

**KONINKLIJK NEDERLANDS
METEOROLOGISCH INSTITUUT**

TECHNISCHE RAPPORTEN

T. R. - 71

A. van Pul en J. Reiff

De temperatuurinversie van de nachtelijke grenslaag:
Een test van verschillende typen parameterisaties

De Bilt, 1985

Publikatienummer : K.N.M.I. T.R. 71 (DM)

Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut
Dynamische Meteorologie
Postbus 201
3730 AE DE BILT
Nederland



1985

U.D.C. : 551.524.4

551.511.61

ISSN : 0169-1708

De temperatuurinversie van de nachtelijke grenslaag:
Een test van verschillende typen parameterisaties

A. van Pul

J. Reiff

Inhoudsopgave

Abstract

1. Inleiding	4
2. Theorie	6
2.1 De turbulente hoogte van de stationaire stabiele grenslaag	6
2.2 Temperatuurberekening en prognostische vergelijking voor de inversiehoogte	7
2.3 Benaderingswijze volgens Stull	10
2.4 Opmerkingen	13
3. Analyse meetgegevens	14
3.1 Radiosondes te de Bilt	14
3.2 Meetmast te Cabauw	15
4. Resultaten	15
4.1 Testen exponentiële potentiële temperatuurprofiel	15
4.2 Verband inversiehoogte Cabauw-de Bilt	18
4.3 Test in het A.M.T. model van verschillende waarden van $\sqrt{c_1/c_2}$ in het cubisch temperatuurprofiel	19
4.4 Testen parameterisatie van de sensibele warmte flux historie lengteschaal H: invloed van:	19
4.4.1 Afkoelingstijd	21
4.4.2 De machten in de parameterisatie	21
4.4.3 Turbulentie intensiteit	21
4.4.4 Bedekkingsgraad	22
4.4.5 Advectierichting	22
4.5 z_g berekening	24
4.6 Berekening stralingsdivergentie	24
4.6.1 via sensibele warmteflux berekeningen	24
4.6.2 via stralingsdivergentiemodel	26
6. Conclusies en discussie	27

Referenties	30
Appendix I. Afleiding verband tussen de oppervlakte onder het potentiële temperatuurprofiel en de tijdsintegraal van de sensibele warmteflux.	32
Appendix II. Schatting van de oppervlakte fluxen.	33
Appendix III. Bepaling van de oppervlakte onder de temperatuurprofielen.	34
Appendix IV. Invloed van de temperatuurgradiënt op de correlatiecoëfficiënt tussen de inversiehoogten geobserveerd uit de potentiële temperatuurprofielen en die berekend met $(f U_G)^{\frac{1}{2}} t^{\frac{1}{2}} / g^{\frac{1}{2}}$.	35
Appendix V. Alternatief parameterisatie H.	36
Appendix VI. Opmerkingen over de gebruikte dataset.	37
Appendix VII. De verhouding tussen de inversiehoogte en de turbulente hoogte.	38
Figuren toelichting	40
Toelichting tabellen I en III.	41
Figuren 1 t/m 7	
Tabellen 1 t/m 5	
Observaties	

Abstract

In this report the temperature structure of the nocturnal boundary layer (NBL) and its height is investigated. In the major part of this report the approach of Stull (1983a,b) is tested. This approach exists in constructing a sensible heat flux history length scale (H) based on the nighttime heat flux. This scale, together with the surface nocturnal cooling ($\Delta\theta_s$), seem to be sufficient to define a common similarity shape for the potential temperature profile. Stull (1983a) finds a good fit for the Wangara and Koorin datasets with an exponential temperature profile.

In this report this profile is tested for temperature profiles of a selected dataset of 25 nights, at three different times during the night, at the mast at Cabauw, the Netherlands. The exponential profile gives a good fit for these nights. Also a cubic profile proposed by Yamada (1979) gives a good fit.

In the next part of the study, as a side step, the correlation is determined between the inversion height at Cabauw and the inversion height determined from radio soundings at de Bilt (which is 20 km north-east of Cabauw). There is only a weak correlation between these two heights, probably due to the only rough information which is available in the soundings in the lowest part of the atmosphere.

Then the parameterization is tested of the sensible heat flux history length scale H, proposed by Stull (1983b). It describes H in terms of the geostrophic wind speed and cooling time since transition (i.e. that instant when the net sensible heat flux changes sign from positive to negative). For the entire dataset the correlation between the observed H and the estimated H parameterized by Stull is weak (c.c. = 0.49, n = 69). However, if only clear nights are selected from this dataset the correlation is much higher (c.c. = 0.81, n = 21). This difference may partly be due to an influence of the advection direction as the major part of the clear night have an easterly advection (which for the Cabauw mast is a rather undisturbed sector) while during the cloudy nights westerly winds prevail (a sector in which the surface flux parameterization may not work well, as large cities and industries are present in the upstream area within a 20-50 km range).

Tests show also, that the parameterization of H does not work for early

hours in the evening i.e. the hours when the cooling of the boundary layer just has begun. Later on in the evening, when the nocturnal boundary layer is well-developed, the parameterization works better.

In the last part of the study the 'power-dependence' of the variables in the parameterization of H is tested. It turns out, that 25 nights form a too small dataset to draw conclusions on this matter.

As an overall conclusion we may say, that a description of the nocturnal temperature profile by an exponential power is also succesful under 'dutch' circumstances, however a cubed power profile describes such a prcfile also very well. Further, it is proven that the evolution of the NBL (temperature profile) during clear nights can succesfully be described by Stull's sensible heat flux history length scale parameterization method. Due to lack of data we were not able to proof if Stull's proposed parameterization of the evolution of the NBL is better or worse than other parameterization schemes.

Inleiding

In de luchtverontreinigingsproblematiek vormt de verspreiding van de luchtverontreiniging in de atmosfeer een essentieel onderdeel. Meteorologische factoren spelen een zeer grote rol in deze verspreiding. Vandaar dat veel moeite getroost wordt om meer inzicht in de meteorologische factoren te verkrijgen: zo zijn er en worden er bijvoorbeeld modellen ontwikkeld waarin de atmosfeer gesimuleerd wordt.

Een voorbeeld van zo'n model is het luchtmassatransformatiemodel (AMT-model, Reiff et al., 1984). Dit model bestaat uit twee gedeelten. Een trajectoriënmodel en een grenslaagmodel: veranderingen in de grenslaag worden langs trajectoriën, die de baan van een luchtmassa beschrijven, gevolgd.

De grenslaag in de atmosfeer wordt gekenmerkt door het aanwezig zijn van de invloed van het aardoppervlak. Ze wordt ingedeeld in een convectieve grenslaag en een nachtelijke grenslaag. De aanwezig zijnde obstakels en oppervlakte ruwheden veroorzaken onder invloed van de wind de zogenaamde mechanische turbulentie. Deze is dag en nacht aanwezig. Overdag treden boven land daarbij nog vaak sterk stijgende luchtbewegingen op ten gevolge van verwarming van het aardoppervlak door de zon (buoyancy). Deze buoyancy domineert midden op de dag meestal over de mechanische turbulentie. De grenslaag is dan onstabiel. 's Nachts daarentegen is de stralingsbalans van het aardoppervlak negatief en koelt de grenslaag nabij de bodem af. Door mechanische turbulentie wordt koude lucht direct boven het aardoppervlak, gemengd met de daarboven warmere lucht. Zodoende wordt de koude lucht over een zekere hoogte gemengd, afhankelijk van de turbulentie intensiteit. De stratificatie 's nachts wordt dan stabiel, oftewel er ontstaat een temperatuurinversie.

In de literatuur worden meerdere definities voor de grenslaaghoogte 's nachts gehanteerd: a. turbulente hoogte, de hoogte waarop de turbulentie nog maar een zekere fractie van de turbulentie nabij het aardoppervlak bedraagt, b. inversiehoogte, de hoogte waarop de afkoeling (gemeten als afkoeling van het temperatuurprofiel overdag) nog maar een zekere fractie van de afkoeling aan de grond bedraagt, of daar waar het temperatuurprofiel een zekere afwijking van de neutrale temperatuurgradiënt bedraagt.

Meerdere theorieën en modellen zijn gepubliceerd waarin parameterisaties afgeleid worden voor zowel de inversiehoogte (Yamada, 1979) als de turbulentie

hoogte (Zilitinkevich, 1972, 1975, Nieuwstadt, 1981). Een belangrijke conclusie uit de studie van Nieuwstadt (1981) is dat: in principe is de turbulente grenslaag gedurende de nacht niet in evenwicht en behoort dus niet door evenwichtsformules, zoals Zilitinkevich beschreven te kunnen worden. Echter uit waarnemingen volgt dat de turbulente grenslaaghoogte nauwelijks varieert en zich dus wel redelijk stationair gedraagt hetgeen terug te voeren is tot de grote tijdschaal van nachtelijke processen (zie theorie).

Tevens blijkt uit experimenten dat de nachtelijke turbulente grenslaaghoogte redelijk beschreven wordt door de evenwichtsformules van Zilitinkevich. Een gedeeltelijk empirische benadering wordt gepresenteerd door Stull (1983a,b) waarin de totale afkoeling gedurende de nacht centraal staat. In deze benadering wordt de historie van de luchtmassa gedurende de hele nacht meegenomen, waar de invloed van de advectionrichting op de toestand van de grenslaag op een bepaalde plaats benadrukt wordt.

In deze studie richten we ons op de nachtelijke parameterisatie van de grenslaag.

De parameterisatie van de nachtelijke grenslaag in het AMT-model is nog slechts gebrekkig geparameteriseerd. Doel van dit onderzoek is onder andere na te gaan of de theorie zoals die door Stull voor de nachtelijke grenslaag ontwikkeld is in Nederlandse omstandigheden geldt. Daartoe hebben we de volgende deel onderzoeken verricht:

- het testen van het exponentieële potentieële temperatuurprofiel, zoals dat is voorgesteld door Stull aan de hand van een dataset van Cabauw en de Bilt,
- uit het voorgaande een verband af te leiden tussen de inversiehoogten van Cabauw en de Bilt, waarin het verschil in terreinruwheid tot uitdrukking komt,
- de parameterisatie van de door Stull geïntroduceerde lengteschaal toetsen voor de Cabauw dataset,
- via twee methoden de stralingsdivergentie in de nachtelijke grenslaag te berekenen voor deze dataset 1) door middel van warmteflux berekeningen als restterm uit het verschil tussen de totale afkoeling en de som van deze flux in de tijd en 2) met behulp van een computerprogramma van Nieuwstadt dat de stralingsdivergentie berekent.

2. Theorie

Bij het vergelijken van de gegevens van Cabauw en de Bilt met de verschillende typen parameterisaties van de nachtelijke grenslaag wordt gebruik gemaakt van de volgende theorie.

2.1 De turbulente hoogte van de stationaire, stabiele grenslaag

De bewegingsvergelijkingen voor een homogene, stationaire, atmosferische grenslaag zijn,

$$\begin{aligned} f(v-v_G) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= 0, \\ -f(u - u_G) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

waarin u en v de gemiddelde snelheidscomponenten in de x en y richting zijn (horizontale vlak), u_G en v_G de componenten van de geostrofische wind, f is de Coriolis parameter en z de verticale component. De turbulente wrijving $(\overline{u'w'}, \overline{v'w'})$ wordt met een eddy viscositeit K gemodelleerd.

