

de atmosferische grenslaag

J. Wieringa

technische rapporten TR - 89

DE ATMOSFERISCHE GRENSLAAG

J. Wieringa

1986

0. INLEIDING.

Bij het opstellen van weersverwachtingen wordt in hoofdzaak de vrije troposfeer bestudeerd, dus de laag tussen het 850 mbar-vlak en de tropopauze. Gegevens uit de onderste 1000 meter van de atmosfeer worden gebruikt als randvoorwaarde; bij numerieke modellering op grote schaal worden hiervoor gewoonlijk uitermate simpele relaties gebezigd, niet essentieel verschillend van wat twintig jaar geleden voor dit doel werd benut (Gerrity, 1976). Daarnaast worden voor de vertaling van het grootschalig weerpatroon naar de weertoestand op kleine schaal nabij het aardoppervlak nog een groot aantal klassieke ervaringsregels toegepast, vaak van kwalitatieve of statistische aard. Pas sinds korte tijd wordt bij de numerieke weersverwachting serieus gepoogd om de grenslaag-processen realistischer te modelleren, met succes: het European Centre for Medium-range Weather Forecasts meldt in zijn Newsletter van Februari 1982: "There is evidence that improvements in the Centre's medium range forecasts over the last two years have, in the main, been a result of changes in the boundary layer formulation."

In de gebruikelijke handboeken voor de algemene meteorologie zijn gewoonlijk de kwantitatieve beschrijvingen van de atmosfeer nabij het aardoppervlak beperkt tot een sterk verouderd minimum; een gunstige uitzondering op deze regel is het Russische handboek van Matveev (1965/1967). Over de grenslaag zelf zijn voor gevorderde studie aanbevelenswaardig als studielektuur: allereerst de Short Course (1982), voorts de Workshop (1973) en Monin en Yaglom (1971), en voor sommige onderwerpen Plate (1982). Het meest recente leesbare beginners-boek over de grenslaag is echter Munn (1966), al heeft de WMO getracht te voorzien in deze didactische leemte (McBean et al., 1979).

Onderstaande cursustekst is opgezet als overzicht van de huidige stand van kennis inzake de grenslaagmeteorologie, in hoofdlijnen. Het doel is niet een nieuwe serie vuistregels te geven ter vervanging van de gebruikelijke, aangezien er nog weinig ervaring bestaat inzake de toepassing van grenslaag-

meteorologische modellen in de weerdienstpraktijk. Eerder wordt ernaar gestreefd inzicht te verschaffen in de fundamentele fysische beschrijvingen, die het uitgangspunt zijn van het huidige grenslaagonderzoek en de thans verschijnende publikaties. De cursist zou na verwerking van de tekst in staat moeten zijn een artikel over toegepaste grenslaagmeteorologie in hoofdzaak te volgen, en een actief aandeel te hebben in de modernisering van de operationele procedures inzake de atmosferische verschijnselen nabij het aardoppervlak.

Deze tekst is bedoeld voor een voortgezette meteorologen-opleiding en veronderstelt dus enige voorkennis van weerkundige begrippen, tenminste op het zgn. WMO-Class-III niveau, getypeerd door leerboeken zoals McIntosh en Thom (1981), Retallack (1971) of Iribarne en Cho (1980). De hier gebruikte notatie is hoofdzakelijk die van Holton (1972). Verder wordt systematisch het meter-kilogram-seconde-stelsel gebruikt, met bijv. windsnelheden in m/s en temperaturen in graden Kelvin (= Celsius + 273.2).

1. UITGANGSPUNTEN VOOR DE GRENSLAAGBESCHRIJVING.

Gewoonlijk wordt de grenslaag gedefinieerd als de atmosferische laag, die rechtstreeks wordt beïnvloed door het onderliggende aard- (of zee-) oppervlak. Een betere definitie is, dat de grenslaag wordt gekenmerkt door turbulente bewegingen en fluxen met schaalafmetingen ter grootte van de hoogte (Sheppard, 1969). Dit onderstreept twee essentiële verschillen tussen grenslaag en vrije atmosfeer:

- de grenslaagverschijnselen zijn driedimensionaal, terwijl de troposferische stromingen in eerste benadering tweedimensionaal zijn;
- de grenslaagstromingen zijn turbulent en zijn slechts toegankelijk via een statistisch-gemiddelde beschrijving, terwijl stromingen in de vrije troposfeer in eerste benadering pseudo-laminair zijn en exact determineerbaar.

Turbulentie is een continue onregelmatige stromingstoestand, waarvan de karakteristieke parameters in tijd en ruimte toevallige ("stochastische") variaties vertonen (golven zijn geen turbulentie!), zodat slechts statistische beschrijving mogelijk is. Verder is turbulentie driedimensioneel (geluid is een drukgolf, en dus niet turbulent) en rotationeel. Tenslotte wordt turbulentie gekenmerkt door sterke diffusie van bijv. energie.

- Voor een gegeven turbulente grootheid x , die gedurende een periode T een serie waarden x_j ($j=1\dots n$) doorloopt, zijn bruikbare statistische kenmerken :
- het gemiddelde $\bar{x} \equiv \frac{1}{n} \sum x_j$. De afwijkingen van toevallige waarden x_j van dit gemiddelde noemen we fluctuaties . Een bovenstreep duidt hier middeling in de tijd aan; voor ruimtelijke middeling (bijv. over een laag van bepaalde dikte) zullen de zgn. Dirac-haken $\langle \rangle$ worden gebruikt;
 - extreme waarden van de fluctuaties, alsmede de range, het verschil tussen maximum en minimum in een periode T ;
 - de standaarddeviatie $\sigma_x \equiv \left[\frac{1}{n} \sum (x_j - \bar{x})^2 \right]^{\frac{1}{2}}$ en de variantie σ_x^2 .
Vuistregel: σ is ongeveer 1/5 van de range. De turbulentiegraad wordt vaak gekarakteriseerd met de genormaliseerde standaarddeviatie σ_x / \bar{x} ;
 - de covariantie $\sigma_{xy} \equiv \frac{1}{n} \sum (x_j - \bar{x})(y_j - \bar{y})$ van twee grootheden, bijv. wind en temperatuur. De genormaliseerde covariantie $\sigma_{xy} / \sigma_x \sigma_y$ heet correlatiecoëfficiënt, en een hoge waarde van deze coëfficiënt betekent slechts dat in de range van de ingevoerde meetwaarden de relatie tussen de twee grootheden bij benadering redelijk lineair is.

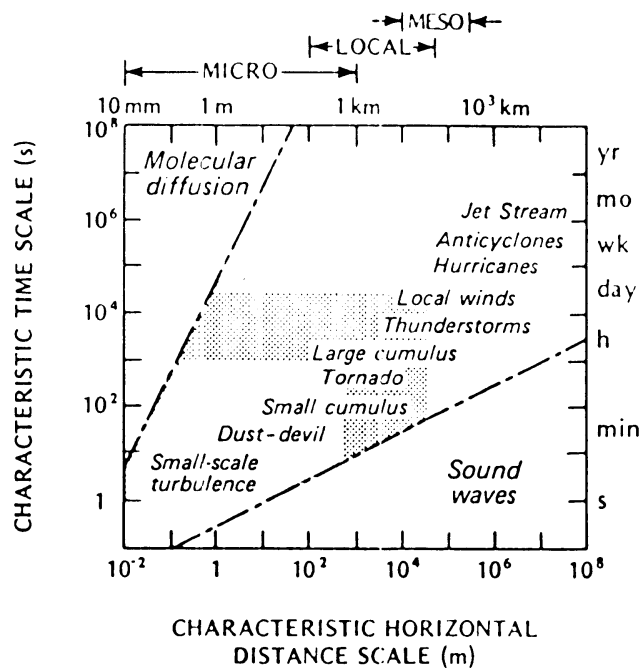


Fig. 1. Schaalgrootten in de grenslaag.

Een goede bepaling van zulke statistische grootheden is alleen mogelijk in een stationaire toestand, d.w.z. $\frac{d}{dt}$ (parameter-gemiddelde) ≈ 0 over de periode T .

Hiertoe kan men T het beste kiezen tussen 10 minuten en een of twee uur, omdat op die tijdschaal in de grenslaag weinig variabiliteit voorkomt. Men kan dit laatste ruwweg aantonen door beschouwing van de schaal der verschillende variatie-bronnen (fig.1). Het blijkt dan, dat de meeste stromingsvariaties ófwel perioden > 6 uur hebben (dagelijkse gang, synoptische variaties), ófwel kleinschalige processen zijn met perioden < 30 minuten. Men kan dit nader analyseren door de totale variantie op te splitsen naar frekwentie, van sec^{-1} tot jaar^{-1} , in een spectrum (zie bijv. Oort en Taylor, 1969; Fiedler en Panofsky, 1970; Wieringa en Rijkooft 1983, hfdst.5): dit heeft een "gap" bij $T = 1$ uur.

Men kan de atmosferische grenslaag als volgt onderverdelen:

- I. Nabij de grond (hoogte $\ll 1$ m) is een viskeuze sublaag, waar het verticale transport hoofdzakelijk op moleculaire schaal plaatsvindt.
- II. Aan de top van de grenslaag gebeurt de overgang van de turbulente grenslaag naar de pseudo-laminaire stroming in de vrije troposfeer eveneens in een dunne laag (dikte $\ll 1$ m), welke evenwel onderhevig is aan turbulente kortdurende hoogtevariaties van tientallen meters. Deze top bevindt zich in een niet-verzadigde grenslaag gewoonlijk tussen 200 m en 2000 m hoogte.
- III. De gehele laag tussen deze twee overgangslagen wordt gewoonlijk planetaire grenslaag (PGL) genoemd.
- IV. Het onderste vijfde deel van de PGL is de zgn. oppervlaktelaag. Bij de analyse van deze laag kunnen een aantal vereenvoudigingen worden toegepast, die voor de gehele PGL niet toelaatbaar zijn (bijv. verwaarlozing van de Corioliskracht t.o.v. andere krachten). Duitsers noemen deze laag vaak Prandtl-laag.

Soms wordt het bovenste viervijfde deel van de PGL aangeduid als "Ekmanlaag"; deze aparte benoeming is echter overbodig en misleidend. Overbodig, omdat het geen zin heeft deze sublaag te analyseren zonder medebeschouwing van de oppervlaktelaag. (Het omgekeerde, n.l. analyse van de oppervlaktelaag met voorbijgaan van de rest van de PGL, is riskant maar niet altijd zinloos). Misleidend, omdat gebruik van deze benaming leidt tot de misvatting dat in de grenslaag de windvariaties met de hoogte zonder meer beschreven kunnen worden door de zgn. Ekman-spiraalkhodograaf :

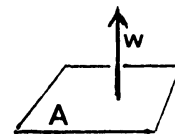
$$\bar{u} = G (1 - e^{-az} \cos az) , \quad \bar{v} = G e^{-az} \sin az \quad (1.1)$$

waarbij $a = (f/2K)^{\frac{1}{2}}$ met $f =$ Coriolisparameter (zie blz.7). Deze formule voor

de orthogonale windcomponenten \bar{u} en \bar{v} als functie van de hoogte z en van de geostrofische windsnelheid $G \equiv (u_g^2 + v_g^2)^{\frac{1}{2}}$ (zie (1.9), blz.7; in (1.1) is de u -richting de G -somvectorrichting) wordt afgeleid uit de hieronder op blz.8 volgende formules (1.10) en (1.11) -- zie b.v. Holton (1972) en Wilson (1983). Bij deze afleiding is een essentiële aanname, dat de stroming een "turbulente viscositeit" K (~ 10) heeft, welke evenals de moleculaire viscositeit niet plaats- en hoogteafhankelijk is. Deze aanname is zinvol in sommige pseudo-laminaire oceanografische grenslagen, maar is zelden van toepassing in een atmosferische grenslaag, omdat die essentieel turbulent is. De waarde voor de hoek tussen G en $\bar{u}_{(z=0)}$ die uit (1.1) volgt, nl. $\alpha = 45^\circ$, geldt dus niet in het algemeen voor de atmosferische grenslaag (zie blz.60).

Bij analyse van de stroming wordt deze gewoonlijk ontbonden in drie loodrechte windcomponenten: u in de richting van de gemiddelde horizontale stroming, v horizontaal loodrecht op u , en w vertikaal. Bij variatie van de stromingsrichting met de hoogte wordt gewoonlijk de stromingsrichting nabij de grond als u -richting genomen. Fluctuaties t.o.v. de gemiddelde stroming worden met accenten genoteerd, bijv. $u \equiv \bar{u} + u'$ (Reynolds-splitsing). Vaak wordt het gemiddelde met hoofdletters genoteerd: $U \equiv \bar{u}$ (Tennekes en Lumley, 1972). Vanwege de u -definitie is $\bar{v} = 0$ (althans op de hoogte waarvan de stromingsrichting als uitgangspunt is genomen) en uit de gemiddelde-definitie volgt dat $\bar{u}' = \bar{v}' = \bar{w}' = 0$.

Stel nu dat van een bepaalde grootte (warmte, beweging, luchtverontreiniging) een hoeveelheid Q per eenheid lucht aanwezig is, dan is het vertikaal transport ervan door een horizontaal eenheidsoppervlak A per tijdseenheid gelijk aan Qw . In een turbulente stroming zal w afwisselend opwaarts en neerwaarts zijn, en de gemiddelde vertikale flux van Q gedurende bijv. 10 minuten is dan \overline{Qw} . Werk dit uit:



$$\overline{Qw} = \overline{(\bar{Q} + Q')(\bar{w} + w')} = \bar{Q} \bar{w} + \overline{Q'w'} \quad (1.2)$$

De eerste rechter term van (1.2) is de vertikale advectieve Q -flux, en is verwaarloosbaar in homogene stroming boven horizontaal terrein ($\bar{w} \approx 0$). De tweede term, $\overline{Q'w'}$, is de vertikale turbulente Q -flux, die ontstaat doordat vertikale bewegingen in tegengestelde richting gewoonlijk verschillende Q -hoeveelheden transporteren -- in het bijzonder wanneer Q varieert met de hoogte, zodat $\delta Q / \delta z \neq 0$.

De meest voorkomende verticale fluxen zijn:

Flux- symbool	Flux- naam	Getransp. grootheid	Flux per volume-eenh.	Alternatieve grootheid
τ	schuifspanning, Reynolds-stress	horizontale impuls	$-\rho \overline{u'w'}$	$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}}$
H	voelbare (sensi- bele) warmteflux	warmte, enthalpie	$c_p \rho \overline{\theta'w'}$	$\theta_* = -\overline{\theta'w'} / u_*$
E	verdamping	waterdamp	$\rho \overline{q'w'}$	$q_* = -\overline{q'w'} / u_*$

De alternatieve grootheden dienen slechts het notatie-gemak; de meest voorkomende, u_* , wordt wrijvingssnelheid genoemd. In niet-verzadigde lucht geldt ongeveer $c_p = 10^3$ (S.I.-eenheden, zoals overal in deze tekst).

In vochtige, niet-verzadigde lucht verdient het aanbeveling de invloed van de vochtigheidsgraad op de dichtheid te verwerken door systematisch te rekenen met de virtuele temperatuur

$$T_v = T (1 + 0.61 \bar{q}) , \quad \text{of} \quad \theta_v = \theta (1 + 0.61 \bar{q}) \quad (1.3)$$

Een praktisch veel gebruikte werkgrootheid (zie blz.41) is de Bowen-verhouding $B \equiv c_p \overline{w'\theta'} / (L_e \overline{w'q'})$, de verhouding tussen de fluxen van sensibele en latente warmte. Bij substitutie van gebruikelijke waarden voor de latente warmte L_e en voor de temperatuur kan men dan voor de sensibele warmteflux afleiden :

$$\overline{\theta'w'} \approx \overline{\theta'w'} (1 + 0.08 B^{-1}) \quad (1.4)$$

Boven land is doorgaans $0.5 < B < 1.5$, maar boven water is $B \sim 0.1$, zodat daar de correctie groot wordt. In verzadigde lucht (wolken, mist) wordt de verrekening van vochteffekten nog iets complexer (zie blz.55).

Voor een atmosferische stroming gelden een aantal behoudswetten, onder andere de zgn. Navier-Stokes-wetten voor impulsbehoud. Voor de afleiding van deze wetten wordt naar elders verwezen (Holton 1972, hfdst. 2 en 4; Hughes en Brighton 1967, hfdst. 3 en 9; Monin en Yaglom 1971; Busch, Workshop 1973). De

resultaten onder atmosferische omstandigheden zijn:

$$\text{Impulsbehoud} \quad : \quad \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f v + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1.5)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - f u + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (1.6)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad (1.7)$$

Massabehoud

$$(\text{continuïteit}) \quad : \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.8)$$

waarbij $f \equiv 2 \Omega \sin \phi$, met Ω = rotatiesnelheid aardbol en ϕ = breedtegraad. Hier en verderop wordt aangenomen dat $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. De viscositeit ν is een vloeistofeigenschap, de "stropigheid", en is voor lucht $\sim 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

Verder geldt het thermodynamische energiebehoud (zie (1.13)) en de gaswet van Boyle-Gay Lussac ($pV = RT$). Bovendien worden de zgn. Boussinesq-voorwaarden verondersteld, d.w.z. dat de fluctuaties van druk, absolute temperatuur en dichtheid relatief klein zijn. Voor stroming op grote schaal kan men de viscositeits-termen verwaarlozen (Holton, 1972), en houdt dan een hanteerbaar en sluitend stel vergelijkingen over voor dynamisch-meteorologische berekeningen.

Voor toepassing op de turbulente grenslaag moet men hierop evenwel de Reynolds-splitsing toepassen, en de linkerleden van bovenstaande behoudswetten veranderen dan overeenkomstig volgend voorbeeld:

$$\frac{du}{dt} \left(\equiv \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'u'}) + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'})$$

(waarbij de continuïteitsvergelijking (1.8) is benut). Van het rechterlid der vergelijking heten de laatste drie (flux-)termen Reynolds-stresses; in de praktijk is alleen de allerlaatste van belang. Definieer nu bovendien de geostrofische wind-componenten u_g en v_g :

$$u_g \equiv -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g \equiv \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.9)$$

dan worden de impulsbehoud-vergelijkingen voor het turbulente geval:

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = f(\bar{v}-v_g) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{u'w'}) + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (1.10)$$

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = -f(\bar{u}-u_g) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{v'w'}) + \frac{\partial}{\partial z} v \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad (1.11)$$

$$\frac{d\bar{w}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \frac{g}{T} T' \quad (1.12)$$

Dit zijn de zgn. Reynolds-vergelijkingen. Merk op dat de invloed van de zwaartekracht op dichtheids-fluctuaties via $T \bar{T} \sim T^2$ (Boussinesq) is herschreven in termen van temperatuurfluctuaties: $g(\bar{\rho}-\rho) \approx g \bar{\rho} T'/\bar{T}$. De viscositeitstermen in (1.10) en (1.11) kunnen ten opzichte van de andere termen worden verwaarloosd maar ze zijn hier nog vermeld als aanknopingspunt voor (dubieuze) analogie-redeneringen in hoofdstuk 4. Verder kan men het linkerlid van (1.12) in de oppervlaktelaag meestal verwaarlozen.

Het thermodynamisch energiebehoud is voor het turbulente geval:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{1}{c_p \bar{\rho}} \nabla \cdot \text{Rad} - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\theta'w'}) \quad (1.13)$$

waarbij $\nabla \cdot \text{Rad}$ de (in de grenslaag meestal kleine) stralingsdivergentie is (Busch, Workshop 1973). Om een compleet stel vergelijkingen te hebben, worden hier tevens de vergelijkingen gegeven voor de zgn. thermische wind:

$$\frac{\partial u}{\partial z} \frac{g}{fT} = + \frac{g}{fT} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_z, \quad \frac{\partial v}{\partial z} \frac{g}{fT} = - \frac{g}{fT} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_z \quad (1.14)$$

Hiermee kan desgewenst de verticale variatie van de geostrofische wind tengevolge van grootschalige horizontale temperatuurgradiënten worden meegerekend. Zijn deze gradiënten verwaarloosbaar, dan noemen we de atmosfeer barotroop.

Hier doemt een essentieel probleem op, het zgn. sluitings-probleem (closure problem). Vergelijkingen (1.5) t/m (1.8) waren vier vergelijkingen voor de vier onbekenden u , v , w en p , dus in principe oplosbaar. In de vergelijkingen (1.10) t/m (1.12) voor het turbulente geval zijn er echter extra onbekenden, namelijk $\overline{u'w'}$ en $\overline{v'w'}$, bijgekomen zonder dat we extra vergelijkingen hebben (N.B. (1.8) geldt ook voor het turbulente geval). Oplossing is dus niet meer mogelijk.

Het is weliswaar mogelijk vergelijkingen voor de turbulente bewegingscomponenten en hun fluxen op te stellen, evenals dat in (1.10)-(1.12) voor de gemiddelde bewegingscomponenten is gebeurd. Essentieel gebeurt dit door het

verschil van (1.5)-(1.7) en (1.10)-(1.12) uit te werken. Willen we nu hieruit echter een vergelijking voor bijv. $\overline{u'w'}$ maken, dan moeten we met u' of w' vermenigvuldigen ... en dat betekent onvermijdelijk dat in het uitgewerkte resultaat drievoudige covarianties (bijv. $\overline{u'w'w'}$) voorkomen. We zijn dus nog verder van huis -- het valt te bewijzen, dat men langs deze weg nooit tot een gesloten vergelijkingenstelsel kan komen.

Er zijn twee gebruikelijke noodoplossingen voor het sluitingsprobleem. De ene uitweg is de zgn. similariteits-aanpak, waarbij men de overmaat aan variabelen probeert te combineren tot een aantal geschikt gekozen dimensieloze parameters, en dan de fysisch relaties tussen deze parameters tracht te bepalen zonder bij voorbaat uit te gaan van de turbulente Navier-Stokes-vergelijkingen. Deze dimensie-analytische benadering zal in de hoofdstukken 2 en 3 nader worden gezien.

De andere uitweg maakt wél a priori gebruik van de turbulente Navier-Stokes-vergelijkingen en de bijbehorende afgeleide relaties voor de meervoudige covariantie-termen. Men tracht dan op fysisch-meteorologisch verantwoorde wijze empirisch de $(n+1)$ -voudige correlaties uit te drukken in de n -voudige, en noemt dit n^e -orde sluiting. De eenvoudigste (1^e -orde) sluiting bevat zelfs geen tweevoudige covarianties van het type $\overline{u'w'}$; men noemt dit vaak K-theorie, en in hoofdstuk 4 zal dit nader worden behandeld. Hogere-orde sluiting wordt veel gebruikt voor referentie-modellen ter toetsing van de eenvoudiger K-modellen en similariteits-modellen (Donaldson, Workshop 1973), wanneer goede experimentele gegevens voor toetsing van PGL-modellen schaars zijn. De hoogste praktisch bruikbare sluitingsorde is 3.

De enige 2^e -orde vergelijking die eenvoudig genoeg is voor veelvoudige toepassing, ook in semi-operationele modellen, is de vergelijking voor de turbulente kinetische energie per massa-eenheid, $E \equiv \frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'})$. Werkt men dit op de boven aangeduide manier uit (Busch, Workshop 1973; Tennekes en Lumley, 1972), en gaat men na welke termen kunnen worden verwaarloosd, dan houdt men over:

$$\frac{\delta E}{\delta t} = - \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{g}{T} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left(E w' + \frac{1}{\rho} \overline{p'w'} \right) - \epsilon \quad (1.15)$$

Hierbij is ϵ de zgn. viskeuze dissipatie, de snelheid waarmee op zeer kleine schaal bewegingsenergie in warmte wordt omgezet. De eerste rechterterm duidt op de omzetting van gemiddelde-stromings-energie in turbulentie-energie, terwijl de tweede rechterterm ("buoyancy"-term) betrekking heeft op winst (of

verlies) aan turbulentie-energie door de invloed van thermische stabiliteit. De derde term rechts modelleert de interne herverdeling tussen verschillende soorten turbulentie-energie, en heet wel fluxdivergentie-term. De moraal van de vergelijking is dat turbulentie voortdurend bewegingsenergie opneemt uit de gemiddelde stroming, deze doorgeeft naar steeds kleinere schalen (energie-cascade), totdat tenslotte de schaal zó klein is geworden dat moleculaire krachten van praktisch belang worden.

De verhouding van de eerste twee rechtertermen in (1.15) is een maat voor lokale thermische grenslaag-stabiliteit, het zgn. flux-Richardsongetal

$$R_f \equiv (g/T) \overline{w'\theta'} / \left(\overline{u'w'} \frac{\delta U}{\delta z} \right)$$

. In een onstabiele atmosfeer (waarin verticale turbulente bewegingen zichzelf versterken) is $R_f < 0$, en de turbulentie wordt weggedempt als $R_f > +1$. Merk op dat in de grenslaag de mechanische beweging mede een rol speelt bij het bepalen van de stabiliteit, terwijl in de vrije troposfeer de verticale temperatuurgradient alléén de stabiliteit bepaalt.

2. KEUZE VAN KARAKTERISTIEKE GRENSLAAGPARAMETERS.

Voor onvoldoende bepaalde fysische systemen, met n variabelen en m vergelijkingen ($m < n$) kan men op z'n minst de beschrijving vereenvoudigen door toepassing van dimensie-analyse (Hughes en Brighton 1967, hfdst. 4; Matveev 1967, hfdst. 16; Richards 1967). De vereenvoudiging bestaat uit het reduceren van een aantal onafhankelijke variabelen tot $(n-m)$, zodat de nieuwe combinatie-variabelen dimensieloze getallen zijn. Allereerst maakt dit de analyse onafhankelijk van de keuze van het eenhedenstelsel. Verder mag men aannemen dat twee systemen, waarvoor de beschrijvende dimensieloze getallen gelijk zijn, zich overeenkomstig zullen gedragen (zij het misschien op verschillende schaal). Men zegt dan, dat deze systemen similariteit vertonen. Voor de keuze van toepasselijke dimensieloze systeemp parameters (zgn. similariteits-invarianten) staan twee wegen open:

Ten eerste kan men uitgaan van eventueel beschikbare vergelijkingen welke gelden voor het beschouwde systeem. Aangezien een correcte fysische vergelijking bestaat uit termen van overeenkomstige dimensie, zal deling van de vergelijking door een van zijn eigen termen een serie similariteits-invarianten opleveren. Een voorbeeld is de hierboven gegeven afleiding van een stabiliteitsmaat (R_f) uit (1.15). Bedenk wel, dat argumenten van goniometrische en exponentiele functies steeds dimensieloos zijn.

Ten tweede kan men uitgaan van de n variabelen zelf, en deze samenvoegen tot dimensieloze combinaties. Deze aanpak leidt zelden tot een uniek eindresultaat, omdat vaak vele alternatieve keuzen mogelijk zijn voor de gewenste $(n-m)$ similariteits-invarianten. Voor een zinvol eindresultaat dient men bovendien uit te gaan van alle relevante variabelen -- en het moeten er ook weer niet te veel zijn, omdat dan de kans op een hanteerbare oplossing weer vermindert. Een typische vorm van overvragen is het noteren van een parameter op twee hoogten (boven- en onderkant van een laag) als twee afzonderlijke variabelen, terwijl het fysische probleem uiteindelijk alleen afhangt van verschil of verhouding der twee parameterwaarden.

Inzicht in het fysisch belang van de verschillende variabelen is geen luxe bij het "dimensieloos maken". Wil men bijvoorbeeld de massadimensie elimineren, dan kan men delen door de massa-bevattende viscositeit -- maar voor een probleem met grote afmetingen en hoge snelheden zijn de viskeuze krachten niet essentieel, en doet men er beter aan een andere massa-bevattende parameter, b.v. de dichtheid, als deelfactor te gebruiken. Verdere hulpkriteria bij de keuze van invarianten zijn de concrete begrijpelijkheid van het dimensieloze resultaat (is het een maat voor stabiliteit, of stationariteit, of ...), en de empirisch gebleken bruikbaarheid van de invariant voor grafisch uitzetten van experimentele gegevens.

De volgende parameters zijn van belang bij het beschrijven van de grenslaag:

I. Locatie-parameters, nl.:

h = hoogte grenslaag;

z = hoogte beschouwd niveau binnen grenslaag.

II. Interne parameters, nl.:

$\overline{u'w'}_o \equiv u_{*o}^2$ = bronterm mechanische impulsflux; de subscript o geeft aan dat de waarde nabij de grond bedoeld is;

$\overline{w'\theta'_v}$ = flux van sensibele warmte;

g/T = Archimedes-krachtparameter;

$f \equiv 2\Omega \sin \phi$ = Coriolis-krachtparameter.

III. Externe parameters, nl.:

$G \equiv (u_g^2 + v_g^2)^{\frac{1}{2}}$ = drukgradient-wind (geewind);

α = hoek tussen geowind-richting en grondwind-richting
 $\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}$: horizontale temperatuurgradiënten (thermische wind);
 $\theta_{vh} - \theta_{vo}$ = temperatuurverschil over gehele grenslaaghoogte;
 z_o = lengte-maat voor de impulsflux-veroorzakende oppervlakte-ruwheid
 (vrijwel altijd < 1 m);
 overeenkomstige parameters voor bodemvocht- en bodemwarmte-stroom.

Er kunnen natuurlijk nog vele andere externe parameters van belang zijn, b.v. de subsidentie op grote schaal, de verticale gradienten boven de grenslaagtop, stralingsparameters (b.v. zonshoogte en bewolgingsgraad), enz. De Coriolis-parameter kan ook extern genoemd worden, omdat hij breedtegraad-afhankelijk is, zodat invarianten met f hun bruikbaarheid verliezen nabij de evenaar.

