

spectra en gradiënten  
van hoge windsnelheden  
te Cabauw  
tot 200 meter hoogte

R. W. M. Meijer

technische rapporten; TR-119

Chapter 6 describes the actual processing of the data. Selection criteria of completeness, quality, availability of supporting data etcetera were applied to the original database of 700 hours registration. The selected 15 half-hour runs (at six heights, i.e. 90 data series) were supplemented with profile-derived surface fluxes and other scaling parameters. Appendix B contains a complete listing of these run characteristics (and a numerical summary of computed u-spectra).

In particular, there are uncertainties about the quality of the local scales. Only horizontal wind speeds were measured, so local fluxes at various heights were estimated through use of flux-profiles. These flux-profiles require information on the boundary layer height. For the stable cases, the boundary layer height  $h$  was derived from a diagnostic model, although such models show considerable scatter. For the unstable cases, the height  $z_i$  of the capping inversion at the top of the boundary layer was taken from the radiosoundings at De Bilt, 30 km distant. The use of an inversion rise model for determination of  $z_i$  proved not suitable, because  $z_i$  was rather stationary in these strongly advective conditions.

In addition to these problems, the average wind direction profiles were found to exhibit strange jumpy behavior with a net uncertainty of several degrees. This may be due to imprecise calibration of the propellorvanes.

Another source of uncertainty are internal boundary layers, not investigated here in detail. In chapter 8, some sample wind profiles are given which appear to show an internal boundary layer height of about 100 m.

Chapters 7 and 8 deal with the interpretation of the results. It is shown that Sorbjan's assumption for the dimensionless wind speed gradient in the stable boundary layer ( $\Phi_m = 1 + 4.7 z/\Lambda$ ) doesn't agree well with these Cabauw data : the  $(z/\Lambda)$ -coefficient seems to be higher, 6 to 8. Due to various causes, such as the above-mentioned direction uncertainty, these data are not accurate enough to resolve existing disagreements (Sorbjan versus Nieuwstadt) on the value of flux-profile form parameters  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$ .

The horizontal wind speed spectra show a marked influence of the used propellorvanes. The u-spectra reveal some propellor damping at the high-frequency end, resulting there in moderate deviation from the Kolmogorov  $-5/3$  power law. The vane, a second order system, has

strong resonance at frequencies between 2 and 4 Hz (depending on the wind speed) resulting in enormous aliasing in the v-spectra, with such deviation from the  $-5/3$  law that these v-spectra are not considered reliable for further analysis.

The u-spectra show good agreement with the tested models of Sorbjan and Højstrup up to about 0.5 to 0.7 Hz. Moreover other spectral models, more generally used in engineering practice, are drawn into the comparison. In particular the model of Hino (1971) seems to predict the spectrum rather well. In some of the unstable boundary layer spectra the spectral maximum occurs at a wavelength  $\lambda \approx 1.5 z_i$ , indicating a probable roll vortex structure (LeMone 1973).

A short review shows that insufficient published turbulence observations above 100 m are available to check the reliability of various models. Therefore it is unfortunate, that for the Cabauw data analysed here the experimental uncertainties are of such magnitude, that none of the tested models can be considered false, but neither much confirmation can be given.

## **INHOUDSOPGAVE**

### **Symboollijst**

<b>1</b>	<b>Inleiding</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	De Reynoldsvergelijkingen voor de grenslaag	3
2.2	Similariteitstheorie	11
2.2.1	Rossby similariteit	11
2.2.2	Monin-Obukhov similariteit	15
2.2.3	Similariteitstheorie boven de oppervlaktelaag	20
2.3	Geldigheidsregimes van de schalingsgrootheden	27
2.4	Spektra	30
2.4.1	Spektrale dichtheid	30
2.4.2	Spektra en similariteitstheorie	34
<b>3</b>	<b>De meetgegevens</b>	<b>41</b>
3.1	De lokatie	41
3.2	De mast	43
3.3	De apparatuur	44
3.4	De dataset (logisch)	44
3.5	De dataset (fysiek)	45
3.6	Beperkingen van de dataset m.b.t. similariteits- theorie	46
<b>4</b>	<b>Analyse van de computerverwerking</b>	<b>48</b>
4.1	Definitie van het probleem	48
4.1.1	De brongegevens en de resultaten	48
4.1.2	De randvoorwaarden	50
4.1.3	Verwerkingsproces en subsystemen	50
4.2	De oplossingsmethode	52
4.2.1	Volledige verwerking op PC's	52
4.2.2	Gedeeltelijke verwerking op PC's	52
4.2.3	Volledige verwerking op de B6800	53
4.2.4	De keuze van de methode	53
4.3	Planning	54

5	Ontwikkeling software systeem	57
5.1	Selektie	57
5.1.1	Analyse	57
5.1.2	Ontwerp	57
5.1.3	Implementatie	58
5.2	Verwerking 1	59
5.2.1	Analyse	59
5.2.2	Ontwerp	61
5.2.3	Implementatie	64
5.3	Verwerking 2	66
5.3.1	Analyse	66
5.3.2	Ontwerp	70
5.3.3	Implementatie	71
5.4	Modeltoetsing	72
5.4.1	Analyse	72
5.4.2	Ontwerp	73
5.4.3	Implementatie	75
5.5	Combinatie en presentatie	75
5.5.1	Analyse	75
6	Uitvoering	77
6.1	Selektie van de runs (stap 1)	77
6.2	Completeren en aanvullen van gegevens (stap 2)	78
6.3	Het verwerken van de ruwe data (stap 3)	79
6.4	Berekenen van schalingsgrootheden (stap 4)	80
6.5	Modeltoetsing (stap 5)	81
6.6	Combineren en grafisch presenteren	83
7	Interpretatie van de resultaten	85
7.1	De similariteitsfunctie $\Phi_m$ in een stabiele grenslaag	85
7.2	De spektra in een stabiele grenslaag	88
7.3	De dimensieloze windsnelheidsgradiënt $\Phi_m$ in een onstabiele grenslaag	92
7.4	De spektra in een onstabiele grenslaag	93

8	Conclusies en aanbevelingen	95
8.1	De dataset met meetgegevens	95
8.2	De verwerking van de meetgegevens bij het K.N.M.I.	96
8.3	De theorie	97
8.4	De onderzoeksresultaten	99
8.5	Slot	104
	Literatuur	105
Appendix A:	Programmalistings	
Appendix B:	Meetgegevens, schalingsgrootheden, profielen en u-spectra van de 15 runs	
Appendix C:	SPSS voorbeeld-uitvoer	
Appendix D:	Grafische presentatie van de resultaten	

<u>symbool</u>	<u>beschrijving</u>	<u>eenheid</u>
$A_{u,v}$	spectrale dichtheid	$m^2s^{-1}$
$B_{u,v}$	spectrale dichtheid	$m^2s^{-1}$
B	Bowen ratio	-
$c_p$	specifieke warmte	$m^2s^{-2}$
d	windrichting	-
f	dimensieloze frequentie	-
f	Coriolis parameter	$s^{-1}$
$F_{ij}$	ééndimensionale spectrale dichtheid	$m^3s^{-2}$
g	zwaartekracht versnelling	$ms^{-2}$
G	geostrofische windsnelheid	$ms^{-1}$
h	grenslaaghoogte	m
H	sensibele warmteflux	$Wm^{-2}$
k	turbulente kinetische energie TKE	$m^2s^{-2}$
k	von Karman constante	-
$K_h$	turbulente warmtegeleidingscoëfficiënt	$m^2s^{-1}$
$K_m$	turbulente viscositeit	$m^2s^{-1}$
K	warmtegeleidingscoëfficiënt	$m^2s^{-1}$
l	mengweglengte	m
L	Obukhov lengteschaal	m
n	frequentie	$s^{-1}$
$N_{BV}$	Brunt-Vaisala frequentie	$s^{-1}$
p	druk	$Nm^{-2}$
$p_0$	gemiddelde druk aan de grond	$Nm^{-2}$
P	produktie van TKE	$m^2s^{-3}$
Q	warmtestroom	$Wm^{-2}$
$\underline{r}$	plaatsvektor	m
R	gas constante	$Jmol^{-1}K^{-1}$
Ri	gradiënt-Richardsongetal	-

<u>symbool</u>	<u>beschrijving</u>	<u>eenheid</u>
$R_{if}$	flux-Richardsongetal	-
$R_{ij}$	covariantietensor	$m^2s^{-2}$
$Ro$	Rosbygetal	-
$S$	windsnelheidsgradiënt	$s^{-1}$
$S$	spectrale dichtheid (tijd)	$m^2s^{-1}$
$t$	tijd	$s$
$t_f$	temperatuurschaal	$K$
$t^*$	temperatuurschaal	$K$
$T$	temperatuur	$K$
$T_o$	gemiddelde grenslaagtemperatuur	$K$
$T^*$	temperatuurschaal	$K$
$u$	windsnelheid in x-richting	$ms^{-1}$
$u_j$	windsnelheidsvektor	$ms^{-1}$
$u_f$	snelheidsschaal	$ms^{-1}$
$u^*$	wrijvingssnelheid	$ms^{-1}$
$U^*$	snelheidsschaal	$ms^{-1}$
$U_g$	geostrofische wind in x-richting	$ms^{-1}$
$ U $	norm v.d. windsnelheidsvektor	$ms^{-1}$
$v$	windsnelheid in y-richting	$ms^{-1}$
$V$	volume	$m^3$
$V_g$	geostrofische wind in y-richting	$ms^{-1}$
$w$	windsnelheid in z-richting	$ms^{-1}$
$w^*$	snelheidsschaal	$ms^{-1}$
$x$	horiz. coördinaat (//gemiddelde wind)	$m$
$x_j$	plaatsvektor	$m$
$y$	horiz. coördinaat ( $\perp$ gemiddelde wind)	$m$
$z$	hoogte boven oppervlak	$m$
$z_j$	inversiehoogte	$m$
$z_o$	ruwheidslengte	$m$



<u>symbool</u>	<u>beschrijving</u>	<u>eenheid</u>
Z	dimensieloze hoogte	-
$\delta_{ij}$	Kronecker delta	-
$\varepsilon$	viskeuze dissipatie	$m^2s^{-3}$
$\varepsilon_{\theta}$	dissipatie van temperatuurvariantie	$K^2s^{-1}$
$\varepsilon_{ijk}$	alternerende eenheidstensor	-
$\phi$	breedtegraad	-
$\phi_h$	dimensieloze temperatuurgradiënt	-
$\phi_m$	dimensieloze windgradiënt	-
$\Phi_h$	dimensieloze temperatuurgradiënt	-
$\Phi_m$	dimensieloze windgradiënt	-
$\phi_{ij}$	spectrale dichtheids tensor	$m^3s^{-2}$
$\kappa$	golfgetal	$m^{-1}$
$\lambda$	golflengte	m
$\Lambda$	lokale Obukhov-lengteschaal	m
$\nu$	kinematische viscositeit	$m^2s^{-1}$
$\Omega$	rotatie hoeksnelheid aarde	$s^{-1}$
$\Psi$	dimensieloze dissipatie	-
$\Psi_h$	$\phi_h$ geïntegreerd	-
$\Psi_m$	$\phi_m$ geïntegreerd	-
$\rho$	dichtheid	$kgm^{-3}$
$\sigma_x$	standaarddeviatie van grootheid x	
$\tau$	schuifspanning	$kgm^{-1}s^{-2}$
$\Theta$	potentiële temperatuur	K
$\Theta^*$	temperatuurschaal	K

## 1 Inleiding

De atmosferische grenslaag is het onderste deel van de atmosfeer, waarin de stromingen voornamelijk turbulent zijn. Deze grenslaag vertoont een duidelijke dagelijkse gang. In de loop van een heldere ochtend wordt, door instraling van de zon, turbulentie gegenereerd door opstijgende thermiekbellen. Deze bellen stijgen tot een zekere hoogte, de inversiehoogte. Hier verandert de temperatuurgradiënt waardoor verdere stijging wordt verhinderd. Door deze bellen wordt laminaire lucht van boven de inversie ingevangen en turbulent gemengd. Dit proces wordt wel entrainment genoemd. Zo breidt de grenslaag zich in de loop van de dag naar boven toe uit, tot dat de zon ondergaat en door warmte-uitstraling van het aardoppervlak er juist een inversie direct aan dat oppervlak ontstaat.

Door de turbulente aard van de grenslaagstromingen voor grote Reynolds getallen is het oplossen van de bewegingsvergelijkingen onmogelijk. Ook een numerieke aanpak levert problemen op vanwege het grote aantal roosterpunten dat nodig is. Meestal wordt het onderzoek beperkt tot het in samenhangende vorm presenteren van experimentele gegevens, d.m.v. dimensie-analyse en similariteits-theorie. Dit levert modellen op die ook een voorspellende waarde hebben.

Het onderzoek naar de gedragingen van de atmosferische grenslaag, en in het bijzonder het gedrag van de wind en de temperatuur binnen die laag, is pas goed op gang gekomen na ongeveer 1940, met name door het werk van Obukhov (1946).

Hierin wordt voor het eerst de stabiliteit van de grenslaag betrokken in beschouwingen over het gedrag van de wind en de temperatuur. De modellen voor het verloop van de wind en temperatuur met de hoogte die hieruit voortkwamen bleken goed overeen te stemmen met de na 1960 beperkt beschikbaar komende experimentele gegevens. De genoemde theorie en modellen zijn echter alleen geldig in het onderste deel van de grenslaag : de zgn. oppervlaktelaag (gemiddeld zo'n 40 m hoog of  $\pm 10\%$  van de grenslaaghoogte).

Later is voorgesteld om deze modellen uit te breiden naar boven deze oppervlaktelaag (Nieuwstadt 1984, Sorbjan 1986a). Echter de zeer beperkte hoeveelheden bruikbare experimentele gegevens maken toetsing van deze modellen moeilijk.

In 1972 is door het K.N.M.I. een meetmast in gebruik genomen te Cabauw in een vrij homogeen terrein, welke bruikbare experimentele gegevens oplevert. In het bijzonder zijn in 1985 en 1986 bij hoge windsnelheden metingen gedaan van wind en temperatuur met een meetfrequentie van 2 Hz. Tot nu toe zijn deze gegevens slechts in de vorm van 10-minuten-gemiddelden verwerkt.

In dit onderzoek zijn de meetgegevens verder geanalyseerd, zodat een toetsing van de modellen voor zowel de oppervlaktelaag als daarboven mogelijk wordt.

Het verslag bespreekt, naast de theorie over dit onderwerp, de structuur van de beschikbare gegevens, de ontwikkelde en gebruikte programmatuur nodig voor de verwerking ervan en de resultaten van de verwerking.

Het onderzoek vond plaats in het kader van een afstudeeropdracht van de Technische Universiteit Delft, Faculteit der Technische Natuurkunde, onder begeleiding van Prof.dr. J. Wieringa.

## 2 Theorie

### 2.1 De Reynolds vergelijkingen voor de grenslaag

De bewegingsvergelijkingen voor een fluidum element, de zgn. Navier-Stokes vergelijkingen, in een atmosferische stroming kunnen als volgt geschreven worden:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + f \varepsilon_{ij3} u_j + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - g \delta_{ij} \quad (2.1.1)$$

Hierin is  $u_i$  de  $i$ -component van de windsnelheid ( $i= 1,2$  of  $3$  voor resp. de  $u$ ,  $v$  en  $w$  snelheden in de  $x$ ,  $y$  en  $z$  richting, met  $z$  verticaal omhoog),  $\rho$  de dichtheid van de lucht,  $p$  de druk,  $\nu$  de kinematische viscositeit,  $g$  de versnelling van de zwaartekracht en  $f$  de zgn.

Coriolis parameter:

$f = 2 \Omega \sin \phi \approx 1.15 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (met  $\Omega$  de rotatiehoeksnelheid van de aarde en  $\phi$  de breedtegraad:  $52^\circ$ ).

Voor een gedetailleerde afleiding van deze vergelijking wordt verwezen naar Batchelor of Monin & Yaglom (Batchelor 1967, Monin & Yaglom 1971).

Naast (2.1.1) geldt onder aanname van incompressibiliteit de continuïteitsvergelijking:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.2)$$

en de behoudswet voor warmte:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} = K \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.1.3)$$

Hierin is  $\Theta$  de potentiële temperatuur. Dit is de temperatuur  $T$  die de lucht zou hebben, als deze adiabatisch naar een druk van 1000 mbar zou worden gebracht. Het is in de meteorologie gebruikelijk om met deze temperatuur te werken, om de dichtheidsverandering door de variatie van de druk met de hoogte te koppelen aan de temperatuur. Verder is  $K$  de moleculaire warmtediffusie-coëfficiënt.

In het geval van een turbulente stroming, zoals in de grenslaag het geval is, zijn de verschillende grootheden te splitsen in hun gemiddelde waarde en een fluctuatie in de volgende vorm (Reynolds-splitsing) :

$$A = \bar{A} + A' \quad \text{met} \quad \bar{A'} \equiv 0 \quad (2.1.4)$$

Hierbij geeft de overstreping aan dat het gemiddelde genomen wordt. Tevens wordt ook  $\langle A \rangle$  gebruikt voor het middelen, of ook, als  $A$  een turbulente grootheid is, dan is  $A$  zijn gemiddelde en  $A'$  de fluctuatie.

Bovendien geldt de ideale gaswet  $pV=RT$  (met  $V$  het volume en  $R$  de gasconstante) en passen we de Boussinesq benadering toe, d.w.z. dat de dichtheidsfluctuaties te koppelen zijn aan de temperatuurfluctuaties volgens:

$$g(\bar{\rho} - \rho) \approx g \bar{\rho} \frac{T'}{\bar{T}}$$

(zie Monin & Yaglom 1971). De vergelijkingen (2.1.1), (2.1.2) en (2.1.3) waarop Reynolds' splitsing (2.1.4), de ideale gaswet en de Boussinesq benadering zijn toegepast, worden dan, na middeling:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + f \varepsilon_{ij3} \bar{u}_j + g \frac{T'}{\bar{T}} \delta_{i3} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_j} = K \frac{\partial^2 \bar{\Theta}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_j \Theta'}) \quad (2.1.7)$$

Eventueel is aan vergelijking (2.1.7) nog een stralingsdivergentie-term toe te voegen, maar deze is onder normale omstandigheden erg klein, en dus te verwaarlozen.

De grenslaag van de atmosfeer kenmerkt zich, zoals gezegd, door het feit dat de stromingen turbulent zijn. Er boven is de stroming nagenoeg laminair (de fluctuaties zijn dus  $\approx 0$ ). In het stationaire, laminaire geval, en bij horizontale homogeniteit worden de vergelijkingen voor de gemiddelden van  $u_1$  en  $u_2$ , of liever  $u$  en  $v$ , zeer eenvoudig:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f \bar{v} \quad (2.1.8)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f \bar{u} \quad (2.1.9)$$

Hierbij is de molecuulair-viskeuze term verwaarloosd (iets wat in turbulente lucht gebruikelijk is). De zo gevonden  $u$  en  $v$  worden de geostrofische wind genoemd ( $U_g$  en  $V_g$ ). Dit is de wind die uitsluitend een gevolg van de heersende drukgradiënt is. De drukgradiënt-termen in de vergelijking (2.1.5) kunnen hiermee worden herschreven. Als we nu ook de viskeuze termen in (2.1.5) verwaarlozen krijgen we de volgende vergelijkingen voor de gemiddelden van  $u$  en  $v$  (waarvoor we voor het gemak  $U$  en  $V$  in hoofdletters zullen schrijven):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = f(V - V_g) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \quad (2.1.10)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -f(U - U_g) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{v'w'}) \quad (2.1.11)$$

Overigens zijn de termen  $\langle u_i' u_j' \rangle$  horizontaal homogeen verondersteld. De haken geven hier middeling aan, zoals de overstreping. Uit de vergelijking voor behoud van warmte (2.1.7) volgt onder verwaarlozing van de moleculaire diffusieterm, en veronderstelling van horizontale homogeniteit van  $\langle \Theta' u_j' \rangle$ :

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\Theta' w'}) \quad (2.1.12)$$

De in de vergelijkingen (2.1.11) en (2.1.12) voorkomende termen  $\langle u' w' \rangle$ ,  $\langle v' w' \rangle$  worden geschreven als  $\tau = -\rho \langle u' w' \rangle$  en  $-\rho \langle v' w' \rangle$  en worden de Reynolds stress termen genoemd. Ze beschrijven de turbulente flux van impuls, en vertegenwoordigen dus een schuifspanning (in de praktijk vele orden groter dan de viskeuze spanningen). Zo ook wordt  $H = -\rho c_p \langle \Theta' w' \rangle$  de turbulente warmteflux genoemd. Hierin is  $c_p$  de specifieke warmte bij constante druk. Ook deze  $H$ , de turbulente warmteflux, is vele orden groter dan de flux als gevolg van moleculaire diffusie. Vandaar het verwaarlozen van de moleculaire termen in de turbulente vergelijkingen.

De waarden van deze turbulente fluxen aan de grond zijn voor het vervolg van belang. De waarde van  $\tau(z=0) = -\rho \langle u' w' \rangle_0$  wordt vaak geschreven als

$$\tau(z=0) = -\rho \overline{u' w'}_0 = \rho u_*^2 \quad (2.1.13)$$

Hierin wordt  $u_*$  de wrijvingsnelheid genoemd. Zo ook wordt de warmteflux geschreven als:

$$H(z=0) = -\rho c_p \overline{\Theta' w'}_0 = \rho c_p \Theta_* u_* \quad (2.1.14)$$

Het stelsel vergelijkingen (2.1.10) t/m (2.1.12) worden de Reynolds-vergelijkingen genoemd, en beschrijft de turbulente stroming in de atmosferische grenslaag (onder de genoemde voorwaarden). Een heel andere vergelijking wordt verkregen door vergelijking (2.1.1) te vermenigvuldigen met  $u_j$ . Zo vinden we de vergelijking voor de

kinetische energie. Middelen van deze vergelijking geeft de vergelijking voor de kinetische energie van de gemiddelde stroming, als deze dan wordt afgetrokken van de eerste vergelijking krijgt men de vergelijking voor de turbulente kinetische energie (TKE):

$$\frac{\partial k}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{g}{T} \overline{\theta'w'} - \frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{k'w'} + \frac{1}{\rho} \overline{p'w'} \right) - 2\nu \overline{\left( \frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} \quad (2.1.15)$$

waarin  $k$  de turbulente kinetische energie is:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.1.16)$$

en  $k'$  de fluctuatie hiervan:  $\frac{1}{2} u_i' u_j'$ . De termen in het rechterlid van (2.1.15) geven respectievelijk de produktie van turbulente kinetische energie (TKE) door wisselwerking van de Reynolds stress met het snelheidsveld (shear production), produktie van TKE als gevolg van dichtheidfluctuaties (buoyancy production), dan een divergentie term die herverdeling van TKE over de ruimte geeft (integreert tot 0 over de hele grenslaag), en als laatste term de viskeuze dissipatie van TKE, welke veelal  $\varepsilon$  wordt genoemd. In eerste orde is de produktie van TKE gelijk aan de dissipatie (in homogene stationaire turbulentie) :  $P = \varepsilon$ , wat leidt tot de stelling dat  $\varepsilon = u^3 / l$  (met  $u$  en  $l$  de karakteristieke snelheids- en lengteschaal van de turbulentie) bij afwezigheid van buoyancy produktie (zie voor een gedetailleerde afleiding: Tennekes & Lumley 1972).

De verhouding van de twee produktietermen wordt het flux-Richardson getal genoemd:

$$R_f = \frac{\frac{g}{T} \overline{\theta'w'}}{\overline{u'w'} \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)} \quad (2.1.17)$$

De produktietermen in de vergelijking zijn dan ook te schrijven als:

$$P = -\overline{u'w'} \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right) (1 - R_f) \quad (2.1.18)$$



Hieruit blijkt dat als  $R_f > 1$ , de produktie van TKE negatief wordt, en er dus turbulentie onderdrukt wordt. Dit is het geval als de grenslaag sterk stabiel is. Als  $R_f < 0$  is de stroming altijd turbulent. Voor  $0 < R_f < 1$  hangt het al of niet turbulent zijn af van de voorgeschiedenis van de stroming.

Er bestaat ook nog een Richardson-getal dat een verhouding is van temperatuur- en snelheidsgradiënten, het gradiënt-Richardson getal  $Ri$ ; dit geeft een maat voor de stabiliteit van de stroming. Onstabiel,  $Ri < 0$ , wil zeggen dat de buoyancy-effecten de turbulentie stimuleren, stabiel,  $Ri > 0$ , wil zeggen dat de turbulentie onderdrukt wordt.

Hiermee is de beschrijving van de stroming in de atmosferische grenslaag compleet, tenminste alle vergelijkingen zijn opgesteld. Het probleem bevat, als gevolg van de Reynolds splitsing, de Reynolds-stress en -fluxtermen, waarvoor geen vergelijkingen zijn. Dit is een fundamenteel probleem bij het beschrijven van turbulente stromingen. Het is onmogelijk de complete Navier-Stokes vergelijkingen op te lossen als gevolg van de niet-lineariteit, en als er naar middeling gegrepen wordt duiken de Reynolds termen op. Dit geeft het zgn. sluitingsprobleem aan. Slechts met behulp van hypothesen over het gedrag van de Reynolds termen kan het probleem verder aangepakt worden. Met welk succes hangt dan ook sterk af van de te maken veronderstellingen.

Een eerste orde sluiting vindt men door de Reynolds stress term te vergelijken met een viscositeit. Het transport van impuls vindt dan in de richting tegengesteld aan de snelheidsgradiënt plaats (gradiënt-transport hypothese), en zo ook voor de turbulente warmteflux welke vergeleken wordt met de moleculaire diffusie van warmte. We introduceren een turbulente viscositeit  $K_m$  en turbulente warmtegeleidingscoëfficiënt  $K_H$  op de volgende manier:

$$-\overline{u'w'} = K_m \frac{\partial U}{\partial z} \quad (2.1.19)$$

en

$$-\overline{\theta'w'} = K_H \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.1.20)$$

De K's zijn echter geen eigenschappen van de lucht, maar van de stroming zelf en zullen dus zeer sterk van plaats tot plaats veranderen. Het probleem is verlegd, de K's kennen we ook niet. Prandtl voerde een lengte l in, om de K's te koppelen aan het snelheidsveld volgens:

$$K_m = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (2.1.21)$$

met als benadering voor l nabij het oppervlak  $l=kz$  waarin k de von Karman constante is, en hogerop in de grenslaag  $l=h$ , waarin h de grenslaaghoogte is. Dit is gebaseerd op de voorstelling dat de wervelstructuren die de turbulentie voorstellen de lengte bepalen. Nabij het oppervlak zijn de grootste wervels van de orde van de afstand tot het oppervlak z. Als we de oppervlaktelaag (d.w.z. het onderste deel van de atmosferische grenslaag) beschouwen blijkt uit experimenten (en is ook theoretisch aan te tonen, zoals later gedaan zal worden) dat de fluxen hier nagenoeg constant zijn met de hoogte. Dit gegeven, samen met de lengte  $l=kz$  leidt tot:

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} = K_m \frac{\partial U}{\partial z} = \rho l^2 \left\{ \frac{\partial U}{\partial z} \right\}^2 = \rho k^2 z^2 \left\{ \frac{\partial U}{\partial z} \right\}^2 = \text{constant} = u_*^2 \quad (2.1.22)$$

Als deze vergelijking geïntegreerd wordt levert dit:

$$U = \frac{u_*}{k} \ln \left[ \frac{z}{z_0} \right] \quad (2.1.23)$$

het zogenaamde logaritmische windprofiel, waarin  $z_0$  een integratieconstante is welke de ruwheidslengte wordt genoemd. Inderdaad wordt dit windprofiel waargenomen voor een beperkte z-gebied, en in neutraal-stabiele grenslaag. Welk z-gebied dit is kan hieruit niet worden afgeleid.

De genoemde methode met de lengtes is in de praktijk slecht toepasbaar : de combinatie van een neutraal-stabiele grenslaag, horizontale homogeniteit, stationairiteit etcetera komt weinig voor.

Vandaar dat er naar andere methoden is gezocht. Eén van deze methoden is de dimensie-analyse. In de grenslaagmeteorologie wordt dit vooral gezien in de vorm van het kiezen van karakteristieke schalen voor lengte, snelheid en temperatuur, waarmee de onderzochte grootheden dimensieloos gemaakt worden. Dit leidt tot zgn. similariteitstheorie.

## 2.2 Similariteitstheorie

Het oplossen van de stromingsvergelijkingen voor de atmosferische grenslaag levert, zoals in het voorgaande gesteld, problemen op. Daarom grijpt men in de praktijk veelal naar methoden waarbij experimentele gegevens de basis zijn voor grenslaagmodellen. Door via dimensieanalyse de meetgegevens op een bepaalde manier te presenteren, wordt inzicht verkregen in de gedragingen van de grenslaag. Er wordt dan gezocht naar zgn. similariteitsrelaties tussen dimensieloze groepen. Deze similariteitsrelaties (of -functies) zouden, indien het probleem door die groepen wordt omschreven, uniek moeten zijn. Deze aanpak wordt similariteitstheorie genoemd (theorie, hoewel ze dus zwaar op experimentele gegevens steunt).

Het selecteren van de van belang zijnde parameters is een zeer belangrijke stap in de procedure die tot deze similariteitsfuncties moet leiden. Deze parameters worden gecombineerd tot dimensieloze groepen, waartussen een relatie moet bestaan. In de praktijk komt dit er op neer dat een bepaalde grootte dimensieloos wordt gemaakt met een voor die situatie in de grenslaag karakteristieke lengte-, snelheids- en temperatuurs-schaal. Nu zullen een aantal bekende similariteitsmodellen besproken worden.

### 2.2.1 Rossby similariteit

We gaan hierbij uit van de vergelijkingen voor een horizontaal homogeen, neutraal en stationair grenslaag:

$$-f(\bar{v} - V_g) = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{u'w'}) \quad (2.2.1)$$

$$f(\bar{u} - U_g) = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{v'w'}) \quad (2.2.2)$$

zoals af te leiden is uit (2.1.10) en (2.1.11).

In deze adiabatische (neutraal stabiele), homogeen turbulente grenslaag, zijn de karakteristieke externe parameters  $G$ : de norm van de geostrofische wind vector,  $z_0$ : de ruwheidslengte: een maat voor

de grootte van de obstakels in het terrein, en  $f$ : de Coriolis parameter. De situatie in de grenslaag in dit geval is dus bepaald door het zgn. Rossby getal:

$$Ro = \frac{G}{f z_0} \quad (2.2.3)$$

Het is wenselijk dat een windprofiel, dat uit een model volgt, onafhankelijk is van het Rossby getal, in ieder geval voor wat betreft de vorm van het profiel  $U(z)$ . Het blijkt echter (Tennekes 1982), dat een oplossing voor de hele grenslaag niet  $Ro$ -onafhankelijk kan zijn, omdat niet aan de randvoorwaarden voor zowel  $z=0$  als  $z=h$  voldaan kan worden. Een oplossing voor een deelgebied kan wel worden verkregen door eerst het bovenste deel van de grenslaag te beschouwen ( $z \gg z_0$ ) en daarna het onderste deel ( $z \ll h$ ). Voor beide delen geldt dat de Reynolds stress termen geschaald kunnen worden met  $u_*$ , de wrijvingsnelheid ( $u_*^2 = -\langle u'w' \rangle_0$ ). De zo gevormde dimensieloze grootheden zijn onafhankelijk van  $Ro$ , en blijven eindig ook als  $Ro \rightarrow \infty$ .

### De bovenlaag

We beschouwen nu de laag waarvoor geldt  $z/z_0 \gg 1$ . Om een schaal te vinden voor de snelheidstekorten ( $U-U_g$ ) en ( $V-V_g$ ) grijpen we terug naar het TKE budget (2.1.15) voor stationaire grenslaag, zonder buoyancy produktie (neutraal stabiel) en zonder transportterm:

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{v'w'} \frac{\partial V}{\partial z} = \epsilon \quad (2.2.4)$$

Hierin was  $\epsilon$  de viskeuze dissipatie van TKE, en uit afschatting van de termen in het volledige TKE budget blijkt dat  $\epsilon \sim u^3/l$  met  $u$  en  $l$  een voor de turbulentie karakteristieke snelheids- en lengteschaal (Tennekes & Lumley 1972). In ons geval kiezen we voor deze schalen  $u_*$  en  $h$ , de wrijvingsnelheid en grenslaaghoogte (omdat de wervels hier van de orde grootte zijn van de grenslaag). Als we de Reynolds stress termen schalen met  $u_*$  dan volgt uit (2.2.4) dat:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = O\left(\frac{u_*}{h}\right) \quad (2.2.5)$$

en dus

$$U - U_g \approx \frac{\partial U}{\partial z} (z - h) \approx u_* \left(\frac{z}{h} - 1\right) \quad (2.2.6)$$

waaruit blijkt dat  $U - U_g$  van de orde grootte is van  $u_*$ . Het zelfde geldt voor  $(V - V_g)$ .

Als lengteschaal voor deze bovenlaag kiezen we  $h \sim u_*/f$ . Een Ro-onafhankelijk dimensieloos verband tussen  $U$  en  $z$  wordt dan van de vorm:

$$\frac{U - U_g}{u_*} = F_x \left[ \frac{z f}{u_*} \right] \quad \text{met } \frac{z}{z_0} \gg 1 \quad (2.2.7)$$

waarbij de functie  $F_x$  nog niet bepaald is.

### De oppervlaktelaag

Voor de oppervlaktelaag ( $z \ll h \sim u_*/f$ ) geldt op grond van dezelfde argumenten als voor de bovenlaag dat  $\varepsilon \sim u_*^3/z$  (omdat de wervels hier schalen met de afstand tot het oppervlak) en dus dat:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = O\left(\frac{u_*}{z}\right) \quad (2.2.8)$$

en

$$U = O(u_*) \quad (2.2.9)$$

Hieruit blijkt dat in de oppervlaktelaag  $U$  juist schaalt met  $u_*$ . Als lengteschaal hanteren we hier de ruweheidslengte  $z_0$ . Een Ro-onafhankelijk dimensieloos verband tussen  $U$  en  $z$  wordt dan van de vorm:

$$\frac{U}{u_*} = f_x \left[ \frac{z}{z_0} \right] \quad \text{met } \frac{z f}{u_*} \ll 1 \quad (2.2.10)$$

waarbij de functie  $f_x$  nog niet bepaald is.

### De inertial sublayer

Beide verbanden (2.2.7) en (2.2.10) zijn geldig in een deel van de grenslaag. Er is echter een overlapgebied: de inertial sublayer, waarin (in de limiet  $Ro \rightarrow \infty$  (Tennekes 1982) ) beide verbanden gelden. Dit gebied wordt bepaald door zowel  $z/z_0 \gg 1$  en  $zf/u_* \ll 1$ .

Niet alleen de functies  $F$  en  $f$  zelf maar ook hun afgeleiden zijn gelijk in dit gebied, dus:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = f \frac{dF_x(\eta)}{d\eta} \quad \text{met } \eta = \frac{zf}{u_*} \quad (2.1.11)$$

en

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{z_0} \frac{df_x(\xi)}{d\xi} \quad \text{met } \xi = \frac{z}{z_0} \quad (2.1.12)$$

Gelijkstellen en vermenigvuldigen met  $z/u_*$  levert dan:

$$\eta \frac{dF_x}{d\eta} = \xi \frac{df_x}{d\xi} \quad (2.1.13)$$

Omdat het linker en rechterlid afhankelijk zijn van verschillende (onafhankelijke) parameters kan (2.1.13) alleen maar constant zijn. We kiezen deze constante  $1/k$ , met  $k$  de von Karman constante ( $k \approx 0.41$ ). Nu volgt eenvoudig door integratie het logaritmische windprofiel:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.1.14)$$

$$\frac{U-U_g}{u_*} = \frac{1}{k} \left( \ln\left(\frac{zf}{u_*}\right) + A \right) \quad (2.1.15)$$

Voor de  $V$  component is e.e.a. veel eenvoudiger als de  $x$  richting aan de grond in de gemiddelde windrichting wordt genomen:

$$\frac{V}{u_*} = 0 \quad (2.1.16)$$

en

$$\frac{V_g}{u_*} = -\frac{B}{k} \quad (2.1.17)$$

Overigens is deze zgn. matching alleen geldig in de limiet  $Ro \rightarrow \infty$  (Tennekes 1982), immers zowel  $z/z_0 \gg 1$  en  $zf/u_* \ll 1$ . Aan deze voorwaarde, en aan de eerder genoemde voorwaarden van neutraliteit, stationairiteit, etc., is in de praktijk zelden voldaan, wat de spreiding in de waarden van de Karman constante verklaart bij verschillende experimenten (Kondo & Sato 1982).

Zo is dus het logaritmisch windprofiel gevonden uit similariteits-beschouwingen, echter op een meer fundamentele manier als in 2.1 uit de menglengte theorie. Er is op deze wijze ook geen constant stress layer aanname nodig, immers uit (2.2.1) met (2.2.15) volgt nu:

$$\frac{-\overline{u'w'}}{u_*^2} = 1 - \frac{A f z}{k u_*} \quad (2.2.18)$$

Voor  $zf/u_* \rightarrow 0$  is dit inderdaad een constant stress layer, maar voor eindige  $zf/u_*$ , met wel  $Ro \rightarrow \infty$ , kan  $-\langle u'w' \rangle$  zelfs tot 30% afwijken van de waarde aan de grond, zonder dat het logaritmisch profiel wordt aangetast (Tennekes 1973).

Zoals al gesteld levert de similariteitsanalyse een meer fundamentele afleiding van het logaritmisch profiel, maar vanwege alle voorwaarden is het veelal alleen van theoretische waarde.

## 2.2.2 Monin-Obukhov similariteit

Zoals gezegd is het logaritmisch windprofiel slechts bruikbaar in een neutraal stabiele grenslaag. Deze situatie komt slechts voor bij hoge windsnelheden en een lage warmteflux (hoge bewolgingsgraad). In 1943 heeft Obukhov geprobeerd de stabiliteit mee te nemen in de beschouwing van de grenslaag (Obukhov 1946). Dit was aanleiding voor een meer uitgewerkt theoretisch model voor een windprofiel, zoals voorgesteld door Monin en Obukhov, in een niet-neutraal stabiele oppervlaktelaag (Monin & Obukhov 1954).

Uitgangspunt van dit model is de veronderstelling dat de turbulente fluxen van impuls en warmte in de oppervlaktelaag constant zijn.



Hoe hoog deze constante flux laag is, is als volgt te bepalen:

$$\frac{\overline{\partial u' w'}}{\partial z} = f ( V - V_g ) \quad (2.2.19)$$

met  $\tau(z) = -\rho \langle u' w' \rangle_z$  voor de Reynoldsstress op hoogte  $z$  en geïntegreerd van 0 tot  $H$ :

$$\frac{\tau(0) - \tau(H)}{\rho} = \int_0^H | f V_g - f V | dz < \int_0^H f V_g dz = f V_g H \quad (2.1.20)$$

Als nu geëist wordt dat de Reynolds stress  $\tau$  op hoogte  $H$  een fractie  $a$  mag afwijken van de stress aan het oppervlak:

$$\frac{\tau(0) - \tau(H)}{\tau(0)} \leq a \quad (2.2.21)$$

dan volgt voor  $H$  :

$$H < \frac{a \tau(0)}{f V_g \rho} = \frac{a u_*^2}{f V_g} \quad (2.2.22)$$

Onder normale condities ( $u_*/V_g = 0.05$  ;  $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  ;  $V_g = 10 \text{ ms}^{-1}$ ) en met een fractie  $a = 0.2$  geldt dan dat  $H \approx 50 \text{ m}$ . Dus tot zo'n 50 m hoogte kunnen de fluxen (op 20% na) constant verondersteld worden. De veronderstelling van constante fluxen in een oppervlaktelaag is dus redelijk.

Nu, in een niet-neutraal stabiele oppervlaktelaag spelen behalve de parameters  $u_*$  en  $z$  ook de turbulente warmteflux  $\rho c_p \langle w' \theta' \rangle$  en de Archimedes-parameter  $g/T_0$  een rol (hierin is  $T_0$  de over de oppervlaktelaag gemiddelde temperatuur). We krijgen nu een voor deze oppervlaktelaag karakteristieke lengte- en temperatuurschaal door deze parameters te combineren:

$$L = - \frac{u_*^3}{k(g/T_0) \overline{w'\theta'}} \quad (2.2.23)$$

en

$$T_* = - \frac{\overline{w'\theta'}}{u_*} \quad (2.2.24)$$

De lengteschaal  $L$  wordt de Obukhov-lengte genoemd. Voor  $L$  geldt dat in een onstabiele oppervlaktelaag  $L < 0$ , en in een stabiele oppervlaktelaag  $L > 0$ . De absolute waarde van  $L$  is van de orde van de hoogte van de oppervlaktelaag (de hiervoor gevonden hoogte  $H$ ). De similariteitsveronderstelling is nu dat grootheden, dimensieloos gemaakt met de van belang zijnde parameters ( $z$ ,  $u_*$  en  $T_*$ ) unieke functies zijn van  $z/L$  (de ruwheidslengte  $z_0$  speelt hier geen rol als  $z \gg z_0$ ). Dit levert voor de snelheidsgradiënt de volgende similariteitsrelatie op:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{dU}{dz} = \phi_m \left[ \frac{z}{L} \right] \quad (2.2.25)$$

en voor de temperatuursgradiënt:

$$\frac{kz}{T_*} \frac{d\theta}{dz} = \phi_h \left[ \frac{z}{L} \right] \quad (2.2.26)$$

Voor deze similariteitsfuncties  $\phi$  geldt dat ze in het geval van neutrale stabiliteit het logaritmische profiel moeten geven, dus voor de windsnelheidsgradiënt:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{dU}{dz} = \phi_m(0) = 1 \quad (2.2.27)$$

immers in dat geval wordt  $L$  oneindig.

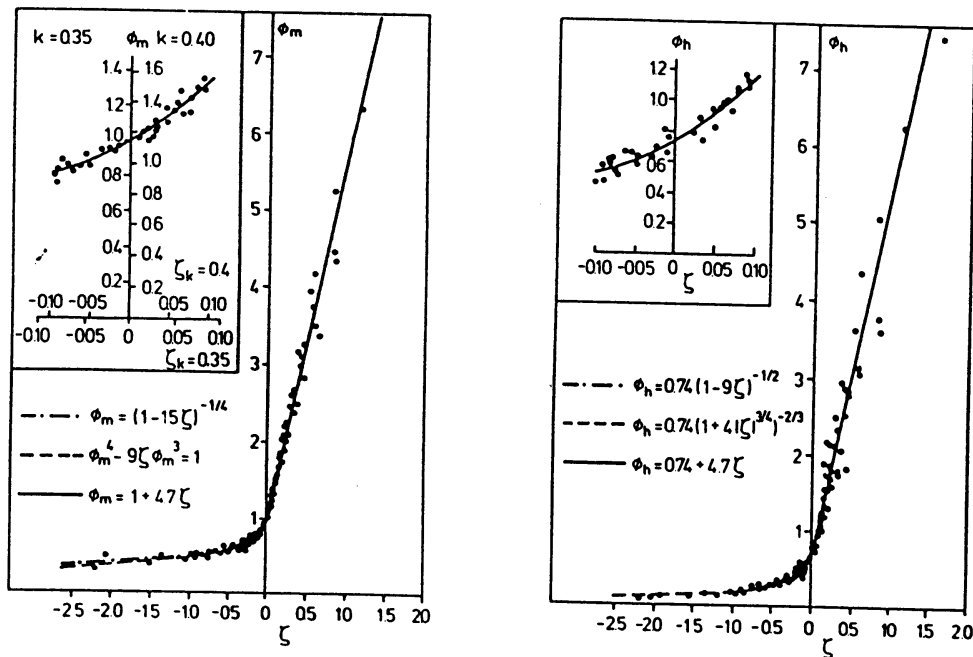
Door de vergelijking (2.2.25) te integreren wordt het windprofiel verkregen:

$$\frac{U(z)}{u_*} = \frac{1}{k} \left\{ \ln \left[ \frac{z}{z_0} \right] - \Psi_m \left[ \frac{z}{L} \right] + \Psi_m \left[ \frac{z_0}{L} \right] \right\} \quad (2.2.28)$$

waarin de functie  $\Psi_m$  geschreven wordt als:

$$\Psi_m \left( \frac{z}{L} \right) = \int_0^{z/L} \frac{1 - \phi_m(\zeta)}{\zeta} d\zeta \quad (2.2.29)$$

De functies  $\phi$  en  $\Psi$  zijn in de praktijk vaak aangepast aan meetresultaten en blijken inderdaad zeer nette functies te zijn, hetgeen erop wijst dat de gekozen schalen inderdaad de juiste zijn. (zie figuur 2.1.1).



Figuur 2.1.1 De similariteits functies  $\phi$  als functie van  $\zeta=z/L$  (Businger 1973).

In de praktijk worden de functies  $\phi$  en  $\Psi$  vaak empirisch benaderd. Mogelijke benaderingen zijn:

$$\phi_m(z/L) = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/4} \quad \text{voor } z/L < 0 \quad (2.2.30)$$

$$\phi_m(z/L) = 1 + 4.7 \frac{z}{L} \quad \text{voor } z/L > 0 \quad (2.2.31)$$

volgens Businger (1973), en

$$\Psi_m(z/L) = 1.1(-z/L)^{1/2} \quad \text{voor } 0.1 < -z/L < 2 \quad (2.2.32)$$

$$\Psi_m(z/L) = -5 z/L \quad \text{voor } 0.1 < z/L < 2 \quad (2.2.33)$$

volgens Dyer (1974), in de verkorte versie van Van Ulden (1975).

Overigens is dit ook voor de temperatuur af te leiden. Integratie van (2.2.26) geeft dan:

$$\frac{\Theta(z) - \Theta(0)}{T_*} = \frac{1}{k} \left\{ \ln\left[\frac{z}{z_0}\right] - \Psi_h\left[\frac{z}{L}\right] + \Psi_h\left[\frac{z_0}{L}\right] \right\} \quad (2.2.34)$$

met als benaderingen:

$$\phi_h(z/L) = \left(1 - 9 \frac{z}{L}\right)^{-1/2} \quad \text{voor } z/L < 0 \quad (2.2.35)$$

$$\phi_h(z/L) = 1 + 4.7z/L \quad \text{voor } z/L > 0 \quad (2.2.36)$$

volgens Businger (1973), en

$$\Psi_h(z/L) = 1.4(-z/L)^{1/2} \quad \text{voor } 0.1 < -z/L < 2 \quad (2.2.37)$$

$$\Psi_h(z/L) = -5 z/L \quad \text{voor } 0.1 < z/L < 2 \quad (2.2.38)$$

volgens Dyer (1974) in korte versie (zie Van Ulden & Holtslag 1985).

Hiermee is een krachtig stuk theorie beschikbaar waarmee in de praktijk goed gewerkt kan worden, echter in een stationaire horizontaal homogene oppervlaktelaag, dus  $z \gg z_0$  en  $z < |L|$ .

### 2.2.3 Similariteitstheorie boven de oppervlaktelaag

Zoals in het voorgaande gesteld gaat de Monin-Obukhov theorie op in de onderste 50 m van de grenslaag, waar de fluxen constant verondersteld kunnen worden ( $z < |L|$ ).

Na het beschikbaar komen van experimentele gegevens van de gehele grenslaag (Great Plains Project 1953, Wangara 1967) is men begonnen ook dit materiaal onder te brengen in een similariteitstheorie voor de laag boven de oppervlaktelaag, de bovenlaag.

Ook hier geldt weer dezelfde procedure. Grootheden worden met geschikte lengte-, snelheids- en temperatuursschalen dimensieloos gemaakt zodat ze unieke functies worden van andere dimensieloze grootheden. Het maakt in dit geval nogal wat uit of de grenslaag stabiel of onstabiel is en we zullen deze gevallen dan ook apart bespreken.

#### De stabiele grenslaag

Een stabiele grenslaag, dus met  $L > 0$ , met continue turbulentie komt slechts 's nachts voor bij voldoende wind. Met name Nieuwstadt en Sorbjan hebben voorgesteld in dit geval niet met  $L$  en  $u^*$  te schalen maar met de op een bepaalde hoogte lokaal geldende waarden van deze schalen (Nieuwstadt 1984, Sorbjan 1986a). Dit leidt tot zgn. lokale similariteit. In Sorbjan's notatie worden de schalen dan:

$$U_*(z) = \tau^{1/2} = \left( -\overline{u'w'}^2 - \overline{v'w'}^2 \right)^{1/2} \quad (2.2.39)$$

voor de snelheidsschaal en

$$t_*(z) = - \frac{\overline{w'\theta'}}{\tau^{1/2}} \quad (2.2.40)$$

voor de temperatuursschaal en

$$\Lambda(z) = \frac{\tau}{k (g/T_0) t_*} \quad (2.2.41)$$

als lengteschaal (de lokale Obukhov-lengte). Het kiezen van schalen die afhankelijk zijn van de hoogte boven het oppervlak  $z$  is gebaseerd op het feit dat de turbulente wervelstructuren in een stabiele grenslaag onderdrukt worden, klein blijven, en niet meer afhankelijk zijn van  $z$ , en dus ook niet schalen met de op  $z=0$  geldende schaalgroottes.

