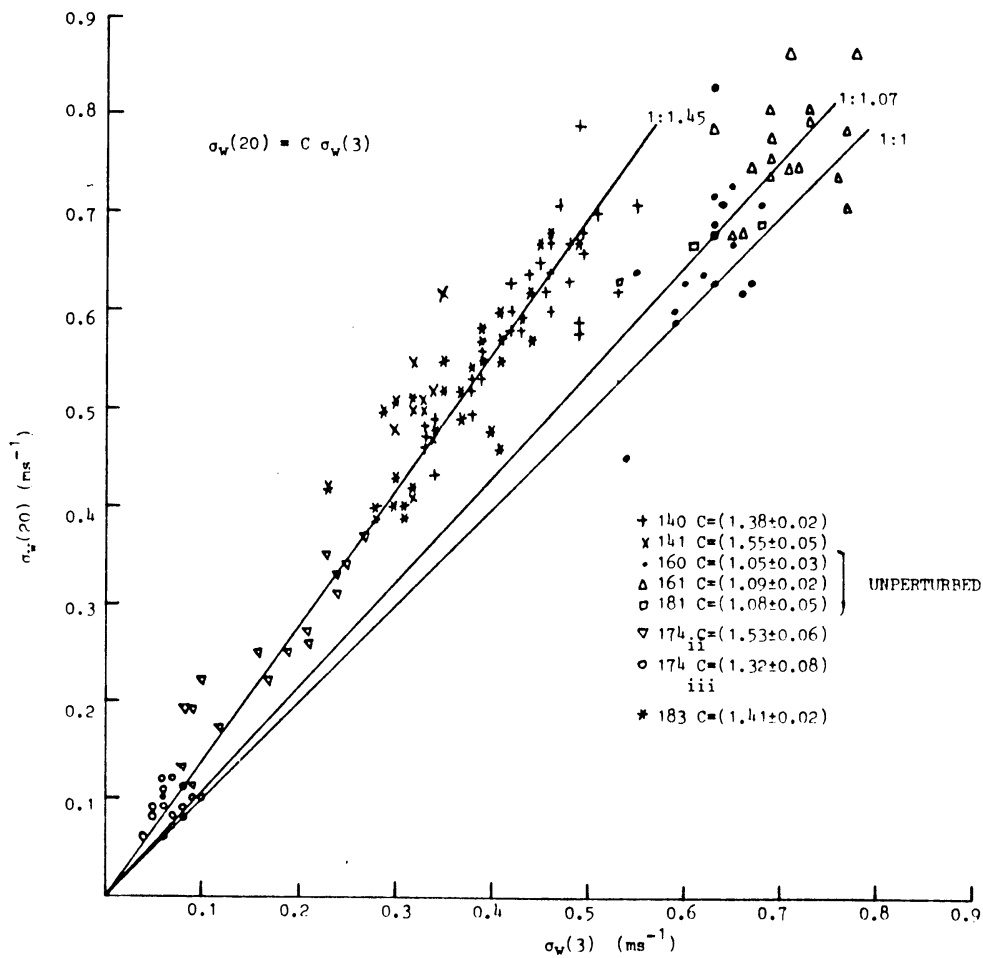


fig. 5.13. De verhouding tussen  $\sigma_w(20)$  en  $\sigma_w(3)$ .

In figuur 5.15 is de warmteflux  $\overline{W'T'}$  op 20 m uitgezet tegen die op 3 m. Theoretisch verwachten we dat de warmteflux niet beïnvloed wordt door terrein inhomogeniteiten net zoals de impulsflux. Gemiddeld spreiden de punten rond de 1:1 lijn. Ook in stabiele omstandigheden is er gemiddeld geen significante afwijking. Dat 183 springt eruit door een afname van



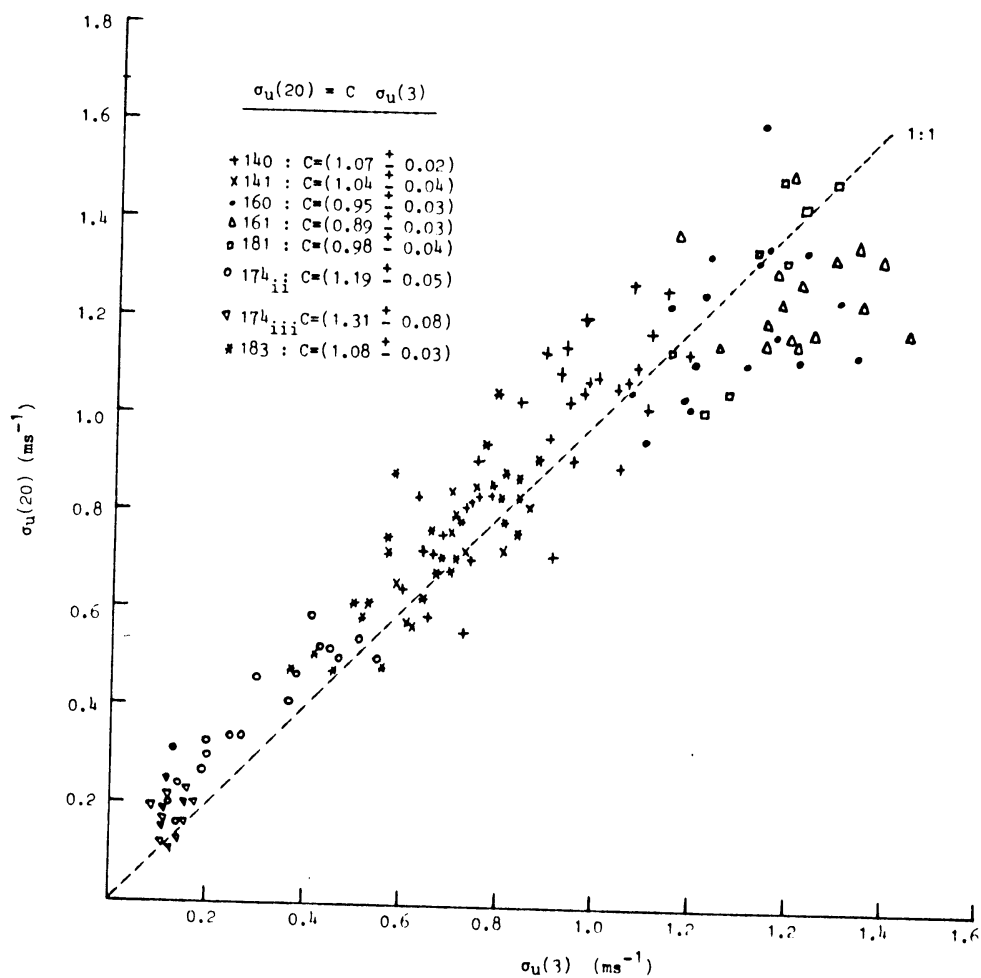


fig. 5.14. De verhouding tussen  $\sigma_u(20)$  en  $\sigma_u(3)$  .

$\overline{W'T'}$  met de hoogte, de reden hiervoor is onbekend. De scatter in deze figuur geeft een indruk van de nauwkeurigheid waarmee warmtefluxen met de eddykorrelatiemethode bepaald kunnen worden. Figuur 5.16 geeft de verhouding tussen de vochtflux  $\overline{W'q'}$  op 20 m en die op 3 m. De spreiding van de punten is aanzienlijk, maar gemiddeld over alle meetperioden vinden we dat  $\overline{W'q'}$  niet significant hoogteafhankelijk is. Zowel  $\overline{W'T'}$  als  $\overline{W'q'}$  zijn dus "lokale" grootheden (schalen met de lokale  $T_*$  en  $q_*$ ).

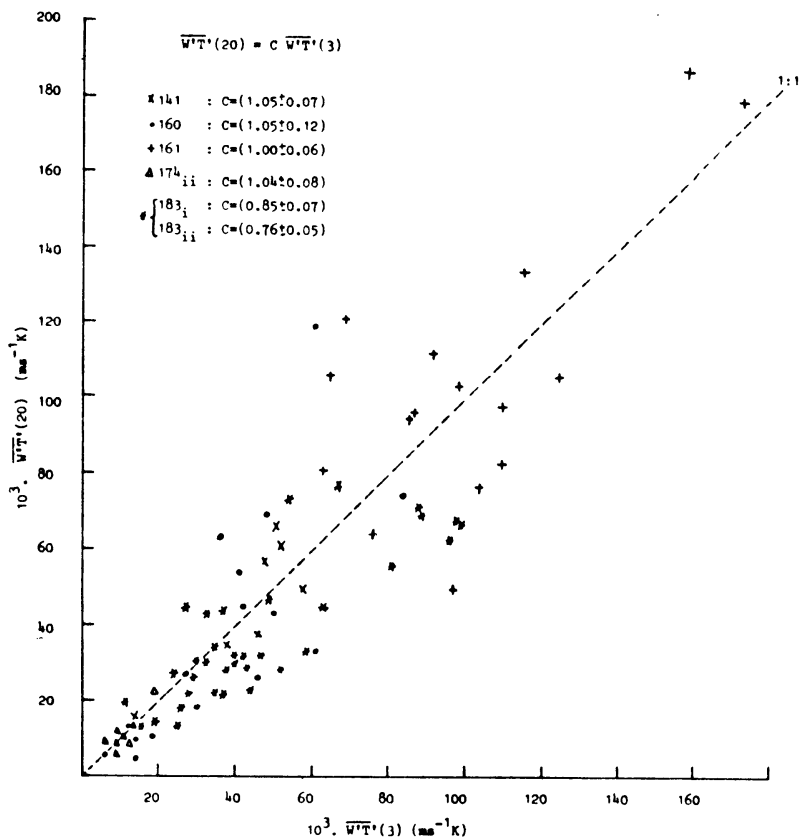


fig. 5.15. De verhouding tussen  $\overline{W^+T^+}(20)$  en  $\overline{W^+T^+}(3)$

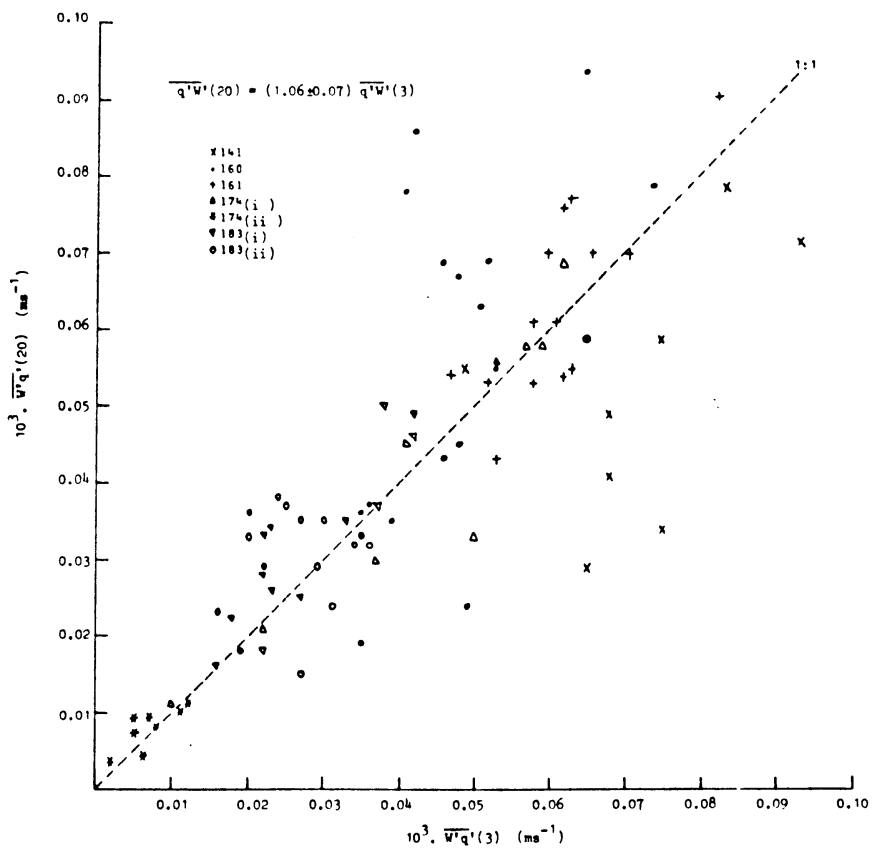


fig. 5.16. De verhouding tussen  $\overline{W^+q^+}(20)$  en  $\overline{W^+q^+}(3)$  .

### 5.3. De Monin Obukhov gelijkvormigheidstheorie in de inhomogene oppervlaktelaag

Volgens de Monin Obukhov gelijkvormigheidstheorie (hoofdstuk 2.2) kunnen de grootheden  $\sigma_W/U_*$  en  $\sigma_U/U_*$  als universele functies van  $z/L$  geschreven worden. In paragraaf 5.2 hebben we gezien dat zowel  $\sigma_W$  als  $U_*$  lokale variabelen zijn. Om de universele functie  $\sigma_W/U_* = f(z/L)$  te vinden moeten we dus  $\sigma_W/U_*$  (lokaal) beschouwen als functie van de lokale  $z/L$ . In figuur 5.17 zijn beide grootheden logaritmisch tegen elkaar uitgezet, in het geval van onstabiele gelaagdheid ( $z/L < 0$ ). Voor de convectieve limiet  $-z/L \rightarrow \infty$  verwachten we  $\sigma_W/U_* = C_W (-z/L)^{1/3}$  (vergelijking 2.52). Figuur 5.17 geeft  $\sigma_W/U_*$  voor 3 m; figuur 5.18 voor 22.5 m. Beide figuren plotten precies over elkaar en  $f(z/L)$  is dus inderdaad een universele functie als we de grootheden "lokaal" beschouwen. Vanaf  $z/L > -0.5$  gaat  $f(z/L)$  significant afwijken van de 1/3-exponent rechte en gaat mechanische produktie een rol spelen. De ingetekende curve wordt gegeven door Panofsky e.a. (1977) met:

$$\frac{\sigma_W}{U_*} = 1.3 [1 + 3 z/-L]^{1/3} \quad (5.7.)$$

Voor  $z/L < -0.5$  is de volgende vergelijking een goede benadering:

$$\frac{\sigma_W}{U_1} = 2.0 [-z/L]^{1/3} \quad (5.8.)$$

In neutrale gevallen vinden we  $\sigma_W/U_* \approx 1.2$ . Dit werd ook gevonden door Wyngaard e.a. (1971) uit de Kansas metingen en door Hicks (1981). In figuur 5.19 is  $\sigma_W/U_*$  als functie van  $z/L$  uitgezet voor stabiele omstandigheden:  $\sigma_W/U_*$  blijft over het gehele stabiele gebied nagenoeg konstant, gemiddeld 1.3.