Met K als een constante waarde kan vergelijking (1) opgelost worden, het resultaat is de zogenaamde Ekman spiraal. De hoogte van de Ekman spiraal h is dan:

$$h = c \sqrt{K/f} \tag{2}$$

c is een constante waarvan de grootte afhangt van de definitie van de grenslaaghoogte.

Voor een turbulente grenslaag is echter een constante waarde voor de eddyviscositeit met de hoogte niet reëel. Brost en Wyngaard (1978) stellen voor stabiele situaties een eddy diffusiviteit voor momentum voor:

$$\frac{K(z)}{k u_* h} = \frac{(z/h)(1 - z/h)^{1.5}}{1 + 4.7(z/L)} \tag{3}$$

waarin

$$u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}: \text{wrijvingsnelheid} \tag{4}$$

$$\tau_0 = (\overline{u'w'}, \overline{v'w'}): \text{momentum flux}$$

$$L = -\rho c_p u_*^3 / k \frac{g}{T} H \quad (5)$$

- ρ = dichtheid
 c_p = specifieke warmte bij constante druk
 k = von Kármán constante
 H = turbulente sensibele warmteflux.
 g = zwaartekrachtversnelling
 T = een absolute referentietemperatuur.

Voor $z/h \ll 1$ wordt (3) $K = k u_* z (1 + 4.7 z/L)$, de parameterisatie voor de eddyviscositeit in de oppervlaktelaag in stabiele omstandigheden (Businger et al. (1971)).

De (z/h) en $(1 - z/h)$ zijn om aan de grenslaag randvoorwaarden $k = 0$ op $z = 0$ en $z = h$ te voldoen.

Zilitinkevich (1972) stelde voor dat naar analogie met de Ekmanpiraal (2) bleef gelden als daarvoor een K wordt genomen die afhankelijk is met de hoogte. Door in (2) een effectieve waarde voor K in te vullen, die voldoet aan (3) bij een zekere z/h , krijgen we (Nieuwstadt, 1980):

$$h/L = \frac{c_1 u_* / fL}{1 + c_2 h/L} \quad (6)$$

De constanten zijn zo gekozen dat (6) in de neutrale limiet $L \rightarrow \infty$ naar $h = 0.3 u_* / f$ (Tennekes, 1973a) gaat en in zeer stabiele omstandigheden ($L \rightarrow 0$) naar $h = 0.4 \sqrt{u_*} L / f$ (Zilitinkevich, 1972). Dit betekent dat $c_1 = 0.3$ en $\sqrt{c_1 / c_2} = 0.4$.

2.2 Temperatuurberekening en prognostische vergelijking voor de inversiehoogte

Voor een vlak terrein onder horizontale homogene condities luidt de thermische energievergelijking:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (\overline{-w' \theta'}) + \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_r \quad (7)$$

- Hierin is θ gemiddelde potentiële temperatuur,
 θ' potentiële temperatuurfluctuatie
 t tijd
 $\overline{w' \theta'}$ turbulente sensibele warmteflux

w' fluctuaties van de verticale beweging

$(\partial\theta/\partial t)_r$ verandering van de gemiddelde temperatuur voor lang-
golvige straling (stralingsdivergentie).

Onder weglating van de afkoelingsterm door stralingsdivergentie en na integratie van (7) over de inversiehoogte h , krijgen we:

$$\int_0^h \frac{\partial\theta}{\partial t} dz = (\overline{w'\theta'})_s - (\overline{w'\theta'})_h \quad (8)$$

waarin $(\overline{w'\theta'})_s$ en $(\overline{w'\theta'})_h$ de turbulente sensibele warmteflux van de grond respectievelijk op inversiehoogte h voorstellen.

Onder aanname van een lineair potentiële temperatuurverloop met de hoogte zoals weergegeven in figuur 1:

$$\frac{\theta - \theta_h}{\theta_h - \theta_s} = - \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (9)$$

en gebruik makend van de Regel van Leibnitz voor uitwisseling van de volgorde van differentiëren en integreren:

$$\int_0^h \frac{\partial\theta}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h \theta dz - \theta_h \frac{dh}{dt}$$

gaat (8) over in:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2}(\theta_s + \theta_h)h - \theta_h \frac{\partial h}{\partial t} (\overline{w'\theta'})_s - (\overline{w'\theta'})_h \quad (9a)$$

I II III IV

In de nachtelijke grenslaag wordt vaak een snelle afname van de sensibele warmteflux met de hoogte geconstateerd waardoor de weglating van term IV uit (9a) gerechtvaardigd wordt. Met enkele aannamen:

$$\overline{\theta} = (\theta_s + \theta_h)/2$$

$$\delta\theta = (\theta_h - \theta_s)/2$$

w_e = entrainmentsnelheid*: dh/dt

kan (9a) geschreven worden als:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{(\overline{w'\theta'})_s + \delta\theta w_e}{h} \quad (10)$$

Aan de top van de nachtelijke grenslaag is de afkoeling van de potentiële temperatuur $\partial\theta_h/\partial t$ ongeveer een orde kleiner dan de afkoeling aan de grond $\partial\theta_s/\partial t$. Met weglating van de afkoelingsterm aan de top en met $\theta_h - \theta_s \equiv \Delta\theta_s$ oftewel de nachtelijke afkoeling aan de grond kan ook zo geschreven worden dat een groeivergelijking voor de nachtelijke grenslaag wordt verkregen:

$$dh/dt = - \frac{\partial\theta_s/\partial t}{\Delta\theta_s} \left(h - 2 \frac{(\overline{w'\theta'})_s}{\partial\theta_s/\partial t} \right) \quad (11)$$

$$\frac{\partial\theta_s/\partial t}{-\Delta\theta_s} = T_D^{-1} \quad T_D \text{ is een e-folding tijdschaal.}$$

Aan het begin van de nacht zal deze tijdschaal T_D vrij klein zijn, door kleine $\Delta\theta_s$, en kan daardoor de inversiehoogte snel stijgen. Turbulentie wordt dan nog niet zo sterk onderdrukt. Tegen het eind van de nacht is dat wel het geval en zal de groei van de grenslaag nog maar gering zijn. De grenslaaghoogte h stijgt dan naar een limiethoogte, h_{lim} toe.

$$h_{lim} = 2 \frac{\overline{\theta'w'_s}}{\partial\theta_s/\partial t}$$

Deze zogenaamde groeivergelijking wordt bij meerdere auteurs aangetroffen (Nieuwstadt, 1982; Yamada, 1979; Stull, 1983a).

Deze prognostische vergelijking geeft weer wat 's nachts in de grenslaag plaatsvindt. De oppervlakte parameters als u_* en $\overline{\theta'w'_s}$ zijn niet direct te koppelen aan de hele grenslaag. De tijdschaal waarin de grenslaag naar een evenwicht groeit, ligt in de orde van enkele uren (Brost en Wyngaard, 1978; Nieuwstadt, 1981; Stull, 1983a).

* entrainment is het proces dat het binnendringen en dus het uitwisselen (mengen) van lucht die boven de grenslaag aanwezig is, beschrijft.

De grenslaaghoogte stijgt naar een bepaalde limiethoogte met deze tijdschaal, de precieze waarde van deze hoogte en de tijdschaal is afhankelijk van de grondparameters.

2.3 Benaderingswijze volgens Stull

Stull (1983a) gaat in hoge mate empirisch te werk. Hij introduceert een lengteschaal H:

$$H = \int Q_H dt / \rho c_p \Delta\theta_s \quad (12)$$

gebaseerd op de historie van de nachtelijke sensibele warmteflux Q_h . H en $\Delta\theta_s$ zijn als schalingsparameters voor respectievelijk hoogte z en potentiële temperatuurverloop op hoogte z, $\Delta\theta$ te gebruiken. Stull vond dat de gegevens die in Wangara en Koorin gemeten zijn, zeer goed geparameteriseerd konden worden met het volgende exponentiële temperatuurprofiel (zie ook Appendix IV en VI))/

$$\Delta\theta = \Delta\theta_s \cdot e^{-az/H} \quad (13)$$

$\Delta\theta = \theta - \theta_o$, θ_o de potentiële temperatuur op de inversiehoogte, oftewel de oppervlaktetemperatuur op $t = 0$. a is een constante en is voor de Wangara en Koorin dataset 0.77.

Yamada (1979) poneert een potentieel temperatuurprofiel 's nachts aan de hand van experimenten een cubisch profiel:

$$\frac{\theta - \theta_h}{\theta_h - \theta_s} = -(1 - z/h)^3 \quad (14)$$

Afgezien van de begrenzing van dit profiel ($0 < z < h$) lijken het exponentiële en het cubische profiel veel op elkaar.

Een fysische interpretatie is mogelijk als de eerste wet van thermodynamica wordt uitgeschreven voor het potentiële temperatuurprofiel:

$$\int_0^{z_r} (\theta - \theta_o) dz = \int_0^t (Q_H / \rho c_p) dt + \int_0^t R dt \quad (15)$$

R is de stralingsdivergentieflex in m K/s van de laag tussen de oppervlakte en een referentiehoogte z_R (boven de laag van de afgekoelde lucht). De linkerterm

van (15) is:

$$\int_0^{z_R} (\theta - \theta_0) dz = \int_0^{z_R} \Delta\theta dz = H \Delta\theta_s / a.$$

Uit (12) volgt dat de eerste term van de rechterkant van (15) is:

$$\text{Dus } \int_0^t R dt = \frac{1-a}{a} H \Delta\theta_s.$$

Dus voor $a = 0.77$ is de stralingsdivergentie 33% van de som van de sensibele warmteflux $H \Delta\theta_s$.

Uit Appendix I volgt dat de oppervlakte onder het potentiële temperatuurprofiel wordt bepaald door de sommatie van de flux voor sensibele warmte onder verwaarlozing van de stralingsdivergentie.

Op basis van het exponentieel temperatuurverloop kan een eënduidige definitie voor de inversiehoogte h bepaald worden b.v. daar waar het potentiële temperatuurverval 2% of 5% van dat aan het oppervlak bedraagt, dan is respectievelijk $h = 5H$ en $h = 4H$.

Het idee dat de nachtelijke grenslaaghoogte naar een evenwichtshoogte toe groeit van Nieuwstadt (1981) en Yamada (1979) kan ook uit de definitie van H afgeleid worden. Neem de tijdsafgeleide van v met

$$H \Delta\theta_s = \frac{Q_H t}{\rho c_p} \text{ met } Q_H = \rho c_p \overline{w'\theta'} \text{ en } h = bH \text{ met } b = \text{constante. Dan volgt}$$

$$\Delta\theta_s \frac{dH}{dt} + H \frac{d\theta_s}{dt} = \overline{w'\theta'}$$

$$\text{en wordt } dh/dt = (h_{\text{lim}} - h)/T_D$$

$$\text{en } T_D = \Delta\theta_s / (d\theta_s/dt) \text{ en } h_{\text{lim}} = b \overline{w'\theta'} / (d\theta_s/dt) \quad (16)$$

Om deze theorie te sluiten is nog één vergelijking tussen H en $\Delta\theta_s$ nodig.