Sorbjan beschouwt de volgende similariteitsfuncties:

$$\Phi_m' = \frac{k\Lambda}{U_*} \left\{ \left[ \frac{\partial U}{\partial z} \right]^2 + \left[ \frac{\partial V}{\partial z} \right]^2 \right\}^{1/2} \equiv \frac{k\Lambda S}{U_*} \quad (2.2.42)$$

als dimensieloze windsnelheidsgradiënt en

$$\Phi_h' = \frac{k\Lambda}{t_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (2.2.43)$$

als dimensieloze temperatuurgradiënt. Omdat in de stabiele grenslaag deze functies onafhankelijk moeten zijn van de hoogte boven het oppervlak  $z$ , zullen ze constant moeten zijn ("z-less state"). Om nu aansluiting te vinden bij de dimensieloze gradiënten uit de Monin-Obukhov theorie worden de vergelijkingen (2.2.42) en (2.2.43) vermenigvuldigd met  $Z=z/\Lambda$ :

$$\Phi_m = Z \Phi_m' = \frac{z k S}{U_*} \quad (2.2.44)$$

$$\Phi_h = Z \Phi_h' = \frac{k z}{t_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (2.2.45)$$

Nu veronderstelt Sorbjan dat deze similariteitsfuncties (2.2.44) en (2.2.45) van  $Z=z/\Lambda$  dezelfde zijn als die uit de Monin-Obukhov theorie, dus (omdat dit het stabiele geval is) bij voorbeeld de

benadering volgens Businger (1973):

$$\Phi_m = 1 + 4.7 Z \quad (2.2.46)$$

$$\Phi_h = 1 + 4.7 Z \quad (2.2.47)$$

Op zich is men met deze aanname van lokale similariteit niets opgeschoten: immers de fluxen op verschillende hoogtes zijn niet bekend zodat dit model slechts meetresultaten kan ordenen. Door nu een bepaald profiel voor  $\tau$  aan te nemen kan men wel voorspellende informatie krijgen:

$$\tau = u_*^2 \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{\alpha_1} \quad (2.2.48)$$

en voor de warmteflux:

$$\overline{w'\theta'} = \overline{w'\theta'}_0 \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{\alpha_2} \quad (2.2.49)$$

Nu zijn  $U_*$  en  $\Lambda$  als functie van  $z$  uit te drukken in hun waarden aan het oppervlak:

$$U_* = u_* \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{\alpha_1/2} \quad (2.2.50)$$

$$t_* = T_* \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{\alpha_2 - \alpha_1/2} \quad (2.2.51)$$

en

$$\Lambda = L \left(1 - \frac{z}{h}\right)^{3/2 \alpha_1 - \alpha_2} \quad (2.2.52)$$

Hierdoor worden de gradiënten (2.2.44) en (2.2.45) integreerbaar en kan een voorspellende relatie afgeleid worden voor het wind- en temperatuurprofiel. Wel moeten de vormparameters  $\alpha_1$  en  $\alpha_2$  geschat worden uit meetgegevens. Uit het Minnesota experiment vond Sorbjan  $\alpha_1=2$  en  $\alpha_2=3$ , en samen met de benaderde similariteitsfuncties (2.2.46) en (2.2.47) vond hij voor de gradiënten:

$$\frac{kz}{u_*} S = \left(1 + 4.7 \frac{z}{L}\right) \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (2.2.53)$$

$$\frac{kz}{T_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \left(1 + 4.7 \frac{z}{L}\right) \left(1 - \frac{z}{h}\right)^2 \quad (2.2.54)$$

Hieruit zijn de profielen te berekenen. Er moet echter wel worden opgemerkt dat de aannames (2.2.48) en (2.2.49) vrij willekeurig zijn. Ze voldoen weliswaar aan de eisen dat de turbulente fluxen boven aan de grenslaag verdwijnen en onderaan gelijk zijn aan de oppervlaktewaarden, maar de specifieke vorm is beslist geen algemeenheid. Zonder een aanname echter is er, zoals al gesteld, met de lokale similariteit weinig aan te vangen.

### De convectieve (onstabiele) grenslaag

Voor dit geval geldt hetzelfde recept: alleen lokale waarden vormen goede schalingsgrootheden. In de convectieve grenslaag, waar buoyancy productie de overhand heeft boven de mechanische productie, speelt  $u_*$  niet langer een rol. De schalingsgrootheden worden verkregen uit  $\langle w'\theta' \rangle_z$  en  $z$  zelf (Sorbian 1986a):

$$u_f(z) = \left[ \frac{g}{T_0} z \overline{w'\theta'} \right]^{1/3} \quad (2.2.55)$$

$$t_f(z) = - \frac{\overline{w'\theta'}}{u_f} = - \left[ \frac{\overline{w'\theta'}^2}{g/T_0 z} \right]^{1/3} \quad (2.2.56)$$

als snelheids- en temperatuurschaal. De lengteschaal is de hoogte  $z$ . Deze is slechts bruikbaar in de onderste helft van de convectieve grenslaag. Daarboven wordt de invloed van de overkappende inversie (op de hoogte  $z_i$ ) voelbaar. Als similariteitsfuncties beschouwen we:

$$\Phi_m = \frac{kz}{u_f} S \quad (2.2.57)$$



en

$$\Phi_h = \frac{kz}{t_f} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (2.2.58)$$

Omdat er, daar  $z$  de enige lengteschaal is, geen dimensieloze hoogte parameter te maken is, moeten de similariteitsfuncties constant zijn. Vreemd genoeg geeft Sorbjan aan dat wel  $\Phi_h$  constant moet zijn, maar stelt dat dit niet voor  $\Phi_m$  geldt. Zoals al geconstateerd is bij de bespreking van de lokale similariteit in de stabiele grenslaag, leveren bovengenoemde resultaten weinig op, als niet een veronderstelling gemaakt wordt t.a.v. het verloop van de warmteflux  $\langle w'\Theta' \rangle$  met de hoogte. Ook hier zal er weer een zekere willekeur zijn voor de keuze van een profiel. Lilly stelde voor (Lilly 1968):

$$\overline{w'\Theta'} = \overline{w'\Theta'}_0 \left[ \left(1 - \frac{z}{z_i}\right)^{\alpha_1'} - \alpha_2' \frac{z}{z_i} \right] \quad (2.2.59)$$

waarin  $z_i$  de inversiehoogte is (de hoogte van de convectieve grenslaag). Ook hier moeten de vormparameter  $\alpha_1'$  en de parameter die de invang van warme lucht uit de vrije atmosfeer (entrainment) beschrijft,  $\alpha_2'$ , uit waarnemingen geschat worden. Als wordt aangenomen dat  $\alpha_1' = 1$  (wat een veel gevonden waarde is) en men stelt  $\alpha = 1 + \alpha_2'$  dan wordt de warmteflux:

$$\overline{w'\Theta'} = \overline{w'\Theta'}_0 \left(1 - \alpha \frac{z}{z_i}\right) \quad (2.2.60)$$

en

$$u_f = w_* \left[ \frac{z}{z_i} \right]^{1/3} \left(1 - \alpha \frac{z}{z_i}\right)^{1/3} \quad (2.2.61)$$

$$t_f = \Theta_* \left[ \frac{z}{z_i} \right]^{1/3} \left(1 - \alpha \frac{z}{z_i}\right)^{2/3} \quad (2.2.62)$$

waarin  $w_*$  en  $\Theta_*$  de convectieve snelheids- en temperatuurs-schalen zijn volgens Deardorff (1977), deze zijn niets meer dan  $u_f(z_i)$  en

$t_f(z_i)$  (zie voor definitie (2.4.25) en (2.4.26)). Nu is de temperatuurgradiënt als volgt te schrijven:

$$\frac{kz}{T_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \approx \left[ \frac{z}{L} \right]^{-1/3} \left( 1 - \alpha \frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \quad (2.2.63)$$

Hier staat "ongeveer" omdat aangenomen is dat de constante uit (2.2.57) van de orde 1 is. Voor de windsnelheidsgradiënt is alles minder eenvoudig. De dimensieloze gradiënt kan niet constant zijn (2.2.58) omdat volgens Monin en Obukhov (1954)

$$\frac{\frac{1}{T_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z}}{\frac{1}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z}} = \text{eindig in de Lim } \frac{-z}{L} \rightarrow \infty \quad (\text{vrije convectie limiet})$$

Daarom moet wel

$$\Phi_m = \frac{kz}{u_f} \frac{\partial U}{\partial z} \sim (1 - \alpha z/z_i)^{1/3} / (-z/L)^{2/3} \quad (2.2.64)$$

Na herschaling op  $u_*$  wordt dit dan:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} = (-z/L)^{-1/3} (1 - \alpha z/z_i)^{2/3} = \phi_m(z/L) (1 - \alpha z/z_i)^{2/3} \quad (2.2.65)$$

Met gebruik making van de gegevens uit het Minnesota experiment worden de similariteitsfuncties:

$$\Phi_m = 0.42 \frac{(1 - \alpha z/z_i)^{1/3}}{(-z/L)^{2/3}} \quad (2.2.66)$$

$$\Phi_\theta = 2.0 \quad (2.2.67)$$

Ook dit wordt weer geschaald met  $w_*$  tot:

$$\frac{kz_i \partial U}{u_* \partial z} = 0.42(1 - \alpha z/z_i)^{2/3} / \left[ (z/z_i)^{4/3} (-z_i/L)^{2/3} \right] \quad (2.2.68)$$

en

$$\frac{kz_i \partial \Theta}{u_* \partial z} = 0.35(1 - \alpha z/z_i)^{2/3} / (z/z_i)^{4/3} \quad (2.2.69)$$

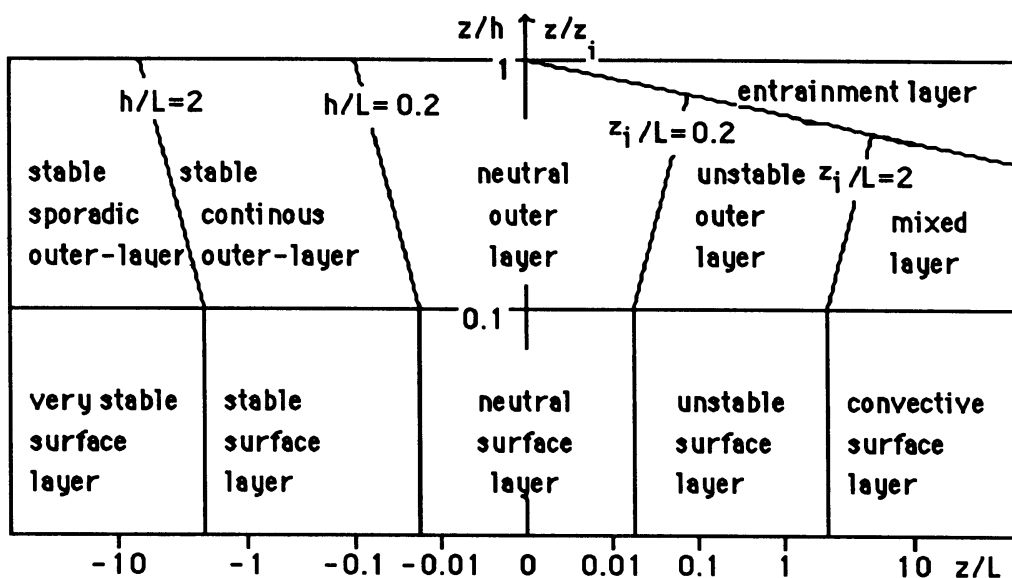
Sorbjan merkt op dat de toepassing van deze resultaten beperkt is tot  $z/z_i \ll 1/\alpha$ . De waarde van  $\alpha$  varieert nogal per experiment, maar 1.5 is een gemiddelde dat goede resultaten opleverde bij het Minnesota experiment (Sorbjan 1986a).

Met bovenstaande relaties zou de grenslaag beschreven kunnen worden, of in ieder geval experimentele gegevens samenhangend worden weergegeven. Over de geldigheid van de betrekkingen voor verschillende hoogtes en stabiliteiten komen we in de volgende paragraaf te spreken.

### 2.3 Geldigheidsregimes van de schaalgroottes

We hebben in het voorgaande gezien dat afhankelijk van de stabiliteit en de hoogte binnen de grenslaag een methode van schalen wordt gekozen. Van deze methodes wordt nu een overzicht gegeven voor wat betreft hun bruikbaarheid in verschillende atmosferische omstandigheden.

Allereerst beschouwen we de visualisatie van de grenslaag (naar Sorbjan 1986a) in figuur 2.3.1.

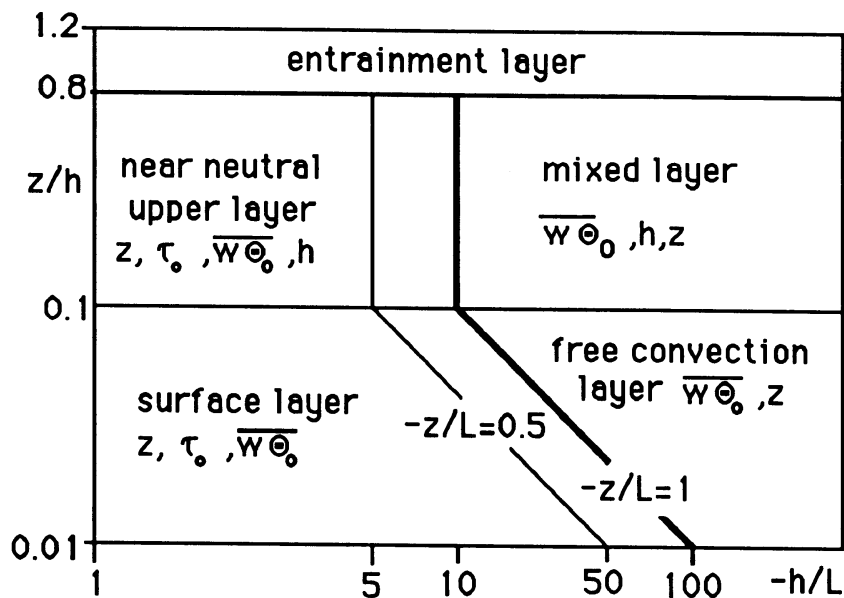


Figuur 2.3.1. Vertikale structuur van de atmosferische grenslaag.

In deze figuur is horizontaal de stabiliteit als  $z/L$  uitgezet, en verticaal de hoogte binnen de grenslaag als  $z/h$  of  $z/z_i$ . De oppervlaktelaag is hier gekozen tot  $0.1h$  (of  $z_i$ ). Hier is dus de Monin-Obukhov similariteit geldig. Als ook nog de stabiliteit  $|z/L| < 0.02$  dan kan de oppervlaktelaag neutraal-stabiël genoemd worden, en is het logaritmisch windprofiel toepasbaar. Hoger in de grenslaag onderscheiden we de stabiele bovenlaag en onstabiele bovenlaag, waar in beide (zij het op verschillende wijze) lokale similariteit wordt toegepast. De mixed layer is te vinden in sterk onstabiele

situaties op grotere hoogtes. In geval van een bepaalde situatie ( $h$  of  $z_i$  en  $L$  gegeven) kan een lijn van constante  $h/L$  (of  $z_i/L$ ) getekend worden (zie figuur 2.3.1). Langs deze lijn verandert dus alleen  $z$ , en zo kunnen de verschillende regimes gevonden worden.

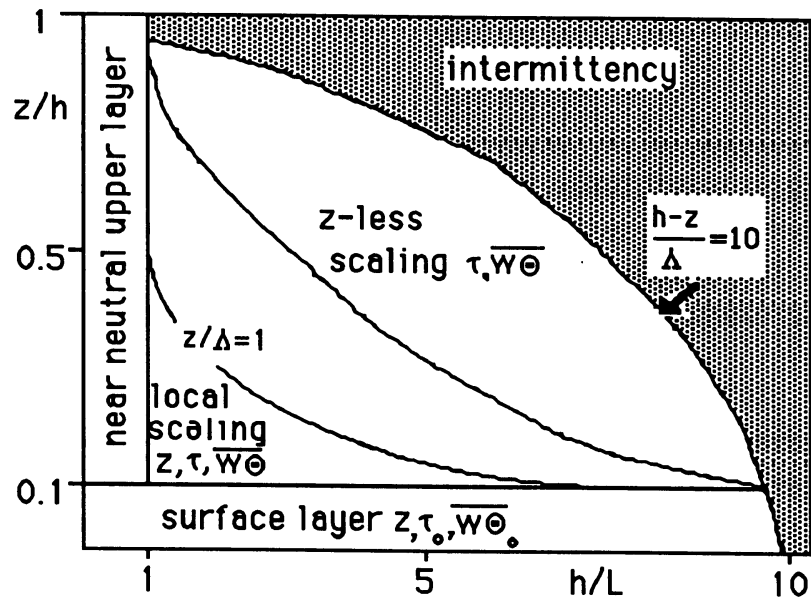
Andere auteurs presenteren deze figuur op eigen wijze. In het artikel van Holtslag en Nieuwstadt (1986) is dit gedaan als in figuur 2.3.2 (voor de onstabiele grenslaag) en 2.3.3 (voor de stabiele grenslaag). Direct in de figuur zijn al de relevante grenslaagparameters, nodig voor schaling, opgenomen.



Figuur 2.3.2 Schalingsgebieden, met hun relevante parameters voor de onstabiele grenslaag (Holtslag & Nieuwstadt 1986)

Zo zijn dus de verschillende regimes te onderscheiden, en welke manier van schalen er met welke schalinggrootheden toepasbaar is.

Om het stuk theorie af te ronden is het nodig nog wat aandacht aan de spectra van de verschillende turbulente grootheden besteden. Deze vormen een belangrijk gegeven bij het onderzoek naar de turbulente grenslaag.



Figuur 2.3.3 Schalingsgebieden in de stabiele grenslaag (de middelste kromme komt overeen met  $z/L=1$ ) (Holtslag & Nieuwstadt 1986)

## 2.4 Spectra

Zoals gebruikelijk in de analyse van tijdsreeksen, wordt ook in de turbulenteleer spectraalanalyse toegepast. Niet zonder meer, maar met het doel inzicht te krijgen in de structuur van de turbulentie. We stellen het turbulente stromingsveld voor als een verzameling wervels van verschillende afmetingen, die ieder hun bijdrage leveren.

Het parametriseren van de onbekende termen uit de Reynolds vergelijkingen ( (2.1.10), (2.1.11), (2.1.12), en (2.1.13) ), gebeurt veelal aan de hand van informatie uit de spectra van de turbulente grootheden. Zo kan bijvoorbeeld de mengweglengte, de grootte van de dominante wervelstructuren, hieruit bepaald worden. spectraalanalyse kan dus meer inzicht geven in het turbulente gedrag, het kan niet het sluitingsprobleem oplossen.

### 2.4.1 Spectrale dichtheid

Onder de spectrale dichtheid verstaan we de bijdrage van een bepaalde wervelgrootte, dus een bepaalde golflengte of frequentie, aan een turbulente grootheid zoals bij voorbeeld de turbulente kinetische energie (TKE). De spectrale dichtheidstensor  $\phi_{ij}$  is de Fourier getransformeerde van de covariantietensor  $R_{ij}$ :

$$\phi_{ij}(\underline{\mathbf{k}}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(\underline{\mathbf{r}}) e^{-i\underline{\mathbf{k}} \cdot \underline{\mathbf{r}}} d\underline{\mathbf{r}} \quad (2.4.1)$$

waarin  $\underline{\mathbf{k}}$  de golfvector voorstelt en  $R_{ij}$  de covariantietensor van de windsnelheden:

$$R_{ij}(\underline{\mathbf{r}}) = \overline{u_i(\underline{\mathbf{x}}) u_j(\underline{\mathbf{x}} + \underline{\mathbf{r}})} \quad (2.4.2)$$

welke alleen een functie is van de plaatsvector  $\underline{\mathbf{r}}$  in een homogene, stationaire grenslaag. De dichtheidstensor  $\phi_{ij}$  is dus een driedimensionale tensor. In één dimensie, de x-richting (d.w.z.

$\mathbf{r}=(r,0,0)$  ), wordt deze tensor ééndimensionaal:

$$F_{ij}(\kappa) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(r) e^{-i\kappa r} dr \quad (2.4.3)$$

met

$$R_{ij}(r) = \overline{u_i(x) u_j(x+r)} \quad (2.4.4)$$

waaruit volgt dat

$$F_{ij}(\kappa) = \iint \phi_{ij}(\underline{\kappa}) d\kappa_2 d\kappa_3 \quad (2.4.5)$$

waarin de indices 2 en 3 de y en z componenten van de golfvector aanduiden. Hierbij blijkt dat het ééndimensionale spectrum ook bijdragen heeft uit de andere richtingen, dit wordt spectrum-aliasing genoemd (zie Tennekes & Lumley 1972).

Via de inverse Fourier transformatie volgt dan dat

$$R_{ij}(r) = \int F_{ij}(\kappa) e^{i\kappa r} d\kappa \quad (2.4.6)$$

en dat

$$R_{ij}(0) \equiv \overline{u_i^2} \equiv \sigma_{u_i} = \int F_{ij} d\kappa \quad (2.4.7)$$

waarbij geen sommatie over de indices bedoeld is.  $F_{ij}$  geeft dus de bijdrage van de wervel met golfgetal  $\kappa=2\pi/\lambda$  ( $\lambda$  is de golflengte) aan de variantie van  $u_i$ . Zo kan ook de bijdrage tot de TKE verkregen worden:

$$\frac{1}{2} \overline{u_i^2} = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{w^2} + \overline{v^2}) = \bar{e} = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad (2.4.8)$$

Hierin is  $E$  dus de spectrale energiedichtheid en hangt af van de absolute waarde van het golfgetal. Tennekes en Lumley geven het volgende verband tussen  $E$  en  $F$ :



$$E(\kappa) = \kappa^3 \frac{\partial}{\partial \kappa} \left\{ \frac{1}{\kappa} \frac{\partial}{\partial \kappa} F_{11}(\kappa) \right\} \quad (2.4.9)$$

De produktie van turbulente kinetische energie vindt voornamelijk plaats op de grootste schalen (grootste wervels). De viskeuze dissipatie van de TKE kan echter pas op zeer kleine schalen gebeuren, omdat dan pas het effect van de viscositeit belangrijk wordt. Tussen de grote schalen waar TKE geproduceerd wordt en de kleinste schalen waar het gedissipeerd wordt, wordt de TKE slechts van grote naar kleinere wervels overgedragen in het zgn. cascade proces. Dit gebied wordt spectraal gezien de inertial subrange genoemd, omdat er slechts traagheidskrachten een rol spelen. In deze inertial subrange kunnen alleen  $\varepsilon$  (de dissipatie) en  $\kappa$  (het golfgetal) van belang zijn, omdat de schalen te groot zijn om de viscositeit een rol te laten spelen, en te klein om de geometrie van het stromingsveld te voelen. Op dimensionele gronden volgt dan:

$$F_{11}(\kappa) = \alpha_{11} \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (2.4.10)$$

Dit is de zgn. Kolmogorov -5/3 wet (Kolmogorov 1941). De constante  $\alpha$  is experimenteel vastgesteld op 0.27 (of 2 maal zo groot als  $\kappa$  tussen 0 en  $\infty$  genomen wordt).

Voor een temperatuurspectrum is ook zo'n wet af te leiden, en Corrsin vond:

$$F_{\Theta}(\kappa) = \beta \varepsilon^{-1/3} \varepsilon_{\Theta} \kappa^{-5/3} \quad (2.4.11)$$

hierin is  $\varepsilon_{\Theta}$  de dissipatie van  $1/2 \langle \Theta'^2 \rangle$  (deze wordt meestal gelijk gesteld aan de produktie ervan nl.  $-\langle w' \Theta' \rangle d\Theta/dz$ ) (Corrsin 1951).

Nu is het zo dat F zelden direct gemeten kan worden, we zouden dan immers R moeten bepalen en 2 sensoren op afstand r precies in de x-richting moeten hebben. Dit is niet praktisch, we meten makkelijker op een vaste plaats, en bepalen zo de tijdsautocovariantie van de windsnelheden:

$$R_{ij}(\tau) = \overline{u_i(t) u_j(t + \tau)} \quad (2.4.12)$$

Taylor (1915) heeft voorgesteld om een zo verkregen tijd spectrum om te zetten in een ruimtelijk spectrum via

$$r = \bar{u} t \quad (2.4.13)$$

Dit kan als volgt gezien worden: een wervel met afmeting  $\lambda$  wordt langs een sensor geadvecteerd, en deze sensor registreert een tijdsduur voor de passage van  $T = \lambda/U$ . Als nu de structuur van de wervel een tijdschaal heeft van  $\tau$ , d.w.z. hij verliest na  $\tau$  seconden zijn identiteit, en  $\tau \gg T$  dan maken we geen grote fout door ruimte en tijd covarianties gelijk te stellen d.m.v. (2.4.13) (Tennekes & Lumley 1972). De eis  $\tau \gg T$  houdt in dat de turbulente snelheidsfluctuaties kleiner moeten zijn dan de gemiddelde snelheid en dus:

$$\frac{\sigma_u}{\bar{u}} < 1 \quad (2.4.14)$$

Schrijven we nu de ruimte-spectra om naar een tijdspectrum dan wordt:

$$F_{ij}(\kappa) = \frac{U}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(Ut) e^{-i \kappa Ut} dt \quad (2.4.15)$$

Kiezen we een frequentie  $n = \kappa U / 2\pi$  en herschrijven we hiermee het spectrum  $F$  tot tijdspectrum  $S$  dan is

$$S_{ij}(n) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(Ut) e^{-i 2\pi n t} dt \quad (2.4.16)$$

waaruit volgt dat:

$$n S(n) = \kappa F(\kappa) \quad (2.4.17)$$

Zo is te zien dat ook  $S(n)$  aan de -5/3 wet voldoet

$$S_{ii}(n) = \alpha_{ii} \left\{ \frac{\varepsilon U}{2\pi} \right\}^{2/3} n^{-5/3} \quad (2.4.18)$$

### 2.4.2 Spectra en similariteitstheorie

Ook hier grijpen we naar dimensie-analyse en similariteitstheorie om meer vat te krijgen op de gegevens. We onderscheiden vanzelfsprekend weer de verschillende schalingsregimes zoals beproven in hoofdstuk 2.2 en 2.3. Vooraf moet even gemeld worden dat vanwege de omvang van het frequentiegebied en de sterk uiteenlopende waarden van  $S(n)$  het gebruikelijk is om niet  $S(n)$  maar  $nS(n)$  dubbel logaritmisch uit te zetten tegen  $f$ , een dimensieloze frequentie,  $f=nz/U$ . Dat dit niet het fysische beeld van het spectrum aantast blijkt uit het feit dat  $nS(n)$  juist de TKE geeft van één wervel (de wervel bestaat uit een eindig interval aan frequenties) (zie Tennekes & Lumley 1972).

#### De oppervlaktelaag

In de oppervlaktelaag, waar de fluxen constant verondersteld zijn, passen we wederom M-O schaling toe. We nemen  $u_*$  als snelheids- en  $L$  als lengteschaal. Voor het spectrum krijgen we dan:

$$\frac{nS_u(n)}{u_*^2} = \frac{\alpha_{11}}{(2\pi k)^{2/3}} \left\{ \frac{kz\varepsilon}{u_*^3} \right\}^{2/3} \left\{ \frac{nz}{U} \right\}^{-2/3} \quad (2.4.19)$$

en hierin is

$$\frac{kz\varepsilon}{u_*^3} = \phi_\varepsilon(z/L) \quad (2.4.20)$$

weer een similariteitsfunctie, volgens dezelfde schalingsmethode. Met de dimensieloze frequentie  $f=nz/U$  wordt (2.4.19) dan

$$\frac{nS_u(n)}{u_*^2} = \frac{\alpha_{11}}{(2\pi k)^{2/3}} \phi_\varepsilon^{2/3}(z/L) f^{-2/3} \quad (2.4.21)$$

Zoals gesteld is  $\phi_\varepsilon$  een nog onbekende, universele functie van  $z/L$ . Deze functie kan eenvoudig berekend (gemeten) worden door voor een vaste frequentie (in de inertial subrange) verschillende spectra te berekenen. Zo vond Kaimal (Kaimal et al. 1972) uit de gegevens van het Kansas experiment

$$\phi_\varepsilon^{2/3}(z/L) = \begin{cases} 1+0.5 |z/L|^{2/3} & -2 < z/L < 0 \\ 1+2.5 |z/L|^{3/5} & 0 < z/L < 2 \end{cases} \quad (2.4.22)$$

Als de hier gebruikte waarde van  $k=0.35$  vervangen wordt door  $k=0.41$ , vanwege een later toegepaste correctie op de meetgegevens van het Kansas experiment (Kondo & Sato 1982), worden de waarden vermenigvuldigd met een faktor 1.14 .

Voor het temperatuurspectrum kan e.e.a. geheel analoog worden gedaan, met vergelijkbare resultaten (zie Kaimal et al. 1972).

Volgens de hier besproken methode van schaling zullen de spectra samen moeten vallen, tenminste in de inertial subrange, want slechts daar is (2.4.10) geldig. Voor hogere en lagere frequenties zullen de spectra uiteenlopen voor de verschillende stabiliteiten  $z/L$ .

Het is gebruikelijk de gemeten spectra aan te passen aan een curve van de vorm:

$$\frac{nS_{ii}(n)}{\sigma_{ii}} = \frac{a f}{(1 + b f)^{5/3}} \quad (\text{geen sommatie}) \quad (2.4.23)$$

waarbij  $a=1/f_m$  en  $b=1.5/f_m$ , zodat (2.4.23) genormaliseerd is en zijn maximum in  $f=f_m$  aanneemt. Deze vorm komt niet uit de lucht vallen; het asymptotisch gedrag ervan komt overeen met het gedrag van (2.4.18). Immers in het lage frequentiegebied moet  $F_{11}(\kappa)$  constant zijn. Dit volgt uit het feit dat  $F$  een even functie is en zijn eerste afgeleide voor  $\kappa=0$  nul moet zijn. In de omgeving van  $\kappa=0$  is  $S(n)$  dus constant, en  $nS(n)$  evenredig met  $n$ , en dus ook met  $f$ .

In het hoge frequentiegebied vinden we de inertial subrange; hier is  $nS(n)$  evenredig met  $n^{-2/3}$ . Hogere frequenties dan de inertial subrange komen in de praktijk niet voor in spectra. Voorbij de inertial subrange komen we in de buurt van de Kolmogorov microschaal  $\eta=(\nu^3/\epsilon)^{1/4}$  en deze is van de orde van millimeters. De meetapparatuur kan structuren van die grootte niet detecteren en middelt ze uit. Ze worden dus weggefilterd.

De curve (2.4.23) volgt dus redelijk het gedrag dat we van een spectrum kunnen verwachten (zie Olesen et al. 1984).

Het maximum van het spectrum (bij  $f_m$ ) associëren we met de menglengte uit de Prandtl hypothese (2.1.30). Dat is de schaal waarop het meeste transport plaatsvindt. We verwachten uit de M-O schaling voor de windgradiënt:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} = \phi_m(z/L) \quad (2.4.24)$$

met de schatting  $dU/dz \sim u_*/l$  volgt hieruit dat  $l \sim z/\phi_m$ . Met  $l$ , de menglengte, als de golflengte met het maximale transport, moet voor de frequentie  $n=U/\lambda$  in het maximum dan gelden dat deze evenredig is met  $(U/z) \phi_m(z/L)$  en dus dat  $f_m \sim \phi_m(z/L)$ . De plaats van het maximum in het spectrum volgt dus de M-O schaling (Jensen & Busch 1982).

Dit voorzover de oppervlaktelaag. Buiten de oppervlakte laag passen we afhankelijk van de stabiliteit lokale of z-loze schaling toe.

### **De onstabiele bovenlaag**

We vinden boven  $z=0.1 z_i$  de mixed layer. In sterk onstabiele gevallen is tussen de oppervlaktelaag en de mixed layer ook nog een free convection layer te vinden (Kaimal et al.1976) welke hier niet verder besproken wordt. De mixed layer schaling gebeurde met:

$$w_* = \left\{ \overline{(\Theta'w')} \right\}_0 z_i \frac{g}{T} \Bigg\}^{1/3} \quad (2.4.25)$$

en

$$\Theta_* = \frac{\overline{(\Theta'w')}_0}{w_*} \quad (2.4.26)$$

Dimensieloze groepen, hiermee gevormd, zullen functies moeten zijn van  $z/z_i$ . Zo wordt het geschaalde spectrum:

$$\frac{nS_u(n)}{w_*^2} = \frac{\alpha_1}{(2\pi)^{2/3}} \psi^{2/3} f_i^{-2/3} \quad (2.4.27)$$

Hierin is  $f_i = nz_i/U$  de dimensieloze frequentie en

$$\psi = \frac{\epsilon T}{g \overline{(\Theta'w')}_0} \quad (2.4.28)$$

de dimensieloze dissipatie. Voor de constante  $\alpha_1$  is 0.5 een goede benadering (Kaimal et al. 1976). Net als bij de schaling van de spectra in de oppervlaktelaag zullen hier ook de spectra in de inertial subrange samenvallen mits genormeerd door  $\psi^{2/3}$ . Aan de lage frequentie kant lopen de spectra uiteen voor verschillende waarden van  $z/z_i$ . Het blijkt overigens (Kaimal et al. 1976) dat de dimensieloze dissipatie  $\psi$  min of meer constant is in de mixed layer (0.6). Verder vond Kaimal dat  $\lambda_m$ , die golflengte  $\lambda = U/n$  waar het maximum van het spectrum ligt, evenredig is met  $z_i$ :  $\lambda_m \sim 1.5z_i$ . Dit is te verklaren uit het voorkomen van longitudinale rolwervels welke voorkomen in een convectieve grenslaag met mixed layer windsnelheden van boven de 7 m/s. (beschreven door LeMone 1973). Ook voor de temperatuur kan een dergelijke schaling worden toegepast, maar de resultaten ervan zijn niet bijzonder goed. Kaimal schreef dit toe aan entrainment effecten welke de lage frequenties in het spectrum verstoren (deze effecten verschillen sterk per meetreeks) (Kaimal et al. 1976).

Kaimal geeft echter alleen globale eigenschappen aan van de spectra, zoals het samenvallen in de inertial subrange en het optreden van een maximum bij  $\lambda = 1.5z_i$ , maar geeft geen model-spectrum. Højstrup (1981) doet dit wel. Hij interpoleert tussen twee schalings regimes:

neutraal en stabiel. Het spectrum valt uiteen in een onstabiel deel (dus veroorzaakt door buoyancy) en een neutraal-stabiel deel (mechanische turbulentie). De spectra zullen dus zowel met  $w_*$  als  $u_*$  schalen:

$$nS_{u,v}(n) = A_{u,v}(f_i) w_*^2 + B_{u,v}(f) u_*^2 \quad (2.4.29)$$

met  $f_i = nz_i/U$  en  $f = nz/U$ . Dit spectrum geeft vooral bij bijna neutrale toestanden goede resultaten. Ook heeft Højstrup dit model geschikt gemaakt voor boven de oppervlaktelaag (Højstrup 1982), en gebruikt daarbij ook lokale schaling.

Het resulterende modelspectrum is:

$$\frac{nS_u}{u_*^2} = \frac{0.5 f_i}{1+2.2f_i^{5/3}} (z_i/L)^{2/3} + \frac{105 f_{ru}}{(1+33f_{ru})^{5/3}} \frac{(1-z/z_i)^2}{(1+15z/z_i)^{2/3}} \quad (2.4.30)$$

met  $f_{ru} = f/(1+15z/z_i)$ ,

$$\frac{nS_v}{u_*^2} = \frac{0.95f_i}{(1+2f_i)^{5/3}} (z_i/L)^{2/3} + \frac{17 f_{rv}}{(1+9.5f_{rv})^{5/3}} \frac{(1-z/z_i)^2}{(1+2.8z/z_i)^{2/3}} \quad (2.4.31)$$

met  $f_{rv} = f/(1+2.8z/z_i)$ .

Overigens gebruikt Højstrup (1982) voor het laten samenvallen van de spectra in de inertial subrange een andere relatie voor  $\Phi_\epsilon$  dan Kaimal (2.4.22) namelijk  $\Phi_\epsilon = 1 + 0.75(-z/L)^{2/3}$ , hetgeen overigens weinig scheelt (Højstrup 1982).

### De stabiele bovenlaag

Het blijkt in dit geval dat de spectra, juist geschaald, allen samenvallen, onafhankelijk van de stabiliteit, mits de frequentie niet als  $f$  maar als  $f/f_0$  wordt genomen. Deze  $f_0$  is de frequentie

waarbij de inertial subrange lijn de lijn  $nS_\alpha(n)/\sigma_\alpha^2=1$  snijdt. Kaimal vond voor  $\alpha=u,v,w$  of  $\Theta$

$$\frac{nS_\alpha(n)}{\sigma_\alpha^2} = \frac{0.164 (f/f_0)}{1 + 0.164 (f/f_0)^{5/3}} \quad (2.4.32)$$

met  $f_0 \approx 0.26f_m$ . Deze  $f_0$  is wel stabiliteitsafhankelijk, dus een functie van  $z/L$  of  $Ri$  (Kaimal et al. 1976).

Boven de oppervlaktelaag passen we weer lokale schaling toe (Sorbjan 1986b):

$$\frac{nS_i(n)}{U_*^2} = \alpha_i (2\pi k)^{-2/3} \Phi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3} \quad (2.4.33)$$

en zoals al gesteld resulteert dit niet alleen in het samenvallen van de spectra in de inertial subrange maar over het hele frequentiegebied. Sorbjan veronderstelt nu dat het spectrum te scheiden is in een  $Z$  afhankelijk deel en een  $f$  afhankelijk deel:

$$\frac{nS_i(n)}{U_*^2} = F(Z,f) = p_i(Z) q_i(f) \quad (2.4.34)$$

waarin  $p_i(Z) = \Phi_i(Z)$  en

$$q_i = \frac{0.644 (f/f_m)}{1 + 1.5 (f/f_m)^{5/3}} \quad (2.4.35)$$

waarin  $f_m$  wel een functie van  $Z$  is:

$$(f_m)_i = \alpha_i \Phi_\varepsilon \Phi_i^{3/2} \quad i=u \text{ of } v \quad (2.4.36)$$

(zie Sorbjan 1986b). Ook hier geldt weer dat lokale schaling geen voorspellende waarde heeft, omdat de lokale schalingsgrootheden als



voorspellende waarde heeft, omdat de lokale schalingsgrootheden als functie van de hoogte niet bekend zijn. En dus zal eerst een veronderstelling gemaakt moeten worden over het verloop van  $\tau = \langle u'w' \rangle$ .

Sorbjan (1986b) geeft het volgende modelspectrum voor  $i=u$  en  $v$ :

$$\frac{nS_i(n)}{U_*^2} = \Phi_i \frac{0.644 (f/f_{m,i})}{1 + 1.5 (f/f_{m,i})^{5/3}} \quad (2.4.37)$$

met  $\Phi_u=6.0$ ,  $\Phi_v=3.3$  en

$$f_{m,i} = b_i (1 + 3.7z/L) \quad (2.4.38)$$

met  $b_u=0.058$  en  $b_v=0.22$ .

Tot besluit moet nog opgemerkt worden dat in het stabiele geval er zwaartekrachtsgolven kunnen optreden, welke ook een bijdrage tot het spectrum hebben. Dit is te herkennen aan een piek in het spectrum in de buurt van de Brunt-Väisala frequentie:

$$N_{BV} = \sqrt{\frac{g}{T_0} \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (2.4.39)$$

Dit is de frequentie waarmee luchtpakketjes kunnen "trillen", afgeleid uit de terugwerkende kracht op het pakketje als het uit zijn evenwichtspositie wordt gebracht (Dutton 1976).

### **3 De meetgegevens**

Sinds 1972 worden in Nederland door het KNMI routinematig grenslaag metingen verricht, met een 213 m hoge mast, in Cabauw (Lopik). Naast de routinematige metingen worden op incidentele basis ook bijzondere experimenten gedaan, waarvan de hier gebruikte gegevens een onderdeel zijn. Voor een gedetailleerde beschrijving van de faciliteiten en de omgeving van de mast in Cabauw wordt verwezen naar Monna & van der Vliet (1987).

#### **3.1 De lokatie**

De mast is geplaatst in een omgeving die vlak is tot een afstand van zo'n 20 km. Slechts af en toe wat bebouwing en bomenrijen verstoren het graslandschap (zie figuur 3.1.1). De ruwheidslengte,  $z_0$ , per richtingssector, berekend uit metingen van de vlaggerigheid volgens Wieringa (1973) is gegeven in tabel 3.1.1 (zie Beljaars 1988). De variatie van de ruwheid met de windrichting is belangrijk, omdat in similariteitsmodellen kan blijken dat de parameter  $z_0$  meegenomen had moet worden of niet.



Figuur 3.1.1 De omgeving van de 213m hoge meetmast te Cabauw (Monna & van der Vliet 1987).

windrichting	ruwheidslengte	
	zomer	winter
015	0.059	0.040
045	0.100	0.054
075	0.150	0.069
105	0.150	0.120
135	0.110	0.022
165	0.041	0.021
195	0.040	0.030
225	0.037	0.021
255	0.066	0.036
285	0.061	0.028
315	0.062	0.037
345	0.045	0.035

tabel 3.1.1 Ruwheidslengte (in m) per richtingsector, voor zowel zomer (mei t/m okt) als winter (nov t/m apr) (Beljaars 1988). Voor richtingen tussen de getabelleerde waarden in wordt lineair geïnterpoleerd.

### 3.2 De mast

De mast bestaat uit een 2 m diameter holle cylinder met lift, in drie richtingen getuid. Op iedere 20 m is er een platform, met drie 8.5 m lange uithouders (in de richtingen 10°, 130° en 250°) waaraan meetinstrumenten bevestigd kunnen worden. Vanaf alle meetapparatuur op de uithouders worden de gegevens beneden in een gebouw aan de voet van de mast, bemonsterd en opgeslagen. De hoogtes waarop gemeten kan worden zijn 20, 40, 80, 120, 140, 160, 180 en 200 m. Voor metingen op 2, 5, 10 en 20 m zijn nog extra masten geplaatst in de omgeving van de hoofdmast. De metingen die hier gebruikt zullen worden zijn windsnelheden en richtingen (in het horizontale vlak) en temperaturen op 6 hoogtes (10, 20, 40, 80, 140, 200 m). De windrichtingen worden op alle drie de uithouders gemeten, de snelheden slechts op twee. Dit omdat met de drie richtingen bepaald kan worden welke van de twee windsnelheidsmetingen het betrouwbaarst is, d.w.z. welke het minst door de mast zelf verstoord wordt. Deze methode levert vrijwel storingsvrije meetgegevens op (Wessels 1984). De bemonsteringsfrequentie,

welke in de routine metingen 0.033 Hz is, was hier 2 Hz. Dit is hoogfrequent meten in termen van de meteorologie.

### **3.3 De apparatuur**

Zoals gesteld worden in dit onderzoek alleen temperatuur- en windmetingen gebruikt.

De temperatuur wordt bepaald met een thermokoppel, dat steeds tussen twee niveaus het temperatuurverschil bepaald. Daarbij wordt op 200m en 20m de absolute temperatuur gemeten (dit levert controle informatie). Zodoende worden metingen verkregen met een nauwkeurigheid van 0.03 K en voldoende snelle responsie (Slob 1978).

De windsnelheid en -richting worden gemeten met een Young 8002DX propellorvaan. Deze heeft een "response length" van 2.2 m, een "damping ratio" van 0.4 en een "damped wavelength" van 3.8 m. De nauwkeurigheid van de metingen is 1% in de windsnelheid en 0.5° in de richting (Young 1976). Gegeven de specificaties blijkt dat een fluctuatie met golflengte  $\lambda < 3.8$  m sterk gedempt word. Hierdoor worden frequenties  $\omega > 2\pi U / 3.8 = 1.65 U$  gedeeltelijk gefilterd, hetgeen geen problemen oplevert bij de 2Hz metingen.

De wind- en temperatuurmetingen alleen zijn echter niet voldoende om de meetgegevens in een similariteitsmodel te presenteren, hetgeen hier de bedoeling is. Aanvullende gegevens worden daarom verzameld, en waar deze gebruikt zijn is de bron aangegeven.

### **3.4 De dataset (logisch)**

In totaal zijn zo'n 700 uur metingen geregistreerd in stormcondities, verdeeld over verschillende stabiliteiten en richtingen. Daar de stormen veelal in herfst en winter optreden, zijn vele metingen bij regen gedaan. Dit is riskant omdat de thermometers nat kunnen slaan, en nu de zgn. natte-bol-temperatuur weergeven. Het zal dus noodzakelijk zijn deze regenperioden te identificeren. Dat kan aan de hand van het verloop van het temperatuurprofiel en aanvullende gegevens welke routinematig in Cabauw verzameld zijn. De toestand van de grenslaag was tijdens

de metingen zijn overwegend stabiel (13 onstabiel tegen 57 stabiel), bij over het algemeen grote L waarden (bijna neutrale stabiliteit).

### 3.5 De dataset (fysiek)

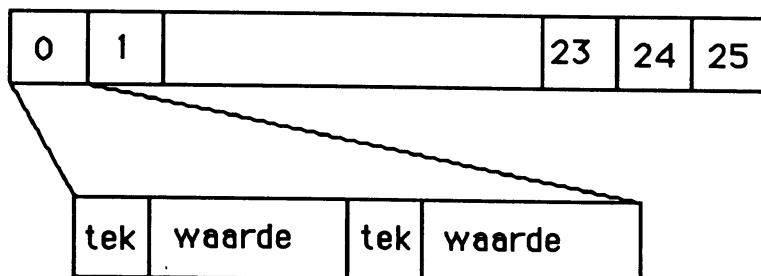
De routinematig verzamelde gegevens worden per datacommunicatie verbinding naar de Bilt gestuurd. Deze gegevens (wind, temperatuur, straling, neerslag en zicht) worden dan opgeslagen in een database systeem: CABINS (CAbauw INformatie Systeem). De voor dit experiment bemonsterde meetwaarden zijn echter via een HP computer opgeslagen op tape. Deze tape bevat slechts de gemeten spanningswaarden. In de Bilt bij het KNMI worden, op een daar geplaatste Burroughs computer van het type B6800, deze spanningen omgezet in SI eenheden en opgeslagen op een andere tape (naam: PROPOMYYDDDDHHMM met YYDDDDHHMM de datum en tijd). De dataset bevat per meetreeks (2Hz) 40 bemonsterde kanalen. De blok grootte is 2600 records, met 26 woorden per record (B6800 woord is 48 bits, zie figuur 3.5.1). Ieder B6800 woord bevat 2 meetwaarden, opgeslagen in binair formaat (meetwaarde\*100 als geheel getal) en voorzien van teken. De eerste waarde is opgeslagen in de bits 0-23 en de tweede in bits 24-47.

47	43	39	35	31	27	23	19	15	11	7	3
46	42	38	34	30	26	22	18	14	10	6	2
45	41	37	33	29	25	21	17	13	9	5	1
44	40	36	32	28	24	20	16	12	8	4	0

Figuur 3.5.1 Indeling Burroughs B6800 machinewoord. De nummers zijn de bit nummers.

De eerste 4 records bevatten identificatiegegevens: start en einde jaar, dag, uur, minuut, seconde en milliseconde, en de inhoud van elk kanaal (kanaalnr., uithouder, instrumenttype en hoogte). Vervolgens bevat ieder record 40 metingen, tijd en sample-nummer (zie fig

3.5.2). Een beschrijving van de programmatuur welke deze tape creëert is te vinden in Driedonks et al. (1980).



Figuur 3.5.2. Indeling tape-record. Ieder record bevat 26 B6800 woorden, elk woord bevat 2 meetwaarden voorzien van een teken bit (1=negatief).

De woorden 0 t/m 19 bevatten de 40 kanalen meetgegevens, woorden 20 t/m de eerste helft van 24 zijn vrij (alle bits zijn 1), de laatste helft van woord 24 bevat de datum in de vorm  $1000 \cdot (\text{jaar} - 1900) + \text{dagnummer}$ , de eerste helft van woord 25 bevat de tijd in de vorm  $\text{uur} \cdot 100000 + \text{min} \cdot 1000 + \text{sec} \cdot 10 + \text{ms}$ . De laatste helft van woord 25 bevat een samplenummer.