In 5.2 hebben we gevonden dat  $\sigma_U$  door globale parameters bepaald wordt en daarom zou moeten schalen met de globale  $U_*$ . In ons geval is dit dus de  $U_*$  van 20 m;  $z/L$  is een lokale grootheid en voor de variantie op 3 m schrijven we dus:

$$\sigma_U(3)/U_*(20) = g(z/L(20)) \quad (5.9a.)$$

Als de gelijkvormigheidstheorie opgaat is  $g$  "universeel" en geldt ook:

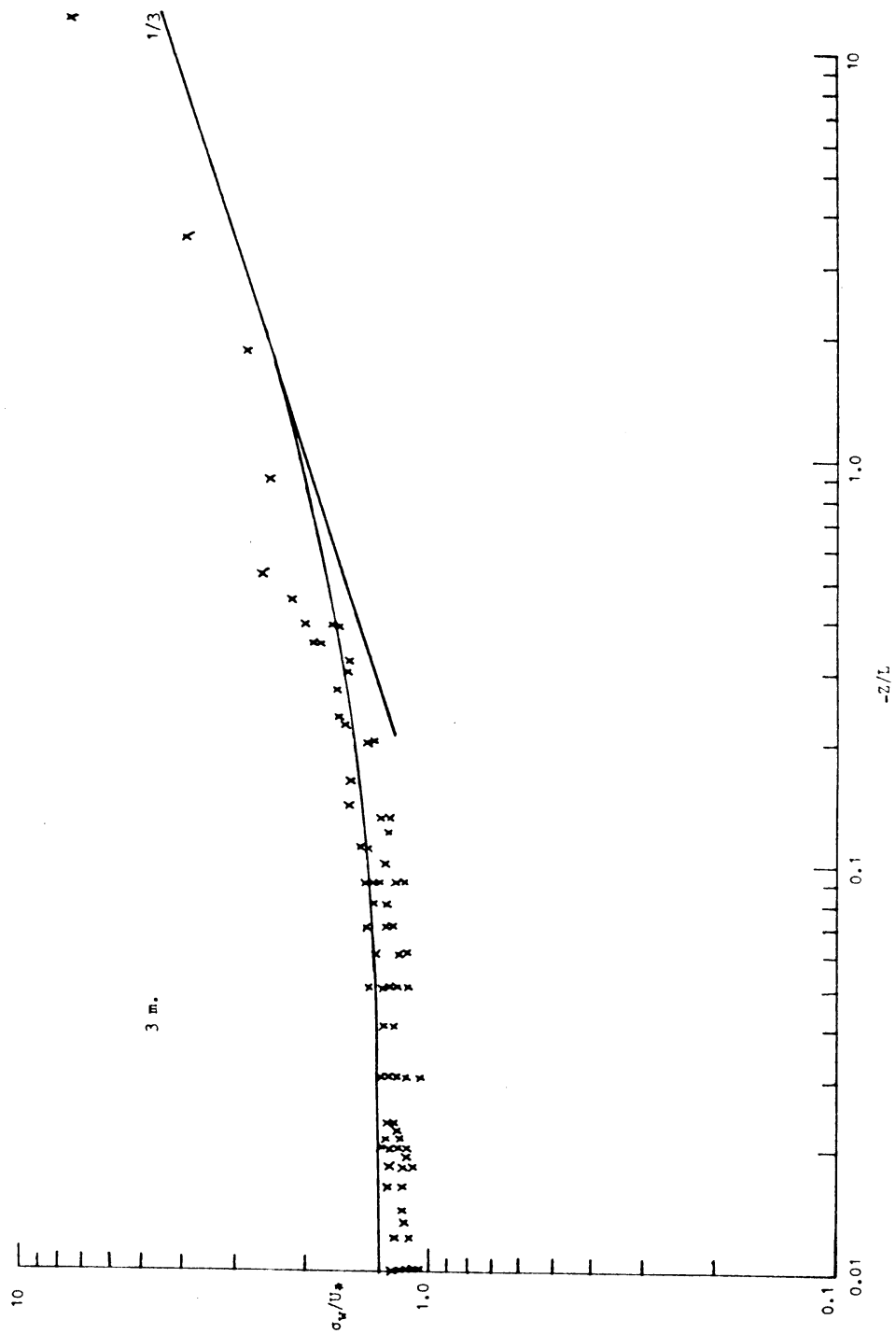


fig. 5.17.  $\sigma_w/U_*$  als functie van  $z/L$  in onstabiele omstandigheden  
( $z = 3$  m).

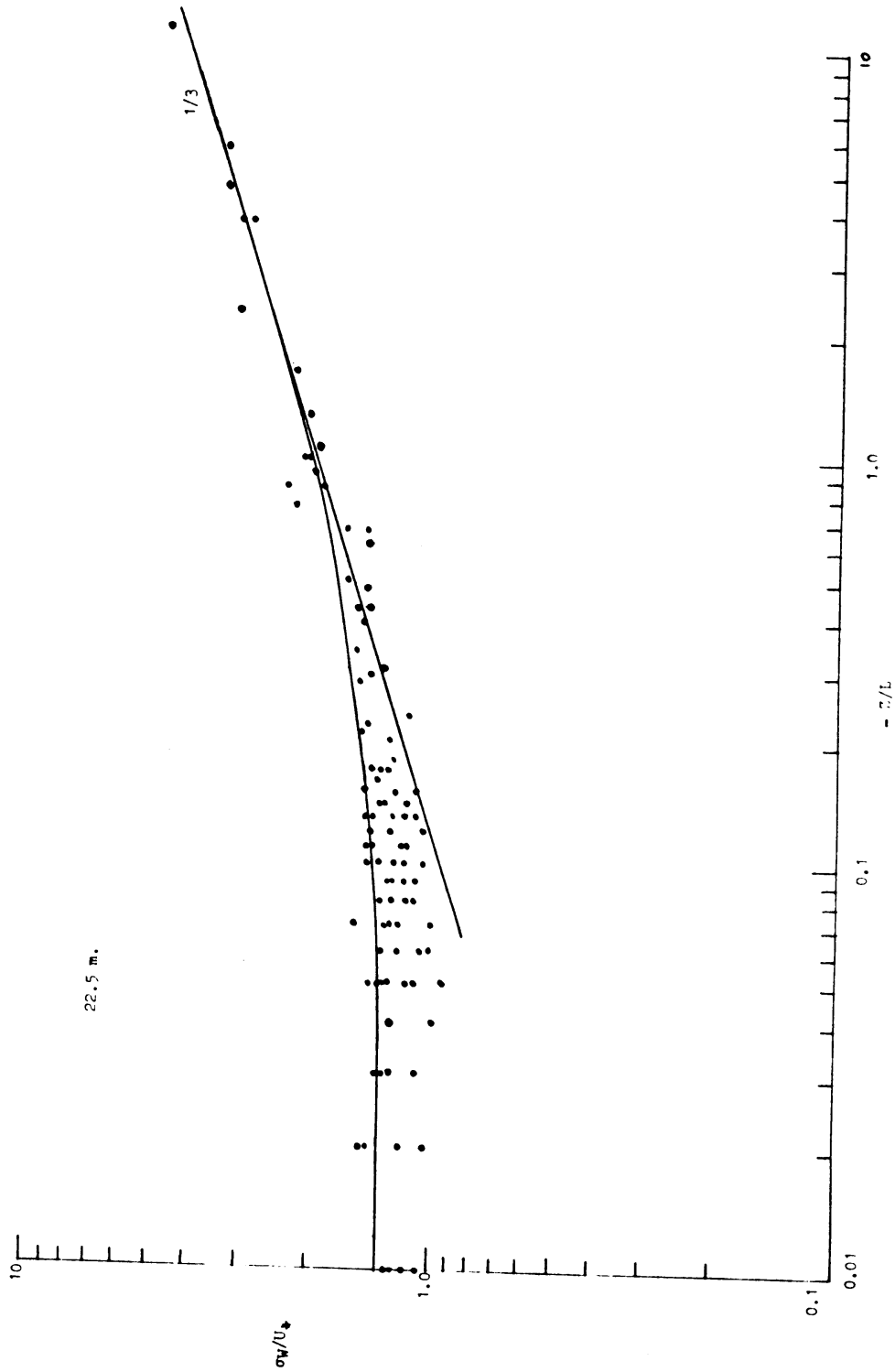


fig. 5.18.  $\sigma_w/U_*$  als funktie van  $z/L$  in onstabiele omstandigheden ( $z = 22.5$  m).

$$\sigma_U(20)/U_*(20) = g(z/L(20)) \quad (5.9b.)$$

De eerste relatie is uitgezet in figuur 5.20, de tweede in 5.21. Hoewel de scatter voor 3 meter aanzienlijk is, plotten de beide kurven over elkaar. Analoog aan vergelijking 5.7 kunnen we een curve aan de meetpunten fitten. De volgende vergelijking voldoet redelijk:

$$\sigma_U/U_* = 2(1 + 2 \cdot -z/L)^{1/3} \quad (5.10)$$

Deze curve is ingetekend in de figuren 5.20 en 5.21.

Omdat de functies  $g(z/L)$  in figuur 5.20 en 5.21 identiek zijn konkluderen we dat  $\sigma_U$  inderdaad schaalt met de globale  $U_*$ ; dit is in ons geval de  $U_*$  van 20 meter (exakt 22.5 m). Op dezelfde manier als in figuur 5.20 en 5.21 is  $\sigma_U/U_*$  voor stabiele omstandigheden uitgezet als functie van  $z/L$  in figuur 5.22. De spreiding van de punten is aanzienlijk en voor grote  $z/L$  liggen de 3 m waarden significant onder die van 20 m. Dit houdt verband met de toename van  $\sigma_U$  met de hoogte in stabiele omstandigheden (zie fig. 5.14). Een lokale schaling ligt hier meer voor de hand.

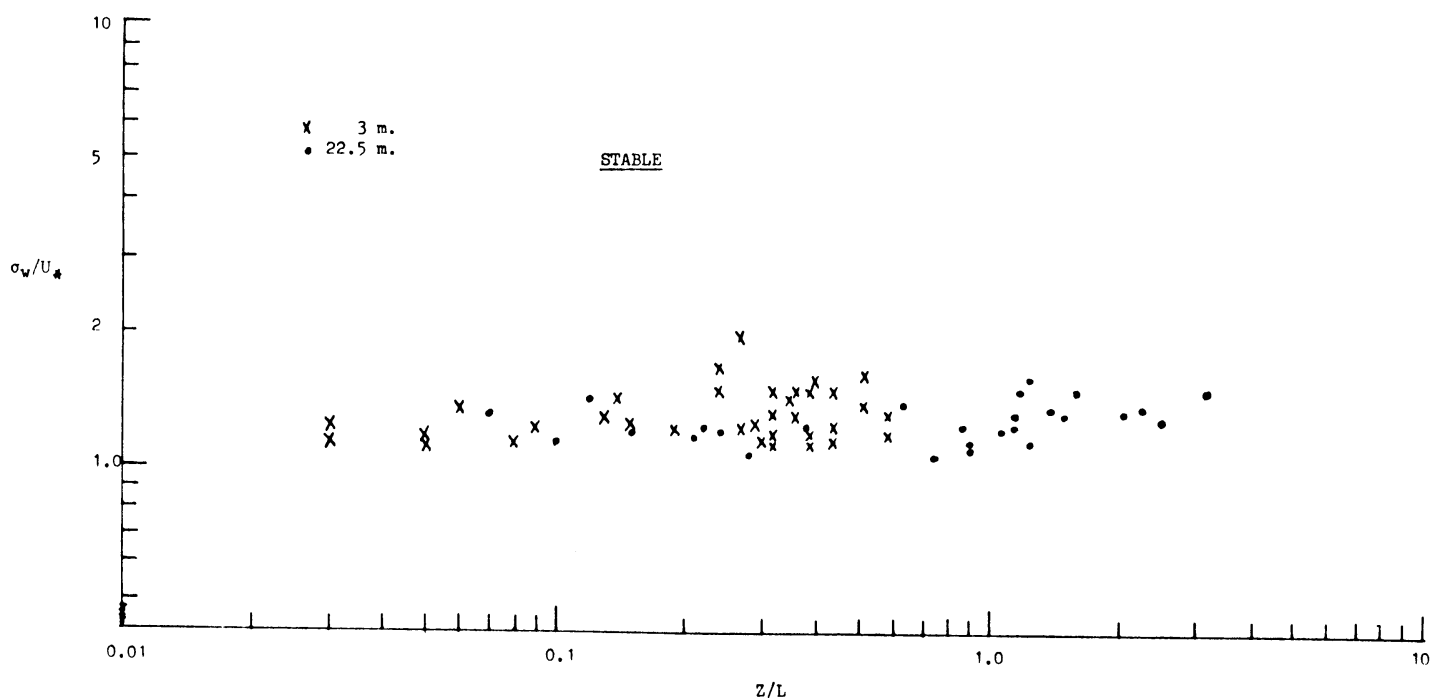


fig. 5.19.  $\sigma_w/U_*$  als functie van  $z/L$  in stabiele omstandigheden

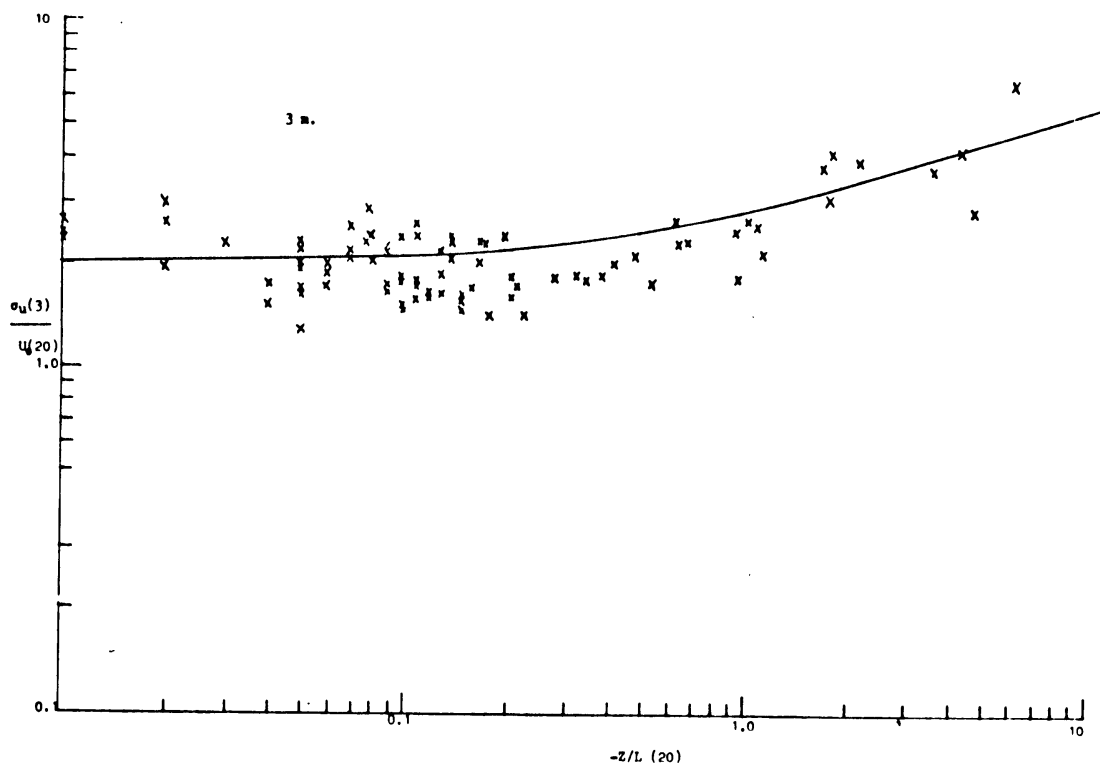


fig. 5.20.  $\sigma_U(3)/U_*(20)$  als functie van  $z/L(20)$  in onstabiele omstandigheden ( $z = 3$  m).