Systematisch zullen we deze parameters samenvoegen tot dimensieloze invarianten, en de eerste stap daartoe is het combineren van de interne parameters tot grootheden met lengte-dimensie, om een goede aansluiting bij de locatie-parameters te krijgen. We hebben:

$$[u_*] = \ell t^{-1} ; [\overline{w'\theta'_v}] = \ell t^{-1} T ; [g/T] = \ell t^{-2} T^{-1} ; [f] = t^{-1}$$

Elimineer de temperatuurdimensie uit de tweede en derde parameter:

$$[u_*] = \ell t^{-1} ; [g \overline{w'\theta'_v} / T] = \ell^2 t^{-3} ; [f] = t^{-1}$$

Voor eliminatie van de tijddimensie is f niet bruikbaar, aangezien nabij het aardoppervlak de Corioliskrachten verwaarloosbaar zijn ten opzichte van de andere krachten. De wrijvingsnelheid is een meer universele parameter, omdat de grenslaag altijd turbulent is en de grootte van die bron-term dus voor de hele grenslaag van belang. Deel dus de tweede parameter op u_{*o}^3 en neem de verhouding van de eerste en derde parameter als andere eindparameter met lengte-dimensie. Dit geeft als interim-resultaat:

$$\left[\frac{T}{g} \frac{u_*^3}{(\overline{w'\theta'_v})_o} \right] = \ell ; \left[\frac{u_*}{f} \right] = \ell$$

De eerste parameter wordt voor praktijkgebruik gewoonlijk door de zgn. Kármán-

constante κ gedeeld en heet dan (Monin-) Obukhov-lengte:

$$L \equiv -\theta u_*^3 / \{ \kappa g (\overline{w' \theta'})_0 \} \quad (2.1)$$

Voor de volledigheid zullen we nu reeds de (externe) thermische wind (voor een "barokliene" grenslaag met niet-verwaarloosbare grootschalige horizontale temperatuurgradiënten) op dezelfde wijze tot lengte-dimensies terugbrengen:

$$\left[\frac{\partial v}{\partial z} \right] = \tau^{-1} \rightarrow \left[\left(\frac{1}{u_*} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right]^{-1} = \ell, \text{ evenzo } \left[\frac{\partial u}{\partial z} \right] \rightarrow \left[\left(\frac{1}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]^{-1} = \ell$$

Afgezien dus van deze barokliniciteitsparameters, moeten dus invarianten worden samengesteld uit verkregen grootheden met lengte-dimensie: h , z , L , u_*/f .

Kazanski en Monin, die omstreeks 1960 als eersten deze similariteits-aanpak toepasten op de gehele PGL, brachten op dit punt nog een verdere vereenvoudiging aan: zij namen aan dat h evenredig was met (u_*/f) , zodoende h als afzonderlijke parameter eliminerend. Men heeft dan slechts twee invarianten nodig voor de beschrijving van de barotrope grenslaag:

- $z/f u_*$, dimensieloze hoogteparameter;
- $(\kappa) u_*/fL$, stabiliteitsparameter.

De aanname van Kazanski en Monin, dat $h \approx 0.2 u_*/f$, geldt ten naaste bij voor de licht stabiele stationaire grenslaag, maar de grootte van de evenredigheidsconstante is niet zo "constant" als sommige onderzoekers pretenderen. Bovendien is experimenteel gebleken, dat de strakke relatie tussen h en u_*/f geheel verdwijnt als er warmteflux optreedt aan de top of de bodem van een grenslaag (door inversie-dynamica, stralingsfluxen enz.), en dat in de tropen in het bijzonder de Kazanski-Monin-aanname tot onrealistische resultaten leidt (Deardorff, 1972). Het is dus beter h te handhaven als een afzonderlijke parameter, en zelfs h te gebruiken voor normering van de andere lengteparameters, omdat de dikte van de grenslaag in de praktijk van essentieel belang blijkt. We krijgen dan drie invarianten:

- z/h , dimensieloze hoogteparameter;
- h/L , stabiliteitsparameter;
- hf/u_* , parameter voor meerdimensionale Coriolis-effecten in het bovenste gedeelte van de PGL.

De barokliniciteitsparameters krijgen dan de vorm $(h/u_*)(\delta v_g/\delta z)$.

In de oppervlaktelaag heeft de grootte van h geen rechtstreekse invloed meer, zodat het daar zin heeft de dimensieloze hoogte- en stabiliteits-

parameters te combineren tot één werkparameter z/L . Deze oppervlaktelaag-stabiliteitsparameter is dus struktuurbepalend zolang $z \ll h$. In hoofdstuk 5 wordt hierop nader teruggekomen.

De volgende logische stap in deze similariteitsanalyse zal zijn het koppelen van de verkregen dimensieloze combinaties van interne parameters en locatie-parameters aan de waarden van externe parameters.

3. SIMILARITEITSMODEL VAN DE ADIABATISCHE GRENSLAAG.

De veel gehoorde opmerking, dat neutrale stabiliteit in de grenslaag niet voorkomt omdat er altijd warmtefluxen zijn, is slechts in strikt theoretische zin juist. In de praktijk komt het regelmatig voor dat de mechanische fluxen overheersen ($Rf \sim 0$), omdat redelijke windsnelheden (grondwind > 6 m/s) kunnen samengaan met geringe warmtefluxen, bijv. ten gevolge van een wolkendek. Een tweede reden voor serieuze bestudering van de neutrale PGL is de overweging, dat modellen voor diabatische grenslagen alleen goed kunnen zijn als ze asymptotisch voor $Rf \rightarrow 0$ ($L \rightarrow \infty$) naderen tot het adiabatische geval.

In de stationaire barotrope adiabatische grenslaag blijven slechts twee externe parameters van belang (afgezien van de dimensieloze α), namelijk G en z_0 ; deze kunnen met f worden gecombineerd tot het dimensieloze Rosby-getal $Ro \equiv G/f z_0$. De enige relevante interne parameter is de wrijvings-snelheid u_* ter hoogte van z_0 , die bepalend is voor de mate van turbulente wrijving in de grenslaag; overigens neemt die wrijving af met de hoogte, zo dat $(\overline{u'w'})_h \approx 0$. Het coördinatensysteem wordt afgesteld op de grondwind-richting, dus $\overline{v}_0 = 0$. We gaan er op dit moment van uit dat G daadwerkelijk overeenkomt met de windvector $(u_g + v_g)$ ter hoogte h . De u -richting wordt gekozen parallel aan de grondwindrichting.

We willen nu het windprofiel bepalen, dat is de wijze waarop U en V een functie zijn van de hoogte z . We willen deze grootheden dimensieloos behandelen op een manier die algemeen geldig is, ook voor het limietgeval dat $Ro \rightarrow \infty$. Bij grote Ro wordt bijvoorbeeld nabij de top z/z_0 onhanteerbaar groot, en tegelijk wordt nabij de grond u/G onhandelbaar klein. Bovendien is nabij de grond de Corioliskracht relatief van weinig belang. Indien we wensen dat de dimensieloze getallen handelbaar blijven, dus eindig, dan moeten we de bovenste en onderste gedeelten van de grenslaag afzonderlijk behandelen en de schaalparameters waardoor we gaan delen verstandig kiezen.

We maken dus in beide gevallen de windsnelheden dimensieloos via deling door u_* : hoe turbulenter de grenslaag, des te groter impulsuitwisseling, dus des te kleinere windgradient. Aan de top moeten we dan de gradient bezien van de windsnelheidstekorten $(U-u_g)$ en $(V-v_g)$, omdat die van dezelfde grootte-orde zijn als u_* , terwijl $G \gg u_*$ indien $Ro \rightarrow \infty$.

Nabij de top is z_0 niet als zinvolle lengteschaal te gebruiken en we doen er daar beter aan u_*/f daarvoor te nemen. Reeds eerder zagen we dat h en u_*/f van dezelfde grootte-orde zijn; nabij de bodem echter $zf/u_* \rightarrow 0$.

Door op deze wijze verschillende "waardevaste" schaalparameters te kiezen voor toplaag en bodemlaag vermijden we het gevaar, dat de dimensieloze windprofielrelaties niet-universeel zouden zijn door te grote Ro -afhankelijkheid. De prijs hiervoor is dat we voor top en bodem afzonderlijke relaties moeten opschrijven, en wel:

$$\text{Toplaag } (z \gg z_0) : \frac{U-u_g}{u_*} = F_x \left(\frac{zf}{u_*} \right), \quad \frac{V-v_g}{u_*} = F_y \left(\frac{zf}{u_*} \right) \quad (3.1)$$

$$\text{Grondlaag } (z \ll h) : \frac{U}{u_*} = f_x \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad \frac{V}{u_*} = 0 \quad (3.2)$$

De universele Ro -onafhankelijke functies F_x , F_y en f_x worden op dit punt nog niet gespecificeerd.

Nu is er in een voldoende hoge grenslaag (d.w.z. $h/z_0 > 10^3$) een gebied waar zowel $z > 20 z_0$ als $z < 0.2 h$, zodat zowel de "snelheidstekort-wet" (3.1) als de "wandwet" (3.2) van toepassing zijn. Voor de windgradient geldt in dit overgangsgebied dus tegelijkertijd:

$$\frac{1}{u_*} \frac{dU}{dz} = \frac{1}{z} \frac{d}{dz} f_x \quad \text{en} \quad \frac{1}{u_*} \frac{dU}{dz} = \frac{f}{u_*} \frac{d}{dz} F_x$$

Maak beide gradienten dimensieloos door vermenigvuldiging met z :

$$\frac{z}{z_0} \frac{d}{dz} f_x \left(\frac{z}{z_0} \right) \xrightarrow{Ro \rightarrow \infty} \frac{zf}{u_*} \frac{d}{dz} F_x \left(\frac{zf}{u_*} \right) \quad (3.3)$$

De Ro -limiet-gelijkheid geeft tegelijk $(z/z_0) \rightarrow \infty$ en $(zf/u_*) \rightarrow 0$, hetgeen alleen kan als beide dimensieloze vergelijkings helften onafhankelijk worden van hun argumenten, en dus beide naderen tot dezelfde constante $1/\kappa$ (zgn. asymptotic matching). De universele Kármán-constante κ volgt dan uit:

$$\frac{z}{u_*} \frac{dU}{dz} = \frac{1}{\kappa} \quad \text{voor } z \gg z_0 \quad \text{en} \quad z \ll \frac{u_*}{f} \quad (3.4)$$

Hebben we hieruit κ bepaald (waarde ~ 0.40), dan kunnen we de relaties (3.1) en (3.2) integreren tot gelijkwaardige vormen van het logaritmisch windprofiel :

$$\left. \begin{aligned} \frac{U}{u_*} &= \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) + C_1 \\ \frac{U-u_g}{u_*} &= \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{zf}{u_*} \right) + C_2 \end{aligned} \right\} \quad \frac{u_g}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_*}{z_0 f} \right) + C_1 - C_2$$

Eveneens moet in de overgangslaag ("matched layer") tegelijk gelden:

$$\frac{V}{u_*} = 0 \quad \text{en} \quad \frac{V-v}{u_*} = F_y \left(\frac{zf}{u_*} \right) \quad \text{voor} \quad \frac{zf}{u_*} \rightarrow 0$$

Dit kan alleen als $v_g/u_* = C_3$. In de praktijk wordt de integratie-constante C_1 nul gesteld (d.w.z. hij wordt in z_0 opgenomen), en de universele constanten C_2 en C_3 worden experimenteel bepaald. Uiteindelijk wordt de notatie $C_2 \equiv A$ en $C_3 \equiv B/\kappa$ gebruikt, zodat de relaties dan worden :

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (3.5)$$

$$U - u_g = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{zf}{u_*} \right) + A \right] \quad (3.6)$$

$$\frac{u_g}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{u_*}{z_0 f} \right) - A \right] \quad (3.7)$$

$$\frac{v_g}{u_*} = - B/\kappa \quad (3.8)$$

$$- \sin \alpha \equiv \frac{v_g}{G} = \frac{B}{\kappa} \frac{u_*}{G} \quad (3.9)$$

De mintekens in (3.8) en (3.9) volgen uit de draairichting van het coördinatensysteem en gelden alleen voor het Noordelijk halfmond.

De hierboven gegeven notatie wordt in een groot deel van de publikaties gebruikt (Blackadar en Tennekes, 1968; Plate, 1971; Deacon, 1973; Brown, 1974; Clarke en Hess, 1974; Arya en Wyngaard, 1975; Yamada 1976; Hess et al. 1981; Short Course 1982), maar in een redelijk aantal andere publikaties (o.a. alle Russische) komt men een ongewisselde A-B-notatie tegen (Tennekes, 1973 a; Monin en Zilitinkevich, 1974; Melgarejo en Deardorff, 1974; McBean et al., 1979). Wippermann (1973) gebruikt nóg een andere notatie.

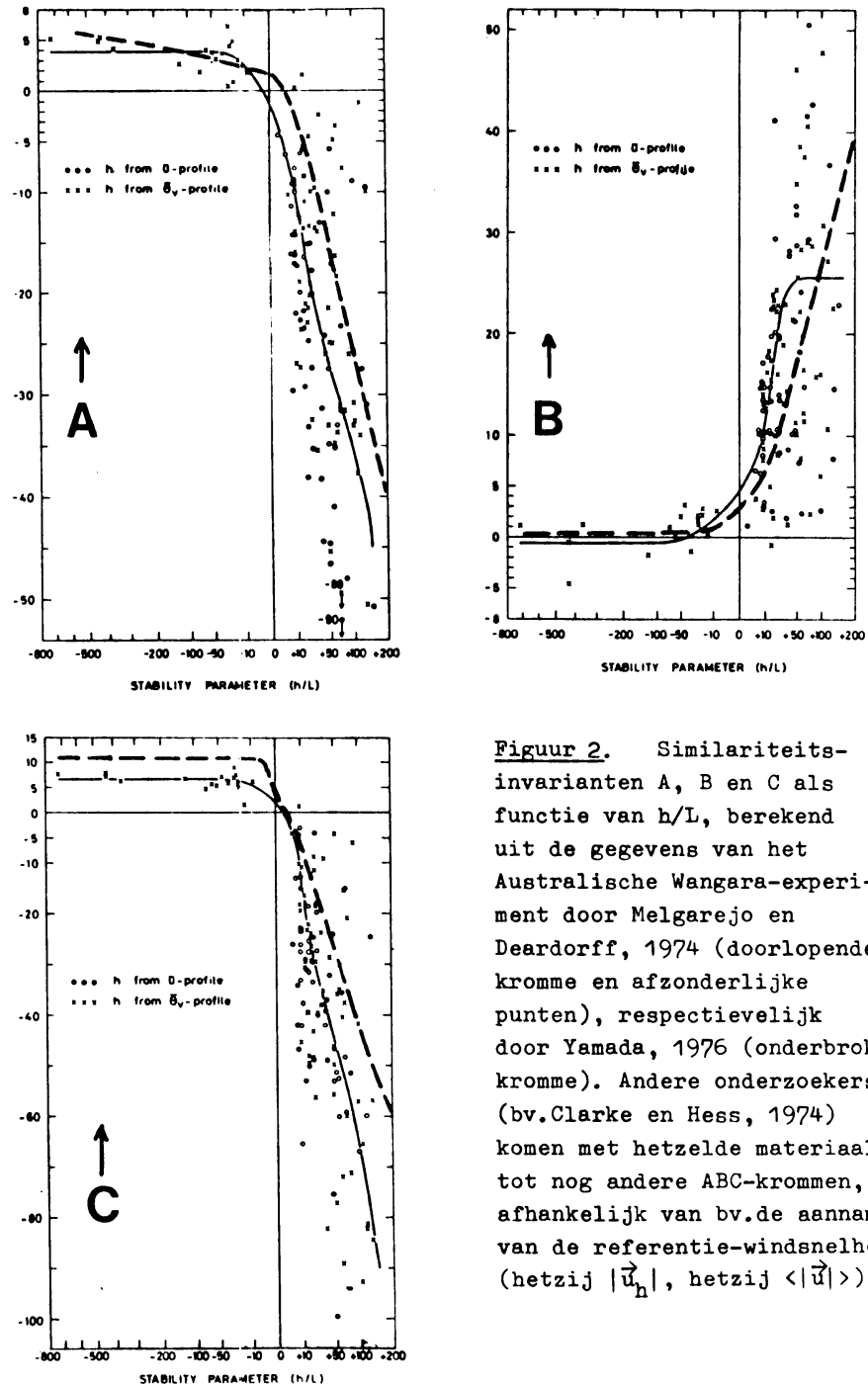
Het geldigheidsgebied van deze logaritmische windprofiel-relaties strekt zich uit tussen $\sim 20 z_0$, d.w.z. enige meters boven de grond, en $\sim 0.2 h$, d.w.z. ~ 100 m. Over deze laag varieert $\overline{u'w'}$ circa 30% -- het klassieke idee, dat windprofielen alleen logaritmisch zouden zijn in een "constant-stress" laag van maximaal enige meters boven de grond, blijkt dus onjuist bij nauwkeuriger theoretische beschouwing (en ook experimenteel). Boven enigszins ruw terrein is het zelfs zo, dat het "log-profiel" (3.5) vlak boven de grond niet geldig is, maar boven 5-10 m hoogte weer wél.

Dergelijke relaties tussen externe parameters (G , α) en interne parameters (u_*) noemt men gewoonlijk weerstandswetten. Voor stationaire grenslagen, welke niet-neutraal en baroklien zijn, blijven deze relaties geldig, met drie begrijpelijke wijzigingen:

- 1) Bij diabatische grenslagen verdwijnt de relatie tussen h en u_*/f (zie blz.13) vaak geheel; bij onstabiele grenslagen wordt h bepaald door de ligging van de inversie aan de grenslaagtop, terwijl de turbulentie door warmteflux-effekten zodanig toeneemt, dat $(u_*/f) \gg h$. Het is dan beter z dimensieloos te maken met h in plaats van met (u_*/f) .
- 2) Er komt een relatie bij voor θ_* met coefficient C . Een overeenkomstige weerstandsvergelijking bestaat voor het vochttransport (Brutsaert en Mawdsley, 1976). Deze is hier echter weggelaten, omdat het beschikbare experimentele materiaal tot dusver onvoldoende geschikt is om de bijbehorende weerstandscoefficient D behoorlijk te bepalen.
- 3) De weerstandscoefficienten (A , B , C , eventueel D) worden functies van de stabiliteitsparameter $\mu = h/L$ en van de barokliniciteitsparameters.

De keuze van A en B voor een neutrale grenslaag is tamelijk onzeker, zoals blijkt uit Figuur 2. Voor $(h/L) \sim 0$ is namelijk de variatie van deze weerstandscoefficienten groot en het aantal waarnemingen relatief klein. De bestaande overzichten van A - en B -berekeningen (b.v. McBean et al., 1979) vertonen daarom nog grotere spreiding dan men al zou verwachten vanwege de ontoereikendheid der experimentele gegevens. Bovendien is een aantal gepubliceerde analyses niet zonder meer bruikbaar, omdat daarbij uitgegaan is van $\kappa = 0.35$, terwijl recente onderzoeken het steeds meer waarschijnlijk maken dat $0.39 < \kappa < 0.41$ (Wieringa, 1980; Dyer en Bradley, 1982; Kondo en Sato, 1982). Hier zullen we aannemen: $\kappa = 0.41$, $A = 1.9$, $B = 4.5$, $C = 3$ -- zowel als gemiddelde van enige zorgvuldige berekeningen (in het bijzonder

Deacon, 1973) als vanwege de overeenkomst tussen de hiermee berekende α -waarden en de waarnemingen boven varierend terrein.



Figuur 2. Similariteitsinvarianten A, B en C als functie van h/L , berekend uit de gegevens van het Australische Wangara-experiment door Melgarejo en Deardorff, 1974 (doorlopende kromme en afzonderlijke punten), respectievelijk door Yamada, 1976 (onderbroken kromme). Andere onderzoekers (bv. Clarke en Hess, 1974) komen met hetzelfde materiaal tot nog andere ABC-krommen, afhankelijk van bv. de aanname van de referentie-windsnelheid (hetzij $|\vec{u}_h|$, hetzij $\langle |\vec{u}| \rangle$).

Zonder nader de afleidingen te bezien, volgen hieronder de weerstandswetten in generaliseerde vorm voor het barotrope geval:

$$C_G \equiv \frac{u_*}{G} = \kappa \left[\left(\ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - A \right)^2 + B^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

$$C_H \equiv \frac{\theta_{v_*}}{\theta_{v_h} - \theta_{v_0}} = \kappa \left[\ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - C \right]^{-1} \quad (3.11)$$

Indien men oppervlakte-geowinden gebruikt, dan is nog een barocliniciteitscorrectie nodig (Arya en Sundararajan, 1976; McBean et al., 1979).

Terugkerend naar de eenvoudige adiabatische barotrope grenslaag, merken we op dat de relaties (3.5)-(3.9) vanwege hun onderlinge afhankelijkheid maximaal twee onafhankelijke vergelijkingen kunnen leveren tussen de vier basisgrootheden u_g , v_g , u_* en z_0 . Men kan natuurlijk via (3.5) in plaats van u_* de wind op stationshoogte nemen, of u_g en v_g vervangen door G en α via (3.9) en $G^2 = u_g^2 + v_g^2$, maar het aantal onbekenden blijft vier. We moeten er dus twee specificeren en kunnen dan de andere twee bepalen. Er zijn twee praktische gevallen:

- I : Uitgaande van oppervlakte-parameters, dus een gemeten windsnelheid op bijv. 10 m hoogte en een geschatte of gemeten ruwheidslengte z_0 van de omgeving, kunnen we u_* bepalen via (3.5) en vervolgens u_g en v_g met behulp van (3.7) en (3.8).
- II: Uitgaande van geostrofische parameters, dus G en α , kunnen we v_g bepalen via (3.9) en u_g via Pythagoras, vervolgens u_* via (3.8) en tenslotte (3.7) omschrijven tot:

$$z_0 = u_* / (f \exp[A + (\kappa u_g / u_*)]) \quad (3.12)$$

Desgewenst kunnen we dan de grondwind bepalen via (3.5).

Opvallend is, dat nergens behoefte is aan de aanname dat h een bepaalde fractie is van u_*/f , omdat deze evenredigheid al ondershands is vastgesteld bij de keuze van een waarde voor A . Indien we namelijk aannemen dat $u = u_g$ voor $z = h$, dan volgt uit (3.6) direkt:

$$(u_*/f)/h = e^A \quad (3.13)$$

Voor de hier gebruikte waarde, $A = 1.9$, krijgt men dan $h = 0.15 u_*/f$.

Voor $G = 15$ m/s levert de berekening de volgende waarden:

α	u_*/G	U_{10}/G	U_{10} (m/s)	h (m)	z_0 (m)	Terrein
17°	0.027	0.69	10	600	0.0002	zee
23°	0.036	0.54	8	800	0.02	vlak land
28°	0.043	0.41	6	960	0.20	ruw land
33°	0.050	(0.3)	?	1110	1.1	stad, bos

Op 10 m hoogte in stad of bos voldoet de wind niet langer aan het criterium dat $(z/z_0) > 20$, zelfs niet als we z refereren aan een virtuele "displacement height" op $2/3$ van de boom- of bouw-hoogte (zie Wieringa en Rijkooft, 1983).

Het is opvallend, dat een variatie van 5° in het windrichtingsverschil α overeenkomt met vrij grote variatie van U_{10} en z_0 , zelfs in dit eenvoudige adiabatische geval. Daarnaast vertoont α nog variatie met de grenslaagstabiliteit (dagelijkse gang!) en seizoenen -- zie bijv. fig. 22, blz. 60. Aangezien het richtingsverschil tussen geowind en grondwind praktisch zelden nauwkeuriger dan $\pm 10^\circ$ bepaalbaar is, blijkt dus de nauwkeurigheid van schattingen van de grondwind uit geowindgegevens nogal gering te zijn.

Willen we nu een volledig windprofiel berekenen, dan valt op dat in de weerstandsvergelijkingen (3.5) t/m (3.9) V niet in de relaties voorkomt. Substitutie van (3.8) in (3.1) geeft:

$$(V/u_*) + (B/\kappa) = F_y(zf/u_*) \quad (3.14)$$

met als randvoorwaarden dat $F_y = 0$ voor $z = h$ en $F_y = B/\kappa$ voor $z = 0$. Een eenvoudige lineaire relatie:

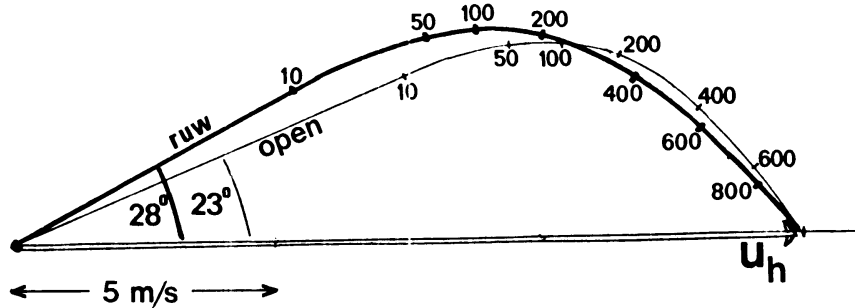
$$V_z = u_* \frac{z}{h} \frac{B}{\kappa} \quad (= v_g \frac{z}{h}) = (B e^A f/\kappa) z \quad (3.15)$$

voldoet hieraan, waarbij h volgt uit (3.13). Samen met (3.6) voor U_z levert dit een sluitend geheel, dat we (voorzichtig) extrapoleren boven $z = 0.2 h$.

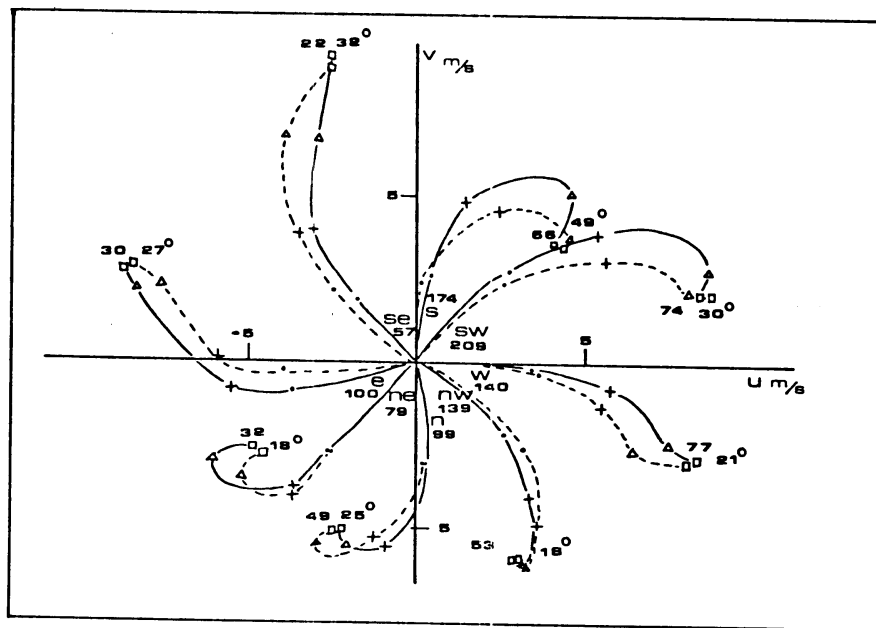
In Figuur 3 zijn de profielen uitgezet, welke behoren bij de twee middelste regels van bovenstaande tabel. Duidelijk blijkt dat de windrichting in de laagste 100 m vrijwel constant is. Ook blijkt dat het optreden van ageostrofische wind in de grenslaag kwantitatief kan worden verklaard, en wel op veel aanvaardbaarder wijze dan via de Ekman-spiraal (1.1).

Een eerste indruk van de betrouwbaarheid van de uitkomst van dit soort berekeningen krijgt men door de thermische wind in berekening te betrekken. In fig. 4 blijkt dit voor de oppervlaktelaag ($z < 100$ m) weinig verschil te geven, maar boven des te meer naarmate een groter hoogte-interval wordt

bezien. Een sterke thermische wind die de geowind tegenwerkt kan dan zelfs leiden tot een windmaximum halverwege de grenslaag (doch is zelden hiervoor de voornaamste aanleiding).



Figuur 3. Adiabatische barotrope stationaire windprofielen boven vlak en ruw land met $G \equiv |\vec{u}_h| = 15 \text{ m/s}$. Hoogten aangegeven in meters boven de grond.



Mean hodograms up to 1005 m for different surface wind direction classes.
 ————— hodograms including all soundings available
 - - - - - hodograms including only soundings up to 1005 m or more
 . height 10 m
 + height 105 m
 Δ height 495 m
 □ height 1005 m

The figures at the beginning of the hodograms denote the numbers of soundings for all the data available, those at their ends the number of soundings reaching up to 1005 m or more. Also given at the end of the hodograms is the veering in degrees in the first kilometre layer from the ground determined only from soundings reaching to at least 1005 m (dash lines).

Figuur 4. Jaargemiddelde windprofielen tot 1000 m hoogte te Helsinki, gesplitst naar grondwind-richtingssektor (Riissanen, 1975).

In het algemene diabatische en barokliene geval kan men met behulp van de weerstandswetten uit G , α , h , z_0 en $(\theta_{vh} - \theta_{vo})$ waarden van u_* en $\theta_* = -\overline{w'\theta'}/u_*$ berekenen, en hieruit volgt L . Daarna kan men de similariteits-invarianten z/h , h/L en hf/u_* bepalen. Andere grootheden, mits op de juiste wijze dimensioneloos gemaakt, zullen dan universele functies van deze invarianten moeten zijn. Voorbeelden van dimensioneloze "afgeleide" grootheden zijn:

- dimensioneloze windscherings $\phi_M = (\kappa z/u_*)(\partial U/\partial z)$ (3.16)

- dimensioneloze temperatuurgradient $\phi_H = (\kappa z/\theta_*)(\partial \bar{\theta}/\partial z)$ (3.17)

- dimensioneloze windsnelheids-variabiliteit σ_u/u_* .

De universele relaties tussen b.v. ϕ_M en de similariteits-invarianten kunnen overigens niet theoretisch worden bepaald, maar dienen te volgen uit experimenten. De hoeveelheid experimenteel materiaal inzake de gehele PGL is echter gering (Hess et al., 1981), en de aandacht van onderzoekers is tot nu eerder gericht geweest op relaties tussen de externe parameters en de similariteits-invarianten zelf, zodat doorgaans alleen oppervlaktelaagrelaties bekend zijn.

Het voorkomen van κ in verschillende relaties (b.v. de L-definitie) is historisch gefundeerd en niet altijd logisch. Sommige principiële onderzoekers, b.v. Csanady, laten κ dan ook weg, maar gewoonlijk wordt κ toch gehandhaafd voor de historische vergelijkbaarheid.

In het bovenstaande ontbreekt een definitie voor de ruwheidslengte z_0 . Uit het bovenstaande volgt dat z_0 een oppervlakte-gebonden grootheid is, die volgens (3.5) de verhouding tussen windsnelheid en wrijvingsnelheid boven dat oppervlak bepaalt in de "matched layer" -- omdat (3.5) beneden $\sim 20 z_0$ niet meer geldt, is z_0 niet "de hoogte waarop U nul is" (Wieringa en Rijkoort, 1983). Experimenteel vindt men uit windstructuurmetingen in de "matched layer" (dus niet te dicht bij het oppervlak) de volgende ruwheden:

Open water	$z_0 \sim 0.0002$ m
Open vlak land met weinig of geen obstakels	$z_0 \sim 0.03$ m
Ruw land met obstakels, niet dichterbij	
dan ~ 15 x de obstakelhoogte	$z_0 \sim 0.25$ m
Bos, dorp zonder hoogbouw	$z_0 \sim 1$ m

Voor praktijkgebruik (waar men zelden over windstructuurgegevens beschikt) kan de ruwheid visueel, of uit landkaarten, worden geschat door het bovenwindse terrein tot op ~ 3 km afstand te beschrijven met de zgn. Davenport-klassering (Wieringa en Rijkoort, 1983; Wieringa, 1986). Op blz.75 zijn voorbeeld-tekeningen gegeven van ruwheden voor enige typische landschappen.