Stull (1983b) definieert een alternatieve bulkparameterisatie voor turbulentie:

$$B \equiv H / (-\Delta\theta_s). \quad (17)$$

Grote waarden van B betekenen dus meer turbulentie dan bij kleinere waarden. B kan ook opgevat worden als richtingscoëfficiënt van de raaklijn aan het

potentiële temperatuurprofiel op $z = 0$.

Als $\overline{Q_H}$ constant in de tijd verondersteld mag worden dan $H = \overline{Q_H} t / \Delta\theta_s$ en levert met (17)

$$H = (-\overline{Q_H} t B)^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

$$-\Delta\theta_s = (-\overline{Q_H} t/B)^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

Het essentiële ligt hierin dat B nu onafhankelijk van de tijd is gemaakt. Deze \sqrt{t} afhankelijkheid van H en $\Delta\theta_s$ in (18) en (19) wordt bevestigd in de literatuur. Brost en Wyngaard (1978) en Brunt (1939).

Stull (1983b) gaat verder door B te parameteriseren in externe variabelen:

$$B = \text{functie}(Q_H, f, U_G, z_0, g/\theta, \beta) \quad (20)$$

waarin β de terreinhelling is en \sim een notatie voor de vector.

Uit schaalanalyse en waarnemingen (Wangara en Koorin) poneert hij dat

$$B = [f U_G/z_s]^{3/2} / (-g Q_H) \quad (21)$$

Hij maakt deze veronderstelling aannemelijk door te laten zien, dat er twee snelheidsschalen gedefinieerd kunnen worden die de oorzaak en het effect van de nachtelijke grenslaag bulk-turbulentie moeten weergeven v'_s resp. v'_B .

De twee gedefinieerde snelheidsschalen worden gepresenteerd als

$$v_s \equiv [f U_G/z_s]^{1/2} \quad (22)$$

$$v_B \equiv [(g H/\Delta\theta_s) Q_H]^{1/3}$$

De z_s in (21) en (22) is een plaats en richtingsafhankelijke ruwheidsparameter maar duidelijk orden groter dan z_0 , nl. enkele kilometers. Door de richtingsafhankelijkheid wordt de historie van de terreinruwheid stroomopwaarts in de ruwheidsparameter meegenomen. De turbulentie intensiteit hangt dus onder andere af van over wat voor soort terrein de luchtmasa zich gedurende de nacht heeft bewogen.

gedurende de nacht heeft bewogen.

De parameterisatie voor H uit (18) en (21) wordt dan:

$$H^2 = \left(\frac{\overline{Q_H}}{Q_H} \right) \left(\frac{\overline{U_G}}{U_G} \right) (f U_G / z_s)^{3/2} t/g \quad (23)$$

waarin $\overline{Q_H}/Q_H$ en $\overline{U_G}/U_G$ respectievelijk correctiefactoren zijn als de externe variabelen $\overline{Q_H}$ en $\overline{U_G}$ niet constant zijn of zijn geweest. Meer vormen voor correctie factoren zijn mogelijk maar deze voldeden voor de dataset van Stull het beste. De quotiënten $\overline{Q_H}/Q_H$ en $\overline{U_G}/U_G$ werken zo dat het verleden langer doorspeeld in de parameterisatie van H.

Als echter de factoren constant zijn gaat (23) over in:

$$H^2 = (f U_G z_s)^{3/2} t/g \quad (24)$$

2.4 Opmerkingen

1. In de literatuur over de nachtelijke grenslaag worden twee hoogtes van de nachtelijke grenslaag gehanteerd; de turbulentie hoogte en de inversiehoogte. Alhoewel beide door de turbulente fluxen met elkaar in verband staan, mogen ze niet door elkaar gebruikt worden. Het is de stralingsdivergentie die deze twee hoogtes van elkaar ontkoppeld. In nachten met veel turbulentie zal daarom de turbulentie hoogte beter overeenkomen met de inversiehoogte dan in gevallen met weinig turbulentie.
2. De theoretische grondslag in de artikelen van Stull is zwak. De theorie is voornamelijk op empirie gebaseerd. Vooral de parameterisatie van de twee snelheidsschalen is arbitrair. Positieve kanten van de theorie van Stull zijn
 - a. exponentiële potentiële temperatuurprofiel komt er in Wangara en Koorin goed uit.
 - b. Nadruk ligt sterk op de advectie geschiedenis, vooral die van de ruwheidslengte die, in tegenstelling tot overdag, 's nachts waarschijnlijk een zeer grote rol speelt.

ad 1. Het gebruiken van een model van de nachtelijke grenslaag is bepalend voor welke hoogte belangrijk geacht wordt. Voor een luchtverontreinigings-model is de turbulentie hoogte belangrijker dan de inversiehoogte. Bij weerverwachtingsmodellen waarin de minimum temperatuur berekend moet worden, is de inversiehoogte een belangrijke parameter. Voor een kwantitatieve afschatting tussen de twee grenslaag-hoogten wordt verwezen naar Appendix VII.

3. Analyse meetgegevens

Bij het vergelijken van de verschillende typen parameterisaties van de nachtelijke grenslaag met gegevens van Cabauw en de Bilt werd gebruik gemaakt van de volgende gegevens:

3.1 Radiosondes te de Bilt.

Met behulp van ijkstrookjes voor temperatuur en relatieve vochtigheid is van de ruwe radiosonde registraties, temperatuur en relatieve vochtigheid afgelezen op elke radiosonde signaal tot aan het eerste significante punt. (Punt waar grote temperatuursprong is. Het eerste punt wordt als inversiehoogte beschouwd). Dit werd uitgevoerd voor de radiosonde gegevens van 00.00 GMT.

Voordeel:

temperatuur en vochtprofielen werden verkregen over een grote hoogte (honderden meters).

Nadelen:

1. Voor gebruik in de grenslaagmeteorologie van temperatuur en vochtprofielen is de radiosonde te onnauwkeurig.
 - a) de ijkstrookjes worden vochtig geijkt d.w.z. dat de schaaltes bij hernieuwde analyse geen echte ijkschaaltjes meer kunnen zijn, door het krimpen.
 - b) Gevolg van a) onder andere is dat het afleesschaaltje ook niet goed ingesteld kan worden (het afleesschaaltje dient namelijk exact op twee lijntjes op het radiosonde papier samen te vallen. Door het krimpen van

de schaaltes is instellen hierop een arbitraire zaak).

- c) De temperatuur en vocht signalen vallen niet samen met het druksignaal. Zo is moeilijk uit te maken welke druk dus op welke hoogte bij welke temperatuur of relatieve vochtigheid hoort.
 - d) Door een tijdsfout in de signalen, wordt een fout verkregen in de hoogte d.w.z. het signaal doorkomend is niet representatief voor die plaats (hoogte) maar voor een plaats (hoogte) x meters lager. De fout wordt geschat op 30-40 m.
2. Het eerste signaal waarop temperatuur en relatieve vochtigheid worden doorgegeven bevindt zich meestal tussen de 40-80 meter. Dus juist in de oppervlaktelaag zijn er geen radiosondegegevens.

3.2 Meetmast te Cabauw

Van de 200 m hoge meetmast te Cabauw zijn de gegevens voor temperatuur en specifieke vochtigheid op de hoogtes 0.6, 2, 10, 20, 40, 80, 120, 160 en 200 meter gebruikt. Zowel op 10 als op 200 m is de windsnelheid gebruikt, de windrichting op 20 en 200 meter. Een beschrijving van de meetmast te Cabauw en omgeving kan gevonden worden in Driedonks e.a. (1978).

Voordeel: de meetgegevens zijn nauwkeuriger dan die van de radiosonde.

Nadeel: Er wordt maar tot 200 m gemeten waarvoor informatie die voor grenslagen hoger dan 200 m belangrijk zijn ontbreekt (b.v. voor inversiehoogte bepaling).

De turbulente hoogte bepaling m.b.v. sodar levert vaak moeilijkheden op. Ze waren nog niet geanalyseerd en zijn daarom niet gebruikt.

4. Resultaten

4.1 Testen exponentiële potentiële temperatuurprofiel

Voor 25 nachten in de periode maart - augustus 1982 zijn op de tijdstippen 2000, 2300 en 0200 uur GMT, de potentiële temperatuurprofielen van

Cabauw uitgezet (Observaties uitgesplitst in a, b, c voor resp. tijdstip).

De nachten zijn in eerste instantie geselecteerd op het criterium dat het punt waar het temperatuurprofiel adiabatisch wordt (inversiehoogten) beneden de 200 m moet liggen.

Daar de afkoeling en dus de inversiehoogte vaak boven de 200 m doorgaat is dit criterium verruimd tot, die de nachten waar de potentiële temperatuur niet méér toeneemt dan met 0.2°C in de bovenste 40 m.

In eerste instantie werden deze nachten geselecteerd om 23.00 uur GMT om deze te kunnen vergelijken met de radiosondes van 00.00 GMT*. Gevolg kan dus zijn dat de profielen om 02.00 GMT niet meer aan dit criterium voldoen.

Belangrijk bij bovenstaande is dat profielen verkregen worden die het merendeel van de afkoeling (lees oppervlakte onder het profiel) binnen de 200 m hebben.

Van deze profielen is bepaald: (Tabel I)

- a. de oppervlakte onder het potentiële temperatuurprofiel beschreven in Appendix III (Opp.).
- b. de afkoeling van de oppervlakte temperatuur op 1.5 m, $\Delta\theta_s = \theta_s(t) - \theta_o$, waarbij θ_o de waarde van het goed gemengde profiel boven de nachtelijke grenslaag is. Hetgeen beter is dan de afkoeling op 1.5 m alleen in de tijd te beschouwen d.w.z. $\Delta\theta_s = \theta_s(t) - \theta_s(t = 0)$.
 θ_o wordt weliswaar constant in de tijd verondersteld maar wordt door advectie beïnvloed. Aangenomen wordt dus dat door advectie de gehele grenslaag opwarmt of afkoelt. Door θ_o in plaats van $\theta_s(t = 0)$ te nemen wordt de invloed van advectie geëlimineerd.
- c. de nachtelijke sensibele warmteflux lengteschaal H en de bulk turbulentie parameter bepaald met $H = \text{Opp}/\Delta\theta_s^{**}$ en $B = \text{Opp}/\Delta\theta_s^2$.
- d. De dimensieloze variabelen $\Delta\theta/\Delta\theta_s$ en z/H .
 De empirische temperatuurprofielen van Yamada (1979) vergl. 14 en Stull (1982) vergl. 13 worden met de onder d. bepaalde variabelen getest:

* Deze wordt om ongeveer 23.00 GMT opgelaten.

** Er komt geen a in deze notaties voor omdat hier de som van een sensibele warmte en stralingsdivergentie wordt gehanteerd (dus a = 1).

$$\Delta\theta/\Delta\theta_s = \exp - z/H^*$$

Verklaarde variantie 93% $z > 1.5 \text{ m}$

$$\Delta\theta/\Delta\theta_s = (1 - z/4H)^3$$

Verklaarde variantie 89% $1.5 < z < 4H$

$$\Delta\theta/\Delta\theta_s = (1 - z/3H)^2$$

Verklaarde variantie 83% $1.5 < z < 3H$

Gezien kan worden dat de eerste twee profielen goed voldoen. De factoren 4 resp. 3 in de cubische en kwadratische profielen zijn toegevoegd aan het oppervlak gelijk aan de definitie $H\Delta\theta_s$ te houden.