De gegevens op deze tape zijn verwerkt in dit onderzoek.

### 3.6 Beperkingen van de dataset m.b.t. similariteitstheorie

Het berekenen van similariteitsfuncties zoals ingevoerd in hoofdstuk 2 voor windsnelheids- en temperatuur-gradiënten behoeft schalingsgrootheden. Voor de oppervlaktelaag zijn dat  $u_*$ ,  $T_*$ ,  $L$ , en  $h$  of  $z_i$ . Voorwat de eerste drie betreft is berekening niet zo'n probleem (Volgens oppervlaktelaagsimilariteit volgen deze grootheden uit de wind- en temperatuurprofielen). Voor  $z_i$  is e.e.a. iets lastiger (zie hoofdstuk 5) maar nog steeds mogelijk.

Boven de oppervlaktelaag zijn de schalingsgrootheden, volgens de lokale similariteit, de lokale fluxen en lokale Obukhov-lengte. De dataset, met alleen windsnelheden, richtingen en temperaturen is

niet voldoende om deze te berekenen. Om dergelijke grootheden te berekenen zijn metingen van de verticale snelheden onontbeerlijk. De dataset is dus te "arm". Dit beperkt het onderzoek omdat nu niet de similariteitsfuncties zelf berekend kunnen worden.

Er moet dus volstaan worden met het onderbrengen van de meetgegevens in reeds bestaande modellen, zoals die van Sorbjan en Højstrup, en het toetsen van deze modellen voor hun geldigheid bij stormcondities.



## **4 Analyse van de computerverwerking**

### **4.1 Definitie van het probleem**

De in Cabauw tijdens stormcondities verzamelde meetgegevens, zoals hiervoor beschreven, dienen te worden geanalyseerd en bewerkt, zodanig dat presentatie ervan in het kader van similariteitsmodellen mogelijk wordt. Tevens dient het resultaat ook daadwerkelijk gepresenteerd te worden (grafisch). Dat e.e.a. met behulp van een computer gebeurt is vanzelfsprekend gezien de bron (een magneetband) en de hoeveelheid gegevens.

We definiëren nu het begrip "run". Een run is een tijdreeks bestaande uit een gedeelte van de meetgegevens, aaneensluitend in tijd, met een lengte van ongeveer 30 minuten. Gesteld kan worden dat de grote-schaal veranderingen in de atmosferische grenslaag (met een tijdsconstante van één uur of meer) geen invloed hebben op de gegevens binnen een run, zodat de tijdreeks voor praktische doeleinden als statistisch stationair beschouwd kan worden.

#### **4.1.1 De brongegevens en de resultaten**

De verzamelde gegevens bevatten per run de windsnelheden (norm van de windvector), windrichtingen en temperaturen op de hoogtes 10, 20, 40, 80, 140, en 200 m. In het vervolg zal de hoogte steeds met een index worden aangegeven: zo is  $|u|_{200}$  de windsnelheid op 200 m hoogte,  $d_{200}$  de windrichting op 200 m en  $T_{200}$  de temperatuur.

Hieruit moet het volgende per run berekend worden:

- $|U|_h$ ,  $T$  en  $\langle d \rangle_h$  : de gemiddelde windsnelheid, temperatuur en richting per hoogte.
- $\Theta$ ,  $U_h$  en  $V_h$  : de gemiddelde potentiële temperatuur, windsnelheid in x- en y-richting (hierbij is de x-richting in de richting van de gemiddelde wind richting op 10 m genomen).
- $\sigma_x$  : de standaarddeviatie van grootheid x, en ook zijn minima en maxima.
- een frequentieverdeling van de waarnemingen van bovengenoemde grootheden.
- spectra van u en v per hoogte.

Daarnaast dienen deze resultaten getoetst te worden aan een similariteitsmodel naar keuze (afhankelijk van de toestand van de grenslaag) . Hiervoor zijn schalingsgrootheden nodig die niet zonder meer in het bestand zijn opgenomen, namelijk:

- $h$  of  $z_i$  : de hoogte van de stabiele of convectieve grenslaag
- $\overline{u'w'}$  op  $z=0$
- $\overline{\Theta'w'}$  op  $z=0$
- $p_0$  : de luchtdruk aan de grond
- $z_0$  : de ruwheidslengte per richtingssector

Uiteindelijk dient e.e.a. grafisch te worden weergegeven in de volgende vorm:

per run , windsnelheids-, en windrichtingsprofielen , over alle runs de resultaten van de toetsing van het gekozen model en de spectra in de vorm  $nS(n)/x^2$  tegen  $f$ , waarin  $x$  een schalingsparameter is afhankelijk van de toestand van de grenslaag (zie hoofdstuk 2: spectra).

#### **4.1.2 De randvoorwaarden**

Voor wat betreft de verwerking per computer zijn de volgende factoren als beperkende randvoorwaarden aan te merken.

1) De brondata zijn slechts beschikbaar op de hiervoor beschreven tapes, alleen geschikt voor verwerking op de B6800 machine. De verwerking zal dus altijd hier moeten beginnen.

2) Sommige van de voor presentatie in een similariteitsmodel benodigde grootheden zijn slechts beschikbaar op papier en zullen dus ingevoerd moeten kunnen worden (b.v.:  $p_0$ ,  $z_i$ ).

3) Het K.N.M.I stelt dat de verwerking voor zover mogelijk op PC's dient plaats te vinden en wel zodanig dat de software en data onafhankelijk zijn van het type PC. Nu zijn er 2 type PC's in omloop bij het K.N.M.I.: de Apple Macintosh en IBM compatible PC's (MS/DOS). Bestanden zullen dus in ASCII formaat moeten zijn. Programmatuur zal in een hogere programmeertaal, welke op beide type machines gecompileerd en verwerkt kan worden, geschreven moeten worden. Hierbij moeten compiler afhankelijke taalelementen vermeden worden.

4) De verwerking van de gegevens dient efficiënt te gebeuren, daar slechts (zowel wat PC als Burroughs mainframe betreft) beperkte capaciteit aanwezig is.

5) De presentatie van de resultaten moet gebruikersvriendelijk zijn, en snel toegankelijk.

#### **4.1.3 Verwerkingsproces en de subsystemen**

We zullen nu globaal het verwerkingsproces beschrijven en de daarin te onderscheiden software subsystemen.

##### **stap 1**

Allereerst vindt er een selectie plaats van de runs. Het is duidelijk dat niet alle 700 uur meetgegevens verwerkt kunnen worden. Er zal

dus een keuze gemaakt moeten worden. Dit gebeurt aan de hand van een (op een MS/DOS PC reeds beschikbaar) bestand, dat de 10 min. gemiddelde gegevens bevat van de volledige stormgegevens. Ook zullen globale weersbeschrijvingen van de gemeten dagen hierbij een rol spelen. De selectiekriteria zijn als volgt. Geen gecompliceerde weersituatie zoals regen of mist (dit kan de thermometers natslaan) of onweersbuien (dit geeft aanleiding tot een soort vlagerigheid die we hier niet willen bestuderen, zie Wieringa 1973), liefst geen grenslaagbewolking, zowel convectieve als stabiele runs en voldoende hoge windsnelheden (bij voorbeeld  $|U|_{10} > 9$  m/s).

### **stap 2**

Het completeren van de data behorende bij de geselecteerde runs, zodat verwerking in similariteitsvorm mogelijk wordt. Het betreft hier aanvullende gegevens als luchtdruk, fluxen, grenslaaghoogte etc. zoals genoemd onder 1.1. Indien deze grootheden niet direct uit waarnemingen beschikbaar zijn, zullen ze met een geschikt model geschat moeten worden.

### **stap 3**

Het verwerken van de ruwe data, per run. Dit levert de onder 1.1 genoemde gegevens op (zoals gemiddelden, standaarddeviaties, spectra, etc.).

### **stap 4**

Het berekenen van de benodigde schalingsgrootheden voor iedere run:  $u^*$ ,  $L$ ,  $z_j$  of  $h$ , en  $\langle \theta' w' \rangle_0$ .

### **stap 5**

Het berekenen van de similariteitsfuncties volgens een gekozen model, en het toetsen van dat model (verschillend voor spectra of gradiënten, en voor stabiele of onstabiele runs).

### **stap 6**

Het combineren van de gegevens uit stap 5 over alle runs.

### **stap 7**

Het grafisch presenteren van de resultaten.

De te onderscheiden geautomatiseerde subsystemen zijn dan:

- selectie
- verwerking 1 (verwerking brondata)
- verwerking 2 (berekenen schalingsgrootheden)
- modeltoetsing (verwerking tot similariteitsvorm en modeltoetsing)
- presentatie (combinatie en presentatie)

Hiermee besluiten we de definitie van het probleem, en gaan over tot hoe e.e.a. opgelost kan worden.

## **4.2 De oplossingsmethode**

We beschouwen nu enige mogelijke methoden om het rekenwerk uit te voeren, en selecteren daarna de meest bruikbare.

### **4.2.1 Volledige verwerking op PC's (methode 1)**

Hiervoor dient slechts de selectie plaats te vinden op de Burroughs-machine (B6800). De geselecteerde data zal dan met behulp van beschikbare netwerkprogrammatuur overgestuurd worden naar een MS/DOS PC, en worden opgeslagen in ASCII formaat. Alle andere subsystemen zullen op een willekeurige PC verwerkt worden. Hiermee wordt in maximale mate tegemoet gekomen aan de eis m.b.t. verwerking op PC's.

### **4.2.2 Gedeeltelijke verwerking op PC's (methode 2)**

De reken- en data-intensieve subsystemen (schatten van de spectra) worden op de B6800 verwerkt, vanwege de grote rekensnelheid en opslagcapaciteit (hieronder vallen de selectie, verwerking 1).

Hoewel aan de eis m.b.t. PC verwerking in mindere mate tegemoet wordt gekomen, zal de performance vanwege de snelheid van de B6800 veel beter zijn.

#### **4.2.3 Volledige verwerking op de B6800 (methode 3)**

Alle subsystemen zullen op de B6800 verwerkt worden. Aan de eis van PC verwerking wordt in het geheel geen gevolg gegeven. De verwerkingssnelheid zal echter veel hoger zijn. De presentatie van de resultaten is minder toegankelijk, vanwege de complexiteit van het gebruik van de B6800.

#### **4.2.4 De keuze van de methode**

Om nu tot een keuze te komen, welke methode te gebruiken, zullen een aantal factoren met betrekking tot de verwerkingssnelheid en opslagcapaciteit op een rijtje gezet worden.

Het bestand per run (30 min.) bevat  $30 \cdot 60 \cdot 2 = 3600$  data-elementen per grootheid. Er zijn 3 grootheden (T,U,d) op 6 hoogtes, dus 64800 elementen, welken in character vorm (1 byte per character, 9 characters per element) 583200 bytes innemen, nog afgezien van de identificatie-informatie voor iedere meting (kanaalnummer: dus hoogte en type meting) welke 4 bytes per meting inneemt. Een geselecteerde run zal dus in ASCII vorm minstens 800 kbyte aan disk ruimte beslaan.

Het aantal geselecteerde runs zal ongeveer 15 zijn, in totaal hebben we dan een bestand van 12 Mbyte.

Vervolgens wordt door het toevoegen van de u en v componenten en de potentiële temperatuur het bestand verdrievoudigd. Daarna komt er nog per hoogte per run een bestand met een spectrum (zo'n 1200 punten in het frequentiedomein) en bestanden met de geschaalde similariteitsfuncties (per run 5 punten). We hebben dus al snel een kleine 40 Mbyte aan data.

Wat betreft de verwerkingstijd kan gesteld worden dat een groot deel in beslag wordt genomen door het bereken van de spectra,

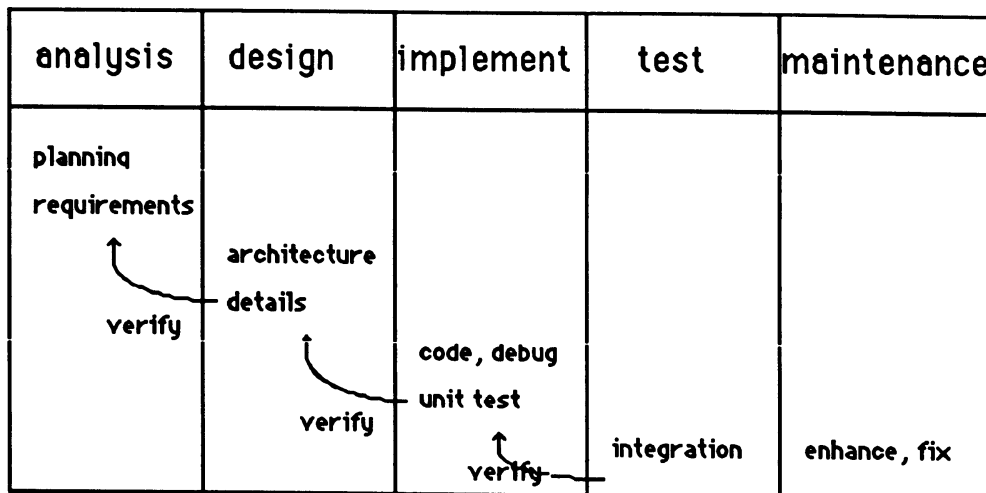
immers een Fast Fourier (FFT) algoritme is van de orde  $N \log N$  voor  $N$  datapunten. Daarna zullen de getransformeerde data (periodogram) nog met een spectraal window gefilterd worden. Dit is een proces van de orde  $N^2/M$  waarin  $M$  de windowbreedte is. Simulatie hiervan op een Apple Macintosh Plus PC duurde 133 s. Een spectrum uit de stormgegevens (3600 datapunten) zal dan zo'n 266 s duren. Dit wordt voor de grootheden  $U, V$  en  $|U|$  gedaan op 6 hoogtes (per run) en zal dus 4788 s duren (d.w.z. 1.3 uur). Er zijn ook snellere types PC bij het K.N.M.I. aanwezig (Apple Macintosh 2, Tulip AT 386) welke ruim een verdubbeling resp. vervijfvoudiging van de verwerkingssnelheid geven.

Als conclusie kunnen we hier stellen dat volledige verwerking op PC's (methode 1) problemen met zich meebrengt in de vorm van hoeveelheden data en verwerkingstijd. Methode 3 moet afvallen vanwege de slecht toegankelijke presentatie. De B6800 staat niet bekend om zijn gebruikersvriendelijkheid.

De keuze zal moeten vallen op methode 1 of 2, afhankelijk van de afweging tussen het niet volledig verwerken op PC's en de problemen van data opslag en verwerkingstijd. De selectie zal in ieder geval op de B6800 plaats vinden. Ook de aanwezigheid van standaard-programmatuur voor de verwerking van dergelijke tijdsreeksen op één van de genoemde systemen speelt bij de uiteindelijke keuze een rol waar verwerking 1 zal gebeuren. Verwerking 2, de modeltoetsing en presentatie, zullen zonder meer op een PC gedaan worden.

### 4.3 Planning

Nu komen we tot een eerste planning van het project. Er zal een keuze gemaakt worden welk Life Cycle-model gebruikt wordt en welke ontwerp methoden zullen worden toegepast. Met "Life Cycle-model" (een begrip uit de software engineering) wordt een model bedoeld waarin de fasen van ontwikkeling, test, en onderhoud van een software-systeem ondegebracht kunnen worden op planmatige wijze. Gebruikelijke Life Cycle-modellen zijn bijvoorbeeld: gefaseerd, prototyping, succesive versions, cost model, etc. (zie Fairley 1985). Het gefaseerde model past hier het meest, daar het uitgaat van een volgorde aanpak, met controles tussendoor (zie figuur 4.3.1).



figuur 3.4.1. Life cycle model (gefaseerd). De pijltjes geven terugkoppeling naar eerdere fases aan, na een verificatie van de huidige fase

Iedere fase laat zich onderverdelen in verschillende activiteiten. Zo zal de analysefase van ieder subsysteem het deelprobleem omschrijven, en de ontwerpmethode kiezen. (Voor een gedetailleerde beschrijving zie Fairley 1985). Ook kan men hier al aangeven welke programmadelen reeds beschikbaar zijn en dus niet meer ontworpen en gecodeerd hoeven te worden.

Het is verstandig voor alle subsystemen dezelfde ontwerpmethode te hanteren. De methode van stapsgewijze verfijning, een top-down aanpak, zoals omschreven door Wirth (1971) is goed bruikbaar. Hierbij wordt eerst de functie van het systeem op een hoog abstractieniveau gespecificeerd, daarna worden steeds lagere niveau's uitgewerkt. Het in de design (ontwerp) fase gestarte proces van stapsgewijze verfijning leidt vanzelf van een programma-structuurdiagram (PSD) tot een programma, dat nog onafhankelijk is van de programmeertaal en programmeeromgeving (pseudo-code). In de implementatiefase wordt dan uiteindelijk bepaald in welke taal e.e.a. gecodeerd wordt, waarna het omzetten van de pseudo-code naar de programmeertaal eenvoudig is. De keuze van de programmeertaal zal afhangen van de programmeeromgeving en de beschikbaarheid van bestaande subroutine-pakketten (bijvoorbeeld voor de spectraal-



analyse). Ook zal voor wat betreft programmadelen die op een PC verwerkt worden, een taal gekozen moeten worden die op alle beschikbare PC's te compileren en uit te voeren is. Na het ontwerp is goed in te schatten wat de performance (prestaties in de zin van verwerkingssnelheid en doorlooptijd) zal zijn van de programmadelen, zodat er ook dan nog besloten kan worden van verwerkingsomgeving te veranderen.

Tijdens de analysefase zal voor ieder subsysteem onderzocht moeten worden of er reeds programmatuur (met een standaard) bestaat voor de gewenste functies. Als dit zo is kan veelal de verdere ontwikkeling achterwege blijven. Wel moet deze programmatuur voldoende gedocumenteerd zijn, in verband met de overdraagbaarheid van het geheel.

De uitwerking van deze planning zal leiden tot het in deel 1 genoemde software systeem. De resultaten zullen besproken worden in het volgende hoofdstuk. Hierbij komt alleen de uiteindelijke programmatuur aan bod, en niet alle resultaten van de tussenstappen.

## **5 Ontwikkeling software systeem**

### **5.1 Selectie**

#### **5.1.1 Analyse**

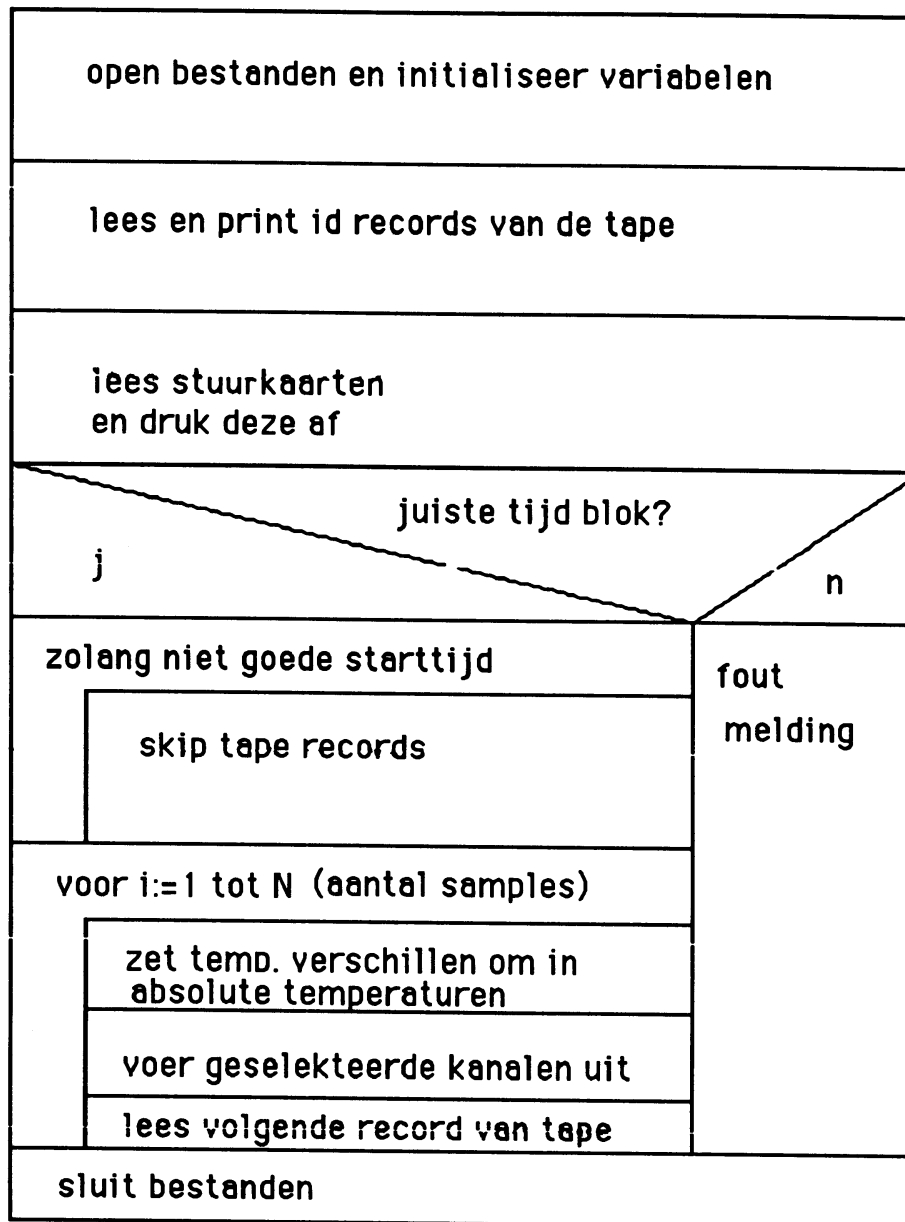
Dit subsysteem zorgt voor het kopiëren van de data, nodig voor een run, van de Burroughs B6800 tape naar een file op een PC diskette. We verdelen dit in twee stukken: het kopiëren van tape naar een schijfbestand op de Burroughs machine, en het overhalen van dit bestand naar een PC. Voor dit laatste is standaard netwerk-programmatuur aanwezig: ICC/FileXpress. Dit programma kan op eenvoudige wijze een bestand van de B6800 overhalen, door vanuit een PC (dit moet wel een MS/DOS PC zijn) een sessie aan te gaan met CANDE (het programmaontwikkelingsysteem van de B6800). E.e.a. staat nader omschreven in de ICC/FileXpress gebruikershandleiding (ICC/FileXpress).

Blijft over het ontwikkelen van een programma dat een run van tape naar disk kan kopiëren.

#### **5.1.2 Ontwerp**

Het doel van het programma is het kopiëren van een selectie van data van de B6800 tape naar disk. Hierbij moet er geselecteerd worden op tijd en op de gewenste data (kanalen; zie beschrijving van de tape in hoofdstuk 3). Het programma moet een diskbestand opleveren met per sample van de gevraagde kanalen: het kanaalnummer en de gemeten waarde. Tevens moet er controle-uitvoer geproduceerd worden met de tape-identificatiegegevens, en het aantal gelezen samples. Voor verdere verwerking (in verwerking 2) is de gemiddelde windrichting op 10 m nodig (conversie assenstelsel). Deze wordt hier direct berekend, zodat dit een leescyclus van het bestand scheelt. Als invoer moeten stuurgegevens mee worden gegeven zoals: tapenaam, start datum en tijd van de run, het aantal samples en de over te nemen kanalen (welke kanalen hangt af van de windrichting).

Voor dit programma is een programmastructuurdiagram of PSD (Nassi-Schneidermann-vorm) gemaakt (zie figuur 5.1.1).



Figuur 5.1.1. PSD van het selectieprogramma SELEKTIE.

### 5.1.3 Implementatie

Het selectieprogramma moet op de Burroughs B6800 machine verwerkt worden. Dit beperkt direct al de keuze van

programmeertalen tot drie, te weten: BASIC, FORTRAN en ALGOL. BASIC en FORTRAN moeten afvallen, omdat er vanwege het tapeformaat (zie beschrijving in hoofdstuk 3) met halve machine-woorden gewerkt moet worden. Dit is wel in ALGOL mogelijk.

Dan komen we nu tot de implementatie van de bestanden. De stuurinformatie wordt meegegeven in de vorm van drie ponskaart images, records van 80 posities, met per kaart de volgende elementen:

kaart1: jjdddhhmmnnnn waarbij jjdddhhmm de datum en tijd is waarop de run begint (ddd is het dag nummer 1-365) en nnnn het aantal samples.

kaart2: nn . . . . . nn (18 maal nn) waarbij nn een kanaalnummer is (00-39).

kaart3: jjdddhhmm de starttijd van de tape (dit is een deel van de naam van de tape PROPOMjjdddhhmm).

Het uitvoerbestand krijgt de volgende vorm: steeds per sample 18 records met het kanaalnummer (verschillend voor verschillende hoogtes en grootheden, zie hoofdstuk 3 en 5.1 ) en de gemeten waarde: kk wwwwww.wwww

De uiteindelijke ALGOL code is in Appendix A bijgevoegd.

## 5.2 Verwerking 1

### 5.2.1. Analyse

Dit subsysteem moet een eerste statistische analyse maken van de ruwe data zoals opgeleverd door het selectie deel. Per run, per hoogte en per grootheid moeten gemiddelde, standaarddeviaties en maxima/minima berekend worden. Van de windsnelheden moeten tevens frequentieverdelingen en spectra bepaald worden. Het gaat hierbij niet alleen over de norm van de windsnelheidsvector, zoals in het bestand uit selectie voorkomt, maar ook om de u en v componenten in een cartesisch assenstelsel (met u in de richting van de voor die run gemiddelde wind op 10 meter). Ook moeten de temperaturen gecorrigeerd worden voor drukverschillen (potentiële temperaturen).

Voor statistische verwerking van tijdreeksen op MS/DOS PC's is een

standaard softwarepakket beschikbaar, nl. SPSS/PC+/trends. Dit pakket is in de wetenschappelijke wereld veel gebruikt en op zich zelf een standaard. Dat het gebruik van dit pakket niet de gewenste uitwisselbaarheid tussen PC typen in gevaar brengt blijkt uit het voor vrijwel alle programmeer omgevingen beschikbaar zijn van SPSS (zowel mainframes als PC's). Voor de al eerder genoemde Apple Macintosh is dit echter pas omstreeks december 1989 het geval, aldus SPSS Benelux B.V. Het pakket is uitgebreid gedocumenteerd, (SPSS 1988) hetgeen de toegankelijkheid vergroot.

Voor verwerking van tijdreeksen met SPSS is het bestand zoals gegeven door het selectieprogramma (zie hoofdstuk 5.1) niet geschikt, omdat daar nog niet de  $u$ ,  $v$  en  $\Theta$  waarden in voorkomen, en de verschillende tijdreeksen niet zijn gesplitst naar hoogte. Eerst zal er dus een conversie moeten plaatsvinden van de door selectie opgeleverde bestanden. Hiervoor is de gemiddelde windrichting nodig, zoals in het selectiedeel berekend, en de grondluchtdruk. Deze conversie levert per run per meethoogte een bestand met behalve de windsnelheid, richting en temperatuur, ook de  $u$ - en  $v$ - componenten (grondwind-assenstelsel) en de potentiële temperatuur  $\Theta$ , die wordt berekend door :

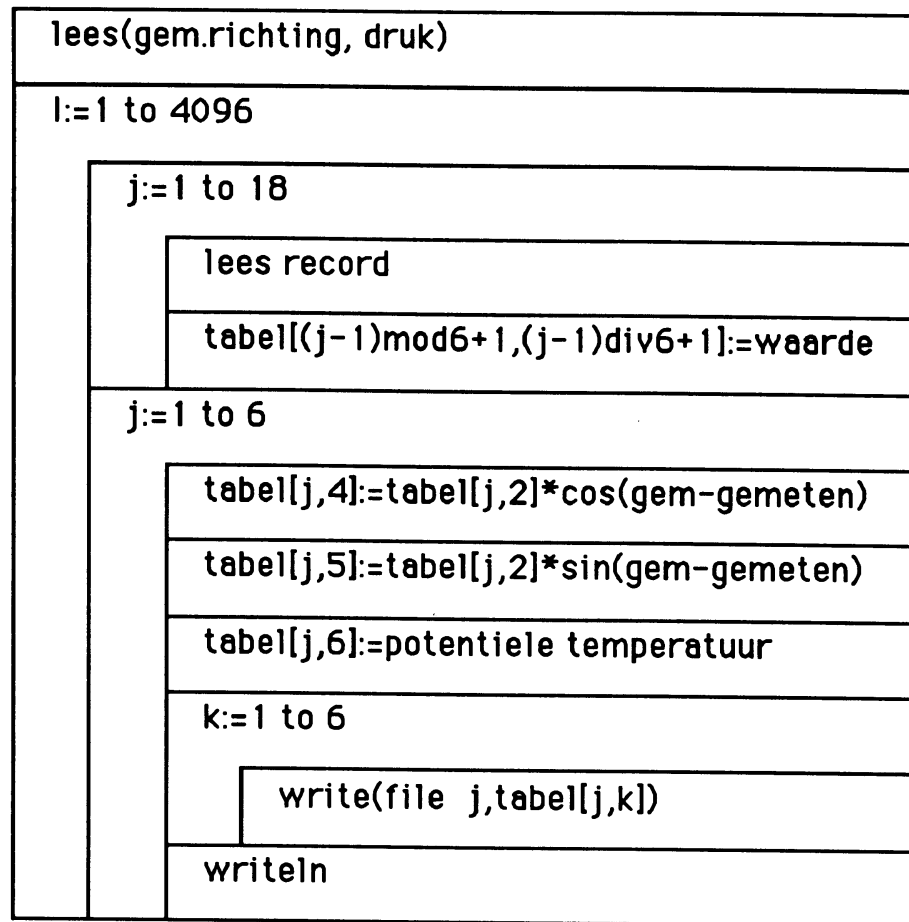
$$\Theta = T \left[ \frac{1000}{p_0 e^{-z/8000}} \right]^{0.29} \quad (5.2.1)$$

Het berekenen van de spectra echter blijkt met SPSS op problemen te stuiten. Tijdreeksen met een lengte groter dan ongeveer 2000 monsters (afhankelijk van de precisie) kunnen niet meer verwerkt worden. Voor de berekening van de spectra zal dus een nieuw programma ontwikkeld moeten worden. Een belangrijk deel van zo'n programma bestaat uit een Fast Fourier Transform algoritme; hiervan zijn er velen in omloop. In Numerical Recipes (Press et al. 1986) is een goed bruikbaar algoritme gegeven (FOUR1) wat hier gebruikt zal worden. Voorafgaande aan de berekening van een spectrum zal eerst de data ontdaan moeten worden van een offset (gemiddelde ongelijk aan nul) en van een eventuele lineaire trend.

### **5.2.2. Ontwerp**

Het ontwerpen van programma's blijft door het gebruik van SPSS beperkt tot een programma dat voor de conversie van de bestanden moet zorgen en een programma voor de spectraalanalyse. Wel moeten er SPSS commandoscripts ontworpen worden.

Het conversieprogramma moet een run lezen, en per hoogte een uitvoerbestand maken met daarin 6 grootheden per record (6 tijdreeksen), nl. de windrichting, de absolute windsnelheid, de temperatuur, de u component, de v component en de potentiële temperatuur. De invoer hiervoor is, behalve uiteraard het bestand uit selectie, de luchtdruk (aan de grond) en de gemiddelde windrichting (in graden). De luchtdruk wordt uit andere bronnen gehaald (CABINS database, of waarnemingen van omliggende stations). De gemiddelde windrichting komt uit het selectieprogramma. Een PSD is opgenomen in figuur 5.2.1.



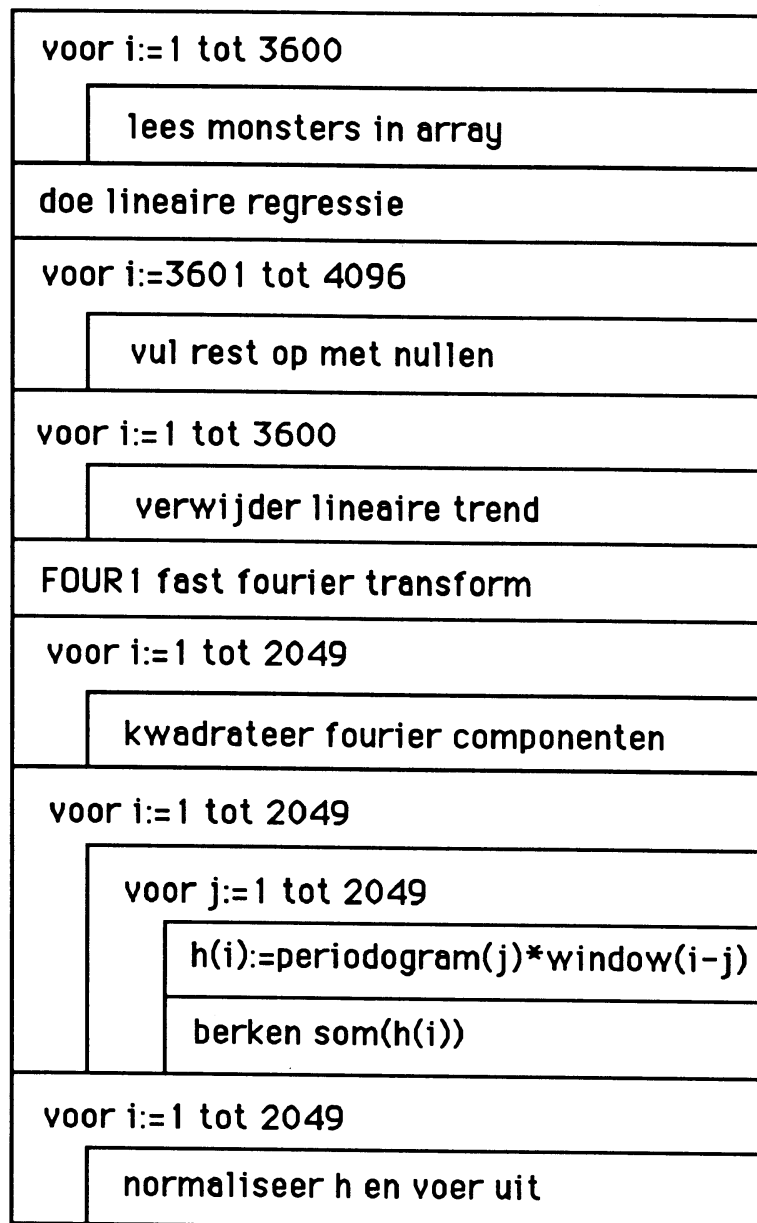
Figuur 5.2.1 Programmastructuurdiagram van het bestands-conversieprogramma SPLITS. Er wordt per sample een tabel opgebouwd waaraan de berekende waarden worden toegevoegd, waarna deze tabel per hoogte naar een apart bestand wordt geschreven.

Het spectraalanalyseprogramma leest uit het door het conversie- (of splitsings-) programma gemaakte bestand de u of v component (één tegelijk vanwege het geheugenbeslag). Vervolgens wordt een eventueel aanwezige lineaire trend van de data afgehaald, door eerst een lineaire regressie te berekenen en vervolgens de residuen t.o.v. deze lijn te berekenen. Daarna wordt met behulp van de FFT routine FOUR1 uit Numerical Recipes (Press et al. 1986) de discrete Fourier transformatie berekend. Kwadrateren hiervan levert het periodogram, dat met behulp van een spectraal window verbeterd wordt. Het effect van het window is een verkleining van de variantie van de schatters van de spectrale dichtheid (ten koste van een bias

in de schatters in de omgeving van een piek). We kiezen hier het Daniell window (rechthoekig in het frequentiedomein) omdat dit geen spectrale lek vertoont (leakage) en eenvoudig te implementeren is. De breedte van het window is door trial and error bepaald; deze methode wordt wel "window-closing" genoemd. Als optimum werd gevonden 20 punten in het frequentiedomein (van de 2049) hetgeen overeenkomt met  $9.77 \cdot 10^{-3}$  Hz of 102 s in het tijdsdomein. Details over het schatten van spectra en het toepassen van windows zijn terug te vinden in Priestley (1981). Als laatste is het spectrum genormaliseerd op de variantie van de grootheid (de integraal, of liever som, over het hele spectrum moet de variantie opleveren) en zijn de werkelijke frequenties bepaald (tussen 0 en 1 Hz ipv. tussen 0 en  $\pi$ ). Een PSD van dit programma is opgenomen in figuur 5.2.2.

Dan nu de SPSS commandoscripts. Een uitgebreide beschrijving van alle SPSS commando's is terug te vinden in het handboek (SPSS 1988). Het doel is om in een eerste verwerking gemiddelden, standaarddeviaties, minima en maxima op te leveren, per hoogte per grootheid. Na de splitsing in tijdreeksen per hoogte worden dan de frequentieverdelingen berekend. Deze funkties zijn zo elementair dat een verder ontwerp niet nodig is.





Figuur 5.2.2. PSD van het spectraalanalyseprogramma SPEKTRUM.

### 5.2.3 Implementatie

Het programma dat de bestanden moet splitsen zal verwerkt moeten worden op een MS/DOS PC, omdat daar ook de SPSS verwerking plaats vindt. De keuze van programmeertaal is Pascal. Dit omdat de structuur van het PSD sterk overeen komt met die van de taal Pascal

en het PSD zeer eenvoudig omgezet kan worden in code. Tevens is deze taal op vrijwel iedere PC (van welk type dan ook) beschikbaar. Een listing van het programma is gegeven in Appendix A. De uitvoer bestaat uit per hoogte per run een file. Zo'n file bevat per sample 6 grootheden: windrichting, -snelheid, temperatuur, u-component, v-component en de potentiële temperatuur. De naam van de bestanden bevat steeds het nummer van de run, en de hoogte.

Het programma wordt uitgevoerd als MS/DOS commando, met invoer van gemiddelde windrichting en grondluchtdruk via het toetsenbord.

Het spectraalanalyseprogramma is in Pascal geschreven (de routine FOUR1 is ook in Pascal beschikbaar) en ontwikkeld onder MS/DOS. Er wordt als invoer het bestand "RxxHhhh.RUW" uit het splitsingsprogramma gelezen. Als uitvoer is er een diskfile "RxxHhhh?.SPC" met ? een U of V voor respectievelijk het u- of v-spectrum. Vanwege de lange looptijd van het programma worden regelmatig boodschappen m.b.t. de voortgang naar het beeldscherm geschreven. Ook hiervan is het programma terug te vinden in appendix A.

De SPSS commandoscripts zijn in twee delen gegeven. Een eerste deel, dat voor de verschillende grootheden van de bestanden uit selectie de gevraagde statistics oplevert, en een tweede deel dat de tijdreeksanalyse verzorgt (zie figuur 5.2.3).

Deze scripts worden commando voor commando ingetypt en door SPSS verwerkt.

```
DATA LIST FILE='RXXHhhh.RUW' FREE /D S T u v PT.  
SET LISTING='RXXXHhhh.VW1' /PRINTER=ON /SCREEN=OFF.  
TITLE verwerking 1 van run xx hoogte hhh meter.  
FREQUENCIES VARIABLES=S u v /HISTOGRAM /FORMAT=NOTABLE  
/STATISTICS=NONE.  
DESCRIPTIVES VARIABLES=D S T u v PT /STATISTICS=2 6 7 8 13.
```

Figuur 5.2.4. De SPSS commandoscript voor verwerking 1.

## 5.3 Verwerking 2

### 5.3.1 Analyse

Hier moeten de schalingsgrootheden berekend worden, per run afzonderlijk. Dit zijn de grondfluxen  $u_* = \langle u'w' \rangle_0$  en  $\langle \theta'w' \rangle_0$ , waaruit dan  $L$  berekend wordt, en de grenslaaghoogte  $h$  (stabiele run,  $L > 0$ ) of de inversiehoogte  $z_i$  (onstabiele run,  $L < 0$ ).

De bepaling van de grondfluxen kan op vele manieren gebeuren. Er worden hier een aantal manieren besproken, en daarna de meest bruikbare geselecteerd.

Een eerste groep methoden baseert zich op een warmtestroom of liever een warmtestroombalans:

$$(-Q_n + Q_g) = Q_H + Q_e \quad (5.3.1)$$

Hierin stelt  $Q$  een warmtestroom voor, en de indices  $n$ ,  $g$ ,  $H$  en  $e$  stellen respectievelijk de nettostraling, de bodemwarmteflux, de sensibele warmtestroom ( $\rho c_p \langle \theta'w' \rangle$ ) en de latente warmtestroom voor. De nettostraling en bodemwarmteflux zijn in Cabauw gemeten (CABINS database). Dan rest nog het probleem van de verhouding tussen  $Q_H$  en  $Q_e$ : de Bowen ratio  $B = Q_H / Q_e$ . De Priestley-Taylor methode gebruikt K-theorie om  $B$  te schatten, en gaat uit van een verzadigde dampdruk boven het oppervlak. Een nadeel van deze methode is dat advectie van drogere lucht op iets grotere hoogte niet ingecalculeerd is. De Penman-Monteith methode geeft een meer realistisch beeld van de fluxen maar verlangt veel aanvullende gegevens en meetwaarden m.b.t. bodemtoestand en vochtigheid. Deze gegevens zijn niet beschikbaar. Voor een vergelijk van beide methodes zie Stull (1988).

Een geheel andere manier om de fluxen te bepalen is de profielmethode, gebaseerd op oppervlaktelaag-similariteit. Daar deze vorm van similariteit veel getoetst en werkbaar bevonden is, kunnen uit een windsnelheids- en temperatuurprofiel de fluxen bepaald worden.

Nieuwstadt (1978) stelde een methode voor waarbij simultaan  $u^*$  en  $T^*$  bepaald worden uit een profiel met een willekeurig aantal meetpunten, volgens de kleinste kwadraten methode. Dit vereist echter wel wat numerieke trucs om het kleinste kwadraten stelsel op te lossen. Het blijkt in de praktijk echter dat het niet noodzakelijk is een groot aantal meetpunten van het profiel te hebben om voldoende nauwkeurigheid te verkrijgen. Het profiel in de oppervlaktelaag wordt sterk gedomineerd door de waarde van  $z_0$  ( $U(z_0)=0$ ). Een meting van  $U$  (bij voorbeeld op 10 meter), de waarde van  $z_0$ , en twee temperatuurmetingen volstaan voor de bepaling van de fluxen. Bij het K.N.M.I. zijn standaardroutines beschikbaar om deze berekening uit te voeren in een zgn. FLUX LIBRARY, uitvoerig gedocumenteerd in Beljaars et al. (1989). In het bijzonder is de routine FLXLN1 bruikbaar. Deze berekend uit 2 temperaturen, een windsnelheid en  $z_0$  de gevraagde fluxen als ook  $L$  en  $T^*$ . De routine werkt dus volgens de profiel-methode en gebruikt hiervoor de Dyer-Hicks formule in het onstabiele geval en de Holtslag-de Bruin formule in het stabiele geval. De routine is in FORTRAN geschreven en zal dus niet verder ontwikkeld hoeven te worden.

Dan rest de bepaling van de grenslaaghoogte  $h$  of de inversiehoogte  $z_i$ . De bepaling van deze grootheden ( $h$  in een stabiele,  $z_i$  in een onstabiele grenslaag) loopt sterk uiteen, en worden afzonderlijk besproken.

Allereerst het stabiele geval. Hier zijn zgn. prognostische en diagnostische methodes beschikbaar. De eersten gaan uit van een beginschatting van  $h$ , en met gegeven warmtefluxen wordt doorgerekend in de tijd om uiteindelijk de waarde van  $h$  op te leveren op het gewenste tijdstip. De diagnostische methodes geven onafhankelijk van het tijdstip  $h$  als functie van bepaalde grenslaagparameters. De verschillen in beide methodes, voor wat betreft de resultaten, zijn niet groot (André 1983). Daar de diagnostische methode veel minder bewerkelijk is wordt hiervoor gekozen. Arya heeft een uitgebreide studie gemaakt van verschillende diagnostische modellen en deze getoetst aan meetgevens uit Cabauw (Arya 1981). Als meest bruikbare voor bijna neutrale stabiliteiten geeft hij:

$$h = 0.142 \frac{u_*}{f} \quad (5.3.2)$$

waarin de coëfficiënt 0.142 een standaardfout van 0.004 heeft. Dit is de methode die hier gebruikt zal worden voor de bepaling van  $h$ . Daar het toepassen van dit model slechts een vermenigvuldiging met een constante is van de eerder berekende  $u_*$  hoeft hiervoor geen programma ontwikkeld te worden.

De schatting van  $z_i$  is minder eenvoudig. Diagnostische modellen falen hier omdat in een convectieve grenslaag de ontwikkeling in de tijd groot is. Er zijn echter vele prognostische modellen beschikbaar (Stull 1988, Driedonks 1981). Driedonks concludeert dat het "Tennekes model" het meest voldoet: het geeft goede schattingen en is uitvoerbaar. Dit model bestaat uit de volgende vergelijkingen:

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{C_F \overline{\theta' w'}_0 + A \frac{u_*^3}{z_i (g/T_0)}}{\Delta\theta} \quad (5.3.3)$$

en

$$\frac{\partial \Delta\theta}{\partial t} = \gamma \frac{dz_i}{dt} - \frac{\partial \theta_m}{\partial t} \quad (5.3.4)$$

waarin  $\Delta\theta$  de temperatuursprong op hoogte  $z_i$  is,  $\gamma$  de temperatuurgradiënt boven de grenslaag en  $\theta_m$  de over de grenslaag gemiddelde temperatuur. De constantes in dit model bepalen de mate van entrainment door buoyancy en mechanische effecten, en zijn door Driedonks bepaald als  $C_F=0.2$  en  $A=5$  (Driedonks 1981). Het stelsel (5.3.3), (5.3.4) is echter niet eenvoudig door te rekenen. We kennen de gemiddelde grenslaagtemperatuur niet, en het is een gekoppeld stelsel. Van Dop heeft deze methode vereenvoudigd door uit te gaan van twee limietgevallen: voornamelijk buoyancy, of voornamelijk mechanische entrainment afhankelijk van de stabiliteit  $z_i/L$  (van Dop et al. 1982):

$$\Delta\Theta = \frac{C_F}{1 + 2C_F} \gamma z_i = \frac{1}{7} \gamma z_i \quad \text{voor } \frac{z_i}{|L|} \gg \frac{A}{C_F} k = 10.25 \quad (5.3.5)$$

$$\Delta\Theta = \frac{1}{2} \gamma z_i \quad \text{voor } \frac{z_i}{|L|} \ll \frac{A}{C_F} k = 10.25 \quad (5.3.6)$$

Vervolgens moet er een glijdende schaal worden bedacht waardoor de twee uitersten worden overbrugd. Van Dop kiest voor een kwadratische afhankelijkheid van  $z_i/|L|$ . Het limiet geval van  $z_i/|L| \rightarrow \infty$  voldoet dan echter niet. Hier is gekozen voor een exponentiële afhankelijkheid, met gebruik making van een lineair geïnterpoleerd tussenpunt  $z_i/|L|=10.25$ ,  $\Delta\Theta=9/28\gamma z_i$ . De vergelijking voor  $\Delta\Theta$  wordt dan:

$$\Delta\Theta = \left\{ \frac{1}{2} - \frac{5}{14} e^{-0.068 \frac{z_i}{|L|}} \right\} \gamma z_i \quad (5.3.7)$$

Hiermee is er een analytische vergelijking verkregen voor de groeisnelheid van  $z_i$ :

$$\frac{dz_i}{dt} = \frac{1}{\left( \frac{1}{2} - \frac{5}{14} e^{-0.068 \frac{z_i}{|L|}} \right) \gamma z_i} \left\{ 0.2 \overline{\theta' w'}_0 + \frac{5}{z_i (g/T_0)} u_*^3 \right\} \quad (5.3.8)$$

Als invoer in dit model is nodig:  $\gamma$ ,  $z_i$  op het begintijdstip, en per rekenstap (we nemen daarvoor een half uur)  $\langle \theta' w' \rangle_0$  en  $u_*$  (hieruit wordt  $L$  berekend). Deze waarden worden genomen uit de Cabauw database (CABINS).

Het model is geldig in een onstabiele grenslaag, en dus kan de start van de berekeningen pas plaatsvinden op het moment dat de netto warmteflux  $H$  van teken verandert bij de overgang dag-nacht. Op dat moment nemen we de stabiele grenslaaghoogte  $h$ , volgens (5.3.2), als beginschatting voor  $z_i$ . We rekenen daarna door met een constante  $\gamma$

uit de radiosonde meting van 12 uur GMT, op de hoogte waar zich dan de inversie bevindt. Het model zal in het algemeen dan een foute  $z_i$  voorspellen om 12 uur. De  $\gamma$  wordt dan iets gewijzigd en opnieuw doorgerekend, net zo lang tot er een juiste waarde om 12 uur GMT verkregen wordt. Het verloop van  $z_i$  met de tijd ligt dan vast en we kunnen op ieder tijdstip die dag  $z_i$  vinden.