Oefening 1: Logaritmisch windprofiel: $\ln z = \frac{\kappa}{u_*} U_z + \ln z_0$ (3.5 a)

(Benodigd: enkel-logaritmisch mm-papier, 4 dekaden, bijv. Mercurius 12H).

- 1) Gegeven $U_5 = 6.5$, $U_{10} = 8.0$, $U_{20} = 9.5$ m/s. Bepaal z_0 door log z tegen U uit te zetten. Bereken dan $C_{D(10)}$, u_* , U_{30} , h, G en α , met voor eventuele formule-constanten de tekstwaarden.
(Antw.: 0.25 m, 0.012, 0.89 m/s, 10.4 m/s, 1330 m, 21 m/s, 28°).
- 2) Gegeven $U_2 = 5.0$, $U_4 = 7.5$, $U_{10} = 10.0$ m/s. Bepaal z_0 grafisch en ga na of het resultaat zinvol is.
- 3) Gegeven $U_2 = 2.0$, $U_4 = 2.5$, $U_{10} = 3.0$ m/s. Hoe nauwkeurig is hier de z_0 -bepaling? Is de kans op toepasbaarheid van het log-profiel groot?
- 4) Gegeven $U_2 = 6.5$, $U_{10} = 10$ m/s. Bepaal z_0 niet alleen grafisch, maar ook met formule (3.5a). Wanneer (beide) windmetingen een onzekerheid hebben van ± 0.5 m/s, tussen welke grenzen variëren dan z_0 , u_* , U_{30} , h, G en α ? Welke worden deze variatiegrenzen, wanneer men uitgaat van $z_0 = 0.1$ m en alleen de windmeting op 10 m hoogte?

Zonder enkel-logaritmisch papier kan men z_0 uit n profielpunten berekenen met de kleinst-kwadratische formule

$$\ln z_0 = \frac{\sum_i (\ln z_i) \sum_i (U_i^2) - \sum_i (U_i \ln z_i) \sum_i U_i}{n \sum_i (U_i^2) - (\sum_i U_i)^2}$$

(i = 1, ... n)

4. HET NUT VAN UITWISSELINGSCOEFFICIENTEN

De turbulente fluxen $\overline{u'w'}$ en $\overline{\theta'w'}$ worden in de praktijk zeer vaak geschat met behulp van de aanname, dat het vertikaal turbulent transport van een grootheid toeneemt als de plaatselijke verticale gradient van die grootheid toeneemt. Deze "gradient-transport"-hypothese levert dan een 1^e-orde sluiting van het stelsel basisvergelijkingen (1.10) t/m (1.13). Drie variaties worden veel gebruikt.

De eerste variatie gaat uit van de vorm van de turbulente bewegingsvergelijking (1.10):

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f\bar{v} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (1.10)$$

Uit de vorm van de laatste term blijkt, dat op moleculaire schaal het

impulstransport evenredig is met de impulsgradient; hierbij is de evenredigheidsconstante ν een constante vloeistof-eigenschap, de kinematische viscositeit. Analoog hieraan kunnen we de voorlaatste term herschrijven in de vorm:

$$\frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \equiv \frac{\partial}{\partial z} K_M \frac{\partial U}{\partial z}$$

Hier mag niet worden verwacht dat K_M een constante is, aangezien turbulentie een functie is van de gehele stromingssituatie, en niet voldoende bepaald is door de plaatselijke gradienten en gemiddelden. In ieder geval zal K_M dus afhangen van hoogte, stabiliteit en ondergrond, eventueel ook van bijv. de ontwikkelingsgeschiedenis der stroming. Deze afhankelijkheid zullen we moeten afleiden in termen van bekende grootheden; voorlopig volstaan we met de definitierelaties:

$$- (\overline{u'w'})_z \equiv K_{M(z)} \frac{dU}{dz} \quad (4.1)$$

$$- (\overline{\theta'w'})_z \equiv K_{H(z)} \frac{d\bar{\theta}}{dz} \quad (4.2)$$

$$- (\overline{q'w'})_z \equiv K_{E(z)} \frac{d\bar{q}}{dz} \quad (4.3)$$

De evenredigheidsconstanten K_M , K_H en K_E worden eddy-diffusiviteiten of eddy-viscositeiten genoemd en zijn positief door de toegepaste tekenkeuze. Vroeger noteerde men soms $\rho K = A$ (Austauschcoefficient).

Een tweede variatie van de gradienttransport-theorie gaat uit van een (iets te) beeldende hypothese over het turbulente transportmechanisme: men neemt aan dat vertikaal transport plaatsvindt in gemiddelde constante hoogtestappen ℓ , mengweg genaamd. Een fluktuatie van de grootheid Q is dan een gevolg van het feit dat de waarde van \bar{Q} van een niveau dat ℓ hoger (of lager) ligt wordt "overgebracht" naar z :

$$Q' = \bar{Q}(z \pm \ell) - \bar{Q}(z) = \ell \left\langle \frac{dQ}{dz} \right\rangle$$

De drie fluxen krijgen dan de vorm:

$$- (\overline{u'w'})_z \equiv \ell_M^2 \frac{dU}{dz} \frac{dU}{dz} \quad (4.4)$$

$$- (\overline{\theta'w'})_z \equiv \ell_H \frac{d\bar{\theta}}{dz} \ell_M \frac{dU}{dz} \quad (4.5)$$

$$- (\overline{q'w'})_z \equiv \ell_E \frac{d\bar{q}}{dz} \ell_M \frac{dU}{dz} \quad (4.6)$$

De absoluut-strepen verzorgen de juiste richting der fluxen. Opnieuw zijn we niet veel wijzer, zolang de mengwegen niet nader zijn gespecificeerd in termen van bekende grootheden.

De derde gebruikelijke 1^e-orde schattingsmethode voor turbulente fluxen veronderstelt evenredigheid tussen de fluxen en de gemiddelde verandering van wind e.d. tussen twee vooraf expliciet gespecificeerde niveaus, nl. een referentieniveau Z en de ruwheidslengte z_0 . Aangezien $\bar{u}(z_0) \approx 0$, worden de definities voor de drie uitwisselingskoefficienten als volgt:

$$- (\overline{u'w'})_Z \equiv C_{D(Z)} U_Z U_Z \quad (4.7)$$

$$- (\overline{\theta'w'})_Z \equiv C_{H(Z)} U_Z (\bar{\theta}_Z - \bar{\theta}_{z_0}) \quad (4.8)$$

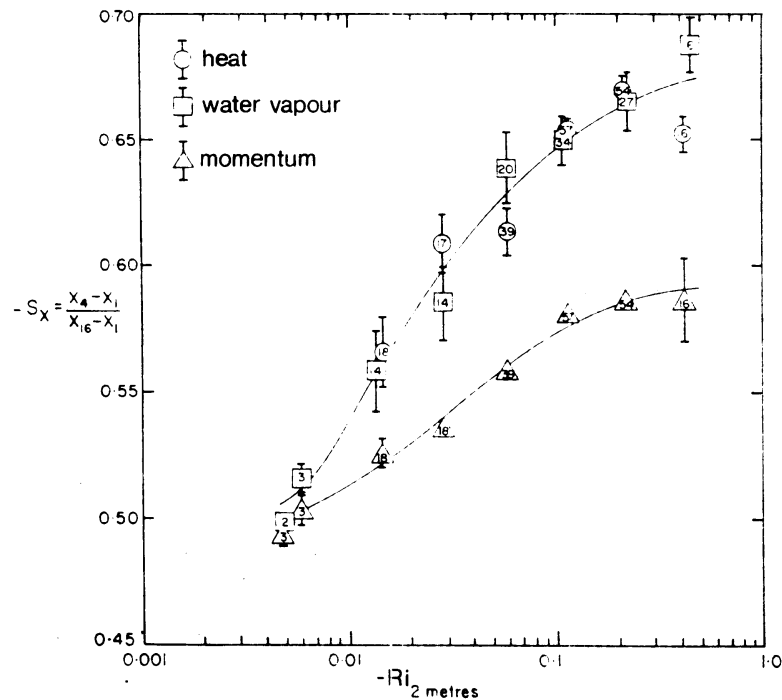
$$- (\overline{q'w'})_Z \equiv C_{E(Z)} U_Z (\bar{q}_Z - \bar{q}_{z_0}) \quad (4.9)$$

De koefficient uit (4.7) heeft een afwijkende indexletter (D i.p.v. M), omdat hij dragkoefficient wordt genoemd. Het is duidelijk, dat dit een vereenvoudigde variatie is op de twee tevoren genoemde schattingsmethoden, waarbij de gradienten vervangen zijn door verticale verschillen over een vast hoogte-interval. Deze aanpak is aantrekkelijk voor numerieke meerlagen-modellen, waarbij men voor Z het onderste rekenniveau van het model neemt. Een andere toepassing heeft betrekking op grondstationgegevens, waarbij dus $Z = 10$ m of $Z = 2$ m. In het bijzonder kunnen we voor neutrale stabiliteit het logaritmisch windprofiel (3.5) substitueren in (4.7), waaruit dan volgt:

$$C_{D(Z)} = [\kappa / \ln (Z/z_0)]^2 \quad (4.10)$$

Voor de overzichtelijkheid wordt de nadere uitwerking hier beperkt tot de verticale fluxen van impuls en warmte. De waterdampflux gedraagt zich vrijwel geheel analoog aan de warmteflux, omdat T en q beiden scalaire "bijmengsels" van de stroming zijn. Er geldt dus in de praktijk dat $K_E \approx K_H$ en $C_E \approx C_H$ bij consistent gebruik van S.I.-eenheden; men noemt dit de Reynolds-analogie van warmteflux en verdamping. Uit Fig. 5 blijkt deze analogie duidelijk, en tevens blijkt dat de flux van horizontale impuls een afwijkend gedrag vertoont, omdat de impuls een actieve vektorgrootheid is en zelf deel uitmaakt van het turbulent transportmechanisme. De grootheden K_H/K_M en K_E/K_M bedragen bij neutrale stabiliteit omstreeks 1.0 (Hicks, 1976; Wieringa, 1980a), terwijl Fig.5 toont

dat K_H/K_M en K_E/K_M toenemen bij toenemende onstabilliteit (naar rechts dus).



Figuur 5.

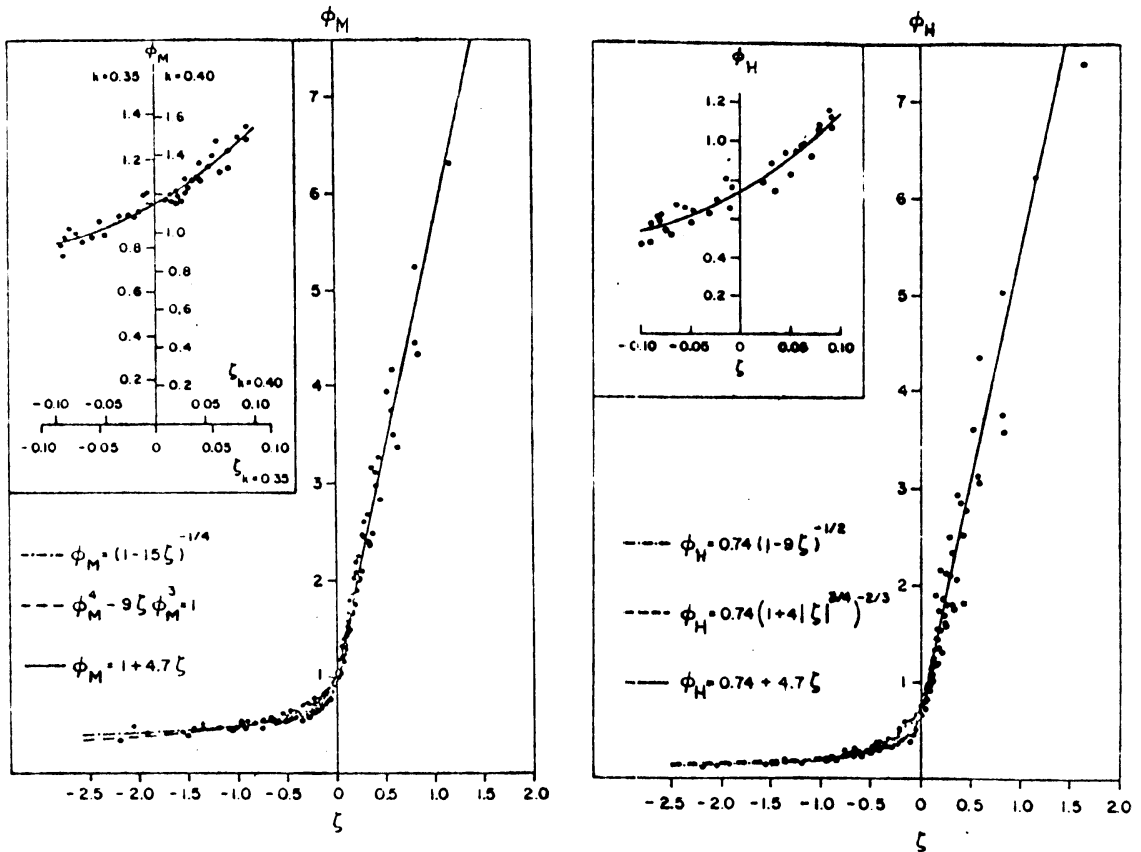
Gelijkvormigheid van profielen van wind, temperatuur en vochtigheid tussen 1 m en 16 m (Swinbank en Dyer, 1967). Het afwijkend gedrag van het windprofiel is duidelijk te zien. De onstabilliteit neemt toe van links (= neutrael) naar rechts ($Ri \sim Rf$).

In Fig. 6 zijn zeer zorgvuldig gemeten experimentele waarden uitgezet van de dimensieloze wind- en temperatuurgradiënten ϕ_M , ϕ_H (zie blz.22) en de stabiliteit $\zeta = z/L$ (Businger et al., 1971). Hiertussen blijkt een dermate strak relatief verband te bestaan (ongeacht de absolute waarde van bijv. κ), dat we gerust in de oppervlaktelaag ϕ_M en ϕ_H als universele functies kunnen hanteren. Herschrijf daarom (3.16) en (3.17) als volgt:

$$\frac{du}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_M \quad (4.11)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\theta_*}{\kappa z} \phi_H \equiv \frac{(\overline{\theta'w'})_0}{u_*} \frac{\phi_H}{\kappa z} \quad (4.12)$$

waarbij weer geldt dat $u_*^2 \equiv (\overline{-u'w'})_0$. Substitutie van (4.11), (4.12) en van (3.16), (3.17) in de K - en l -definities (4.1), (4.2) resp. (4.4), (4.5) levert bij benadering de volgende relaties op:



Figuur 6. Dimensieloze gradiënten van wind (links) en temperatuur (rechts) als functie van de stabiliteit (toenemend van links naar rechts) in de onderste 30 m van de PGL boven vlak land in Kansas (Businger et al., 1971).

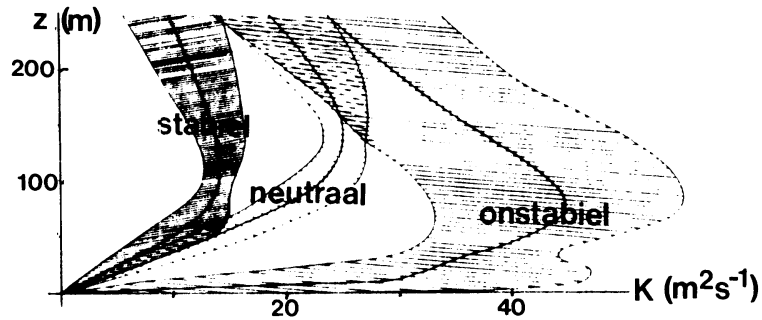
$$K_M \approx \kappa u_* z / \phi_M, \quad K_H \approx \kappa u_* z / \phi_H \quad (4.13)$$

$$\ell_M \approx \kappa z / \phi_M, \quad \ell_H \approx \kappa z / \phi_H \quad (4.14)$$

De benadering is gelegen in de aanname dat $(-\overline{u'w'})_z \approx u_*^2$, resp. dat $(\overline{\theta'w'})_z \approx (\overline{\theta'w'})_0$. Aangezien typische oppervlaktelaag-fluxen bij toename van hoogte afnemen met $\approx 5\%$ per 10 m, is deze benadering alleen bruikbaar in de onderste tientallen meters van de PGL. In het bijzonder vinden we daar voor neutrale stabiliteit ($\phi_M = 1$) dat:

$$K_M \approx \kappa u_* z, \quad \ell_M \approx \kappa z \quad (\text{voor } z/L \approx 0 \text{ en } z \ll h) \quad (4.15)$$

Een realistische K - of ℓ -relatie zal dus nabij de grond altijd evenredig met de hoogte zijn. Anderszijds zal een K - of ℓ -functie voor de gehele PGL nabij $z \approx h$ zeer klein moeten zijn, omdat daar de turbulentie vrijwel wegvalt



Figuur 7. Hoogte-afhankelijkheid van K_M (met experimentele spreiding) voor drie stabiliteitsklassen uit metingen aan Duitse TV-masten (Groll, 1970).

terwijl er nog wel wind- en temperatuurgradients zijn. Aangezien K en λ toenemen in de oppervlaktelaag, moeten zij ergens halverwege de grenslaag een maximum vertonen. Dit wordt bevestigd door de schaarse experimentele gegevens (Groll, 1970; Sato, 1982; zie Fig. 7).

Boven de oppervlaktelaag beschikken we echter niet langer over goed bekende universele profielen, van welke parameter dan ook, die als aanknopingspunt kunnen dienen voor ontwikkeling van K -functies. Men zoekt daarom eenvoudigweg naar wiskundig hanteerbare functies, die geloofwaardige en bruikbare profielen van wind en temperatuur opleveren. Bijvoorbeeld, een simpele functie die nabij de grond lineair in z is, en die nul is bij de grenslaagtop, is:

$$K_M = \kappa u_* z (1 - z/h) \quad (4.16)$$

Dit komt overeen met een lineair $\overline{u'w'}$ -profiel tussen z_0 en h , hetgeen in een neutrale grenslaag niet geheel korrekt is (Deardorff, 1972). Indien we de $(1 - z/h)$ -faktor interpreteren als de eerste twee termen van een machtreeks, dan kan (4.16) herschreven worden in de vorm

$$K_M = \kappa u_* z \exp[-c z/h] \quad (4.17)$$

met c van grootteorde 10. Deze functie sluit iets beter aan bij de schaarse experimentele gegevens, maar is evenmin ideaal (Arya, 1973). Toch is een dergelijke aanpak vaak al voldoende voor problemen, waarbij men slechts grofweg de grenslaaginvloed wil meenemen in een grootschaliger probleem.

Men heeft vele K- en l -functies uitgeprobeerd: Wipperman (1973) noemt er drie dozijn, en Yu (1977) vergelijkt een aantal ervan met experimentele gegevens. Bij de K-functies is de dimensie-eis vaak een uitgangspunt:

$[K] = [u] \times [l]$. Bij l -functies kijkt men voor een bepaald praktijkgeval naar de waarschijnlijke afmetingen van de grootste "wervels", die verhoudingsgewijs het meeste turbulente transport verzorgen. Vaak ook laat men de functies bestaan uit een onderstuk volgens (4.15) en een bovenstuk dat daarop aansluit bij de top van de oppervlaktelaag ("patching"); zie Matveev (1967) Hfdst. 17.

Uitwisselingscoëfficiënten volgens (4.7)-(4.9) zijn hier niet expliciet behandeld, omdat de daarvoor benodigde geïntegreerde vorm van (4.11) en (4.12) pas aan de orde komt in Hoofdstuk 5. Hun gedrag is echter analoog, en in het bijzonder is hun bruikbaarheid gering wanneer men de referentiehoogte Z buiten de oppervlaktelaag kiest.

Op basis van theoretische beschouwingen (Tennekes en Lumley, 1972) kan worden afgeleid dat voor de toelaatbaarheid van K-theorie, d.w.z. evenredigheid tussen turbulent transport en gradient, aan de volgende voorwaarden moet worden voldaan:

- (I) er moet slechts één transportmechanisme in één richting zijn;
- (II) de grootste afmeting van de transporterende turbulente structuren moet veel kleiner zijn dan het hoogte-interval van de beschouwde gradienten;
- (III) de toestand moet quasi-stationair zijn, d.w.z. de veranderingsperiode van de karakteristieke stromingsgrootheden moet veel langer zijn dan de turbulente tijdschaal z/u_* .

K-theorie is dus bijv. onbruikbaar voor het modelleren van convectie-processen in de gehele PGL, omdat daar niet-lokale mengeffekten optreden op de schaal van de gehele PGL. In dat geval zijn transport en gradient niet langer gekoppeld, en kunnen zelfs tegengesteld gericht zijn. In Hoofdstuk 6 komt aan de orde hoe men een dergelijke situatie kan modelleren zonder K-theorie.

Wel kan K-theorie van nut zijn voor de volgende toepassingen :

- (a) grove beschrijving van fluxen in de oppervlaktelaag met bijv. (4.15);
- (b) vereenvoudiging algemene fluxrelaties in bijv. stabiliteitsparameters of verdampingsrelaties (Hfdst. 5);
- (c) tijdsontwikkeling van een vooraf gegeven profiel in een numeriek model met meerdere rekenniveaus in de PGL.

5. MODELLERING VAN DE OPPERVLAKTELAAG

Over de zgn. micrometeorologie (de verschijnselen in de onderste tientallen meters van de atmosfeer) bestaan een aantal goede handboeken. Aanbevelenswaardig voor nadere algemene informatie zijn o.a. Lumley en Panofsky (1964), Oke (1978) en McBean et al. (1979), en voor diepgaande studie de Short Course (1982) en Monin en Yaglom (1971). Voor uitgebreide fenomenologische beschrijvingen is Geiger (1961/1965) aanbevelenswaard. Voorts zijn er gespecialiseerde handboeken, onder meer over luchtverontreiniging: Csanady (1973), Scorer (1978), KNMI (1979), Hanna (1982), Pasquill en Smith (1983) en Munn en Rodhe (1985). Aangezien bruikbaar experimenteel materiaal over de oppervlaktelaag pas beschikbaar kwam omstreeks 1960, zijn oudere boeken niet aan te bevelen.

Diabatische profielen en stabiliteitsparameters.

In de voorafgaande hoofdstukken is gebleken, dat de PGL-processen hoofdzakelijk worden aangedreven vanuit de oppervlaktelaag door de aldaar geproduceerde turbulente fluxen $\overline{\theta'w'}$ en $\overline{u'w'}$. Vaak schat men deze fluxen uit profielmetingen in een homogene omgeving, en in hoofdstuk 3 zijn voor het bovenste deel van de oppervlaktelaag ($z > 20 z_0$) flux-profiel-relaties ontwikkeld voor adiabatische stratificatie. We kunnen deze generaliseren door dimensieloze gradienten ϕ_M en ϕ_H als functies van de stabiliteitsparameter z/L te ontwikkelen in een machtreeks. Voor de windgradient geeft dit:

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{dU}{dz} \equiv \phi_M(z/L) = 1 + \frac{d\phi}{d(z/L)} (z/L) + \frac{1}{2} \frac{d^2\phi}{d(z/L)^2} (z/L)^2 + \dots \quad (5.1)$$

Voor $z/L = 0$ is $\phi_M = 1$ en geldt (3.5). Afbreken van de reeks bij de eerste term en integreren leidt tot:

$$U_z = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln(z/z_0) + A_{z/L} \right] \quad (5.2)$$

waarbij $A \equiv d\phi_M/d(z/L)$ de helling (richtingscoëfficiënt) van de $\phi_M(z/L)$ -functie is. Op gelijke wijze kunnen we afleiden voor de temperatuurgradient:

$$\theta_z - \theta_{z_0} = \frac{\theta_*}{\kappa} \left[\ln(z/z_0) + A'_{z/L} \right] \quad (5.3)$$

Men noemt dit de logaritmisch-lineaire Monin-Obukhov profiel-formules. Ze

zijn alleen praktisch bruikbaar zolang de hellingen A en A' redelijk constant zijn, en experimenteel (Fig. 6, blz. 26) blijkt dit zo te zijn in een stabiele oppervlaktelaag, waar $A = A' \sim 5$. Voor neutrale en onstabiele oppervlaktelagen is de $\phi(z/L)$ -relatie niet lineair, en zijn dus A en A' sterk veranderlijk. Daarom prefereert men een algemene empirische formulering, het zgn. Businger-Dyer-profiel (Paulson, 1970):

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln(z/z_0) - \psi_M(z/L) \right] \quad (5.4)$$

$$\frac{\theta - \theta_0}{\theta_*} = \frac{1}{\kappa} \left[\ln(z/z_0) - \psi_H(z/L) \right] \quad (5.5)$$

waarbij de functies ψ_M en ψ_H de volgende vorm hebben:

$$\text{Onstabil: } \psi_M = 2 \ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2 \tan^{-1}x + \frac{\pi}{2} \quad (5.4a)$$

met (tan x in radialen !!)

$$x = \left(1 - 16 \frac{z}{L}\right)^{1/4} \quad (5.4b)$$

$$\psi_H = 2 \ln\left(\frac{1+y^2}{2}\right) \quad \text{met } y = \left(1 - 16 \frac{z}{L}\right)^{1/4} \quad (5.5a, 5b)$$

Stabil:

$$\psi_M = -5 \frac{z}{L} \quad \text{en} \quad \psi_H = -5 \frac{z}{L} \quad (5.4c, 5c)$$

De constantes in de b- en c-formules zijn experimenteel bepaald, en daarbij zijn hier die van Dyer en Hicks (Dyer, 1974) gebruikt, die ook goed aansluiten bij zeer recent onderzoek (Wieringa, 1980; Dyer en Bradley, 1982). Vele onderzoekers uit de zeventiger jaren hebben de Kansas-constantes gebruikt (Businger et al., 1971; zie de inzet van fig.6, blz.26), die gekenmerkt worden door een faktor 0.74 in het rechterlid van (5.5) en door $\kappa = 0.35$; dit maakt het vergelijken van experimentele resultaten en modellen er niet makkelijker op, te meer daar de bijbehorende z_0 -waarden een faktor 2 te laag zijn (Yaglom, 1977). De volgende vereenvoudiging van de Dyer-Hicks-formules geeft praktijk-resultaten tot op $\sim 10\%$ nauwkeurig voor $0.1 < \|z/L\| < 2$ (Van Ulden, 1975):

$$\text{onstabil: } \psi_M = 1.1 (z/-L)^{\frac{1}{2}}, \quad \psi_H = 1.4 (z/-L)^{\frac{1}{2}} \quad (5.6)$$

$$\text{stabil : } \psi_M = \psi_H = -5 \frac{z}{L}$$

Met behulp van deze relaties kan men dus uit wind- en temperatuurgradiënten u_* , θ_* en L bepalen. Het verdient daarbij aanbeveling z_0 van tevoren in te schatten of te bepalen, aangezien dit de betrouwbaarheid van het eindresultaat aanzienlijk vergroot (Priestley, 1959). De praktische uitwerking hiervan wordt verderop behandeld (blz.45).

Nu we beschikken over geïntegreerde diabatische profielformules, kunnen we de uitwisselingscoëfficiënten van hoofdstuk 4 nader uitwerken. Substitutie van (5.4) en (5.5) in (4.7) en (4.8) geeft:

$$C_D(z) \approx \kappa^2 [\ln(z/z_0) - \psi_M]^{-2} \quad (5.7)$$

$$C_H(z) \approx \kappa^2 [\ln(z/z_0) - \psi_M]^{-1} [\ln(z/z_0) - \psi_H]^{-1} \quad (5.8)$$

Opnieuw is de benadering gelegen in de aanname dat $(-\overline{u'w'})_z \approx u_*^2$ en $(\overline{\theta'w'})_z \approx (\overline{\theta'w'})_0 \equiv u_* \theta_*$.

De stabiliteit in de grenslaag wordt bepaald door de verhouding van mechanische en thermische flux en is dus niet (zoals in de vrije atmosfeer) voldoende omschreven door de temperatuurgradient dT/dz . We kennen reeds de stabiliteitsparameters z/L en Rf , waarvoor we in de oppervlaktelaag door substitutie van (5.2) een relatie kunnen afleiden (Monin en Yaglom 1971):

$$Rf = (z/L) - A (z/L)^2 \quad (5.9)$$

met $A \sim 3$. Aangezien zowel Rf als z/L flux-bepaald zijn, is er voor de praktijk behoefte aan een verwante profiel-bepaalde stabiliteitsparameter. Substitutie van (4.1) en (4.2) in de Rf -definitie geeft het gradient-Richardsongetal

$$Ri_z \equiv (K_M/K_H) Rf = \frac{g}{T} \frac{d\theta/dz}{(dU/dz)^2} \approx \frac{g}{T} \frac{(\theta_2 - \theta_1)(z_2 - z_1)}{(U_2 - U_1)^2} \quad (5.10)$$

waarbij de referentiehoogte $z = \sqrt{z_1 z_2}$ moet worden gespecificeerd omdat Ri_z varieert met z , in tegenstelling tot L . Meestal leidt het gebruik van Ri_z als stabiliteitsspecificatie tot een overmatige spreiding in meetresultaten, onder meer omdat nauwkeurige meting van windgradiënten moeilijk is. Daarom stelt men in de Ri_z -definitie vaak $z_1 = 0$, althans wanneer de oppervlakte-temperatuur

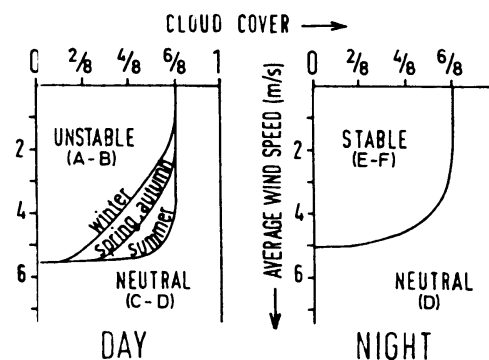
voldoende bepaalbaar is. Zo krijgt men het bulk-Richardson-getal:

$$Rb_z = (g/T) (\theta - \theta_0) z U^{-2} \quad (5.11)$$

hetgeen hanteerbaarder is en betere experimentele resultaten geeft.