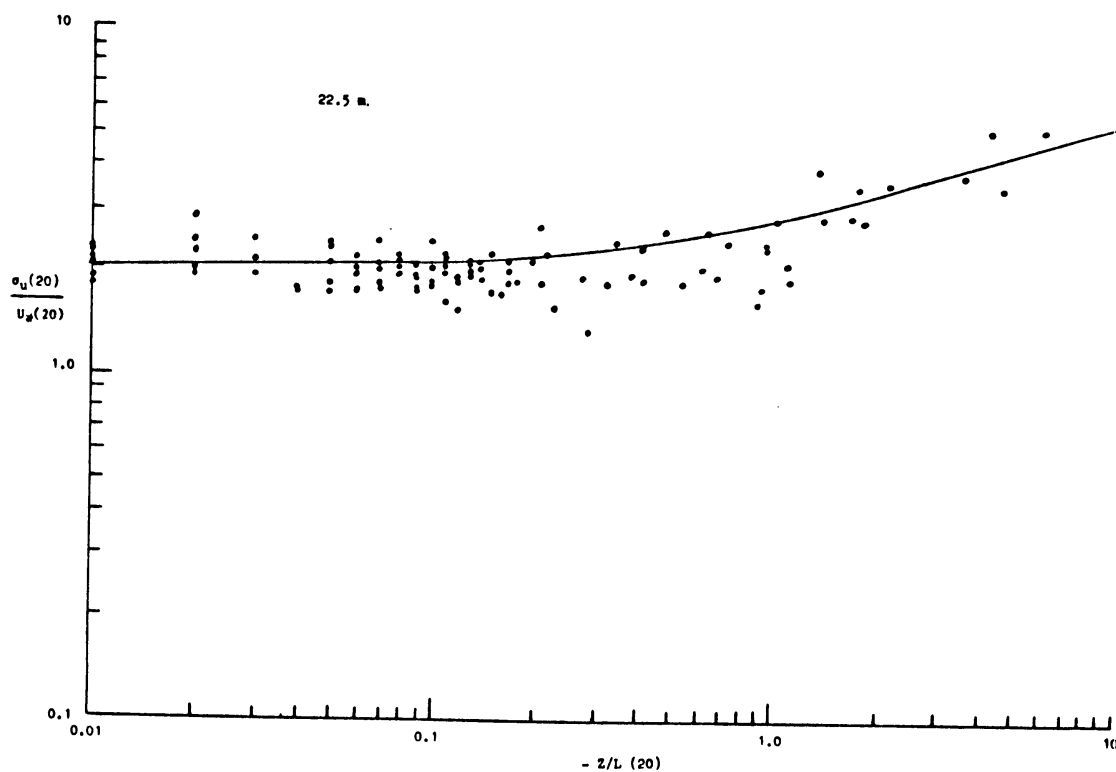


fig. 5.21.  $\sigma_U(20)/U_*(20)$  als functie van  $z/L(20)$  in onstabiele omstandigheden. ( $z = 22.5$  m)

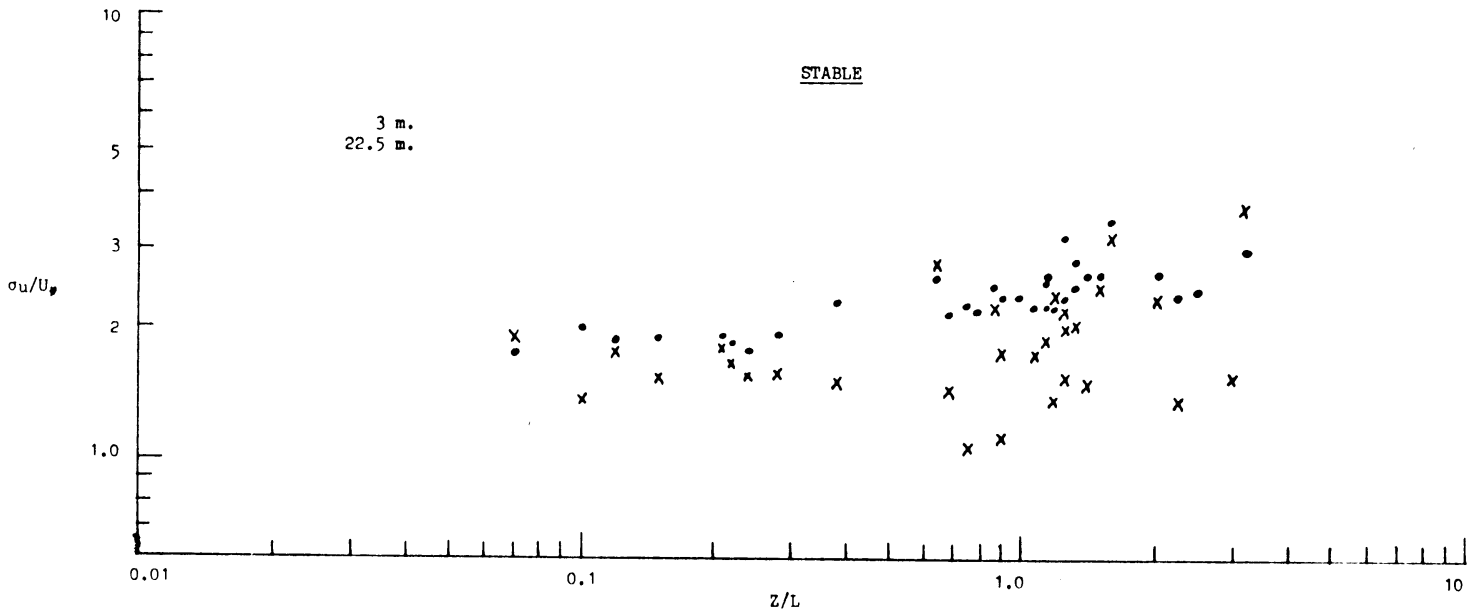


fig. 5.22.  $\sigma_u/U_*$  als functie van  $z/L$  in stabiele omstandigheden.

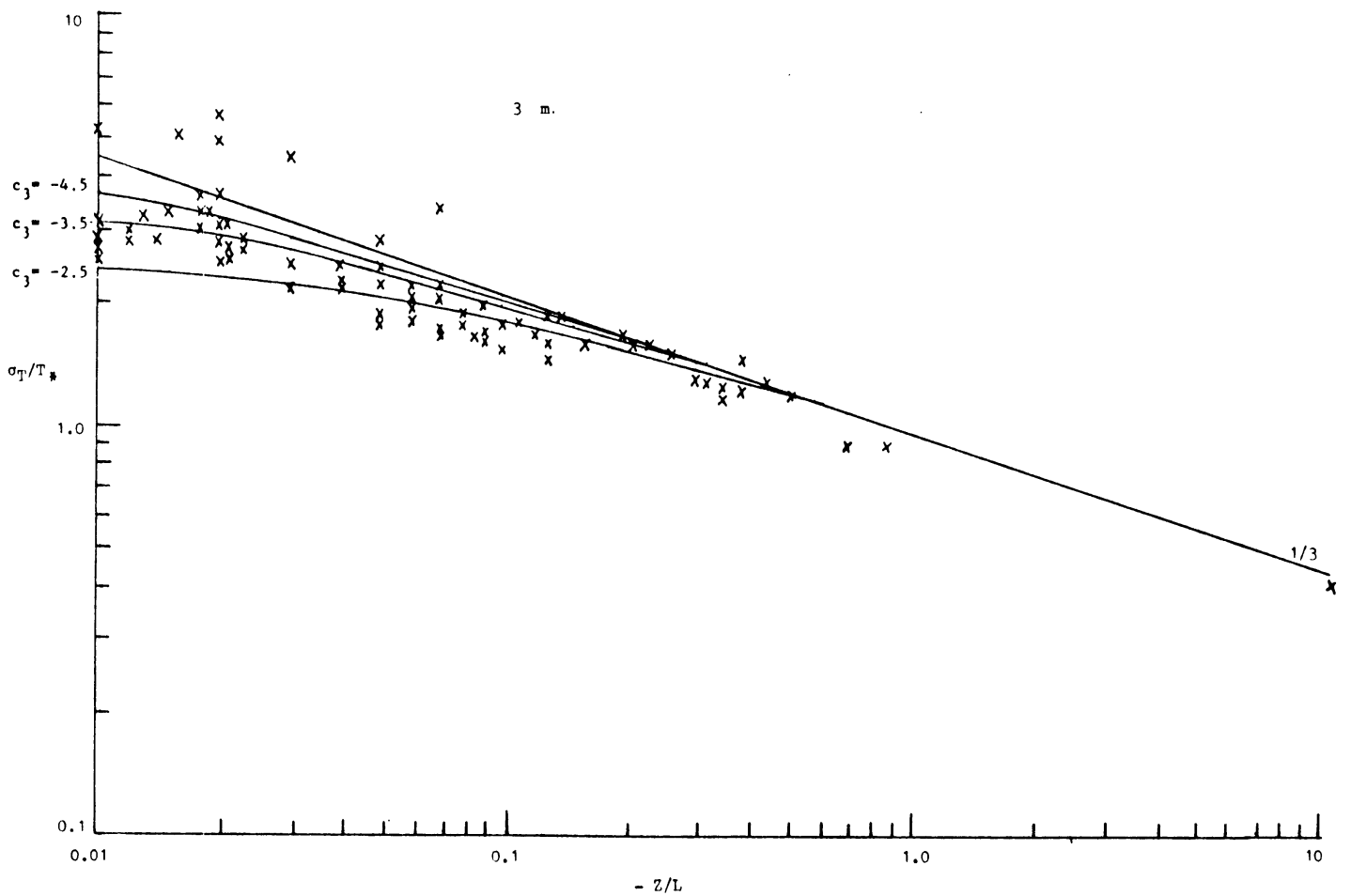


fig. 5.23.  $\sigma_T/T_*$  als functie van  $z/L$  (onstabil) ( $z=3$  m)



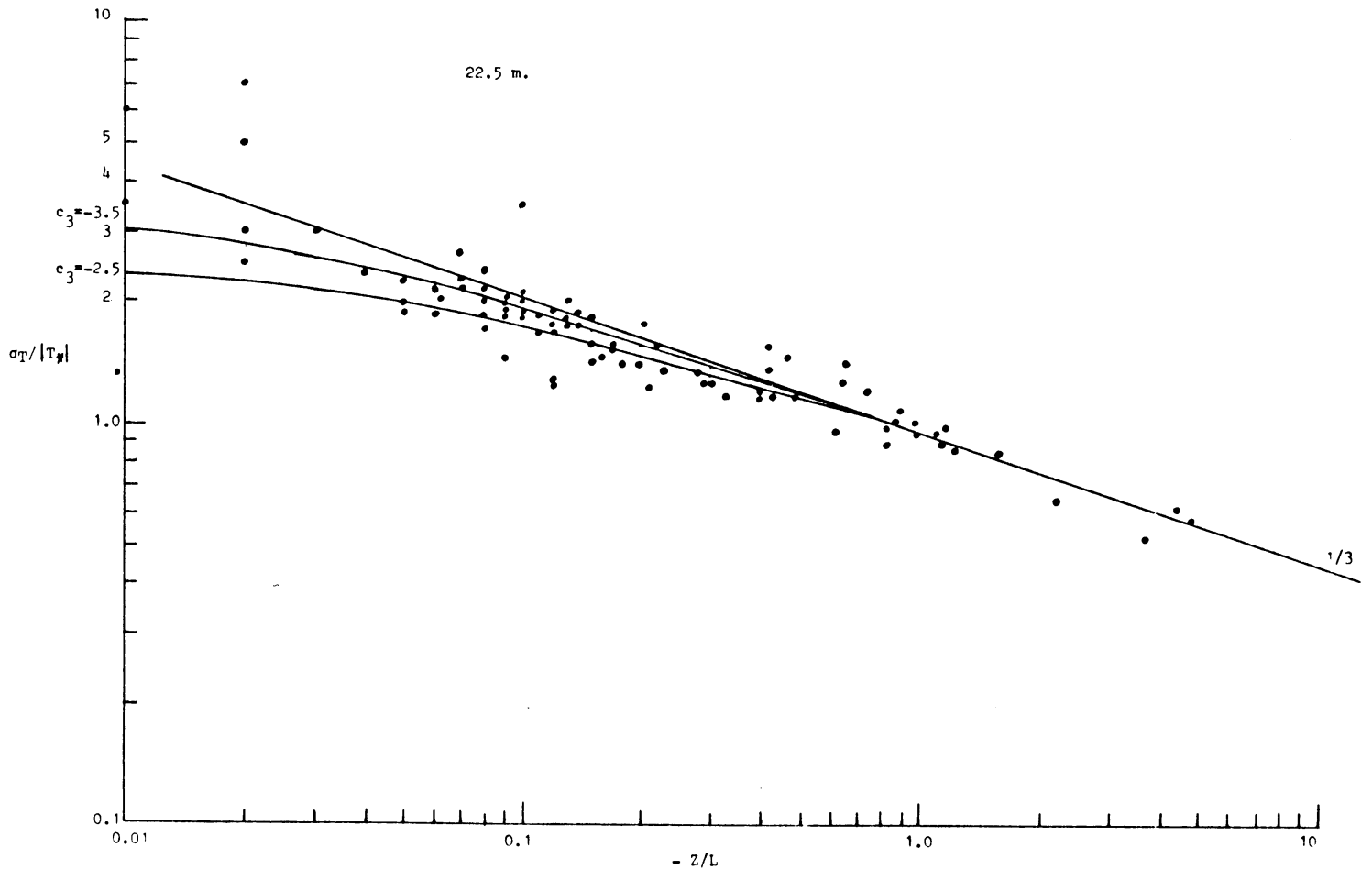


fig. 5.24.  $\sigma_T/T_*$  als functie van  $z/L$  (onstabiel). ( $z = 22.5$  m)

In vergelijking (2.26) hebben we de temperatuurschaal  $T_*$  gedefinieerd:

$$T_* = \frac{\overline{-W'T'}}{U_*}$$

Aangezien  $U_*$  varieert met de hoogte ten gevolge van storingen stroomopwaarts en  $\overline{W'T'}$  niet, zal ook  $T_*$  hoogte afhankelijk zijn.

Het ligt daarom voor de hand om voor de gelijkvormigheidsrelaties tussen  $\sigma_T/T_*$  en  $z/L$  de lokale grootheden te nemen. Voor het limiet geval van vrije konvektie werd de volgende relatie afgeleid:

$$\sigma_T/T_* = -C_1 (-z/L)^{-1/3}$$

Voor  $C_1$  wordt meestal een waarde rond 0.95 gevonden (Wyngaard e.a.,

1971). Bovenstaande vergelijking blijkt experimenteel te gelden voor een groot deel van het onstabiele gebied. Voor het gehele onstabiele gebied suggereert Tillman (1972) de relatie:

$$\sigma_T/T_* = -C_1 (C_2 - z/L)^{-1/3} \quad (5.11.)$$

In neutrale omstandigheden geldt:  $\sigma_T/T_* = C_3$  met  $C_2 = -\left(\frac{C_1}{C_3}\right)^3$ . Figuur 5.23 en 5.24 geven  $\sigma_T/T_*$  als functie van  $z/L$  voor het onstabiele gebied (3 en 22.5 meter). Relaties volgens (5.11) zijn ingetekend voor verschillende waarden van  $C_3$ . We zien dat de 1/3 wet geldig is voor  $-z/L \gtrsim 0.2$ ; lokale schaling blijkt dus goed te voldoen. Het is niet mogelijk om uit onze metingen een nauwkeurige waarde voor  $C_3$  vast te stellen omdat de spreiding van de meetpunten in bijna neutrale omstandigheden tamelijk groot is. Toch kunnen we met enige voorzichtigheid konkluderen dat  $\|C_3\|$  groter moet zijn dan de waarde van 2.5 die Tillman uit de Kansasmetingen vindt. Een waarde van 3.5 geeft een betere aanpassing aan onze meetresultaten. De reden waarom  $C_3$  in omstandigheden dicht bij neutraal moeilijk te bepalen is, is dat dan zowel  $\sigma_T$  als  $\overline{W'T'}$  tot nul naderen zodat hun verhouding niet nauwkeurig te berekenen is. Tillman beschrijft een methode om  $C_3$  uit stabiele metingen te bepalen. Hij vindt dat  $-\frac{z}{L} \cdot \sigma_T^2/T_*^2$  tegen  $z/L$  uitgezet een lineair verband opleverde voor  $-0.1 < z/L < 0.5$  (fig. 5.25).  $C_3$  is dus indentiek voor de punten links en rechts van  $z/L = 0$ . In dat geval kan  $C_3$  nauwkeuriger uit de stabiele meetpunten bepaald worden.

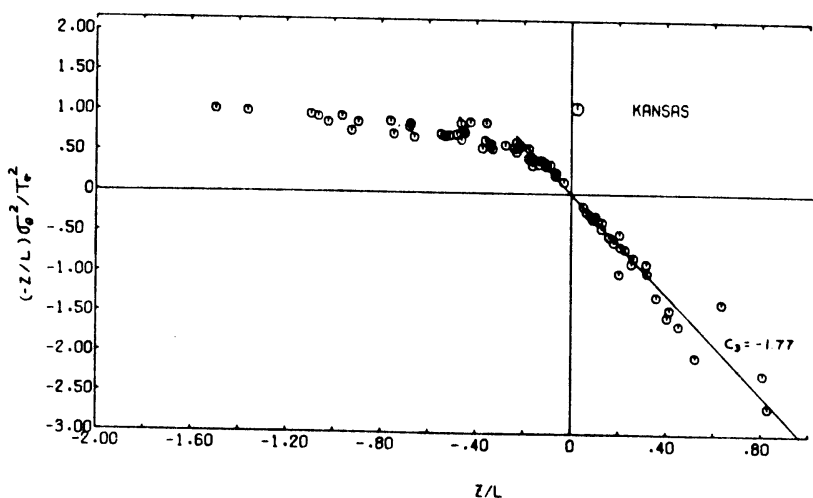


fig. 5.25.  $-\frac{z}{L} \sigma_T^2/T_*^2$  als functie van  $z/L$  voor onstabiele en stabiele data (Tillman, 1972).