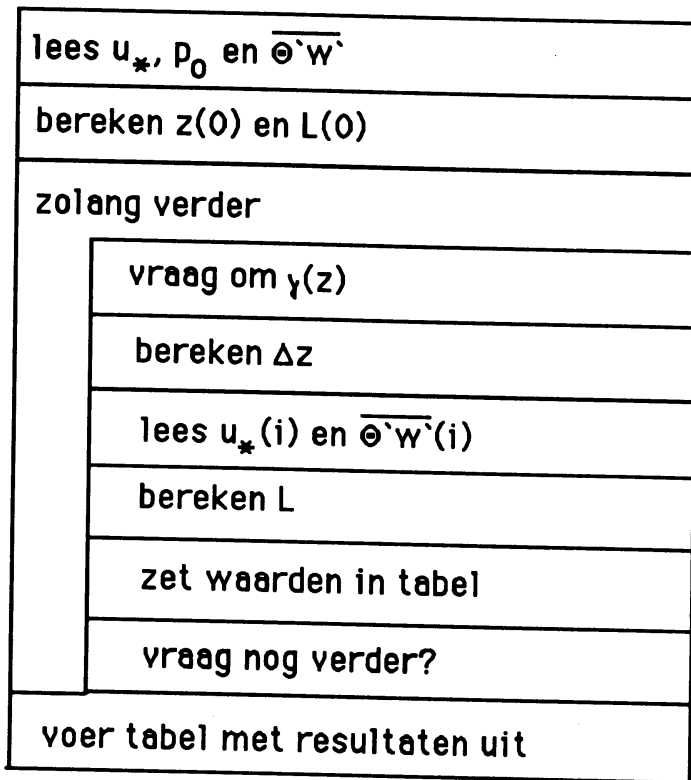
### 5.3.2 Ontwerp

Er moet allereerst een programma ontworpen worden dat per run de  $u^*$  en  $T^*$  berekent (hieruit zijn de fluxen en  $L$  te bepalen, zie hoofdstuk 2 (2.2.24)). Dit gebeurt aan de hand van de bij het K.N.M.I. beschikbare FORTRAN routine FLXLN1, gedocumenteerd door Beljaars et al. (1989). Hiervoor moet slechts een "harnas" geschreven worden volgens het PSD van figuur 5.3.1.

lees gemiddelde windsnelheid en temperatuur op 2 hoogtes
FLXLN1
voer $u_*$ , $T_*$ , $\overline{\theta'w'}$ en $L$ uit

Figuur 5.3.1. PSD van het harnasprogramma FLUXPROF

Daarnaast moet ook een programma ontworpen worden voor de berekening van de inversiehoogte  $z_i$ . Vanaf het begintijdstip met gegeven beginwaarden wordt met 30 minuten stappen doorgerekend tot het gewenste tijdstip. Dit gebeurt volgens (5.3.8). Het PSD van dit programma is opgenomen in figuur 5.3.2.



Figuur 5.3.2. PSD van het programma dat de inversiehoogte berekent: ZI

### 5.3.3 Implementatie

De routine FLXLN1 is in FORTRAN geschreven, en maakt gebruik van zgn. COMMON blocks, zodat ook het "harnas" in FORTRAN geschreven moet worden. FORTRAN compilers zijn op alle typen PC beschikbaar zodat de uitwisselbaarheid niet in gevaar komt. De invoer en uitvoer gebeurt van het toetsenbord en naar het beeldscherm/printer. Dit is goed mogelijk daar het om een beperkte hoeveelheid data gaat.

De berekening van  $z_i$  wordt geïmplementeerd in Pascal. Pascal is een taal waarin een gestructureerd PSD eenvoudig kan worden omgezet, en programma's zijn in grote mate zelf-documenterend. Er zal dus zoveel mogelijk in Pascal gewerkt worden (Pascal is inmiddels op vrijwel ieder machine beschikbaar). Ook hier gebeurt de in en uitvoer via het toetsenbord en beeldscherm/printer. Dit is zelfs nood-



zakelijk, omdat de invoergegevens niet machine-leesbaar zijn.

Beide programma's worden op een MS/DOS PC (IBM-compatible) geïmplementeerd, dit omdat daarop reeds het meeste werk gebeurt. Het is echter geen structurele beperking: het had evenzo op bij voorbeeld een Macintosh kunnen gebeuren.

De programma listings zijn opgenomen in Appendix A.

## 5.4 Modeltoetsing

### 5.4.1. Analyse

Van iedere afzonderlijke run moeten de similariteitsfuncties berekend worden zodat een bepaald model getoetst kan worden. Deze functies zijn: de dimensieloze windsnelheidsgradiënt  $\Phi_m$  en het dimensieloze spectrum  $S$ .

Voor de dimensieloze windsnelheidsgradiënt  $\Phi_m$  (2.2.44) of (2.2.57) geldt dat eerst de schalingsgrootheden  $U^*$  of  $u_f$  berekend moeten worden voor de verschillende hoogtes uit (2.2.50) of (2.2.61). De windsnelheidsgradiënt wordt dan bepaald in een punt tussen twee meethoogtes in, als  $\Delta U/\Delta z$ , waarna deze gradiënt dimensieloos wordt gemaakt met de schalingsgrootheid en  $\Phi_m$  bekend is. Voor de zes meethoogtes levert dit dan vijf gradiënten op, namelijk op de hoogtes 15, 30, 60, 110 en 170 m, bij een voor die run geldende stabiliteit. Deze waarden worden vergeleken met de door het model voorspelde waarden (berekenen residuen  $\Phi_m - \Phi_{m,model}$ ) zodat toetsing mogelijk is. De kwadratensom van de residuen is een maat voor de werking van het model.

Voor het spectrum gebeurt e.e.a. geheel analoog. De gemeten spectra worden geschaald (per hoogte) en vergeleken met het berekende modelspectrum. Ook hier worden residuen berekend en de kwadratensom bepaald om het model te toetsen.

In een volgende verwerking zullen alle stabiele runs bijelkaar gevoegd worden en ook alle onstabiele runs, waarna opnieuw het model getoetst wordt voor verschillende stabiliteiten.

#### 5.4.2 Ontwerp

Het windsnelheidsgradiënt-gedeelte gebruikt als invoer: de schalingsgrootheden, de gemiddelde meetwaarden van U en V op de verschillende hoogtes en het model dat getoetst moet worden. De uitvoer bestaat uit de gemeten en berekende similariteitsfuncties, de residuen en de kwadratensom van de residuen. Behalve dat deze uitvoer naar het beeldscherm (en/of printer) geschreven word, word ook een bestand aangemaakt met deze waarden, voor latere verwerking in combinatie met de andere runs (andere stabiliteiten). Het PSD is als in figuur 5.4.1.

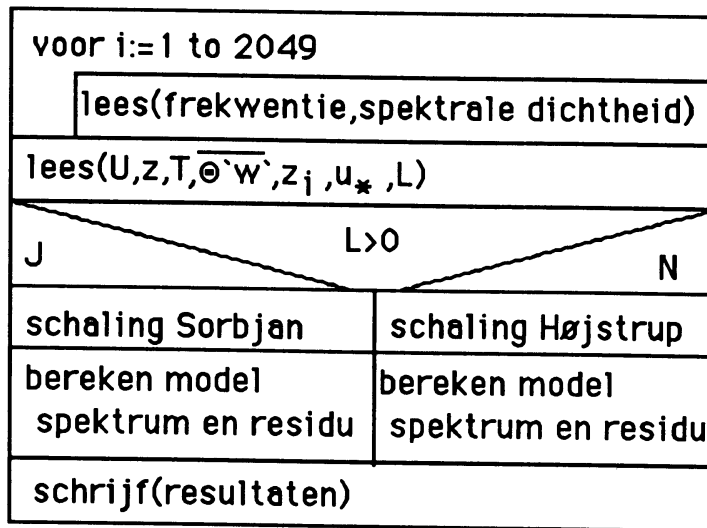
Voor de spectra gaat e.e.a. als volgt:

Het spectrum van u en v is weggeschreven in een diskfile (RxxHhhh?.SPC met ? U of V). Dit bestand bevat de frequenties en de bijbehorende spectrale dichtheden van u en v. Dit zijn  $4096/2+1=2049$  punten in het frequentiedomein (vanwege de FFT zijn er nullen aan de data toegevoegd). Alleen de positieve frequenties zijn vertegenwoordigd, immers een spectrum van een reëel signaal is symmetrisch. De integraal over het spectrum (of liever de som) geeft van 0 tot 1Hz (de Nyquist frequentie voor 2Hz bemonsteringen) slechts de helft van de variantie van de geschatte grootheid.

Ook hier passen we schaling toe en wel volgens de modellen van Højstrup en Sorbjan, voor respectievelijk het onstabiele of stabiele geval. Daarna worden de theoretische spectra berekend (zie (2.4.30), (2.4.37), (2.4.31) en (2.4.38) ) en de residuen bepaald. Ook hier zal de kwadratensom van de residuen als toetsingscriterium gebruikt worden. De gemeten en berekende spectra worden ook weer op disk uitgevoerd om later gecombineerd te worden met spectra van andere runs en voor grafische presentatie. Het PSD van het programma dat hiervoor nodig is is gegeven in figuur 5.4.2

lees(run nummer)				
lees(L)				
lees( $u_*$ )				
lees(H)				
voor i:=1 tot 6				
lees(U,V) op hoogte i				
<table border="1" style="width:100%; text-align:center;"> <tr><td>j</td><td>L&gt;0 ?</td><td>n</td></tr> </table>		j	L>0 ?	n
j	L>0 ?	n		
lees(h)	lees(zi)			
bereken( $U_*(z)$ )	bereken( $u_f(z)$ )			
bereken( $\Phi_m(z)$ )	bereken( $\Phi_m(z)$ )			
bereken( $\Phi_m$ model(z))	bereken( $\Phi_m$ model(z))			
bereken residuen	bereken residuen			
bereken kwadratensom	bereken kwadratensom			
druk af(runnr,L,H, $u_*$ )				
druk af(kopregel tabel)				
voor i:=1 tot 6				
druk af(hoogte, $\Phi_m$ , $\Phi_m$ model, residu, $U_*$ of $u_f$ )				
druk af(kwadraten som)				

Figuur 5.4.1 PSD voor de modeltoetsing van de windsnelheidsgradiënten.



Figuur 5.4.2 PSD van het programma voor modeltoetsing spectra.

### 5.4.3 Implementatie

De programma's worden in Pascal geschreven en op een MS/DOS PC ontwikkeld en uitgevoerd. Invoer en uitvoer van de schalingsgrootheden en uitvoer van de resultaten gebeurt via het toetsenbord en beeldscherm. Ook worden de geschaalde functies  $\Phi$  en de geschaalde spectra uitgevoerd naar een diskfile (naam: RxxHhhh.SHR voor de dimensieloze windsnelheidsgradiënt, RxxHhhh?.SCL voor de spectra, waar ? weer U of V voorstelt). De programmalistings zijn opgenomen in Appendix A.

## 5.5 Combinatie en Presentatie

### 5.5.1 Analyse

Hier worden de resultaten uit de voorgaande stappen samengevoegd en grafisch weergegeven. We presenteren de dimensieloze windsnelheidsgradiënt apart voor de stabiele en onstabiele grenslaag. In het stabiele geval is  $\Phi$  een functie van  $Z=z/\Lambda$  en zal als zodanig gepresenteerd moeten worden. Ook kan (eventueel in een zelfde figuur) de berekende  $\Phi$  afgebeeld worden. In het onstabiele

geval is  $\Phi$  zowel van  $z/z_i$  als  $z/L$  afhankelijk. Dit bemoeilijkt een samenhangende presentatie. Er kan wel voor vaste  $z_i/L$  (deze is constant voor een run) een grafiek van  $\Phi$  tegen  $z/z_i$  gemaakt worden (dit doet Sorbjan (1986a) ook). Een andere mogelijkheid is het maken van een contour-plot of een 3D-grafiek als hiervoor software beschikbaar is (dit lijkt vooralsnog niet het geval).

De spectra worden ook gecombineerd afgebeeld in één figuur. We zullen het aantal punten (oorspronkelijk 2049 per run per hoogte per windsnelheidscomponent) moeten verkleinen tot bij voorbeeld 100 en wel logaritmisch verdeeld over de frequentie-as. Dit verhoogt de leesbaarheid van de grafieken omdat de punten gelijkelijk verdeeld over de figuur komen (het spectrum wordt immers dubbel logaritmisch uitgezet). Voor de onstabiele spectra kunnen we nog delen door de dimensieloze dissipatie (zie Hoofdstuk 2, (2.4.27)) waardoor de spectra samenvallen in de inertial-subrange.

De essentie van de bovengenoemde functies is het samenvoegen van data en het daarna (eventueel na eenvoudige bewerkingen) grafisch presenteren. Dit zijn typische spreadsheetfuncties, en het ligt voor de hand hiervoor geen software te ontwikkelen doch van een of ander standaard spreadsheet pakket gebruik te maken. LOTUS 1-2-3 is zo'n pakket dat op vele machines beschikbaar is (voornamelijk MS/DOS PC's). Op de Macintosh is er een vergelijkbaar pakket. Van belang is alleen dat de data kolomsgewijs gerangschikt zijn en in ASCII formaat. Dit is hier het geval. Voor het gebruik van LOTUS 1-2-3 wordt verwezen naar de handboeken (LeBlond et al. 1985).

Hiermee is een eind gekomen aan de uitwerking van de planning (hoofdstuk 4) voor het ontwikkelen van de benodigde software. Alle programma documentatie is terug te vinden in dit hoofdstuk en de Appendix A.

## 6 Uitvoering

In hoofdstuk 4 zijn stappen gedefinieerd welke tot het uiteindelijke resultaat van dit onderzoek moeten leiden. Deze stappen (welke niet altijd overeenkomen met de verschillende geautomatiseerde subsystemen) zijn uitgewerkt en de resultaten ervan opgenomen in dit hoofdstuk.

### 6.1 Selectie van de runs (stap1)

Door het toepassen van deze selectie moeten de 700 uur geregistreerde meetgegevens worden teruggebracht tot zo'n dozijn runs van ieder 30 minuten (3600 monsters). De criteria voor de selectie zijn als volgt:

- 1) Aanvullende gegevens (nodig voor schaling) zoals luchtdruk, straling, neerslag, etc., moeten beschikbaar zijn. De meeste van deze gegevens zijn routinematig verzameld in de Cabauw database (CABINS).
- 2) De meetgegevens van de stormen moeten volledig zijn. Dus geen van de gemeten grootheden mag (tijdelijk) ontbreken.
- 3) Er mag geen neerslag van betekenis zijn in de periode van de run (en er aan voorafgaand) in verband met het mogelijk natslaan van de thermometers.
- 4) De intensiteit van de turbulentie,  $\sigma_u/U$ , mag geen uitschieters vertonen boven de 0.2. Grote uitschieters worden veroorzaakt door de passage van zware buien. De vlagerigheid die hiervan het gevolg is willen we uitsluiten.
- 5) De periode van de run moet er (gemiddeld) redelijk stationair uitzien (stationariteit van gemiddelden en varianties is belangrijk voor de statistiek van de spectra e.d.).
- 6) De windsnelheid moet zo hoog mogelijk zijn (hoe hoog precies hangt af van de runs die op dit punt nog beschikbaar zijn).
- 7) Zo veel mogelijk stabiliteiten en windrichtingen moeten vertegenwoordigd zijn.

De uitwerking van deze selectie is als volgt verlopen:

Wat betreft punt (1) zijn er geen gegevens beschikbaar voor januari 1986. Hiermee valt direct meer dan de helft van de stormgegevens af. Ook 24 en 25 maart 1986 ontbreken uit de CABINS data-base. Bij de meetgegevens zelf, punt (2) ontbreekt tot en met 31 januari 1986 14:00 uur de windsnelheid op 140 m en 80 m. Ook januari '86 valt af. Verder ontbreekt op 20 maart de windsnelheid op 140 en 80 m en de windrichting op de Noord-uthouder op 80 m. Van wat nu over is worden 12 runs geselecteerd op grond van de punten (3) t/m (6). Het blijkt nu echter dat al deze runs (op één na) een gemiddeld Oosten wind hebben. We voldoen hiermee dus niet aan punt (7). Daarom zijn er nog 3 runs toegevoegd met Westen winden. Deze 3 runs echter waren eerder al afgevallen om de volgende redenen: tijdens run 13 was er neerslag, toch lijkt het temperatuurprofiel "normaal" en waren er geen indicaties dat een van de thermometers waren natgeslagen; van run 14 ontbrak de luchtdruk meting, zodat deze uit omliggende stations gehaald moet worden; run 15 was een run met relatief lage windsnelheden. Deze runs vereisen dus extra aandacht bij de verwerking. In tabel B.1, in appendix B, zijn de 15 runs opgenomen met hun eigenschappen en bijzonderheden.

Met behulp van het programma SELEKTIE (zie hoofdstuk 4 en appendix A) zijn de bovengenoemde runs van tape gehaald en op disk geplaatst. Daarna zijn de runs met het programma ICC/FileXpress overgehaald naar een MS/DOS PC op 5 1/4 inch diskette (DS/DD 1.2Mb). Een run beslaat hierop zo'n 0.9 Mb.

## **6.2 Completeren en aanvullen van gegevens (stap 2)**

Er moeten aanvullende grootheden bijeengezocht worden i.v.m. schaling van de meetgegevens. Dit zijn de grenslaaghoogte  $h$  (of  $z_j$ ), de grondluchtdruk  $p_0$ , en de fluxen van impuls en voelbare warmte aan de grond. Tevens is er een referentietemperatuur nodig. Zoals reeds in hoofdstuk 5 beschreven zijn de grenslaaghoogte en de fluxen nooit gemeten en zullen met een geschikt model bepaald moeten worden. Zo'n model heeft ook invoergegevens nodig.

Voor de bepaling van de fluxen is  $T_{0.6}$  en  $p_0$  samen met  $z_0$  en  $U_{10}$  nodig. Afgezien van  $z_0$  komen deze gegevens uit CABINS, behalve de druk voor de runs 13 en 14, (we moeten hier de druk uit metingen van omliggende stations halen: Gilze-Rijen, deBilt en Rotterdam) en voor run 10 de temperatuur op 0.6 m (we gebruiken i.p.v. 0.6 en 10 m, 10 en 20 m). Alle aanvullende schalingsgrootheden zijn opgenomen in tabel B.1 in appendix B.

Voor de bepaling van de inversiehoogte  $z_i$ , voor het geval  $L < 0$ , is een hele reeks van  $u^*$  en  $H$  nodig samen met een radiosondemeting van het temperatuurprofiel  $\gamma$ . De radiosonde wordt slechts 2 maal per dag opgelaten : om 0 uur GMT en 12 uur GMT. Afhankelijk van het tijdstip waarop we  $z_i$  willen weten zullen we dus de reeks  $u^*$  en  $H$  nodig hebben. We halen deze reeksen uit een eerder gemaakte verwerking van de Cabauw-database gegevens op half-uur basis. Hierin zijn (zij het op minder nauwkeurige manieren) de gevraagde grootheden opgeslagen. We zullen hiermee moeten volstaan voor het  $z_i$  model.

### 6.3 Het verwerken van de ruwe data (stap 3)

Door het splitsen van de runs met het SPLITS programma in 6 delen naar hoogte, worden  $15 \cdot 6 = 90$  bestanden verkregen (naam: RxxHhhh.RUW) ook weer op MS/DOS diskette met nu niet alleen de windsnelheid, windrichting en temperatuur maar ook de  $u$  en  $v$  componenten in het grondwindstelsel en de potentiële temperaturen. De invoer voor het SPLITS programma is de run RUNxx.RUW op diskette,  $p_0$  en de gemiddelde windrichting op 10 m (uit SELEKTIE).

De 6 bestanden worden stuk voor stuk door SPSS ingelezen en verwerkt tot verschillende statistics (zie Hoofdstuk 5). Een voorbeeld van de SPSS uitvoer is opgenomen in appendix C.

Daarna zijn de spectra berekend met het programma SPECTRUM. Dit levert 6 bestanden op met de naam RxxHhhh?.SPC met ? een  $U$  of  $V$  afhankelijk van het soort spectrum.



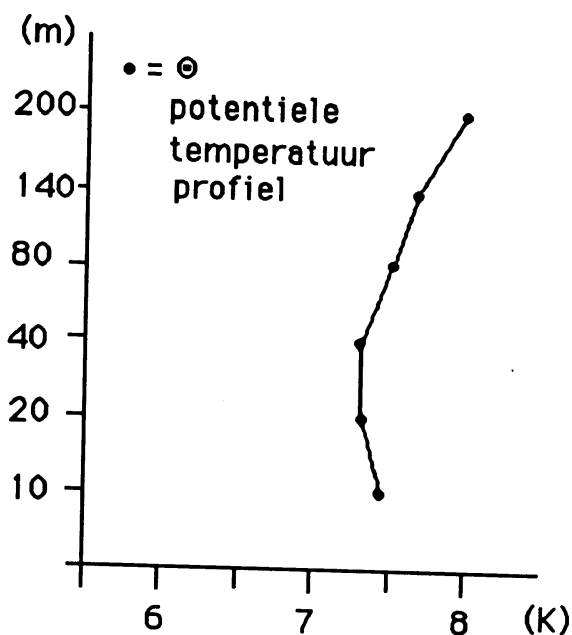
#### 6.4 Berekenen van de schalingsgrootheden (stap 4)

Met de invoer uit stap 2 en de programma's FLUXPROF en ZI moeten de schalingsgrootheden worden berekend.

Voor wat betreft de fluxen leverde dit geen problemen op. Wel moet worden opgemerkt dat de temperaturen zoals ze voorkomen op de tapes verschillen van die uit de Cabauw-database (CABINS). Dit kan te maken hebben met de manier waarop de temperatuursverschillen (want dat zijn de gemeten grootheden) worden omgezet in absolute waarden. Zowel op 200 als op 0.2 m zijn er referentietemperaturen beschikbaar en afhankelijk van de kwaliteit van de metingen wordt òf van onder naar boven òf van boven naar onder gerekend. De verschillen tussen de temperaturen afkomstig van de tapes en die uit de Cabauw-database zijn van de orde grootte van 0.5 K. Om juiste schattingen te krijgen van de stabiliteit (L) wordt de temperatuur van zowel 0.6 als 10 m uit de Cabauw-database (CABINS) genomen.

De berekening van  $z_i$  levert wel problemen op. Het blijkt dat in de weerssituaties waarin de metingen zijn gedaan de inversie maar weinig beweegt en zelfs dag en nacht op een ongeveer gelijke hoogte blijft (iets wat in de meteorologie wel een "koude plaklaag" wordt genoemd). In de meeste gevallen bevindt de inversie zich om 12 uur GMT (bekend uit de radiosondemeting) zelfs onder de nachtelijke grenslaaghoogte  $h$ . Dit verschijnsel is te verklaren is uit een (forse) toestroming aan de grond van koude lucht uit het oosten en een (weinig) toestroming van relatief warme lucht uit het westen op grotere hoogte (500 mb vlak), hetgeen ook uit de weerkaarten van die dagen blijkt. Het probleem blijft echter. Daar het model dat voor de bepaling van  $z_i$  gebruikt wordt geen daling van de inversie kan beschrijven, kan de eerder voorgestelde werkwijze niet worden toegepast. Voor de runs 5, 6, 7, 10 en 11 kunnen we als alternatief de  $z_i$  uit de 12 uur GMT radiosondemeting van de Bilt gebruiken, en wel omdat het tijdstip van deze runs hier zeer dicht bij in de buurt ligt ( $\pm 1/2$  uur). Het tijdstip van run 12 ligt echter laat in de middag. Toch gebruiken we hier de 12 uur radiosonde meting, niet alleen omdat dit de enig beschikbare is, maar ook omdat blijkt dat na de middag de inversie weinig verder meer doorstijgt (Stull 1988).

Bij run 10 is geen inversie zichtbaar in het radiosonde profiel, maar gezien de gemeten  $L$  die kleiner dan nul is moet er toch ergens één zijn. Nadere analyse van het temperatuurprofiel van run 10 geeft een inversie te zien tussen de 40 en 80 meter (zie figuur 6.4.1). De radiosonde schiet met grote snelheid door de eerste tientallen meters en heeft dit niet kunnen registreren. Door deze lage inversie liggen vrijwel alle meethoogtes boven de grenslaag, en zullen we deze run niet verder kunnen verwerken.



Figuur 6.4.1. Potentiële temperatuur run 10 als functie van de meethoogte  $z$ . Tussen 40 en 60 m keert het teken van de gradiënt om en verandert de stabiliteit (inversie).

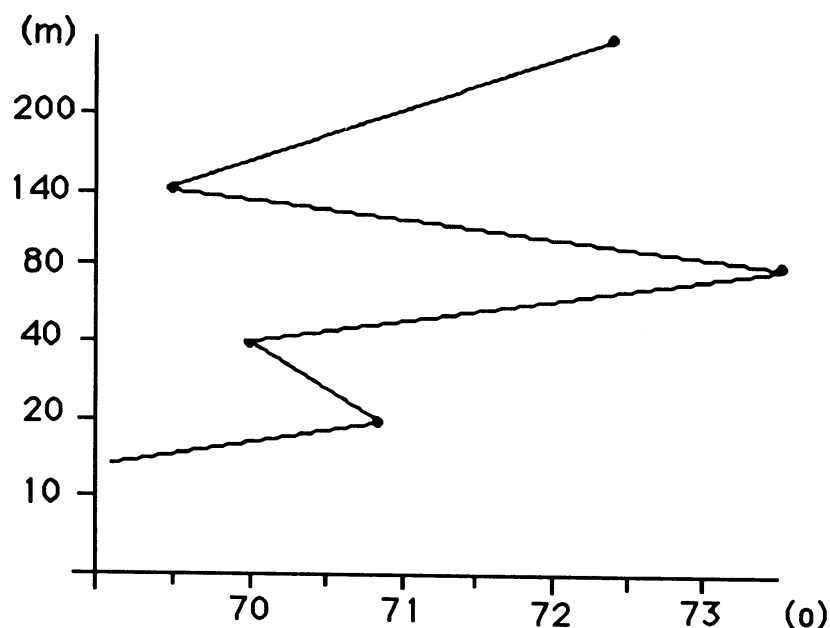
De resultaten van de hier uitgevoerde berekeningen zijn in tabel B.1 in appendix B terug te vinden.

## 6.5 Modeltoetsing (stap 5)

In deze stap zijn de similariteitsfuncties  $\Phi_m$  berekend en de spectra geschaald. Ook zijn ter vergelijking de modelfuncties berekend volgens

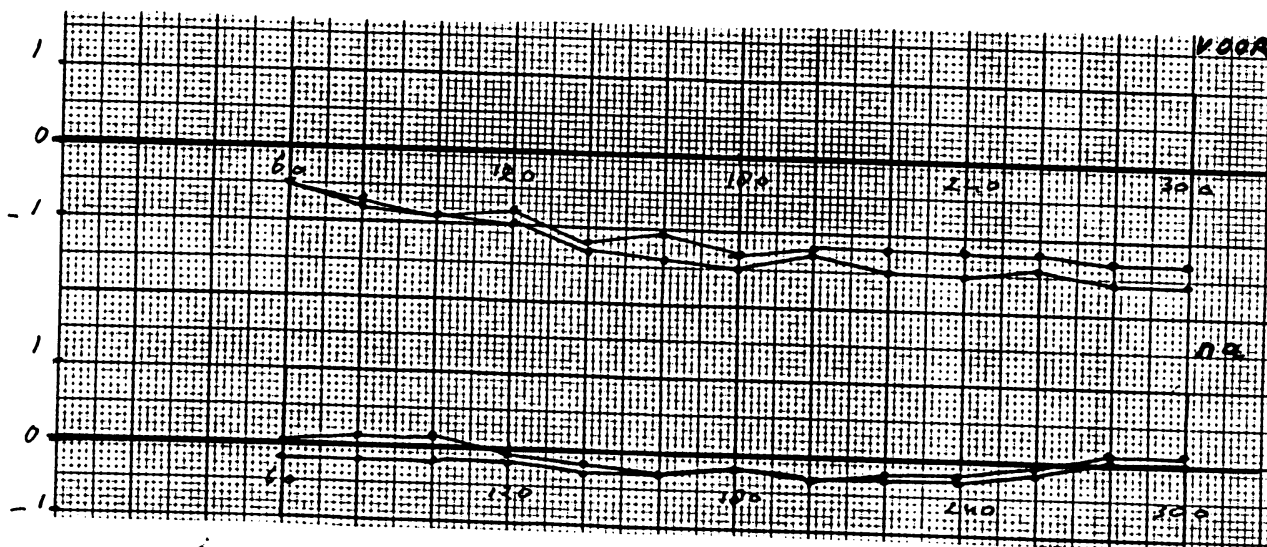
Sorbjan en Højstrup en de verschillen met de metingen (residuen). De uitvoering hiervan leverde geen problemen op. Wel moeten een aantal punten worden opgemerkt.

Het viel op dat de u-componenten van de windsnelheden anomalieën vertonen in het verloop met de hoogte (zie figuur 6.5.1). Dit blijkt ook in de Cabauw-database zo voor te komen. Deze anomalieën komen vooral op 80 m voor op de Noord (00) uithouder van de mast, maar ook op andere hoogtes. Het probleem kan in de uitrichting van de windvanen zitten, of in de ijking van de vanen die met de tijd verloopt. Als illustratie van dit probleem is een voorbeeld bijgevoegd van een richtingskarakteristiek van een windvaan voor en na ijking (figuur 6.5.2). De genoemde anomalieën zijn niet groter dan enkele graden maar kunnen toch invloed hebben op de resultaten. De windrichtingen worden gebruikt in de berekening van u en v en de anomalieën werken als zodanig door in de shear S, en kan S te hoog ingeschat worden.



Figuur 6.5.1. Het verloop van de windrichting met de hoogte voor run 1. De afwijkingen zijn door de schaal van de richtings-as sterk vergroot.

Verder bleek dat in het programma SPECTRUM de schaling op de variantie niet correct was uitgevoerd. De bedoeling is dat de integraal over het spectrum de variantie oplevert. Er is echter bij de optelling van de schatters (som i.p.v. integraal) verzuimd met 2048 te vermenigvuldigen (aantal punten -1). Tevens, om een vergelijking te kunnen maken met het model spectrum, moet het spectrum verdubbeld worden om met alleen positieve frequenties te rekenen. Om niet alle spectra opnieuw te hoeven berekenen is voor deze factor  $2 \cdot 2048$  gekorrigeerd in het programma TOETSSPC.



Figuur 6.5.2. IJking van een propellorvaan (op richting).

## 6.6 Combineren en grafisch presenteren van de data (stappen 6 en 7)

Hier zijn stap 6 en 7 samengevoegd, omdat ze ook zo verwerkt zijn. Er is met behulp van het spreadsheetpakket LOTUS 1-2-3 een combinatie gemaakt van de uitvoer uit de modeltoetsings-

programma's en van deze combinaties zijn grafieken vervaardigd, iets waar LOTUS (of ieder ander spreadsheetpakket) op toegesneden is.

Van  $\Phi_m$  is voor de stabiele situatie een grafiek gemaakt van  $\Phi_m$  tegen  $z/\Lambda$  (wat gelijk is aan  $z/L$  in Sorbjan's model). Tevens zijn grafieken gemaakt waarin aan de punten in de grafiek labels zijn toegevoegd, welke aangeven uit welke run en van welke hoogte ze afkomstig zijn (dit om eventuele fouten op te sporen)

In de onstabiele situatie is  $\Phi_m$  een functie van zowel  $z/z_i$  als van  $z/L$ . Daarom is hier ook nog per run (constante  $z_i/L$ )  $\Phi_m$  uitgezet tegen  $z/z_i$ .

De spectra worden analoog behandeld. De stabiele spectra zijn (u en v apart) uitgezet tegen  $f/f_m$  waardoor de modelspectra samenvallen, immers  $\Phi_{u/v}$  is constant (Sorbjan 1986b). De onstabiele spectra worden nog eens geschaald op  $\Phi_\varepsilon$  (Kaimal et al. 1976) waardoor ook al deze spectra (u en v apart) moeten samenvallen, in ieder geval in de inertial subrange. Højstrup gebruikt hiervoor een modelfunctie van  $\Phi_\varepsilon$ , zoals ook Kaimal dit doet. We gebruiken hier de relatie zoals gegeven door Højstrup (1982):

$$\Phi_\varepsilon = 1 + 0.75 \left| \frac{z}{L} \right|^{2/3} \quad (6.6.1)$$

Nadat alle spectra opnieuw geschaald waren zijn ze opnieuw afgebeeld. Tevens zijn nog een paar spectra apart afgebeeld (run 1, hoogtes 140 en 40 m) ter illustratie van de kwaliteit van de spectra.

Voor alle metingen zijn ook de relatieve afwijking t.o.v. het model uitgezet tegen het runnummer, de stabiliteit, de meethoogte, de frequentie, etc., dit om mogelijke grote afwijkingen te verklaren.

Alle afbeeldingen en grafieken, die in deze stap vervaardigd zijn, zijn opgenomen in appendix D.

## 7 Interpretatie van de resultaten

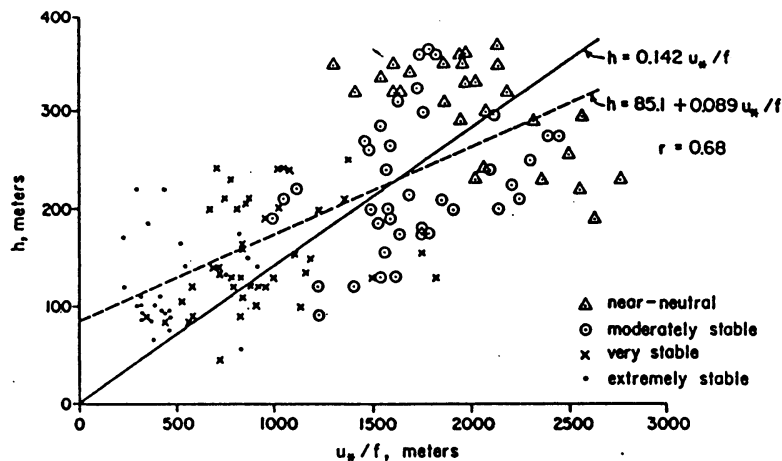
Hier zullen we de gemeten data nauwkeurig bekijken en vergelijken met de modelvoorspellingen. Voorzover er afwijkingen zijn zal geprobeerd worden dezen te verklaren.

### 7.1 De similariteitsfuncties $\Phi_m$ in een stabiele grenslaag

In figuur D.1 is de grafiek opgenomen van  $\Phi_m$  tegen  $z/L$ . De modelvoorspelling volgens Sorbjan  $\Phi_m = 1 + 4.7z/L$  is hierin de rechte lijn. Opvallend is dat de meeste punten in het bijna neutrale gebied liggen, hetgeen logisch is bij de hoge windsnelheden (hoge  $u^*$ ). De meeste  $\Phi_m$  waarden liggen hoger dan voorspeld en een lineaire regressie, geforceerd door het punt  $z/L=0$ ,  $\Phi_m = 1$  geeft een helling te zien van  $8.2 (\pm 0.9)$  hetgeen strijdig is met dit model. Andere experimenten en berekeningen geven echter vaak waarden die meer met de hier gevonden waarde overeenkomen (Wieringa 1980). Overigens blijft de relatieve fout (of afwijking) t.o.v. het model van Sorbjan onder de 70% op een uitzondering na (run 15 hoogte 110 m), en van de 45 meetpunten hebben er 36 (dus 80%) een relatieve afwijking van minder dan 50%, hetgeen in dit soort metingen niet veel is. Uit de grafieken in figuren D.2, D.3 en D.4 blijkt verder dat de relatieve fout geen duidelijke functie is van respectievelijk het runnummer, de stabiliteit  $z/L$  of de meethoogte  $z$ . Het is dus moeilijk een uitspraak te doen over de mogelijke oorzaken van de afwijkingen.

Mogelijk hebben de afwijkingen iets te maken met de bepaling van de schalingsgrootte  $h$  volgens (5.3.2). Uit het artikel van Arya blijkt dat deze relatie goed voldoet voor het bijna neutrale geval (volgens zijn definitie  $10 < u^*/fL < 50$ ) waar alle runs aan voldoen, echter een scatterplot van zijn metingen geeft toch een grote spreiding in de resultaten te zien (Arya 1981). Deze scatterplot is hier overgenomen in figuur 7.1.1. Het blijkt dat een 50% afwijking in  $h$ , iets wat gezien figuur 7.1.1 niet ondenkbaar is, een afwijking van 35% in de

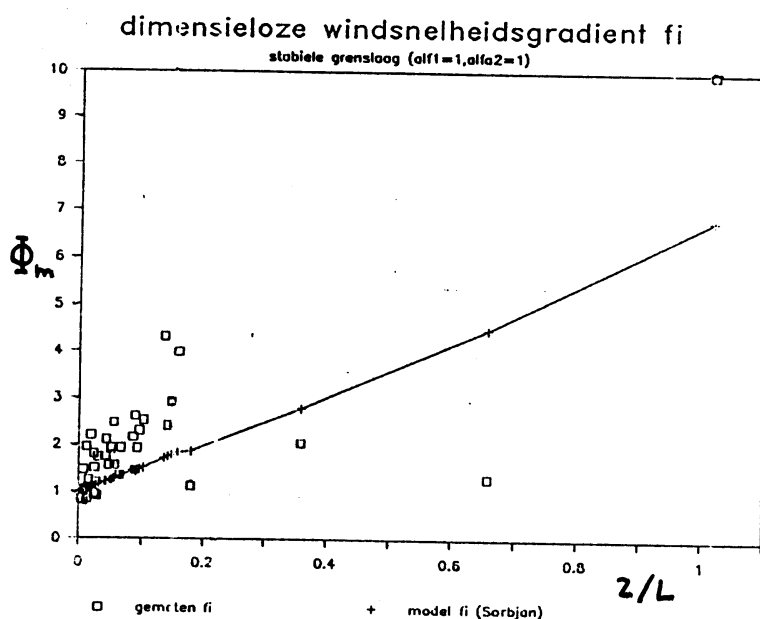
$\Phi_m$  kan geven. Het model is met name op grotere hoogtes gevoelig voor afwijkingen in  $h$ .



Figuur 7.1.1. Scatterplot van de modelvoorspelling van  $h$  en een gemeten  $h$ . Overgenomen uit Arya (Arya 1981).

Een andere mogelijke oorzaak in de afwijkingen kan liggen in de onzekerheid van de vormparameters  $\alpha_1$  en  $\alpha_2$ . De gevoeligheid van het model voor afwijkingen in  $\alpha_1$  is niet groot: 25% verandering in  $\alpha_1$  geeft een verandering van slechts 6% in de  $\Phi_m$ . Verandering van 33% in  $\alpha_2$  geeft een verandering van 7% in  $\Phi_m$ . Sorbjan (1986a) geeft voor  $\alpha_1$  de waarde 2 en  $\alpha_2=3$  terwijl Nieuwstadt (1984) de waarde 1.5 voor  $\alpha_1$  afleidde en  $\alpha_2=1$  gebruikte. Sorbjan stelt echter dat  $\alpha_2 > \alpha_1$  omdat er anders een singulariteit in het model ontstaat (oneindige temperatuursgradiënt boven aan de grenslaag) (Sorbjan 1987). Volgens Sorbjan zouden de Cabauw data van Nieuwstadt beter aan  $\alpha_1=1$  en  $\alpha_2=1$  voldoen. Dit is ook hier geprobeerd en leverde iets betere resultaten op (zie figuur 7.1.2). Een lineaire regressie, voor zover toepasbaar op de "punten-wolk", levert dan een helling van

$6.8 \pm 0.7$  op (de statistische waarde hiervan moet niet te hoog aangeslagen worden). Ook andere combinaties van de  $\alpha$ 's zijn geprobeerd met weinig resultaat. Dat de waarden van de  $\alpha$ 's constant zouden moeten zijn voor een bepaald experiment zou afhankelijk kunnen zijn van de voorwaarde dat de data in dezelfde atmosferische omstandigheden verzameld zijn. Hier echter kunnen de  $\alpha$ 's nog van run tot run verschillen.



Figuur 7.1.2. De dimensieloze windsnelheidsgradient als functie van  $z/L$  met vormparameters  $\alpha_1=1$  en  $\alpha_2=1$ .

Het te hoog inschatten van de gradiënten kan ook een oorzaak hebben in de onder 6.5 besproken anomalieën in de  $v$ -component van de windsnelheid, of liever de windrichting, hetgeen in een hogere berekende gradiënt of shear  $S$  resulteert. Nader onderzoek toonde aan dat dit tot 30% hogere waarden kan leiden van de berekende  $\Phi_m$  t.o.v. een  $\Phi_m$  uit een normaal windrichtingsprofiel.



## 7.2 De spectra in een stabiele grenslaag

In figuur D.5 zijn alle gecombineerde u-spectra weergegeven (voor  $z > 20\text{m}$ ) met een op  $f_m$  genormaliseerde frequentie-as. Hierin is het modelspectrum volgens Sorbjan niet weergegeven omdat het samenvalt met de zwarte band in de grafiek. De spectra van run 2 zijn hierbij niet opgenomen omdat bleek dat er tijdens de berekeningen een foute externe parameter was ingevoerd. De data van run 2 zijn verder goed bruikbaar. Om duidelijk te maken dat de spectra inderdaad redelijk met de modelvoorspelling overeenkomen is in figuur D.6 van drie runs (1, 8 en 13) nogmaals de gecombineerde spectra getekend, met nu wel de modellijn er door. De relatieve fouten blijken gemiddeld onder de 50% te liggen, hetgeen redelijk te noemen is. Grotere afwijkingen treden vooral op in het hoge frequentiegebied. Ter illustratie van de kwaliteit van de spectra zijn in figuren D.7 en D.8 nog 2 u-spectra afzonderlijk getekend (run 1, hoogtes 200 en 40m).

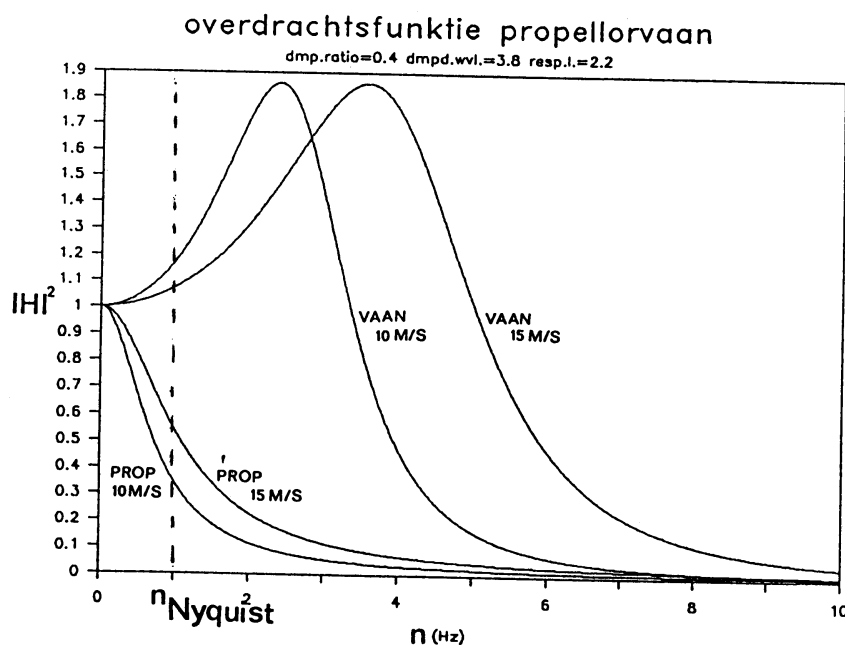
De verklaring van de afwijkingen t.o.v. het model kan weer liggen in de schatting van  $h$  of de vormparameter  $\alpha_1$ . De afwijkingen bij de hoge frequenties, waar het spectrum sterker afvalt dan voorspeld uit een  $-5/3$  wet, kan zijn oorzaak hebben in de responsie-eigenschappen van de meetapparatuur. Snelle fluctuaties in de absolute windsnelheid  $(u^2+v^2)^{1/2}$  worden door de propellorvaan gedempt of uitgefilterd, hetgeen vooral merkbaar is in de u-component, omdat deze wordt bepaald door de cosinus van de hoek waarover de wind met de hoogte is gedraaid, en de draaiingshoek klein is. (zie ook hoofdstuk 3.3).

De v-spectra zijn opgenomen in figuur D.9. Ook hier zijn de spectra van run 2 weggelaten. Als illustratie van de het verloop van de gemeten spectra t.o.v. het model van Sorbjan zijn in figuur D.10 de spectra van runs 1,8 en 13 opgenomen. De afwijkingen t.o.v. het model zijn ook bij de v-spectra het grootst in het hoge frequentiegebied, maar ze vallen hier juist minder af dan verwacht mag worden. Ook dit heeft zijn oorzaak in de responsiekenmerken van de propellorvaan: de fluctuaties in de windrichting, en dit bepaalt hoofdzakelijk de v-component, worden sneller gevolgd dan die in de snelheid. Aangezien helaas verzuimd is aliasing filtering

toe te passen bij de meting (RC filter met tijdsconstante van 0.15 s) is daardoor de bemonsteringsfrequentie van 2 Hz te laag en treedt er aliasing op.

De relatieve fout in de v-spectra is over het algemeen minder groot dan die van de u-spectra nl. gemiddeld onder de 40%. Ter illustratie van de kwaliteit van de spectra zijn van run 1 nog 2 afzonderlijke spectra (200 en 40 m) gegeven in figuur D.11 en D.12.

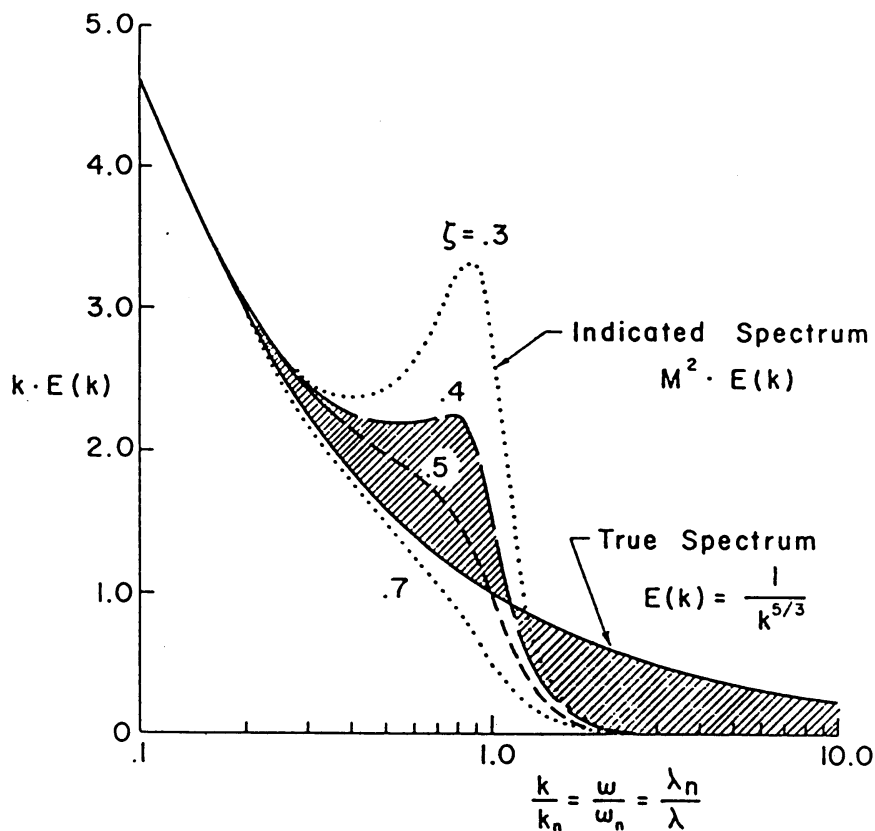
De responsie-eigenschappen van de propellorvaan en de invloed daarvan op de gemeten spectra zijn nader onderzocht. De stap-responsies van zowel de vaan als de propellor zijn in andere onderzoeken reeds bepaald (Monna & Driedonks 1979). Hieruit zijn de overdrachtsfuncties van de vaan (2<sup>e</sup> orde systeem) en de propellor (1<sup>e</sup> orde systeem) berekend en voor windsnelheden van 10 en 15 m/s geplot in figuur 7.2.1.