Bij neutrale en onstabiele stratificatie zijn Ri en Rb ongeveer van dezelfde grootte-orde als z/L , terwijl voor stabiele stratificatie geldt dat $z/L \sim Ri(1-5 Ri)$ zodra $Ri > 0.2$. Voor nauwkeuriger omrekenformules zie Barker en Baxter (1975). Al deze stabiliteitsparameters (Ri , Rb , Rf , z/L) zijn positief in een stabiele atmosfeer, nul in een adiabatische situatie en negatief bij onstabiliteit. Voor $Ri > +1$ is de stroming altijd laminair, voor $Ri < +0.25$ is ze altijd turbulent, en voor $0.25 < Ri < 1$ bepaalt de voorgeschiedenis de mate van turbulentie (Plate, 1972; Arya, 1972).

Figuur 8. Vereenvoudigde versie van een nomogram voor de bepaling van Pasquill-stabiliteitsklassen uit bewolgingsgraad en grondwindsnelheid (Wieringa, 1973). Voor volledige nomogrammen en opgave van seizoenen en daglengte zie KNMI (1972, 1974).

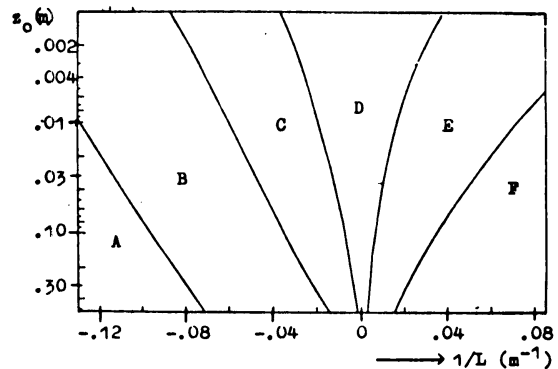


Wanneer geen informatie beschikbaar is over de temperatuur-gradient, wordt soms de stabiliteit geschat uit de wolkenbedekkingsgraad N en de windsnelheid met behulp van de Pasquill-klassifikatie (zie Fig. 8) of de overeenkomstige Turner-klassifikatie (KNMI, 1979; Nieuwstadt, 1975). Hiermee wordt de warmteflux-faktor van L redelijk benaderd boven land, omdat daar N goed gecorreleerd is met de netto-straling. De impulsflux-faktor van L echter wordt onvoldoende verantwoord door uitsluitend U te verwerken; er bestaat in de praktijk dan ook geen strak verband tussen Pasquill-klassen enerzijds en z/L of σ_v/u_* anderzijds (Luna en Church, 1972). Wanneer echter tevens een z_0 -schatting beschikbaar is, kan men L globaal bepalen uit z_0 en Pasquill- of Turner-klasse (Golder, 1972; zie fig.9). De resultaten zijn dan echter alleen goed toepasbaar in de oppervlaktelaag -- op hogere niveaus leidt een klassifikatie-aanpak van stabiliteit tot onzekere resultaten (De Marrais, 1978).

De Pasquill-Turner aanpak is tegenwoordig achterhaald, omdat een

methode is ontwikkeld door Holtslag en Van Ulden (1983) voor de bepaling van de Obukhovlengte uit stations-metingen op één niveau. Als invoergegevens gebruikt men hier wind en ruwheid voor u_* -schatting, en zonshoogte, bewolkingsgraad en temperatuur voor schatting van θ_* . (Zie verder blz.42.)

Figuur 9. Obukhov-lengte L als functie van Pasquillklasse (A t/m F) en terreinruwheid z_0 . (Golder, 1972).



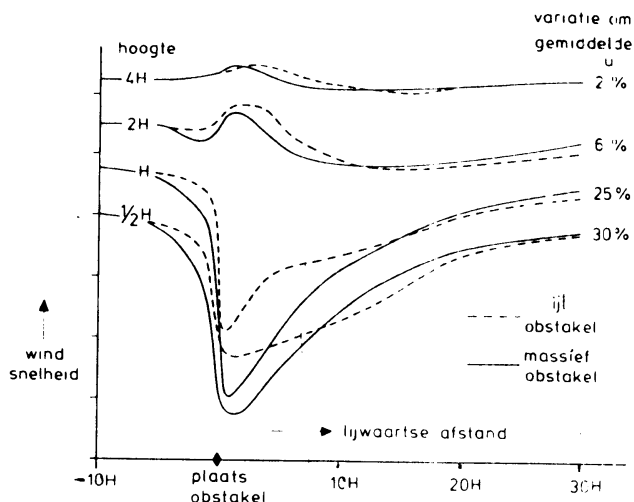
Windprofiel in niet-ideaal terrein.

In de oppervlaktelaag is het optreden van neutrale stabiliteit veel waarschijnlijker dan in de gehele grenslaag: vergelijk bijv. het aantal punten met $\|z/L\| < 0.1$ in Fig. 6 met het aantal punten in Fig. 2, waarvoor $\|h/L\| < 10$ is (de grenswaarden zijn ongeveer gelijkwaardig). De reden is dat de mechanische turbulentie-produktie maximaal is aan de grond, zodat daar bij zwakke netto-straling en sterke wind R_f en z/L tot nul naderen. Met andere woorden: in de oppervlaktelaag is bij harde wind ($u > 6$ m/s) z/L klein genoeg om het praktische verschil tussen het diabatisch windprofiel (5.2) en het logaritmisch windprofiel (3.5) verwaarloosbaar te maken. Nogmaals, dit is niet gekoppeld aan de voorwaarde dat $\overline{u'w'}$ niet met de hoogte verandert: gebruik van de term "constant-stress-layer" duidt op onbegrip.

Voor praktische analyses kan men dan (3.5) beter als een verschilformule schrijven:

$$U_2/U_1 = \ln(z_2/z_0) / \ln(z_1/z_0) \quad (5.12)$$

Bij harde wind behoeven we dus op een bepaalde plaats alleen de bovenwindse terreinruwheid z_0 te kennen, om uit de stationswindmeting op hoogte z_1 de wind ter plaatse op een andere hoogte z_2 te schatten. Dit mag alleen niet wanneer $z_2 < 20 z_0$, omdat vlakbij de grond het windveld vrij inhomogeen is, aangezien obstakelhoogten de grootte-orde $10 z_0$ hebben (Lettau, 1969). We moeten ons dus beperken tot de "matched layer", waar $z > 20 z_0$.

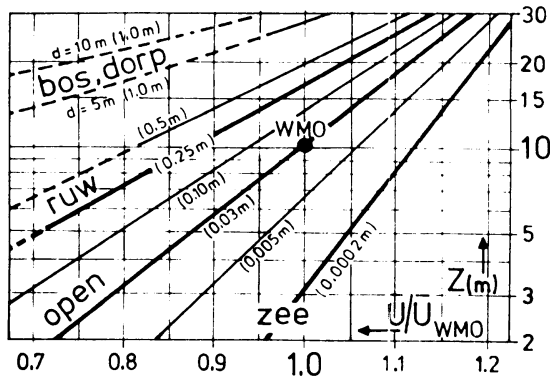


Figuur 10. Verloop van de windsnelheid op verschillende hoogten bij passage over een windscherm met hoogte H , zowel half-open (---) met 20% - 30% blokkering, als ook gesloten (—) met > 50% blokkering (WMO, 1964, naar Nægeli).

Het effect van obstakels op het windveld nabij de grond valt af te leiden uit Fig. 10: het blijkt dat bijv. een bomenrij met hoogte H een afremming veroorzaakt, die op een benedenwindse afstand van $15H$ tot $20H$ goeddeels weer teniet is gedaan door extra impulsaanvoer van bovenaf. Ook blijkt dat voor $z > 2H$ het obstakeleffect sterk is afgevlakt; men mag dus verwachten dat boven een landschap met verspreide bomen en huizen de directe zog-effecten van individuele obstakels moeilijk herkenbaar zijn boven een hoogte $z_b \sim 60$ m. Deze hoogte z_b is dus zeer geschikt als referentiehoogte voor de wind in de oppervlaktelaag, te meer omdat z_b anderzijds nog laag genoeg is om bij harde wind (neutrale stabiliteit) in de "matching layer" te liggen ($z_b < 0.2h$), zodat het logaritmisch windprofiel (5.12) kan worden benut. In het bijzonder kan men zo nagaan wat de wind op een bepaalde referentie-hoogte z_r zou zijn, indien in de omgeving de ruwheid z_{or} was in plaats van de nu geobserveerde ruwheid z_{os} . Voor een uitgangshoogte (stationsmeethoogte) z_s wordt de transformatie:

$$U_r = U_s \frac{\ln(z_b/z_{os}) \ln(z_r/z_{or})}{\ln(z_s/z_{os}) \ln(z_b/z_{or})} \quad (5.13)$$

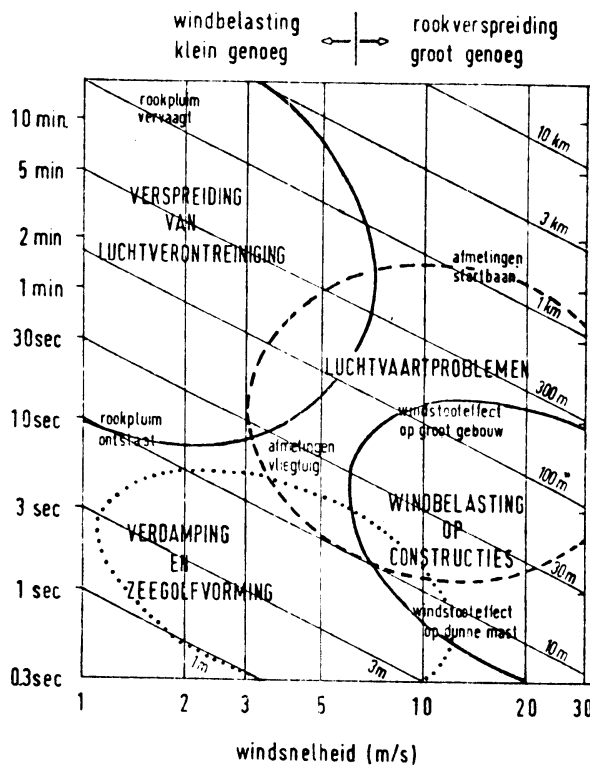
Men kan met behulp van deze transformatie ook windmetingen op beschutte plaatsen corrigeren naar open terrein (Wieringa 1976, 1980b, 1983, 1986; Wieringa en Rijkoort 1983; Oemraw 1984). De benodigde z_o -waarden kunnen worden geschat via terreinklassifikatie (blz. 22, blz.75), maar verder in dit hoofdstuk zal blijken dat z_o ook kan worden bepaald uit routinematige waarnemingen van de maximum windvraag. Profielmeting is voor routinestations te bewerkelijk. In het nomogram op blz.36 (fig.11) is de modelformule (5.13) hanteerbaar gemaakt.



Figuur 11. Nomogram voor transformatie van de windsnelheid boven open terrein met $z_0 = 0.03$ m ("WMO", bijgenaamd potentiële windsnelheid) naar de windsnelheid op hoogte z boven naburig terrein met gegeven bovenwindse ruwheid (z_0 -waarden zijn tussen haakjes aangeduid). Links bovenaan duiden onderbroken lijnen op onzekerheid inzake

de toepasbaarheid van model-formule (5.13), omdat op hoogten beneden $z \sim 20 z_0$ men te dicht bij de aktuele obstakels komt, waardoor de ruimtelijke windvariabiliteit erg groot wordt. Voor $z_0 > 0.5$ m is bovendien de typische obstakeldichtheid zo groot, dat men de hoogte moet rekenen ten opzichte van een "displacement height" $d \approx 0.7 \times$ typische obstakelhoogte, dus $(z - d)$ moet substitueren voor z in de formules. (Wieringa, 1980 b).

Bij stormweer is er voor de praktijk niet alleen behoefte aan gemiddelde windgegevens, maar wil men ook informatie over de maximale mogelijke



Figuur 12.

windstoot. Omdat kortdurende windstoten sterker kunnen zijn dan langdurige, moet men de gewenste vlaag nader specificeren. Voor deze specificatie is de vlaagduur t minder geschikt dan de vlaaggolflengte $U t$, waarbij U de gemiddelde windsnelheid is (frozen-turbulence hypothese van Taylor: windvariatiën worden langs het waarnemingspunt getransporteerd met de snelheid van de gemiddelde

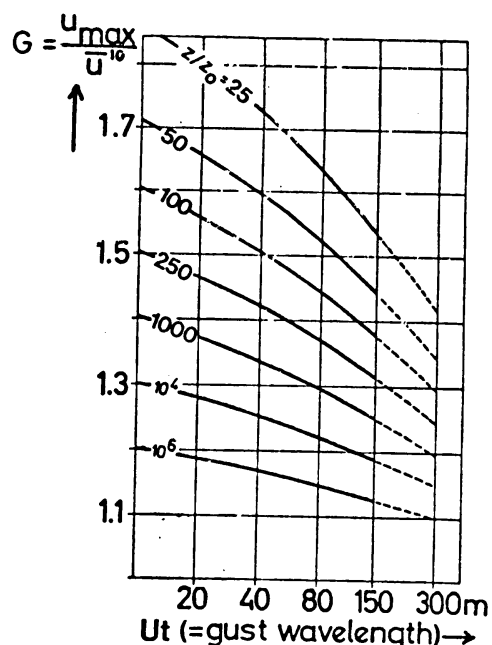
wind). In Figuur 12 zijn de interessegebieden voor enige praktijktoepassingen aangeduid. Bijvoorbeeld, voor de luchtvaart heeft ICAO voornamelijk belangstelling voor windvariatië met golflengten tussen 30 m en 300 m : kortere variatië worden door het vliegtuig nauwelijks "gevoeld", en langere variatië worden tijdens het navigatie-proces redelijk gecorrigeerd. Gebouwen en kleinere konstrukties met gemiddelde horizontale afmeting X worden in hun geheel slechts duidelijk beïnvloed door windstoten met $Ut > 5 X$.

Waargenomen vlagen zijn toevalsgebeurtenissen en hebben zeer weinig verwachtingswaarde, zelfs voor de onmiddellijke omgeving. Het is beter te vragen naar de statistisch meest waarschijnlijke maximumvraag u_{mx} , dimensieloos gemaakt door combinatie met de gemiddelde wind op dezelfde hoogte tot een vraagfaktor $G \equiv u_{mx}/U$. De mediaanwaarde $\langle G \rangle$ van deze vraagfaktor (met 50% overschrijdingskans) blijkt om verschillende redenen een bruikbaarere rekengrootheid te zijn dan het rekenkundig gemiddelde, en kan statistisch worden gekoppeld aan de wind-standaarddeviatie σ_u . Aangezien experimenteel gebleken is dat in de oppervlaktelaag de dimensieloze standaarddeviatie σ_u/u_* de waarde 2.5 ± 0.2 heeft over een groot stabiliteitsgebied, volgt hieruit met behulp van (3.5) uiteindelijk (Wieringa, 1973):

$$\frac{\langle G \rangle}{f_T} = 1 + \frac{1.42 + 0.301 \ln \{(10^3/Ut) - 4\}}{\ln(z/z_0)} \quad (5.14)$$

waarbij de faktor f_T voor 10-minuten-middelingsperioden 1.0 bedraagt en voor uurgemiddelden de waarde 1.1 heeft. Deze model-formule is grafisch uitgezet in Figuur 13.

Figuur 13. Mediaanwaarde van de verwachte vraagfaktor G bij krachtige wind als functie van meethoogte z (< 60 m), ruwheidslengte z_0 van het bovenwindse terrein, en vraaggolflengte Ut (voor typische stations-windmeting is $Ut \sim 80$ tot 100 m). Het nomogram is berekend voor 10-minuten middelingsperioden; de vraagfactoren ten opzichte van uurgemiddelden zijn $\sim 10\%$ groter. (Wieringa, 1973).



Men kan ook de omkering van (5.14) benutten voor de bepaling van z_0 op een gegeven plaats bij een gegeven windrichting, wanneer daar tenminste een windmeetopstelling is, die de bepaling van vlagfactoren mogelijk maakt (Wieringa, 1977, 1983). Per richtingssektor van $\sim 30^\circ$ heeft men minstens 12 tot 20 middelperioden met krachtige wind voor een enigszins bruikbare bepaling van de mediane vlagfaktor $\langle G \rangle$. De relevante vlaggolflengte U_t kan worden bepaald uit de responsie-eigenschappen van de plaatselijke windmeetapparatuur.

Voor de gebruikelijke landschapssituaties met onregelmatige ondergrond maken bovenstaande modellen de windstructuur bepaalbaar voor $z > 20 z_0$ en bij krachtige wind. Bij lagere windsnelheden zou men ook de invloed van ondergrondvariatiën op temperatuur- en vochtprofielen willen weten, maar dit is kwantitatief nog onvoldoende onderzocht. Wel is voor een sprongsgewijze ondergrondsverandering bekend, dat op een benedenwindse afstand x de invloed van de nieuwe ondergrond slechts merkbaar is beneden een interne overgangslaag op hoogte $z \sim x/3$. Men vindt dus benedenwinds van iedere inhomogeniteit een "pluim" van invloed op de oppervlaktelaag (Pasquill, 1972).

Met de formules (5.4) en (5.12-5.14) beschikken we over een theoretisch en experimenteel verantwoorde modellering van matige en krachtige wind in de oppervlaktelaag, zelfs boven niet-ideaal terrein (Jackson, 1977). Traditioneel evenwel schat men windprofielen met de zgn. machtwet, die helemaal geen "wet" is (er komt behalve U geen enkele meteorologische grootheid in voor) maar slechts een wiskundige interpolatieformule:

$$U_2/U_1 = (z_2/z_1)^p \quad (5.15)$$

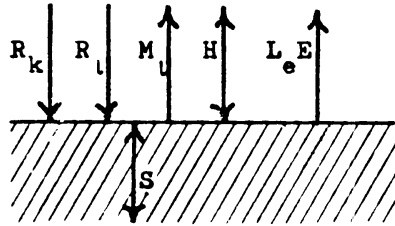
Vergelijking met (5.12) toont aan, dat bij neutrale stabiliteit geldt:

$$1/p \approx \ln(\sqrt{z_1 z_2}/z_0) \quad (5.16)$$

zodat p , afhankelijk van ondergrond en gekozen hoogte-interval, kan variëren tussen $1/12$ en $1/3$ (ook al zegt "men" dat p altijd $1/7$ is). Voor rechtstreekse operationele toepassing is de macht-wet vrij zinloos, omdat iedere binding met andere fysische toestandsparameters ontbreekt. Wel kan soms, bijv. voor berekening van relaties tussen de windstructuur en verspreiding van luchtverontreiniging, het wiskundig verkieslijker zijn een exponentiele profielformule te gebruiken in plaats van een logaritmische (zie bijv. Munn, 1966).

Warmte-transport en verdamping.

Voor een goed inzicht in de totale sensibele en latente warmteflux is het essentieel de uitwisselings-processen vlak bij de bodem nader te bezien. Voor de uitwisseling van warmte aan het aardoppervlak kunnen we een warmtebalans opschrijven met de volgende componenten:



Figuur 14. Warmtebalans van het aardoppervlak.

R_k inkomende kortgolvlige straling (irradiantie), waarvan een fractie $(1-a)$ wordt geabsorbeerd (a = kortgolvlige albedo, grootte-orde 0.2);

R_l de langgolvlige (infrarode) inkomende straling, waarvan een fractie $(1-a')$ wordt geabsorbeerd (a' \equiv langgolvlige albedo, grootte-orde 0.1);

M_l de uitgezonden bodemstraling (emittantie) bij bodemtemperatuur T_0 , welke volgens de wet van Stefan-Boltzmann een grootte heeft van

$$(1-a') \times 5.67 \times 10^{-8} T_0^4 \text{ Watt m}^{-2}$$

H de warmteuitwisseling met de atmosfeer via turbulente verticale "sensibele" warmteflux;

$L_e E$ de opwaartse flux van latente warmte ten gevolge van verdamping. Deze kan bij begroeide grond en boven water erg groot zijn;

S de warmte-uitwisseling tussen het aardoppervlak en de onderliggende bodem; overdag is S gewoonlijk neerwaarts, 's nachts opwaarts.

We noteren hier de totale netto-straling als

$$R_N \equiv (1-a) R_k + (1-a')(R_l - M_l) \quad (5.17)$$

De netto-straling kan rechtstreeks worden gemeten met een zgn. stralings-balansmeter (type Suomi, Schultze of Funk). Ook kan men eenvoudiger metingen gebruiken van globale instraling (R_k) of van zonneshijnduur; men moet bij het omrekenen naar R_N dan een schatting maken van de plaatselijke albedo-waarde. Vaak beschikt men echter slechts over synoptische schattingen van bewolgingsgraad (C_L , C_M , C_H); men kan dan R_N schatten (Burrige and Gadd, 1977) met formules van het type

$$R_N/R_0 = \text{constante} + (1-a)(1-0.7 C_L)(1-0.7 C_M)(1-0.4 C_H) \sin \beta \quad (5.18)$$

waarbij R_0 de zonneconstante is en β de zonshoogte. Verderop (blz.43/44) wordt een R_N -schatting gegeven, die alleen van de bewolgingsgraad N afhangt.

De "bodem"-warmteflux S van een wateroppervlak kan worden bepaald uit de verandering van het watertemperatuur-profiel per tijdseenheid. Boven land is S overdag een relatief kleine component van de warmtebalans, die voor bijv. verdampingsberekeningen kan worden geschat of zelfs verwaarloosd. 's Nachts is S echter een relatief belangrijke balanscomponent, voor de bepaling waarvan vele factoren een rol kunnen spelen (Sellers, 1965; Deardorff, 1978). -- De dagelijkse gang en de typische grootte van de fluxen R_N , L_eE , H en S wordt verderop voor een heldere dag geïllustreerd in fig.15 (blz.48).

Nachtvorst kan optreden wanneer de luchtlaag vlak boven de grond relatief te sterk afkoelt. De kansen hierop zijn het grootst wanneer:

- De instraling ($R_k + R_g$) sterk negatief is in een nacht met weinig wolken;
- De neerwaartse atmosferische warmteflux H klein is bij zwakke wind boven vlak land. De afkoeling beperkt zich dan tot een dunne luchtlaag vlak boven de bodem, er wordt weinig warmte "nageleverd" uit hogere luchtlagen;
- de opwaartse warmtestroom uit de bodem, S , klein is door de aanwezigheid van een overmatig isolerende bovenlaag. "Grond"-lagen met een hoog luchtgehalte isoleren het sterkst, dus nachtvorst treedt het gemakkelijkst op boven losgewoelde, niet "gezette" bouwgrond welke bedekt is met een gesloten dek van gras of ander laag gewas, dan wel met afgestorven plantendelen.

Voor nadere informatie inzake nachtvorst zie Scharringa (1976). De indringingsdiepte van oppervlakte-temperatuurvariaties in de bodem is niet groot: de amplitude van de dagelijkse temperatuur-gang wordt gemiddeld gehalveerd per 0.1 m daling in de grond (Van der Hoeven, 1974), waarbij er niet meer dan een faktor 2 variatie is tussen de verschillende grondsoorten.

De verdamping E kan worden berekend door de warmtebalans-relatie

$$R_N - S = H + L_e E \quad (5.19)$$

te herschrijven met behulp van de Bowen-ratio $B = H/L_e E$ als:

$$E = (R_N - S) / [L_e (1 + B)] \quad (5.20)$$

De praktische mogelijkheden om R_N en S te bepalen zijn hierboven reeds genoemd. De Bowen-ratio kan worden bepaald uit profiel-metingen van temperatuur en vocht, bv. met psychrometers. Met behulp van de relaties (4.2), (4.3) en $q \approx \frac{5}{8} e/p$ kunnen we namelijk B als volgt uitwerken:

$$B = \frac{c_p \overline{\theta'w'}}{L_e \overline{q'w'}} = \frac{c_p K_H (dT/dz)}{L_e K_E (dq/dz)} = \frac{K_H}{K_E} \left(\frac{8p c_p}{5 L_e} \right) \frac{T_2 - T_1}{e_2 - e_1} \quad (5.21)$$

De faktor $(8p c_p)/(5 L_e) \equiv \gamma$ heet psychrometerconstante en heeft aan het aardoppervlak onder normale omstandigheden de waarde 0.66.

Afgezien van het feit, dat toepassing van K-theorie verantwoord is voor dit een-dimensionaal transport nabij de grond, valt de (K_H/K_E) -faktor ook nog weg vanwege de Reynolds-analogie. De Bowen-ratio vereenvoudigt dan tot:

$$B = \gamma (T_2 - T_1)/(e_2 - e_1) \quad (5.22)$$

en kan dus worden bepaald uit psychrometermetingen op twee hoogten.

Hoewel verdampingsmeting met gebruik van deze zgn. energie-balansmethode zeer betrouwbare resultaten levert bij zorgvuldig werken, is de methode minder geschikt voor routine-toepassingen vanwege de benodigde profielmetingen. Hetzelfde bezwaar geldt voor de alternatieve methoden voor verdampingsbepaling, welke uitgaan van de combinatie van vochtprofielen met windprofielen. Een voorbeeld is de uitwerking van (4.3) door substitutie van (4.1) en (4.10):

$$E = -\rho K_E \frac{dq}{dz} = -\rho \frac{K_E}{K_M} u_*^2 \frac{dq/dz}{du/dz} = -\rho \frac{K_E}{K_M} C_D(Z) U_Z^2 \frac{q_2 - q_1}{U_2 - U_1} \quad (5.23)$$

Deze zgn. Deacon-Swinbank-methode kan worden vereenvoudigd tot een

routinematig toepasbare zgn. bulk-methode door $z_1 = 0$ te stellen. Dit is praktisch echter alleen zinvol boven water, waar men q_0 kan schatten uit de oppervlaktetemperatuur T_0 . In dat geval krijgt men de Dalton-formule:

$$E = - \left(\rho \frac{K_E}{K_M} C_D(z) \right) U_Z (q_Z - q_0) = -\rho C_E(z) U_Z (q_Z - q_0) \quad (5.24)$$

Uit vergelijking met de C_E -definitie (4.9) volgt dus $C_E = (K_E/K_M)C_D$. In de praktijk wordt de plaatselijke waarde van $C_E(z)$ vaak empirisch bepaald, via regressieberekeningen tussen $U_Z(q_Z - q_0)$ en een experimentele verdampings-schatting -- bijv. met energiebalans, of in gunstige hydrologische situaties uit de netto-daling van het waterniveau per periode. In het laatste geval levert de nuldoorgang van de regressielijn tevens een schatting van de ondergrondse kwelwater-stroom (Gangopadhyahya, 1966).

Door combinatie van de Dalton-formule (5.24) met de energie-balansmethode (5.20, 5.22) kan men de behoefte aan oppervlakte-niveau-metingen uit de Dalton-methode elimineren. Dit leidt tot de Penman-methode voor verdamping boven water, die door toevoeging van correctiefactoren voor bijv. gewas-invloeden ook geschikt is om een redelijke schatting van de verdamping boven land te maken. Hiervoor heeft men dan routinematige stationsmetingen van wind, temperatuur, vochtigheid, en zonneshijnduur of straling (Kramer, 1957; Sellers, 1965; De Bruin en Kohsiek, 1979; Buishand en Velds, 1980). Vaak hanteert men deze methode via een nomogram. Voor open water is nog verdere vereenvoudiging mogelijk (De Bruin, 1978).

Gecombineerde operationele bepaling van grenslaagfluxen.

In dit beknopt overzicht van atmosferische grenslaag-beschrijvingen is geen ruimte voor de expliciete uitwerking van bovengenoemd Penman-verdampings-model. Interessant is het echter, dat we hier opnieuw een voorbeeld hebben van een succesvolle "multitheoretische" analyse. Bij voorbeeld, in hoofdstuk 3 lukte het via het Blackadar-Tennekes similariteitsmodel om vage beschrijvingen van twee geheel verschillend geschaalde randgebieden te combineren tot een effectieve modellering van het tussengebied. Hier blijkt Penman's samenvoeging van energiebalans en gradienttheorie te leiden tot eliminatie van de praktisch onbepaalbare oppervlakte-parameters, terwijl toch een bruikbare beschrijving van de flux door dat oppervlak overblijft.

Anders gezien: de sterke onderlinge verwevenheid van de verschillende

toestandsparemeters in de grenslaag is alleen rampzalig, zolang men zich exclusief op één parameter richt. Daarentegen leidt een iets bredere en ambitieuzere keuze van het aandachtsgebied soms verrassend snel tot een hanteerbaar resultaat.

Recent onderzoek (Holtslag en Van Ulden, 1983) komt op deze wijze vanuit routinematig beschikbare stationsmetingen tot een schatting van de Obukhovlengte L , die bij toetsing op Cabauw-metingen redelijk succesvol blijkt te zijn. Ofschoon de methode nog niet geheel volgroeid is (er zijn bijv. op het ogenblik nog problemen met de nacht-modellering), is het toch reeds van nut een kort overzicht van de aanpak te geven, aangezien dit een goede samenvatting is van de processen die in de oppervlaktelaag van belang zijn.

Uitgangspunt is, dat de sensibele warmteflux H geschat wordt uit beschikbare informatie over de thermische energiebalaans: de "intensiteitsparameter" T , en globale informatie over de flux-uitwisselingskarakteristieken van de onderkant van de grenslaag (albedo a , vochtigheidsgraad, en ruwheid z_0) en de bovenkant van de grenslaag (bewolgingsgraad N). De inkomende straling kan desgewenst worden bepaald uit de zonshoogte β . Na de H -bepaling kan de (diabatische) turbulente impulsflux worden bepaald uit windsnelheid U en z_0 via methodieken, die eerder in dit hoofdstuk aan de orde kwamen.

Allereerst wordt de inkomende kortgolvlige straling R_K bepaald. Voor stations, waar de straling niet gemeten wordt, kan als alternatief uitgegaan worden van de zonshoogte, die weer een functie is van tijdstip, datum en breedtegraad. De volgende relatie geeft dar. behoorlijke resultaten:

$$R_K = (990 \sin \beta - 30) (1 - 0.75 N^{3.4}) \text{ W m}^{-2} \quad (5.25)$$

In deze formule is N de fractie bewolking ($0 \leq N \leq 1$) en niet de synop-code ($0 \leq N \leq 8$)! De numerieke factoren in het eerste deel van de formule geven de gemiddelde verzwakking van de straling bij heldere hemel door waterdamp en stof in de atmosfeer. Het tweede deel geeft in voldoende mate het bewolkings-effect weer: het blijkt hier geen significant voordeel te bieden om N op te splitsen in bewolkingstypen, zoals in (5.18).