Voor elk gebied waarin  $C_3$  konstant is geldt dan:

$$\|C_3\| = \left\| \frac{\partial[-z/L \sigma_T^2/T_*^2]}{\partial(-z/L)} \right\| \quad (5.12.)$$

Tillman vindt voor  $C_3$  uit de stabiele metingen 1.77. Figuur 5.26 toont een grafiek analoog aan fig. 5.25 voor onze meetpunten. Voor kleine  $z/L$  in het stabiele gebied ( $< 0.2$ ) is  $C_3$  konstant, bij grotere waarden treedt zeer veel scatter op. We vinden voor  $z/L < 0.2$  een waarde voor  $C_3$  van  $-2.2$ . Net als Tillman vinden we dat  $C_3$  in stabiele omstandigheden kleiner is dan in onstabiele. Het is mogelijk dat er een diskontinuiteit zit bij  $z/L = 0$ , maar het verschil zou ook veroorzaakt kunnen worden door het ontbreken van stationariteit. In stabiele omstandigheden worden de fouten in de temperatuurmeting erg groot door spektrale verzwakking ten gevolge van de beperkte frequentierespons van de instrumenten (zie hoofdstuk 3); ook dit is een mogelijke foutenbron.

Evenals  $\sigma_T$  en  $T_*$  zullen ook  $\sigma_q$  en  $q_*$  hoogte afhankelijk zijn tengevolge van de gestoorde aanstroming;  $q_*$  is als volgt gedefinieerd:

$$q_* = \overline{q'w'}/U_*.$$

Voor het onstabiele gebied is  $\sigma_q/q_*$  lokaal uitgezet tegen  $z/L$  in figuur 5.27 en 5.28. Högström (1974a) geeft voor de vrije konvektie limiet de volgende relatie:

$$\sigma_q/q_* = (1.04 \pm 0.13)(-z/L)^{-1/3} \quad (5.13)$$

Deze is ingetekend in de figuren. De relatie gaat op voor  $z/L \lesssim -0.3$ . Lokale schaling blijkt dus goed te voldoen. Voor bijna neutrale situaties nadert  $\sigma_q/q_*$  tot een konstante, die tussen 2.5 en 3.0 ligt. Stabiele meetpunten zijn getekend in figuur 5.29; de gemiddelde waarde van  $\sigma_q/q_*$  is 2.5 .

#### 5.4. De korrelatiecoëfficiënt tussen q en T

Omdat de vochtflux  $\overline{w'q'}$  en de warmteflux  $\overline{w'T'}$  bijna altijd gelijk gericht zijn (overdag van het aardoppervlak af, 's nachts er naar toe), moet er een korrelatie bestaan tussen q en T. De korrelatiecoëfficiënt  $C_{qT}$  is als volgt gedefinieerd:

$$C_{qT} = \overline{q'T'} / (\sigma_q \sigma_T) \quad (5.14)$$

In figure 5.30 is  $C_{qT}$  uitgezet tegen  $z/L$  voor  $z/L < 0$ . We zien dat gemiddeld  $C_{qT} = 0.8$ . Figuur 5.31 toont  $C_{qT}$  in stabiele gevallen:  $C_{qT}$  neemt af met toenemende  $z/L$  tot ongeveer 0.6 voor  $z/L = 1$ .

De korrelatiecoëfficiënt tussen  $W$  en  $T$  is nagenoeg konstant voor het hele onstabiele gebied:  $C_{wT} \approx 0.6$  (Hicks, 1981). Het is dus mogelijk om voor onstabiele omstandigheden de verhouding  $\overline{W'q'}/\overline{W'T'}$  en dus ook de Bowen verhouding  $\beta$  (vergelijking 5.3) te bepalen uit metingen van  $\sigma_q$  en  $\sigma_w$ :

$$\frac{\overline{q'W'}}{\overline{W'T'}} = \frac{C_{qT}}{C_{wT}} \frac{\sigma_q}{\sigma_T} \approx 1.33 \frac{\sigma_q}{\sigma_T} \quad (5.15)$$

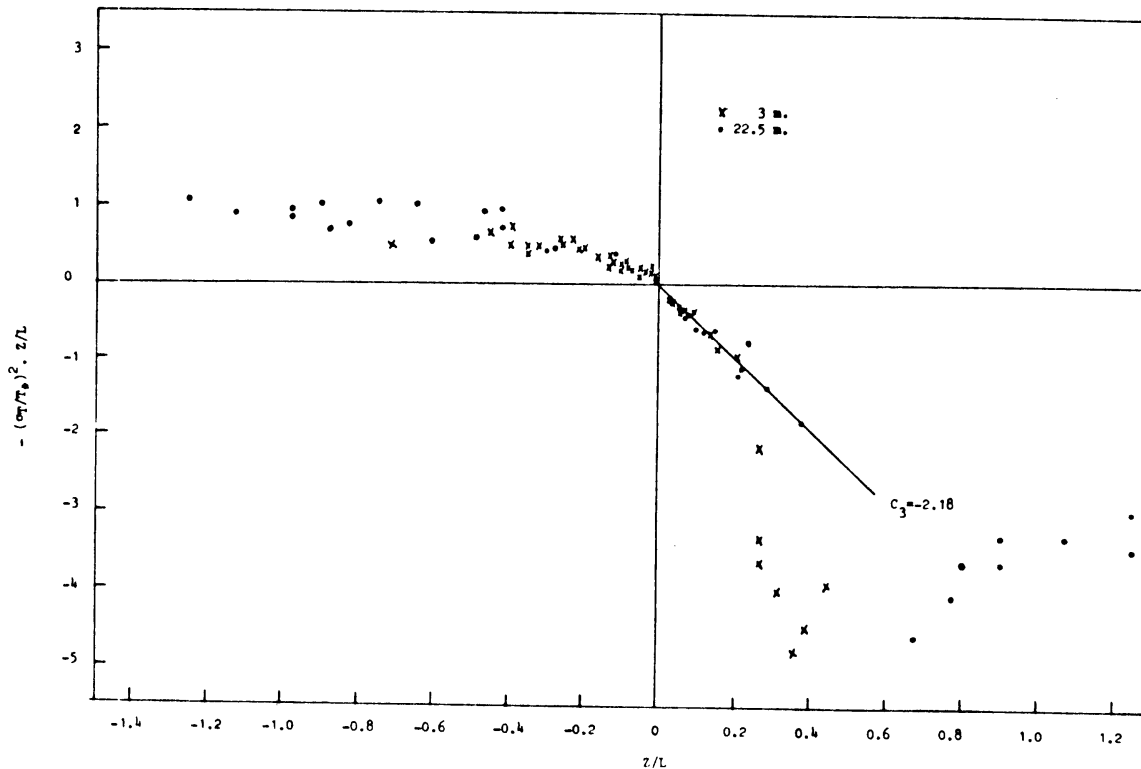


fig. 5.26.  $-z/L \sigma_q^2 / T_*^2$  uitgezet tegen  $z/L$  voor de 3 en 20 m data.

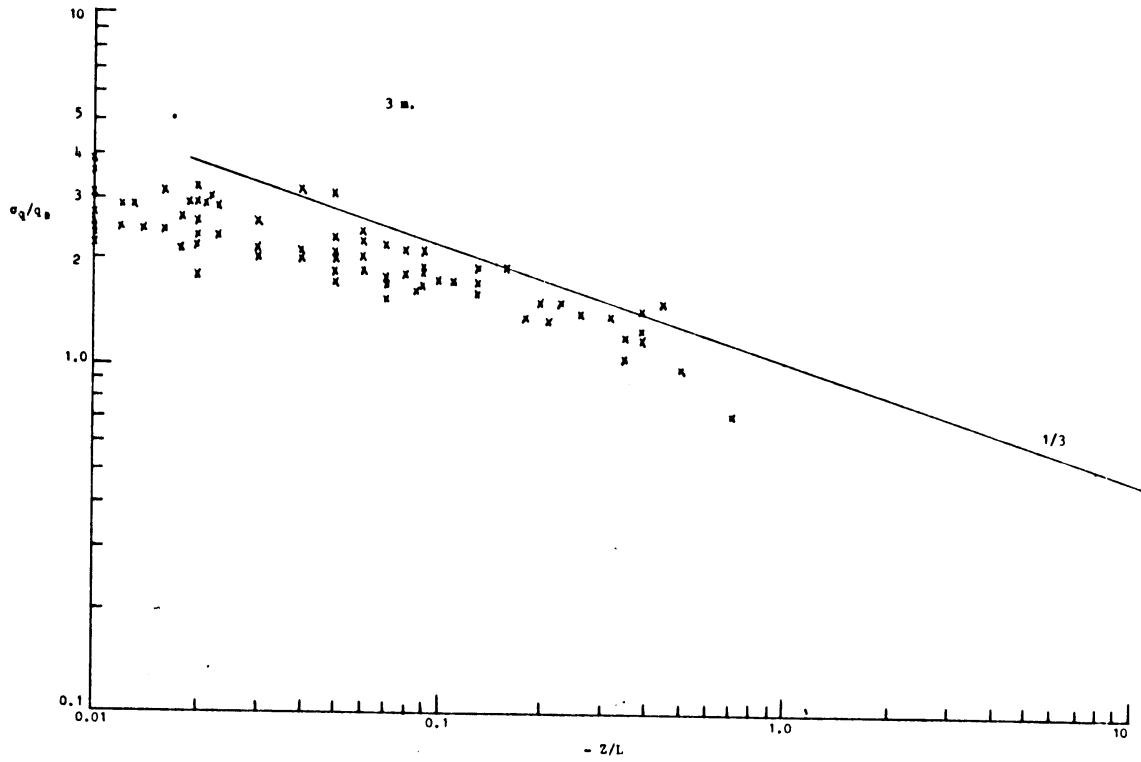


fig. 5.27.  $\sigma_q/q_*$  als functie van  $z/L$  in onstabiele omstandigheden ( $z = 3$  m).

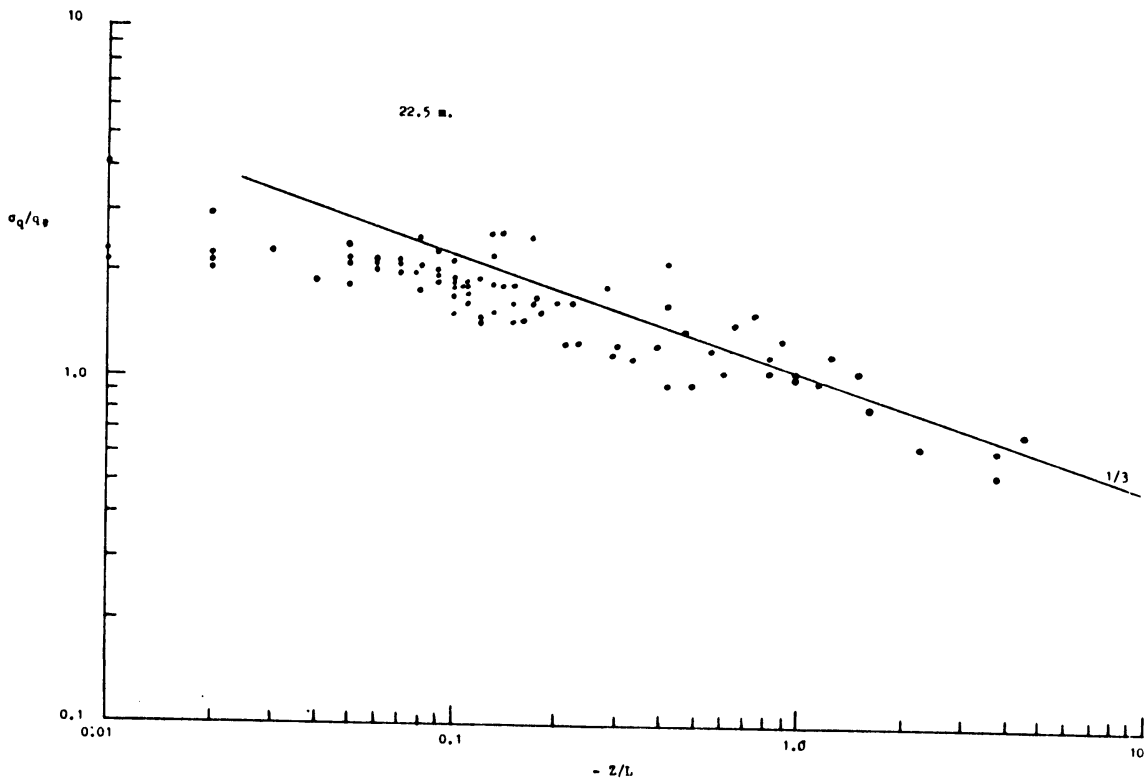


fig. 5.28.  $\sigma_q/q_*$  uitgezet tegen  $z/L$  in onstabiele omstandigheden ( $z=22.5$  m)

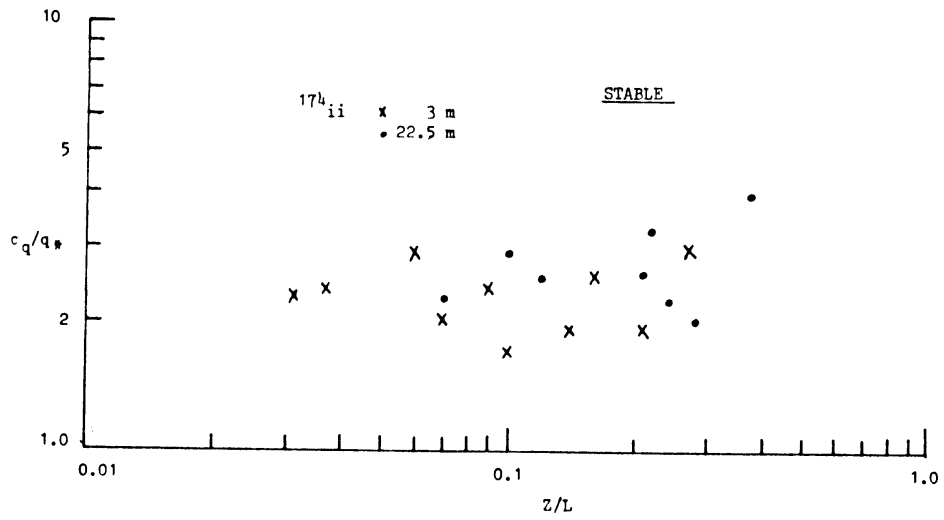


fig. 5.29.  $\sigma_q/q_*$  uitgezet tegen  $z/L$  in stabiele omstandigheden.

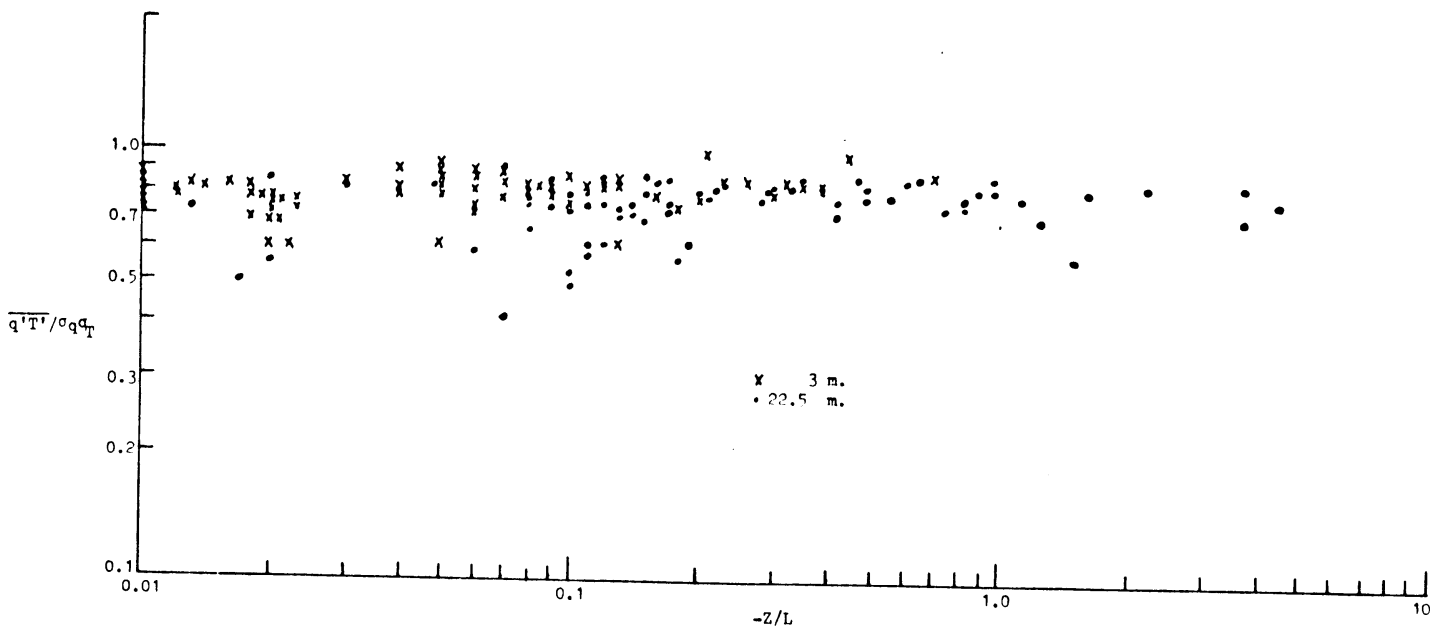


fig. 5.30. De korrelatiecoëfficiënt tussen  $q$  en  $T$  in onstabiele omstandigheden.