In figuur 2 staan de dimensieloze variabelen $\Delta\theta/\Delta\theta_s$ en z/H uitgezet.

Het exponentiële temperatuurprofiel ontstaat in nachten waar de uitstraling sterk domineert over het transport, door mechanische turbulentie, van koude lucht naar boven en warmere lucht naar beneden. Een sterke temperatuurgradiënt bouwt zich van de grond af aan op. Daarentegen wordt het exponentiële profiel "verplaatst" bij nachten waarin de mechanische turbulentie overheerst, een grondinversie blijkt meestal bestaan maar het temperatuurprofiel loopt "recht" omhoog tot de menglaaghoogte (waarop transport van afgekoelde lucht mogelijk is) waarna het profiel asymptotisch naar de potentiële temperatuur op $t = 0$ nadert. Beide profielen zijn schematisch weergegeven in figuur 3 A, B:

Uit de observaties blijkt dat profiel B niet als zodanig voorkomt echter wel profielen die daar op lijken (observaties 6, 27, 32). Daaruit kan gezien worden dat in eerste instantie het exponentiële profiel aanwezig is, doch dat het waarschijnlijk bij toenemende wind opgetild wordt, waardoor de inversie hoogte meestal boven de 200 m komt te liggen, waardoor deze gevallen zeer sterk in onze dataset ondervertegenwoordigd zijn.

* Er komt geen a in deze notatie voor omdat hier de totale afkoeling beschouwd wordt d.i. de som van de sensibele warmte flux en stralingsdivergentie geïntegreerd met de tijd (dus $a = 1$).

4.2 Verband inversiehoogte Cabauw - de Bilt

De berekende nachtelijke grenslaaghoogte* in het AMT-model zou in principe getoetst kunnen worden tegen de geobserveerde inversiehoogte die met behulp van de radiosonde worden gemeten. Voor de nachtelijke grenslaaghoogten zou dan het eerste significante punt gebruikt moeten worden (d.i. een verandering in de temperatuurgradient).

Om na te gaan of zo'n toetsing van het AMT model mogelijk is, is nagegaan hoe de correlatie tussen de grenslaaghoogte van Cabauw met die van de Bilt is. Een vergelijking tussen deze geobserveerde inversiehoogten te de Bilt en die geobserveerd uit de profielen te Cabauw, wordt weergegeven in figuur 4. De inversiehoogte te Cabauw is bepaald met de definitie: de hoogte waar nog 5% van de oppervlakte afkoeling $\Delta\theta_s$ wordt gevonden. Deze hoogte komt, zoals gezien kan worden uit 4.1, dus goed overeen met $3H$ ($a = 1$ genomen, zie noot vorige pagina, de "5% inversiehoogte" wordt dan $3H$ i.p.v. $4H$). Zoals gezien kan worden is het verband zwak te noemen (correlatie coefficient is 0.43) uit figuur 4.

Hierbij worden dan wel de ruimtelijke verschillen tussen Cabauw en de Bilt verwaarloosd (verschillen in z_0 waarden (ruwheid terrein)).

Geconcludeerd kan dus worden dat het eerste significante punt slecht overeenkomt met de inversiehoogte ($\equiv 3H$) van Cabauw. De hoofdoorzaak zal gelegen zijn in de analyse van dat punt. D.w.z. het eerste significante punt van de sonde in de Bilt is het punt waar het profiel weer naar de onstabiele atmosfeer knikt. Waarschijnlijk wordt daardoor een heel lang stuk temperatuurprofiel met een zeer kleine positieve temperatuurgradient (inversie) of adiabatisch verloop beschouwd als inversiehoogte.

Gevolg is dat dit significante punt hoger uitkomt dan de inversiehoogte bepaald met 5% $\Delta\theta_s$, zoals blijkt uit de gemiddelde waarden van de inversiehoogten van Cabauw t.o.v. de Bilt: 143 m resp. 298 m.

* In het AMT model wordt de grenslaaghoogte berekend met vergelijking 6 uit 2.1. Dit is de hoogte van de turbulentie laag. Zoals al eerder opgemerkt onder 2.4 zijn deze hoogte en de inversiehoogte ontkoppeld door stralingsdivergentie en zal de vergelijking tussen deze twee hoogtes, zeker bij minder turbulente nachten, niet altijd correct zijn.

4.3 Test in het AMT model van verschillende waarden van $\sqrt{c_1/c_2}$ in het cubisch temperatuurprofiel

De in 4.1 verkregen resultaten rechtvaardigen het inbouwen van een cubisch profiel in het AMT model (Het inbouwen van een e-macht levert programmatechnisch grotere problemen). Omdat de nachtelijke grenslaag niet hoger mag zijn dan de instabiele grenslaag overdag werd in de praktijk voor een nog andere oplossing gekozen. Het cubische profiel wordt in het programma vervangen door een lineair profiel, echter zodanig dat het afgekoelde oppervlak gelijk blijft. Zie fig. 4 in Reiff (1984).

Daarna hebben we enige variaties aangebracht in $\sqrt{c_1/c_2}$ van form. (6), die het gedrag in de stabiele limiet ($L \rightarrow 0$) bepaald. De resultaten waren voor de zomerperiode 1981, die ook in Reiff (1984) als testgevallen gebruikt worden als volgt.

Aankomst 00.00 GMT, advectie boven land met de gemiddelde bewolking langs de trajectorie ($< 75\%$ mae), en de correlatie coefficient (cc) tussen de voorspelde en waargenomen temperatuur op 1.5 m hoogte. Het aantal gevallen bedraagt 39.

$\sqrt{c_1/c_2}$	me	mac	cc
.72	-.37	1.77	.84
.85	-.09	1.60	.87
1.00	.25	1.39	.89
1.15	.54	1.36	.89

Conclusie: het ziet er naar uit, dat grotere waarden voor $\sqrt{c_1/c_2}$ de temperatuur nabij de grond beter beschrijven. De voor grote waarden van $\sqrt{c_1/c_2}$ grote positieve systematische fout zou dan door de tot nog toe in het programma verwaarloosde stralingsdivergentie verklaard kunnen worden.

4.4 Testen parameterisatie van de sensibele warmteflux historie lengteschaal H

De parameterisatie van H beschreven in Stull (1983), theorie vergelijking 23-24, is de sluitende schakel in het nachtelijke bulk grenslaagmodel. Vandaar dat de geldigheid van de vergelijkingen wat beter (intensiever) getest en

geanalyseerd zijn. Het is van groot belang te weten wanneer dit model goed te gebruiken is.

De variabelen in deze vergelijkingen hebben de volgende waarden:

- a. U_G : is de windsnelheid op 200 m, en wordt geacht de beste schatting te zijn voor de geostrofische wind*.
- b. t : is de tijd vanaf het tijdstip dat de sensibele warmte flux negatief wordt. Hier is deze tijd t gedefinieerd als zijnde het tijdstip waar het temperatuurverschil ΔT tussen 0.6 en 10 m temperatuurmetingen kleiner wordt dan 0.
- c. f : 10^{-4} s^{-1} .
- d. g : 9.81 m.s^{-2} .
- e. z_s : wordt in eerste instantie niet meegenomen en wordt dus constant gehouden (een constante zou het beste als het quotiënt van de gemiddelden van geobserveerde H en berekende H genomen kunnen worden:

$$z_s^{3/4} = \frac{\sum H_{\text{obs}}}{\sum H_{\text{ber}}}$$
).

In eerste instantie wordt dus alleen de invloed van t en U_G op de trend van H beschouwd. In formule

$$H = c (f U_G)^{3/4} t^{1/2} / g^{1/2}.$$

Bij de statistische verwerking d.i. de verbanden tussen H geobserveerd uit de profielen m.b.v. oppervlakteberekening (vgl. 12 theorie en Appendices I, II en III) $H_{\text{obs}} \equiv \int \Delta\theta dz / \Delta\theta_s$ en H berekend met bovenstaande formule H_{ber} is gekeken naar:

de invloed op de correlatiecoëfficiënt tussen H_{obs} en H_{ber} van:

1. de afkoelingstijd
2. andere machten van de windsnelheid en de tijd uit de formule voor H_{ber}
3. de turbulentie intensiteit
4. de bedekkingsgraad
5. de advectierichting**

De correlatie coefficient voor de hele dataset is 0.49 (69 waarnemingen).

* Dit zal over 't algemeen genomen redelijk goed functioneren. Het zal fouten kunnen opleveren als de zogenaamde 'low level jet' in de buurt zit van de 200 m.

** gekoppeld aan onderdeel 4.5.

Een niet nader te verklaren verband tussen deze correlatiecoëfficiënten en de temperatuurgradiënt γ die gebruikt wordt bij de berekeningen van de oppervlakte wordt vermeld in Appendix IV.

4.4.1 Afkoelingstijd

De correlatiecoëfficiënten van de relaties tussen $H_{\text{obs}} - H_{\text{ber}}$ voor de 3 verschillende tijdstippen 20.00, 23.00 en 02.00 GMT zijn:

aannemende dat $\gamma = 1.0 \text{ K/100 m}$ resp. 0, 0.55, 0.58.

De correlatiecoëfficiënt voor het eerste tijdstip is lager dan het latere tijdstip en is beïnvloed door onrechtmatigheden in de berekening van de geobserveerde H . Geconcludeerd kan worden dat de parameterisatie voor het eerste tijdstip slecht voldoet en in verdere beschouwingen weggelaten dient te worden, voor zover anders vermeldt.

4.4.2 Analyse van de machten in de parameterisatie

Een aantal experimenten zijn uitgevoerd om de beste parameterisatie te vinden voor H . Daarbij zijn de machten van U_G en t in de formule gevarieerd over een aantal waarden (in $f U_G^A \cdot t^B / g^{\frac{1}{2}}$). De bijbehorende correlatiecoëfficiënten staan in tabel IIa weergegeven.

Uit de tabel valt te concluderen dat er geen grote verschillen zijn tussen de verscheidene parameterisaties, met uitzondering van de parameterisatie waar de windsnelheid U_G helemaal niet meegenomen wordt. De parameterisatie van Stull $A = 3/4$ en $B = 1/2$ voldoet goed, de resultaten discrimineren niet naar waarden van A tussen een $\frac{1}{2}$ en 2.

4.4.3 Turbulentie intensiteit

Uit de observaties te Cabauw kunnen met behulp van een temperatuurverschil tussen twee hoogten (2 en 10 m) en de windsnelheid op 10 m, de fluxen voor sensibele warmte en momentum geschat worden (zie Appendix II) en worden in 4.5 gebruikt om de som van de sensibele warmte flux te berekenen en deze gegevens zijn vermeld in Tabel III. Het blijkt dat in 16 van

de 25 nachten op enkele tijdstippen deze fluxen niet meer berekend kunnen worden daar of de windsnelheid kleiner dan 1 m/s is of de grenslaag te stabiel is d.i. het R_{if} getal is groter dan 0.167 (het programma dat de fluxen berekent itereert dan niet meer, zie Holtslag (1984)). De dataset is gesplitst in het voorkomen van zo'n lage turbulentie intensiteit en een meer continue turbulentie intensiteit. De correlatiecoëfficiënten voor deze twee datasets zijn resp. 0.48 en 0.40. Dat zijn resp. de nachten nr. 1, 2, 5, 6, 8, 11, 12, 14, 16, 17, 25, 27, 30, 31, 25, 36 en 7, 13, 19, 20, 22, 28, 32, 33 en 34.