In de stralingsbalans-formule (5.17) stellen we de langgolvlige albedo van het aardoppervlak $a' = 0$ ("zwarte straling"), zodat

$$R_N = (1 - a) R_K + R_\ell - M_\ell \quad (5.26)$$

Voor de langgolvlige inkomende straling blijkt eenvoudige afschatting (~5%) te kunnen uit de stationshut-temperatuur T (Swinbank, 1963) volgens

$$R_{\lambda} = (5.3 \times 10^{-13}) T^5 + 60 N \quad (5.26a)$$

met inbegrip van een bewolkings-korrektie. De uitgaande langgolvlige straling kan rechtstreeks worden bepaald uit de bodem-stralingstemperatuur T_0 via de wet van Stefan-Boltzmann (zie blz.43, $\sigma \equiv 5.7 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$). Voor schatting uit T ($\neq T_0$) werd door Holtslag en Van Ulden een korrektie bepaald:

$$M_{\lambda} \approx \sigma T^4 - c_s R_N \quad (5.26b)$$

De constante c_s houdt verband met de warmte-opname van de grond, en bedraagt ≈ 0.12 voor grasland en ≈ 0.4 voor kale grond. -- Hiermee zijn de termen van (5.26) allen hanteerbaar geworden (albedo $a = 0.23$ te Cabauw).

De totale warmtebalans, (5.19), betreft zowel sensibele warmteflux als verdamping. De Penman-methodiek, toegepast op warmte- in plaats van op vochtflux, geeft de volgende relatie (De Bruin en Holtslag, 1982):

$$H = \frac{(1-c_w) + (\gamma/s)}{1 + (\gamma/s)} (R_N - S) - 20 c_w \quad (\text{in W m}^{-2}) \quad (5.27)$$

Hierin is γ/s een universele thermodynamische functie, welke voor een redelijk temperatuur-interval tot op 5% benaderd wordt door:

$$\gamma/s = 1.44 - 0.145 T^{0.63} \quad (0^\circ < T < 25^\circ) \quad (5.27a)$$

De bodem-warmteflux S is overdag boven land te benaderen door

$$S \approx 0.1 R_N \quad (5.27b)$$

(Burridge en Gadd, 1977; De Bruin en Holtslag, 1982). Ten slotte is c_w een parameter, die bij vochtige ondergrond ≈ 1.0 en bij droge grond ≈ 0.5 is.

Met (5.25)-(5.27) is dus de sensibele warmteflux bepaalbaar. Voor de bepaling van de impulsflux gaan we uit van (5.4), herschreven als

$$u_* = \kappa U_z \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_M \left(\frac{z}{L} \right) + \psi_M \left(\frac{z_0}{L} \right) \right]^{-1} \quad (5.28)$$

Voor de integraalfuncties ψ kunnen we de Dyer-Hicks-formuleringen van blz.31 gebruiken, eventueel hun verkorte versie (5.6). De ruweidslengte z_0 is te bepalen uit vlagfactoren of te schatten met de Davenport-klassificatie (blz.22).

We kunnen nu de Obukhovlengte berekenen uit gewone stationsgegevens. Met (5.25)-(5.27) kunnen we H bepalen uit astronomisch-berekende β en waargenomen N en T_2 bij bekende albedo en grondvochtigheid. Aangezien u_* en L onderling afhankelijk zijn, moeten we ze samen iteratief bepalen: we nemen een L -waarde aan (bijv. -50 m), bij bekende z_0 volgt ψ_M uit (5.6), daaruit volgt met (5.28) u_* en daaruit weer

$$L = - \frac{c_p \rho T u_*^3}{\kappa g H} \quad (5.29)$$

Met deze gecorrigeerde L berekenen we opnieuw u_* , enzovoort; na drie tot vijf herhalingen blijkt de L -correctie verwaarloosbaar. --- Via deze iteratieve aanpak kan ook L worden bepaald uit windsnelheidsmeting op 1 hoogte (10 m) en temperatuurverschilmeting tussen 2 hoogten (bijv. 10 m en 2 m) bij bekende z_0 . Men moet dan telkens ook Θ_* met (5.5) en (5.6) berekenen, tegelijk met u_* .

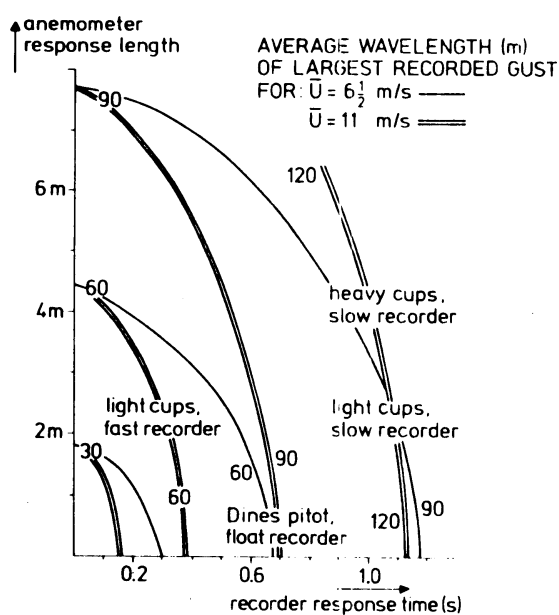
Het bovenstaande bevat vele afschattingen, en experimenteel moet worden gecontroleerd of we met het eindresultaat de werkelijkheid nog benaderen ! Bij experimentele toetsing aan Cabauw-gegevens blijkt een realistisch resultaat verkregen te worden: in alle stabiliteits-omstandigheden kan uit stationsgegevens tot ~ 100 m hoogte een betrouwbaar windprofiel worden berekend door het logaritmisch profiel te corrigeren met gebruik van L -waarden, die op bovenstaande wijze zijn bepaald (Holtslag, 1984).

Dergelijke ontwikkelingen zijn nu ruim een decennium gaande, en beginnen in vergelijking met vroegere oppervlaktelaag-modellen (bijv. Smith en Carson, 1974) zo langzamerhand operationeel bruikbare resultaten op te leveren.

Begripsvragen :

- (I) De vorming van dauw kan verklaard worden als neerwaarts turbulent waterdamptransport. Leid kwalitatief af uit de verdampingsformules (5.20) t/m (5.24), welke omstandigheden van wind, vochtigheid, temperatuur, bewolking, aardoppervlakte (ruwheid, dichtheid van begroeiing) tot grote dauw"val" zullen leiden. Waarom is er bij windstilte geen dauw ?
- (II) Leid een formule af voor de bepaling van verticale turbulente flux van sensibele warmte H uit verticale verschillen van temperatuur en windsnelheid, gemeten op twee hoogten in een meetmastje. Ga hiervoor uit van de geldigheid van uitwisselingscoëfficiënt-formules (4.1) t/m (4.3). Gedraagt de afgeleide formule zich correct bij neutrale stabiliteit ?

Oefening 2: Beschuttingscorrectie.



Nevenstaande grafiek (zie Wieringa, 1980b) geeft aan wat de mediaanwaarde is van de golflengte Ut der maximale geregistreeerde windvlagen, indien de responsielengte λ van de anemometer en de recorder-responsie t_{RC} (voor $\sim 1/3$ van de schrijfbreedte) bekend zijn. [Voor de bepalingsmethode van deze vlaaggolflengte zie Wieringa, 1976]. De registratieverzwakking A van deze maximale waar-

genomen vlaaggolflengte Ut wordt gegeven door:

$$A = \left(1 + (2\pi U t_{RC} / Ut)^2\right)^{-0.5} \left(1 + (2\pi \lambda / Ut)^2\right)^{-0.5} \quad (5.30)$$

Op de traditionele KNMI-windstations staan anemometers met $\lambda = 2$ m en recorders (Metrawatt of Nieaf) met $t_{RC} = 0.8$ s. Schat voor deze instrumentatie de golflengte Ut van de maximale vlaag bij $U=7$ en $U=11$ m/s, en bereken ook A .

Op 13 november 1972 werden te De Bilt (stationsnr.260) en te Soesterberg (stationsnr.265) op 10 m hoogte de volgende uurwaarden van gemiddelde wind U en maximale vlaag u_{mx} waargenomen:

Uur:	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15
260: U=	14.5	13.0	10.5	10.0	9.0	8.0	7.5	9.0	7.5	6.5
u_{mx} =	24.5	27.0	21.0	21.5	19.0	16.5	15.5	17.0	13.5	13.0
dd=	29	30	30	29	28	29	28	28	28	27
265: U=	17.0	17.0	14.5	12.0	11.0	10.5	10.0	11.5	10.0	10.0
u_{mx} =	24.5	24.0	22.0	17.5	17.5	17.5	16.0	17.5	15.5	14.5
dd=	27	30	29	28	29	29	27	27	27	27

Bereken uit deze metingen voor deze richtingssektor ($27 < \text{dd} < 30$) :

- (a): per station de mediane gemeten vlaagfactor (N.B. de mediaan is beter bruikbaar dan het gemiddelde, vanwege geringere gevoeligheid voor toevallige uitschieters) en de werkelijk opgetreden vlaagfactor, die volgt uit $G - 1 = (G_{\text{gemeten}} - 1)/A$. [Neem aan dat $U \approx 11$ m/s];
- (b): de bovenwindse effectieve ruwheidslengte z_{0s} en de beschuttings-korrektiefactor $F \equiv U_r/U_s$ met formules (5.14) en (5.13). (Antw.: $F_{260}=1.46$, $F_{265}=1.08$). Controleer het resultaat met Fig. 13 en Fig. 11;
- (c): de potentiële windsnelheden (10m boven $z_0 = 0.03$ m) voor beide stations, en de gemiddelde verhouding van de gemeten, respectievelijk potentiële windsnelheden van deze stations. Wat zegt het resultaat over de praktische waarde van de ongekorrigeerde Biltse windmeting ?
- (d): de hoogste verwachte vlaag met golflengte 20m in de omgeving boven ruw bouwland ($z_0 = 0.25$ m) op 25 m hoogte tijdens deze storm. (Antw.: 37 m/s).

Oefening 3: Diabatische profielen en Pasquill-klasse.

Gegeven: $U_{10} = 3$ m/s, bewolgingsgraad $N =$ achtste. Met behulp van onderstaande "tabellen" (zie KNMI, 1979), een detaillering van Fig. 8, kan de

		DAG (ZOMER)							
BEWOLKING IN ACHTSTEN	8	D	D	D	D	D	D	D	D
	7	D	D	D	D	D	D	D	D
	6	B	B	B	B	C	C	D	D
	5	B	B	B	B	C	C	D	D
	4	A	A	B	B	B	C	C	D
	3	A	A	A	B	B	B	C	D
	2	A	A	A	B	B	B	C	C
	1	A	A	A	A	B	B	C	C
	0	A	A	A	A	B	B	C	C
		0	1	2	3	4	5	6	>6
		WINDSNELHEID in m/s							

		DAG (WINTER)							
BEWOLKING IN ACHTSTEN	8	D	D	D	D	D	D	D	D
	7	D	D	D	D	D	D	D	D
	6	B	B	C	C	C	C	D	D
	5	B	B	C	C	C	C	D	D
	4	B	B	B	C	C	C	D	D
	3	B	B	B	C	C	C	D	D
	2	B	B	B	B	C	C	C	D
	1	A	A	B	B	B	B	C	D
	0	A	A	B	B	B	B	C	D
		0	1	2	3	4	5	6	>6
		WINDSNELHEID in m/s							

		NACHT (JAAR)							
BEWOLKING IN ACHTSTEN	8	D	D	D	D	D	D	D	D
	7	D	D	D	D	D	D	D	D
	6	F	F	E	E	D	D	D	D
	5	F	F	E	E	E	D	D	D
	4	F	F	F	E	E	D	D	D
	3	F	F	F	E	E	E	D	D
	2	F	F	F	F	E	E	D	D
	1	F	F	F	F	E	E	E	D
	0	F	F	F	F	E	E	E	D
		0	1	2	3	4	5	6	>6
		WINDSNELHEID in m/s							

Pasquill-klasse worden bepaald voor een nacht, een winterdag en een zomerdag. Schat vervolgens met behulp van Fig. 9 de bijbehorende Obukhovlengte L voor $z_0 = 0.15$ m. Bepaal dan met formules (5.6) en (5.4) u_* , U_2 en U_{50} . Schat vervolgens eveneens u_* , U_2 en U_{50} adiabatisch, dus via (3.5), en vergelijk voor U_{50} de adiabatische windschattingen met de werkelijke opgetreden (diabatische) waarde. Ga na welke exponenten p in "machtwet" (5.15) horen bij deze U_{50}/U_{10} . (Antw.: $p_{\text{adiabatisch}} = 0.20$, $p_{\text{zomerdag}} = 0.03$, $p_{\text{winterdag}} = 0.10$, $p_{\text{nacht}} = 0.62$).

Bepaal voor de drie diabatische gevallen tevens via (2.1) de grootte van θ_* , met aanname $T_0 = 283$ °K en $g = 9.8$ m s⁻². Bepaal dan met (5.5) de temperatuur op 10m en 2m, en de T-gradient tussen deze niveaus in °K/100m. Bereken de bijbehorende Richardson-getallen; wat is hun referentie-hoogte ?

6. GEDRAG VAN DIABATISCHE PLANETAIRE GRENSLAGEN.

De similariteits-analyse van hoofdstuk 3 was gebaseerd op de aanname van quasi-neutrale stabiliteit, d.w.z. dat er in hoofdzaak mechanische turbulente flux (u_*) is. In dat geval is een windprofiel voldoende basisinformatie om een "matching layer" met hoogte $< 0.2 h$ te analyseren. Aanname van quasi-neutraliteit bleek bruikbaar in een oppervlaktelaag van 60 m hoogte bij harde wind, of bij matige wind en bewolkt weer. Niet-neutrale "diabatische" oppervlaktelagen zijn in hoofdstuk 5 beschreven door substitutie in de flux-profiel-relaties van de Obukhovlengte L , waarin zowel u_* als de warmteflux zijn verwerkt. De hoogte van de laag, waarin het Monin-Obukhov-formalisme geldt, blijkt uit schaalanalyses tenminste $0.5 \|L\|$ tot $\|L\|$ te bedragen (Holtslag en Nieuwstadt, 1986). Enige typische L -waarden staan in onderstaande tabel :

$(z_0 = 0.1 \text{ m})$	$T_{10} - T_2 \text{ (}^\circ\text{C)} =$	-0.2	-0.5	-1.0	+1.0
$U_{10} = 2 \text{ m/s}$	$L =$	-75	-20	-8	+5
$U_{10} = 5 \text{ m/s}$	$L =$	-475	-135	-60	+55

De hoogte van de "oppervlaktelaag" is dus afhankelijk van de stabiliteit.

Het bovenste deel van de planetaire grenslaag is vrijwel altijd diabatisch: sensibele en latente warmteflux spelen er de hoofdrol. Bij beschrijvingen van bijv. convectie-experimenten bóven de oppervlaktelaag valt dan ook op, dat zelden profiel-gegevens van U of van $\overline{u'w'}$ worden gespecificeerd, omdat dan de thermische profielgegevens veel belangrijker zijn.

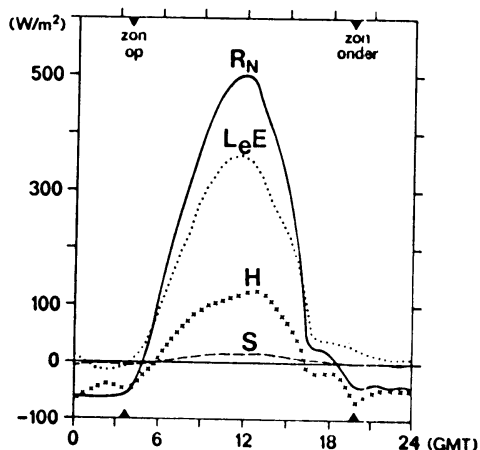


Fig. 15: Dagelijkse gang van de warmtebalans-componenten te Cabauw op 31 mei 1978 (van Ulden en Holtslag, 1985)

Een stationaire grenslaag is zeldzaam vanwege de dagelijkse gang van in- en uitstraling (zie Fig.15), zelfs als deze verzwakt wordt door bewolking. De

omslag tussen positieve en negatieve warmtebalans gebeurt aan het aardoppervlak omstreeks een uur ná zonsopgang en een uur vóór zonsondergang, en bij helder zomerweer zonder stratiforme bewolking geeft dit een dagelijkse gang van de PGL-opbouw zoals in Fig. 16 (Carson, 1973). Dit verloop kan men redelijk modelleren via de aanname, dat een onbewolkte grenslaag overdag hoog en onstabiel is en in de nacht laag en stabiel, met een sprongsgewijze overgang (Thorpe en Guymer, 1977). In de nacht is boven de grondinversie, die zelden boven 200 m reikt, slechts sporadisch en "patchy" turbulentie aanwezig.

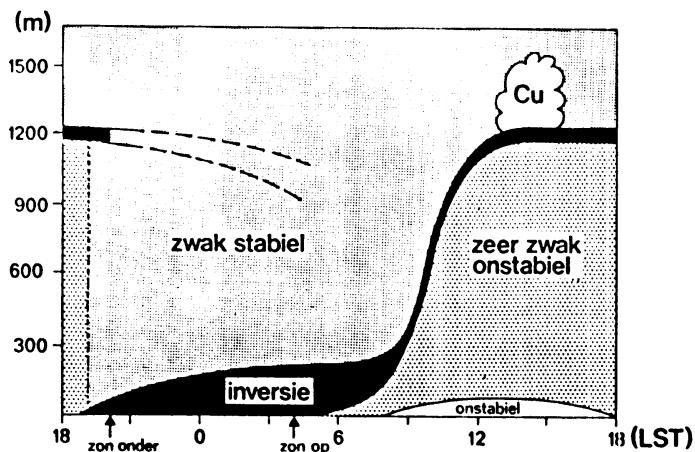


Fig. 16: Typische dagelijkse gang van de stabiliteit in de zomerse planetaire grenslaag bij afwezigheid van stratiforme bewolking.

Volgens Daan (1974) vertoont in Nederland 2/3 van de sonde-waarnemingen een inversie in de onderste 250 mb, met onder deze inversie ófwel een hoofdzakelijk stabiele laag (grondinversie), ófwel een onstabiele grenslaag welke door deze inversie op hoogte z_1 aan de top wordt afgesloten. Onstabiele grenslagen zonder bewolking in de grenslaag zijn reeds goed modelleerbaar; de beschrijving van grenslagen met bewolking (bijv. stratocumulus) en van stabiele grenslagen is nog in ontwikkeling.

Onstabiele grenslagen.

Voor onstabiele grenslagen treedt enige wijziging op in de opbouw zoals die aan het begin van Hoofdstuk 1 werd gepresenteerd. Van onder naar boven kunnen we de volgende lagen onderscheiden (Fig. 17):

A: Vlak bij de grond is nog steeds een uiterst dunne viskeuze sublaag.

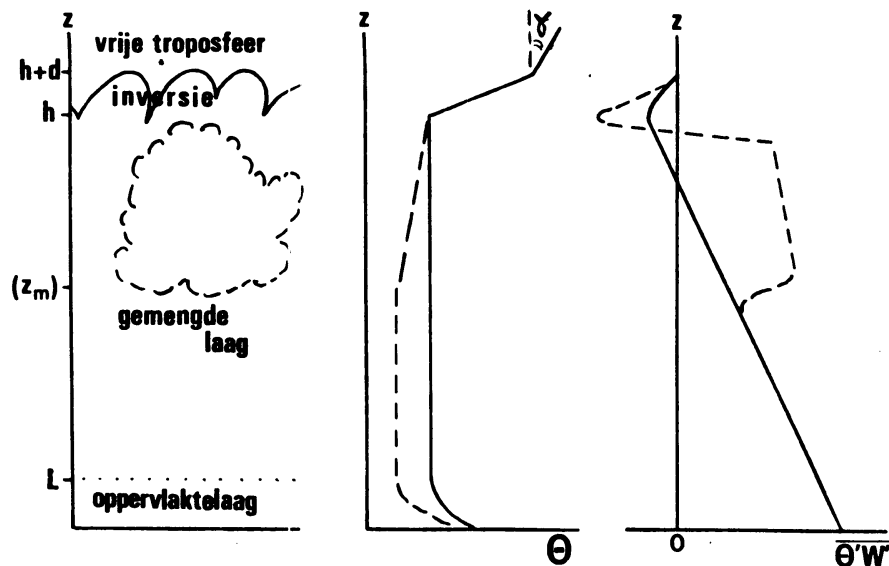
B: De oppervlaktelaag wordt hier gedefinieerd door de aanwezigheid van een superadiabatische temperatuurgradient, welke evenredig met $z^{-4/3}$ afneemt met de hoogte (Priestley, 1955), totdat $\delta\theta/\delta z \sim 0$ voor $z \sim |L|$.

- C: De gemengde laag strekt zich uit van $z \sim |L|$ tot de inversiehoogte h , mits h lager is dan het mengcondensatieniveau z_m , te schatten met bijv. de relatie van Ferrel:

$$z_m \sim (T_o - T_d) \times 120 \text{ m} \quad (6.1)$$

Als $h > z_m$, dan eindigt de droge gemengde laag bij z_m . Het temperatuurprofiel in de gemengde laag is droogadiabatisch, d.w.z. θ is constant door effectieve convectieve menging.

- D: Een wolkenlaag (eveneens gemengd) kán aanwezig zijn in het bovenste gedeelte van de PGL als $z_m < h$; de bedekkingsgraad van deze lage bewolking (Sc of Cu humilis) is vaak niet volledig. Soms treft men ter hoogte van de gemiddelde wolkenbasis een dunne isotherme overgangslaag aan (Augstein et al., 1974; Betts, 1976). -- In eerste instantie zullen we ons beperken tot het beschrijven van onbewolkte grenslagen.
- E: Een inversielaag met dikte d treft men aan boven de hoogte h , waarbij h wordt gedefinieerd als het hoogste niveau waarop de grenslaag nog vrijwel volledig turbulent is, horizontaal gemiddeld. Zoals reeds vermeld in Hoofdstuk 1, vindt de overgang van turbulente naar niet-turbulente stroming plaats in een plaatselijk zeer dunne laag, maar door grootschalige wervels en warmtepluimen wordt deze laag vervormd tot een dikkere overgangslaag met koepelvormige turbulentie-"bellen". Daardoor is pas op een hoogte $(h + d)$ het horizontaal gemiddelde van de turbulentie vrijwel nul.



Figuur 17. Vereenvoudigd schema van de verticale opbouw van een onstabiele grenslaag, zonder bewolking (—) en met wolken (---).

Het kan gebeuren dat z_m zó dicht boven de inversie ligt, dat zeer krachtige "bellen" in staat zijn z_m te bereiken en dan op eigen "kracht" (via latente-warmte-omzetting) cumulus te vormen. Dit geeft een klein percentage turbulente Cu-wolken in een gemiddeld niet-turbulente luchtlaag, waarop de benaming grenslaag niet meer van toepassing is. Wel zijn dan natuurlijk de eigenschappen van deze laag (percentage bewolking, temperatuurgradient enz.) van invloed op het gedrag van de onderliggende PGL.

Op mikroschaal vertonen onstabiele grenslagen nog andere interessante verschijnselen, bijv. de convektiepluimen, die op sodar-registraties zo duidelijk zichtbaar zijn, en de zgn. stofhoosjes ("dust devils").

Inversie-dynamica.

Voor de wolkenloze onstabiele PGL is de kwantitatieve modellering in het laatste decennium intensief beoefend (Lilly, 1968; Tennekes, 1973 b; Carson, 1973; Deardorff, 1973; Betts, 1976; Stull, 1976; Zeman en Tennekes, 1977; Tennekes en Driedonks, 1981; Driedonks, 1982). De modellen zijn thans zover uitgewerkt als verantwoord kan worden door het toetsingsmateriaal. De onderzoeken vóór 1980 gebruiken vrijwel steeds één dag, nr. 33, van het Wangara-experiment, maar er is nu gelukkig meer, bijv. uit Cabauw.

Door krachtige convectieve menging zijn de eigenschappen van de laag tussen $0.1 z_i$ en $0.9 z_i$ zeer homogeen. De oppervlaktelaag is analyseerbaar met behulp van het Monin-Obukhov-formalisme, geschetst in hoofdstuk 5. Het gedrag van de inversie aan de grenslaagtop zal hieronder globaal worden besproken. Steeds wordt essentieel uitgegaan van θ_v - en $\overline{\theta'w'}$ -profielen zoals geschetst in Fig. 17.

Een belangrijke vereenvoudiging van de inversie-analyse komt door de lineariteit van het $\overline{\theta'w'}$ -profiel in de onstabiele PGL zelf. Vanwege de goede convectieve menging is namelijk $\delta\theta/\delta t$ constant over vrijwel de gehele hoogte der PGL, en via de thermodynamische energiebehoudswet (1.13) volgt hieruit, dat $\frac{\delta}{\delta z} (\overline{\theta'w'})$ niet van de hoogte afhangt (straling is in eerste benadering verwaarloosbaar in de droge PGL). Integratie van (1.13) naar z geeft dan:

$$\left(\overline{\theta'w'}\right)_z = z \times \text{constante} \quad (6.2)$$

Met andere woorden, de virtuele warmteflux verandert in een droge gemengde laag lineair met de hoogte tussen zijn twee bronniveaus, te weten het oppervlak en de inversie zelf.

De sterkte van de inversie $\Delta\theta_v \equiv (\theta_v)_{h+d} - (\theta_v)_h$ kan veranderen door twee processen. Ten eerste, als h toeneemt bij gelijkblijvende d , neemt $(\theta_v)_{h+d}$ per tijdseenheid met een bedrag $\gamma \frac{dh}{dt}$ toe, waarbij γ de potentiële temperatuurgradient vlak boven het $(h+d)$ -niveau is. Ten tweede, $(\theta_v)_h$ verandert door de goede menging tegelijk met de gehele gemengde laag, en wel per tijdseenheid als volgt:

$$\frac{d\langle\theta_v\rangle_h}{dt} = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{d\theta_v}{dt} dz \approx \frac{-1}{h} \int_{\parallel L \parallel}^h \frac{d}{dz} \overline{\theta_v'w'} dz = \frac{1}{h} (\overline{\theta_v'w'}_L - \overline{\theta_v'w'}_h) \quad (6.3)$$

met gebruikmaking van (1.13) en (6.2). De totale balansvergelijking voor de inversiesterkte is dus:

$$\frac{d}{dt} \Delta\theta_v = \gamma \frac{dh}{dt} + \frac{1}{h} \overline{\theta_v'w'}_h - \frac{1}{h} \overline{\theta_v'w'}_L \quad (6.4)$$

Hierbij is $\frac{dh}{dt}$ de netto inversiestijging, met inbegrip van subsidentie.

Voor vereenvoudiging van (6.4) hebben we nog een extra gegeven, nl. dat de inversie een overgangsgebied is tussen turbulentie en niet-turbulente stroming. In dergelijke gevallen geldt altijd dat de turbulente structuren niet-turbulente lucht invangen en turbulent maken; dit heet entrainment. Hierdoor breidt een turbulent gebied zich uit als een besmettelijke ziekte, tenzij er tegenkrachten zijn.

Voor de inversie betekent dit een systematische neiging tot uitbreiding naar boven. Hierbij wordt bovenlucht ingevangen en wisselt dan zijn oorspronkelijke warmte- en bewegingsinhoud uit met de gehele gemengde laag. Bijvoorbeeld, de ingevangen lucht daalt in temperatuur met een bedrag $\Delta\theta_v$ en daardoor warmt de hele PGL een beetje op, er treedt dus een neerwaartse turbulente warmteflux op ter grootte:

$$- \overline{\theta_v'w'}_h = \Delta\theta_v \left(\frac{dh}{dt} - \tilde{w} \right) \quad (6.5)$$

waarbij het rechterlid het warmteverlies van de totale hoeveelheid ingevangen lucht vertegenwoordigt, ongeacht de inversiestijging, die overblijft na de verrekening van een opwaartse macroschaal-snelheid \tilde{w} .

We kunnen door substitutie van (6.5) in (6.4) de onbepaalbare turbulente warmteflux ter hoogte van de inversie elimineren. Er blijft dan één vergelijking over, waarvan de volgende elementen uit synoptische gegevens kunnen worden geschat:

- de warmteflux aan de top van de oppervlaktelaag, $(\overline{\theta_v'w'})_L$;
- de temperatuurgradient γ en de subsidentiesnelheid \tilde{w} boven de inversie.

Hierbij dient wel te worden beseft dat een proces met een uitgesproken dagelijkse gang, zoals de PGL-ontwikkeling, onvoldoende wordt bepaald door metingen met een interval van 12 uur, zoals de radiosonderingen. Daarom is goede modellering onmisbaar.

Er zijn echter twee onbekenden, namelijk de inversiehoogte h en de inversiesterkte $\Delta\theta_v$, die zich tamelijk onafhankelijk van elkaar kunnen ontwikkelen. Er is dus nog een relatie nodig om een gesloten oplosbaar systeem te krijgen, waarmee we de tijdsontwikkeling van een grenslaag kunnen volgen tussen twee radiosonderingen in.

Als 2e-orde sluitingsvergelijking is in recente studies de energie-vergelijking (1.15) gebruikt; deze aanpak is op de lange duur veelbelovend, omdat zo rekening gehouden kan worden met een aantal belangrijke externe invloeden (advectie, straling). Voor een droge PGL met een lineair warmteflux-profiel (6.2) kan echter ook als sluitingshypothese worden gesteld:

$$- (\overline{\theta_v'w'})_h = k' (\overline{\theta_v'w'})_L \quad (6.6)$$

waarbij k' blijkt te variëren tussen 0.2 en 0.5. Voorts blijkt combinatie van (6.4) en (6.5) voor een subsidentievrije PGL ($\tilde{w} = 0$) een eenvoudig integreerbare eindvergelijking op te leveren (Tennekes, 1973 b) met als resultaat:

$$(h\Delta\theta_v)_t - (h\Delta\theta_v)_o = \frac{1}{2} \gamma (h_t^2 - h_o^2) - \int_0^t (\overline{\theta_v'w'})_L dt \quad (6.7)$$

Hieruit blijkt duidelijk de belangrijke rol van de bovenlucht-gradient γ , want indien $\gamma = 0$ (adiabatische bovenlucht), dan is bij constante bodemwarmteflux de inversie afgebroken na een tijdsinterval

$$t = (h \Delta\theta_v)_o (\overline{\theta_v'w'})_L^{-1} \quad (6.8)$$

Bij positieve bodemwarmteflux kan een inversie zich dus alleen handhaven als de bovenlucht stabiel is.