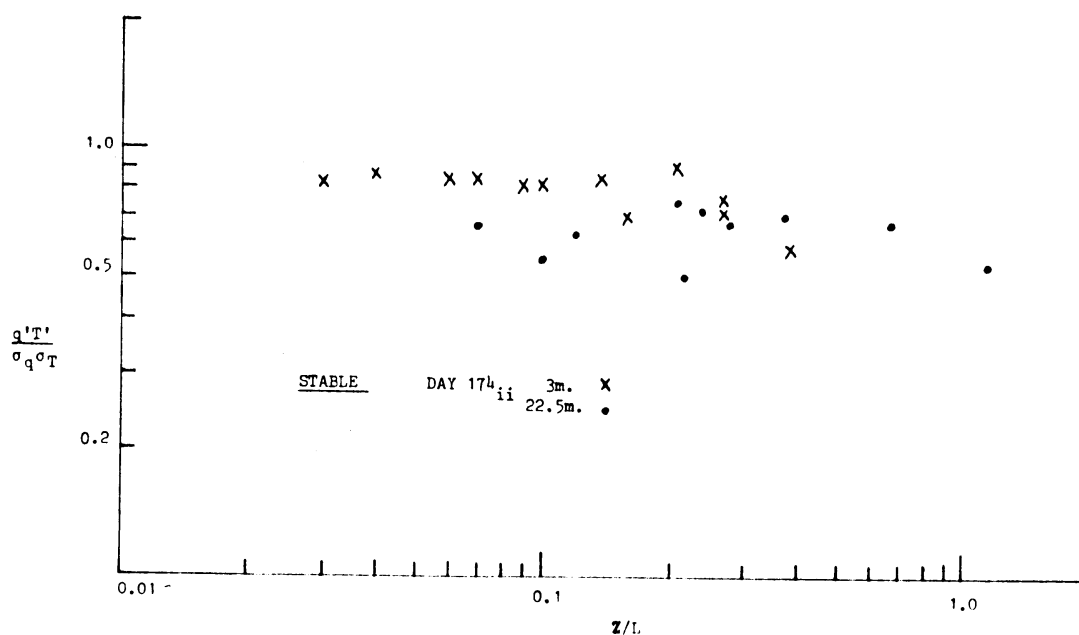


fig. 5.31. De correlatiecoëfficiënt tussen  $q$  en  $T$  in stabiele omstandigheden.

### 5.5. Flux profiel relaties

In (2.29) werden de flux-profielrelaties gedefinieerd:

$$\phi_m(z/L) = \frac{kz}{U_*} \frac{\partial U}{\partial z} \quad \phi_h(z/L) = \frac{kz}{T_*} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.16)$$

Uit het feit dat voor neutrale stratifikatie het logaritmisch windprofiel moet gelden volgt  $\phi_m(0) = 1$ . Businger e.a. (1971) bepaalden uit metingen van  $U_*$  en  $\partial U/\partial z$  de Von Kármán konstante  $k$  en vonden hiervoor 0.35. Deze metingen werden uitgevoerd boven zeer vlak, homogeen terrein. Voor de functies  $\phi_m$  en  $\phi_h$  werd gevonden (zie fig. 2.2):

$$\phi_m = \begin{cases} (1 - 15 z/L)^{-1/4} & z/L < 0 \\ 1 + 4.7 z/L & z/L > 0 \end{cases} \quad (5.17)$$

$$\phi_h = \begin{cases} 0.74(1 - 9 z/L)^{-1/4} & z/L < 0 \\ 0.74 + 4.7 z/L & z/L > 0 \end{cases}$$

In Cabauw is de situatie niet horizontaal homogeen. Door het verschil in ruwheid tussen de meetplaats en de omgeving vinden we een knik in het windprofiel en een toename van de  $U_*$  met de hoogte (zie 5.2). Omdat de gradienten van  $U$  en  $T$  boven de 20 m zeer klein worden, kunnen we alleen  $\phi_m$  en  $\phi_h$  voor lage hoogte ( $\sim 3$  m) berekenen. Uit windsnelheidsmetingen op 3.12 en 5.9 m werd  $\partial U/\partial z$  bepaald;  $U_*$  werd gemeten op 3.18 (3.55) m. Hieruit werd  $\phi_m$  als functie van  $z/L$  berekend; de Von Kármán <sup>KONSTANTE</sup> kozen we 0.4. Het resultaat is te zien in figuur 5.32. Uit temperatuurmetingen op 0.51, 2.0 en 9.69 m hoogte werd  $\partial T/\partial z$  bepaald;  $\overline{W'T'}$  werd gemeten op 3.18 (3.55) m. De functie  $\phi_h(z/L)$  is te zien in figuur 5.33.

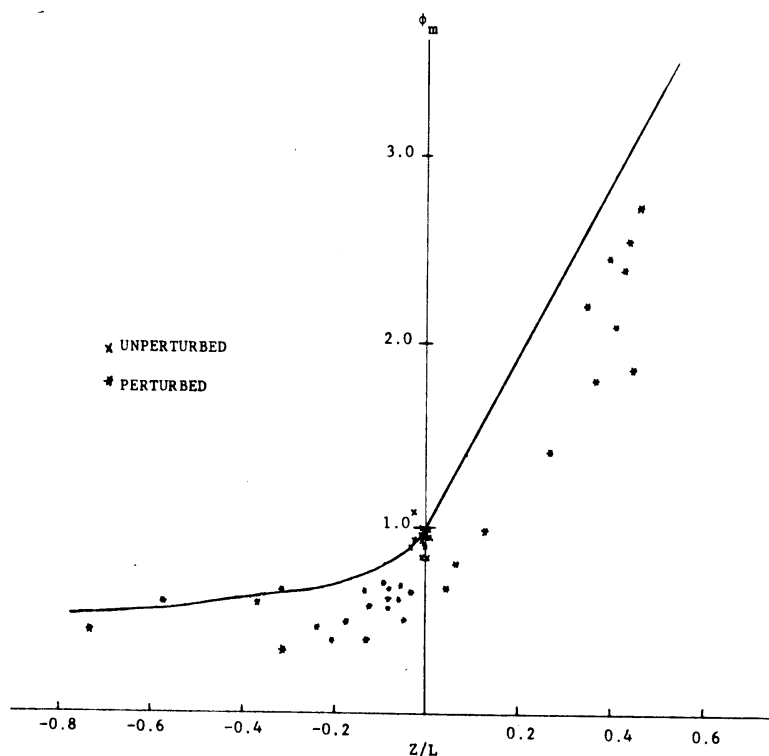


fig. 5.32.  $\phi_m$  als functie van  $z/L$ ; de ingetekende kurve is de relatie van Businger e.a. (1971).

Voor ongestoorde windrichtingen zien we dat  $\phi_m(z/L = 0)$  vlak bij 1 ligt. Alle andere punten echter liggen systematisch onder de kurve van Businger. Als we voor de gestoorde windrichtingen zouden eisen  $\phi_m(0) = 0$  dan zouden we een Von Kármán konstante van  $\sim 0.6$  moeten



kiezen. Ook voor  $\phi_h$  vinden we een te kleine waarde. De punten met  $z/L > 0$  zijn in dit geval niet betrouwbaar wegens onnauwkeurigheid van de (zeer kleine) warmtefluxmetingen.

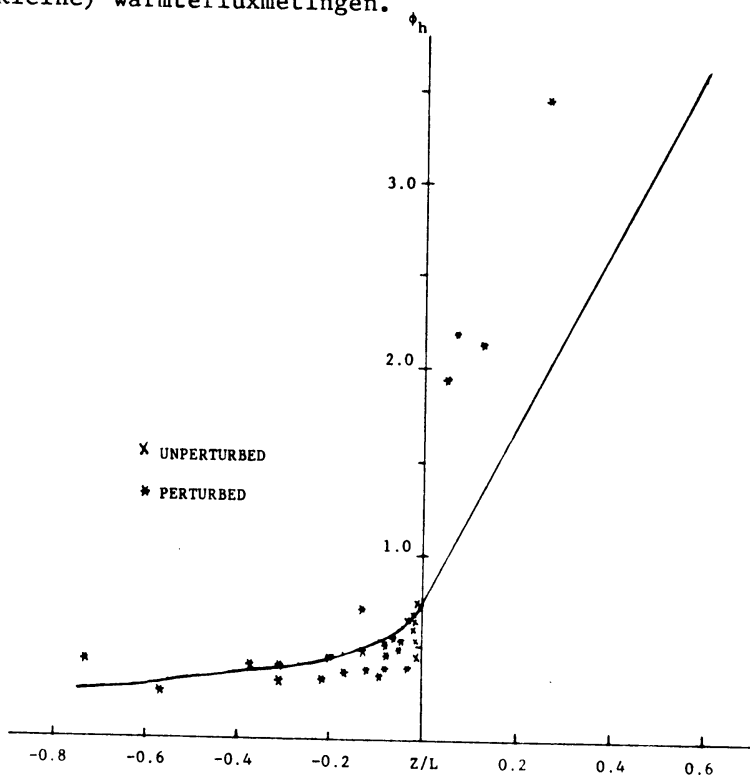


fig. 5.33.  $\phi_h$  als functie van  $z/L$ , de ingetekende kurve werd gevonden door Businger e.a. (1971).

We kunnen de fluxprofielrelaties ook in de volgende vorm schrijven:

$$\phi_m = \frac{K_m}{U_*} \frac{\partial u}{\partial z} \quad \text{en} \quad \phi_h = \frac{K_h}{U_* T_*} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.18)$$

Met de turbulente uitwisselingscoëfficiënt  $K_m$  en  $K_h$  gedefinieerd als

$$K_m(h) = \text{konstante} \cdot U_* \cdot z \quad (5.19)$$

Businger e.a. vinden dat  $K_m = k \cdot U_* \cdot z$  en  $K_h = 0.74 \cdot k \cdot U_* \cdot z$  voor  $z/L = 0$ . Beljaars (1982) leidt af dat deze uitwisselingscoëfficiënten afhankelijk zijn van de stroomopwaartse voorgeschiedenis als de situatie niet homogeen is. Bij een ruwheidsovergang, zoals in ons geval, ijlt  $K$  als het ware na. Dit betekent dat bij bepaling van  $K_m$  en  $K_h$  de globale in plaats van de lokale  $U_*$  gebruikt moet worden. In onze situatie is dit de  $U_*$  van 20 meter. Voor de functies op lage hoogte schrijven

we dus:

$$\begin{aligned}\phi_m(z/L)_3 &= \frac{kz}{U_{*3}} \cdot \frac{U_{*20}}{U_{*3}} \frac{\partial U}{\partial z} \\ \phi_h(z/L)_3 &= \frac{kz}{T_{*3}} \frac{U_{*20}}{U_{*3}} \frac{\partial T}{\partial z}\end{aligned}\tag{5.19}$$

Uit onze metingen vinden we dat, voor de situatie in Cabauw,  $U_{*20}/U_{*3}$  gemiddeld 1.40 is voor gestoorde windrichtingen en 1.05 voor ongestoorde (hoofdstuk 5.2).

De op deze manier voor de inhomogeniteit gekorrigeerde functies  $\phi_m$  en  $\phi_h$  zijn afgebeeld in figuren 5.34 en 5.35. De punten scheiden nu rond de "ideale" curve van Businger e.a. waaruit we konkluderen dat de theorie van Beljaars omtrend het najen van de uitwisselingscoëfficiënten wordt ondersteund door de metingen.

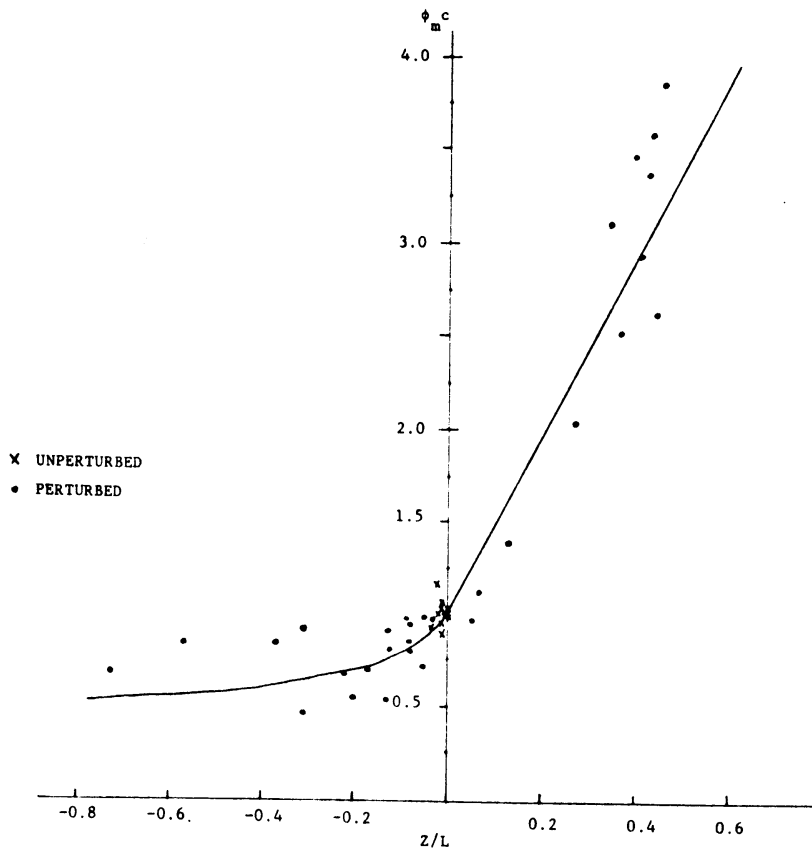


fig. 5.34. Voor inhomogeniteit gekorrigeerde  $\phi_m$ ; de ingetekende curve is vergelijking (5.17).

Voor neutrale omstandigheden vinden we gemiddeld  $\phi_m(0) = 1.00 \pm 0.05$  en  $\phi_h(0) = 0.71 \pm 0.07$ . Hierbij werd voor  $k$  0.4 genomen. Voor neutrale omstandigheden is de turbulentie uitwisselingscoëfficiënt  $K_m$  ongelijk aan  $K_h$ :  $K_m/K_h \approx 1.4$ .

Als bij berekening van  $\phi_m$  en  $\phi_h$  vergelijking (5.16) gebruikt wordt, vinden we in inhomogene omstandigheden een te hoge waarde voor de Von Kármán konstante. Het feit dat in de literatuur voor  $k$  vaak een waarde groter dan 0.35 gevonden wordt zou hierdoor verklaard kunnen worden.