Figuur 7.2.1. Overdrachts-functie H van de propellorvaan voor  $U=10$  en  $15$  m/s

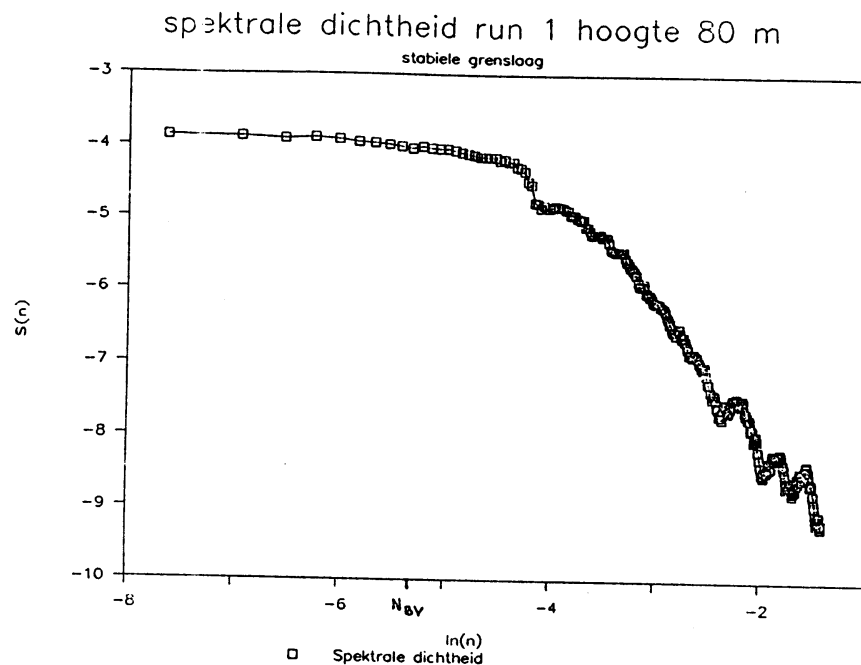
De responsie-eigenschappen van de vaan beïnvloeden de metingen van de v-componenten en die van de propellor de u-componenten. In de figuur is duidelijk te zien dat door de dempende werking van de propellor de snelle fluctuaties in de u-component gefilterd worden vanaf 0.1 Hz. De fluctuaties in de v-component echter worden door de resonantie van de vaan versterkt, en demping gaat pas overheersen rond de 3.5 Hz (voor 10 m/s). Dit verklaart dat de energie in het hoogfrequente deel van het u-spectrum te laag is, en de energie in het hoogfrequente deel van het v-spectrum te hoog. Er is dus voor de u-spectra een gebied aan te geven waar de afwijkingen als het gevolg van de responsie eigenschappen van de propellorvaan meer dan 30% bedragen, namelijk voor vlaaggolflengtes ( $U/n$ , met  $U$  de gemiddelde windsnelheid en  $n$  de frequentie) van minder dan 20 m. Voor de v-spectra ligt dit punt ook bij 20 m.

Het effect van de vaanresonantie is al eerder bestudeerd door o.a. MacCready en Jex. Ook zij vonden het hier genoemde effect op de v-spectra, zoals blijkt uit figuur 7.2.2 (MacCready & Jex 1964). De kromme  $\zeta=0.4$  komt overeen met de eigenschappen van de Young propellorvaan, en de geschetste afwijking is vergelijkbaar in grootte met de hoogfrequente afwijking in figuur D.9 t/m D.12.



Figuur 7.2.2. Het effect van de responsie eigenschappen van de windvaan op het spectrum bij verschillende damping ratio's. (uit MacCready & Jex 1964)

Als laatste moet nog worden opgemerkt dat er geen aanwijzingen gevonden zijn voor de aanwezigheid van zwaartekrachtsgolven. De ongeschaalde spectra zijn onderzocht op pieken in de omgeving van de Brunt-Väisala frequentie  $N_{BV}$  (zie (2.4.39)), welke voor deze runs tussen de  $5 \cdot 10^{-3}$  en  $8 \cdot 10^{-3}$  Hz lag. De spectra lopen juist vrij vlak in dit gebied zoals te zien is in het (ongeschaalde) u-spectrum van run 1, hoogte 80 meter (zie figuur 7.2.3).



Figuur 7.2.3. Ongeschaald  $u$ -spectrum run 1 hoogte 80 m. Dit spectrum is qua vorm representatief voor de andere spectra: er zijn geen pieken waarneembaar in de omgeving van  $N_{BV}$ .

### 7.3 De dimensieloze windsnelheidsgradiënt in een onstabiele grenslaag

Volgens het model van Sorbjan (2.2.66) is  $\Phi_m$  zowel een functie van  $-z/L$  als  $z/z_j$  en in de figuren D.13 en D.14 zijn dan ook beide afhankelijkheden uitgezet. Ook hier vallen de meeste punten in het bijna neutrale gebied. Direct is al te zien dat de overeenkomsten met het model goed te noemen zijn, behalve voor  $z \rightarrow 0$  waar de afwijkingen plotseling erg groot worden. Dit blijkt ook uit figuur D.15 waar de relatieve fout (of afwijking) is uitgezet tegen  $z/z_j$ .

Deze afwijking ligt echter aan het model zelf: voor  $z \rightarrow 0$  voorspelt het model oneindige gradiënten, iets wat niet fysisch is (zie (2.2.66)). Daar het een model voor de bovenlaag is hoeft dit nog geen probleem te zijn, hoewel een model dat aansluit op de oppervlakte-laag logischer is. Voor  $z/z_i > 0.04$  blijft de relatieve afwijking onder de 50% hetgeen redelijk is, mede gezien de onzekerheden in de schalingsgrootheden (bij voorbeeld  $z_i$  of  $u_f$ ). Dat de afwijkingen hier gemiddeld kleiner zijn dan in de stabiele grenslaag kan te maken hebben met het feit dat de vormparameters  $\alpha_1$  en  $\alpha_2$  hier geen rol spelen, en dat de inversiehoogte  $z_i$  onafhankelijk is bepaald.

#### 7.4 De spectra in een onstabiele grenslaag

In figuur D.16 zijn de gecombineerde u-spectra opgenomen en in figuur D.17 de gecombineerde v-spectra. Inderdaad vallen de spectra samen in de inertial subrange door schaling met  $\Phi_\epsilon$  volgens (6.6.1) en lopen ze voor lagere frequenties als functies van  $z/z_i$  uiteen.

Wat betreft de afwijkingen van de spectra t.o.v. het model van Højstrup (figuur D.18) kan het volgende worden opgemerkt: De u-spectra hebben hun grootste afwijking in het hoge frequentiegebied, om dezelfde reden als genoemd onder 7.2 (zie figuur D.22). De v-spectra voldoen over het algemeen goed op die van run 11 na (zie figuur D.19). Zonder run 11 zien de afwijkingen van de v-spectra er uit als in figuur D.20). Een reden voor de afwijkingen van run 11 is nog niet gevonden. Over het algemeen blijft hier de gemiddelde relatieve afwijking onder de 50% hetgeen redelijk te noemen is (in termen van dit soort metingen).

De door LeMone voorspelde plaats van het maximum in het spectrum zou een golflengte moeten hebben van  $1.5 z_i$  als er longitudinale rolwervels voorkomen (zie hoofdstuk 2.4.2). Voor de onstabiele runs is de plaats van het spectrale maximum bepaald en vergeleken met  $z_i$ . De  $z_i$  waarden van de runs 11 en 12 (2480 m) zijn echter zo groot dat nooit kan worden voldaan aan  $\lambda_m = 1.5 z_i$  en zijn verder buiten beschouwing gelaten. Een lineaire regressie van de gegevens van de

overige 3 runs (5, 6 en 7) leverde  $\lambda_m/z_i=1.48 \pm 0.08$ , hetgeen klopt met het voorkomen van dergelijke rolwervel-structuren.

In figuren D.21, D.22, D.23 en D.24 zijn nog 4 spectra gegeven als illustratie van de kwaliteit (respektievelijk de u en v spectra van run 5, hoogtes 200 en 40 m).

## 8 Conclusies en aanbevelingen

Afsluitend zullen in dit hoofdstuk een aantal conclusies getrokken worden. Deze conclusies betreffen achtereenvolgens de gebruikte dataset, de gegevensverwerking bij het K.N.M.I., de besproken theorie en de onderzoeksresultaten.

### 8.1 De dataset met meetgegevens

De originele dataset bestaat uit de 70 tapes zoals beschreven in hoofdstuk 3. Uit de selectie die hierop is toegepast (zie hoofdstuk 6.1) bleek al snel dat de gegevens niet steeds compleet waren. Van de complete stukken, welke ook nog vrij van neerslag waren, bleven uiteindelijk met moeite 15 runs van 30 minuten over, echter niet met de gewenste spreiding in stabiliteiten en windrichtingen.

Daarnaast zijn voor de presentatie van de meetgegevens in similariteitsvorm schalingsgrootheden nodig, die voor dit onderzoek niet onafhankelijk bepaald zijn. Zo werden de fluxen van sensibele warmte  $\langle \Theta' w' \rangle_0$  en die van impuls  $u^*$  uit de gemeten profielen gehaald. Dat betekent dat oppervlaktesimilariteit reeds in de schalingsgrootheden is ingevoerd als een aanname vooraf. De lokale schalingsgrootheden zijn helemaal niet bekend, en moeten met een aanname over het profiel van de fluxen met de hoogte worden geschat. Als er al een constant profiel bestaat, wat is dan de vorm ervan en hoe goed voldoen verticaal symmetrische vormfuncties als (2.2.48) of (2.2.49)? Hierover kan geen uitspraak worden gedaan en dus gelden deze vormfuncties ook weer als aanname vooraf.

Ook Sorbjan (1986a) geeft aan dat de waarden van de vormparameters  $\alpha$  onzeker is. Bovendien zijn de grenslaaghoogte  $h$  en de dimensieloze dissipatie  $\Phi_\varepsilon$  niet onafhankelijk bepaald, maar indirect uit de metingen afkomstig. Alleen de inversiehoogte  $z_i$  is onafhankelijk gemeten, namelijk met de radiosonde van de Bilt (zij het op een vast tijdstip van 12 uur GMT en 20 km van Cabauw).



Al met al ontbreken er onafhankelijke bepalingen van de schalingsgrootheden, waardoor de waarde van de onderzoeksresultaten minder wordt. De oorzaak van dit probleem ligt in het feit dat de meetgegevens in eerste instantie met een ander doel gemaakt zijn : ze zijn verzameld ten behoeve van belastingsberekeningen aan windturbines door het MT-TNO (Apeldoorn) en het E.C.N. (Petten) (Verheij 1988).

De gebruikte meetgegevens, aanvullende grootheden van de gebruikte runs zoals profielgegevens, en numerieke samenvattingen van de berekende u-spectra zijn opgenomen in Appendix B.

## **8.2 De verwerking van de meetgegevens bij het K.N.M.I.**

De fysieke structuur van de gegevens is beschreven in hoofdstuk 3.5. Hierbij valt al direkt op dat de datastructuur, zowel logisch als fysiek, slecht toegankelijk is. De opslagmethode van 2 meetwaarden per machinewoord is welliswaar efficiënt uit het oogpunt van de opslagcapaciteit van een tape, maar vereist bitmanipulaties welke niet eenvoudig zijn en op een laag nivo geprogrammeerd moeten worden. Nu bedraagt de schrijfdichtheid van gebruikte tapes 1600 BPI (bits per inch, 9 track) terwijl ook op de Burroughs-apparatuur 6250 BPI mogelijk is: dit levert bijna een verviervoudiging op van de capaciteit van een tape, hetgeen ruimte biedt voor een meer toegankelijke opslag. Overigens is er veel programmatuur in gebruik om de Cabauw meetgegevens te verwerken (bij voorbeeld het Cabauw Informatie Systeem CABINS) zodat het nu wijzigen van de opslagstructuur praktisch niet meer mogelijk is, mede omdat er geen gebruik wordt gemaakt van abstracte datastructuren met eigen toegangsprocedures zoals aan te raden is voor grote software systemen (Fairley 1985). Zo'n abstracte datastructuur is onafhankelijk van de programmatuur die ze gebruikt, zodat wijzigingen van de datastructuur de programmatuur niet beïnvloedt.

Voor de statistische verwerking van de meetgegevens is op het Burroughs B6800 mainframe weinig standaardprogrammatuur aanwezig. Wel zijn er subroutinebibliotheken zoals de NAg Library, doch het aantal statistische routines hierin is beperkt. Libraries als IMSL/STAT en IMSL/MATH bieden wat dit betreft veel meer. Uit het

oogpunt van eenheid in de opslag en verwerking van gegevens is een programmapakket als SPSS op het mainframe goed toepasbaar. Dit pakket biedt vele mogelijkheden in statistische verwerking, data manipulatie en opslag in samenhangende vorm. Tevens kan zo'n pakket op eenvoudige wijze grafieken plotten.

In het bijzonder was er tijdens dit onderzoek behoefte aan programmatuur voor tijdreeksanalyse (berekening van spectra). Hiervoor bleek geen standaard-programmatuur aanwezig te zijn, wel had een ieder zijn op specifieke problemen toegesneden zelf geschreven routines. Wel was er een SPSS/PC+ versie op een MS/DOS PC beschikbaar, maar door de beperkte geheugencapaciteit hiervan konden geen tijdreeksen van meer dan ongeveer 2000 monsters verwerkt worden. De mainframe versie van SPSS (het TRENDS gedeelte) kan eenvoudig spectra berekenen van lange tijdreeksen, met een grote keuze aan windows etc., en op verschillende manieren deze spectra presenteren.

Dit soort programmatuur was echter wel op sommige PC's aanwezig. Mede hierom is besloten het grootste deel van de verwerking op PC's uit te voeren. Een andere reden om PC's te gebruiken was de systeemprogrammatuur van de B6800 machine. Hoewel een ervaren persoon hier goed mee overweg kan, lijkt deze programmatuur mij weinig gebruikersvriendelijk. Een voorbeeld hiervan is het ontwikkelsysteem CANDE, dat o.a. een editor biedt welke niet bepaald "state of the art" genoemd kan worden. In vergelijking met moderne editors, zoals bijvoorbeeld aanwezig op IBM operating systemen als MVS of VM, biedt CANDE weinig mogelijkheden en gebruikersgemak. Daarbij komt ook nog dat tapegebruik en het plotten op de B6800 grote vertragingen oplevert door personeelsproblemen op de computerzaal.

Verwerking op PC's omzeilt al deze problemen, hoewel dit door de hoeveelheid data die verwerkt moest worden oneigenlijk PC-gebruik is.

### 8.3 De theorie

Zoals in hoofdstuk 2 aangegeven is moet, gezien het onoplosbaar zijn van de stromingsvergelijkingen, gegrepen worden naar dimensieanalyse en similariteitstheorie. Door schaling van de gemeten grootheden worden gelijkvormigheidsoplossingen verkregen (of liever gemeten) welke onafhankelijk behoren te zijn van de schalingsgrootheden. De similariteitsanalyse geeft echter geen theorie maar presenteert meetgegevens op zo'n wijze dat er een voorspellende "wet" uit gehaald kan worden. Wel moeten dan alle van belang zijnde parameters in de schaling zijn meegenomen.

In de oppervlaktelaag levert dit over het algemeen goede resultaten op (Monin-Obukhov similariteit). Boven de oppervlaktelaag zijn de schalingsgrootheden sterk afhankelijk van de stabiliteit en zijn er verschillende schalingsregimes te onderscheiden (zie hoofdstuk 2.3). Opvallend is dat de verschillende similariteitsfuncties hiermee verkregen niet in elkaar overgaan, zowel niet in oppervlaktelaag-similariteit als van stabiel via neutraal naar onstabiel. Sterker nog, de relatie (2.2.64) gegeven door Sorbjan (1986a) geeft voor het neutrale geval of voor  $z \rightarrow 0$  zelfs oneindige fluxen, iets wat niet fysisch is.

Daarnaast bevatten de gemeten similariteitsfuncties vele constanten die echter niet zo constant zijn. Verschillende experimenten leveren zeer verschillende waarden op. Dit zou kunnen wijzen op een voor één bepaald experiment constante parameter, die voor een ander experiment weer anders is, maar niet in de schaling is meegenomen, iets wat meestal niet onderzocht wordt. De similariteitsfuncties zijn dan eigenlijk geen similariteitsfuncties! Zo zijn de  $\alpha$ 's, de vormparameters voor de fluxprofielen niet zo constant. Het feit dat Sorbjan in Minnesota  $\alpha_2=3$  vond en Nieuwstadt in Cabauw  $\alpha_2=1$  geeft al aan, dat er nog minstens één parameter een rol speelt en dat dus  $\Phi_m$  geen echte similariteitsfunctie is (Holtslag & Nieuwstadt 1987). Een ander voorbeeld van de gemeten "constanten" zijn de spectra volgens Højstrup (2.4.30) en (2.4.31). De spectra zelf zijn al geschatte parameters met veelal grote onzekerheden. De modelconstanten echter zijn opnieuw geschatte parameters, zodat de onzekerheid hierin groot kan zijn, hoewel hierover nooit uitspraken worden gedaan.

Een andere opmerking over de spectra betreft de assenstelsels waarin gerekend kan worden. Geen van de hier aangehaalde auteurs (Kaimal, Højstrup of Sorbjan) geeft uitsluitel over welk assenstelsel bij hun onderzoek gebruikt is. Het is echter algemeen aangenomen dat dit het zgn. "grondwind stelsel" is, hetgeen ook in dit onderzoek gebruikt is. Als echter de wind extreem zou draaien met de hoogte (45°) dan gaan de u- en v-spectra in elkaar over. Dit probleem is echter theoretisch, daar de draaiing van de wind meestal gering is. Toch lijkt me een lokaal (wat betreft hoogte) assenstelsel in dit opzicht de voorkeur te hebben, omdat dit probleem dan niet optreedt.

Het toepassen van lokale schaling is alleen zinvol om meetgegevens in samenhangende vorm te presenteren. Toepassing van similariteitsfuncties op deze wijze verkregen kan alleen, als er aannames gemaakt worden over het verloop van de fluxen met de hoogte. In de loop de jaren zijn er al vele voorstellen gedaan op het gebied van zulke profielen van bij voorbeeld  $u^*$ , en als er al zo'n algemeen profiel zal bestaan, dan nog zal dit waarschijnlijk geen eenduidige functie zijn van een  $z/h$  of  $z/z_i$  zoals Sorbjan voorstelt. Het is dus de vraag of een dergelijke schalingsmethode zin heeft voor toepassingen. Inzicht geeft het uiteraard wel, en aan het theoretisch belang word door mij niet getwijfeld.

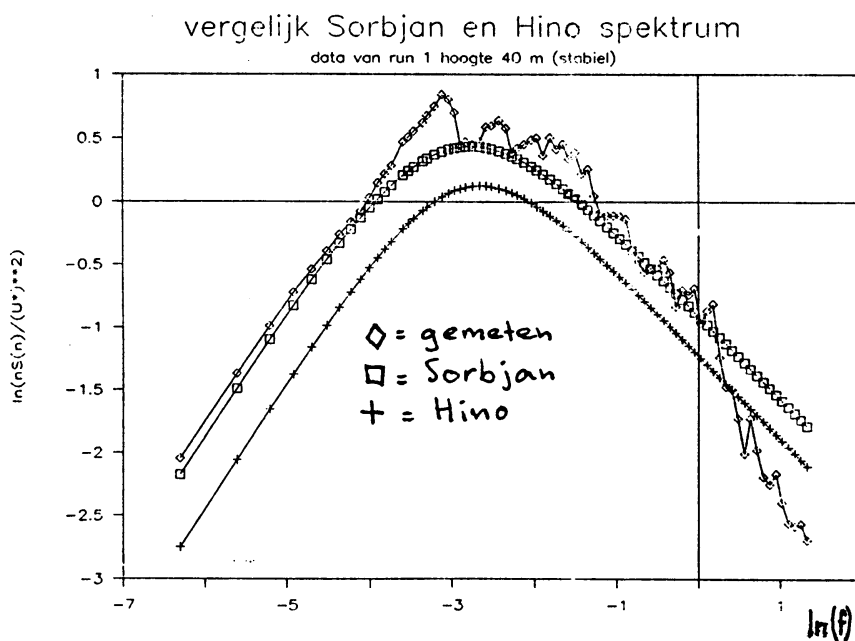
De besproken theorie levert dus voorspellende waarden op met een meestal onbenoemde onzekerheid, en een beperkt geldigheidsgebied.

#### **8.4 De onderzoeksresultaten**

Zoals al besproken in hoofdstuk 7, is er binnen redelijke grenzen overeenkomst te zien met de gepresenteerde modellen. Toch zijn er een aantal runs welke duidelijk afwijken, waarvoor nog geen echte verklaring voor gevonden is. Er zijn echter mogelijke oorzaken genoeg: de onzekerheden in de bepaling van de schalingsgrootheden, grenslaaghoogtes of inversiehoogtes, de aanname van een fluxprofiel voor de impuls- of warmteflux, anomalieën in de windrichting, etc. Het is duidelijk dat door het afwezig zijn van onafhankelijk bepaalde schalingsgrootheden de bruikbaarheid van de resultaten voor modeltoetsing ernstig heeft geleden, doch het is niet anders en er moest gewerkt worden met wat er was. Er kunnen dan ook geen

uitspraken gedaan worden van het al dan niet geldig zijn van een van de modellen.

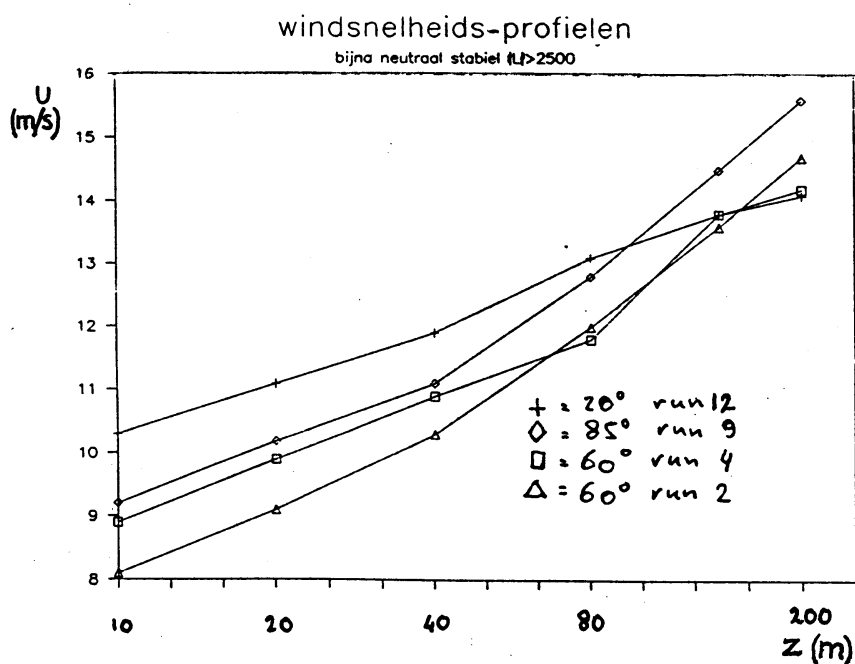
Het is ook niet gezegd dat de hier opgevoerde modellen de modellen op dit gebied zijn. Bijvoorbeeld zijn op het gebied van de spectra, vooral in de ingenieurspraktijk (belastingsberekeningen) nog veel "oude" modellen in gebruik, waarin noch de stabiliteit, noch de hoogte een rol spelen en niet aan de  $-5/3$  wet voldaan wordt. Zo'n spectrum is bijvoorbeeld het Davenport-spectrum (Davenport 1961). Een verbeterde versie hiervan, waarin wél een hoogte voorkomt en dat ook de  $-5/3$  wet volgt is het spectrum van Hino (1971) dat ook redelijke overeenkomst vertoont met zowel de hier gemeten spectra als het Sorbjan-spectrum. Met name voorspelt het model de ligging van de piek correct, hetgeen voor de belastingsberekeningen van belang is (zie figuur 8.4.1).



Figuur 8.4.1. Vergelijking van het Sorbjan en Hino spectrum gerelateerd aan de data van run 1 hoogte 40 meter.

Een aspect van windonderzoek dat hier niet aan de orde is gekomen is het voorkomen van interne grenslagen: bij een ruwheidsovergang ontstaat er een laag aan het oppervlak waarin de windsnelheden zich al aangepast hebben aan de "nieuwe" ruwheid, terwijl daarboven dit

nog niet het geval is. In neutrale stabiliteit zouden de windsnelheden een logaritmisch profiel moeten vertonen. Uit figuur 8.4.2, waarin voor vier bijna neutraal stabiele runs de windsnelheden zijn uitgezet tegen de logaritme van de hoogte, blijkt echter dat er een knik in het profiel voorkomt (op ongeveer 100 m hoogte). Dit wijst op het voorkomen van zo'n interne grenslaag, bij voorbeeld veroorzaakt door de begroeide en bebouwde Lopikse Wetering op ongeveer 500 m ten NO van de mast (zie figuur 3.1.1). De geldigheid van de gebruikte fluxprofielen komt hierdoor duidelijk op losse schroeven te staan.



Figuur 8.4.2. Windsnelheden als functie van de logaritme van de hoogte van vier bijna neutraal stabiele runs, uit drie verschillende richtingen. Afwezigheid van een interne grenslaag zou een rechte lijn op moeten leveren. Let op: de hoogte is hier horizontaal uitgezet in log z.

De bovengenoemde onzekerheden in de schaling van similariteitsmodellen voor windsnelheidsgradiënten en spectra zijn mede een gevolg van een gebrek aan goed experimenteel materiaal. Voor bij voorbeeld spectra geeft tabel 8.4.1 een overzicht van de redelijk bruikbare experimenten (met uitsluiting van metingen met te lage bemonsteringsfrequenties en van metingen boven steden e.d.). Echter zijn van het merendeel de resultaten slechts gepubliceerd in een beperkt aantal verzamelgrafieken, nauwelijks uittrekbaar, terwijl uitgebreidere gegevens niet (meer) verkrijgbaar zijn voor verdere analyse. Alléén de Sale spectra (Davenport 1961) zijn in een grove tabel gepubliceerd. Originele hot-wire Kansas runs zijn nog slechts achterhaalbaar in Denemarken (Olesen et al. 1984) terwijl de Kansas sonic runs verloren zijn geraakt (zie Wieringa 1980). Het door Nieuwstadt (1984) gebruikte Cabauw-materiaal is niet uitgewerkt tot spectra. Vermeld moet nog worden dat in Näsudden een permanente advectionele inversie aanwezig was op 100 m hoogte en dat het terrein in Round-Hill en Satoura waarschijnlijk interne-grenslaag-effecten induceerde. Onder deze omstandigheden is het begrijpelijk, dat Sorbjan zijn spectra uitsluitend toetst aan het in de U.S.A. nog wél beschikbare Minnesota-materiaal, hoewel deze runs lijden aan gebreken als instationairiteit, terreinhelling en barocliniciteit (Sorbjan 1986b). Evenzo merken Olesen et al. (1984) op, dat er géén behoorlijke spectra zijn gemeten in stabiele grenslagen bij omstandigheden van z-loze schaling.

Kortom, netto zijn in de gehele meteorologische literatuur voor analyse en voor toetsing en ontwikkeling van windspectra, slechts enige tientallen meetruns van turbulentie boven de oppervlaktelaag beschikbaar. Het was dus zeer zinvol om dit onderzoek te ondernemen, zelfs al was het beschikbare Cabauw materiaal niet perfect, omdat 15 turbulente runs een significante toevoeging zouden zijn aan het totale bestaande bruikbare analyse materiaal.

De modellen, die hier getoetst zijn, hoeven niet per sé toepasbaar te zijn voor ieder experiment: het is goed mogelijk dat een similariteitsfunctie of spectraal model voor één experiment goed werkt maar voor een ander niet, hetgeen zou wijzen op het ontbreken van relevante parameters in de schaling. Helaas was het materiaal onvoldoende om verder te komen dan de conclusie, dat de modellen van Sorbjan en Højstrup niet aantoonbaar fout zijn.

Plaats	platform	hoogte ( m )	parameters	aantal runs			referentie
				onstabiel	neutraal	stabiel	
Sale	mast	12↔153	u'		20		Davenport '61
Round Hill	masten	15↔91	u' v' w'	14	18	11	Busch & Panofsky '68
Cape Kennedy	mast	18↔150	u' v'		50		Fichtl & McVehil '70
Kansas	mast	5↔22	u' v' w'	10 11		5	Kaimal et al. '72 Olesen et al. '84
Minnesota	mast kabelballon	4↔32	u' v' w' 60↔1200 u' w'	11		7	Kaimal et al. '76 Caughey et al. '79
Näsudden	mast	10↔135	u' v' w'	7			Smedman & Högström '83
Satoura	mast	41	u'			186	Iwatani '85
Cabauw	mast	10↔200	u' v'	5		9	Meijer '89

Tabel 8.4.1 Experimenten waarbij hoogfrequent meetgegevens zijn verzameld t.b.v. de berekening van horizontale spectra boven de oppervlaktelaag in landelijk terrein, en publicaties waarin de spectra zijn verschenen.

Toekomstige experimenten te Cabauw, welke gegevens moeten opleveren voor de bepaling van similariteitsfuncties in de bovenlaag, zullen duidelijk meer randgegevens moeten meten en ook de verticale component van de windsnelheid om de lokale fluxen te bepalen zodat al de bovengenoemde beperkingen wegvallen. In ieder geval zal een onafhankelijke bepaling van  $h$  of  $z_i$  gedaan moeten worden, daar deze de waarde van fluxprofielen verhoogt. Tevens zal de bemonsteringsfrequentie beduidend hoger moeten liggen dan 2 Hz ( $\geq 5$  Hz met alias-filtering) en zullen de spectra achteraf voor de overdracht van de propellorvaan moeten worden gecorrigeerd.



## 8.5 Slot

Hoewel de resultaten van het onderzoek noch een bevestiging noch een falsificatie van een bestaand model opleveren, heb ik met plezier gewerkt aan dit afstudeeronderzoek vanuit de Technische Universiteit Delft. Ook de stimulerende omgeving van het K.N.M.I. en de collegialiteit die ik daar vond hebben hiertoe in grote mate bijgedragen. Ik wil hierbij drs. W.H. Slob, als uitvoerder van het experiment waarvan de meetgegevens hier verwerkt zijn, bedanken, en ook vele anderen voor het geduld waarmee ze mijn vragen hebben beantwoord.

## Literatuur

- André J-C. (1983): On the variability of the nocturnal boundary layer depth. *J. Atm. Sci.* 40, 2309-2311
- Arya S.P.S. (1981): Parameterizing the height of the stable atmospheric boundary layer. *J. Appl. Meteor.* 20, 1192-1202.
- Batchelor, G.K. (1967): Introduction to fluid dynamics. Cambridge Univ. Press, Cambridge, U.K..
- Beljaars A.C.M. (1988): The measurement of gustiness at routine wind stations. KNMI W.R. 88-05, KNMI, de Bilt, Nederland.
- Beljaars A.C.M., Holtslag A.A.M., van Westrhenen R.M. (1989): Description of a software library for the calculation of surface fluxes. KNMI-T.R. 112, KNMI, de Bilt, Nederland.
- Busch N.E., Panofsky H.A. (1968): Recent spectra of atmospheric turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 94, 132-148.
- Businger J.A. (1973): Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. In: Workshop on Micrometeorology (Ed. D.A. Haugen, Am. Meteor. Soc., U.S.A.), p.67-100.
- Caughey S.J., Wyngaard J.C., Kaimal J.C. (1979): Turbulence in the evolving stable boundary layer. *J.Atm.Sci.* 36, 1041-1052
- Corrsin S. (1951): On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *J. Appl. Phys.* 22, 469-473.
- Davenport A.G. (1961): The spectrum of horizontal gustiness near the ground in high winds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 87, 194-211.
- Deardorff J.W. (1970): Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and Rayleigh convection. *J. Atm. Sci.* 27, 1211-1213.
- Dutton J.A. (1986): The ceaseless wind (2nd ed.). Publ.Dover, N.Y., U.S.A..
- Driedonks A.G.M., Nieuwendijk P.A.T., Goes C.J. (1980): A set of computer programs to process turbulence data measured at the 200m mast at Cabauw. KNMI-W.R. 80-3, KNMI, de Bilt, Nederland.
- Dyer A.J. (1974): A review of flux-profile relationships. *Bound.-Layer Meteor.* 7, 363-372.

- Fairley R. (1985): Software engineering concepts. McGraw-Hill, N.Y., U.S.A..
- Fichtl G.H., McVehil G.E. (1970): Longitudinal and lateral spectra of turbulence in the atmospheric boundary layer at the Kennedy Space Center. *J.Appl.Meteor.* 9, 51-63.
- Hino M. (1971): Spectrum of gusty wind. In: Proc. 3rd Internat. Conf. on Wind effects on Buildings and Structures (Tokyo), paper 1-7.
- Højstrup J. (1982): Velocity spectra in the unstable planetary boundary layer. *J. Atm. Sci.* 39, 2239-2248.
- Holtslag A.A.M., Nieuwstadt F.T.M. (1987): Reply to comments on "Scaling the atmospheric boundary layer". *Bound.-Layer Meteor.* 38, 415-416.
- ICC/FileXpress : ICC/FileXpress user's guide. Inter Computer Communications Corporation, Cincinnati, U.S.A..
- Iwatani Y.(1985): Spectra and scales of turbulence in high winds (10-60 m/s). *J.Meteor.Soc.Japan* 63, 947-957
- Jensen N.O., Busch N.E. (1982): Atmospheric turbulence. In: *Engineering meteorology* (ed. E.Platt, Elsevier, Nederland), p.179-231.
- Kaimal J.C., Wyngaard J.C., Izumi Y., Coté O.R. (1972): Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 98, 563-589.
- Kaimal J.C., Wyngaard J.C., Haugen D.A., Coté O.R., Izumi Y., Caughey S.J., Readings C.J. (1976): Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atm. Sci.* 33, 2152-2169.
- Kolmogorov A.N. (1941): Local structure of turbulence in incompressible viscous fluid with very small Reynolds numbers. *Dokl. Ak. Nauk SSSR* 30, 299-303.
- Kondo J., Sato T. (1982): The determination of the von Kármán constant. *J. Meteor. Soc. Japan* 60, 461-470.
- LeBond G.T. (1985): *Werken met LOTUS 1.2.3. 2e druk versie 2.* Academic Service, den Haag, Nederland.
- LeMone M.A. (1973): The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *J. Atm. Sci.* 30, 1077-1091.
- Lilly D.K. (1968): Models of cloud topped mixed layers under a strong inversion. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 94, 292-309.
- MacCready P.B., Jex H.R. (1964): Turbulent energy measurements by vanes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 90, 198-203.

- Monin A.S., Obukhov A.M. (1954): Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. Trudy Akad. Nauk. SSSR Geophys. Inst., No 24 (151) 1963-1981.
- Monin A.S., Yaglom A. (1971): Statistical fluid mechanics Vol. 1, Mechanics of turbulence. MIT Press, Cambridge, U.S.A..
- Monna W.A., Driedonks A.G.M. (1979): Experimental data on the dynamic properties of several propellorvanes. J. Appl. Meteor. 18, 699-702.
- Monna W.A., Van der Vliet J.G. (1987): Facilities for research and weather observations on the 213m tower at Cabauw and at remote locations. KNMI-W.R. 87-5, KNMI, de Bilt, Nederland.
- Nieuwstadt F. T. M. (1984): The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer. J. Atm. Sci. 41, 2202-2216.
- Obukhov A.M. (1946): Turbulence in an atmosphere with non-uniform temperature. Trudy Akad. Nauk., SSSR Inst. Teoret. Geophys. No 1. (vertaling in Bound.-Layer Meteor. 2 (1971) 7-29)
- Olesen H.R., Larsen S.E., Højstrup J. (1984): Modelling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer. Bound.-Layer Meteor. 29, 285-312.
- Press W.H. , Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T. (1986): Numerical recipes; the art of scientific computing. Cambridge Univ. Press, Cambridge U.S.A..
- Priestley M.B. (1981): Spectral analysis and time series. Probability and mathematical statistics series. Academic Press Inc., London, U.K.
- Slob W. (1978): The accuracy of aspiration thermometers. KNMI-W.R. 78-1, KNMI, de Bilt, Nederland.
- Smedman A.S., Högström U. (1983): Turbulent characteristics of a shallow convective internal boundary layer. Bound.-Layer Meteor. 25, 271-287.
- Sorbjan Z. (1986a): On similarity in the atmospheric boundary layer. Bound.-Layer Meteor. 34, 377-397.
- Sorbjan Z. (1986b): Local similarity of spectral and cospectral characteristics in the stable continuous boundary layer. Bound.-Layer Meteor. 35, 257-275.
- Sorbjan Z. (1987): Comments on "Scaling the atmospheric boundary layer". Bound.-Layer Meteor. 38, 411-413.

- SPSS (1988): SPSS/PC+ Base manual, Trends. SPSS Inc., Chicago, Illinois, U.S.A..
- Taylor G.I. (1915): Eddy motion in the atmosphere. Phil.Transact. Royal Soc. London. Series A 215, 1-26.
- Tennekes H., Lumley (1972): A first course in turbulence. MIT Press, Cambridge, U.S.A..
- Tennekes H. (1973): The logarithmic wind profile. J. Atm. Sci. 30, 234-238.
- Tennekes H. (1982): Similarity relations, scaling laws and spectral dynamics. In: Atmospheric turbulence and air pollution modeling (Eds. F.T.M.Nieuwstadt & H.Van Dop, Reidel, Dordrecht, Nederland), 37-68.
- Van Dop H., de Haan B.J., Engeldal C.A. (1982): The KNMI mesoscale air pollution model. KNMI-W.R. 82-6, KNMI, de Bilt, Nederland.
- Van Ulden A.P. (1975): De bepaling van stabiliteit, schuifspanning en sensibele warmtestroom uit profielmetingen van wind en temperatuur. KNMI-memo MO-75-651 (unpublished manuscript), KNMI, de Bilt, Nederland.
- Van Ulden A.P., Holtslag A.A.M. (1985): Estimation of atmospheric boundary layer parameters for diffusion applications. J. Clim. Appl. Meteor. 24, 1196-1207.
- Verheij F.J. (1988): Development of a gust model for the design of large wind turbines. J. Wind Engin. Industr. Aerodyn. 27, 89-102
- Wessels H.R.A.(1984): Distortion of the windfield by the Cabauw meteorological tower. In: WMO Instruments and Observing methods Report N<sup>o</sup> 15 (WMO Tech. Conf. Instr. Cost-effective Meteor. Observ., TECEMO, Noordwijkerhout, Sept. 1984) 251-256.
- Wieringa J. (1973): Gust factors over open water and built-up country. Bound.-Layer Meteor. 3, 424-441.
- Wieringa J. (1980): A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding. Bound.-Layer Meteor. 18, 411-430.
- Wirth N. (1971): Program development by stepwise refinement. Comm. ACM vol. 14, No 4 (April 1971).
- Young (1976): Instructions Propvane. R.M. Young Company. Repres.: Wintgens, Eupen, België.

# APPENDIX A. Programma listings

SELEKTIE:

```

100 BEGIN
200 COMMENT SELEKTIE VAN EEN RUK VAN DE STORMTAPES;
300 COMMENT INVOER: STORMTAPE(PROPCMXXXXXXXXX), EN 3 STUURKAARTEN;
400 COMMENT INVOER: JJ DDD HH MM NNNN;
405 COMMENT INVOER: KK KK KK --- (3*6 GESELEKT. KANALEN);
410 COMMENT INVOER: DTG (DATUM, TIJD VAN DE TAPE);
420 COMMENT UITVOER: PRINTER BOODSCHAPPEN EN DISKFILE;
430 COMMENT IN DE VORM: KANAALNR WAARDE;
440 COMMENT
446 HAAM: BOBRUNJJCDDMHHK;
450
600 INTEGER I, J, K, N, KAN, JAAR, DAG, UUR, MIN, CNTR;
700 REAL TEKEN1, TEKEN2, KANNR, DTG, TEPF, SOKRICHT;
800 BOOLEAN GEVONDEN, TAPEOK;
900 ARRAY TRC(109), TRC(51), MCC(207), KANIDCO(40, 0:3);
1000 INTEGER ARRAY KANSEL(1:18);
1100 BOOLEAN ARRAY GESELEKTEERD(1:40);
1200 EECDIC ARRAY CHCO(255);
1300 LABEL EX, EOF;
1350
1400 FILE CARD(KIND=READER, UNITS=CHARACTERS, MAXRECSIZE=80);
1500 FILE LP(KIND=PRINTER, MAXRECSIZE=132, FILETYPE=3, UNITS=CHARACTERS);
1600 FILE DISK(KIND=PACK, PACKNAME="TEMP.", UNITS=CHARACTERS,
1620 SAVEFACTOR=5,
1650 MAXRECSIZE=12, BLOCKSIZE=2400, SECURITYTYPE=CLASSA);
1700 FILE TAPE(KIND=PETAPE, BLOCKSIZE=2600, MAXRECSIZE=26);
1750
1800 PROCEDURE VULTRC;
1900 BEGIN
2000 FOR I:=0 STEP 1 UNTIL 25 DO
2100 BEGIN TEKEN1:=TRC[I].[47:1];
2200 TRC[I+2]:=TRC[I].[46:23];
2300 TEKEN2:=TRC[I].[23:1];
2400 TRC[I+2+1]:=TRC[I].[22:23];
2500 IF TEKEN1=1 THEN TRC[I+2]:=-TRC[I+2];
2600 IF TEKEN2=1 THEN TRC[I+2+1]:=-TRC[I+2+1];
2700 END;
2800 END;
2900 READ(CARD, <I2, I3, 2I2, I4>, JAAR, DAG, UUR, MIN, N)(EOF);
3000 READ(CARD, <I3I2>, KANSEL[*])(EGF);
3050 READ(CARD, <I9>, DTG)(EOF);
3100 WRITE(LP [SKIP 1]);
3200 WRITE(LP, <"SELEKTIE START:", I2, I3, 2I2, " AANT. SAMPLES:", I4>,
3300 JAAR, DAG, UUR, MIN, N);
3400 WRITE(LP, <"GESELEKTEERDE KANALEN:", I3I2>, KANSEL[*]);
3500 FOR I:=1 STEP 1 UNTIL 40 DO
3550 BEGIN
3655 GESELEKTEERD[I]:=FALSE;
3700 FOR J:=1 STEP 1 UNTIL 18 DO
3800 BEGIN
3900 IF KANSEL[J]=I THEN GESELEKTEERD[I]:=TRUE;
4000 END;
4100 END;
4200 REPLACE CHCO BY "PROPCM", DTG FOR 9 DIGITS, "-";
4300 REPLACE TAPE.TITLE BY CH;
4320 DTG:=(MIN + UUR*100 + DAG*10000 + JAAR*1000000);
4400 REPLACE CHCO BY "BOBRUN", DTG FOR 9 DIGITS, "-";
4500 WRITE(LP, </, "ER IS EEN DISKFILE AANGEPAKT MET DE SAMPLES",
4600 " MET ALS TITEL: ", A16>, CHCO);
4700 REPLACE DISK.TITLE BY CH;
4800 FOR K:=0, 1, 2, 3, DO

```

```

4900 BEGIN
5000 READ(TAPE,26,TR[*])[EOF]; ALLES EN PRINT 4 IDENTIFICATIEBLOKKEN
5100 FOR I:=0 STEP 1 UNTIL 25 DO
5200 BEGIN M[K*52+I+2]:=TR[I].[46:23];
5300 M[K*52+I+1]:=TR[I].[22:23];
5400 END;
5500 END;
5600
5700 J:=-1;
5800 WRITE(LP,<"STARTTIJD:",6I6>,THRU 6 DO M[J:=++1]);
5900 WRITE(LP,<"EINDTIJD :",6I6>,THRU 6 DO M[J:=++1]);
6000 WRITE(LP,<"KANAALIDENTIFICATIE">);
6100 FOR I:=12 STEP 4 UNTIL 168 DO
6200 BEGIN KANNR:=M[I];
6300 IF KANNR=99999 THEN GO EX;
6400 IF KANNR<0 OR KANNR>40 THEN
6500 BEGIN WRITE(LP,<"FOOT KANAALNUMMER: ",I9>,KANNR);
6600 WRITE(LP,<"RESTERENDE KANAALNUMMERS ZIJN: ">);
6700 GO EX;
6800 END;
6900 FOR J:=0,1,2,3 DO KANID[KANNR,J]:=M[I+J];
7000 IF KANID[KANNR,2]<0 OR KANID[KANNR,2]>25 THEN
7100 BEGIN WRITE(LP,<"SOORT INSTRUMENT FOOT: ",I9>,KANID[KANNR,2]);
7200 WRITE(LP,<"RESTERENDE KANAALNUMMERS: ">);
7300 GO EX;
7400 END;
7500 J:=-1;
7600 WRITE(LP,<4I5>,THRU 4 DO KANID[KANNR,J:=++1]);
7700 EX:
7800 END;
8100 GEVONDEN:=FALSE;
8200 FOR I:=1 WHILE (NOT GEVONDEN) DO
8300 BEGIN
8400 READ(TAPE,26,TR[*])[EOF];
8450 VULTRC;
8500 IF ((TRC[49]=JAAR*1000+DAG) AND
8600 (TRC[50] DIV 1000 GEQ UUR*100 +MIN)) THEN
8700 GEVONDEN:=TRUE;
8800 END;
8850 WRITE(LP,<"START POSITIE GEVONDEN">);
8870 WRITE(LP,<I8>,TRC[50]);
8900 FOR CNTR:=1 STEP 1 UNTIL N DO
9000 BEGIN
9100 FOR KAN:=1 STEP 1 UNTIL 40 DO
9200 BEGIN
9300 IF (GESELEKTEERD[KAN]) THEN
9310 BEGIN
9320 IF M[12+(KAN-1)*4+2]=7 THEN
9400 BEGIN
9420 TEMP:=TEMP-TRC[KAN-1]/100;
9500 WRITE(DISK,<I2," ",F9.2>,
9600 KAN,
9700 TEMP);
9800 END
9900 ELSE
9910 BEGIN
9920 IF M[12+(KAN-1)*4+2]=25 THEN
9940 TEMP:=TRC[KAN-1]/100;
10100 WRITE(DISK,<I2," ",F9.2>,
10200 KAN,
10300 (TRC[KAN-1])/100);
10350 END;
10370 IF (KAN=12) THEN SOMRICHT:=SOMRICHT+TRC[KAN-1]/100;
10400 END;
10500 END;
10700 READ(TAPE,26,TR[*])[EOF];
10800 VULTRC;
10900 END;
10950 WRITE(LP,<"GEM. WINDRICHTING 10M=",F9.2>,SOMRICHT/(CNTR-1));
11000 WRITE(LP,<"AANTAL GELEZEN SAMPLES=",I4>,CNTR-1);
11100 WRITE(LP,<"EINDE SELEKTIE">);
11200 EOF:
11300 CLOSE(TAPE);
11400 LOCK(DISK);
11500 END.