Stationaire inversies ($d\Delta\theta_v/dt = 0$, $dh/dt = 0$) blijken volgens de vergelijkingen alleen te kunnen voorkomen, indien er subsidentie is ($\tilde{w} < 0$); dan kan men afleiden (Sarachik, 1974):

$$h = (1+k') \left(\overline{\theta_v' w'} \right)_L (-\gamma \tilde{w})^{-1}, \quad \Delta\theta_v = h \gamma k' (1+k')^{-1} \quad (6.9)$$

Deze toestand kan onder meer optreden als z_m vlak boven de inversie ligt en de bovenlucht de vorming van Cu toelaat; een zwakke neerwaartse macroschaal-snelheid treedt dan op als compensatie van de opwaartse stroming in de Cu. Bij te sterke subsidentie komt de inversie verder beneden z_m te liggen en vermindert dus de Cu-vorming, zodat het totale systeem zelf-stabiliserend is.

Omdat in de vroege ochtend de warmteflux uit de oppervlaktelaag zeer klein is, moet ook rekening gehouden worden met inversiestijging ten gevolge van mechanische turbulentie (wrijvingsinversie). Voor dat geval geldt:

$$-\frac{g}{T_0} \left(\overline{\theta_v' w'} \right)_h \approx 5 \frac{u_*^3}{h} + \frac{k'}{h} \left(\frac{g}{T} \left(\overline{\theta_v' w'} \right)_L h \right) \quad (6.10)$$

met gebruik van (1.15). De tweede rechterterm wordt vaak genoteerd als $(k'/h) w_*^3$. Voor nadere uiteenzetting hierover zie Driedonks (1982).

De globale analyse van de inversie-dynamica in een wolkenloze PGL is essentieel afgerond in zoverre, dat men het inversiegedrag zo nauwkeurig kan modelleren als de waarnemingen toelaten. Operationele toepassing is op dit punt verantwoord.

Zo kan men een redelijke schatting van de verwachte maximumtemperatuur aan het oppervlak maken, indien men de totale dagelijkse warmte-instraling schat en daaruit met behulp van inversiedynamica de verwachte maximale inversiestijging berekent (Tennekes en Van Ulden, 1974). Deze verbeterde "Gold-methode" voor de bepaling van T_{\max} behoeft nog aanvulling inzake de invloed van grenslaagbewolking of mist (Jefferson, 1950) en inzake advektie.

Effekten van grenslaag-bewolking.

Soms bevat een onstabiele PGL wolken. Dit leidt dan tot een gecompliceerde energiehuishouding, omdat er twee extra energiebronnen (of -putten) bijkomen, nl. latente-warmte-omzetting en straling. Bij iedere inversie is gewoonlijk een vochtigheidsafname met toenemende hoogte; ten gevolge van verschillen in stralingshuishouding neemt dan de inversie-temperatuursprong zéér langzaam toe (Stull, 1976). Wanneer echter de inversie tevens de top van een wolkenlaag vormt, is het stralingsverschil en dus de $\Delta\theta$ -toename veel groter. Bij ontbreken van sprongsgewijze vochtigheidsveranderingen is het effect van straling meestal onbelangrijk.

Voor een bewolkte onstabiele PGL moeten we in de warmtebalans de uitwisseling van latente warmte meerekenen. In dit geval is dus in de gehele PGL

niet θ_v , maar de equivalente potentiële temperatuur θ_{se} constant (Iribarne en Godson, 1973). Formeel wordt θ_{se} verkregen door alle latente warmte binnen een luchtvolume om te zetten in sensibele warmte; dus $\theta_{se} > \theta_v$. Indien q_ℓ de massa vloeibaar water per massa-eenheid lucht is, dan is een lineaire benadering van θ_{se} gegeven door de potentiële vloeibaar-water-temperatuur θ'_ℓ , met definitie

$$\theta_\ell \equiv \theta_v - \left(\frac{\theta L}{T c_p}\right) q_\ell \quad (6.11)$$

(Betts, 1973; Sommeria en Deardorff, 1977). Buiten de wolk is dus $\theta_\ell = \theta_v$. Ook wordt wel gewerkt met de zgn. "static energy" (Augstein et al., 1974; Arakawa, 1975). Omdat θ_ℓ , θ_{se} en θ_w allen conservatief zijn voor condensatie, varieert de keuze tussen deze werkparameters naargelang het onderzoek.

Bij nader onderzoek blijkt dat in de gehele PGL de totale vochtigheid ($q + q_\ell$) constant moet zijn ten gevolge van de goede menging. Vanwege de T-afname met de hoogte neemt in de wolk q_ℓ met de hoogte toe, zodat vlak onder de inversiehoogte h de waterinhoud het grootst is en het zicht het slechtst. Ook is de totale flux van (sensibele + latente) warmte een lineaire functie van de hoogte, analoog aan (6.2). Door condensatie-effecten is echter in de wolk θ_v en $\overline{\theta_v'w'}$ groter dan in de droge laag beneden (zie Fig. 17).

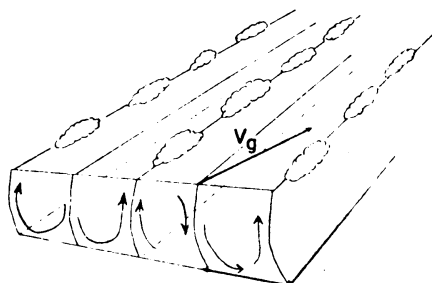
Aan de top van de bewolking PGL wordt de droge ingevangen lucht extra afgekoeld door verdamping. Wil de wolk desondanks blijven bestaan, dan is het wenselijk dat $(\delta\theta_w/\delta z)_h > 0$ is (Lilly, 1968). De totale inversiesterkte is dan relatief groot, hetgeen mogelijk is door de inversie-versterkende invloed van straling bij een wolKentop. Dit impliceert weer een krachtig entrainment en dus relatief snelle opwarming van de PGL, mede door latente-warmte-effecten. De sluitingshypothese (6.6) is dus niet langer ongewijzigd bruikbaar door de aanwezigheid van twee extra bronnen van warmteflux; een eenvoudige herschrijving is:

$$-\overline{(\theta_v'w')}_{h} = k'' < \overline{(\theta_v'w')} > = (k''/h) \int_0^h \overline{(\theta_v'w')} dz \quad (6.12)$$

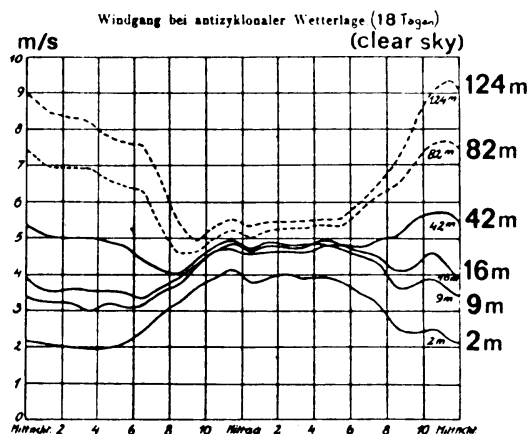
met $k'' \approx 0.5$ (Deardorff, 1976).

Bij snelle stijging van een inversie aan het eind van de ochtend lost een PGL-wolkenlaag vaak op, omdat de vochtigheidsflux de extra vochtbehoefte van de versterkte entrainment niet snel genoeg kan bijleveren. Ook uit q -profielen blijkt in de praktijk dat de constantheid van de vochtigheid minder groot is dan die van de temperatuur (Mahrt, 1976; André et al., 1979). Theoretisch zijn voor dit proces criteria ontwikkeld, maar er is helaas weinig goed experimenteel materiaal om deze te toetsen.

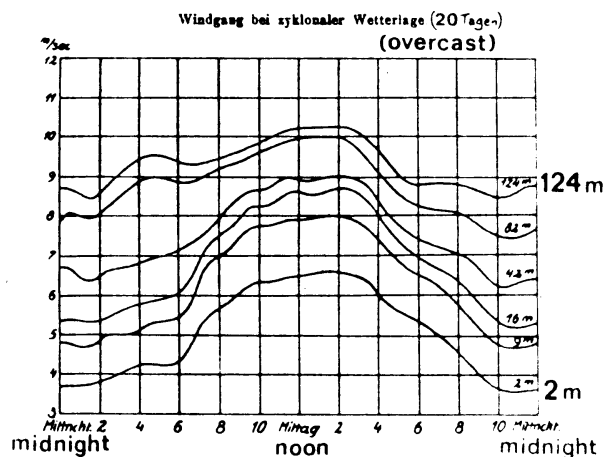
Matig onstabiele grenslagen ($0 > h/L > -10$) kunnen boven vlak terrein bij voldoende windsterkte worden geordend tot rollen met dwarsafmetingen van $\sim 3 h$ (LeMone, 1973), met om de andere rol een zgn. wolkenstraat (Fig. 18). Wolkenstraten maken een hoek van 5° tot 25° met de geowind (Plank, 1966).



Figuur 18. Schematische structuur van een "wind row"-systeem (LeMone, 1973).



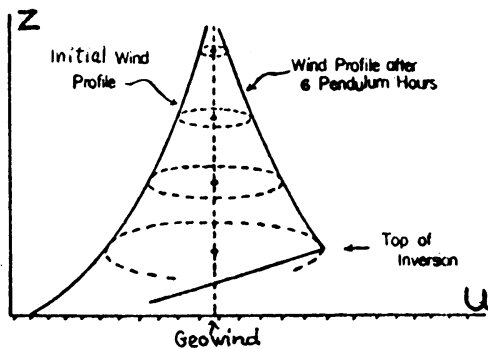
Figuur 19. Dagelijkse gemiddelde gang van de windsnelheid bij helder en bewolkt weer op verschillende hoogten (Pepler, 1921).



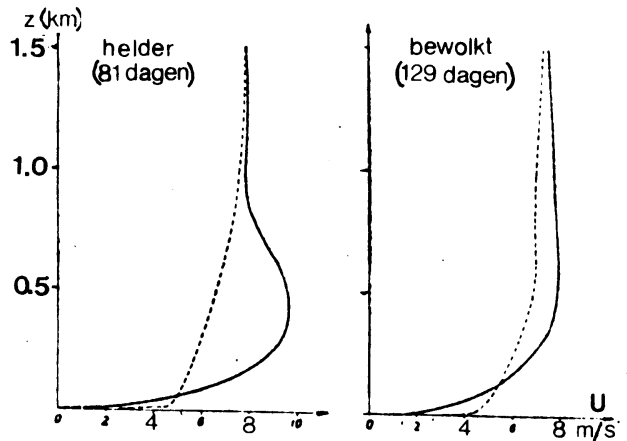
Windprofielgedrag in een diabatische planetaire grenslaag.

De dagelijkse gang van de wind verloopt boven de oppervlaktelaag anders dan nabij de grond. Overdag leidt onstabielheid tot een grote impulsuitwisseling in de grenslaag, en dus tot relatief sterke afremming van de wind op grote hoogte, terwijl in de oppervlaktelaag de wind overdag maximaal is. Boven het zgn. omkeerniveau (hoogte tussen 50 en 100 m, afhankelijk van seizoen) valt bij enigszins helder weer het maximum van de gemiddelde dagelijkse windgang 's nachts (Fig. 19).

In een onstabiele grenslaag, overdag dus, zal nabij de grenslaagtop ten gevolge van entrainment-effecten een windsprong optreden ter grootte van $\Delta u = \overline{(u'w')}_h \left(\frac{dh}{dt} - \tilde{w} \right)^{-1}$, maar hieraan is zeer weinig nader onderzoek gedaan.



Figuur 20. Evolutieschema van de wind in een stabiele grenslaag. (Blackadar, 1957).



Figuur 21. Gemiddeld sondeprofiel Warszawa 1960: — = 0000z, --- = 1200z (Malicki en Zieleniewska, 1973).
Let op: zonnetijd = Greenwich + 2 uur!

In de inversie zelf kunnen C.A.T.-achtige stromingsonstabilliteiten optreden (Stull, 1976). Het experimenteel materiaal is moeilijk interpreteerbaar, hetgeen er op duidt dat de effecten niet zeer groot zijn. Voor een overzicht van de stand van kennis over dit onderwerp zie Garratt et al. (1982).

In een stabiele grenslaag zijn de variaties van de wind duidelijker. Overdag heeft de wind vanwege de afremming sterke ageostrofische componenten. Wanneer 's avonds de afremming wegvalt, begint de stroming zich aan de drukgradiënt aan te passen. Door traagheids- en Coriolis-effecten beschrijft dan de windvektor een ellips om de geowindvektor, met de grootste ellipsdoorsnede nabij de grond, waar overdag de afremming het sterkst was (Fig. 20). Het resulterende windmaximum heeft een voorkeurspositie ter hoogte van de top der nachtelijke inversie (Blackadar, 1957), typisch dus tussen 50 m en 500 m. De oscillatie bereikt zijn maximale supergeostrofische waarde na verloop van π/f sec, op onze breedte ~ 7 uur na zonsondergang. Het verschijnsel is sterker naarmate de dagelijkse gang in de stabiliteit groter is, dus in onbewolkt weer op voldoende afstand van de zee (Thorpe en Guymer, 1977). Uit Fig. 21 blijkt, dat het dan regelmatig voorkomt, ook al is de kwaliteit van de meeste sonde-windwaarnemingen beneden 500 m onvoldoende om dit waar te nemen.

De relatieve grootte van dit grenslaag-windmaximum wordt mede bepaald door de thermische wind. De horizontale temperatuurgradiënt verandert over de hoogte van de grenslaag gewoonlijk weinig, zodat de thermische windschering een lineaire functie wordt van het hoogte-interval. Voor een gradiënt van

bijv. 3° per 100 km horizontale afstand bedraagt de thermische windcorrectie ~ 1 m/s per 100 m hoogte-toename; in de oppervlaktelaag geeft zo iets vrijwel geen profielwijziging, daarboven echter wel (Fig. 4).

Neem nu het geval dat de temperatuurgradiënt evenwijdig aan de drukgradiënt staat, met de warme lucht links als je met de geowind meekijkt. Dan neemt bij afnemende hoogte de geowind toe, en alleen vlak bij de oppervlakte geeft de toename in schuifspanning weer een afname van de resulterende wind. Door zo'n geowind-profiel kan een windmaximum halverwege de grenslaag worden versterkt. In ons land treedt dit in het bijzonder op bij oostenwind.

Ter hoogte van het snelheidsmaximum treedt te Cabauw tevens een windrichtingsdraaiing van 30 tot 60 graden op. Bij helder weer kan de aanwezigheid van een nachtelijk grenslaag-windmaximum worden vermoed, indien ondanks een sterke geowind de grondwind 's avonds sterk afneemt en meer dan 40° gekrompen is ten opzichte van de drukgradiënt-richting -- terwijl tevens over enige honderden km bovenwinds weinig bewolking is (Driedonks, 1980).

De bovengenoemde oorzaken van grenslaag-windmaxima, nl. thermische wind en dagelijkse stabiliteitgang, zijn het meest effectief boven land, maar zijn anderszins niet plaatsgebonden. Vaak worden deze verschijnselen echter verward (bijv. Wippermann, 1973) met de zgn. low level jets, welke een langgerekte jet-structuur hebben, omdat ze wél plaatsgebonden zijn. Allereerst kunnen de dagelijkse-gang-effekten worden versterkt door grootschalige terreinhellingen, die een soort berg- en dal-wind opleveren (Holton, 1967; Paegle en Rasch, 1973; Peterson, 1974). In de streek ten oosten van de Rocky Mountains in de V.S., waar vele studies aan windmaxima zijn verricht, is door dit orografisch effect het typisch niveau van het windmaximum relatief hoog, ~ 500 m. Elders, bijv. in de westelijke Indische Oceaan, leidt stromingsblokkering door een hoog gebergte tot een persistente straalstroom op ~ 1 km hoogte (Krishnamurti et al., 1983). Tenslotte is er nog een kleine broer van de "grote" straalstromen, die immers ontstaan door thermische-wind-interactie tussen een frontvlak en de tropopauze. De top van de grenslaag in een warme sektor kan namelijk op vergelijkbare wijze in samenwerking met het koufront een straalstroom genereren op hoogter. tussen 200 m en ~ 2 km (Akiyama, 1973; Browning en Pardoe, 1973; Nania, 1977; Van der Ham, 1980). In Beieren treden zowel frontale als orografische effecten op (Beck, 1971; Weber, 1974). Al deze low level jets zijn geen strikte grenslaagverschijnselen, en kunnen beter worden bestudeerd vanuit de dynamische meteorologie of de klimatologie.

Stabiele grenslagen.

Een onstabiele grenslaag, die zich in de loop van de dag heeft opgebouwd (zie fig. 15) verliest zijn belangrijkste turbulentiebron, wanneer tegen de avond de turbulente warmteflux negatief wordt. Vanaf dit overgangstijdstip stelt zich binnen enige uren een nieuwe toestand in.

Allereerst bouwt zich een grondinversie op, met na t uur een hoogte van de grootteorde $70 \sqrt{t}$ m (Anfossi et al., 1976). Wanneer de (geo-)wind sterk genoeg is, dan blijft boven deze grondinversie continu nog zwakke turbulentie van mechanische oorsprong aanwezig tot een hoogte $h \sim 0.4 \sqrt{(u_* L/f)}$ (Zilitinkevich, 1972). Door vermindering van het entrainment verzwakt de daginversie en daalt af, totdat hij na een paar uur moeilijk nog te onderscheiden is van de opstijgende grondinversie. Het definiëren van een nachtelijke grenslaaghoogte is dan ook een discussiabele zaak !

Vanwege de geringe verticale uitwisseling kunnen verticale gradiënten groot worden, zodat K-theorie toepasbaar is. Een voorbeeld van eenvoudige modellering geeft Delage (1974), die uitgaat van $K \sim E^{\frac{1}{2}}$, met een evenredigheidsconstante die varieert met G en L . Ook 2^e-orde-modellering wordt toegepast, bijv. door Brost en Wyngaard (1978).

Bij toetsing van de modellen wordt in het algemeen slechts een ruwe overeenstemming bereikt (Nieuwstadt en Driedonks, 1979; Caughey et al., 1979), omdat de waargenomen zwakke fluxen vaak worden vertekend door advektie van dezelfde grootteorde. Een lokale parametrisatie is dus bij een stabiele grenslaag veel onzekerder dan bij een onstabiele, omdat zowel de voorgeschiedenis als de omgeving in het stabiele geval een belangrijke rol spelen (Nieuwstadt, 1980; Garratt, 1982). Samengevat: de nachtelijke grenslaag is niet stationnair -- en ook de theorie ervan is nog in ontwikkeling.

Empirisch blijkt te Cabauw te gelden, dat in een ontwikkelde nachtelijke oppervlaktelaag de warmteflux kan worden geschat uit de bewolgingsgraad N ($0 \leq N \leq 1$) als volgt:

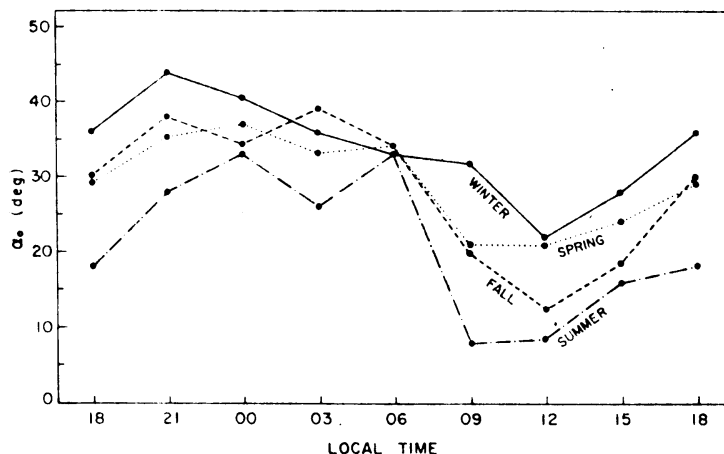
$$\theta_* \sim 0.1 (1 - 0.5 N^2) \quad (6.13)$$

In combinatie met (5.28) en (5.29) geeft dit de mogelijkheid om enig praktisch rekenwerk te verrichten, bijv. L -bepaling (Van Ulden en Holtslag, 1983).

De invloed van de dagelijkse stabiliteitsgang op de wind in de gehele grenslaag kan goed worden samengevat door de dagelijkse gang van de hoek α tussen drukgradiënt en wind in de oppervlaktelaag (Fig. 22). De simulatie

hiervan is een goed kwaliteitskriterium voor grenslaagmodellen (Clarke, 1974). De nachtelijke α -variatie blijkt moeilijk te volgen met K-modellen, terwijl betere resultaten worden geboekt door boekhouding van het energiebudget (1.15) in combinatie met similariteitstheorie.

Figuur 22. Gemiddelde dagelijkse gang van de hoek tussen grondisobaren en grondwind in de zuidelijke Verenigde Staten (Hoxit, 1975).

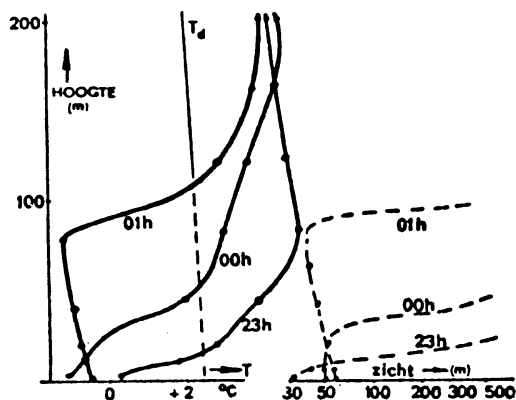


Ontwikkeling van mist.

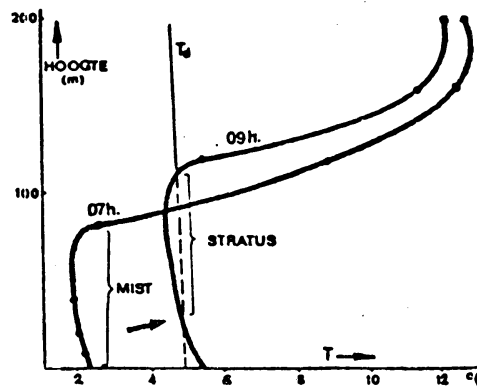
In de stabiele nachtelijke grenslaag kan het temperatuurprofiel zich op ongebruikelijke manier ontwikkelen, nl. indien er mist ontstaat. Voorwaarde voor dit ontstaan is een lage bewolgingsgraad, waardoor de stralingsafkoeling van de grond in staat is het dauwpunt te bereiken (bij voldoende vochtigheid). Dauw vormt zich dan daadwerkelijk bij zwakke wind (< 2 m/s) op de door straling afgekoelde grond, nog voordat de relatieve vochtigheid van de lucht de 100% bereikt (Monteith, 1957). Mits de wind niet veel sterker wordt, deelt de afkoeling van de grond zich slechts aan een ondiepe luchtlaag mee en kan de temperatuur in die laag verder dalen, totdat bij verzadiging plaatselijk stralingsmist ontstaat.

Mistdruppeltjes stralen (evenals de grond) langgolvlige energie uit en wel in alle richtingen. Als de stralingsmist gegroeid is tot enkele tientallen meters hoogte, dan wordt de benedenwaartse uitstraling van de mistlaag van dezelfde grootteorde als de uitstraling van de grond, zodat verdere afkoeling van de grond wordt verhinderd. Wél zal de bovenzijde van de mistlaag verder afkoelen door de naar boven gerichte uitstraling, en dit leidt ertoe dat binnen enige minuten het stabiele temperatuurprofiel zich wijzigt tot een natadiabaat. Kenmerkend voor deze omslag is, dat aan de grond de temperatuur even toeneemt, soms zelfs lost de mist nabij de grond op. Boven in de mistlaag neemt echter de temperatuur verder af en wordt het zicht slechter. Dit omslagverschijnsel was theoretisch bekend (Zdunkowski en Barr, 1972), maar is voor

het eerst experimenteel bestudeerd aan de mast te Cabauw (zie Fig. 23). Het tijdstip van de omslag valt ongeveer samen met het onzichtbaar worden van de bovenlucht.



Figuur 23. Temperatuur en zicht te Cabauw op 6-7 maart 1974.



Figuur 24. Het optrekken van mist te Cabauw, 9 april 1974.

(Van der Hage en Wessels, 1977).

Aangezien na de omslag de turbulente menging beter mogelijk is, neemt de grondwind nu toe en kan bijv. de mistlaag worden verplaatst naar een naburig gebied waar het mistvormingsproces nog niet zover was gevorderd (bijv. door lagere grondvochtigheid). De advektie van de mist gebeurt met grotere snelheid dan die van de grondwind, en empirisch blijkt de advektiesnelheid van de mist overeen te komen met de gemeten of geschatte wind op 50 à 100 m hoogte (Cannemeijer en Stalenhoef, 1977). Advektie kan natuurlijk ook juist droge lucht aanvoeren, waardoor een verwachte mistontwikkeling uitblijft.

Een dichte nat-adiabatische mistlaag lost overdag niet zonder meer op door instraling, aangezien in de misttop de eigen uitstraling sterker is dan de absorptie van invallende straling. Daarentegen wordt de mistlaag in zijn geheel verwarmd vanaf de grond, welke wèl voldoende instraling absorbeert voor opwarming. Het blijft daarbij echter aan de grond het warmst en het dauwpunt varieert weinig in de gemengde mistlaag. Daardoor lost de mist van onderaf op en gaat over in stratus (Fig. 24). Advektie van wolken op grote hoogte kan de oplossing van mist versnellen, doordat de stralingsafkoeling van de misttop dan wordt geblokkeerd (Brown en Roach, 1976).

Oefening 4. Ontwikkeling nachtelijk windprofiel.

Nodig: half-logaritmisch grafiekenpapier, 3 decaden (Mercurius 17 H);
radiaal-grafiekenpapier (Mercurius 502); millimeterpapier.

Te Cabauw werden in de nacht van 7 op 8 juni 1975 onderstaande profielen gemeten. Zonsopkomst 03.20 uur (alle uren GMT=UT). Geowind-richting gedurende de gehele periode $94^{\circ} \pm 4^{\circ}$, zonder trend.

T = graden Celsius, d = azimuth in graden N, f = windsnelheid (m/s).

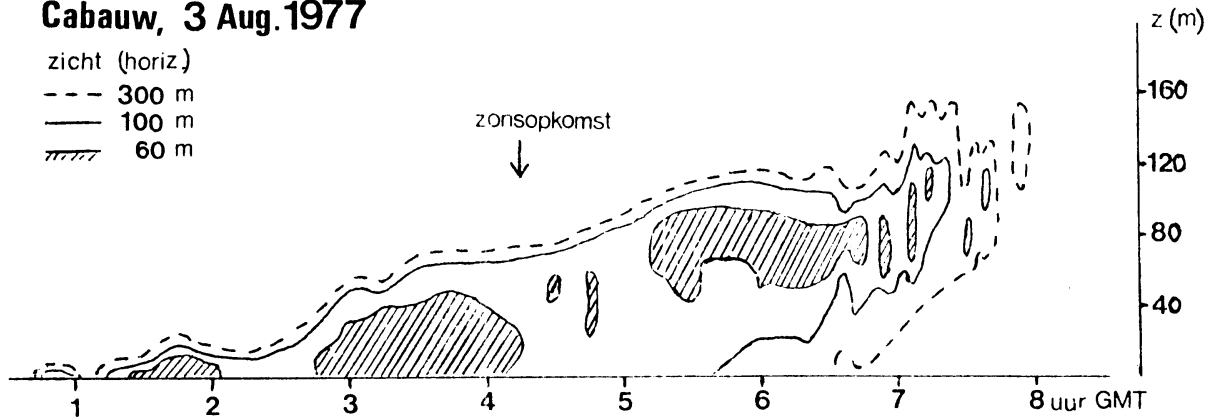
Hoogte	10 m			80 m			120 m		200 m			
	T	d	f	T	d	f	T	f	T	d	f	
Tijd												
18	21.6	103	2.3	21.0	104	4.2	20.7	4.8	19.9	103	5.7	
20	18.7	68	2.4	20.2	79	6.6	20.1	7.2	19.7	87	7.8	
22	16.2	65	2.6	17.7	84	9.2	19.3	10.5	18.8	93	10.9	
24	13.5	42	2.7	17.0	73	7.3	18.2	9.1	18.2	96	9.9	
02	11.1	43	2.5	15.5	68	8.4	17.2	9.8	17.3	103	9.7	
04	10.6	59	3.3	14.5	88	9.3	16.0	9.7	17.4	122	6.1	
06	12.9	79	3.6	13.2	90	7.1	16.0	8.9	17.0	103	5.7	
08	16.8	75	3.5	15.8	76	4.0	15.5	4.3	16.9	81	5.4	

Zet voor de afzonderlijke uren (zo mogelijk in verschillende kleuren) de eindpunten van de windvectoren uit op radiaalpapier (op 120 m is de windrichting niet gemeten -- interpoleer deze). Ga na hoe van uur tot uur het maximum in de hodograaf zich ontwikkelt, en hoe de wind per niveau verandert met de tijd.

Zet de temperatuurprofielen uit op halflogaritmisch papier en ga na, hoe het windmaximum is gelegen ten opzichte van de inversie. Zet ook op gewoon millimeterpapier de "dagelijkse" gang (18-08 uur) van de windsnelheid uit voor de vier niveaus. Gedurende welke periode treedt het windmaximum op? Is het windgedrag boven 60 m hoogte eenvoudig voorspelbaar uit de grondwindsnelheid? Hoe is uit de grondwindrichting in de voornacht merkbaar dat deze bijzondere ontwikkelingen optreden?

Oefening 5. Ontwikkeling grondmist.

Cabauw, 3 Aug. 1977



Tijdens de mistsituatie in bovenstaand diagram werden de volgende profielen gemeten (T in graden Celsius, d in graden N en f in m/s):

Hoogte (m)	Tijd (GMT) 2.00-2.30		4.00-4.30		6.00-6.30		8.00-8.30	
	T		T		T		T	
200	16.5		16.1		16.0		15.8	
160	16.6		16.1		15.9		14.9	
120	16.6		15.8		15.2		14.6	
80	16.4		14.1		13.3		14.7	
40	15.2		12.2		13.5		14.9	
20	14.5		12.2		13.6		15.3	
10	13.2		12.2		13.6		15.1	
2	12.0		12.3		13.7		15.3	
	d	f	d	f	d	f	d	f
200	94	1.4	134	1.3	154	1.5	193	2.8
80	86	3.7	106	4.0	123	1.9	168	1.1
10	81	0.5	30	0.8	122	1.4	167	0.9

Omstreeks 03.00 uur GMT werd te Cabauw de bovenlucht onzichtbaar. (Omstreeks dat tijdstip was het T-profiel onbetrouwbaar door natwording thermometers).

Zet op halflogaritmisch papier de temperatuurprofielen naast elkaar uit (1 cm = 1 graad) en trek de waarschijnlijke profielkrommen rondom de inversie. In hoeverre lijkt het zinvol om de ontwikkeling van temperatuur-, wind- en zicht-profiel te schatten uitsluitend uit metingen op grondniveau ?