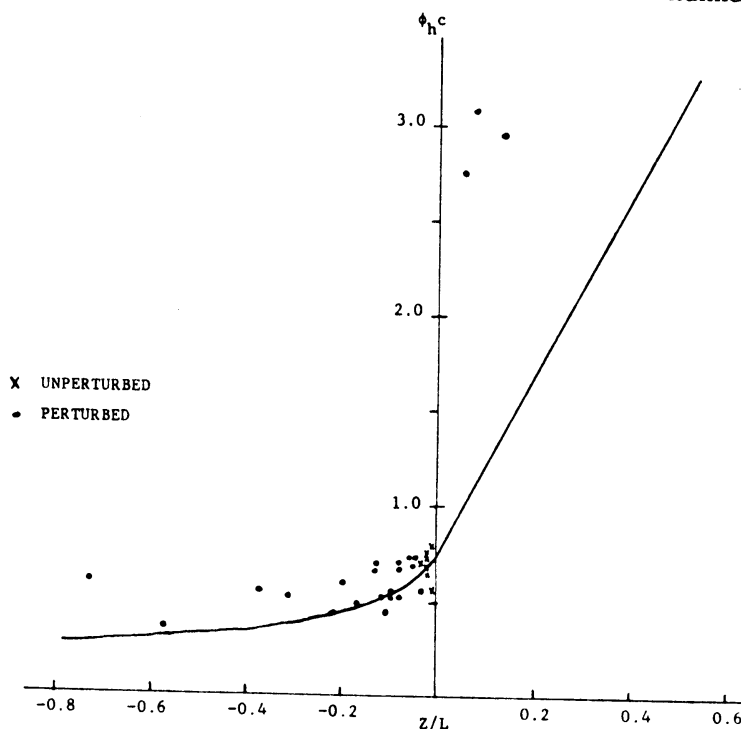


fig. 5.35. Voor inhomogeniteit gekorrigeerde  $\phi_h$ ; de ingetekende curve is vergelijking (5.17)

### 5.6. Het energiebudget

In hoofdstuk 2.4 is het energiebudget voor een quasi stationaire homogene stroming afgeleid. Als we de fluxdivergentieterm verwaarlozen vereenvoudigt deze vergelijking tot:

$$\epsilon = -\overline{U'W'} \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{g}{T} \overline{W'T'} \quad (5.20)$$

Uit de windsnelheidsmetingen op 3.12 en 5.9 m werd  $\partial U/\partial z$  op 3 m berekend. De stress en de warmteflux op 3 m zijn bekend zodat de beide

produktiermen (mechanische produktie 1<sup>e</sup> term; buoyancy produktie 2<sup>e</sup> term) te berekenen zijn. De dissipatie  $\epsilon$  werd bepaald m.b.v. de hittedraadmetingen zoals beschreven in paragraaf 3.6. In figuur 5.36 is de dissipatie uitgezet tegen de som van mechanische produktie en buoyancy produktie. We zien dat gemiddeld de produktie gelijk is aan de dissipatie. De advectietermen die wegens de inhomogeniteit noodzakelijkerwijs aanwezig moeten zijn, zijn dus relatief klein.

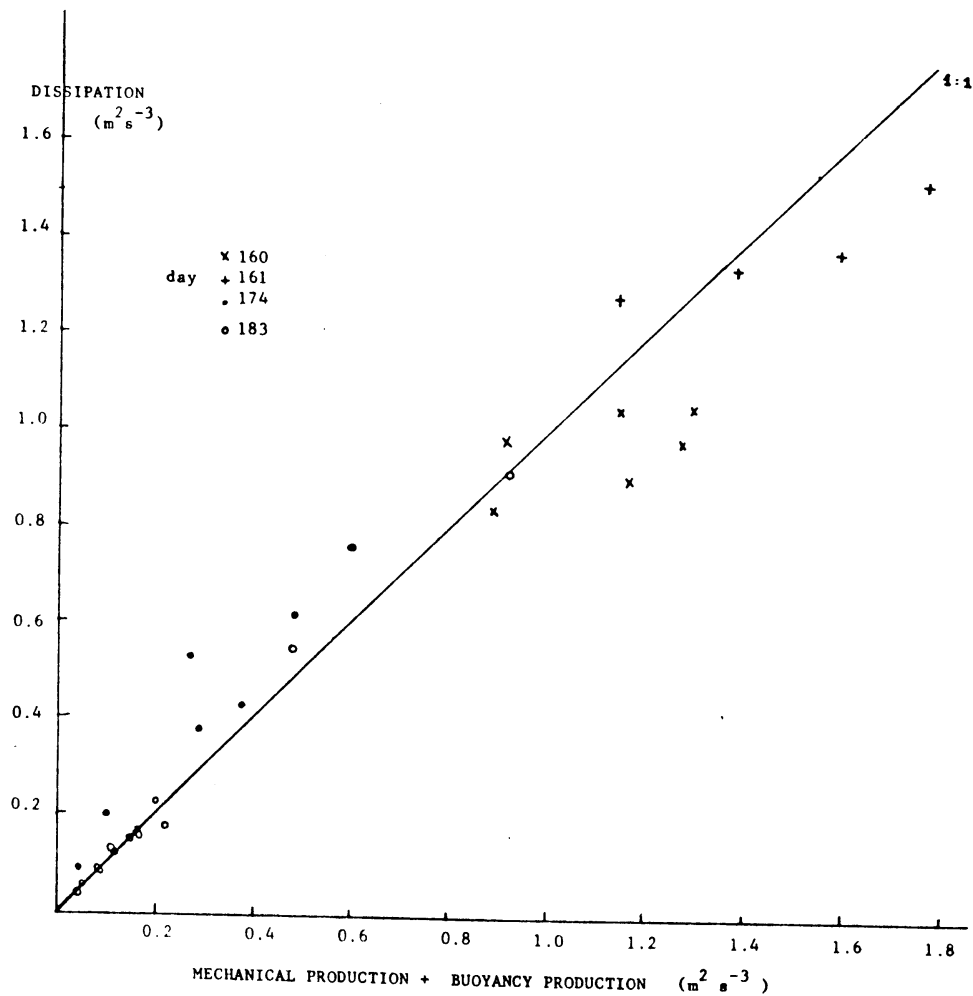


fig. 5.36. De dissipatie uitgezet tegen de som van mechanische en buoyancy produktie.

### 5.7. Spektra

Met behulp van een "Fast Fourier transformatie" (F.F.T.) programma werden de spektra van U, W, T en q uit de gemeten tijdreeksen bepaald.

De spektra werden berekend over een periode van een half uur in blokken van 4096 punten.

Wegens de eindige responstijd van de sensoren treedt, boven een bepaalde frequentie, spektrale verzwakking op. Door de gemeten spektra te vergelijken met de theoretische, kan deze frequentie bepaald worden. In de meeste gemeten spektra is deze verzwakking duidelijk te zien, omdat deze plaatsvindt in de inertial subrange (zie 2.8) waar de helling van de logaritmische spektra konstant is.

Bij de spektra van de sonische anemometer is deze verzwakking niet te zien. Deze treedt pas op bij  $\sim 10$  Hz (zie sectie 3.4.6) en we hebben het spektrum slechts tot 5 Hz omdat er met 10 Hz gesampled is. Door de snelle respons hebben we meer last van het in 3.13 beschreven aliasing effect. Ditzelfde geldt voor de vochtspektra gemeten met de Lyman-alfa vochtmeter.

Bij het thermokoppel, dat op 3 m opgesteld werd, begint spektrale verzwakking op te treden bij een frequentie van 1.5 Hz. Bij de trivaan worden fluktuaties met een golflengte kleiner dan  $5 \pm 1$  m verzwakt. Deze laatste waarde werd uit een aantal spektra bepaald.

De spektra op 3 en 20 m werden als functie van de dimensieloze frequentie  $f = nz/U$  geplot en genormaliseerd met de lokale  $U_*$ ,  $T_*$  en  $q_*$ . De spektra werden vergeleken met die bepaald door Kaimal e.a. (1972). De in de figuren ingetekende spektra zijn die van Kaimal, voor neutrale stratifikatie.

In figuur 5.37 is het dimensieloze U spektrum op 3 m te zien. Links van het maximum ligt het gemeten spektrum hoger dan het neutrale Kaimal spektrum. Dit is in overeenstemming met figuur 2.9:  $z/L = -0.1$ . In figuur 5.38 is het U spektrum van 20 m te zien: de spektrale verzwakking is duidelijk te zien. Figuur 5.39 geeft het stabiele U spektrum op 20 m:  $z/L = 1.2$ . Het maximum bevindt zich bij een hogere frequentie dan in het neutrale geval:  $f_{\max} \approx 0.4$ . Dit is in overeenstemming met figuur 2.9. We merken op dat de helling van alle gemeten spektra in de inertial subrange theoretisch  $2/3$  moet zijn.

In figuur 5.40 is het W spektrum van 3 m te zien; in figuur 5.41 dat van 20 m. We zien een uitstekende overeenstemming met de Kaimal-spektra (figuur 2.10). Figuur 5.42 toont het stabiele W spektrum:  $z/L = 1.2$ . Het maximum bevindt zich bij 2. Zowel in figuur 5.39 als in 5.42 is het aliasing effect te zien bij frequenties groter dan 10.

Figuur 5.43 en 5.44 tonen een onstabiel temperatuur, respectievelijk, vochtspektrum. Het is opmerkelijk hoe goed deze spektra met elkaar overeenkomen, behalve in de inertial subrange, want de responstijd van de lyman-alfa is kleiner dan die van het thermokoppel. De ingetekende kurven in figuur 5.43 en 5.44 zijn de temperatuurspektra van Kaimal in neutrale omstandigheden. Konkluderend merken we op dat de door ons gemeten spektra zeer goed overeenkomen met die gevonden door Kaimal e.a.

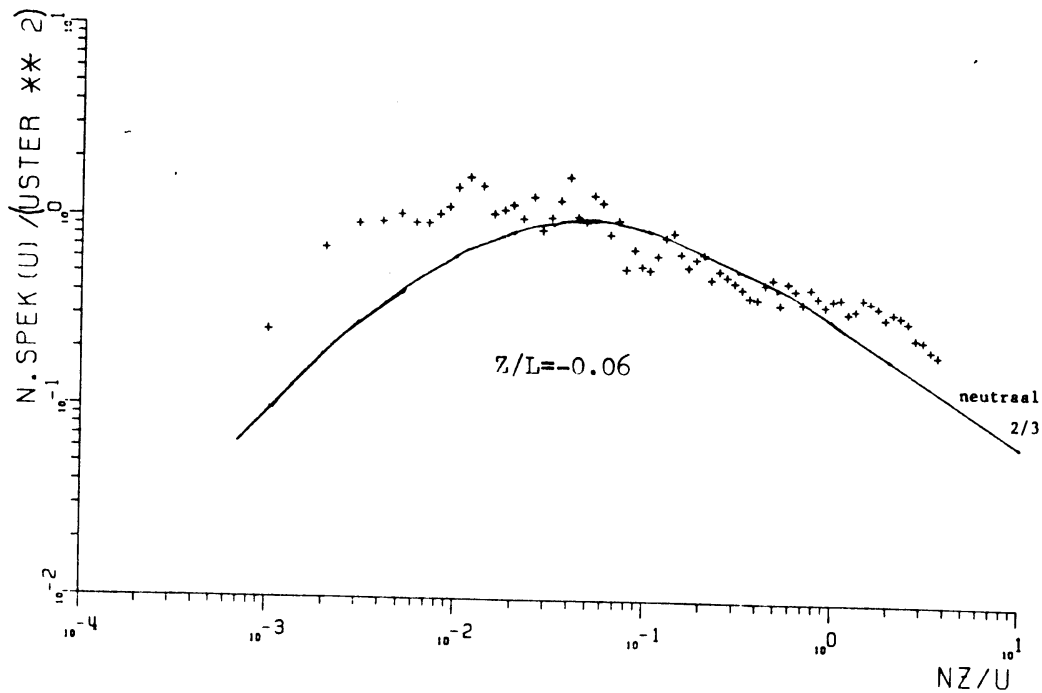


fig. 5.37. Dimensieloos U spektrum:  $z = 3.55$  m,  $U = 4.3$  m/s,  
 $U_* = 0.32$  m/s. Dag 183, 10.00-10.30.

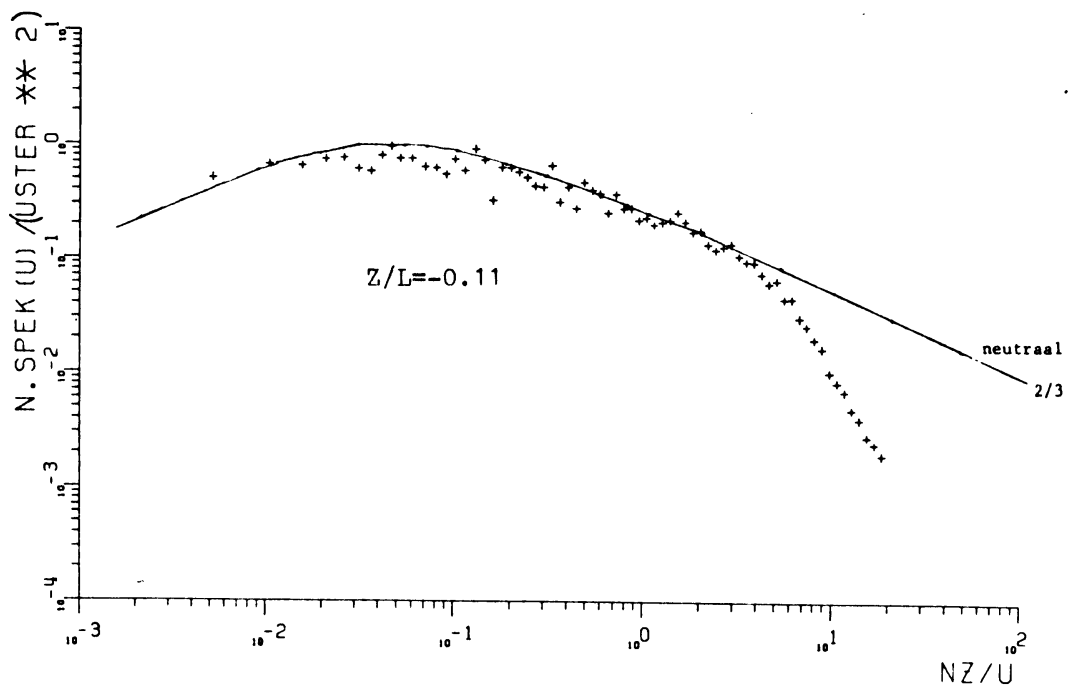


fig. 5.38. Dimensieloos U spektrum:  $z = 22.5$  m,  $U = 5.4$  m/s,  
 $U_* = 0.43$  m/s. Dag 183, 10.00-10.30.

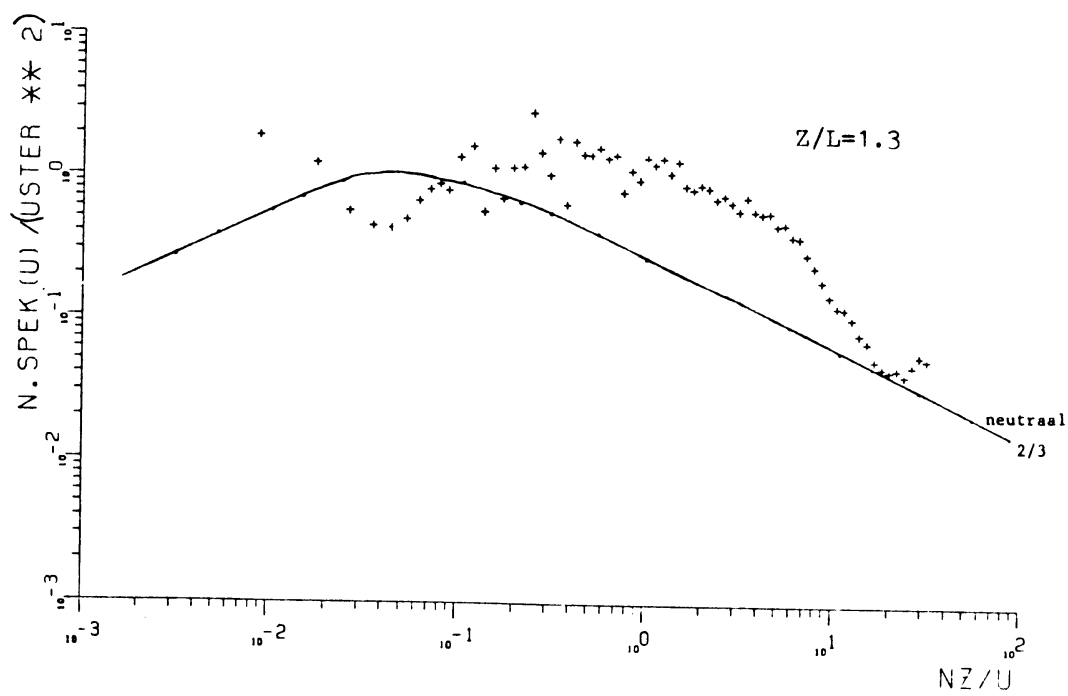


fig. 5.39. Stabiel U spektrum:  $z = 22.5$  m,  $U = 3.11$  m/s,  
 $U_* = 0.08$  m/s. Dag 174, 22.30-23.00.