```

## CONVERSIE:

```

program conversie;

[ splitst een run op in 6 files. Per hoogte een file met
daarin behalve de oorspronkelijke meetwaarden (U,dd,T)
ook de u en v componenten in het grondwindstelsel, en
de potentiële temperaturen ]

var tabel : array[1..6,1..6] of real;
    h : array[1..6] of integer;
    i,j,k,kannr : integer;
    f1,f2,f3,f4,f5,f6,infile: text;
    dgem,p0,waarde: real;
    naam : string[12];
    runnr : string[2];

function gin(dd:real):real;
{geeft sin van hoek in graden}
begin
    gin:=sin((dd/360)*2*pi);
end;

function gos(dd:real):real;
{geeft cos van hoek in graden}
begin
    gos:=cos((dd/360)*2*pi);
end;

{start hoofd programma}
begin
    write('geef bestandsnaam : '); read(naam); writeln;
    write('geef run nummer : '); read(i); writeln;
    write('geef grond luchtdruk : '); read(p0); writeln;
    write('geef gem. windricht. 10m : '); read(dgem); writeln;
    str(i,runnr);
    h[1]:=200; h[2]:=140; h[3]:=80; h[4]:=40; h[5]:=20; h[6]:=10;
    assign(infile,naam); reset(infile);
    assign(f1,concat('r',runnr,'h200.ruw'));
    rewrite(f1);
    assign(f2,concat('r',runnr,'h140.ruw'));
    rewrite(f2);
    assign(f3,concat('r',runnr,'h080.ruw'));
    rewrite(f3);
    assign(f4,concat('r',runnr,'h040.ruw'));
    rewrite(f4);
    assign(f5,concat('r',runnr,'h020.ruw'));
    rewrite(f5);
    assign(f6,concat('r',runnr,'h010.ruw'));
    rewrite(f6);
    for i:=1 to 3600 do          {voor alle samples 3600 stuks}
    begin
        writeln(i);            {om te kijken hoe ver ie is }
        for j:=1 to 18 do      {voor de 18 geselecteerde kanalen}
        begin
            read(infile,kannr); read(infile,waarde);
            if (eof(infile)) then writeln('einde bestand');
            tabel[(j-1) mod 6 + 1, (j-1) div 6 +1]:=waarde;
        end;
        for j:=1 to 6 do      {per hoogte}
        begin
            tabel[j,4]:=tabel[j,2]*gos(dgem-tabel[j,1]);
            tabel[j,5]:=tabel[j,2]*gin(dgem-tabel[j,1]);
            tabel[j,6]:=(tabel[j,3]+273)*
            exp(0.29*ln(1000/(p0*exp(h[j]/-8e3))))-273;
        end;
        writeln(f1,tabel[1,1]:9:2,' ',tabel[1,2]:9:2,' ',tabel[1,3]:9:2,' '
            tabel[1,4]:9:2,' ',tabel[1,5]:9:2,' ',tabel[1,6]:9:2);
        writeln(f2,tabel[2,1]:9:2,' ',tabel[2,2]:9:2,' ',tabel[2,3]:9:2,' '
            tabel[2,4]:9:2,' ',tabel[2,5]:9:2,' ',tabel[2,6]:9:2);
        writeln(f3,tabel[3,1]:9:2,' ',tabel[3,2]:9:2,' ',tabel[3,3]:9:2,' '
            tabel[3,4]:9:2,' ',tabel[3,5]:9:2,' ',tabel[3,6]:9:2);
        writeln(f4,tabel[4,1]:9:2,' ',tabel[4,2]:9:2,' ',tabel[4,3]:9:2,' '
            tabel[4,4]:9:2,' ',tabel[4,5]:9:2,' ',tabel[4,6]:9:2);
        writeln(f5,tabel[5,1]:9:2,' ',tabel[5,2]:9:2,' ',tabel[5,3]:9:2,' '
            tabel[5,4]:9:2,' ',tabel[5,5]:9:2,' ',tabel[5,6]:9:2);
        writeln(f6,tabel[6,1]:9:2,' ',tabel[6,2]:9:2,' ',tabel[6,3]:9:2,' '
            tabel[6,4]:9:2,' ',tabel[6,5]:9:2,' ',tabel[6,6]:9:2);
        end;
        close(f1); close(f2); close(f3); close(f4); close(f5); close(f6);
        close(infile);
    end.
end.

```



# SPECTRUM:

```

program spectrum;
{ berekent de spectrale dichtheid van de u of v component
{ uit het bestand opgeleverd door het splits/conversie programma
{ Hier wordt met een daniell window van een breedte WB gewerkt met
{ alleen positieve frekwenties !! dus de som van alle schatters
{ welke normaal de variantie oplevert, is hier de helft

const ND=3600;           {NR OF REAL DATA POINTS}
      N=4096;           {NR OF SPEC POINTS integer power of 2}
      NN=8192;         {NN=2*N}
      NF=2049;         {NF=N/2+1}
      WB=20;           {window size}
type gldarray = array[1..NN] of real; {dubbele array: complexe data}
var data : gldarray;    {zoals beschreven in Press: }
    fourier : array[1..NF] of real; {Numerical recipes FOUR1 }
    window : array[0..WB] of real;  {het spektrale window }
    avg,h,gewicht: real;
    fi,fo : text;
    uspec,detrend:boolean;
    og,bg,sign,i,j :integer;
    norm,d,s,temp,u,v,pt,hsum,sumsqr :real;
    st2,ss,sx,sy,sxoss,a,b,t :real;
    filem:string;

{$I MODFILE}           {include Num. recipes routines}
{$I FOUR1}

begin                  {start main program}
  for i:=0 to WB do
    window[i]:=1;     {Daniell window }
  avg:=0;
  a:=0; b:=0;
  hsum:=0; sumsqr:=0;
  writeln('data file ?'); readln(filem); writeln;
  assign(fi,filem); reset(fi);
  writeln('spec file ?'); readln(filem); writeln;
  assign(fo,filem); rewrite(fo);
  writeln('u/v ?'); readln(filem); writeln;
  if (filem='u') or (filem='U') then uspec:=true else uspec:=false;
  writeln('detrend ? (y/n)'); readln(filem); writeln;
  if (filem='y') or (filem='Y') then detrend:=true else detrend:=false;
  writeln('start reading data');
  for i:=1 to ND do
    begin
      read(fi,d,s,temp,u,v,pt);           {read data in complex array}
      if uspec then
        data[(i-1)*2+1]:=u
      else
        data[(i-1)*2+1]:=v;
      data[i*2]:=0;
      avg:=avg+data[(i-1)*2+1];
    end;
  if detrend then
    begin
      sx := 0.0;
      sy := 0.0;
      st2 := 0.0;
      b := 0.0;
      for i := 1 to ND do
        begin
          sx := sx+i;
          sy := sy+data[(i-1)*2+1];
        end;
      ss := ND;
      sxoss := sx/ss;
    end;
  {detrend data}
  {een lineaire regressie wordt
  {berekend : y=a+bx
  {en vervolgens deze trend van
  {de tijdreeks afgehaald
  {het algoritme voor de lineaire
  {regressie is afkomstig van
  {Press et al. Numerical Recipes
  {(1986)
  {de x-waarden zijn gewoon de
  {monster nummers 1..3600

```

```

for i := 1 to ND do
begin
    t := i-sxoss;
    st2 := st2+t*t;
    b := b+t*data[(i-1)*2+1];
end;
b := b/st2;
a := (sy-sx*b)/ss;
writeln('lineair fit: y=',a,'+',b,'*x');
end; {if detrend}
avg:=avg/ND;
for i:=1 to ND do
begin
    if detrend then
        data[(i-1)*2+1]:=data[(i-1)*2+1]-(a+b*i) {detrend}
    else
        data[(i-1)*2+1]:=data[(i-1)*2+1]-avg; {alleen gemiddelde er}
    sumsqr:=sumsqr+data[(i-1)*2+1]*data[(i-1)*2+1]; {voor de V}
end;
for i:=ND+1 to N do
begin
    data[(i-1)*2+1]:=0;
    data[i*2]:=0;
end;

writeln('start transform');
four1(data,N,1); {Num recipes FFT routine }

for i:=1 to NF do
begin
    fourier[i]:= ( data[(i-1)*2+1]*data[(i-1)*2+1] +
        data[i*2]*data[i*2] )
        / (2*pi*N) ; {dit levert periodogram in fourier}
end;
writeln('calculate spectral density estimates');
for i:=1 to NF do
begin
    h:=0;
    gewicht:=0;
    og:=i-WB; if og<1 then og:=1; {ondergrens window}
    bg:=i+WB; if bg>NF then bg:=NF; {bovengrens window}
    for j:=og to bg do
    begin
        h:=h+fourier[j]*window[abs(i-j)]; {sommeer convolutie}
        gewicht:=gewicht+window[abs(i-j)]; {sommeer gewichten }
    end;
    h:=h*(2*pi/N)/gewicht; {normaliseer voor window}
    data[i]:=h; {berg de h's even op voor normalisatie op variantie}
    if i=1 then hsum:=hsum+h else hsum:=hsum+2*h;
end;
norm:=(sumsqr/ND)/hsum;
hsum:=0;
for i:=1 to NF do
begin
    h:=data[i]*norm; hsum:=hsum+h;
    writeln(fo,(i-1)/(N*0.5):8:6,' ',h:14:11); {echte freq (0-1 Hz)}
end;
writeln('avg=',avg,' h(0)=',data[1]*norm);
writeln('var=',sumsqr/ND,' som h =',hsum);
close(fo); close(fi);
writeln('finish');

```

end.

FLUXPROF:

```

C=====
C harnas tbv flxln1, bedoelt voor de berekening van de opp. fluxen
C uit temp, en windsnelheids profielen. (zie KNMI TR-112
C Beljaars et al. (1989))
C=====
      IMPLICIT CHARACTER*1 (A-Z)
      CHARACTER*1 GOON
      INTEGER      PRSET, I
      REAL         P0, TR, PR, RO, CP, LAMBDA, GAMMA
      COMMON      /FYSCOM/ PRSET, TR, PR, RO, CP, LAMBDA, GAMMA
      INTEGER      LU5, LU6
      PARAMETER   (LU5=5, LU6=6)
      REAL        UST, TST, QST, TAU, H, LE, L
      REAL        Q1, Q2, ZQ1, ZQ2
      REAL        U10, Z0, T1, T2, ZT1, ZT2, PI180
      DATA      PI180 /57.29578/
C
C 10 WRITE(LU6,990) 'P0(mbar)
      READ (LU5,*) P0
      WRITE(LU6,990) 'U10(m/s), Z0(m)
      READ (LU5,*) U10, Z0
      WRITE(LU6,990) 'T1(C), T2(C), ZT1(m), ZT2(m)
      READ (LU5,*) T1, T2, ZT1, ZT2
C
      CALL SETFYS(T1, P0)
      CALL FLXLN1(0., U10, Z0, 10., T1, T2, ZT1, ZT2,
* -9999., -9999., -9999., -9999.,
* UST, TST, QST, TAU, H, LE, L)
      WRITE(6,994) 'UST/TST : ', UST, TST
      WRITE(LU6,*)
      WRITE(LU6,992) 'SURFACE STRESS : ', TAU, ' N/m2'
      WRITE(LU6,991) 'SENSIBLE HEAT FLUX : ', H, ' W/m2'
      WRITE(LU6,991) 'OBUKHOV LENGTH : ', L, ' m'
990 FORMAT (1X, A30, ' ? : ')
991 FORMAT (1X, A21, F7.0, A5)
992 FORMAT (1X, A21, F7.4, A5)
994 FORMAT (1X, A21, 2F11.4)
995 FORMAT (12(1X, 5X, A63, /))
C
C WRITE(LU6,*) ' NEXT COMPUTATION ? (Y/N) '
      READ (LU5,'(A1)') GOON
      IF (GOON.EQ. 'Y' .OR. GOON.EQ. 'y') GOTO 10
C
C
      END

```

## INVERSIE:

```

program inversie;
uses crt;
[doorekenen inversiehoogte model (Tennekes) met glijdende schaal
 voor delta theta, schiet methode]

var i,j,k,n :integer;
    verder : boolean;
    a : char;
    Hkin,dzi,L,p,gamma,T,zi :real;
    tab :array[1..48,1..4] of real;
    starttijd,ziRAOB :real;
    uster,H :array[1..48] of real;

function FHKIN(p,H,T:real):real;
[berekent de kinematische warmteflux]
var rho,tabs,cp:real;
begin
    tabs:=T+273;
    rho:=p/(2.87*tabs);
    cp:=1005;
    FHKIN:=H/(rho*cp);
end;

function OBUKHOV(T,uster,Hkin:real):real;
[berekent de Obukhov lengte schaal met k=0.41 en g=9.8 m/s**2 ]
begin
    OBUKHOV:=(-1*(T+273)*exp(3*ln(uster)))/(0.41*9.8*Hkin);
end;

function deltazi(zi,L,gamma,Hkin,uster,T:real):real;
[berekent de verandering per tijdseenheid van de inversiehoogte]
begin
    deltazi:=(1/((0.5 - 5/14*exp(-0.068*zi/abs(L)))*gamma*zi))*
              (0.2*Hkin + (5/(zi*(9.8/(273+T))))*exp(3*ln(uster)));
end;

[begin hoofdprogramma]
begin
    i:=1; verder:=true;
    writeln('geef p0 en T'); read(p,T); writeln;
    writeln('geef start tijd (H=0) (uur.min)'); read(starttijd); writeln;
    writeln('geef zi om 12 uur '); read(ziRAOB); writeln;
    n:=trunc((12*60-(frac(starttijd)+int(starttijd)*60)/30));
    writeln('berekening over ',n:2,' 30 min. blokjes');
    for i:=1 to n do
        begin
            writeln(i,' geef u* en H'); read(uster[i],H[i]); writeln;
        end;
    gamma:=0;
    while verder do
        begin
            writeln('vorige gamma:',gamma:8:5,'; geef nieuwe gamma');
            read(gamma); writeln;
            for i:=1 to n do
                begin
                    if i=1 then zi:= (0.142*uster[i]/1e-4);
                    Hkin:=FHKIN(p,H[i],T);
                    L:=OBUKHOV(T,uster[i],Hkin);
                    dzi:=deltazi(zi,L,gamma,Hkin,uster[i],T);
                    tab[i,1]:=Hkin;
                    tab[i,2]:=L; tab[i,3]:=zi; tab[i,4]:=dzi;
                    zi:=zi+dzi*30*60;
                end;
            writeln('zi om 12 uur GMT volgens model: ',zi:7:2);
            writeln('          volgens RAOB : ',ziRAOB:7:2);
            writeln('nog maals? (j/n)');
        end;
    end;
end;

```

```

        while not keypressed do; a:=readkey;
        verder:=(a<>'n') and (a<>'N');
    end;
    writeln;
    writeln(' overzicht invoer');
    writeln('      u*          H          ');
    writeln('_____');
    writeln;
    for j:=1 to n do
    begin
        writeln(uster[j]:8:6,' ',H[j]:8:4);
    end;
    writeln;
    writeln(' overzicht uitvoer');
    writeln('      Hkin          L          zi          dzi          ');
    writeln('_____');
    for j:=1 to n do
    begin
        for k:=1 to 4 do
        begin
            write(tab[j,k]:10:5,' ');
        end;
        writeln;
    end;
    writeln; writeln('gamma: ',gamma:8:5);
end.

```

# TOETSFI:

```

program toetsfi;

{ dit programma leest van het toetsenbord de gemiddelde meetgegevens
(windsnelheden) en de bij het stabiliteits regime behorende schalings-
grootheden. Vervolgens worden volgens Sorbjan (1986a) de gradienten
berekend en vergeleken met model waarden. De hieruit volgende residuen
en hun kwadreten som zijn een maat voor de toepasbaarheid van het
genoemde model.
Eventueel kunnen de vormparameters alfa, alfa1 en alfa2 worden
gewijzigd (of de von Karman constante) om nieuwe model berekeningen
toe te laten (wel opnieuw compileren!)}

uses CRT;

const VKC = 0.41; {von Karman constante}
      g  = 9.8;  {zwaartekracht versnelling}
      alfa = 1.5; {model constante (Sorbjan 1986a), entrainment}
      alfa1 = 2.0; {idem, vorm functie schuifspanning}
      alfa2 = 3.0; {idem, vorm functie warmteflux}

var u,v      :array[1..6] of real;
    h        :array[1..6] of integer;
    grad     :array[1..5] of real;
    h2       :array[1..5] of integer;
    FI,FImod,res:array[1..5] of real;
    runnr    :integer;
    run      :string;
    disk     :text;
    L,uster,BLH,Tster,T0,Hkin,kwadsom :real;

procedure leeswind;
{ leest de gemiddelde windsnelheden van een run van het toetsenbord }
var i: integer;
begin
  for i:=1 to 6 do
  begin
    write(run,'U(',h[i],')='); read(u[i]); writeln;
    write(run,'V(',h[i],')='); read(v[i]); writeln;
  end;
end;

procedure gradient;
{ bepaalt de gradient volgens Sorbjan (1986a) }
var i:integer;
begin
  for i:=1 to 5 do
  begin
    grad[i]:=sqrt( sqrt((u[i]-u[i+1])/(h[i]-h[i+1])) +
                    sqrt((v[i]-v[i+1])/(h[i]-h[i+1])) ));
  end;
end;

procedure leesschaal;
{ leest de schalingsgrootheden van het toetsenbord
en berekent de kinematische voelbare warmteflux }
begin
  write(run,'L='); read(L); writeln;
  write(run,'u*='); read(uster); writeln;

  if L>0 then
  begin
    write(run,'h='); read(BLH); writeln;
  end
  else
  begin
    write(run,'zi='); read(BLH); writeln;
    write(run,'T*='); read(Tster); writeln;
  end;
end;

```

```

        Hkin:=Tster*uster;
        write(run,'T0(ref)='); read(T0); writeln;
    end;
    if BLH <= 170 then writeln('==> grenslaaghoogte < 170 m ');
end;

procedure schaal;
{ past afh. van de stabiliteit schaling toe volgens Sorbjan }
var i:integer;
begin
    for i:=1 to 5 do
    begin
        if L>0 then
        begin
            FI[i]:=h2[i]*VKC*grad[i]/
                (uster*exp((alfa1/2)*ln(1-h2[i]/BLH)));
        end
        else
        begin
            FI[i]:=h2[i]*VKC*grad[i]/
                exp((1/3)*ln((g/T0)*h2[i]*Hkin*(1-alfa*h2[i]/BLH)));
        end;
    end;
end;

procedure model;
var i:integer;
begin
    if L>0 then
    begin
        for i:=1 to 5 do
        begin
            FImod[i]:=1+4.7*(h2[i]/
                (L*exp((alfa1*3/2-alfa2)*ln(1-h2[i]/BLH))));
        end;
    end
    else
    begin
        for i:=1 to 5 do
        begin
            FImod[i]:=0.42*exp((1/3)*ln(1-alfa*h2[i]/BLH))/
                exp((2/3)*ln(-1*h2[i]/L));
        end;
    end;
end;

procedure residu;
var i:integer;
begin
    kwadsom:=0;
    for i:=1 to 5 do
    begin
        res[i]:=FI[i]-FImod[i];
        kwadsom:=kwadsom+sqr(res[i]);
    end;
end;

procedure voeruit;
var i:integer;
begin
    str(runnr,run);
    assign(disk,concat('r',run,'.SHR'));
    rewrite(disk);
    for i:=1 to 5 do
    begin
        writeln(disk,runnr:2,' ',h2[i]:3,' ',L:7:2,' ',
            BLH:7:2,' ',FI[i],' ',FImod[i]);
    end;
end;

```

```

        end;
        close(disk);
end;

procedure drukaf;
var i:integer;
begin
    ClrScr;
    writeln('model toetsing run ',run,' dimensieloze windsnelheids',
            'gradient');
    writeln;
    writeln('model parameters: alpha=',alfa:3:1,' alpha1=',
            alfa1:3:1,' alpha2=',alfa2:3:1);
    writeln;
    if L>0 then
        writeln('L=',L:7:2,'; u*=',uster:5:4,'; h=',BLH:7:2)
    else
        writeln('L=',L:7:2,'; u*=',uster:5:4,'; zi=',BLH:7:2,
                '; T*=',Tster:6:3);
    writeln;
    writeln('   hoogte grad   FI   FImod   residu');
    writeln('-----');
    for i:=1 to 5 do
        writeln(h2[i]:6,' ',grad[i]:8:6,' ',FI[i]:8:6,' ',FImod[i]:8:6,
                ' ',res[i]:8:6);
    writeln;
end;

{   begin van het hoofdprogramma   }
begin
    writeln('run nr?'); readln(runnr); writeln;
    str(runnr,run); run:=concat('run ',run,' ');
    h[1]:=200; h[2]:=140; h[3]:=80; h[4]:=40; h[5]:=20; h[6]:=10;
    h2[1]:=170; h2[2]:=110; h2[3]:=60; h2[4]:=30; h2[5]:=15;
    leeswind;
    gradient;
    leesschaal;
    schaal;
    model;
    residu;
    voeruit;
    drukaf;
end.

```



TOETSSPC:

```
program toetsspc;
uses Crt,printer;

const alfa1=2;      {parameter uit tau vorm functie (Sorbjan 1986a,b)}
      NFP=100;     {aantal punten in spektrum}
      A=1.07923;   {grondtal voor logaritmische verdeling punten}

var freq,sd        :array[1..2049] of real;    {berekend spektrum}
    sclspec       :array[1..NFP,1..5] of real; {geschaald spektrum}
    modelspec     :array[1..NFP] of real;     {model spektrum}
    res           :array[1..NFP] of real;     {residuen}
    kwadsom      :real;                      {kwadratensom residuen}
    h,zi         :real;                      {grenslaag hoogte}
    runnr,z      :integer;                   {runnummer en meethoogte}
    uspec        :boolean;                   {is het een U of V spektrum}
    L,uster,UGster,Ugem :real;               {schalings grootheden}
    filem,run,hoogte,specsoort :string;      {text}
    inf,outf     :text;
    f,fvorig     :integer;                   {logaritmisch verdelen}
    spcix        :integer;                   {index in array}
    c            :char;
    fm,fr,FI,ff,ffi :real;
    k            :integer;

procedure leesspec;
{opent het juiste bestand, en leest het spectrum in 2049 punten
 tevens wordt de string run met commentaar gevuld(identifikatie run)
 welke later in alle boodschappen gebruikt wordt}
var i:integer;
begin
  str(z,hoogte);
  if length(hoogte) = 2 then hoogte:=concat('0',hoogte);
  if uspec then specsoort:='U' else specsoort:='V';
  str(runnr,run);
  filem:=concat('a:R',run,'H',hoogte,specsoort,'.SPC');
  assign(inf,filem);
  reset(inf);
  for i:=1 to 2049 do
  begin
    read(inf,freq[i],sd[i]);
    sd[i]:=sd[i]*2048*2;      {dit ivm normalisatie spectrum}
  end;
  close(inf);
  run:=concat('run ',run,' hoogte ',hoogte,' m. ');
end;

procedure leesschaal;
{vraagt om de schalings grootheden (afh. van het stabiliteits gebied
 en berekent zo nodig secundaire grootheden}
begin
  write(run,'L='); read(L); writeln;
  write(run,'u*='); read(uster); writeln;
  write(run,'<U>='); read(Ugem); writeln;
  if L>0 then
  begin
    write(run,'h='); read(h); writeln;
    UGster:=uster*exp((alfa1/2)*ln(1-z/h));
  end
  else
  begin
    write(run,'zi='); read(zi); writeln;
  end;
end;

procedure schaal;
{schaalt het gemeten spektrum; echter niet alle 2049 punten maar
```

```

slechts NFP punten en wel logaritmisch verdeeld over de frekwentie as
(het kunnen vanwege overlap van de punten in het begin (lage frekwenties)
minder dan NFP punten zijn!
Voor de stabiele spektra wordt de Sorbjan schaling toegepast, en
voor de on-stabiele die volgens Hojstrup.
De sclspec array bevat dus voor L>0 1=natuurlijke frekwentie(Hz),
                                         2=spectrum n*S
                                         3=frekwentie f=nz/U
                                         4=nS geschaald
L<0 1=natuurlijke frekwentie,
     2=spectrum nS
     3=frekwentie f=nz/U
     4=frekwentie f=nzi/U
     5=nS geschaald Hojstrup!

var i:integer;
begin
  fvorig:=maxint;
  k:=0;
  if L>0 then
    begin
      for i:=1 to NFP do
        begin
          f:=round(exp(i*ln(A)));
          if (f<>fvorig) and (freq[f]<>0) then
            begin
              k:=k+1;
              fvorig:=f;
              sclspec[k,1]:=freq[f];
              sclspec[k,2]:=sd[f]*freq[f];
              sclspec[k,3]:=freq[f]*z/Ugem;
              sclspec[k,4]:=sclspec[k,2]/sqr(UGster);
            end;
          end;
        end
      end;
    end
  else
    begin
      for i:=1 to NFP do
        begin
          f:=round(exp(i*ln(A)));
          if (f<>fvorig) and (freq[f]<>0) then
            begin
              k:=k+1;
              fvorig:=f;
              sclspec[k,1]:=freq[f];           (de natuurlijke frekwentie
              sclspec[k,2]:=sd[f]*freq[f];     (spektrum dat door 0 gaat)
              sclspec[k,3]:=freq[f]*z/Ugem;    (f=nz/U)
              sclspec[k,4]:=freq[f]*zi/Ugem;   (fi=nzi/U)
              sclspec[k,5]:=sclspec[k,2]/sqr(uster); (geschaald met u*)
            end;
          end;
        end
      end;
    end;
  end;
end;

procedure model;
var i:integer;
begin
  if L>0 then
    begin
      if uspec then
        begin
          fm:=0.058*(1+3.7*z/L);
          FI:=6.0;
        end
      else
        begin
          fm:=0.22*(1+3.7*z/L);
          FI:=3.3;
        end
      end;
    end;
  end;
end;

```

```

end;
for i:=1 to k do
begin
ff:=sclspec[i,3];
modelspec[i]:=FI*0.644*(ff/fm)/
(1+1.5*exp((5/3)*ln(ff/fm)));
end;
end
else
begin
for i:=1 to k do
begin
ff:=sclspec[i,3]; ffi:=sclspec[i,4];
if uspec then
begin
fr:=ff/(1+15*z/zi);
modelspec[i]:=0.5*ffi*exp((2/3)*ln(-1*zi/L))/
(1+2.2*exp((5/3)*ln(fffi))) +
105*fr*sqr(1-z/zi)/
(exp((5/3)*ln(1+33*fr))*exp((2/3)*(1+15*z/zi)));
end
else
begin
fr:=ff/(1+2.8*z/zi);
modelspec[i]:=0.95*ffi*exp((2/3)*ln(-1*zi/L))/
exp((5/3)*ln(1+2*fffi)) +
17*fr*sqr(1-z/zi)/
(exp((5/3)*ln(1+9.5*fr))*exp((2/3)*(1+2.8*z/zi)));
end;
end;
end;
end;

procedure residu;
var i:integer;
begin
if L>0 then spcix:=4 else spcix:=5;
kwadsom:=0;
for i:=1 to k do
begin
res[i]:=sclspec[i,spcix]-modelspec[i];
kwadsom:=kwadsom+sqr(res[i]);
end;
end;

procedure voeruit;
var i:integer;
begin
str(z,hoogte);
if uspec then specsoort:='U' else specsoort:='V';
str(runnr,run);
filenm:=concat('R',run,'H',hoogte,specsoort, '.SCL');
assign(outf,filenm);
rewrite(outf);
if L>0 then
begin
for i:=1 to k do
begin
writeln(outf,runnr:2,' ',z:3,' ',specsoort,' ',
L:7:2,' ',h:6:2,' ',
sclspec[i,1]:7:6,' ',sclspec[i,3]:7:6,' ',
sclspec[i,4],' ',modelspec[i]);
end;
end
else
begin
for i:=1 to k do

```

```

begin
  writeln(outf,runnr:2,' ',z:3,' ',specsoort,' ',
    L:7:2,' ',zi:6:2,' ',
    sclspec[i,1]:7:6,' ',sclspec[i,3]:7:6,' ',
    sclspec[i,4],' ',sclspec[i,5],' ',
    modelspec[i]);
end;
end;
close(outf);
end;

procedure drukaf;
var i:integer;
begin
  if L>0 then
  begin
    ClrScr;
    writeln(lst,'schaling en model toetsing ',specsoort,' spektrum:');
    writeln(lst,'run ',runnr,' hoogte ',z,' m. ');
    writeln(lst);
    writeln(lst,'u*=',uster,'; L=',L,'; h=',h,'; alpha=',alfal);
    writeln(lst);
    writeln(lst);
    writeln(lst,'      n      f      nS(n)/(U*)**2      ',
      'residu');
    writeln(lst,'      gemeten      model ');
    writeln(lst,'-----');
    writeln(lst);
    for i:=1 to k do
    begin
      writeln(lst,sclspec[i,1]:7:6,' ',sclspec[i,3]:7:6,' ',
        sclspec[i,4],' ',modelspec[i],' ',res[i]);
    end;
  end
  else
  begin
    ClrScr;
    writeln(lst,'schaling en model toetsing ',specsoort,' spektrum:');
    writeln(lst,'run ',runnr,' hoogte ',z,' m. ');
    writeln(lst);
    writeln(lst,'u*=',uster,'; L=',L,'; zi=',zi);
    writeln(lst);
    writeln(lst);
    writeln(lst,'      n      f      fi      nS(n)/(U*)**2      ',
      'residu');
    writeln(lst,'      gemeten      model ');
    writeln(lst,'-----');
    writeln(lst);
    for i:=1 to k do
    begin
      writeln(lst,sclspec[i,1]:7:6,' ',sclspec[i,3]:7:6,' ',
        sclspec[i,4],' ',sclspec[i,5],' ',
        modelspec[i],' ',res[i]);
    end;
  end;
end;

| begin hoofdprogramma |

begin
  writeln('run nr?'); read(runnr); writeln;
  writeln('hoogte?'); read(z); writeln;
  writeln('u of v spektrum');
  while not keypressed do; c:=readkey; writeln(c);
  if ( (c='u') or (c='U') ) then uspec:=true else uspec:=false;
  leesspec;
  leesschaal;
  schaal;
  model;
  residu;
  voeruit;
  drukaf;
end.

```

## APPENDIX B De meetgegevens en schalingsgrootheden

run	datum	tijd	$u_*$	L	h of $z_i$	$T_*$	$d_{gem}$	$U_{10}$	$z_0$	$P_0$	$T_{0.6}$	$T_{10}$
	1986	GMT	(m/s)	(m)	(m)	(K)	(graden)	(m/s)	(m)	(mbar)	(K)	(K)
1	31/1	14:30	0.659	1985	814	0.018	67.7	8.3	0.065	1003.9	1.64	1.67
2	31/1	18:00	0.636	1151	786	0.027	62.3	8.1	0.063	1003.3	1.66	1.76
3	31/1	23:10	0.617	1195	761	0.025	58.3	7.9	0.061	1003.0	1.47	1.56
4	1/2	04:00	0.698	2621	862	0.016	56.3	9.0	0.060	1001.8	1.37	1.39
5	17/2	11:30	0.756	-351	560	-0.105	70.7	9.3	0.067	1004.9	1.61	0.83
6	28/2	11:20	0.776	-520	880	-0.074	86.7	9.0	0.090	1025.3	1.89	1.30
7	28/2	12:30	0.804	-748	880	-0.054	86.0	9.4	0.088	1024.3	2.25	1.79
8	28/2	20:00	0.813	2540	1004	0.021	84.7	9.7	0.087	1021.4	-1.37	-1.32
9	29/2	00:30	0.782	9507	966	0.008	83.7	9.3	0.085	1019.1	-1.88	-1.92
10*	5/3	12:20	0.552	-307	60	-0.062	220.0	8.3	0.022	1002.3	7.47	7.29
11	10/4	11:40	0.745	-440	2480	-0.080	17.0	10.1	0.041	1016.9	6.18	5.56
12	10/4	16:40	0.761	-3844	2480	-0.006	22.7	10.3	0.044	1020.4	3.11	2.97
13	4/3	20:00	0.630	1244	778	0.025	221.0	9.7	0.022	1002.7	3.64	3.72
14	4/3	22:40	0.633	1070	781	0.029	218.3	9.7	0.023	1002.1	4.15	4.26
15	4/3	23:00	0.427	167	527	0.077	225.0	6.9	0.021	1003.3	6.96	7.46

tabel B.1 Toegevoegde meetwaarden en schalingsgrootheden per run. De kolom h of  $z_i$  geeft de inversiehoogte  $z_i$  van de onstabiele grenslaag wanneer  $L < 0$ , of de grenslaaghoogte h van de stabiele grenslaag wanneer  $L > 0$ . De gemeten temperaturen en luchtdrukken zijn afkomstig uit de Cabauw database (CABINS).

\* LET OP: de temperaturen van run 10 zijn niet op 0.6 en 10 m gemeten, maar op 10 en 20 m, en zijn afkomstig van het bronbestand met windsnelheden etcetera !

Hierachter volgen de ruwe meetgegevens. Eerst de gemiddelden (voor wind ook varianties) van windsnelheden, windrichtingen en temperaturen per run, per hoogte. Daarna de ongeschaalde u-spectra per run per hoogte vanaf 40 meter.

runnr.	hoogte (m)	U (m/s)	V (m/s)	S (m/s)	d (graden)	$\sigma_U^2$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	$\sigma_V^2$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	T (°Celsius)
1	200	14.79	-1.20	14.87	72.4	1.16	1.07	-0.08
	140	14.02	-0.43	14.06	69.5	1.68	1.16	0.42
	80	12.16	-1.20	12.28	73.5	2.29	1.43	0.96
	40	10.55	-0.39	10.64	70.0	2.66	1.66	1.32
	20	9.25	-0.50	9.35	70.8	3.18	1.75	1.50
	10	8.28	0.01	8.37	67.8	2.77	1.57	1.57
2	200	14.70	-1.64	14.83	69.3	1.52	1.17	0.16
	140	13.64	-0.69	13.71	65.8	1.31	1.26	0.62
	80	11.98	-1.37	12.12	69.5	1.65	1.34	1.12
	40	10.28	-0.46	10.36	65.6	2.55	1.50	1.45
	20	9.06	-0.51	9.16	66.2	2.55	1.65	1.61
	10	8.07	0.01	8.17	63.0	2.15	1.59	1.65
3	200	13.42	-1.37	13.54	64.8	1.31	1.16	-0.12
	140	12.64	-0.55	12.70	61.5	1.55	1.15	0.38
	80	11.33	-1.20	11.46	65.0	1.92	1.57	0.90
	40	9.67	-0.44	9.77	61.5	2.96	1.68	1.24
	20	8.78	-0.50	8.90	62.2	2.98	1.89	1.40
	10	7.94	-0.01	8.04	59.0	2.42	1.63	1.45
4	200	14.23	-0.95	14.31	60.7	1.70	1.26	-0.36
	140	13.79	-0.37	13.84	58.4	1.75	1.20	0.16
	80	12.65	-1.37	12.78	63.1	2.90	1.53	0.71
	40	10.90	-0.44	11.01	59.3	3.76	2.12	1.05
	20	9.89	-0.63	10.02	60.5	3.67	2.16	1.23
	10	8.89	-0.01	9.01	56.9	3.21	2.13	1.28
5	200	12.61	-1.11	12.71	75.7	1.53	1.46	-1.56
	140	12.50	-0.41	12.57	72.6	1.78	1.54	-0.95
	80	11.69	-1.12	11.82	76.3	2.17	1.77	-0.31
	40	10.86	-0.25	10.96	72.2	2.92	1.97	0.13
	20	9.97	-0.67	10.10	74.5	3.25	2.35	0.37
	10	9.19	-0.01	9.32	70.8	2.69	2.29	0.71

runnr.	hoogte (m)	U (m/s)	V (m/s)	S (m/s)	d (graden)	$\sigma_U^2$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	$\sigma_V^2$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	T (°Celsius)
6	200	13.11	0.17	13.17	86.5	2.45	1.38	-0.96
	140	12.59	0.41	12.66	85.3	2.95	1.51	-0.36
	80	11.80	-0.82	11.90	91.3	2.91	1.68	0.24
	40	10.61	-0.18	10.69	88.2	3.63	1.74	0.69
	20	9.87	-0.47	9.98	90.1	3.55	1.93	0.94
	10	8.97	-0.01	9.07	87.4	3.32	1.90	1.19
	7	200	14.25	-0.34	14.29	87.8	2.48	1.04
140		13.76	0.05	13.81	86.1	3.29	1.54	0.18
80		12.49	-1.45	12.62	91.3	3.33	2.09	0.79
40		11.21	-0.24	11.31	87.6	3.68	2.26	1.23
20		10.24	-0.53	10.37	89.3	3.38	2.41	1.47
10		9.30	-0.01	9.42	86.4	3.12	2.35	1.67
8		200	16.31	-0.81	16.36	88.1	1.77	1.25
	140	15.16	-0.35	15.21	86.6	2.55	1.47	-2.50
	80	13.20	-1.25	13.33	90.8	2.54	1.84	-1.95
	40	11.50	-0.32	11.60	86.9	2.95	2.20	-1.59
	20	10.44	-0.62	10.56	88.7	3.09	2.15	-1.41
	10	9.60	0.03	9.71	85.3	2.91	2.09	-1.36
	9	200	15.60	-1.23	15.69	88.8	1.26	1.13
140		14.52	-0.44	14.57	86.1	1.38	1.20	-3.14
80		12.76	-1.18	12.88	89.6	2.14	1.72	-2.59
40		11.18	-0.30	11.26	85.9	2.70	1.84	-2.22
20		10.19	-0.63	10.30	87.8	2.79	1.76	-2.03
10		9.23	-0.02	9.32	84.4	2.79	1.68	-1.96
10		200	14.00	-1.27	14.08	225.5	0.87	0.70
	140	12.68	-0.29	12.71	221.6	1.15	0.79	6.49
	80	11.09	0.16	11.13	219.5	1.06	0.73	6.87
	40	9.73	0.11	9.77	219.6	1.24	0.78	7.07
	20	9.19	-0.57	9.26	223.9	1.07	0.85	7.29
	10	8.24	-0.01	8.28	220.3	1.20	0.71	7.47

runnr.	hoogte (m)	U (m/s)	V (m/s)	S (m/s)	d (graden)	$\sigma_U^2$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	$\sigma_V^2$ (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	T (°Celsius)
11	200	13.70	-0.55	13.74	20.0	1.67	0.83	3.13
	140	13.73	0.04	13.76	17.5	1.83	0.81	3.69
	80	13.24	-0.86	13.30	21.4	2.05	1.01	4.34
	40	12.00	0.17	12.08	16.9	3.16	1.64	4.83
	20	10.96	-0.58	11.07	20.7	2.70	1.97	5.12
	10	10.00	0.02	10.10	17.7	2.55	1.98	5.35
12	200	14.13	-0.56	14.18	26.0	1.60	1.07	0.92
	140	13.80	-0.06	13.85	24.1	1.58	1.32	1.49
	80	13.11	-0.99	13.21	28.2	2.08	1.50	2.07
	40	11.89	0.20	11.97	22.8	3.40	1.92	2.48
	20	11.19	-0.53	11.29	26.6	3.19	1.85	2.72
	10	10.27	0.03	10.36	23.7	2.70	1.89	2.82
13	200	16.47	-1.26	16.56	225.7	2.09	1.43	2.78
	140	14.67	-0.25	14.72	222.3	1.95	1.42	3.04
	80	12.72	0.31	12.77	219.9	1.66	1.31	3.31
	40	11.19	0.10	11.25	220.8	1.95	1.23	3.49
	20	10.53	-0.60	10.61	224.5	2.16	1.23	3.57
	10	9.69	-0.02	9.75	221.3	2.08	1.23	3.59
14	200	15.87	-2.21	16.05	226.9	1.11	1.18	3.55
	140	14.58	-0.78	14.64	222.1	1.19	1.18	3.71
	80	12.75	-0.04	12.79	219.2	1.27	1.08	3.90
	40	11.21	0.04	11.25	218.9	1.51	1.04	4.03
	20	10.55	-0.61	10.62	222.3	1.62	1.02	4.10
	10	9.66	-0.02	9.71	219.1	1.62	1.02	4.12
15	200	13.06	-1.13	13.14	230.3	0.71	0.74	6.43
	140	10.20	-0.20	10.23	226.4	1.22	0.67	6.65
	80	9.63	0.15	9.67	224.4	1.17	0.64	7.01
	40	8.29	0.05	8.32	224.9	0.96	0.55	7.12
	20	7.78	-0.51	7.83	229.0	1.44	0.56	7.29
	10	6.91	-0.02	6.94	225.5	1.63	0.48	7.26



u spectra

run 3 200 m		run 3 140m		run 3 80 m		run 3 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	46.58652	0	80.26739	0	85.56171	0	132.5731
0.000488	45.70039	0.000488	79.23408	0.000488	85.87921	0.000488	132.8510
0.000977	46.80153	0.000977	79.09656	0.000977	84.09074	0.000977	131.8278
0.001709	45.58449	0.001709	78.03521	0.001709	81.94805	0.001709	128.4579
0.002685	43.81568	0.002685	74.80161	0.002685	77.70712	0.002685	123.5543
0.003906	41.88964	0.003906	70.92805	0.003906	74.66852	0.003906	116.5965
0.005615	41.09439	0.005615	63.92287	0.005615	68.46963	0.005615	108.6388
0.008300	39.77675	0.008300	56.08337	0.008300	61.31643	0.008300	97.08764
0.012451	36.01654	0.012451	46.90171	0.012451	50.60132	0.012451	82.54724
0.018310	22.41525	0.018310	22.23622	0.018310	26.79284	0.018310	45.18025
0.026855	11.71618	0.026855	11.01081	0.026855	17.32904	0.026855	26.75959
0.050537	4.128619	0.050537	4.848825	0.050537	7.489393	0.050537	10.80420
0.085205	1.989925	0.085205	2.018209	0.085205	3.097755	0.085205	4.080313
0.125000	0.991277	0.125000	0.934031	0.125000	1.556825	0.125000	2.362212
0.183105	0.557950	0.183105	0.539060	0.183105	0.926620	0.183105	1.190421
0.268066	0.197862	0.268066	0.264523	0.268066	0.353981	0.268066	0.604093
0.392578	0.096589	0.392578	0.103945	0.392578	0.168622	0.392578	0.213120
0.574951	0.034870	0.574951	0.046546	0.574951	0.066872	0.574951	0.066377
0.841796	0.014360	0.841796	0.015858	0.841796	0.026076	0.841796	0.030110

run 4 200 m		run 4 140 m		run 4 80 m		run 4 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	95.34344	0	114.6130	0	185.0957	0	206.5563
0.000488	91.57983	0.000488	112.8261	0.000488	187.2227	0.000488	201.9759
0.000977	92.03166	0.000977	108.4264	0.000977	179.8295	0.000977	199.4164
0.001709	88.22609	0.001709	103.0300	0.001709	174.3368	0.001709	197.6592
0.002685	88.64882	0.002685	97.27705	0.002685	164.0828	0.002685	185.3371
0.003906	83.95942	0.003906	91.24832	0.003906	153.6230	0.003906	173.0853
0.005615	75.52771	0.005615	82.87482	0.005615	140.4154	0.005615	158.4615
0.008300	65.77634	0.008300	73.31450	0.008300	122.4487	0.008300	139.7872
0.012451	49.37688	0.012451	49.40841	0.012451	80.95022	0.012451	98.19174
0.018310	25.56924	0.018310	19.36403	0.018310	33.69686	0.018310	49.37084
0.026855	13.74257	0.026855	10.63668	0.026855	16.83364	0.026855	30.80588
0.050537	4.790844	0.050537	4.733075	0.050537	8.098482	0.050537	12.06481
0.085205	1.726884	0.085205	1.844517	0.085205	3.170109	0.085205	5.440339
0.125000	0.877016	0.125000	0.970569	0.125000	1.331737	0.125000	2.655142
0.183105	0.479869	0.183105	0.594229	0.183105	0.699954	0.183105	1.130066
0.268066	0.229329	0.268066	0.287270	0.268066	0.461686	0.268066	0.561402
0.392578	0.121056	0.392578	0.123544	0.392578	0.174085	0.392578	0.272941
0.574951	0.042657	0.574951	0.052773	0.574951	0.058863	0.574951	0.104214
0.841796	0.015525	0.841796	0.020222	0.841796	0.024444	0.841796	0.041088

u spectra

run 5 200 m		run 5 140 m		run 5 80 m		run 5 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	92.66601	0	110.5633	0	130.8902	0	133.1329
0.000488	89.09825	0.000488	106.0001	0.000488	126.4387	0.000488	128.5107
0.000977	85.83646	0.000977	101.9624	0.000977	121.4988	0.000977	127.8221
0.001709	81.69805	0.001709	97.56116	0.001709	117.3371	0.001709	122.8311
0.002685	77.20242	0.002685	91.38776	0.002685	112.0699	0.002685	122.1417
0.003906	71.26961	0.003906	85.08221	0.003906	105.1334	0.003906	121.4463
0.005615	64.84761	0.005615	81.18219	0.005615	95.56073	0.005615	115.4544
0.008300	56.59677	0.008300	71.89650	0.008300	84.05592	0.008300	102.8227
0.012451	35.14067	0.012451	38.89257	0.012451	49.41092	0.012451	74.58215
0.018310	17.23757	0.018310	19.49253	0.018310	23.10100	0.018310	44.99471
0.026855	12.29128	0.026855	14.29806	0.026855	14.74081	0.026855	23.52261
0.050537	4.894373	0.050537	5.180654	0.050537	6.345328	0.050537	9.760274
0.085205	1.643643	0.085205	1.860411	0.085205	3.288936	0.085205	4.121706
0.125000	1.026300	0.125000	0.938367	0.125000	1.765390	0.125000	1.815834
0.183105	0.458233	0.183105	0.488572	0.183105	0.881661	0.183105	1.140156
0.268066	0.194902	0.268066	0.260780	0.268066	0.366566	0.268066	0.638433
0.392578	0.090382	0.392578	0.114461	0.392578	0.193491	0.392578	0.330170
0.574951	0.035602	0.574951	0.041989	0.574951	0.065718	0.574951	0.184444
0.841796	0.014175	0.841796	0.017188	0.841796	0.025146	0.841796	0.129087

run 6 200 m		run 6 140 m		run 6 80 m		run 6 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	151.8532	0	229.0163	0	192.2526	0	224.3106
0.000488	145.5218	0.000488	220.3826	0.000488	183.5409	0.000488	214.9689
0.000977	140.2911	0.000977	211.4445	0.000977	177.9507	0.000977	205.9479
0.001709	133.8140	0.001709	199.6322	0.001709	167.8961	0.001709	197.4337
0.002685	124.6962	0.002685	186.9693	0.002685	157.1443	0.002685	186.8471
0.003906	117.4245	0.003906	173.0947	0.003906	144.6079	0.003906	174.6585
0.005615	108.1663	0.005615	158.4369	0.005615	136.0173	0.005615	159.4782
0.008300	97.35512	0.008300	141.3025	0.008300	122.3330	0.008300	142.6089
0.012451	61.10435	0.012451	76.02482	0.012451	76.74428	0.012451	98.01565
0.018310	23.41788	0.018310	24.49455	0.018310	29.39357	0.018310	38.50161
0.026855	16.76378	0.026855	14.08755	0.026855	19.47292	0.026855	28.04636
0.050537	5.548856	0.050537	4.656445	0.050537	8.038162	0.050537	13.36658
0.085205	2.056458	0.085205	3.195809	0.085205	3.505246	0.085205	4.390764
0.125000	1.063177	0.125000	1.701414	0.125000	1.767565	0.125000	1.575213
0.183105	0.521388	0.183105	0.723567	0.183105	0.972648	0.183105	1.126458
0.268066	0.266830	0.268066	0.358615	0.268066	0.404452	0.268066	0.550074
0.392578	0.100234	0.392578	0.169662	0.392578	0.194051	0.392578	0.220545
0.574951	0.038352	0.574951	0.066738	0.574951	0.076395	0.574951	0.088600
0.841796	0.016450	0.841796	0.024872	0.841796	0.025957	0.841796	0.035775

u spectra

run 7 200 m		run 7 140 m		run 7 80 m		run 7 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	222.9084	0	275.8787	0	230.4587	0	198.7206
0.000488	216.7475	0.000488	264.6645	0.000488	221.9423	0.000488	193.3679
0.000977	207.3724	0.000977	253.5911	0.000977	215.0059	0.000977	191.1294
0.001709	196.5772	0.001709	241.1074	0.001709	205.7135	0.001709	182.9412
0.002685	183.1601	0.002685	224.9034	0.002685	194.2253	0.002685	174.1248
0.003906	168.6592	0.003906	207.2134	0.003906	180.7853	0.003906	167.2344
0.005615	153.1830	0.005615	188.2316	0.005615	167.4049	0.005615	156.8931
0.008300	134.5161	0.008300	164.4601	0.008300	148.5927	0.008300	139.7449
0.012451	50.60562	0.012451	68.35891	0.012451	79.81575	0.012451	88.40109
0.018310	20.85178	0.018310	24.60076	0.018310	36.16746	0.018310	52.99092
0.026855	11.36856	0.026855	16.93549	0.026855	20.41110	0.026855	27.78530
0.050537	3.764893	0.050537	8.336497	0.050537	8.900039	0.050537	12.75317
0.085205	1.652719	0.085205	2.996190	0.085205	4.155282	0.085205	4.574997
0.125000	0.722589	0.125000	1.355991	0.125000	1.600264	0.125000	2.694494
0.183105	0.405411	0.183105	0.689299	0.183105	0.877747	0.183105	1.281464
0.268066	0.212800	0.268066	0.299013	0.268066	0.524094	0.268066	0.639744
0.392578	0.097252	0.392578	0.187807	0.392578	0.230738	0.392578	0.271569
0.574951	0.036100	0.574951	0.065496	0.574951	0.089162	0.574951	0.101255
0.841796	0.013865	0.841796	0.025863	0.841796	0.035277	0.841796	0.037901