4.4.4 Bedekkingsgraad

Om de invloed van de uitstraling na te gaan, zijn nachten geselecteerd die wolkenloos waren (nachten 1, 2, 6, 7, 8, 12 en 32). Voor de tijdstippen 20.00, 23.00 en 02.00 GMT is de correlatiecoëfficiënt 0.81. Met weglating van de eerste punten van 20.00 uur GMT blijft de correlatiecoëfficiënt gelijk. Wolkenloze nachten voldoen dus uitstekend aan de parameterisatie van Stull.

4.4.5 Advectierichting

Voor de nachten waarin de integraal van de warmteflux (berekend met de flux-profielrelaties uit Appendix II) met de tijd;

$$\int_0^t \overline{\theta'w'} dt$$

kleiner was dan de integraal van het potentiële temperatuurprofiel met de

hoogte; $\int_0^z \theta dz$, is de correlatiecoëfficiënt tussen H_{obs} en H_{ber} uitgerekend

voor de tijdstippen 20.00, 23.00 en 02.00 uur GMT; 0.62 (Observaties 1, 2, 6, 11, 12, 14, 17, 27, 30, 32 en 34).

Om de invloed van de advectierichting na te gaan, zijn uit deze dataset de nachten geselecteerd die een oostelijke advectierichting hebben, omdat uit die advectierichting een kleinere verstoring in type en ruwheid van het terrein te verwachten zijn ten opzichte van andere aanstromingsrichtingen. In feite worden die nachten geselecteerd waarbij de lucht over een op een zoveel mogelijk op Cabauw gelijkend terrein aangevoerd is.

De correlatie coëfficiënt voor deze nachten tussen $H_{\text{obs}} - H_{\text{ber}}$ is 0.78. Dit zijn 6 nachten (17 waarnemingen nr. 2, 6, 12, 27, 32 en 33). Dit zijn correlatiecoëfficiënten die in de buurt liggen van die Stull (1983b) vindt met de dataset van Wangara en Koorin. Stull selecteert zijn materiaal zeer grondig en houdt van bijvoorbeeld de Wangara dataset 9 observaties uit 60 observaties over.

Deze strenge selectie kan ook op de oostelijke gevallen worden toegepast; de nachten moeten een zo homogeen mogelijke aanstromingsrichting hebben in een ongestoorde nachtelijke omgeving. Zoals uit punt 2 al bleek is dat bij de eerste observaties om 20.00 niet het geval. Vaak is de grenslaag dan nog in de overgang van een convectieve naar een stabiele grenslaag, niet de hele grenslaag is dan reeds stabiel.

Als deze observaties uit de oostelijke dataset geschrappt worden, kan het verband tussen H_{obs} en H_{ber} redelijk genoemd worden; correlatiecoëfficiënt is 0.85 (73% van de variantie verklaard, 11 waarnemingen). Echter zoals gezien kan worden uit deze dataset vormen bewolkingsloze nachten de meerderheid van het aantal observaties. Als we de dataset van de bewolkingsloze nachten splitsen in westelijke en oostelijke gevallen wordt geen significant verschil in correlatie aangetroffen. Door voortdurende splitsing in de dataset is het moeilijk om precies na te gaan of de advectierichting dan wel de bedekkingsgraad oorzaak van de correlatieverhoging is tussen H_{obs} en H_{ber} .

Gezien de invloed van bedekkingsgraad en advectierichting op de correlatie tussen berekende en geobserveerde inversiehoogte, is de parameterisatie voor deze hoogte van Stull nog eens getest maar dan met nachten die wolkenloos waren (bedekkingsgraad code 00900) aangevuld met nachten die een oostelijke advectierichting hadden (nachten 1, 2, 6, 7, 8, 12, 27, 32, 33). Correlatiecoëfficiënten bij verscheidene parameterisaties staan weergegeven in Tabel Iib.

De correlaties veranderen vrijwel hetzelfde als in tabel Ia met de verschillende parameterisaties met alleen het verschil in de grootte van de correlaties.

4.5 z_s -berekening

De richtingsconstante z_s in de parameterisatie van H is uitgerekend voor die nachten (23.00 en 02.00 GMT) waarin de sensibele warmteflux kleiner was dan de oppervlakte onder het temperatuurprofiel ($I_{H_s} < \text{Opp}$). Deze z_s is uitgezet in figuur 6 tegen de windrichtingssector waaruit de wind gedurende de voorgaande 3 uur heeft gewaaid.

Uit de figuur valt te zien dat in de sector $210^\circ - 10^\circ$ de spreiding in de z_s waarden hoger is dan in complementaire sectors. De sector waarin geen watervlakten voorkomen loopt voor Cabauw van $40^\circ - 220^\circ$.

Gemiddelde z_s voor sector $210^\circ - 10^\circ$: 2186 m

Gemiddelde z_s voor sector $10^\circ - 210^\circ$: 1465 m.

Stull (1983b) vindt z_s waarden die iets hoger liggen (2-5 km).

4.6 Berekening stralingsdivergentie

4.6.1 via sensibele warmte flux berekeningen

Om de afkoelingshistorie ten gevolge van de sensibele warmte flux, H_s , zoals toegelicht in Appendix I, te kunnen berekenen, werd vanaf het tijdstip dat H_s van teken verandert, de integraal over H_s in de tijd uitgerekend, I_{H_s} ($= \int_0^t \theta'w' dt$).

In tabel III zijn voor de 25 nachten de berekeningen weergegeven van de sensibele warmteflux H_s volgens 3.2, de geïntegreerde H_s , I_{H_s} , de afkoeling van het oppervlak als $\Delta\theta_s$, en de lengteschaal H-Stull. Tevens zijn een aantal voor de berekening van de flux benodigde parameters weergegeven, die tevens een hulpmiddel zijn in het interpreteren van de toestand (stratificatie) van de grenslaag (onder meer θ_* , u_* , L, Ri bulkgetal ($\equiv g/T \Delta\theta_s h/U_G^2$)). Het verschil tussen de oppervlakte Opp onder de temperatuurprofielen, berekend volgens Appendix III, en de I_{H_s} geeft aan de hoeveelheid afkoeling per tijdseenheid ten gevolge van stralingsdivergentie.

Van de 25 nachten blijken echter in 14 gevallen, de I_{H_s} groter te zijn dan de Opp, m.a.w. uit de berekeningen van I_{H_s} met de observaties van Cabauw blijkt dat de luchtmasa meer afgekoeld zou moeten zijn door turbulentie dan uit de observaties (temperatuurprofiel) gevonden wordt (Opp).

Als verondersteld mag worden dat de fluxen correct berekend zijn, betekent

deze discrepantie tussen berekeningen en observaties van de fluxen dat deze fluxen niet representatief geacht mogen worden voor het gebied waarover de luchtmassa getransporteerd is.

Op het eerste gezicht lijken deze discrepanties op te treden in gevallen met een hogere windsnelheid. Als de advectionnelheid vrij klein is, en tegelijkertijd dus ook de fluxen kleiner zijn, is de Opp meestal groter dan IH_g . Deze nachten worden dan gedomineerd door stralingsdivergentie (stralingsnachten).

De 25 nachten beschouwend zou men dan geneigd zijn te concluderen dat het verschil tussen Opp en IH door de windsnelheid zou geschieden. Maar in de meeste gevallen met sterke winden komt de advection uit het westen. Bovendien is er één nacht met een sterke wind met advection uit het oosten, waarin de Opp wel groter is dan de IH. In figuur 5 is daarom het teken van het verschil tussen Opp en IH uitgezet tegen windrichting en -snelheid. Uit de figuur blijkt dat de nachten die een oostelijke advectionrichting hebben, geen overschatting van de sensibele warmteflux geven.

Daarentegen zijn er enkele nachten met een westelijke en zuidelijke aanstroming met lage windsnelheden die wel een overschatting van de afkoeling geven.

Uit bovengaande lijkt het gerechtvaardigd om te mogen concluderen dat de discrepantie tussen de oppervlakte onder de potentiële temperatuurprofielen en de tijdsgeïntegreerde sensibele warmtefluxen, meer door de advectionrichting dan door de grootte van de windsnelheid bepaald wordt. Een blik op de kaart toont dat een mogelijke oorzaak van deze discrepantie t.g.v. de advectionrichting zou kunnen zijn, dat bij westelijke advectionrichtingen tussen ZZO en NO (dit is een sector van circa 230°) de lucht in de grenslaag over stedelijke bebouwing en/of watervlakten (Hollandsch diep, IJsselmeer) wordt aangevoerd. Hierdoor wordt er waarschijnlijk veel minder warmte aan de grenslaag onttrokken dan plaatselijk in Cabauw (waar de fluxparameterisatie op gebaseerd is). De stedelijke bebouwing fungeert als een warmte eiland, t.g.v. de warmte capaciteit van de gebouwen wordt 's nachts nog veel warmte afgegeven. De minimum temperaturen tussen 00.00 - 12.00 GMT kan in stedelijk gebied graden hoger liggen dan in ruraal gebied. Dit verschil of wel "heat Island" sterkte genoemd hangt af van o.a. inwonersaantal, windsnelheid, bewolgingsgraad, en uiteraard ook van de advectionrichting die de luchtmassa heeft die over de stad aangevoerd wordt (Roodenburg, 1981).

Voor de nachten waarbij deze som IH_g onder de oppervlakte Opp blijft is

de H geobserveerd uit de fluxberekening uitgezet tegen de geobserveerd H uit de oppervlakten*. Het verband is zwak: correlatiecoëfficiënt: 0.54. Zonder 1e punten van 20.00 GMT wordt dat 0.65; $H_{flux} = 0.54 H_{opp} + 1.7$

$$H_{flux\ gem} = 25 \pm 19\ m$$

$$H_{opp\ gem} = 43 \pm 22\ m$$

Uiteraard wordt dus een grotere H uit de oppervlakte verkregen. Een waarde voor de constante a uit vgl. 13 zou hier dan $25/43 = 0.58$ betekenen. Met andere woorden stralingsdivergentie domineert in deze nachten. Stralingsdivergentie maakt dan 72% van het totale oppervlak uit (oftewel uit vgl. 13 $\frac{1-a}{a} = 72\%$ van de sensibele warmteflux som).

4.6.2 via een stralingsdivergentiemodel

In het exponentiële temperatuurprofiel, empirisch door Stull gevonden (vgl. 13 theorie) is een constante a verwerkt ($a = 0.77$). Deze geeft aan wat de bijdrage is van de turbulentie aan de afkoeling van de grenslaag, het totale oppervlak onder het temperatuurprofiel, dus $H \Delta\theta_s/a$. De rest, $1 - a$, geeft dus aan hoeveel de stralingsdivergentie bijdraagt aan de afkoeling.

Om na te gaan of deze a dezelfde waarde heeft en constant is voor Cabauw, werd de stralingsdivergentie apart uitgerekend met een programma van Nieuwstadt. Voor dit programma zijn nodig op hoogte z; temperatuur en specifieke vochtigheid. Daartoe zijn de observaties van Cabauw tot 200 m gebruikt met daar boven op de radiosonde gegevens (significante punten) van de Bilt van 23.00 GMT.