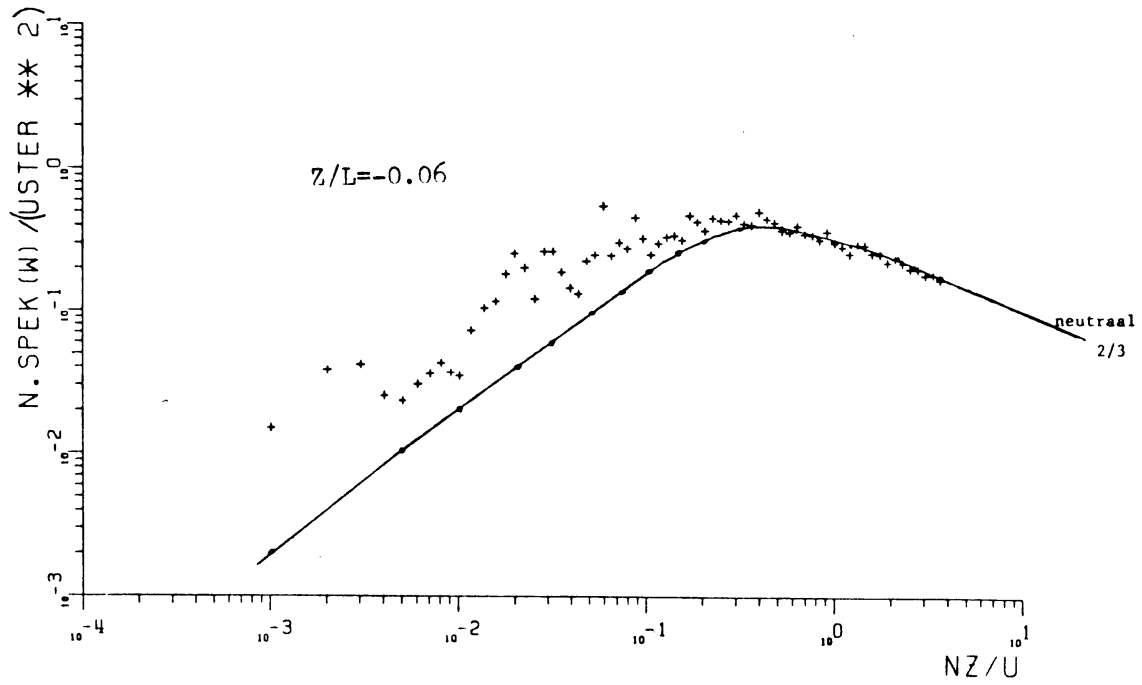


fig. 5.40. Onstabiel W spektrum:  $z = 3.55$  m,  $U = 4.31$  m/s,  
 $U_* = 0.32$  m/s. Dag 183, 10.00-10.30.



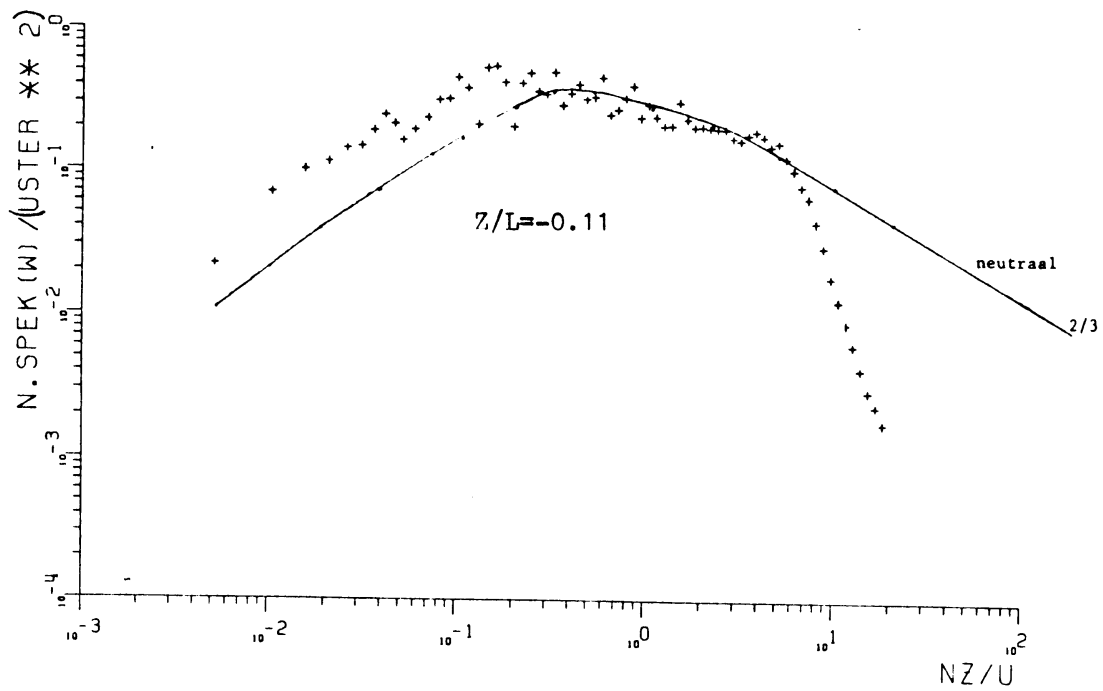


fig. 5.41. Onstabiel W spektrum:  $z = 22.5$  m,  $U = 5.35$  m/s,  
 $U_* = 0.43$  m/s; dag 183 10.00-10.30.

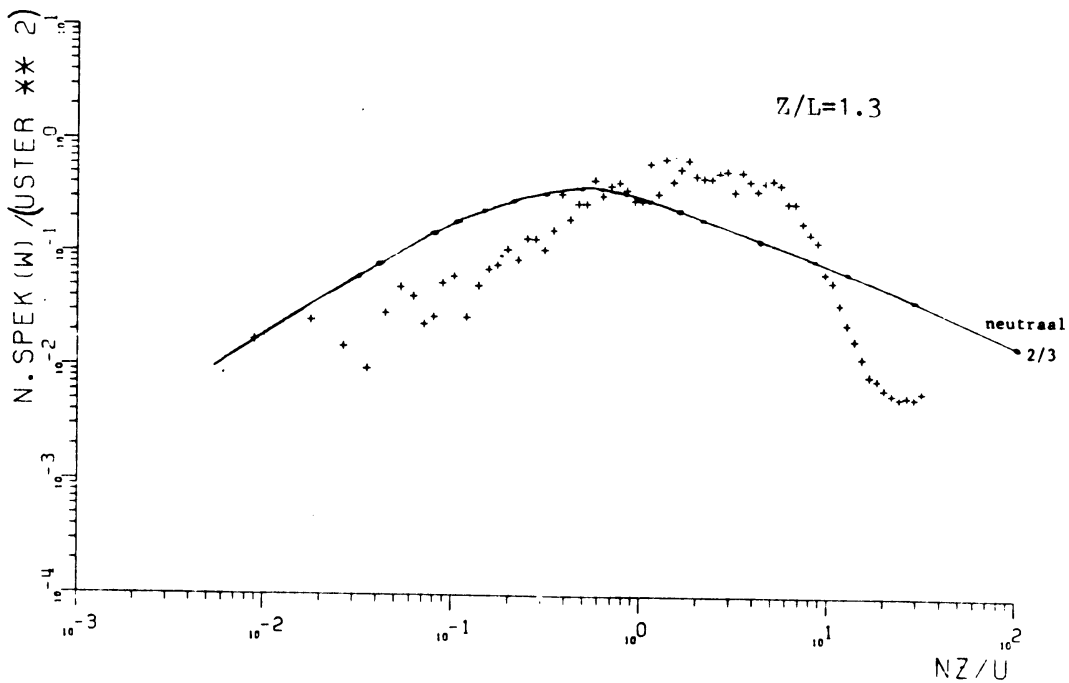


fig. 5.42. Stabiel W spektrum:  $z = 22.5$  m,  $U = 3.1$  m/s  
 $U_* = 0.08$  m/s; dag 174 22.30-23.00.

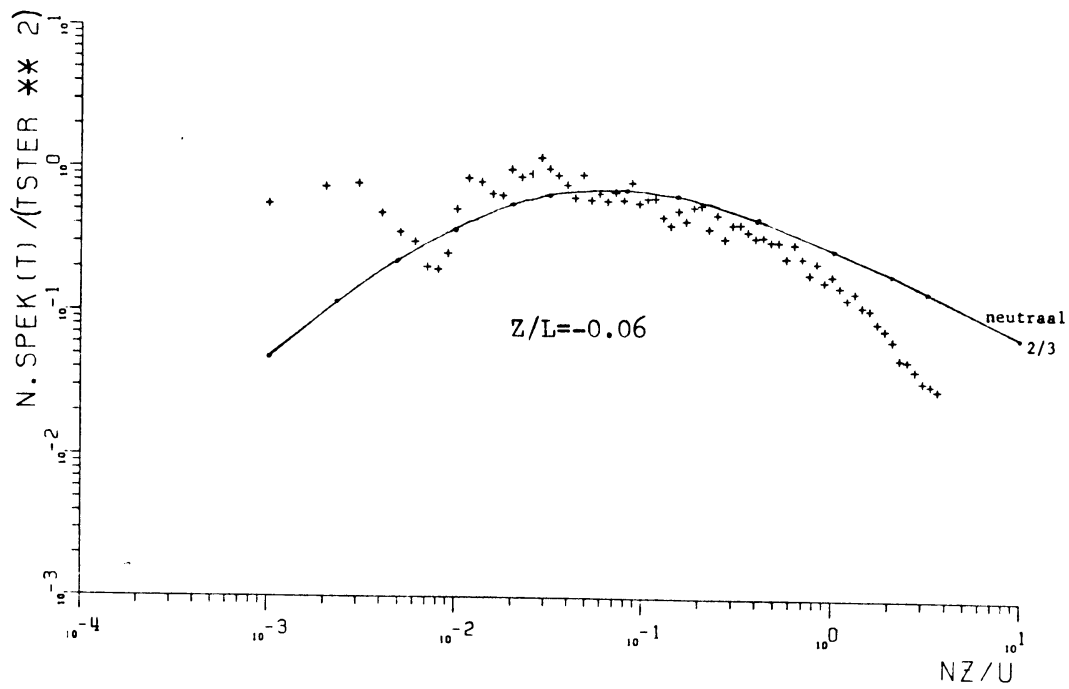


fig. 5.43. Onstabiel T spektrum; instrument: snel repons thermokoppel;  
 $z = 3.55$  m,  $U = 4.3$  m/s,  $T_* = 0.13$ ; dag 183 10.00-10.30.

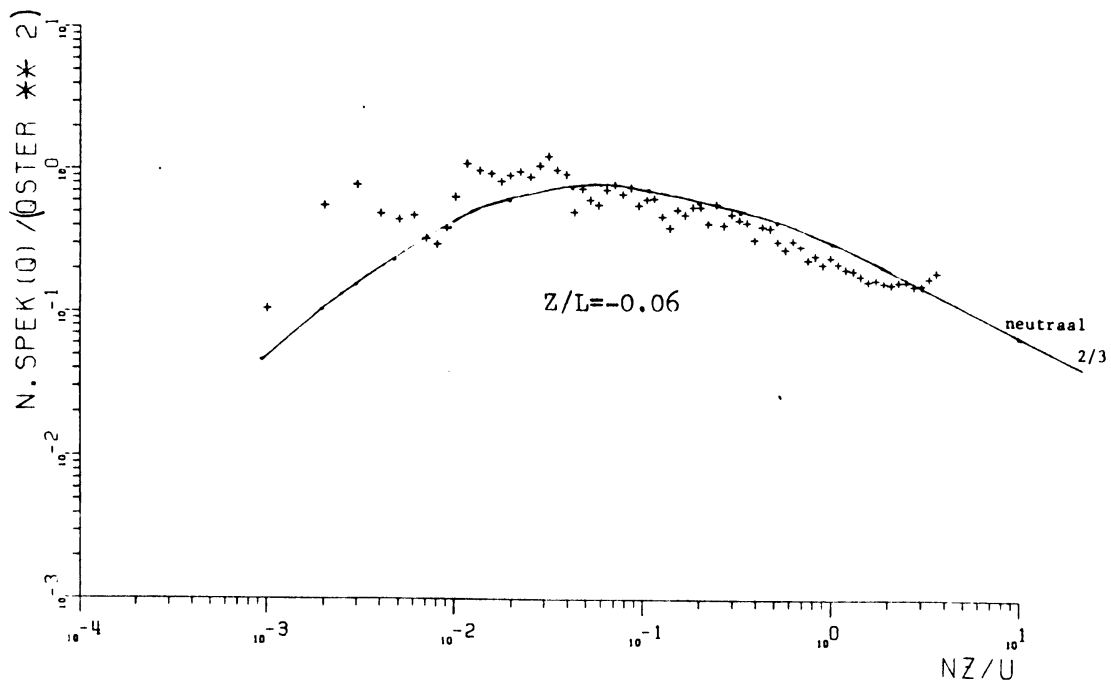


fig. 5.44. Onstabiel q spektrum: lyman-alfa vochtmeter;  $z = 3.55$  m,  
 $U = 4.3$  m/s,  $q_* = 0.074 \cdot 10^{-3}$ ; dag 183 10.00-10.30.

## 6. Konklusies

Hieronder vatten we de voornaamste resultaten van dit onderzoek kort samen. De sonische anemometer en de Lyman-alfa vochtmeter voldoen zeer goed als flux meetinstrumenten. Beide hebben een kleine responstijd en zijn geschikt voor het meten van fluxen en varianties in de eerste paar meter van de oppervlaktelaag. Het belangrijkste nadeel van de sonische anemometer is de door het frame veroorzaakte stromingsverstoring. Als hiervoor niet gecorrigeerd wordt, kunnen er fouten tot 20% in de gemeten horizontale windsnelheidskomponent optreden. Voor nauwkeurige metingen is het noodzakelijk de sonische anemometer in de gemiddelde wind te richten. De verticale windsnelheidskomponent wordt door deze stromingsverstoring niet significant beïnvloed. Het grootste nadeel van de Lyman-alfa is de verandering van de doorlating van de vensters van bron en detektor. Hierdoor treedt een, niet exakt voorspelbare, "drift" op waardoor het instrument niet zondermeer als absoluut meetinstrument te gebruiken is. De fluktuatiemetingen worden hier echter niet door beïnvloed. Een ander nadeel van de Lyman-alfa zijn de niet geringe afmetingen waardoor zeer kleinschalige turbulentiestructuren verstoord worden.

Met een sonische anemometer, die ook temperaturen meet, en een ruwe schatting van de Bowenverhouding, is het mogelijk om de warmteflux te berekenen met een nauwkeurigheid van ongeveer 10%. Met een sonische anemometer en een nettostralingsmeetinstrument kan de warmteflux berekend worden, evenals de vochtflux; de nauwkeurigheid is in de orde van 10%. Tijdens stabiele omstandigheden werden alleen zeer kleine fluxen gemeten, zodat niet te zeggen is of de methode dan ook werkt.

Monin-Obukhov gelijkvormigheidsrelaties gelden ook in een inhomogene oppervlaktelaag mits de juiste schalingsparameters gebruikt worden. Het blijkt dat voor grootheden die door grootschalige turbulentiestructuren bepaald worden, de stroomopwaartse voorgeschiedenis van belang is. Een voorbeeld hiervan is  $\sigma_U$ . Fluktuaties in bijvoorbeeld  $W$ , blijken echter voornamelijk door lokale terreineigenschappen bepaald te worden; dit geldt ook voor  $T$  en  $q$ . Wegens de inhomogeniteit in Cabauw (in de vorm van een ruwheidsovergang) geldt voor "gestoorde" windrichtingen dat  $U_{*}$  en  $\sigma_W$  met de hoogte toenemen:  $U_{*(20)}/U_{*(3)} \sim 1.4$ , en  $\sigma_{W(20)}/\sigma_{W(3)} \sim 1.5$ . Voor de nagenoeg "ongestoorde" westsektor geldt:

$U_{*(20)}/U_{*(3)} \sim 1.05$ , en  $\sigma_W(20)/\sigma_W(3) \sim 1.07$  .