run 8 200 m		run 8 140 m		run 8 80 m		run 8 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	92.92151	0	119.2700	0	96.86553	0	115.8430
0.000488	90.10792	0.000488	115.2324	0.000488	93.50047	0.000488	116.3248
0.000977	86.76120	0.000977	112.3596	0.000977	95.18143	0.000977	115.9640
0.001709	83.97412	0.001709	107.1487	0.001709	92.48026	0.001709	111.2983
0.002685	82.69639	0.002685	104.0922	0.002685	89.89287	0.002685	107.1796
0.003906	77.72876	0.003906	98.14597	0.003906	85.56180	0.003906	99.86038
0.005615	73.97606	0.005615	93.04475	0.005615	80.56582	0.005615	92.35270
0.008300	68.04268	0.008300	90.54914	0.008300	75.54409	0.008300	86.95593
0.012451	48.87639	0.012451	73.70737	0.012451	57.94038	0.012451	68.10397
0.018310	26.49639	0.018310	44.86561	0.018310	37.41121	0.018310	40.20425
0.026855	13.24515	0.026855	24.49238	0.026855	24.91132	0.026855	26.11577
0.050537	5.791057	0.050537	8.665326	0.050537	11.58245	0.050537	13.04327
0.085205	2.036581	0.085205	2.873482	0.085205	4.849827	0.085205	5.930556
0.125000	1.118740	0.125000	1.560370	0.125000	2.640161	0.125000	3.244206
0.183105	0.578987	0.183105	0.909759	0.183105	0.915825	0.183105	1.438165
0.268066	0.318230	0.268066	0.358070	0.268066	0.575117	0.268066	0.677891
0.392578	0.122719	0.392578	0.186810	0.392578	0.245680	0.392578	0.367403
0.574951	0.057062	0.574951	0.082645	0.574951	0.106227	0.574951	0.123565
0.841796	0.021649	0.841796	0.031016	0.841796	0.049143	0.841796	0.050112

u spectra

run 9 200 m		run 9 140 m		run 9 80 m		run 9 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	56.06219	0	42.76264	0	95.24838	0	124.3150
0.000488	53.94578	0.000488	41.09510	0.000488	93.81577	0.000488	124.5888
0.000977	51.67767	0.000977	40.65420	0.000977	92.29679	0.000977	120.8718
0.001709	49.24822	0.001709	39.15242	0.001709	89.64601	0.001709	114.4437
0.002685	46.10701	0.002685	36.95509	0.002685	87.27524	0.002685	112.1320
0.003906	44.42083	0.003906	34.51510	0.003906	81.40757	0.003906	104.9956
0.005615	43.88484	0.005615	34.54956	0.005615	75.65421	0.005615	96.84024
0.008300	40.19965	0.008300	32.78670	0.008300	68.31751	0.008300	86.68604
0.012451	32.76863	0.012451	27.55656	0.012451	47.67643	0.012451	66.87454
0.018310	17.55421	0.018310	22.44897	0.018310	29.69029	0.018310	39.16694
0.026855	12.41551	0.026855	17.60960	0.026855	19.91048	0.026855	19.83943
0.050537	4.711295	0.050537	7.222197	0.050537	8.976905	0.050537	9.806031
0.085205	2.061081	0.085205	2.785856	0.085205	3.173614	0.085205	4.339758
0.125000	1.224569	0.125000	1.420882	0.125000	1.877049	0.125000	2.700858
0.183105	0.608370	0.183105	0.647072	0.183105	1.050834	0.183105	1.337274
0.268066	0.260466	0.268066	0.357374	0.268066	0.487583	0.268066	0.597250
0.392578	0.122572	0.392578	0.150676	0.392578	0.217490	0.392578	0.252167
0.574951	0.047429	0.574951	0.063075	0.574951	0.090463	0.574951	0.098052
0.841796	0.018538	0.841796	0.025492	0.841796	0.046751	0.841796	0.036778

run 10 200 m		run 10 140 m		run 10 80 m		run 10 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	33.13481	0	52.52081	0	41.54798	0	53.90246
0.000488	31.73852	0.000488	50.21610	0.000488	39.76271	0.000488	52.93451
0.000977	32.38175	0.000977	49.95843	0.000977	38.37266	0.000977	51.37019
0.001709	31.55278	0.001709	47.98834	0.001709	36.81510	0.001709	50.24472
0.002685	29.54509	0.002685	45.96666	0.002685	34.34259	0.002685	47.30488
0.003906	29.46468	0.003906	43.65579	0.003906	33.28819	0.003906	43.68073
0.005615	27.60520	0.005615	41.77648	0.005615	32.53447	0.005615	39.87207
0.008300	25.88874	0.008300	38.63971	0.008300	30.05641	0.008300	36.21583
0.012451	19.62760	0.012451	27.16115	0.012451	26.03584	0.012451	31.18742
0.018310	13.89797	0.018310	18.16530	0.018310	17.91622	0.018310	19.34742
0.026855	9.182882	0.026855	12.51962	0.026855	12.36631	0.026855	10.87623
0.050537	3.492408	0.050537	4.077086	0.050537	4.459201	0.050537	5.174308
0.085205	1.779608	0.085205	1.777947	0.085205	2.081550	0.085205	1.720099
0.125000	0.712902	0.125000	0.921895	0.125000	0.799209	0.125000	1.371268
0.183105	0.409111	0.183105	0.485238	0.183105	0.421422	0.183105	0.667124
0.268066	0.234086	0.268066	0.198428	0.268066	0.250745	0.268066	0.293575
0.392578	0.093692	0.392578	0.098744	0.392578	0.095194	0.392578	0.111172
0.574951	0.034583	0.574951	0.033717	0.574951	0.040796	0.574951	0.040034
0.841796	0.013630	0.841796	0.012999	0.841796	0.012775	0.841796	0.014336

u spectra

run 11 200 m		run 11 140 m		run 11 80 m		run 11 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	138.3058	0	157.8070	0	154.8338	0	194.3638
0.000488	132.6862	0.000488	151.6655	0.000488	149.1916	0.000488	186.5966
0.000977	128.6962	0.000977	146.0589	0.000977	144.3494	0.000977	182.2144
0.001709	121.3651	0.001709	138.5462	0.001709	138.4758	0.001709	173.6173
0.002685	114.4833	0.002685	129.4465	0.002685	130.6863	0.002685	164.2434
0.003906	108.5083	0.003906	119.8201	0.003906	121.0892	0.003906	153.3252
0.005615	98.06125	0.005615	107.3756	0.005615	109.5552	0.005615	138.7727
0.008300	85.50337	0.008300	93.28289	0.008300	96.35923	0.008300	122.9745
0.012451	41.86750	0.012451	43.52310	0.012451	51.28500	0.012451	74.12649
0.018310	13.93919	0.018310	12.24891	0.018310	18.33823	0.018310	34.88193
0.026855	6.777085	0.026855	6.247609	0.026855	10.39683	0.026855	23.06415
0.050537	2.779835	0.050537	3.260612	0.050537	4.549022	0.050537	9.408149
0.085205	1.119700	0.085205	1.423436	0.085205	1.409244	0.085205	4.571469
0.125000	0.431294	0.125000	0.637213	0.125000	0.833357	0.125000	2.415481
0.183105	0.301314	0.183105	0.290291	0.183105	0.536062	0.183105	1.401171
0.268066	0.152465	0.268066	0.175291	0.268066	0.252635	0.268066	0.617554
0.392578	0.067891	0.392578	0.080976	0.392578	0.104974	0.392578	0.278128
0.574951	0.025939	0.574951	0.029679	0.574951	0.046667	0.574951	0.094337
0.841796	0.009100	0.841796	0.011163	0.841796	0.015038	0.841796	0.034150

run 12 200 m		run 12 140 m		run 12 80 m		run 12 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	136.1338	0	109.8302	0	142.6970	0	232.5982
0.000488	131.2150	0.000488	108.7744	0.000488	140.6997	0.000488	226.4407
0.000977	125.5882	0.000977	104.8686	0.000977	135.1350	0.000977	216.6260
0.001709	118.7085	0.001709	98.84895	0.001709	128.1658	0.001709	204.6890
0.002685	111.3497	0.002685	93.37242	0.002685	119.6458	0.002685	190.9726
0.003906	102.7781	0.003906	85.89591	0.003906	110.7777	0.003906	177.2745
0.005615	93.09312	0.005615	77.29315	0.005615	99.95568	0.005615	162.1987
0.008300	81.80272	0.008300	69.26871	0.008300	88.22838	0.008300	143.7712
0.012451	36.44883	0.012451	37.34585	0.012451	54.85982	0.012451	84.52662
0.018310	12.12041	0.018310	15.30734	0.018310	22.85181	0.018310	35.39335
0.026855	8.254610	0.026855	9.619519	0.026855	12.89680	0.026855	17.71723
0.050537	3.254079	0.050537	4.126045	0.050537	5.616793	0.050537	8.315577
0.085205	1.160101	0.085205	2.237767	0.085205	2.091429	0.085205	4.421262
0.125000	0.687533	0.125000	0.861778	0.125000	1.039698	0.125000	2.796767
0.183105	0.382243	0.183105	0.482779	0.183105	0.651196	0.183105	1.454183
0.268066	0.180029	0.268066	0.271422	0.268066	0.300296	0.268066	0.728238
0.392578	0.072631	0.392578	0.113078	0.392578	0.146140	0.392578	0.274899
0.574951	0.027682	0.574951	0.041910	0.574951	0.058659	0.574951	0.105725
0.841796	0.010747	0.841796	0.017151	0.841796	0.019925	0.841796	0.039278

u spectra

run 13 200 m		run 13 140 m		run 13 80 m		run 13 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	104.2868	0	72.72559	0	68.12405	0	84.31548
0.000488	99.77931	0.000488	69.82991	0.000488	65.44577	0.000488	80.88131
0.000977	97.71275	0.000977	68.77029	0.000977	63.34129	0.000977	77.41861
0.001709	93.69865	0.001709	65.36411	0.001709	61.22612	0.001709	74.71499
0.002685	90.27404	0.002685	61.76449	0.002685	59.70497	0.002685	69.57788
0.003906	89.00637	0.003906	60.59397	0.003906	56.36530	0.003906	66.00447
0.005615	83.19226	0.005615	60.96239	0.005615	54.26123	0.005615	64.45878
0.008300	73.67609	0.008300	57.21137	0.008300	50.46941	0.008300	58.11852
0.012451	52.24740	0.012451	46.26403	0.012451	34.37470	0.012451	44.74760
0.018310	25.57240	0.018310	32.65932	0.018310	22.70282	0.018310	29.59711
0.026855	14.81110	0.026855	22.23319	0.026855	16.37855	0.026855	21.76446
0.050537	7.870928	0.050537	8.579275	0.050537	7.124471	0.050537	7.670579
0.085205	3.462776	0.085205	3.125572	0.085205	3.341428	0.085205	3.211494
0.125000	1.794601	0.125000	1.901073	0.125000	1.632250	0.125000	1.880885
0.183105	0.915744	0.183105	0.699283	0.183105	0.840964	0.183105	0.949895
0.268066	0.399291	0.268066	0.460122	0.268066	0.446148	0.268066	0.472511
0.392578	0.176451	0.392578	0.185236	0.392578	0.185633	0.392578	0.207139
0.574951	0.077796	0.574951	0.076415	0.574951	0.071837	0.574951	0.066679
0.841796	0.030404	0.841796	0.026327	0.841796	0.025462	0.841796	0.027086

run 14 200 m		run 14 140 m		run 14 80 m		run 14 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	44.42188	0	31.18233	0	45.91963	0	51.24811
0.000488	43.46061	0.000488	31.36447	0.000488	45.42145	0.000488	52.37619
0.000977	42.07563	0.000977	30.02328	0.000977	46.24088	0.000977	50.70608
0.001709	39.83394	0.001709	28.63939	0.001709	47.77893	0.001709	49.84762
0.002685	36.94855	0.002685	26.85490	0.002685	45.81499	0.002685	48.86185
0.003906	34.36396	0.003906	25.17696	0.003906	42.31122	0.003906	46.92459
0.005615	31.87055	0.005615	24.80749	0.005615	39.98054	0.005615	46.34212
0.008300	29.84539	0.008300	23.28350	0.008300	37.91816	0.008300	42.71254
0.012451	23.72913	0.012451	21.40216	0.012451	30.48806	0.012451	32.65209
0.018310	14.33190	0.018310	18.18982	0.018310	18.67116	0.018310	22.03358
0.026855	10.63466	0.026855	18.53717	0.026855	10.34901	0.026855	14.14354
0.050537	5.126821	0.050537	6.928237	0.050537	5.541184	0.050537	7.081884
0.085205	2.395705	0.085205	2.580459	0.085205	2.227066	0.085205	2.522549
0.125000	1.247251	0.125000	1.271405	0.125000	1.315044	0.125000	1.559483
0.183105	0.607698	0.183105	0.609100	0.183105	0.692832	0.183105	0.839327
0.268066	0.290235	0.268066	0.315246	0.268066	0.301831	0.268066	0.481800
0.392578	0.145701	0.392578	0.143614	0.392578	0.156227	0.392578	0.194550
0.574951	0.058986	0.574951	0.052114	0.574951	0.053703	0.574951	0.073199
0.841796	0.023828	0.841796	0.017993	0.841796	0.019895	0.841796	0.024115

u spectra

run 15 200 m		run 15 140 m		run 15 80 m		run 15 40 m	
n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)	n	S(n)
0	25.28759	0	39.48333	0	47.75944	0	38.92789
0.000488	25.49850	0.000488	39.00044	0.000488	46.70860	0.000488	39.52515
0.000977	25.28280	0.000977	39.28171	0.000977	45.61230	0.000977	37.91330
0.001709	25.82919	0.001709	37.87116	0.001709	44.29687	0.001709	36.82877
0.002685	24.97487	0.002685	35.76726	0.002685	42.46519	0.002685	34.69867
0.003906	24.34465	0.003906	34.12804	0.003906	39.99000	0.003906	32.13050
0.005615	22.70049	0.005615	33.80372	0.005615	37.08182	0.005615	28.81660
0.008300	21.16808	0.008300	31.10032	0.008300	32.82960	0.008300	25.53914
0.012451	16.19630	0.012451	23.88701	0.012451	21.70058	0.012451	16.39307
0.018310	10.50299	0.018310	15.96647	0.018310	12.96381	0.018310	9.715071
0.026855	6.497821	0.026855	9.695348	0.026855	8.381025	0.026855	6.804291
0.050537	2.686342	0.050537	3.466408	0.050537	3.875067	0.050537	3.486674
0.085205	1.181699	0.085205	1.412481	0.085205	1.111636	0.085205	1.260539
0.125000	0.594852	0.125000	0.582853	0.125000	0.646256	0.125000	0.573188
0.183105	0.293880	0.183105	0.276541	0.183105	0.358408	0.183105	0.340935
0.268066	0.149915	0.268066	0.159808	0.268066	0.206187	0.268066	0.172692
0.392578	0.073850	0.392578	0.067963	0.392578	0.064976	0.392578	0.060559
0.574951	0.029118	0.574951	0.023499	0.574951	0.024543	0.574951	0.019196
0.841796	0.009939	0.841796	0.008630	0.841796	0.008887	0.841796	0.007550

APPENDIX C. SPSS uitvoer: voorbeeld run 10 hoogte 200 m

5

Count	Midpoint
0	9.80
0	9.95
0	10.10
0	10.25
0	10.40
0	10.55
2	10.70
0	10.85
4	11.00  X
4	11.15  X
7	11.30  X
9	11.45  X
20	11.60  XXX
15	11.75  XX
20	11.90  XXX
18	12.05  XX
32	12.20  XXXX
42	12.35  XXXXX
43	12.50  XXXXX
56	12.65  XXXXXXX
86	12.80  XXXXXXXXXX
88	12.95  XXXXXXXXXX
142	13.10  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
135	13.25  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
160	13.40  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
175	13.55  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
198	13.70  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
214	13.85  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
212	14.00  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
214	14.15  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
212	14.30  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
204	14.45  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
293	14.60  XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX
235	14.75  XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX
199	14.90  XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX
129	15.05  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
123	15.20  XXXXXXXXXXXXXXXXXX
81	15.35  XXXXXXXXXX
75	15.50  XXXXXXXXXX
57	15.65  XXXXXXX
48	15.80  XXXXXX
26	15.95  XXX
11	16.10  X
7	16.25  X
4	16.40  X
0	16.55
0	16.70
0	16.85
0	17.00
0	17.15
0	17.30

I.....+.....I.....+.....I.....+.....I.....+.....I.....+.....I

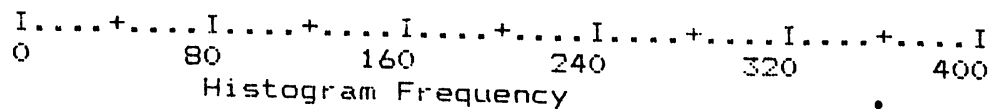
0 80 160 240 320 400

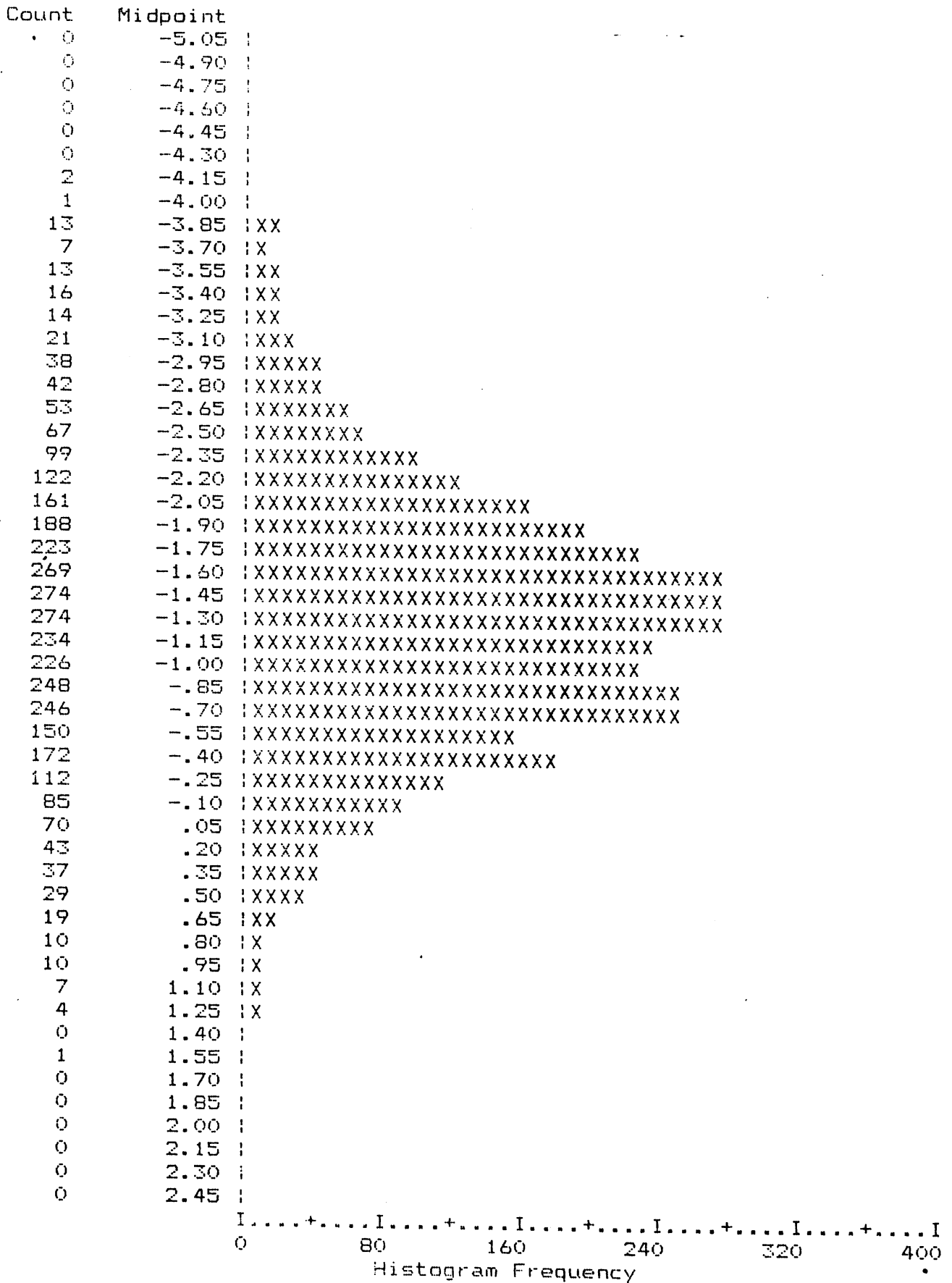
Histogram Frequency



u

Count	Midpoint
0	9.70
0	9.85
0	10.00
0	10.15
0	10.30
1	10.45
1	10.60
0	10.75
2	10.90
6	11.05
6	11.20
9	11.35
14	11.50
18	11.65
20	11.80
18	11.95
41	12.10
37	12.25
44	12.40
52	12.55
76	12.70
101	12.85
126	13.00
148	13.15
161	13.30
184	13.45
195	13.60
212	13.75
190	13.90
231	14.05
198	14.20
213	14.35
256	14.50
228	14.65
205	14.80
149	14.95
118	15.10
93	15.25
68	15.40
69	15.55
53	15.70
31	15.85
10	16.00
14	16.15
1	16.30
1	16.45
0	16.60
0	16.75
0	16.90
0	17.05
0	17.20





Valid Cases      3600                    Missing Cases      0

Number of Valid Observations (Listwise) = 3600.00

Variable D

Mean	225.511	S.E. Mean	.057
Std Dev	3.434	Variance	11.790
Kurtosis	.260	S.E. Kurt	.082
Skewness	.116	S.E. Skew	.041
Minimum	214.16	Maximum	236.66

Valid Observations - 3600 Missing Observations - 0

Variable S

Mean	14.084	S.E. Mean	.016
Std Dev	.932	Variance	.868
Kurtosis	.071	S.E. Kurt	.082
Skewness	-.386	S.E. Skew	.041
Minimum	10.63	Maximum	16.42

Valid Observations - 3600 Missing Observations - 0

Variable T

Mean	6.220	S.E. Mean	.001
Std Dev	.057	Variance	.003
Kurtosis	-.104	S.E. Kurt	.082
Skewness	-.001	S.E. Skew	.041
Minimum	6.03	Maximum	6.42

Valid Observations - 3600 Missing Observations - 0

Variable U

Mean	14.002	S.E. Mean	.016
Std Dev	.934	Variance	.872
Kurtosis	.047	S.E. Kurt	.082
Skewness	-.368	S.E. Skew	.041
Minimum	10.52	Maximum	16.40

Valid Observations - 3600 Missing Observations - 0

Number of Valid Observations (Listwise) = 3600.00

Variable V

Mean	-1.272	S.E. Mean	.014
Std Dev	.838	Variance	.702
Kurtosis	.311	S.E. Kurt	.082
Skewness	-.123	S.E. Skew	.041
Minimum	-4.14	Maximum	1.52

Valid Observations - 3600                      Missing Observations - 0

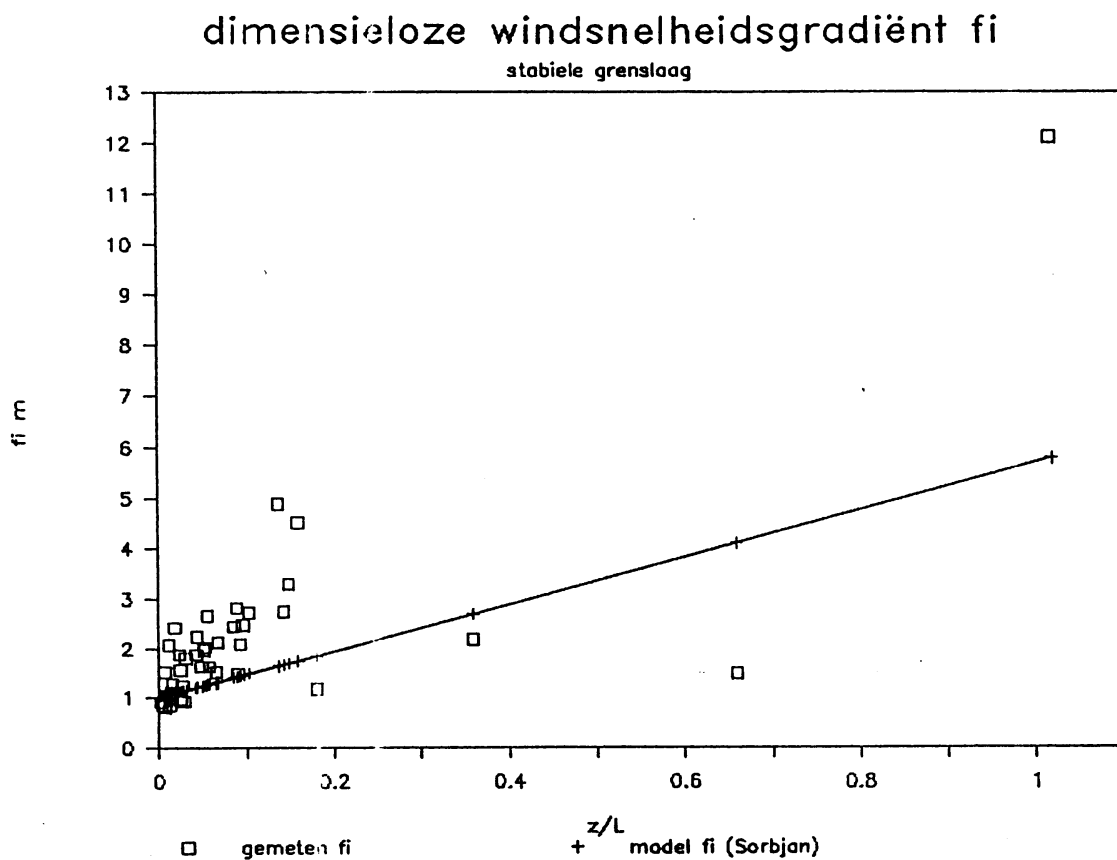
-----

Variable FT

Mean	8.070	S.E. Mean	.001
Std Dev	.057	Variance	.003
Kurtosis	-.104	S.E. Kurt	.082
Skewness	-.001	S.E. Skew	.041
Minimum	7.88	Maximum	8.27

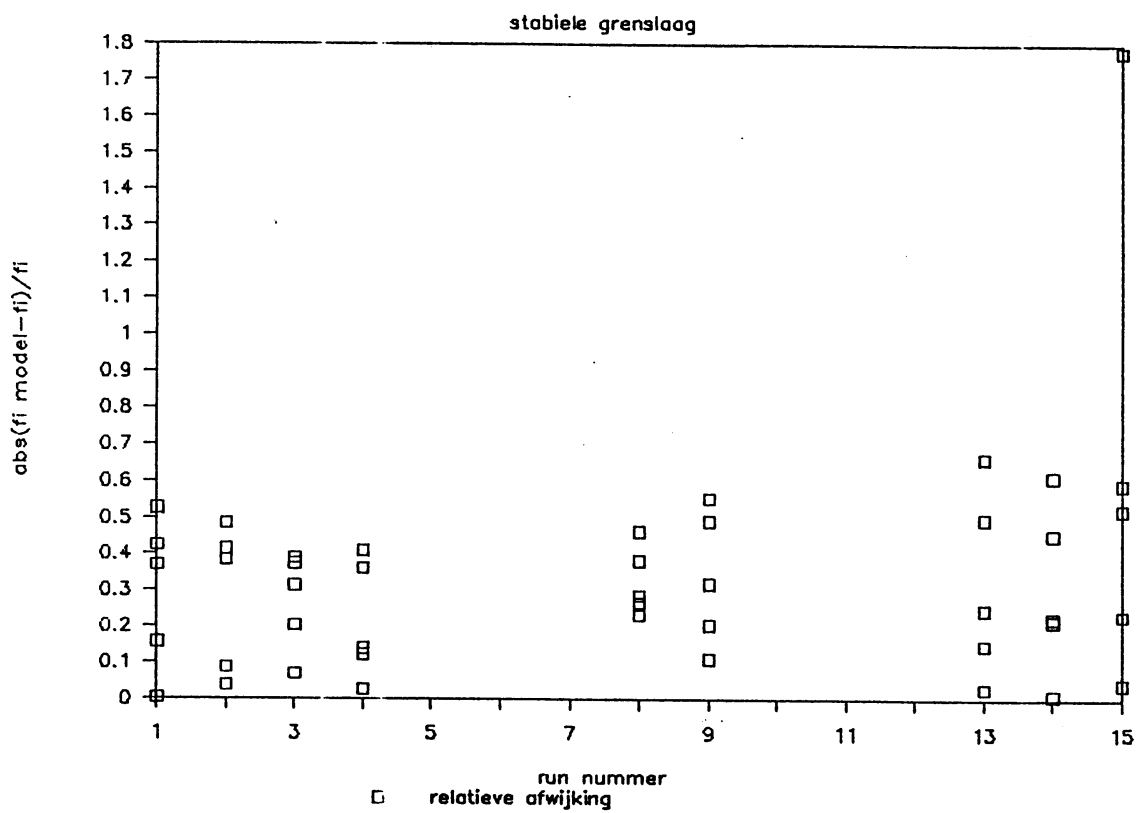
Valid Observations - 3600                      Missing Observations - 0

## APPENDIX D Grafische presentatie van de meetgegevens



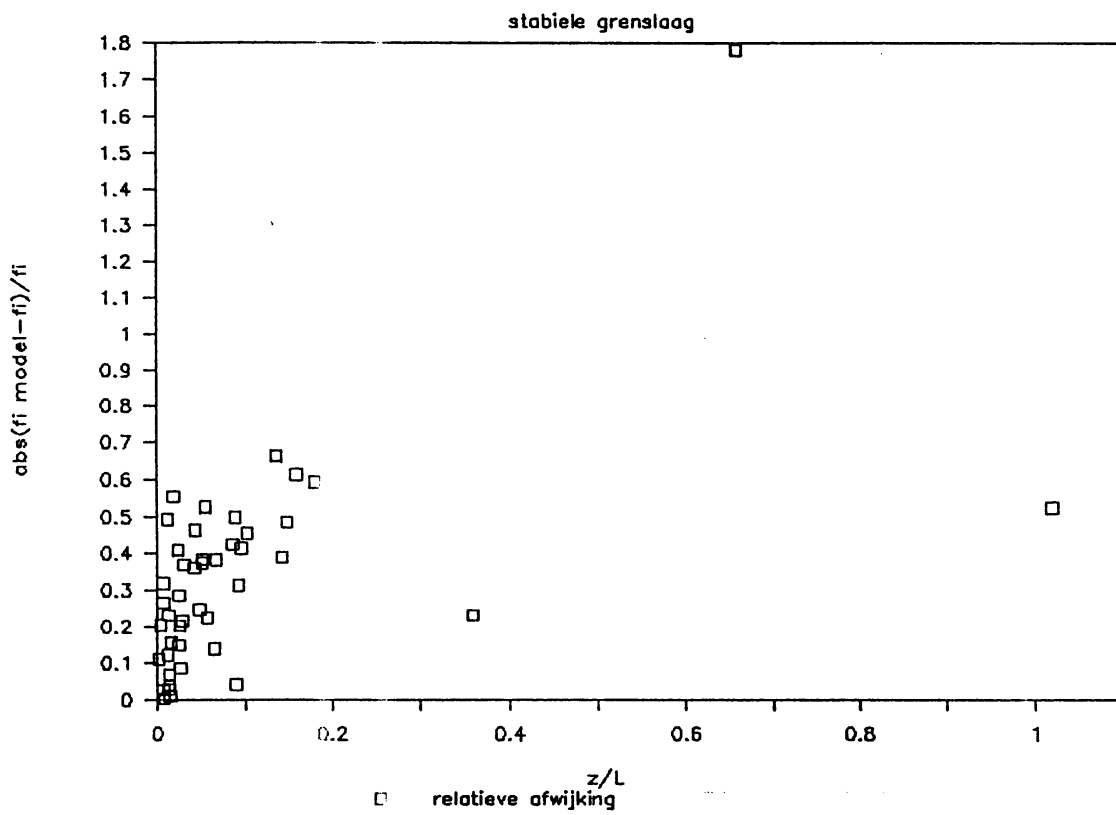
Figuur D.1 De dimensieloze windsnelheidsgradiënt  $\Phi_m$  als functie van de stabiliteit  $z/\Lambda$  (in dit geval  $z/L$ ) in een stabiele grenslaag. De modellijn is  $\Phi_m = 1 + 4.7z/L$  volgens Sorbjan (Sorbjan 1986a).

### rel. afw. $\phi_m$ als functie van run nr

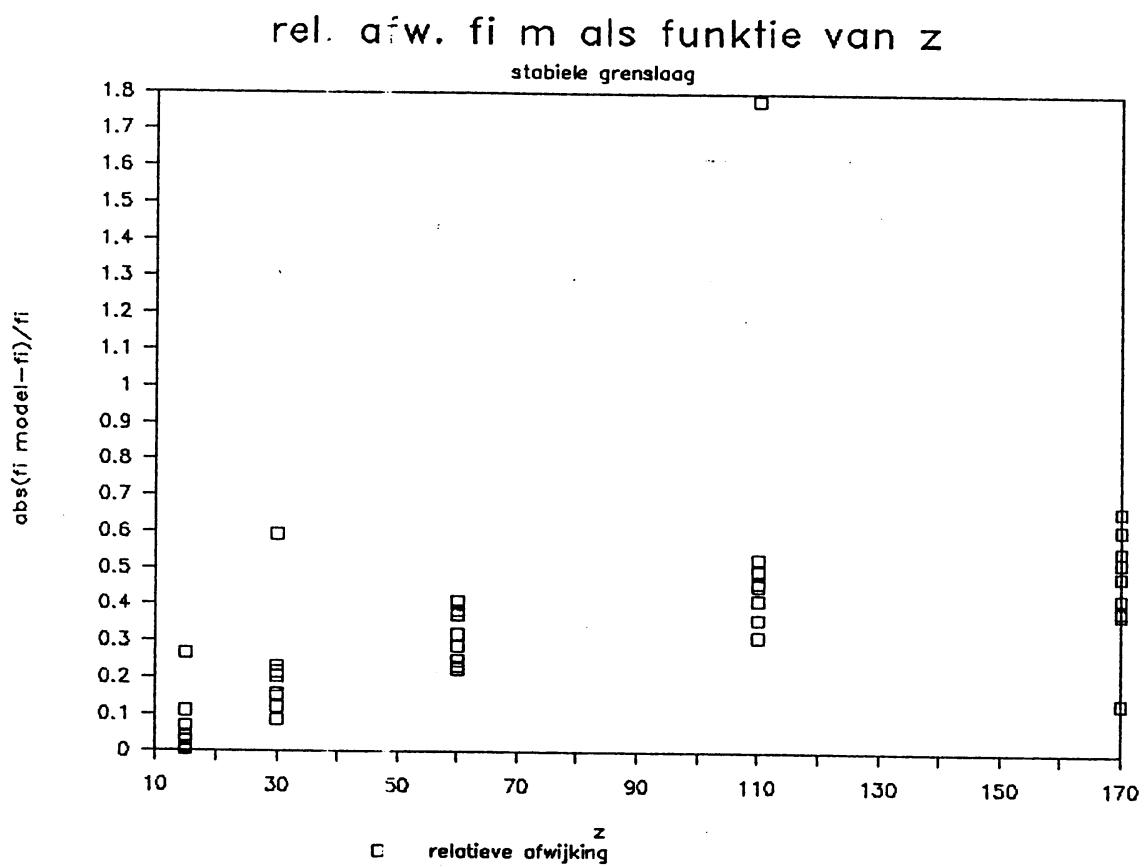


Figuur D.2 De relatieve afwijking van de berekende  $\phi_m$  in de stabele grenslaag, ten opzichte van het model van Sorbjan, als functie van het run-nummer.

### rel. afw. $\phi_m$ als functie van $z/L$

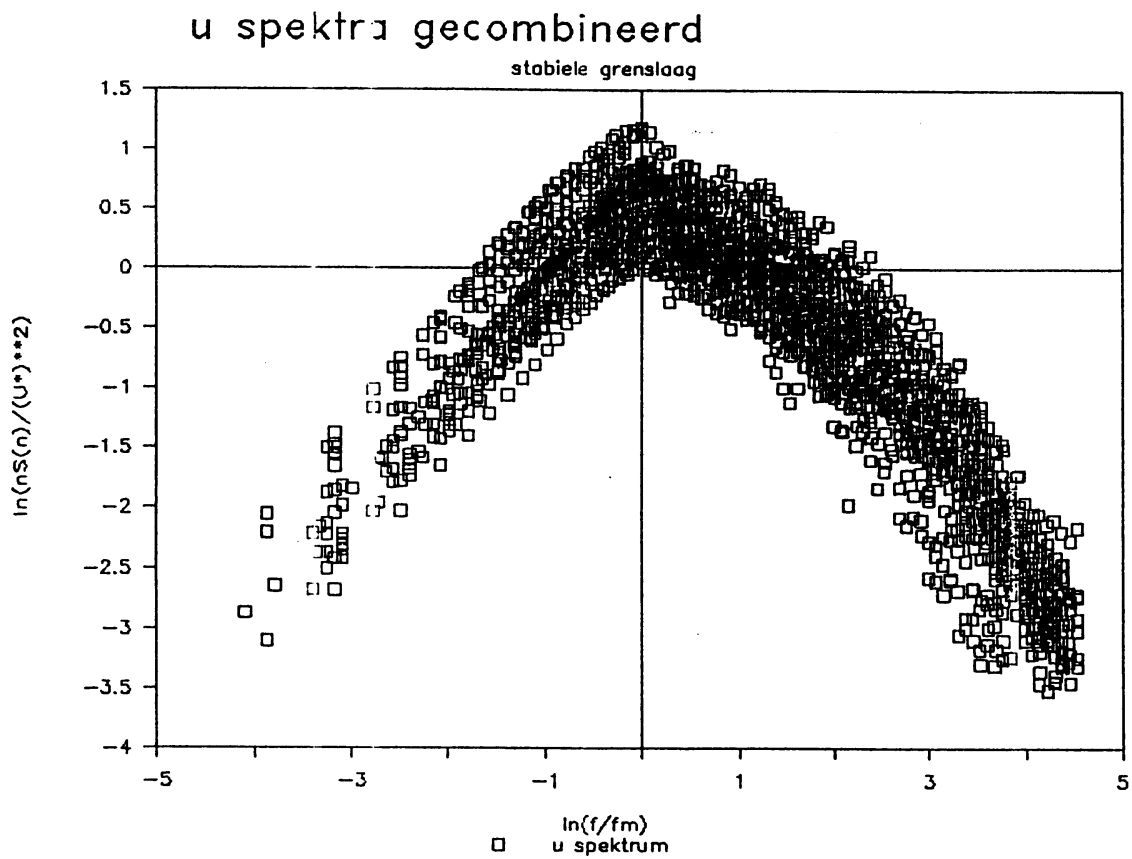


Figuur D.3 De relatieve afwijking, van de berekende  $\phi_m$  in de stabele grenslaag, ten opzichte van het model van Sorbjan, als functie van de stabiliteit  $z/L$ .

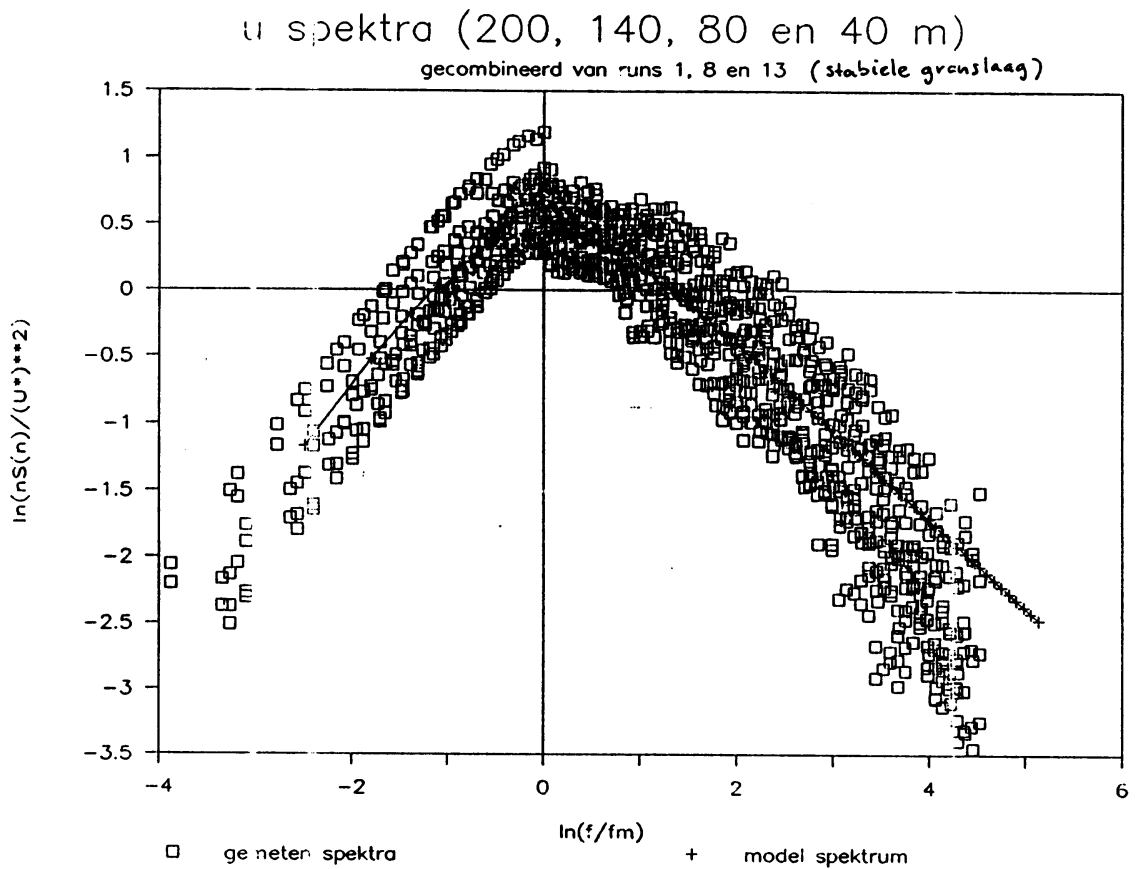


Figuur D.4 De relatieve afwijking, van de berekende  $\phi_m$  in de stabiele grenslaag, ten opzichte van het model, als functie van de meethoogte  $z$ .



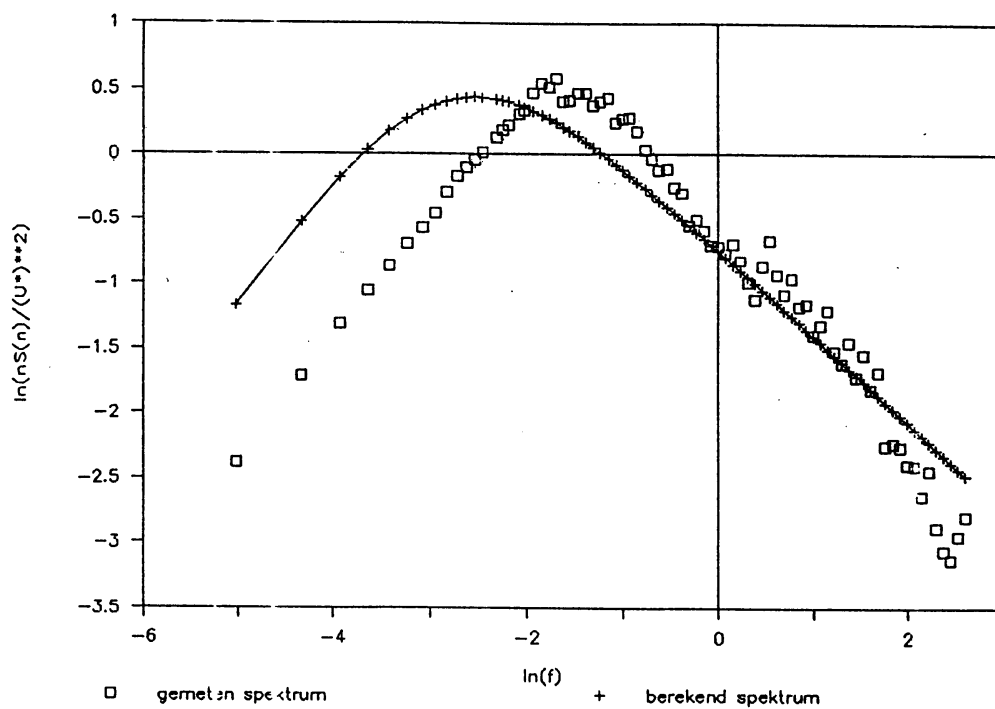


Figuur D.5 De gecombineerde u-spektra in de stabiele grenslaag ( $z > 20\text{m}$ ) met een op  $f_m$  genormaliseerde frekwentie as.



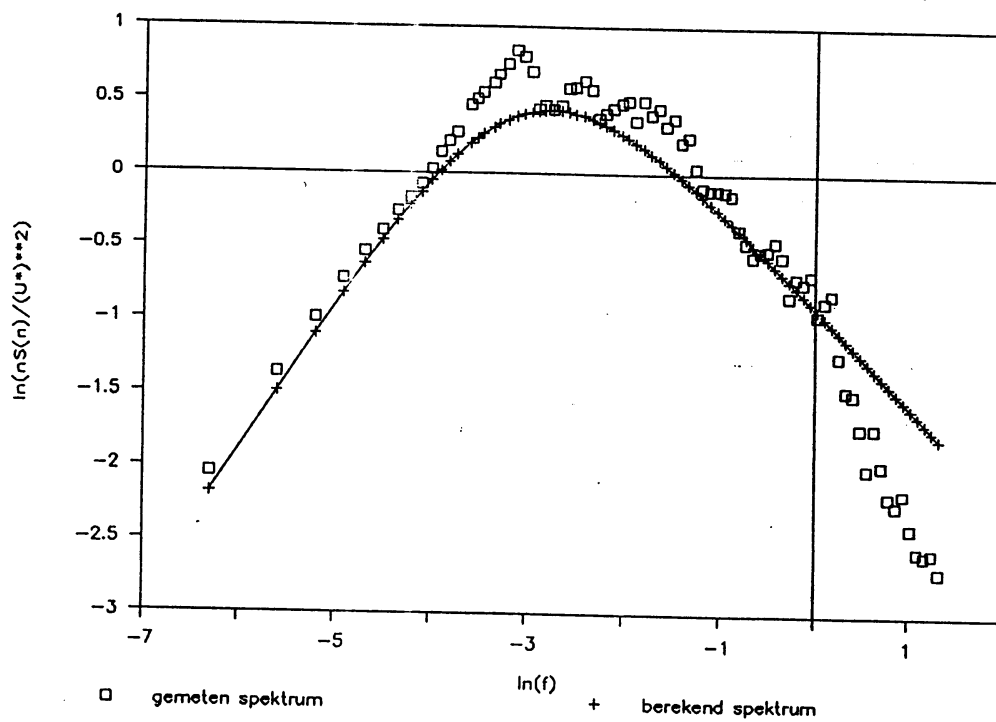
**Figuur D.6** De gecombineerde u-spektra van run 1, 8 en 13 (stabiele grenslaag) samen met het model spektrum volgens Sorbjan.