De uitvoer van het programma bestaat onder andere uit de afkoelingsnelheid in °C/s per band van 0-0.6 m, 0.6 - 1.4 m etc.. Om na te gaan wat de bijdrage van de stralingsdivergentie in de 25 nachten te Cabauw van de totale afkoeling (lees oppervlakte onder temperatuurprofiel) in de nacht is, wordt de afkoelingsnelheid per band geïntegreerd over de hoogte. Verkregen wordt dus mK/s; de toename van het oppervlak per tijdseenheid. Zie tabel IV.

De oppervlakten vermeld in Tabel III moeten, wil de bijdrage aan de afkoeling door turbulentie bepaald worden, verminderd worden met de stralings-

* observaties: 1, 2, 6, 11, 12, 14, 17, 27, 30, 32, 34.

divergentie in een zekere tijd. Als verondersteld wordt dat de stralingsdivergentie gebruikt mag worden gedurende de gehele nacht, dus op elk tijdstip, kan van elke oppervlakte de stralingsdivergentie in een bepaalde afkoelingstijd in mindering gebracht worden. Resultaat is echter dat van 50 van de 75 profielen (voornamelijk de profielen op 02.00 GMT) de resulterende oppervlakte negatief uitvalt. Voor de rest is een nieuwe H geobserveerd bepaald. Deze correleerde slechts met de geparameteriseerde H ($cc = 0.30$). Uit deze resultaten is aldus geen resultaat verkregen over de constante a.

Opmerking: in enkele nachten zijn de berekeningen van sensibele warmteflux stralingsdivergentie en oppervlakte bepaling onder het temperatuurprofiel met elkaar bij benadering in overeenstemming (observaties 2, 6, 27, 32: alle observaties met o.a. oostelijke advectionrichting).

5. Conclusies en discussie

In het voorafgaande is de temperatuuropbouw van de nachtelijke grenslaag getest. Daartoe werden voor de periode maart-augustus 1982 uit de dataset van Cabauw een aantal nachten geselecteerd, waarin 1) de nachtelijke temperatuurinversie lager dan 200 m (de hoogte van de Cabauw-mast) lag, en 2) de advection niet te groot was en de advection op verschillende hoogtes uit dezelfde richting kwam, en 3) de invloed van frontpassages te verwaarlozen was. Deze selectie leverde 25 nachten op. Door deze selectie werden gevallen met hoge windsnelheden en/of hoge bewolgingsgraad voor een groot gedeelte verworpen (de meer "stabiele" nachtelijke gevallen bleven over), hetgeen de hierna volgende resultaten beïnvloed kunnen hebben (zie Appendix VI).

Allereerst werd de vorm van het potentieel temperatuurprofiel onder de nachtelijke inversie getest. De 25 geselecteerde gevallen bleken zeer goed beschreven te kunnen worden met een exponentieel profiel ($c.c. = 0.96$) zoals voorgesteld door Stull (1983a) en een derde-machtprofiel ($c.c. = 0.94$), zoals voorgesteld door Yamada (1979). Een tweede-machtprofiel bleek minder goed te voldoen ($c.c. = 0.91$).

Verder werd nagegaan of er een verband bestond tussen de inversiehoogte te Cabauw en het karakteristieke punt boven het oppervlak van de radiosonde te de Bilt op 20 km afstand van Cabauw. Er bleek slechts een zwak verband te bestaan ($c.c. = 0.43$). Hieruit (en uit de manier waarop dit eerste karakteristieke punt wordt afgeleid), kan geconcludeerd worden, dat

operationele radiosondes niet bruikbaar zijn om de hoogte van de nachtelijke grenslaag te bepalen.

Het voornaamste deel van het onderzoek was de parameterisatie van de temperatuuropbouw van de nachtelijke grenslaag, zoals voorgesteld door Stull (1983 a, b) te testen. Deze stelde de volgende parameterisatie voor:

$$H = (f U_G z_s)^{3/4} (t/g)^{1/2}.$$

waarin H een "voelbare warmteflux historie lengteschaal" is, die verkregen wordt uit het quotiënt van oppervlakte onder het potentiële temperatuurprofiel (de nachtelijke afkoeling) en het temperatuurverschil tussen θ_0 (de potentiële temperatuur op de inversiehoogte) en θ_s de potentiële temperatuur op 1.5 m hoogte), f is de Coriolisparameter, U_G de geostrofische wind, z_s een bulk-terreinparameter, t de tijd nadat de voelbare warmteflux aan het begin van de avond negatief is geworden en g de zwaartekrachtversnelling (zie paragraaf 2.3).

Uit een vergelijking tussen de met Stull berekende H en de uit de 25 nachten van Cabauw waargenomen H (op 3 tijdstippen in de loop van de nacht: N = 69), volgde een correlatiecoëfficiënt van 0.49. Als we het materiaal echter sterk reduceerden en deze vergelijking maakten voor bewolkingsloze nachten (7 nachten, n = 21), liep de correlatiecoëfficiënt echter op tot 0.81.

Waarschijnlijk speelt behalve de bewolking, de advectionrichting ook een rol (5 van de 7 gevallen hadden een oostelijke advectionrichting, de "ongestoorde advection" richting te Cabauw). Verwacht mag worden dat bij advection uit westelijke richting (Cabauw ligt dan aan de lijszijde van watervlakten en bewoonde en/of industriegebieden), de voelbare warmteflux parameterisatie niet goed voldoet.

Verder bleek, dat de parameterisatie voor tijdstippen later in de nacht beter werkte dan voor een tijdstip 0 tot 3 uur na zonsondergang: voor de 23.00 en 02.00 GMT waarnemingen te Cabauw werden correlatiecoëfficiënten van 0.55 respectievelijk van 0.58 gevonden, voor de 22.00 GMT waarnemingen een c.c. van 0.0).

Tests, waarin de afhankelijkheid van de windsnelheid in de formule van Stull getest werd, leverde als resultaat dat de "waarnemingen" geen duidelijke voorkeur hebben voor de "exponent" waarmee de windsnelheid in de parameterisatie van Stull voorkomt. Over de range $U_G^{1/2}$ tot U_G^2 werd ongeveer

dezelfde correlatiecoëfficiënt verkregen.

De waarnemingen bleken niet afhankelijk te zijn van de exponent van de tijd t in de parameterisatie van Stull; tests, waarin H beschreven wordt met t^0 tot t , leverden eenzelfde correlatiecoëfficiënt op.

Samenvattend: De parameterisatie van Stull werkt goed op "ongestoorde" nachten: dat is advectie uit het oosten met weinig bewolking en wind. Of de voorgestelde parameterisatie van Stull de juiste windsnelheidsafhankelijkheid heeft, $U_G^{\frac{2}{3}}$ en tijdsafhankelijkheid $t^{\frac{1}{2}}$ kan niet worden nagegaan. Het aantal overgebleven ongestoorde nachten was te klein bij toelating van "meer" gevallen bleek het materiaal niet gevoelig voor de precieze exponentiële afhankelijkheid van U_G en t .

Tenslotte werd nagegaan of de fluxparameterisaties, zoals afgeleid door Holtslag en van Ulden (1983) uit materiaal te Cabauw, bovenstrooms van de mast in Cabauw, toegepast kunnen worden. Het blijkt dat bij een westelijke advectierichting discrepanties optreden tussen de nachtelijke afkoeling bepaald uit de integratie van fluxberekeningen in de tijd en integratie van het potentiële temperatuurprofiel met de hoogte te Cabauw. Waarschijnlijk is dit te wijten aan het feit dat de parameterisaties van de fluxen die voor Cabauw zijn uitgerekend in het algemeen niet bovenstrooms van de mast geldig zijn, hetgeen juist bij westelijke advectierichtingen (advectie over stedelijk en industrieel gebied, grote wateren e.d.) een grote rol kan spelen.

Referenties

- Brost, R.A. en J.C. Wyngaard , 1978. A model study of the stable stratified planetary boundary layer. J. Atmos. Sci., 35, 1427-1440.
- Brunt, D., 1939. Physical and Dynamical Meteorology, 2nd Ed., Cambridge University Press, 428 pp.
- Businger, J.A., en J.C. Wyngaard, Y. Izumi, E.F. Bradley, 1971. Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., 28, 181-189.
- Driedonks, A.G.M., H. van Dop en W.H. Kohsiek, 1978. Meteorological observations of the 213 m mast at Cabauw in the Netherlands. Proceedings of the fourth Symposium on Meteorological Observations and Instrumentation, A.M.S., Boston, Mass., 41-46.
- Driedonks, A.G.M., J. Reiff and A.A.M. Holtslag, 1984. Mesoscale results of an Air Mass Transformation Model in a Coastal Area. Memo, FM-84-31, KNMI. (unpublished manuscript)
- Holtslag, A.A.M. en A.P. van Ulden, 1983. De meteorologische aspecten van luchtverontreinigingsmodellen: eindrapport van het project klimatologie verspreidingsmodellen. Wetenschappelijk Rapport WR 83-4, KNMI.
- Holtslag, A.A.M., 1984. Estimates of diabatic wind speed profiles from near-surface weather observations. Boundary Layer Meteorology, 29, 225-250.
- Mahrt, L., 1981. Modelling the depth of the stable boundary layer. Boundary Layer Meteor., 31, 3-19.
- Nieuwstadt, F.T.M., 1980. A rate equation for the inversion height in a nocturnal boundary layer. J. Appl. Meteor., 19, 1445-1447.
- Nieuwstadt, F.T.M., 1981. The steady-state height and resistance laws for the nocturnal boundary layer: Theory compared with Cabauw observations. Boundary Layer Meteorology , 20, 3-19.

- Nieuwstadt, F.T.M. and Tennekes, H., 1981. A rate equation for the nocturnal boundary layer height. *J. Atmos. Sci.*, 38, 1418-1428.
- Roodenburg, J., 1981. Forecasting minimum temperatures for an airport and a nearby urban site. Scientific report W.R.81-8, KNMI De Bilt.
- Reiff, J., D. Blaauboer, H.A.R. de Bruin, A.P. van Ulden and G. Cats. An Air-mass transformation model for short-range weather forecasting. *Monthly Weather Rev.*, 112(1984), 393-412.
- Stull, R.B., 1983a. A heat flux history length scale for the nocturnal boundary layer. *Tellus*, 35A, 219-230.
- Stull, R.B., 1983b. Integral scales for the nocturnal boundary layer, Part 1: Empirical depth relationships. *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, 673-686.
- Tennekes, H., 1973a. Similarity laws and scale relations in planetary boundary layers. Workshop on Micrometeorology. D.A. Haugen ed., Amer. Meteor. Soc.
- Yamada, 1979. Prediction of the nocturnal surface inversion height. *J. Appl. Meteor.*, 18, 526-531.
- Zilitinkevich, S.J., 1972. On the determination of the height of the Ekman boundary layer. *Boundary Layer Meteor.*, 3, 141-145.
- Zilitinkevich, S.J., 1975. Resistance laws and prediction equations for the depth of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 32, 741-752.

Appendix I: Afleiding verband tussen de oppervlakte onder het potentiële temperatuurprofiel en de tijdsintegraal van de sensibele warmteflux.