De gevonden Monin-Obukhov gelijkvormigheidsrelaties komen goed overeen met die in de literatuur.

Voor de korrelatiecoëfficiënt tussen  $q$  en  $T$  wordt in onstabiele omstandigheden gemiddeld 0.8 gevonden.

Met een aangepaste schaling blijken de flux profielrelaties in gestoorde omstandigheden goed met de literatuurwaarden boven vlak homogeen terrein overeen te komen. In neutrale omstandigheden wordt gevonden  $K_m/K_h \approx 1.4$  .

Op 3 m is de produktie van turbulente energie gemiddeld gelijk aan de dissipatie. De wegens de inhomogeniteit in de energievergelijking aanwezige advektietermen zijn relatief klein.

Spektra van  $U$ ,  $W$ ,  $T$  en  $q$  blijken goed overeen te komen met die uit de literatuur. In de inertial subrange is de helling evenredig met  $n^{-5/3}$  .

Ter afsluiting nog enige opmerkingen:

- Bij meting van fluktuaties op lage hoogte met "snelle" instrumenten, ter bepaling van spektra, is het wenselijk om een filter te gebruiken om aliasing te voorkomen.
- Om in stabiele omstandigheden temperatuurvarianties betrouwbaar te meten, is het nodig uiterst dunne weerstandsthermometers te gebruiken; een thermokoppel met een diameter van 50 a 100  $\mu$  veroorzaakt in deze omstandigheden aanzienlijke spektrale verliezen.

#### Slotwoord

Ter afsluiting wil ik iedereen bedanken die aan dit onderzoek heeft meegewerkt. Met name aan de raadgevingen en ideeën van Frans Nieuwstadt, Anton Beljaars en Henk de Bruin heb ik zeer veel gehad. Het experimentele werk zou niet mogelijk zijn geweest zonder hulp van de instrumentele afdeling van het K.N.M.I., met name de buitendienst. Wiebe Oost van de afdeling 0.0. was zo vriendelijk de sonische anemometer voor dit onderzoek beschikbaar te stellen en Herko v.d. Meulen heeft veel geholpen bij de berekening van de spektra. Bovendien bedank ik Drs. Van der Vegt en Dr. Nauta, die het mogelijk maakten dat deze studie plaatsvond in het kader van mijn studie experimentele natuurkunde aan de Rijksuniversiteit Utrecht. De uiteindelijke vorm van dit verslag werd

verzorgd door Karin Haaken, die het manuscript uittype, en de tekenkamer.

#### Referenties

- Andreas, E.L., 1981: The effects of volume averaging on spectra measured with a lyman-alpha hygrometer. *J. Appl. Meteor.*, 20, 467-475.
- Beljaars, A., 1982: The derivation of fluxes from profiles in perturbed areas. Submitted to *Boundary-Layer Meteorol.*
- Blackman, F.B. and J.W. Tukey, 1958: The measurement of power spectra. Dover, New York.
- Bruin, H.A.R. de en A.A.M. Holtslag, 1982: A simple parametrisation of the surface fluxes of sensible and latent heat during daytime compared with the Penman-Monteith concept. *J. Appl. Meteor.*, 00, 000-000 (accepted for publication).
- Buck, A.L., 1973: Development of an improved lyman-alpha hygrometer. *Atmos. Technol.*, 2, 43-46.
- Buck, A.L., 1976: The variable-path lyman-alpha hygrometer and its operating characteristics. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, 57, 1113-1118.
- Bush, N.E., en S.E. Larsen, 1972: Spectra of turbulence in the atmospheric surface layer. *Risø Rept. No. 256*, 187-207.
- Bush, N.E., 1973: On the mechanics of atmospheric turbulence. Workshop on Micro-meteorology (D.A. Haugen, ed.), *Am. Met. Soc.*, Boston, Mass. pp. 1-65.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi en E.F. Bradley, 1971: Fluxprofile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 28, 181-189.
- Corrsin, S., 1951: On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *J. Appl. Phys.*, 22, 469-473.
- Driedonks, A.G.M., P.A.T. Nieuwendijk en C.J. Goes, 1980: A set of computer programs to process turbulence data measured at the 200 m mast at Cabauw. KNMI Scientific Report 80-3.
- Driedonks, A.G.M., 1981: Dynamics of the well mixed atmospheric surface layer. KNMI Scientific Report 81-2.

- Funk, J.P., 1959: Improved polythene shielded net radiometer. *J. Sci. Instr.*, 36, 267-270.
- Garratt, J.R., 1980: Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near surface layer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 106, 803-819.
- Hasse, L. en M. Dunckel, 1981: Hot wire and hot film anemometers, uit: *Air-Sea interaction, instruments and methods*, ed. door Dobson, Hasse en Davis, Plenum Press, New York, London.
- Hicks, B.B., 1981: An examination of turbulence statistics in the surface boundary layer. *Bound. Layer. Meteor.*, 21, 389-402.
- Hinze, J.O., 1975: *Turbulence*. McGraw Hill, New York.
- Högström, U. en A.S. Smedman-Högström, 1974a: Turbulence mechanisms at an agricultural site. *Bound.-Layer Meteor.*, 7, 373-389.
- Högström, U., 1974b: A field study of turbulent fluxes of heat, water vapour and momentum at a typical agricultural site. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 100, 624-239.
- Horst, T.W., 1973a: Corrections for respons errors in a three-component propeller anemometer. *J. Appl. Meteor.*, 12, 716-725.
- Horst, T.W., 1973b: Spectral transfer functions for a three component sonic anemometer. *J. Appl. Meteor.*, 12, 1072-1075.
- Kaimal, J.C. en J.A. Businger, 1963: A continuous-wave sonic anemometer thermometer. *J. Appl. Meteor.*, 5, 411-420.
- Kaimal, J.C., J.C. Wyngaard en D.A. Haugen, 1969: Deriving power-spectra from a three-component sonic anemometer. *J. Appl. Meteor.*, 7, 827-837.
- Kaimal, J.C., 1969: Measurements of momentum and heat flux variations in the surface boundary layer. *Radio Science*, 4, 1147-1153.
- Kaimal, J.C., J.C. Wyngaard, Y. Izumi en O.R. Coté, 1972: Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 98, 563-589.
- Kaimal, J.C., 1975: Sensors and techniques for direct measurement of turbulent fluxes and profiles in the surface layer. *Atmospheric Technology*, 7, 7-14.
- Kaimal, J.C., 1978: BAO sensors for wind, temperature and humidity profiling. Boulder low level intercomparison experiment, reprint of WMO report NOAA/ERL, Boulder.

- Landau, L.D. en E.M. Lifshitz, 1959: Fluid mechanics. Pergamon Press, London, 536 pp.
- Lumley, J.L. en H.A. Panofsky, 1964: The structure of atmospheric turbulence. Wiley-Interscience, New York, 239 pp.
- Monna, W.A.A. en A.G.M. Driedonks, 1979: Experimental data on dynamic properties of several propeller vanes. *J. Appl. Meteorol.*, 18, 699-702.
- Obukhov, A.M., 1946: Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature. *Bound.-Layer Meteor.*, 1971, 2, 7-29.
- Panofsky, H.A., H. Tennekes, D.H. Lenshow en J.C. Wyngaard, 1977: The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. *Bound.-Layer Meteor.*, 11, 335-361.
- Pond, S., G.T. Phelps, J.E. Paquin, G. McBean en R.W. Stewart, 1971: Measurement of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean. *J. Atmos. Sci.*, 28, 901-917.
- Tennekes, H. en J.L. Lumley, 1972: A first course in turbulence. M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 300 pp.
- Tillman, J.E., 1965: Water vapour measurements utilising the absorption of vacuum ultraviolet and infrared radiation. *Humidity and Moisture*, Vol. 1, R.E. Ruskins, ed., New York, Reinhold, 428-433.
- Tillman, J.E., 1972: The indirect determination of stability, heat and momentum fluxes in the atmospheric boundary layer, from simple scalar variables during dry unstable conditions. *J. Appl. Meteor.*, 11, 783-792.
- Wieringa, J., 1967: Evaluation and design of wind vanes. *J. Appl. Meteor.*, 2, 406-426.
- Wieringa, J. en F.X.C.M. van Lindert, 1971: Application limits of double fin and coupled wind vanes. *J. Appl. Meteor.*, 10, 137-145.
- Wieringa, J., 1976: An objective exposure correction method for average wind speeds measured at a sheltered location. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 102, 241-253.
- Wyngaard, J.C., O.R. Coté en Y. Izumi, 1971: Local free convection, similarity, and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atmos. Sci.*, 28, 1171-1182.
- Yaglom, A.M., 1977: Comments on wind and temperature fluxprofile relationships. *Bound.-Layer Meteor.*, 11, 89-102.

Appendix ABerekening van de fouten in gemeten fluxen wegens  
spektrale verliezen

De kovariantie van de grootheden  $\alpha$  en  $\beta$  wordt gegeven door:

$$\overline{\alpha'\beta'} = \int_0^{\infty} S_{\alpha\beta}(n) dn$$

$S_{\alpha\beta}$  is het kospektrum van  $\alpha$  en  $\beta$ . Substitueren we nu  $f = nz/U$ , dan levert dit:

$$\overline{\alpha'\beta'} = \int_0^{\infty} \frac{U}{z} S_{\alpha\beta}(f) df \quad (1)$$

Kainal (1972) heeft in de inertial subrange de volgende dimensieloze spektra bepaald:

$$\text{Kospektrum van U en W} : \frac{-n S_{uw}}{U_*^2 G(z/L)} = \frac{0.56}{(2\pi)^{4/3}} f^{-4/3} \quad (2)$$

$$\text{Kospektrum van W en T} : \frac{-n S_{WT}}{U_* T_* H(z/L)} = \frac{1.62}{(2\pi)^{4/3}} f^{-4/3} \quad (3)$$

$$\text{Temperatuurspektrum} : \frac{n S_T}{T_*^2} \frac{\phi \epsilon^{1/3}}{\phi h} = \frac{0.8}{(2\pi k)^{2/3}} f^{-2/3} \quad (4)$$

(k is de Von Kármán konstante)

De stabiliteitsfuncties worden toegevoegd om de (ko)pektra in de inertial subrange te laten samenvallen:

$$G(z/L) = \begin{cases} 1 & -2 \leq z/L < 0 \\ 1 + 7.9 z/L & 0 \leq z/L < 2 \end{cases}$$

$$H(z/L) = \begin{cases} 1 & -2 \leq z/L < 0 \\ 1 + 6.4 z/L & 0 \leq z/L < 0 \end{cases}$$



$$\phi_h(z/L) = \begin{cases} 0.74 (1 - 9 z/L)^{-1/2} & -2 < z/L < 0 \\ 0.74 + 4.7 z/L & 0 < z/L < 2 \end{cases}$$

$$\phi_\epsilon^{-1/3} = \begin{cases} [1 + 0.5 \left| \frac{z}{L} \right|^{2/3}]^{-1/2} & -2 < z/L < 0 \\ [1 + 2.5 \left| \frac{z}{L} \right|^{0.6}]^{-1/2} & 0 < z/L < 2 \end{cases}$$

De fout in de (ko)varianties  $\Delta \overline{\alpha^i \beta^i}$  wordt nu gegeven door de integraal over de (ko)spektra van de afkapfrequentie  $f_1$  tot oneindig, als we aannemen dat het spektrum voor  $f > f_1$ , benaderd kan worden met het spektrum voor de inertial subrange. Met behulp van de vergelijkingen 2 t/m 4 kunnen we nu schrijven:

$$\frac{\Delta \overline{U^i W^i}}{U_*^2} = \int_{f_1}^{\infty} \frac{0.56}{(2\pi)^{4/3}} G\left(\frac{z}{L}\right) f^{-4/3} d \ln f = \frac{3}{4} \cdot \frac{0.56}{(2\pi)^{4/3}} G\left(\frac{z}{L}\right) \cdot f_1^{-4/3} \quad (5)$$

$$\frac{\Delta \overline{W^i T^i}}{U_* T_*} = \int_{f_1}^{\infty} \frac{1.62}{(2\pi)^{4/3}} H\left(\frac{z}{L}\right) f^{-4/3} d \ln f = \frac{3}{4} \cdot \frac{1.62}{(2\pi)^{4/3}} H\left(\frac{z}{L}\right) f_1^{-4/3} \quad (6)$$

$$\frac{\Delta \overline{T^i{}^2}}{T_*^2} = \int_{f_1}^{\infty} \frac{0.8}{(2\pi)^{2/3}} \phi_h \phi_\epsilon^{-1/3} f^{-2/3} d \ln f = \frac{3}{2} \cdot \frac{0.8}{(2\pi \cdot 0.4)^{2/3}} \phi_\epsilon^{-1/3} \phi_h f_1^{-2/3} \quad (7)$$

Het linkerlid van (5) en (6) is direkt de relatieve fout in respectievelijk de impuls en warmteflux. Voor de relatieve fout in de temperatuurvarianties moet (7) vermenigvuldigd worden met  $T_*^2 / \sigma_T^2$ .

Enige voorbeelden:

Metten we de impulsflux tot een dimensieloze frequentie  $f$  van 1.5 dan geeft dit een fout (verg. (5)) van 2.1%. De warmteflux tot  $f = 3$  gemeten geeft een fout van 2.4%. Dit is gebruikt in 3.2.1. Dit alles in onstabiele of neutrale omstandigheden.

Temperatuurvarianties zijn veel moeilijker betrouwbaar te meten, omdat voor een fout kleiner dan 2%, de afkap frequentie groter moet zijn dan 7.5, in neutrale omstandigheden. In stabiele toestanden worden de fouten nog groter.

Appendix BIJKresultaten van de lyman alfa vochtmeter

Resultaten van de ijking beschreven in hoofdstuk 3.5.4.;  $\rho$  is de waterdamp concentratie in  $\text{gr/m}^3$  gemeten met een psychrometer en  $V_{\log}$  is de logaritmische uitgangsspanning van de lyman-alfa vochtmeter. Op het moment van de ijking was de bron ongeveer 50 uur in bedrijf geweest.

$x = 1.9 \text{ cm}$

$\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ [ $\text{gr m}^{-3}$ ]	$V_{\log}$ [volt]	$\rho_{\text{H}_2\text{O}}$	$V_{\log}$
0	0	10.36	4.47
1.86	1.12	11.33	4.64
2.06	1.46	12.17	4.85
2.64	1.98	13.13	5.03
3.04	2.31	14.11	5.24
3.79	2.57	15.22	5.51
4.72	3.01	17.38	6.00
5.36	3.21	18.54	6.40
6.02	3.38	19.39	6.65
6.46	3.52	20.43	6.8
7.02	3.70	20.77	6.99
8.17	4.00	21.61	7.30
9.48	4.27	22.17	7.55

$x = 1.0$  cm, géén nulpuntskorrektie

$\rho_{\text{H}_2\text{O}}$	$V_{\log}$	$\rho_{\text{H}_2\text{O}}$	$V_{\log}$
3.21	1.02	12.48	3.25
4.05	1.33	15.58	3.65
5.07	1.61	17.66	3.93
6.02	1.95	18.83	4.05
6.49	2.20	19.90	4.29
8.68	2.59	21.74	4.58
9.84	2.85	22.41	4.75
11.26	3.01	23.11	5.00

$x = 0.5$  cm, géén nulpuntskorrektie

$\rho_{\text{H}_2\text{O}}$	$V_{\log}$	$\rho_{\text{H}_2\text{O}}$	$V_{\log}$
5.00	0.64	17.67	2.45
6.26	0.91	21.27	2.81
7.19	1.09	22.84	2.97
9.18	1.46	23.89	3.14
9.83	1.57	25.45	3.45
11.65	1.80		
13.34	2.03		
14.62	2.15		