### U SPEKTRUM RUN 1 HOOGTE 200 (STABIEL)

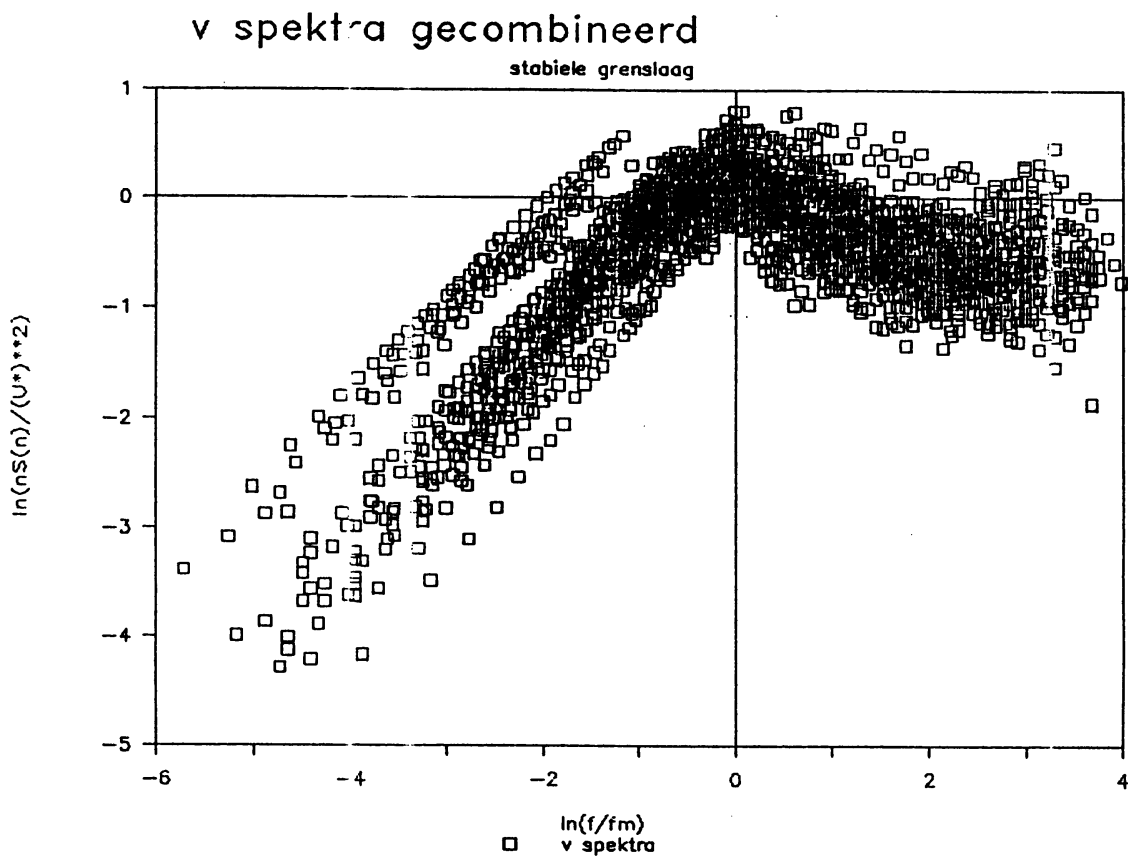


Figuur D.7 Het u-spectrum van run1 hoogte 200 m (stabiele grenslaag) samen met het model spectrum volgens Sorbjan.

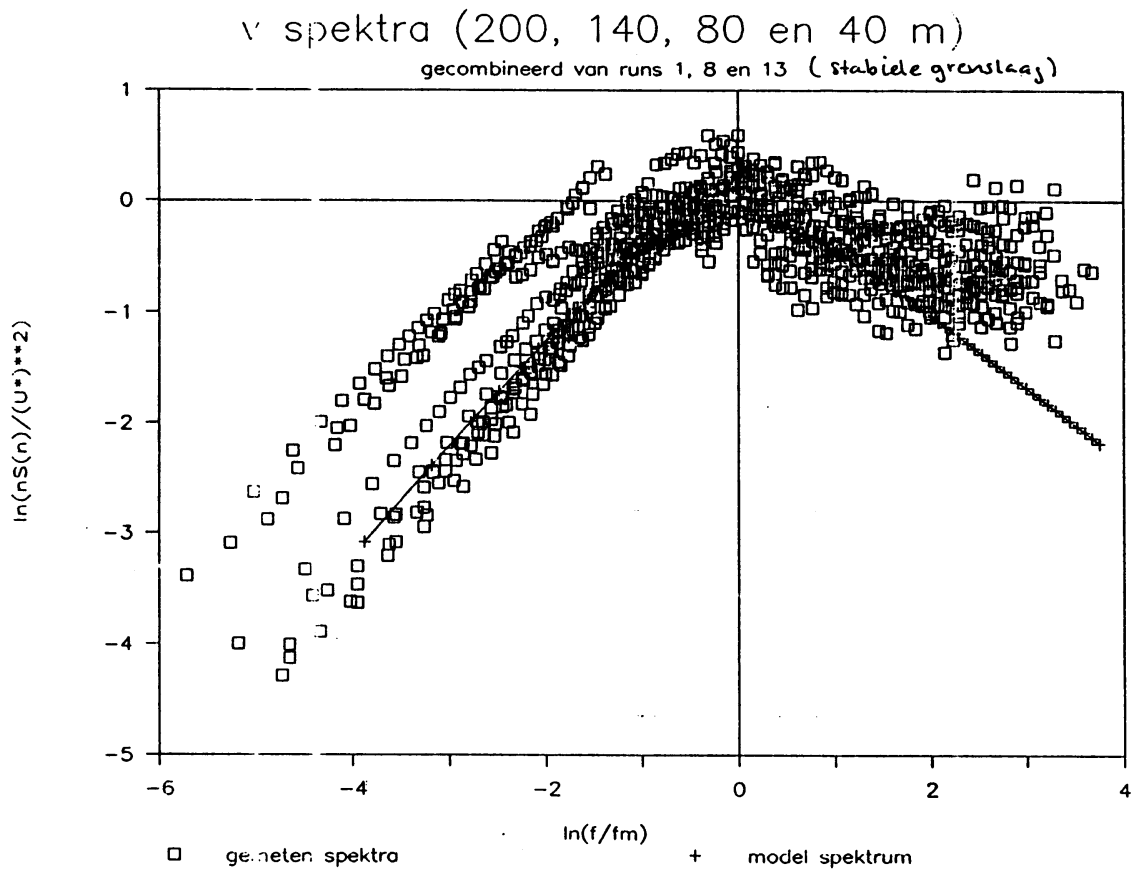
### u SPEKTRUM RUN 1 HOOGTE 40 (STABIEL)



Figuur D.8 Het u-spectrum van run1 hoogte 40 m (stabiele grenslaag) samen met het model spectrum volgens Sorbjan.

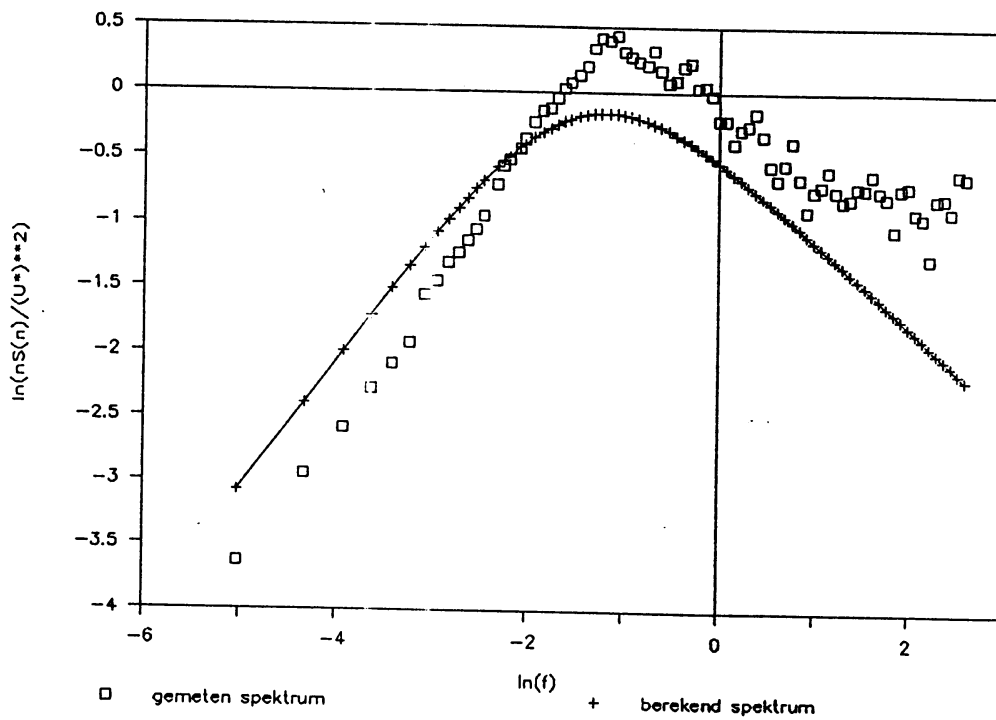


Figuur D.9 De gecombineerde v-spektra in de stabiele grenslaag ( $z > 20m$ ) met een op  $f_m$  genormaliseerde frekwentie as.



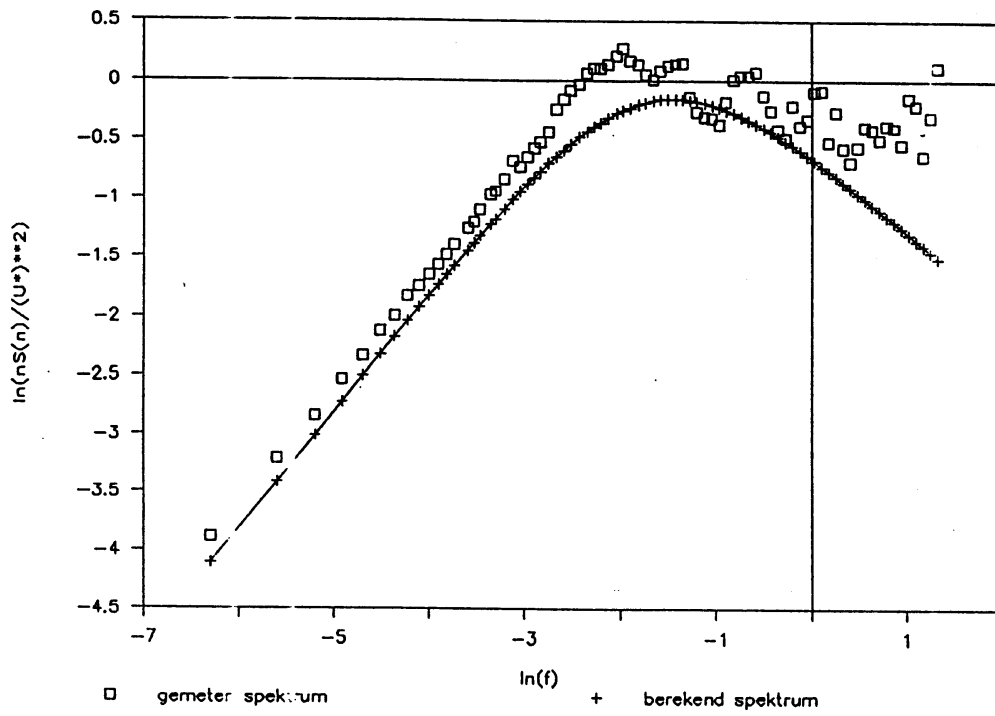
Figuur D.10 De gecombineerde v-spektra van run 1, 8 en 13 (stabiele grenslaag) samen met het model spektrum volgens Sorbjan.

### V SPEKTRUM RUN 1 HOOGTE 200 (STABIEL)



Figuur D.11 Het v-spektrum van run1 hoogte 200 m (stabiele grenslaag) samen met het model spektrum volgens Sorbjan.

v SPEKTRUM RUN 1 HOOGTE 40 (STABIEL)

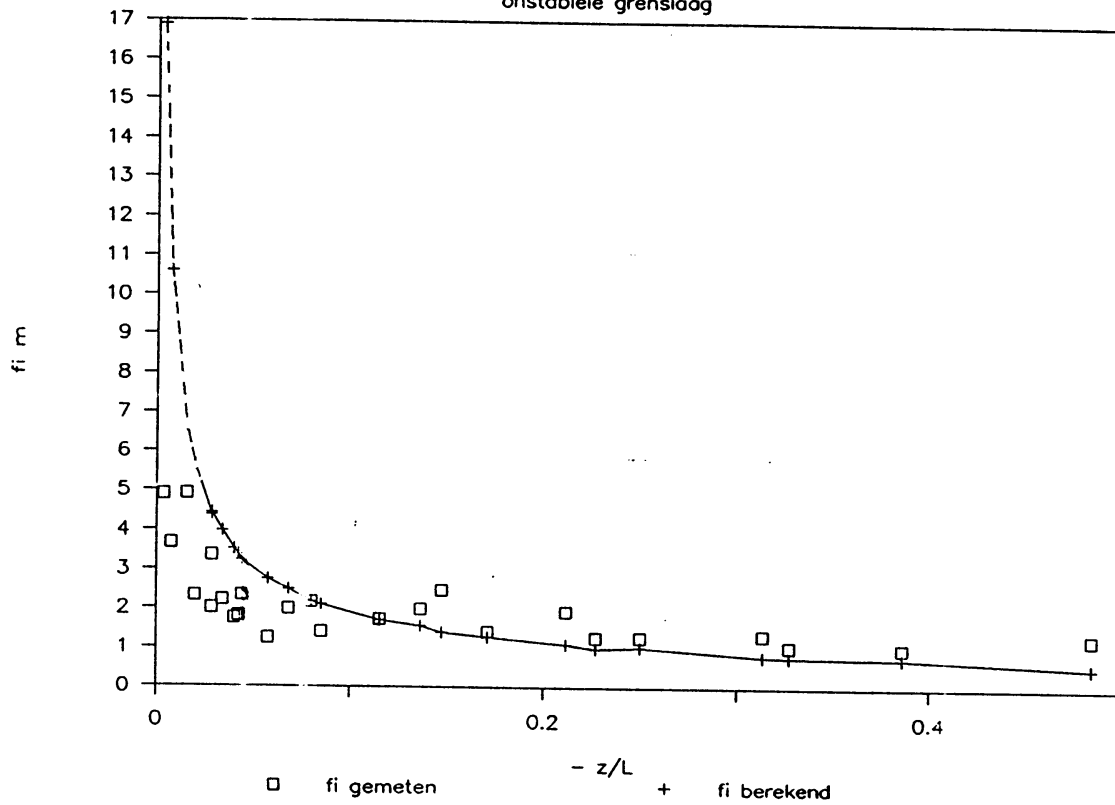


Figuur D.12 Het v-spektrum van run1 hoogte 40 m (stabiele grenslaag) samen met het model spektrum volgens Sorbjan.



# dimensieloze windsnelheidsgradiënt

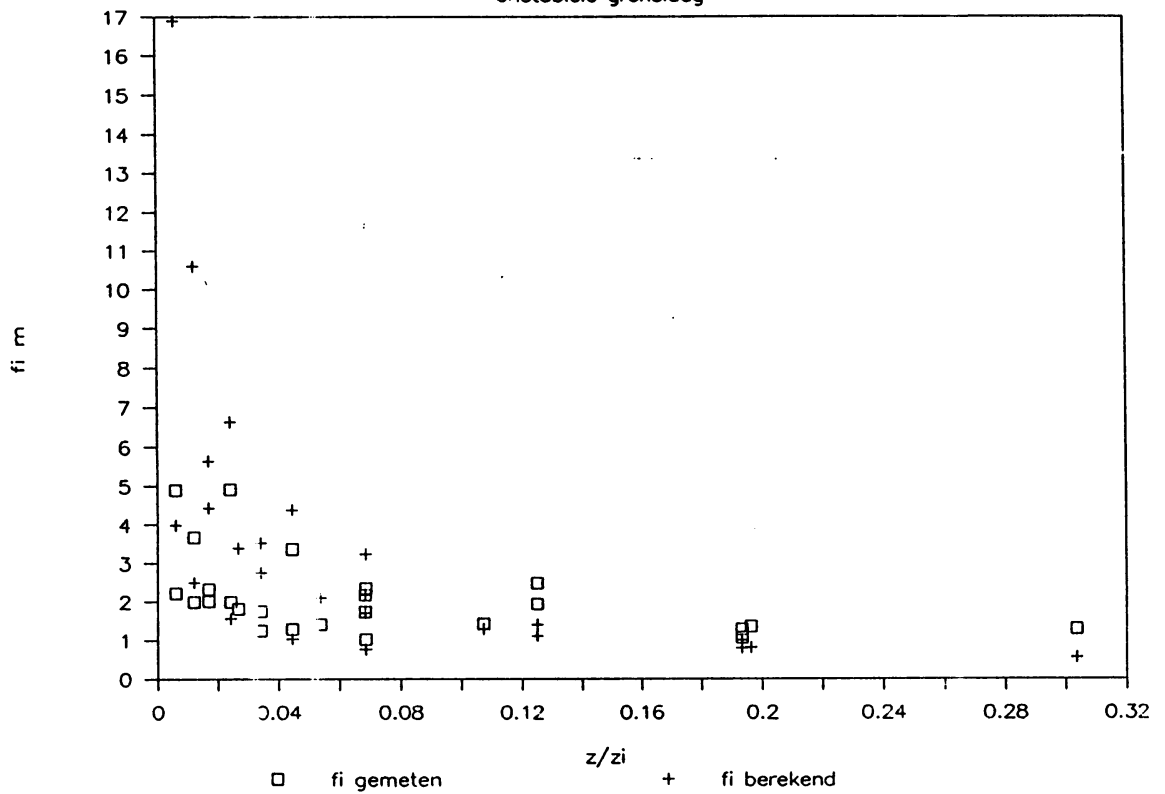
onstabiele grenslaag



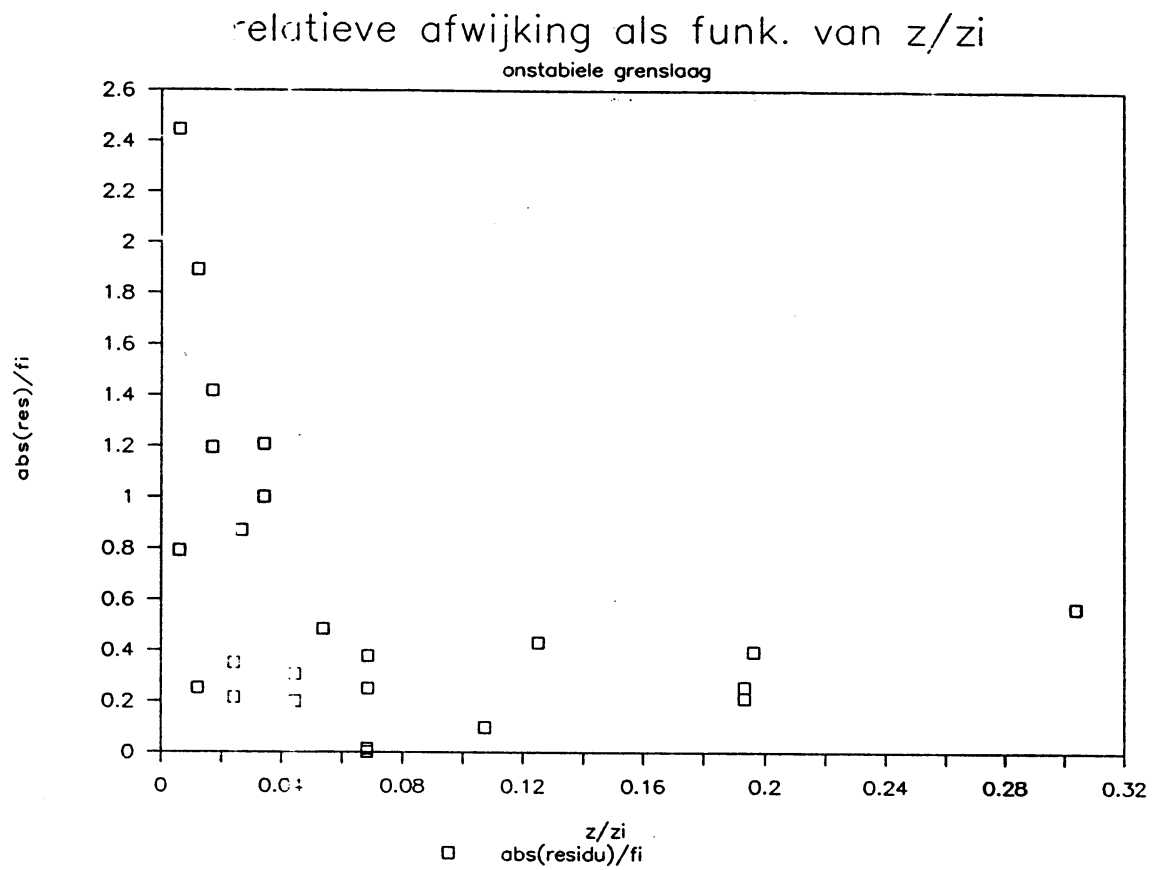
Figuur D.13 De dimensieloze windsnelheidsgradiënt  $\phi_m$  als functie van de stabiliteit  $z/L$  in een onstabiele grenslaag. De berekende  $\phi_m$  is die volgens het model van Sorbjan (Sorbjan 1986a).

# dimensieloze windsnelheidsgradiënt

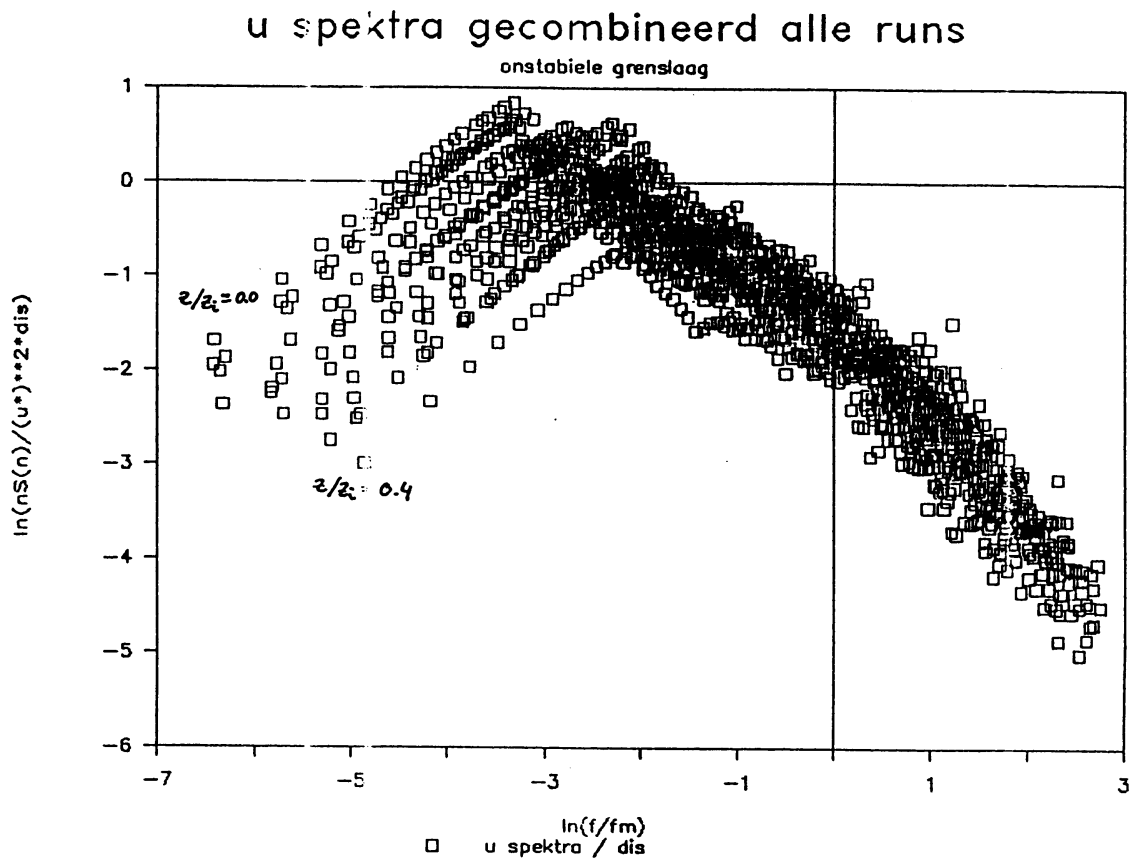
onstabiele grenslaag



Figuur D.14 De dimensieloze windsnelheidsgradiënt  $\Phi_m$  als functie van de dimensieloze hoogte  $z/z_i$  in een onstabiele grenslaag. De berekende  $\Phi_m$  is die volgens het model van Sorbjan (1986a).

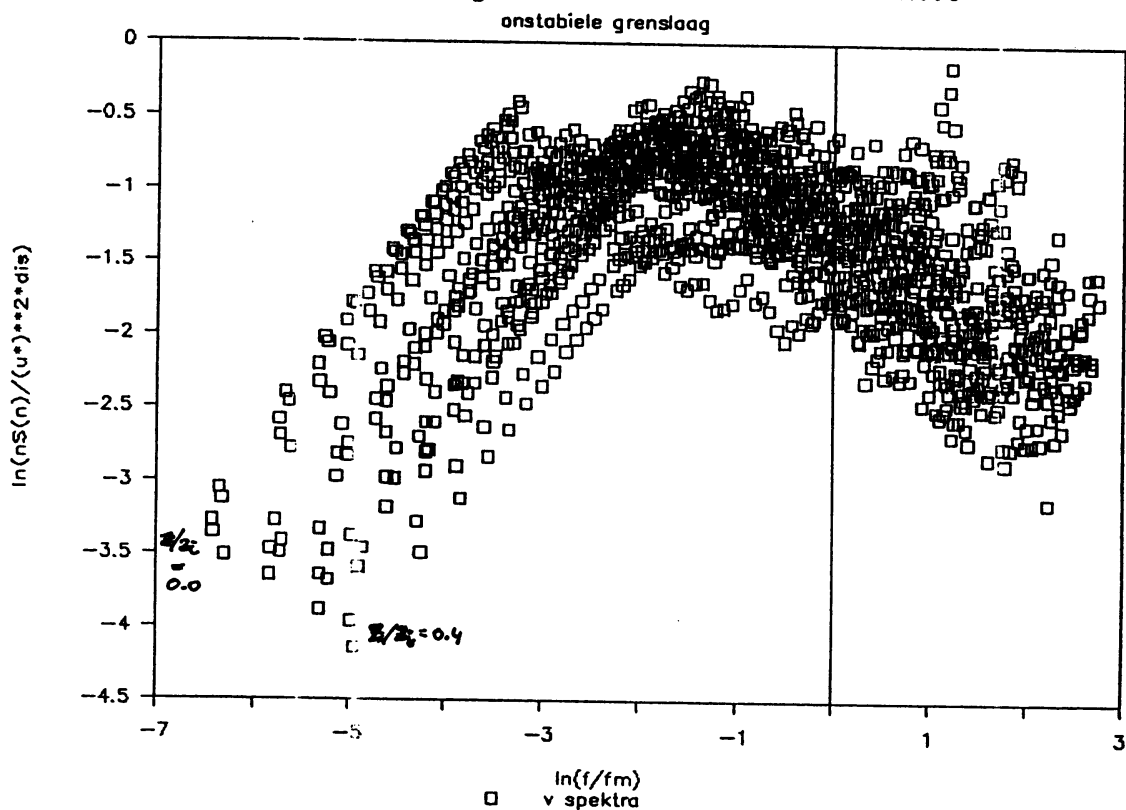


**Figuur D.15** De relatieve afwijking, van de berekende  $\Phi_m$  in de onstabele grenslaag, ten opzichte van het model van Sorbjan, als functie van de dimensieloze hoogte  $z/z_i$ .



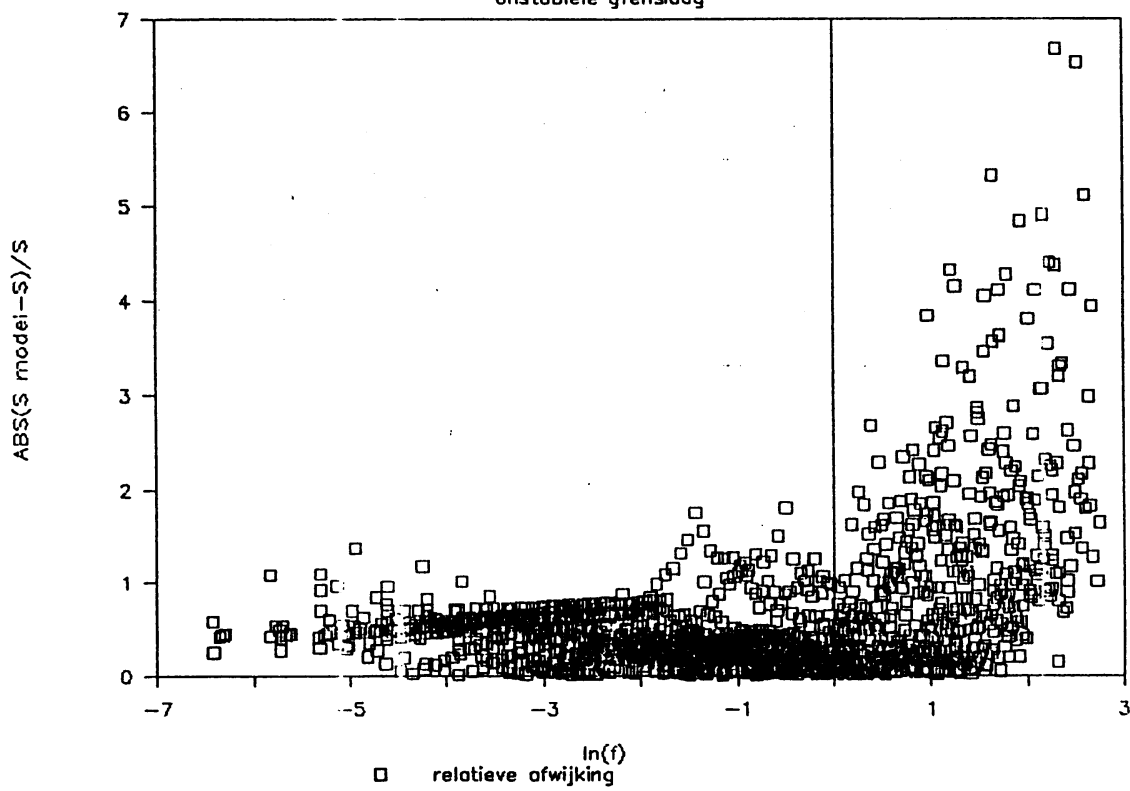
Figuur D.16 De gecombineerde u-spektra in de onstabile grenslaag ( $z > 20\text{m}$ ). De spektra zijn nog geschaald met de dimensieloze dissipatie, om ze in de inertial subrange te laten samenvallen. Voor lagere frekwenties waaieren de spektra uiteen als functie van  $z/z_i$ .

## v spektra gecombineerd alle runs

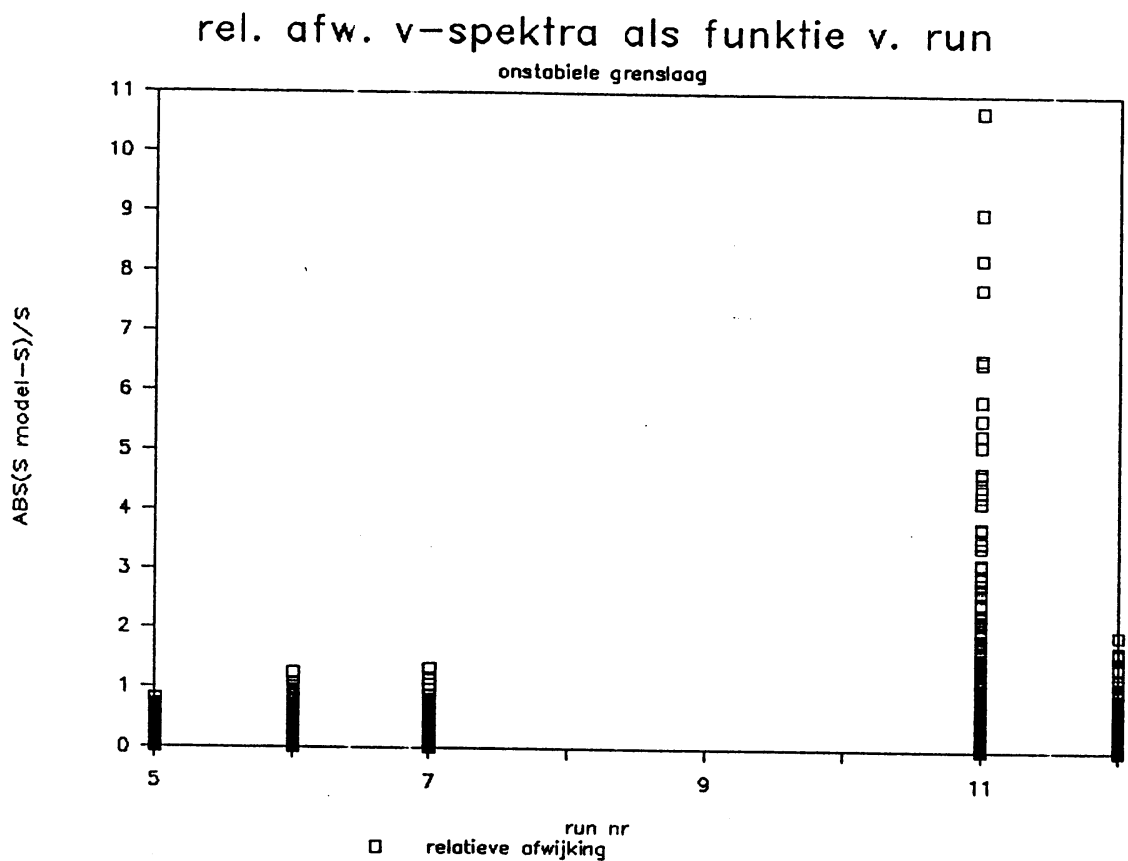


Figuur D.17 De gecombineerde v-spektra in de onstabile grenslaag ( $z > 20m$ ). De spektra zijn nog geschaald met de dimensieloze dissipatie, om ze in de inertial subrange te laten samenvallen. Voor lagere frequenties waaieren de spektra uiteen als functie van  $z/z_j$ .

rel. afw. u-spektra als functie van f  
onstobiele grenslaag

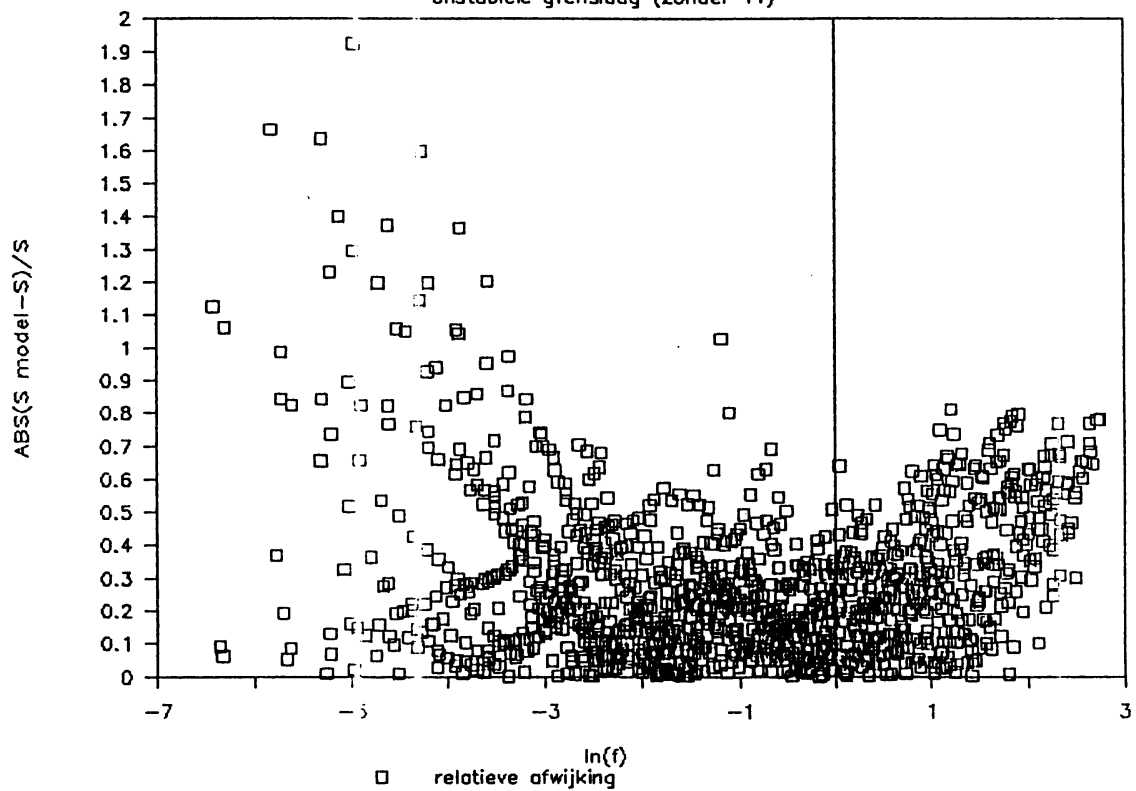


Figuur D.18 De relatieve afwijking, van de gemeten u-spektra in de onstobiele grenslaag ten opzichte van het model van Højstrup (1982) als functie van de frekwentie.



Figuur D.19 De relatieve afwijking, van de gemeten v-spektra in de onstabile grenslaag ten opzichte van het model van Højstrup (1982) als functie van het run nummer.

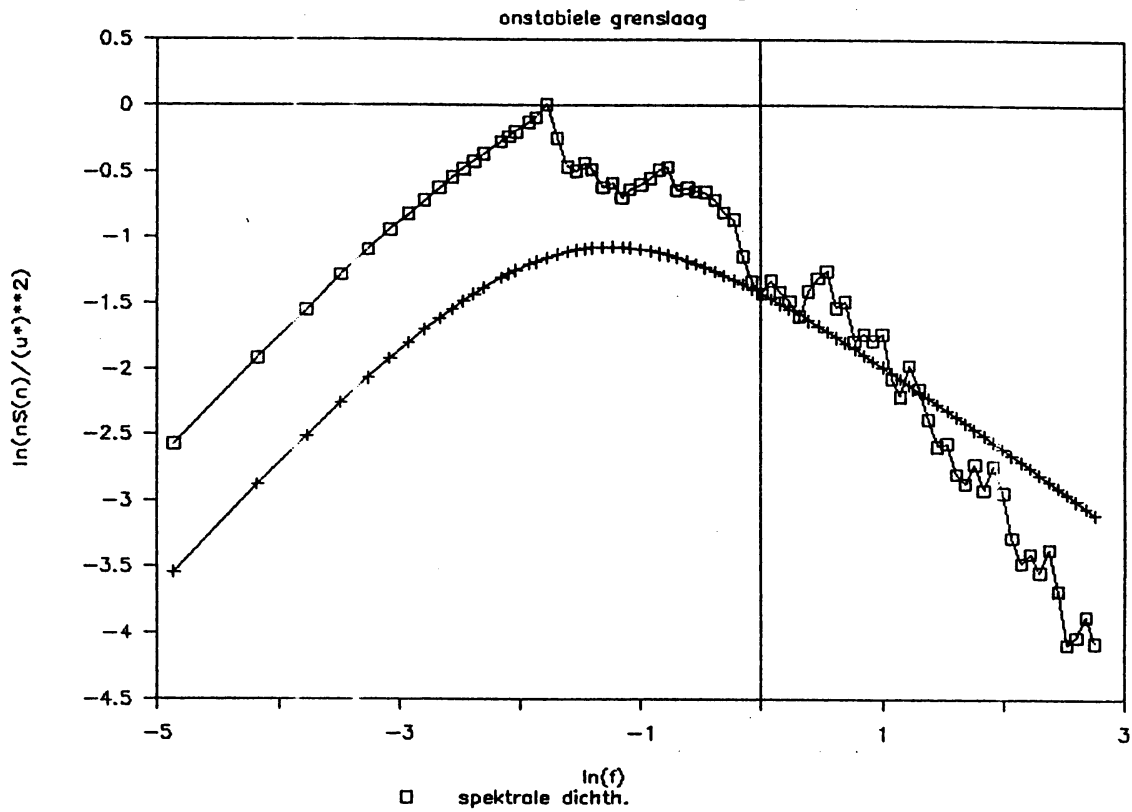
rel. afw. v-spektra als functie van f  
onstabele grenslaag (zonder 11)



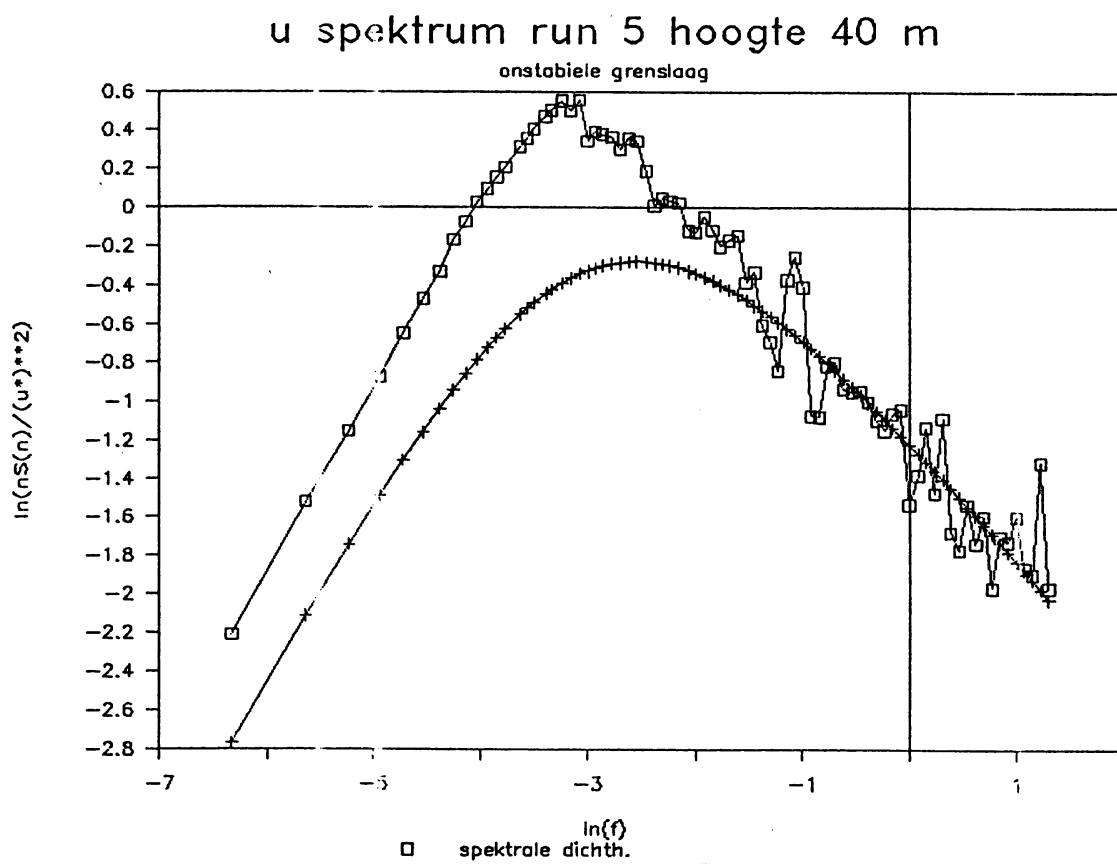
Figuur D.20 De gecombineerde v-spektra in de onstabele grenslaag ( $z > 20m$ ) behalve die van run 11. De verticale schaal is hier 3.5 maal zo groot als in Figuur D.18.



### u spektrum run 5 hoogte 200 m

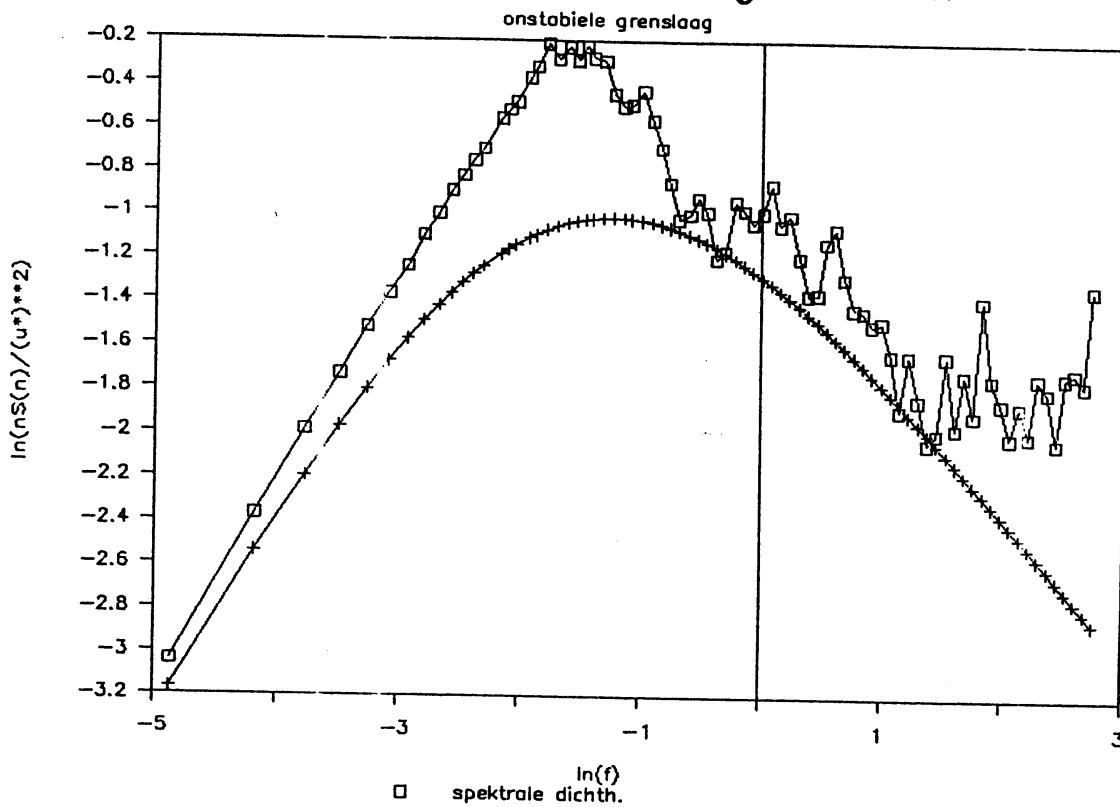


Figuur D.21 Het u-spektrum van run 5 hoogte 200 m (onstabele grenslaag) samen met het model spektrum volgens Højstrup (Højstrup 1982).



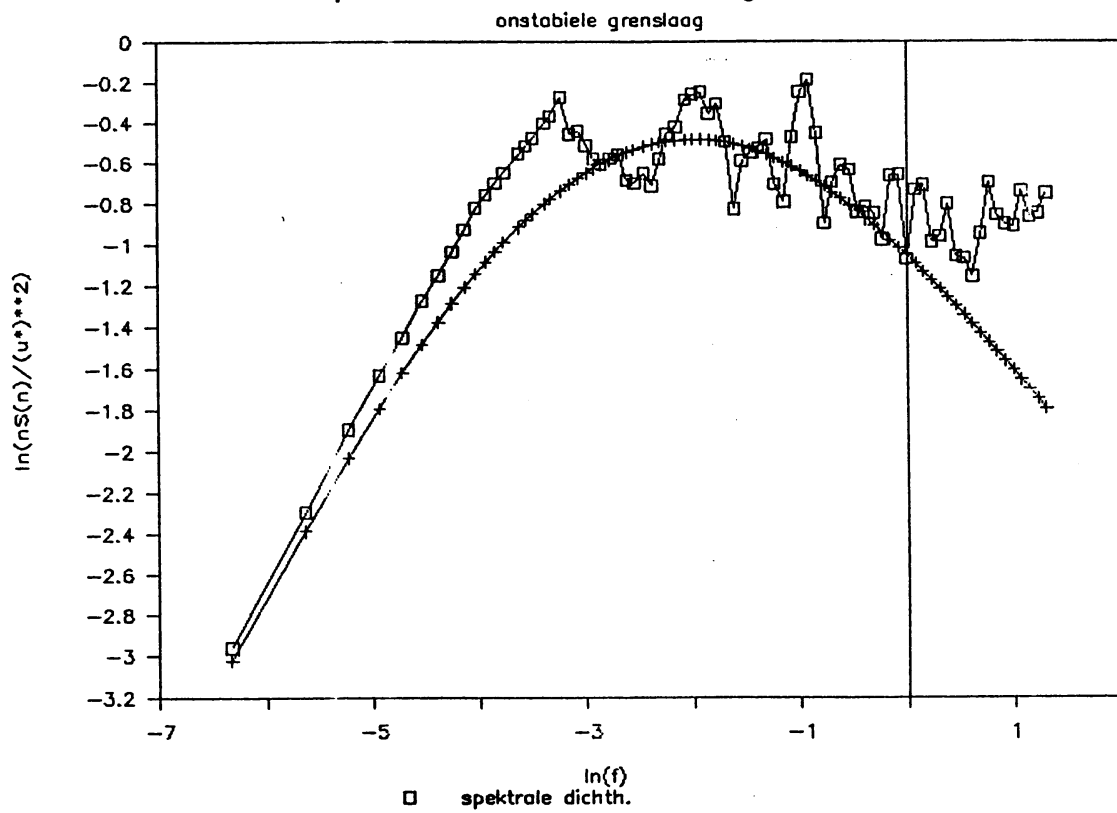
Figuur D.22 Het u-spektrum van run 5 hoogte 40 m (onstabele grenslaag) samen met het model spektrum volgens Højstrup (Højstrup 1982).

### v spectrum run 5 hoogte 200 m



Figuur D.23 Het v-spectrum van run 5 hoogte 200 m (onstabele grenslaag) samen met het model spectrum volgens Højstrup (Højstrup 1982).

### v spektrum run 5 hoogte 40 m



Figuur D.24 Het v-spektrum van run 5 hoogte 40 m (onstabele grenslaag) samen met het model spektrum volgens Højstrup (Højstrup 1982).