Uit de turbulente energievergelijking*:

$$\rho c_p \left\{ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right\} = - \rho c_p \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{v_j' \theta'} + \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \quad (1)$$

bij horizontale homogeniteit en verwaarlozing van de moleculaire warmte transport term volgt:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w' \theta'} \quad (2)$$

Oftewel:

$$\partial \bar{\theta} \partial z = - \partial \overline{w' \theta'} \partial t$$

$$\int_I \partial \bar{\theta} \partial z = \int_{II} - \partial \overline{w' \theta'} \partial t \quad (3)$$

I is oppervlakte onder het potentiële temperatuurprofiel.

II is de tijdsintegraal over de flux, als we voor $\partial \overline{w' \theta'}$ de oppervlakte flux $\overline{w' \theta'}_s$ nemen dan is dus:

Oppervlakte onder potentiële temp. profiel =
tijdsintegraal van de oppervlakteflux, $\overline{w' \theta'}_s$. (sensibele warmteflux)

N.B. Stralingsdivergentie wordt hierin verwaarloosd.

* collegedictaat: Transport nabij het aardoppervlak. Jacobs/Wartena, LH Wageningen.

Appendix II: Schatting van de oppervlakte fluxen.

De oppervlakte fluxen voor sensibele warmte en momentum kunnen verkregen worden uit de profielen van temperatuur en wind met behulp van de similariteits theorie van Monin-Obukhov. Dyer en Webb (1974) geven semi-empirische flux profiel relaties, die luiden als volgt (zie ook Holtslag en van Ulden, 1983)

$$u_* = k u_z \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \beta \frac{z}{L} \right]^{-1} \quad (1)$$

$$\text{en } \theta_* = k \Delta\theta \left[\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) + \beta \frac{(z_2 - z_1)}{L} \right]^{-1} \quad (2)$$

$$L = \frac{u_*^3}{k \frac{g}{T} w' \theta'_s} = \frac{u_*^2}{k \frac{g}{T} \theta_*} \quad (3)$$

z_0 = oppervlakte ruwheid

u_z = windsnelheid op hoogte z

$\Delta\theta$ = temperatuurverschil tussen twee hoogten z_1 en z_2

k = von Karman constante.

β is een empirische constante en wordt hier 5.2 verondersteld.

De snelheid en temperatuurschalen u_* en θ_* worden bij gegeven z_0 (Wieringa, 1976, 1983) uit (1), (2) en (3) door itereren verkregen.

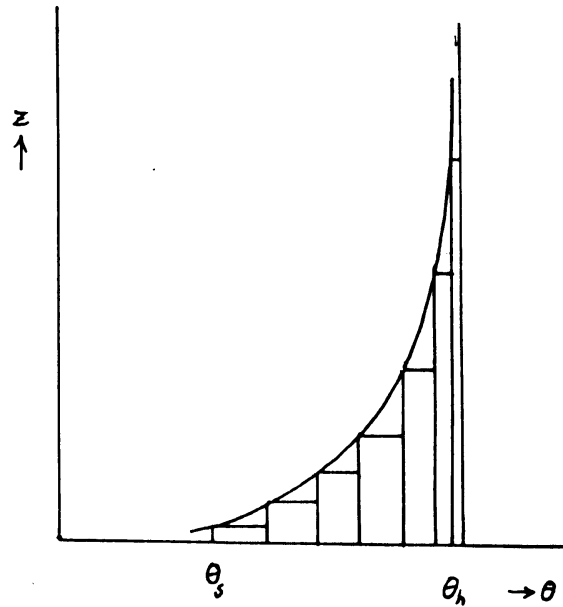
De sensibele warmteflux is gerelateerd aan deze twee schalen via:

$$H = - \rho c_p \theta_* u_* \quad (4)$$

en de wrijvingsnelheid

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (5)$$

Appendix III: Bepaling van de oppervlakte onder temperatuurprofielen.



In bovenstaande figuur staat een voorbeeld van een potentieel temperatuurprofiel. Dit profiel wordt ingedeeld in driehoekjes en rechthoekjes. De oppervlakte wordt uitgerekend door de oppervlakten van de verschillen de driehoekes en vierkanten uit te rekenen en deze te sommeren (met een computerprogramma).

Appendix IV: Invloed van de temperatuurgradiënt op de correlatiecoëfficiënt tussen de inversiehoogten geobserveerd uit de potentiële temperatuur profielen en die berekend met $f U_G^{3/4} t^{1/2} / g^{1/2}$.

De correlatiecoëfficiënten behorende bij het verband tussen de berekende en geobserveerde H (berekend uit de oppervlakte van temperatuurprofielen met verschillende gradienten γ) waren:

aannemende dat $\gamma = 0.65$ K/100 m	c.c. = 0.66
" " $\gamma = 0,8$ K/100 m	c.c. = 0.62
" " $\gamma = 1.0$ K/100 m	c.c. = 0.49

Een verschil in de gradiënt γ komt bij de berekening van de oppervlakten overeen met het verschil tussen de gradiënten maal de hoogte z d.w.z. van de oppervlakten worden ocnstante oppervlakten afgetrokken.

Wij zijn hier uitgegaan van een γ van 1 K/100 m. Reden waarom de gradient van 0.65 K/100 m oftewel van elk oppervlak wordt 70 mK afgetrokken een hogere correlatiecoëfficiënt geeft is niet duidelijk. (De geparameteriseerde H onderschat dus systematisch de geobserveerde H).

Appendix V: Alternatief parameterisatie H.

Uit de aanname dat de twee bulk-turbulentie getallen B en Richardsonbulk getal R_{iB} , beide iets zeggen over turbulentie over de hele hoogte tot de inversiehoogte, kan een parameterisatie voor H afgeleid worden.

Aangezien grote waarden van B overeenkomen met een hoge turbulentieintensiteit en kleine waarden van B met een lage turbulentieintensiteit, moet met de reciproke waarde van B gewerkt worden wil een analogie met het R_{iB} getal geformuleerd kunnen worden:

$$1/B \sim R_{iB} \quad \text{V.1}$$

Met $1/B \equiv \Delta\theta_s/H$ (definitie Stull 1983b) en $R_{iB} = \frac{g}{T} \frac{\Delta\theta_s h}{U_h^2}$

(Mahrt 1981, Nieuwstadt 1980) volgt:

$$H^2 \sim c \frac{T}{g} U_h^2 \quad \text{V.2.}$$

waarin c : constante waarin o.a. de constante h/H verwerkt zit,

T : absolute referentie temperatuur,

g : zwaartekrachtversnelling,

U_h : wind op hoogte h (inversiehoogte).

Deze parameterisatie lijkt op die van Stull, maar verschilt voornamelijk doordat de tijd t er niet in voorkomt. Dit lijkt gerechtvaardigd. Zie conclusies en paragraaf 4.4.2.

Appendix VI: Opmerkingen over de gebruikte dataset.

In tabel I en III staan verschillende parameters die informatie geven over de toestand van de grenslaag in deze dataset.

Om een indruk te krijgen over de stabiliteitstoestand van deze 25 nachten, vergeleken met de nachten gebruikt in de dataset door Stull, zijn in tabel V weergegeven gemiddelden met standaarddeviatie en minimum en maximum waarde van observaties voor Cabauw, Wangara, en Koorin van de bulkturbulentieparameter B , inversiesterkte $\Delta\theta$, lengteschaal H en de geostrofische windsnelheid U_G .

De inversiesterkte $\Delta\theta_s$ en de windsnelheid U_G zijn te Cabauw iets kleiner dan in Wangara en Koorin. Als de bulkparameter B als een indicator voor de turbulentieintensiteit wordt gebruikt, zien we dat Cabauw dataset gemiddeld veel turbulenter gevallen heeft.

Zeer frappant is dat de B waarden bij zeer stabiele omstandigheden toch naar een minimum waarde gaan die tussen de 2 - 3 m/K ligt. Een analogie met het Richardsonbulk getal lijkt dan ook gerechtvaardigd (Appendix V).

Uit tabel III kan gezien worden dat herhaaldelijk (in 16 nachten!) uren worden waargenomen te Cabauw, dat de fluxen voor momentum en sensibele warmte niet berekend kunnen worden (naar 0 naderen). Toch geeft Cabauw een hogere B .

Zoals reeds eerder is opgemerkt, gebruikt Stull in zijn studie nachten zonder bewolking. Gevolg is dat de inversiesterkte $\Delta\theta_s$ voor die nachten stukken groter is dan bij de in deze studie gebruikte dataset van Cabauw (Tabel V). Het kan dus voorkomen dat in nachten met een gelijke windsnelheid (dezelfde mechanische turbulentie) door een verschil in bewolgingsgraad de inversiesterkten $\Delta\theta_s$ van elkaar verschillen en daardoor een andere B , bulkturbulentie getal geven. In figuur 7 is dit weergegeven en is

$$B_2 (\equiv H_2 / \Delta\theta_{s_2}) > B_1 (\equiv H_1 / \Delta\theta_{s_1}).$$

Appendix VII: De verhouding tussen de inversiehoogte en de turbulente hoogte.

Volgens Stull (1983b) is de sensibele warmteflux lengteschaal H afhankelijk van een $\frac{3}{2}$ macht van de geostrofische windsnelheid.

Uit 4.4.2 bleek dat de H geen significante afhankelijkheid van de macht van de windsnelheid op 200 m (als benadering van de geostrofische windsnelheid) vertoond.

Voor een turbulente hoogte berekening wordt wel eens als vuistregel gehanteerd (Nieuwstadt, 1984):

$$h_{\text{turb}} = 28 U_{10}^{3/2} \quad (1)$$

Deze $3/2$ machtafhankelijkheid kan ook geschreven worden voor de H , namelijk:

$$H = 2.3 U_{200}^{3/2} \quad (\text{c.c.} = 0.68) \quad (2)$$

Met een definitie voor de inversiehoogte $h_{\text{inv}} = a.H$ kan (2) herschreven worden als:

$$H_{\text{inv}} = 2.3 \cdot a \cdot U_{200}^{3/2} \quad (3)$$

De verhouding tussen de twee gehanteerde definities voor de hoogte van de grenslaag wordt:

$$h_{\text{inv}} / h_{\text{turb}} = 0.08a \cdot (U_{200}/U_{10})^{3/2} \quad (4)$$

De verhouding tussen de windsnelheden op 200 respectievelijk 10 m kan onder sterkere stabiele omstandigheden ($L < 100$ m) beschreven worden volgens Holtslag (1984) vergelijking 14:

$$U_{200}/U_{10} = \left(\frac{\ln(200/z_0) + 7 \ln(200/L) + \frac{4.25}{(200/L)} - \frac{0.5}{(200/L)^2} + 0.852}{\ln(10/z_0) + 5(10/L)} \right) \quad (15)$$

Het toepassen van de uitbreiding van deze zogenaamde diabatische windprofielen is in zeer stabiele omstandigheden ($L < 40$ m, in Holtslag, 1984) stabiliteits-categorie h en i) tot grotere hoogten is twijfelachtig.

We kunnen nu bij een gegeven z_0 , L en a waarde de verhouding tussen beide hoogten berekenen.