7. ATMOSFERISCH TRANSPORT VAN BIJMENGSELS.

De atmosfeer bevat veel bijmengsels, natuurlijke (bijv. sporegassen, stof en zoutkristallen) en niet-natuurlijke (industriële gassen, roet e.d.). Over de verspreiding, oftewel dispersie, van deze bijmengsels bestaat veel literatuur, waaruit bij de behandeling van de oppervlaktelaag (hoofdstuk 5, p.30) al enige gespecialiseerde handboeken zijn vermeld. Voor niet-specialisten wordt in algemene boeken of cursussen over weer of milieu gewoonlijk een hoofdstuk gewijd aan atmosferische dispersie -- recent bijv. Fortak et al. (1981), Hanna (1982 b), Den Tonkelaar (1984) en Van Dop (1986). Lectuur genoeg dus.

De dispersie van atmosferische bijmengsels wordt verdeeld in drie fasen :

- (1) emissie ofwel uitworp van het bijmengsel, continu dan wel eenmalig, vanuit een puntbron (schoorsteen), een lijnbron (snelweg) of een oppervlaktebron;
- (2) transport door de atmosfeer gedurende een zekere verblijftijd;
- (3) depositie ofwel immissie van het bijmengsel aan de grond, hetzij droog (inclusief adsorptie van gassen aan de grond), hetzij door uitregenen.

Een apart probleem is, dat in de transportfase tussentijdse veranderingen in de vorm en samenstelling van de bijmengsels kunnen optreden, hetzij door onderlinge chemische reactie of door inwerking van straling (zie bijv. Iribarne en Cho 1980, hoofdstuk 2), hetzij door meer mechanische processen zoals klonteren, of adsorptie aan neerslagelementen (condensatiekern-functie !). We zullen ons in dit grenslaag-overzicht beperken tot dispersie in engere zin, namelijk het transport door de atmosfeer van een niet-veranderend bijmengsel over een afstand van hoogstens enige tientallen kilometers. Transport over grotere afstanden is namelijk niet langer uitsluitend een grenslaag-probleem, en zal dus slechts in globale zin worden overzien.

Het is interessant om allereerst kwalitatief te bezien hoe een emissie van een bijmengsel, een schoorsteenpluim in het bijzonder, zich verspreidt in verschillende atmosferische omstandigheden. De verspreiding zal toenemen met toenemende onstabieliteit, en zal worden geblokkeerd door een inversielaag. Dit geeft de alternatieven die in fig.25 zijn geschetst.

In het bovenste onstabiele geval treedt 'looping' op, veroorzaakt door convectieve wervels met afmetingen die veel groter zijn dan de pluimbreedte en die dus de pluim als geheel op en neer (en heen en weer) transporteren. In dit geval kan de pluim reeds op korte afstand van de schoorsteen voor korte tijd

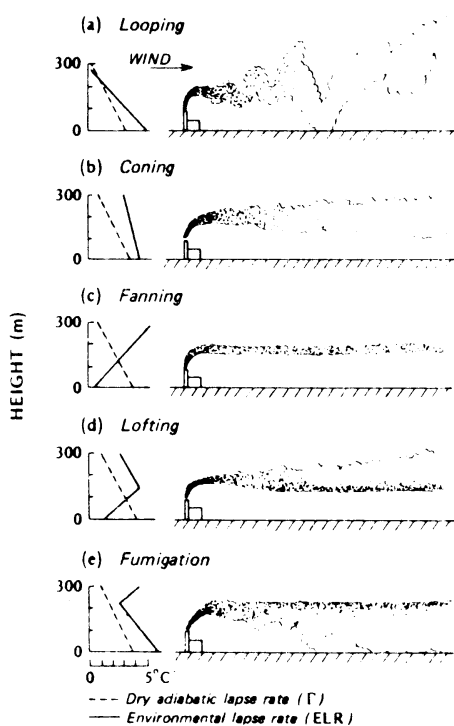


Fig.25: Pluimvormen bij verschillende stabiliteitsopbouw.

Merk op, dat de geschetste pluimen pas op enige afstand van de bron een gemiddeld horizontale pluimas hebben. In het algemeen treedt namelijk pluimstijging op, omdat de schoorsteengassen warmer zijn dan de atmosfeer ter hoogte van de schoorsteenmond. De pluim stijgt evenwel steeds minder door toenemende menging met de omgevingslucht, en deze menging is sneller bij harde wind en een nauwe schoorsteenopening. Na enige honderden meters is de pluim vrijwel horizontaal. Een koeltorenpluim kan daling vertonen door verdampings-afkoeling !

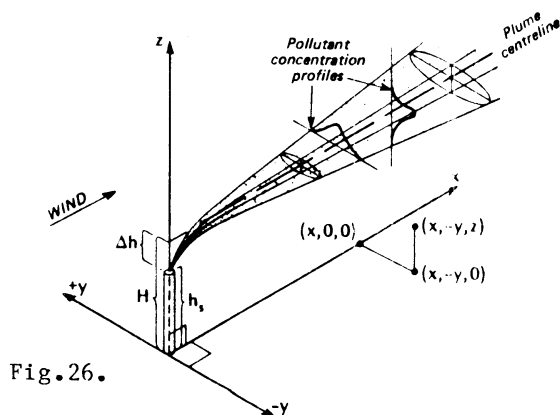


Fig.26.

de grond bereiken, en moet men over lange tijd middelen indien men de gemiddelde pluimbreedte wil bepalen. Bij vrijwel neutrale stabiliteit wordt de pluim regelmatig breder door de spreidende werking van wervels, die kleiner zijn dan de lokale pluimbreedte ('coning'). In inversielagen blijft de smalle pluim soms over tientallen kilometers bijeen ('fanning'). Een inversie onder de pluim leidt tot zeer lage grondimmissies ('lofting'). Wanneer echter de inversie pas boven de pluim begint, dan wordt alle rook opgesloten in de (neutrale) grondlaag ('fumigatie') -- een onplezierige toestand, die bijvoorbeeld 's ochtends kan optreden. Niet geschetst is hier het geval dat de pluim opgesloten zit tussen een grondinversie en een hogere inversielaag ('trapping').

In nevenstaande fig.26 is aangegeven hoe men typische pluimen vaak omschrijft: Δh is hier de pluimstijging. In de pluim zijn gemiddelde concentratieprofielen aangegeven, die de vorm hebben van een Gauss-kromme met spreiding σ , bv.:

$$\frac{X_{x,y,z}}{X_{x,0,z}} = \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (7.1)$$

Er zijn modellen om verspreiding, pluimsgewijze of niet, te beschrijven. Wanneer we uitgaan van "behoud van bijmengsel-massa" geldt hiervoor de continuïteitsvergelijking, in een iets vollediger vorm dan (1.8). Stel gegeven een continue emissie van bijmengsel met bronsterkte Q (kg/s), waarbij in Q desgewenst omzetting en depositie kunnen worden opgenomen. Wanneer we de bijmengsel-concentratie noteren als $\chi (= \bar{\chi} + \chi')$, dan is het behoud per luchtvolume:

$$\frac{\delta \chi}{\delta t} + \nabla \cdot (\chi \vec{u}) = Q \quad (7.2)$$

Reynolds-splitsing en aanname van gradiënttransport $-\overline{u'_i \chi'_i} \equiv K_i \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta x_i}$ (zie hoofdstuk 4, blz.23) geeft als resultaat:

$$\frac{\delta \bar{\chi}}{\delta t} + \left(\bar{u} \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta x} + \bar{v} \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta y} + \bar{w} \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta z} \right) = \frac{\delta}{\delta x} K_x \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta x} + \frac{\delta}{\delta y} K_y \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta y} + \frac{\delta}{\delta z} K_z \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta z} + Q \quad (7.3)$$

Het linkerlid beschrijft de instationariteit en de advectie, en het rechterlid de turbulente diffusie. We gaan even voorbij aan het feit, dat aanname van gradiënttransport reeds beperkingen oplegt aan de toepasbaarheid van (7.3), onder meer de op blz.29 genoemde voorwaarden. Nu kunnen we dit op drie manieren uitwerken, met toenemende mate van complexiteit en rekenbehoefte:

- (a) Elimineer de expliciete behandeling van de turbulente diffusie door het rechterlid nul te stellen. We krijgen dan een advectief doos-model.
- (b) Verwaarloos de dwarsadvectie-termen (de laatste twee van het linkerlid) en de turbulente diffusie in de windrichting (eerste term rechterlid). Bij stationariteit en aanname van constante K -waarden leidt dit tot het analytische Gaussische pluimmodel.
- (c) Hanteer de volledige vergelijking in een numeriek roosterpuntmodel. Hierbij moet men dan zowel de stromingsvectoren als de K -coëfficiënten expliciet als plaatsfunctie hanteren. Voor het laatste kan men bijvoorbeeld stellen dat verticale bijmengseldiffusie analoog gaat aan warmte- of vochttransport (zie blz.25); in de oppervlaktelaag geldt dan (4.13): $K_z = K_H = \kappa u_* z / \phi_H$, met $\phi_H = \phi_H(z/L)$, en boven de oppervlaktelaag kan men een geschikte (empirische) K_H -functie toepassen (zie blz.28).

Het merendeel van de ontwikkelde modellen voor verspreiding van bijmengsels op lokale schaal gaat op een van de genoemde manieren uit van (7.3). We zullen dus deze nader bezien, en daarna hun beperkingen en mogelijke alternatieven aan de orde stellen. We beginnen met geval (b), het Gaussisch pluimmodel.

Voor stationaire diffusie van constante emissie reduceert (7.3) tot :

$$\bar{u} \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta x} = \frac{\delta}{\delta y} K_y \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta y} + \frac{\delta}{\delta z} K_z \frac{\delta \bar{\chi}}{\delta z} + Q \quad (7.3 \text{ b})$$

Bij aanname $K_y = K_y(x)$ en $K_z = K_z(x)$, dus diffusie invariabel loodrecht op de hoofdwindrichting, kan dit geïntegreerd worden. Wanneer men aanneemt dat de concentratievariatie loodrecht op de pluimas verloopt volgens een Gaussische "klok"-verdelingsfunctie, volgt hieruit de Gaussische pluimformule:

$$\bar{\chi}(x,y,z) = \frac{Q}{2\pi \sigma_y \sigma_z u} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right) \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (7.4)$$

met $K_i = (\sigma_i^2)/(2t)$ ($i=y,z$)

Hierbij is aangenomen dat de (stabiliteits-afhankelijke) spreidingscoëfficiënten σ_y en σ_z lineair toenemen met $t=x/u$, de 'tijdsafstand' tot de bron. De coördinaten y en z zijn in (7.4) nul gesteld in de pluimas; voor toepassing bij een pluimas-hoogte $z=H$ wordt de laatste term gesplitst:

$$\exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_z^2}\right) \longrightarrow \frac{1}{2} \left(\exp\left(\frac{-(H-z)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(\frac{-(H+z)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right) \quad (7.4 \text{ a})$$

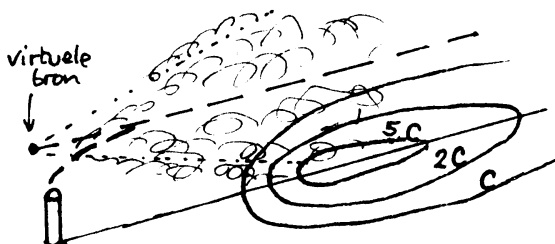
De grootste interesse gaat meestal uit naar de concentraties aan de grond, en vaak wordt eenvoudigweg aangenomen dat er geen depositie optreedt. Dan wordt met gebruik van een virtuele puntbron "gespiegeld" ten opzichte van het grondvlak de grondconcentratie, veroorzaakt door een bron met hoogte H :

$$\bar{\chi}(x,y; z=0) = \frac{Q}{\pi \sigma_y \sigma_z u} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right) \exp\left(\frac{-H^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (7.5)$$

Hier is H de effectieve schoorsteenhoogte, dus met inbegrip van pluimstijging. Uit (7.5) kan men afleiden dat de maximale grondconcentratie wordt waargenomen in de pluimas op de afstand x waar geldt dat $2\sigma_z^2 = H^2$, en dat deze bedraagt:

$$\bar{\chi}_{\max} = \frac{2Q}{e \pi u H^2} \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_y}\right) \quad (7.6)$$

Met deze formules kan men dus immissie-patternen uitrekenen, en deze blijken de



hiernaast geschetste vorm te hebben.

In typische gevallen bedraagt de afstand van bron tot maximum tussen $5H$ en $50H$, afhankelijk van stabiliteit.

Om deze formules te kunnen hanteren moet men eerst H , u_H en de dispersiecoëfficiënten schatten bij gegeven grenslaagtoestand. Voor de pluimstijging bestaan empirische formules (Briggs 1969) -- voor neutrale stabiliteit bv.:

$$\Delta H = 1.6 \left(\frac{g}{T_0} (\Delta T)_H w_0 R_0^2 \right)^{1/3} U_H^{-1} x^{2/3} \quad (7.7)$$

waarbij ΔT_H het temperatuurexces van de rook ten opzichte van de omgeving is, w_0 de uittreesnelheid en R_0 de schoorsteendiameter. De wind op hoogte H wordt vaak geschat uit ongecorrigeerde stationsmeting met een stabiliteitsklasse-afhankelijke machtwet. Waarden van de dispersiecoëfficiënten σ_y en σ_z (in m) worden bij traditionele praktische toepassing afgelezen uit nomogrammen, waarin spreidingsmetingen uit diffusie-experimenten zijn samengevat als functie van de afstand x tot de bron en van stabiliteitsklassen -- zie bijv. fig.27. Onofficiëel zijn deze krommen hier (voor oefen-doeleinden) grof aangepast aan Obukhov-L-waarden voor $z_0 = 0.2$ m en $100 \text{ m} < x < 10 \text{ km}$, als $|L| > 25 \text{ m}$:

$$\sigma_z = x (0.06 - 1.2 L^{-1}) C_z \quad \text{met: onstabiel } (L < -50): C_z = 1, \\ \text{anders } C_z = (1 - 0.00008 x).$$

$$\sigma_y = x (0.09 - 1.2 L^{-1}) (1 + 0.0001 x)^{-1/2} \quad (7.8)$$

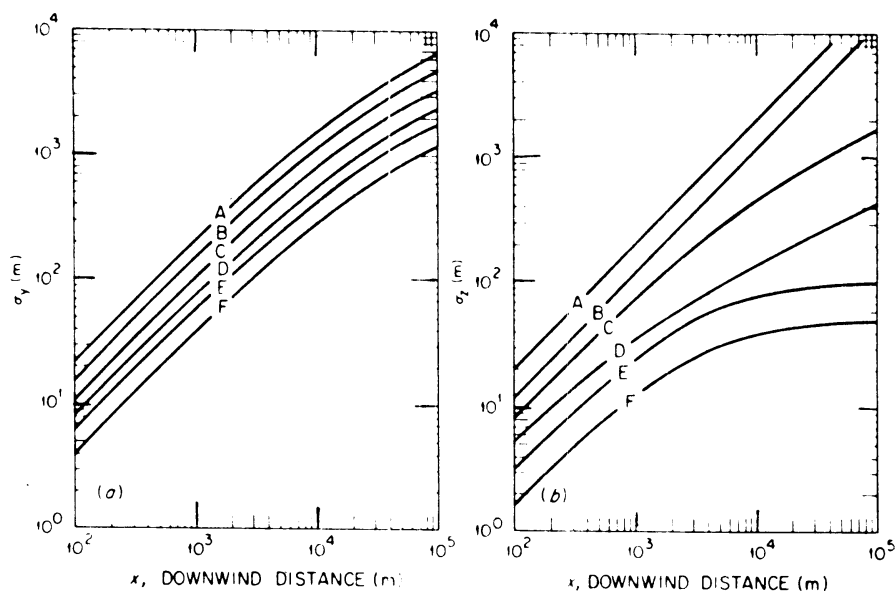


Fig.27: Dwaarsspreidingen σ_y en σ_z van een Gaussische pluim als functie van de afstand tot de virtuele bron (Briggs 1970)

De spreiding neemt toe boven ruwer terrein, $\sigma_z \sim z_0^{0.2}$, en praktisch neemt men voor stadssituaties bijvoorbeeld de spreiding van een onstabielere klasse.

Bovenstaande en vergelijkbare empirische relaties zijn verzameld in velerlei handboeken (COM-TNO 1976, KNMI 1979, Booij et al. 1979, COM-TNO 1981, Hanna et al. 1982, Scheele en Holtslag 1985).

De Gausspluim-methodiek wordt uitgebreid toegepast; bijv. zijn voor gegeven bronnen de concentratiepatronen per Pasquill-klasse en windsnelheids-klasse bepaald, en daarna met behulp van klimatologiën van Pasquill-klassen als functie van windsnelheids- en -richtings-frequentieverdelingen gesommeerd tot gemiddelde regionale immissiepatronen. Enige belangrijke voordelen zijn :

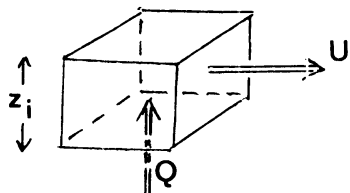
- (a) De methodiek is analytisch, dus makkelijk doorrekenbaar; men kan individuele berekeningen maken op een programmeerbare calculator (King 1982).
- (b) Door twintig jaar ervaring is er veel praktische informatie beschikbaar.
- (c) De methode spreekt aan, en lijkt redelijk theoretisch gebaseerd te zijn. Daarentegen zijn er ook duidelijke nadelen :
- (d) Empirische toetsingsgegevens (voor $H < 150$ m) zijn slechts beschikbaar tot ongeveer 10 km afstand. Voor grotere transportafstanden (en reistijden > 1 uur) mag men trouwens geen stationariteit meer veronderstellen.
- (e) De methode gaat uit van een homogene atmosfeer, en kan niet zonder meer de belangrijke effecten van inversies verwerken. Soms past men hier spiegeling toe (zoals aan de grond). Ook horizontale inhomogeniteiten (heuvels, kust-overgangen) kunnen niet goed worden behandeld.
- (f) Adhoc-correcties zijn nodig voor depositie aan de grond.
- (g) Bij grote onstabieliteit en grote stabiliteit worden sterk afwijkende resultaten waargenomen. Ook voor grote buoyancy-effecten (uitstroming zware gassen, of zeer hete bronnen) werkt de methode niet.

In de praktijk concludeert men dat Gausspluim-berekening niet betrouwbaar is voor het doorrekenen van individuele verontreinigingsgevallen. Wél zijn in een redelijk homogene omgeving uit goede invoergegevens jaargemiddelde verspreidingspatronen te berekenen met een onzekerheid van circa 50%, soms iets beter.

Inzake (c), de theoretische basis, moet opgemerkt worden dat de afleiding weliswaar exact is, maar dat de randvoorwaarden irreëel beperkend lijken : constante emissie, stationariteit, homogene atmosfeer ... Terrein noch grenslaaghoogte spelen systematisch mee. Het feit dat we voor de gehele pluim één constante windsnelheid en constante dispersiecoëfficiënten gebruiken levert een foutencompensatie op: de verdunning van de pluim is evenredig met de wind en met de dispersie, maar deze variëren met de hoogte in tegengestelde zin.

Samenvattend: de Gausspluim-methodiek is een populair werkpaard voor niet te moeilijke situaties, maar is alleen nuttig in ervaren handen.

Nog eenvoudiger dan het Gausspluim-model is het advectieve doosmodel, dat wordt toegepast als er te veel (en te lage) bronnen zijn om pluimmodellering nog uitvoerbaar te maken. De aanname is hier dat de totale emissie Q in een "doos" beneden de inversiehoogte z_i direct volledig gemengd wordt in die doos.



Behoudswet (7.3), stationair en zonder expliciete diffusie genoteerd, geeft :

$$\bar{u} \frac{\delta \chi}{\delta x} = Q \rightarrow \bar{\chi} = Q \frac{\text{constante}}{\bar{u} z_i} \quad (7.9)$$

Hier heet $(U z_i)$ ventilatiefactor. Uit (7.9) blijkt een duidelijk verschil tussen schoorsteen-immissies en stadsgebied-emissies: bij grote stabiliteit en lage inversies is in de stad de verontreiniging het sterkst. Het doosmodel is praktisch slechts van beperkt nut; voor praktische analyse van een complex brongebied gebruikt men liever $10 \times 10 \text{ km}^2$ roosterpuntmodellen (blz.66), omdat dan de horizontale diffusie expliciet hanteerbaar is.

Bovengenoemde 1^e-orde K-modellen worden op lokale schaal veel gebruikt, omdat ze begrijpelijk zijn en beperkte reken-inspanning behoeven. Hierbij worden soms zelfs machtwetten toegepast, wanneer daardoor (7.3) analytisch oplosbaar wordt onder zekere voorwaarden. Met optimaal vereenvoudigde roosterpuntmodellen kan men maximaal een gebied ter grootte van de Benelux nog operationeel hanteren op een goede computer.

Voor studies van transport over langere afstand beschikt men over twee alternatieven. Voor studies van transport vanuit een specifiek brongebied gebruikt men trajectorie-modellen: men laat dan één "doos" meebewegen met de grootschalige atmosferische stroming, en modelleert de structuurveranderingen in die doos (Reiff en Velds 1979). Een probleem is, dat de transportrichting soms varieert met de hoogte. Dit is een grootschalige vorm van Lagrange-dispersimodellering (meebewegend), waarop in dit beperkte overzicht niet nader wordt ingegaan. Er bestaan ook kleinschalige Lagrange-modellen, voor pluimen (Nieuwstadt et al. 1985) of voor éénmalige "puffs".

Voor meer algemene bestudering van persistentie en transport van luchtverontreiniging op grote schaal en lange termijn blijkt het nuttig om gegevens per etmaal te classificeren met het circulatietype in een gebied van 10^4 km diameter. Zulke circulatietypen worden hoofdzakelijk gekarakteriseerd door de ligging van hogedrukgebieden. Anticyclonisch weer wordt namelijk gekenmerkt door zwakke winden en persistente subsidentie-inversies -- en in Nederland ook

door lage wintertemperaturen, indien het hogedrukgebied boven Scandinavië of Midden-Europa ligt. Voor Europa is een classificatie van circulatietypen ontwikkeld (samengevat in Fig.28) en klimatologisch geanalyseerd. Op grond van deze analyse kon bijvoorbeeld worden aangetoond, dat de afname van verontreiniging in de Rijnmond tussen 1962 en 1968 hoofdzakelijk veroorzaakt werd door een toevallige tijdelijke afname van het voorkomen van ongunstige circulatietypen (Schmidt en Velds 1969). Voor nadere discussie van circulatietypen zie KNMI (1979) en Den Tonkelaar (1984).

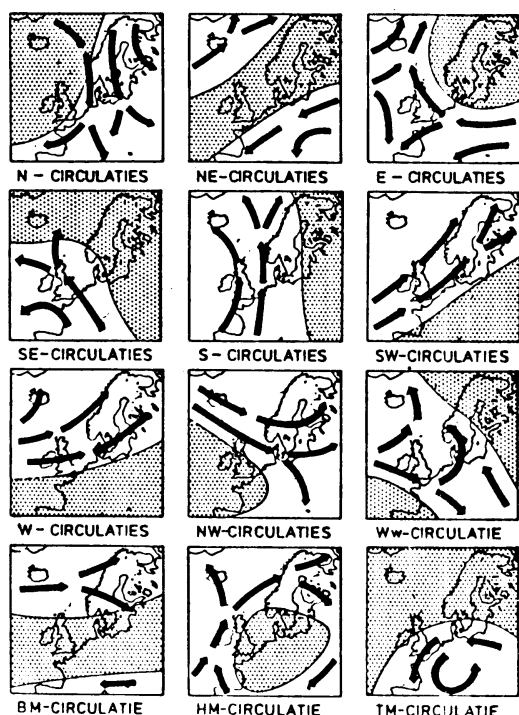


Fig.28: Overzicht van de voornaamste circulatietypen boven West-Europa. In de gestippelde gebieden ligt het centrum van het sturende hogedrukgebied. Pijlen geven de trekrichting van de depressies aan, en tevens de richting van de wind in de hogere luchtlagen.

Modellering van dispersie op lokale schaal met 1^e-orde-modellen, zoals het Gaussisch pluimmodel, kan niet essentieel worden verbeterd omdat de fysische basis ervan onvoldoende is. Empirische adhoc-trucs zijn nodig voor inpassing van inversies, terreinveranderingen, pluimstijging en depositie.

Toepassing van similariteits-grenslaagfysica is thans in ontwikkeling. In de convectieve grenslaag blijkt parametrisatie met z_1 , u_* en w_* (convectieve snelheidsschaal -- zie blz.54) zowel voor pluimmodellen als voor regionale dispersie een verbetering te zijn (Weil 1985). De stabiele grenslaag dient a priori niet-stationnair te worden geanalyseerd, met meenemen van verticale richtings-shear en langzame horizontale richtingsfluctuaties ("meanderen"). De

benodigde invoerparameters kunnen bepaald worden (Van Ulden en Holtslag 1985). Kortom, de volgende generatie dispersiemodellen staat voor de deur, en bovenstaand overzicht van methoden voor beschrijving en analyse van dispersie is niet alleen vrij theoretisch, maar ook wat verouderd. Ter aanvulling zullen nog enige concrete meteorologische verschijnselen te worden genoemd ter vergroting van inzicht in het daadwerkelijk gedrag van pollutie in de atmosfeer.

Bij de analyse van pollutie in stadsgebieden moet men rekening houden met twee extra factoren -- ten eerste de sterke inversie die in stabiele situaties boven een stad aanwezig is. Ten tweede geeft de warmteproductie van een stad met P inwoners een temperatuurverschil met het omringende land ter grootte van $\Delta T \approx 0.25 P^{1/4} u^{-1/2}$ (Oke 1978). Dit maakt de stad tot een convergentiegebied (Fig.29), dat zijn eigen verontreiniging recirculeert. Soms wordt de opsluiting van verontreiniging nog versterkt door bergen rondom (Los Angeles!).

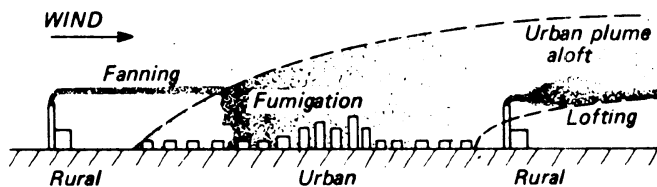


Fig. 29: Stadsgebied en mogelijke vormen van dispersie daarin (Oke, 1979).

In deze figuur zien we nog een ander belangrijk verschijnsel, namelijk dat een opgetilde inversie boven een stad (of een 's morgens opstijgende inversie boven een homogeen gebied) verontreiniging, die 's nachts in een hoge stabiele laag aanwezig is, kan invangen omdat onder de inversie wél neerwaartse dispersie mogelijk is. Zulke fumigatie-problemen kunnen ook in zeewind-situaties optreden -- dan is onverwacht een breed gebied verontreinigd. Modellerings van inversiestijging (hoofdstuk 6) kan helpen bij het voorzien hiervan.

Tenslotte moet men zich niet beperken tot schatting van dispersie als functie van de atmosferische situatie. Er is wisselwerking: verontreiniging van de lucht blijkt de volgende invloed op de grenslaag boven open terrein te hebben (Zdunkowski et al. 1976): (a) overdag neemt de stabiliteit toe; (b) de gemiddelde windsterkte nabij de grond neemt af; (c) de amplitude van de dagelijkse gang van de temperatuur wordt minder; (d) inversies worden versterkt. Hieruit volgt dat verontreiniging tot zijn eigen handhaving bijdraagt; "nuclear winter" is het extreemste geval, maar ook "smog"-perioden in steden en industriegebieden worden verlengd door deze wisselwerking.

8. GRENSLAAGBEHANDELING IN GROOTSCHALIGE MODELLEN.

Tot dusver hebben we ons eigenlijk uitsluitend bezig gehouden met het gedrag van de planetaire grenslaag (PGL) zelf, en met de mogelijkheden om dat analytisch te beschrijven. Grootschalige informatie, zoals de geowind, diende daarbij slechts als randvoorwaarde.

In de macro-meteorologische praktijk is kennis van PGL-gedrag noodzakelijk voor juiste vertaling van grootschalige verwachtingen naar het weer op kleine schaal over perioden van maximaal 1 dag. Daarnaast is een goede PGL-behandeling écht van belang voor analyse van de ontwikkeling van grote systemen over perioden groter dan 3 dagen -- ook al is bij numerieke verwachtingen over één tot twee dagen een goede keuze van bijv. dragcoëfficiënten van belang voor een realistische ontwikkeling van lagedruk-gebieden (Anthes, 1978). We zullen hier de relatie tussen PGL en grote schaal nu kort van de andere kant bezien; voor een uitgebreidere behandeling zie bijv. Bodin (1978), Driedonks en Tennekes (1981) en ECMWF Workshop (1982).

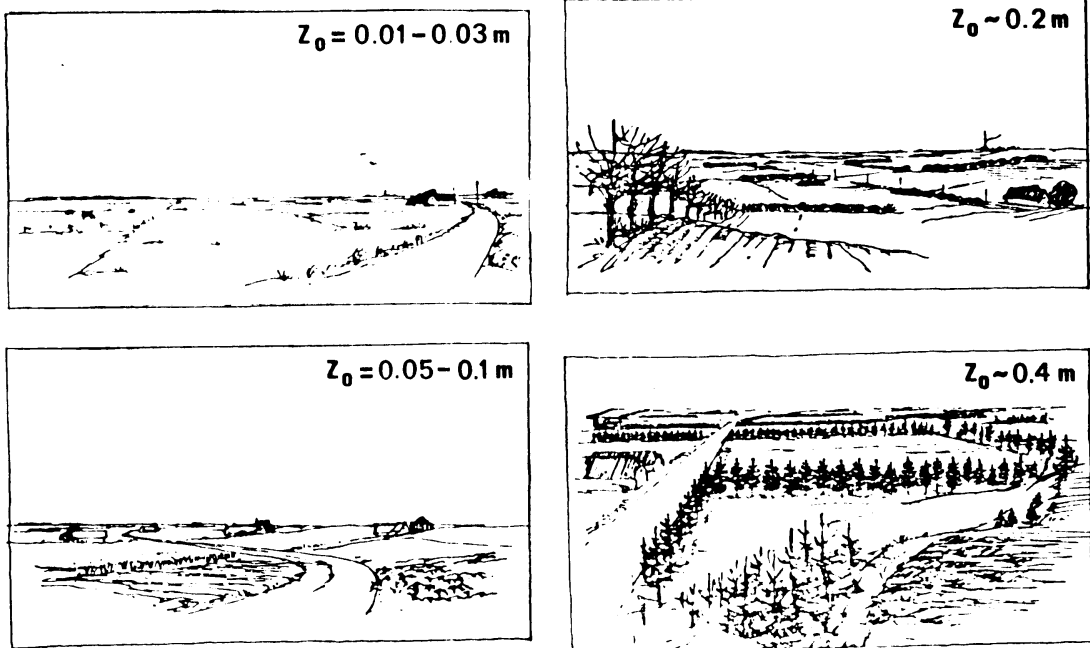
Bij inpassing van grenslagen in numerieke modellen is een fundamentele vraag, hoeveel rekenniveaus in de PGL zelf liggen. Het eenvoudigste geval is natuurlijk om géén niveaus in de PGL te leggen. Dit impliceert dat de grenslaag-fluxen en hun ontwikkeling geschat worden uit bijv. de 850-mb-doorrekening enerzijds en "oppervlakte-gegevens" met een maaswijdte van honderden km anderszijds. In de praktijk komt dit neer op hantering van de uitwisselingscoëfficiënten (4.7) - (4.9), aangevuld met empirische relaties zoals (5.18).

Wil men een betere PGL-parametrisering, dan is uitbreiding van het model met een werkelijke oppervlaktelaag, waarin het Monin-Obukhov-formalisme kan worden toegepast, de eerste stap. De laag tussen de oppervlaktelaag en 850 mb hanteert men dan bijv. met varianten van K-theorie. Voor een verdergaande verbetering impliceert de variabiliteit van h de noodzaak van toevoeging van minstens twee of drie extra niveaus, en soms ook laagsgewijze parametrisering van ondergrond-effecten. Thans zijn de computers nog niet groot en snel genoeg, zodat men deze aanpak slechts kan toepassen hetzij voor langzame algemene-circulatie-modellen, hetzij voor snelle modellen die beperkt zijn tot een "limited area" waarin men de maaswijdte van het beschouwde gebied voldoende klein kan kiezen (Haltiner en Williams, 1980).

Bij de doorrekening van de grenslaag worden zo goed mogelijk de grootte van de verticale fluxen, de verticale variatie van deze fluxen, en de hoogte

van de grenslaag bepaald -- hetzij om ze in te voeren in een grootschalig model, hetzij voor praktijkproblemen zoals luchtverontreinigings-transport. Meestal doet men dit 1-dimensioneel per roosterpunt (bijv. Bodin, 1978). Een meer dynamische aanpak is de 2-dimensionele Lagrangiaanse doorrekening van trajektoriën, die o.a. voor luchtmassa-transformatiemodellen wordt gebruikt (Reiff et al. 1984). De driedimensionele aanpak komt in het algemeen niet voor operationele toepassing in aanmerking, omdat deze teveel geheugen vereist en te langzaam is. Wél is 3-dimensionele PGL-modellering toegepast in het onderzoek van de PGL zelf (Deardorff, 1974).

Er zijn nog een aantal problemen die onvoldoende geanalyseerd zijn, zoals de ontwikkeling van grenslagen met wolken, of de verrekening van de invloed van complex terrein op allerlei schalen -- de horizontale interpolatie en parametrisatie, het hanteren van land-zee-overgangen, gebergten en dergelijke. Het feit, dat de grenslaagmeteorologie nog niet op alle vragen een antwoord heeft, mag echter niet leiden tot een archaïsch-simplistische opzet van grootschalige modellen, met bijv. de expliciete hantering van de Ekman-formule (1.1) -- vele leerboeken van de dynamische meteorologie weten nog niet beter. Daarnaast is er veel te "verdienen" door een grenslaagmeteorologisch verantwoorde opzet van bijv. windprofiel-doorrekening voor luchtvaart-analyses, stabiliteitsbepaling voor berekening van luchtverontreinigings-concentraties, en voor vele andere praktijkproblemen.



Klassificering van terreinruwheid voor windschattingen (ref.: Wieringa, Bull. Am. Meteor. Soc., 61 (1980), 962-971).

Klasse	Terreinomschrijving
1	Open zee of meer, vrije strijklengte minstens 5 km
2	Wad of sneeuwvlakte, geen begroeiing of obstakels
3	Weideland of braakliggend bouwland met vrijwel geen bomen of boerderijen; startbanen van vliegvelden
4	Bouwland met laag gewas, weinig verspreide obstakels op vrij grote onderlinge afstand ($> 20 \times$ hoogte)
5	Cultuurland met verspreide obstakels (bomenrijen, huizen), heggen, hoge gewassen (bijv. mais)
6	Parkland met veel obstakels en weinig open ruimte ($\sim 10 \times$ obstakelhoogte), boomgaardjes, struikgewas
7	Bos, laagbouw, met regelmatige vrij dichte bedekking van obstakels (tussenruimten \sim obstakelhoogte)
8	Stad met hoogbouw (windschatting NIET toepasbaar)

Referenties Atmosferische Grenslaag :

- Akiyama T. (1973): Ageostrophic low-level jet stream in the Baiu season associated with heavy rainfalls over the sea area. *J.Meteor.Soc. Japan* 51, 205-208.
- André J.C., Lacarrère P., Mahrt L.J. (1979): Sur la distribution verticale de l'humidité dans une couche limite convective. *J.Rech.Atm.* 13, 135-146.
- Anfossi D., Bacci P., Longhetto A. (1976): Forecasting of vertical temperature profiles in the atmosphere during nocturnal radiation inversions from air temperature trends at screen height. *Quart.J. Roy.Meteor.Soc.* 102, 173-180
- Anthes R.A. (1978): Boundary layers in numerical weather prediction. Workshop on the Planetary Boundary Layer, Boulder, U.S.A. (ed. J.C. Wyngaard, uitg. Am.Meteor.Soc. 1980) p.247-279.
- Arakawa A. (1975): Modelling clouds and cloud processes for use in climate models. *GARP Publ.*, 16, 183-197.
- Arya S.P.S. (1972): The critical condition for the maintenance of turbulence in stratified flows. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 98, 264-273.
- Arya S.P.S. (1973): Neutral planetary boundary layer above an inhomogeneous surface. *Geophys. Fluid Dyn.*, 4, 333-355.
- Arya S.P.S., Wyngaard J.C. (1975): Effect of baroclinicity on wind profiles and the geostrophic drag law for the convective planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.*, 32, 767-778.
- Arya S.P.S., Sundararajan A. (1976): An assessment of proposed similarity theories for the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Met.* 10, 149-166
- Augstein E., Schmidt H., Ostapoff F. (1974): The vertical structure of the atmospheric planetary boundary layer in undisturbed trade winds over the Atlantic Ocean. *Bound.-Layer Meteor.*, 6, 129-150.
- Barker E.H. and Baxter, T.L., (1975): A note on the computation of atmospheric surface layer fluxes for use in numerical modeling. *J.Appl.Met.* 14, 620-622
- Beck B. (1971): Stürmische Ballonfahrten in einem Low Level Jet Stream. *Rapp.* 25, Schweiz.Meteor.Inst., Zürich.
- Betts A.K. (1973): Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 99, 178-196.
- Betts A.K. (1976): Modeling subcloud layer structure and interaction with a shallow cumulus layer. *J.Atmos.Sci.* 33, 2363-2382.
- Blackadar A.K. (1957): Boundary-layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversions. *Bull.Am.Met.Soc.* 38, 283-290
- Blackadar A.K., Tennekes H. (1968): Asymptotic similarity in the barotropic planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 25, 1016-1020.
- Bodin S. (1978): Problems in numerical boundary layer modelling. *J.Rech.Atmos.* 12, 71-95.
- Booij C.G. et al. (1979): Lichtverontreiniging door continue puntbronnen. Monografie NIRIA Polytechn.Tijdschrift.
- Briggs G.A. (1969): Optimal formulas for buoyant plume rise. *Phil.Trans. Roy.Soc.London A* 265, 197-203.
- Briggs G.A. (1970): Plume rise. US-Atom.Energy Comm.-TID-25075.
- Brost R.A., Wyngaard J.C. (1978): A model study of the stably stratified planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 35, 1427-1440.
- Brown R.A. (1974): Analytical methods in planetary boundary-layer modelling. Uitg. Hilger, London.
- Brown R., Roach W.T. (1976): The physics of radiation fog: a numerical study. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 102, 335-354.
- Browning K.A., Pardoe C.W. (1973): Structure of low-level jet streams ahead of mid-latitude cold fronts. *Quart.J.Roy.Met.Soc.* 99, 619-638.
- Brutsaert W., Mawdsley J.A. (1976): Application of planetary boundary layer theory to calculate regional evapotranspiration. *Water Res.Res.* 12, 852-858

- Buishand T.A., Velds C.A. (1980): *Klimaat van Nederland 1: Neerslag en verdamping*. Staatsuitgeverij, Den Haag.
- Burridge D.M., Gadd A.J. (1977): The Meteorological Office operational 10-level numerical weather prediction model. *Meteor.Off.Sc.Paper* 34.
- Businger J.A., Wyngaard J.C., Izumi Y., Bradley E.F. (1971): Flux-profile relationships in the atmospheric boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 28, 181-189
- Cannemeijer F., Stalenhoef A.H.C. (1977): Occurrence and advection of fog at Amsterdam Airport (Schiphol). *KNMI W.R.* 77-12.
- Carson D.J. (1973): The development of a dry inversion-capped convectively unstable boundary layer. *Quart.Roy.Meteor.Soc.* 99, 450-467.
- Caughey S.J., Wyngaard J.C., Kaimal J.C. (1979): Turbulence in the evolving stable boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 36, 1041-1052.
- Clarke R.H. (1974): Attempts to simulate the diurnal course of meteorological variables in the boundary layer. *Atmos.Oc.Phys.* 10, 360-374.
- Clarke, R.H., Hess G.D. (1974): Geostrophic departure and the functions A and B of Rossby-number similarity theory. *Bound.-Layer Meteor.* 7, 267-288.
- COM-TNO (1976): Modellen voor de berekening van de verspreiding van luchtverontreiniging, inclusief aanbevelingen voor de waarden van parameters in het lange-termijn model. Staatsuitgeverij, Den Haag.
- COM-TNO (1981): Frequentieverdelingen van luchtverontreinigingsconcentraties. Staatsuitgeverij, Den Haag.
- Csanady G.T. (1973): Turbulent diffusion in the environment. *Uitg. Reidel, Dordrecht*.
- Daan H. (1974): *Temperatuurinversies -- een onderzoek naar het ontstaan, het gedrag en het voorkomen van inversies in de onderste lagen van de atmosfeer boven Nederland*. KNMI-W.R. 74-6.
- Deacon E.L. (1973): Geostrophic drag coefficients. *Bound.-Layer Meteor.* 5, 321-340.
- Deardorff, J.W. (1972): Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circulation models. *Monthly Weath.Rev.* 100, 93-106.
- Deardorff J.W. (1973): An explanation of anomalously large Reynolds stresses within the convective planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 30, 1070-1076
- Deardorff J.W. (1974): Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.* 7, 81-106.
- Deardorff J.W. (1976): On the entrainment rate of a stratocumulus-topped mixed layer. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 102, 563-582.
- Deardorff J.W. (1978): Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation. *J.Geophys.Res.* 83, 1889-1903.
- De Bruin H.A.R. (1978): A simple model for shallow lake evaporation. *J.Appl.Meteor.* 17, 1132-1134.
- De Bruin H.A.R., Holtslag A.A.M. (1982): A simple parametrization of the surface fluxes of sensible and latent heat during daytime, compared with the Penman-Monteith concept. *J.Appl.Meteor.* 21, 1610-1621.
- De Bruin H.A.R., Keijman J.Q. (1979): The Priestley-Taylor evaporation model applied to a large shallow lake in the Netherlands. *J.Appl.Met.* 18, 898-903
- De Bruin H.A.R., Kohsiek W. (1979): Toepassingen van de Penman-formule. *KNMI W.R.* 79-3.
- Delage Y. (1974): A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 100, 351-364.
- De Marrais G.A. (1978): Atmospheric stability class determinations on a 481-meter tower in Oklahoma. *Atm. Env.*, 12, 1957-1964.
- Den Tonkelaar J.F. (1984): Meteorologische aspecten van de verspreiding van luchtverontreiniging en van de verspreidingsmodellen. Postakademiale Cursus "Zure Regen", Delft mei '84; KNMI intern memo FM-84-9.

- Driedonks A.G.M. (1980): Het optreden van een nachtelijk windmaximum op lage hoogte. KNMI-V-346.
- Driedonks A.G.M. (1982): Models and observations of the growth of the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, 23, 283-306.
- Driedonks A.G.M., Tennekes H. (1981): Parameterization of the atmospheric boundary layer in large-scale models. *Bull.Am.Meteor.Soc.* 62, 594-598.
- Dyer A.J. (1974): A review of flux-profile relationships. *Bound.-Layer Meteor.* 7, 363-372.
- Dyer A.J., Bradley E.F. (1982): An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE. *Bound.-Layer Meteor.* 22, 3-19.
- ECMWF Workshop (1982): Workshop on Planetary Boundary Layer parameterization, November 1981. Uitg.Europ.Centre for Medium-Range Weather Forecasts, U.K.
- Fiedler, F., Panofsky, H.A. (1970): Atmospheric scales and spectral gaps. *Bull.Am.Meteor.Soc.* 51, 1114-1119.
- Fortak H. et al. (1981): Transport und turbulente Diffusion von Luftbeimengungen. *Promet* 11, nr.2/3, p.1-58.
- Gangopadhyaya M. (ed.) (1956): Measurement and estimation of evaporation and evapotranspiration. WMO Techn.Note 83 (WMO-No.201.TP.105).
- Garratt J.R. (1982): Surface fluxes and the nocturnal boundary-layer height. *J. Appl. Meteor.*, 21, 725-729.
- Garratt J.R., Wyngaard J.C., Francey R.J. (1982): Winds in the atmospheric boundary layer -- prediction and observation. *J.Atmos. Sci.* 39, 1307-1316.
- Geiger R. (1961/1965): The climate near the ground (4th edition). Uitg.Vieweg, Braunschweig, en Harvard Univ. Press, U.S.A.
- Gerrity, J.P. (1976): Modelling the planetary boundary layer: frictional influence. US-NOAA Nat. Met. Center Off. Note 131.
- Groll A. (1970): Zur Höhenabhängigkeit des turbulenten Diffusionskoeffizienten, ermittelt aus Messungen der Windfluktuationen. *Archiv Meteor.Geophys.Biokl. A* 19, 245-254.
- Golder D. (1972): Relations among stability parameters in the surface layer. *Bound.-Layer Meteor.* 3, 47-58.
- Haltiner G.J., Williams R.T. (1980): Numerical prediction and dynamic meteorology. Wiley, New York.
- Hanna S.R. (1982 a): Review of atmospheric diffusion models for regulatory applications. WMO Techn.Note 177 (WMO-No.581).
- Hanna S.R. (1982 b): Turbulent diffusion: chimneys and cooling towers. In: *Engineering Meteorology* (ed.E.J.Plate, uitg. Elsevier) p.429-479
- Hanna S.R., Briggs G.A., Hosker R.P. (1982): Handbook on atmospheric diffusion. US-DOE/TIC-11223.
- Hess G.D., Hicks B.B., Yamada T. (1981): The impact of the Wangara experiment. *Bound.-Layer Meteor.* 20, 135-174.
- Hicks B.B. (1976): Reply to Dr. Shreffler on "A procedure for the formulation of bulk transfer coefficients over water". *Bound.-Layer Meteor.* 10, 237-240
- Holton, J.P. (1972): An introduction to dynamic meteorology. Uitg. Academic Press, N.Y./London.
- Holton J.R. (1975): The diurnal boundary layer wind oscillation above sloping terrain. *Tellus*, 19, 199-205.
- Holtslag A.A.M. (1984): Estimates of diabatic wind speed profiles from near-surface weather observations. *Bound.-Layer Meteor.* 29, 225-250.
- Holtslag A.A.M., Nieuwstadt F.T.M. (1986): Scaling the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.* 36, 201-209.
- Holtslag A.A.M., Van Ulden A.P. (1983): A simple scheme for daytime estimates of the surface fluxes from routine weather data. *J.Clim. Appl.Meteor.* 22, 517-529.
- Hoxit L.R. (1975): Diurnal variations in planetary boundary-layer winds over land. *Bound.-Layer Meteor.* 8, 21-38.

- Hughes, W.F., Brighton, J.A. (1967): Theory and problems of fluid dynamics. Uitg. Schaum/McGrawHill, New York.
- Iribarne J.V., Godson W.L. (1973): Atmospheric thermodynamics. Uitg. Reidel, Dordrecht.
- Iribarne J.V., Cho H.R. (1980): Atmospheric physics. Uitg. Reidel, Dordrecht.
- Jackson P.S. (1977): Aspects of surface wind behaviour. *Wind Engin.* 1, 1-14.
- Jefferson G.J. (1950): Method for forecasting the time of clearance of radiation fog or low stratus. *Meteor.Mag.* 79, 102-109.
- King E.D. (1982): Wind dispersion, a program for the TI-59 calculator. *J.Air.Poll.Contr.Ass.* 32, 537-539.
- KNMI (1972): Frekwentietabellen van de stabiliteit van de atmosfeer. *Klim. Geg. Nederl. Stations No.* 8.
- KNMI (1979, 2e druk): Luchtverontreiniging en weer (ed. J.A. Wisse). Staatsuitgeverij, Den Haag.
- Kondo J., Sato T. (1982): The determination of the von Kármán constant. *J.Meteor.Soc.Japan* 60, 461-471.
- Kramer C. (1957): Berekening van de gemiddelde grootte van de verdamping voor verschillende delen van Nederland volgens de methode van Penman. *KNMI Meded.en Verh.* 70.
- Krishnamurti T.N., Wong V., Pan H.L., Pasch R., Molinari J., Ardanuy P. (1983): A three-dimensional planetary boundary layer model of the Somali jet. *J.Atmos.Sci.* 40, 894-908.
- LeMone M.A. (1973): The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 30, 1077-1091.
- Lettau H.H. (1969): Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness-element description. *J.Appl.Meteor.* 8, 828-832
- Lilly D.K. (1968): Models of cloud-topped mixed layers under a strong inversion. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 94, 292-309.
- Lumley J.L., Panofsky H.A. (1964): The structure of atmospheric turbulence. Uitg. Interscience, London.
- Luna R.E., Church H.W. (1972): A comparison of turbulence intensity and stability ratio measurements to Pasquill stability classes. *J.Appl. Meteor.* 11, 663-669.
- Mahrt L. (1976): Mixed layer moisture structure. *M.Weath.Rev.* 104, 1403-1407
- Malicki J., Zieleniewska E. (1973): O nocnym maksimum pionowego profilu prędkości wiatru. *Wiad.S[uz].Hydr.Meteor.* 9, 43-49.
- Matveev, L.T. (1965/1967): Physics of the atmosphere. Uitg. Gidrometeoizdat, Leningrad / *Isr.Progr.Sc.Transl.*, Jerusalem.
- McBean, G.A. et al. (1979): The planetary boundary layer. *WMO Techn.Note* 165 (WMO-No.530).
- McIntosh, D.H., Thom A.S. (1981): Essentials of meteorology. Uitg. Taylor & Francis, London.
- Melgarejo J.W., Deardorff J.W. (1974): Stability functions for the boundary-layer resistance laws based upon observed boundary layer heights. *J.Atmos.Sci.* 31, 1324-1333 en 32, 837-838.
- Monin, A.S., Yaglom, A.M. (1971): Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence, Vol. 1. Uitg. MIT Press, Cambridge, U.S.A.
- Monin A.S., Zilitinkevich S.S. (1974): Similarity theory and resistance laws for the planetary boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.* 7, 391-397.
- Monteith J.L. (1957): Dew. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 83, 322-341.
- Munn, R.E. (1966): Descriptive micrometeorology. Uitg. Academic Press, New York/London.
- Munn, R.E., Rodhe H. (1985): Air chemistry and air pollution meteorology. *WMO-Compendium II-6* (WMO-No.364).
- Nania A. (1977): Analisi di una situazione di venti violenti sull' Adriatico associata a forte superrifrazione radar. *Riv.Meteor.Aeron.* 37, 3-15.

- Nieuwstadt F.T.M.(1975): Profielen en stabiliteitsklassen. KNMI W.R.75-3.
- Nieuwstadt F.T.M. (1980): The steady-state height and resistance laws of the nocturnal boundary layer: theory compared with Cabauw observations. *Bound.-Layer Meteor.*, 20, 3-17.
- Nieuwstadt F.T.M., Driedonks A.G.M. (1979): The nocturnal boundary layer: a case study compared with model calculations. *J.Appl.Meteor.* 18, 1397-1405
- Nieuwstadt F.T.M., De Baas A.F., Van Dop H.(1985): Nieuwe ontwikkelingen op het gebied van verspreidingsmodellen van pluimen. *Lucht* 2, 127-131
- Oemraw, B. (1984): Beschuttingscorrectie wind. KNMI-T.R. 52.
- Oke T.R. (1978): Boundary layer climates. Uitg.Methuen, London.
- Oort, A.H., Taylor, A. (1969): On the kinetic energy spectrum near the ground. *Monthly Weather Review*, 97, 623-636.
- Paegle J., Rasch G.E. (1973): Three-dimensional characteristics of diurnally varying boundary-layer flows. *Monthly Weath.Rev.* 101, 746-756.
- Pasquill F. (1972): Some aspects of boundary layer description. *Quart.J.Roy. Meteor.Soc.* 98, 469-494.
- Pasquill F., Smith F.B. (1983): Atmospheric diffusion (3rd edition). Uitg. Ellis Horwood, London.
- Paulson C.A. (1970): The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *J.Appl.Meteor.* 9, 857-861.
- Peppler A. (1921): Windmessungen auf dem Eilveser Funkturm. *Beitr.Phys. fr.Atm.* 9, 114-129.
- Peterson R.E. (1974): A model of the low-level jet with variable eddy viscosity. *Tellus*, 26, 560-564.
- Plank V.G. (1966): Wind conditions in situations of patternform and non-patternform cumulus convection. *Tellus*, 18, 1-12.
- Plate E.J. (1971): Aerodynamic characteristics of atmospheric boundary layers. Uitg.US-Atomic Energy Comm.Div.Techn.Information, Wash.D.C.
- Plate E.J. (ed.) (1982): Engineering meteorology. Uitg.Elsevier, Amsterdam.
- Priestley C.H.B. (1955): Free and forced convection in the atmosphere near the ground. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 81, 139-143.
- Priestley C.H.B. (1959): Estimation of surface stress and heat flux from profile data. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 85, 415-418.
- Reiff J., Velds C.A. (1979): The use of a trajectory-model for studying inter-regional transport of air pollution. KNMI-W.R. 79-6.
- Reiff J., Blaauboer D., De Bruin H.A.R., Van Ulden A.P., Cats G. (1984): An air-mass transformation model for short-range weather forecasting. *Monthly Weath.Rev.* 112, 393-412.
- Retallack, B.J. (1971): Compendium of lecture notes for training Class III meteorological personnel. WMO-No. 291.
- Richards, J.W. (1967): Interpretation of technical data. Uitg.Illiffe, London
- Riissanen J. (1975): Some features of wind variation in the friction layer at Helsinki airport. *Finnish Meteor.Inst. Contr.* 80.
- Sarachik E.S. (1974): The tropical mixed layer and cumulus parameterization. *J.Atmos.Sci.* 31, 2225-2230.
- Sato J. (1982): Some aspects of diurnal variation and profile of vertical turbulent diffusivity in the atmospheric boundary layer. *Pap.Meteor.Geophys.* 32, 247-256.
- Scharringa M. (1976): Nachtvorst. KNMI Verspreide Opstellen 5, Staatsuitgeverij, Den Haag.
- Scheele M.P., Holtslag A.A.M. (1985): Handleiding voor het computerprogramma van het Gaussisch pluimmodel met percentieelberekeningen. KNMI T.R. 60.
- Schmidt F.H., Velds C.A. (1969): On the relation between changing meteorological circumstances and the decrease of SO₂ concentration around Rotterdam. *Atm.Envir.* 3, 455-460.

- Scorer R.S. (1978): Environmental aerodynamics. Uitg. Ellis Horwood, U.K.
- Sellers W.D. (1965): Physical climatology. Uitg. Chicago Univ. Press, USA
- Sheppard, P.A. (1969): The atmospheric boundary layer in relation to large-scale dynamics. In: The Global Circulation of the Atmosphere (uitg. Roy. Meteor. Soc., London), p.91-112.
- Short Course on Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling (1982), ed. F.T.M. Nieuwstadt and H. van Dop, uitg. Reidel, Dordrecht.
- Smith F.B., Carson D.J. (1974): A scheme for deriving day-time boundary layer wind profiles. Meteor. Mag. 103, 241-255.
- Sommeria G., Deardorff J.W. (1977): Subgrid-scale condensation in models of non-precipitating clouds. J. Atmos. Sci. 34, 344-355.
- Stull R.B. (1976): Temperature inversions capping atmospheric boundary layers. Ph.D. Thesis Univ. Washington; in J. Atmos. Sci. 33, 1260-1286
- Swinbank W.C. (1963): Longwave radiation from clear skies. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 89, 339-348.
- Swinbank W.C., Dyer A.J. (1967): An experimental study in micro-meteorology. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 93, 494-500.
- Tennekes H. (1973 a): The logarithmic wind profile. J. Atmos. Sci. 30, 234-238
- Tennekes H. (1973 b): A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. J. Atmos. Sci. 30, 558-567.
- Tennekes H., Driedonks A.G.M. (1981): Basic entrainment equations for the atmospheric boundary layer. Bound.-Layer Meteor. 20, 515-531.
- Tennekes, H., Lumley, J.L. (1972): A first course in turbulence. Uitg. MIT Press, Cambridge (USA)/London (N.B. Gebruik 3e printing (1974) of later).
- Tennekes H., Van Ulden A.P. (1974): Short-term forecasts of temperature and mixing height on sunny days. Proc. Symp. Atm. Diffusion and Air Poll., Santa Barbara (Cal.), 35-40.
- Thorpe A.J., Guymer T.H. (1977): The nocturnal jet. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 103, 643-653.
- Van der Hage J.C.H., Wessels H.R.A. (1977): Natuurkunde van de atmosfeer. Comm. Modern. Leerpl. Natuurkunde V.W.O. III (uitg. Noordhoff, 1980).
- Van der Ham C.J. (1980): Windmaxima op geringe hoogte in de atmosfeer. Zenit 7, 380-385 (zie ook KNMI-V-336).
- Van der Hoeven P.C.T. (1974): Waarnemingen van de grondtemperatuur in het Deltagebied. KNMI W.R. 74-14.
- Van Dop H. (1986): Atmospheric distribution of pollutants and modelling of air pollution dispersion. Air Pollution (ed. O. Hutzinger, uitg. Springer) 107-147
- Van Ulden A.P. (1975): De bepaling van de stabiliteit, de schuifspanning en de sensibele warmtestroom uit profielmetingen van wind en temperatuur. KNMI, intern memo MO-75-651.
- Van Ulden A.P., Holtslag A.A.M. (1983): The stability of the atmospheric surface layer during nighttime. Prepr. 6th Am. Meteor. Soc. Symp. on Turbulence and Diffusion, Boston, 257-260.
- Van Ulden A.P., Holtslag A.A.M. (1985): Estimation of boundary layer parameters for diffusion applications. J. Clim. Appl. Meteor. 24, 1196-1207
- Weber F. (1974): Low Level Jet im nördlichen Alpenvorland. Zbornik Meteor. Hidr. Rad. 5, 115-120.
- Webb E.K. (1965): Aerial microclimate. AMS Meteor. Monogr. 6-28, 27-58.
- Weil J.C. (1985): Updating applied diffusion models. J. Clim. Appl. Meteor. 24, 1111-1130.
- Wieringa J. (1973): Gust factors over open water and built-up country. Bound.-Layer Meteor. 3, 424-441.
- Wieringa J. (1976): An objective exposure correction method for average wind speeds measured at a sheltered location. Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 102, 241-253
- Wieringa J. (1977): Wind representativity increase due to an exposure correction, obtainable from past analog station wind records. WMO No. 480, 39-44.

- Wieringa J. (1980a): A revaluation of the Kansas mast influence on measurements of stress and cup anemometer overspeeding. *Bound.-Layer Meteor.* 18, 411-430.
- Wieringa J. (1980b): Representativeness of wind observations at airports. *Bull.Am.Meteor.Soc.* 61, 962-971.
- Wieringa J. (1983): Description requirements for assessment of non-ideal wind stations -- for example Aachen. *J. Wind Engin.Industr.Aerodyn.* 11, 121-131
- Wieringa J. (1986): Roughness-dependent geographical interpolation of surface wind speed averages. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.* 112, 867-889.
- Wieringa J., Rijkoort P.J. (1983): *Windklimaat van Nederland*.
Uitg. Staatsuitgeverij, Den Haag.
- Wilson K.J. (1983): Theoretical wind descriptions for the Ekman layer. *Austr.Bur.Meteor. M.S.-32*.
- Wippermann F. (1973a): Numerical study on the effects controlling the low-level jet. *Beitr.Phys.Atm.* 46, 137-154.
- Wippermann F. (1973b): The planetary boundary layer of the atmosphere. *Annalen der Meteor.* 7.
- WMO (1964): *Windbreaks and shelterbelts*. WMO Techn.Note 59.
- Workshop on Micrometeorology (1973), ed. D.A. Haugen, uitg. Am.Meteor. Soc. (Boston, USA). Van belang zijn hier de hoofdstukken:
- N.E. Busch, On the mechanics of atmospheric turbulence (blz. 1-28);
 - H. Tennekes, Similarity laws and scale relations in planetary boundary layers (blz. 177-216).
 - C.D. Donaldson, Construction of a dynamic model of the production of atmospheric turbulence and the dispersal of atmospheric pollutants (blz. 313-392).
- Yaglom A.M. (1977): Comments on wind and temperature flux-profile relationships. *Bound.-Layer Meteor.* 11, 89-102.
- Yamada T. (1976): On the similarity functions A, B and C of the planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 33, 781-793.
- Yu T.W. (1977): A comparative study on parameterization of vertical turbulent exchange processes. *Monthly Weath.Rev.* 105, 57-66.
- Zdunkowski W.G., Barr A.E. (1972): A radiative-conductive model for the prediction of radiation fog. *Bound.-Layer Meteor.* 3, 152-177.
- Zdunkowski W.G., Welch R.M., Paegle J. (1976): One-dimensional numerical simulation of the effects of air pollution on the planetary boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 33, 2399-2414.
- Zeman O., Tennekes H. (1977): Parameterization of the turbulent energy budget at the top of the daytime atmospheric boundary layer. *J.Atmos.Sci.* 34, 111-123.
- Zilitinkevich S.S. (1972): On the determination of the height of the Ekman boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.* 3, 141-145.
-