Voor $z_0 = 0.20$ m, $a = 4^*$ en L ingedeeld in Holtslag's categoriën f, g en h is de verhouding tussen de hoogten weergegeven in onderstaand staatje:

	L (in m)	h_{in}/h_{turb}
f	100-200	1.9-1.5
g	40 -100	2.4-1.9
h	10 -40	1.9** -2.4

Driedonks et al. (1984) lieten zien dat:

$$h_{inv} \sim 2.8 h_{turb}$$

Hetgeen redelijk overeenkomt met wat hierboven gevonden is.

* $H_{in} = 4H$ wordt hier gebruikt d.w.z. $\Delta\theta/\Delta\theta_s = 0.02$ hetgeen Stull ook gebruikt in zijn berekeningen.

** Deze waarde mag eigenlijk niet meer gebruikt worden omdat in deze klasse h boven 120 m de vergelijking (5) niet meer voldoet. Zie Holtslag (1984).

Figuren toelichting

figuur 1.: Schematische weergave van een lineair potentieël temperatuurverloop over de grenslaaghoogte h .

figuur 2.: Dimensieloze variabelen $\Delta\theta/\Delta\theta_s$, z/H uitgezet met het empirische temperatuurprofiel:

$$\Delta\theta/\Delta\theta_s = \exp(-z/H)$$

figuur 3.: Schematische weergave potentiële temperatuurprofiel onder condities waarbij: A stralingsdivergentie domineert en: B mechanische turbulentie domineert.

figuur 4.: Verband tussen inversiehoogte h_{inv} te Cabauw en de Bilt, bepaald uit 3H-Stull respectievelijk eerste significante punt van de radiosonde.

figuur 5.: Het teken van het verschil tussen Opp en IH_s uitgezet tegen de windrichting en -snelheid. Een positief verschil is weergegeven met een stippellijn, een negatief verschil met een getrokken lijn. Concentrische cirkels geven de windsnelheid weer en de windroos loopt van noord, bovenaan kloksgewijs van 0 tot 360°.

figuur 6.: De richtingsconstante z_s uitgezet tegen de windrichtingssector waaruit de wind gedurende de voorgaande 3 uur heeft gewaaid. De gestippelde lijnen geven de constantes weer voor 23.00 GMT, de getrokken voor 02.00 GMT.

figuur 7.: Schematische weergave van het potentiële temperatuurverloop, tengevolge van een verschil in bedekkingsgraad. Hier is tengevolge van het vóórkomen van bewolking $B_2 > B_1$.

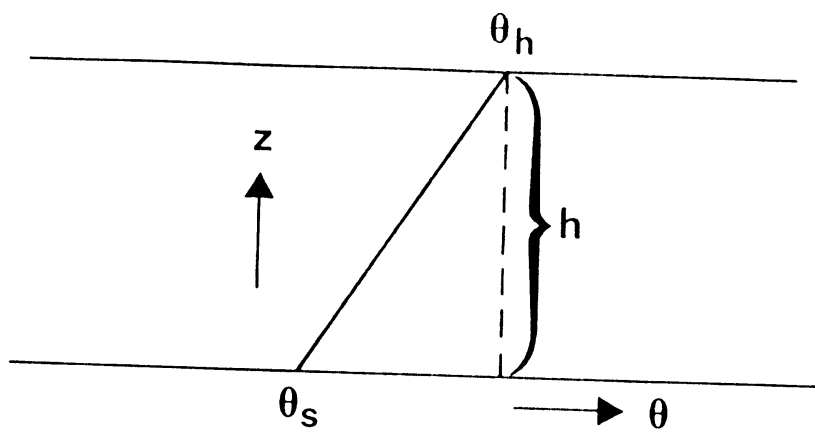
Toelichting Tabellen I en III

In Tabel I staan uitgezet:

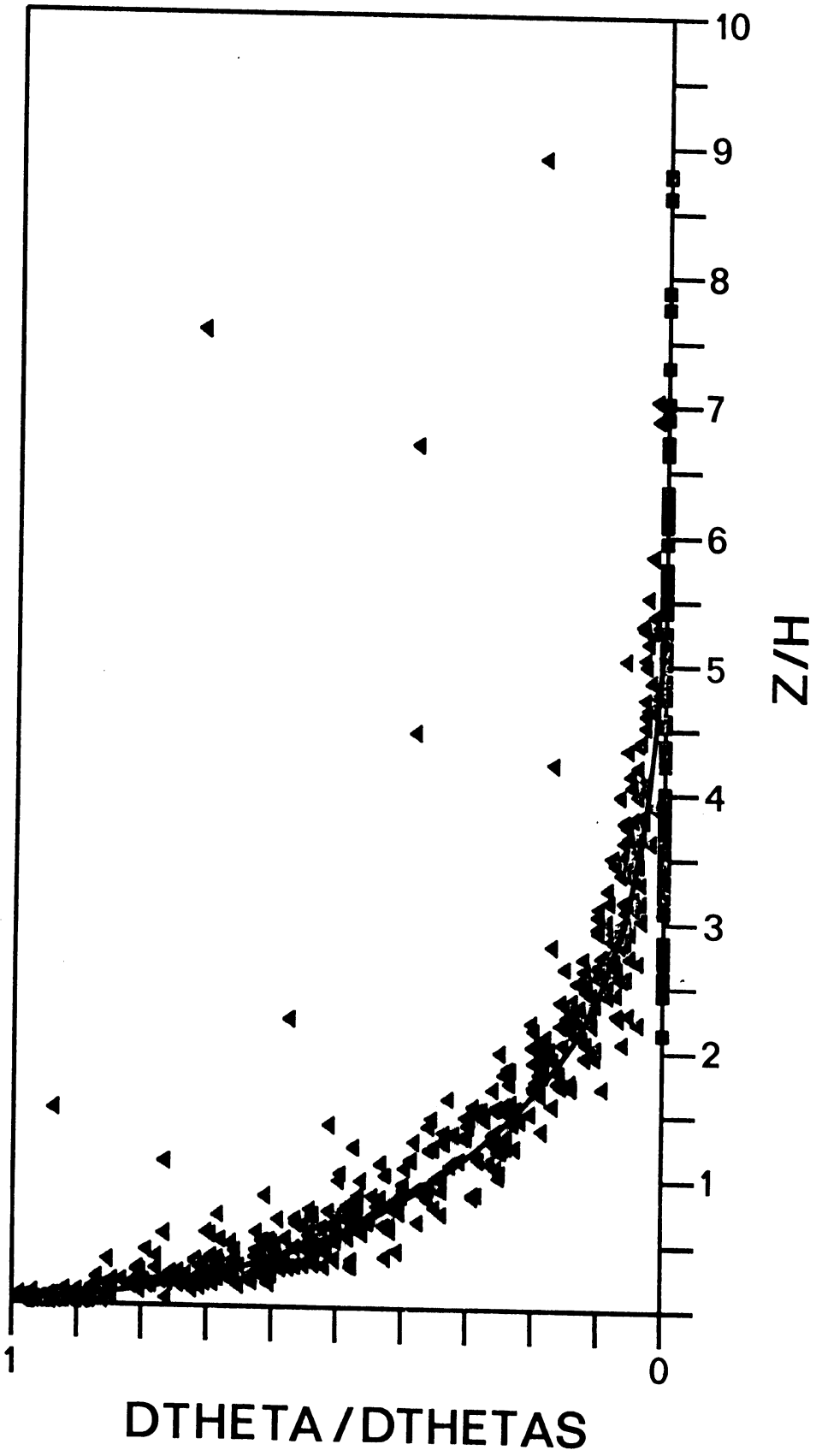
NR	: nummer dag
UUR	: uur
I	: teller die aangeeft tot welk punt het temperatuurprofiel geïntegreerd is (1 t/m 9; 0.5 t/m 200 m).
Opp	: oppervlakte onder potentiële temperatuurprofiel
DTHETAS	: nachtelijke afkoeling
B	: bulkturbulentieparameter
H	: H-Stull geobserveerd
HB	: H-Stull berekend
z_s	: grootschalige ruwheidsparameter
U	: wind op 200 m
TY	: afkoelingstijd

In Tabel III staan uitgezet:

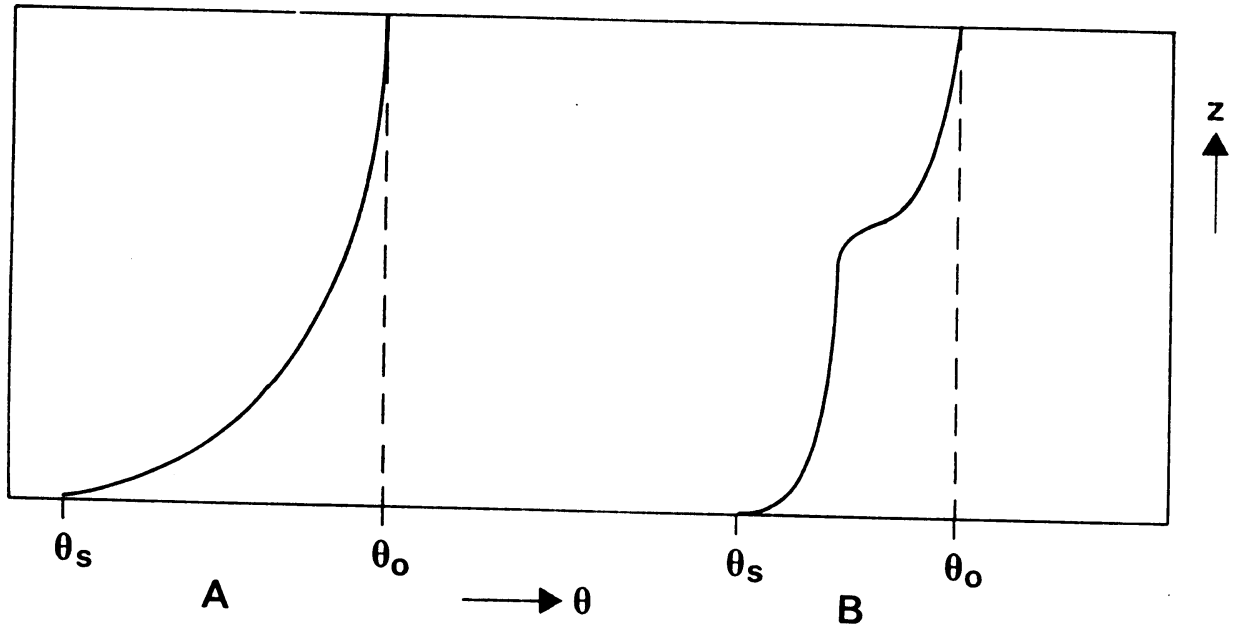
NR	: nummer dag
DD20	: windrichting op 20 meter
DD200	: windrichting op 200 meter
U1	: windsnelheid op 10 m
T_1	: temperatuur op 0.5 m
T_s	: temperatuur op 1.5 m
T	: temperatuur op 2 m
T_2	: temperatuur op 10 m
TH200	: potentiële temperatuur op 200 m
DTHETAS	: $TH200 - T_s$
TSTER	: T_*
USTER	: U_*
H	: sensibele warmteflux
IH	: som sensibele warmteflux in de tijd
HST	: sensibele warmteflux historie lengteschaal (Stull)
OBUKHOVL	: Obukhovlengte, zie appendix II.
IBT	: reciproke bulkgetal B
RIB	: Richardson bulkgetal



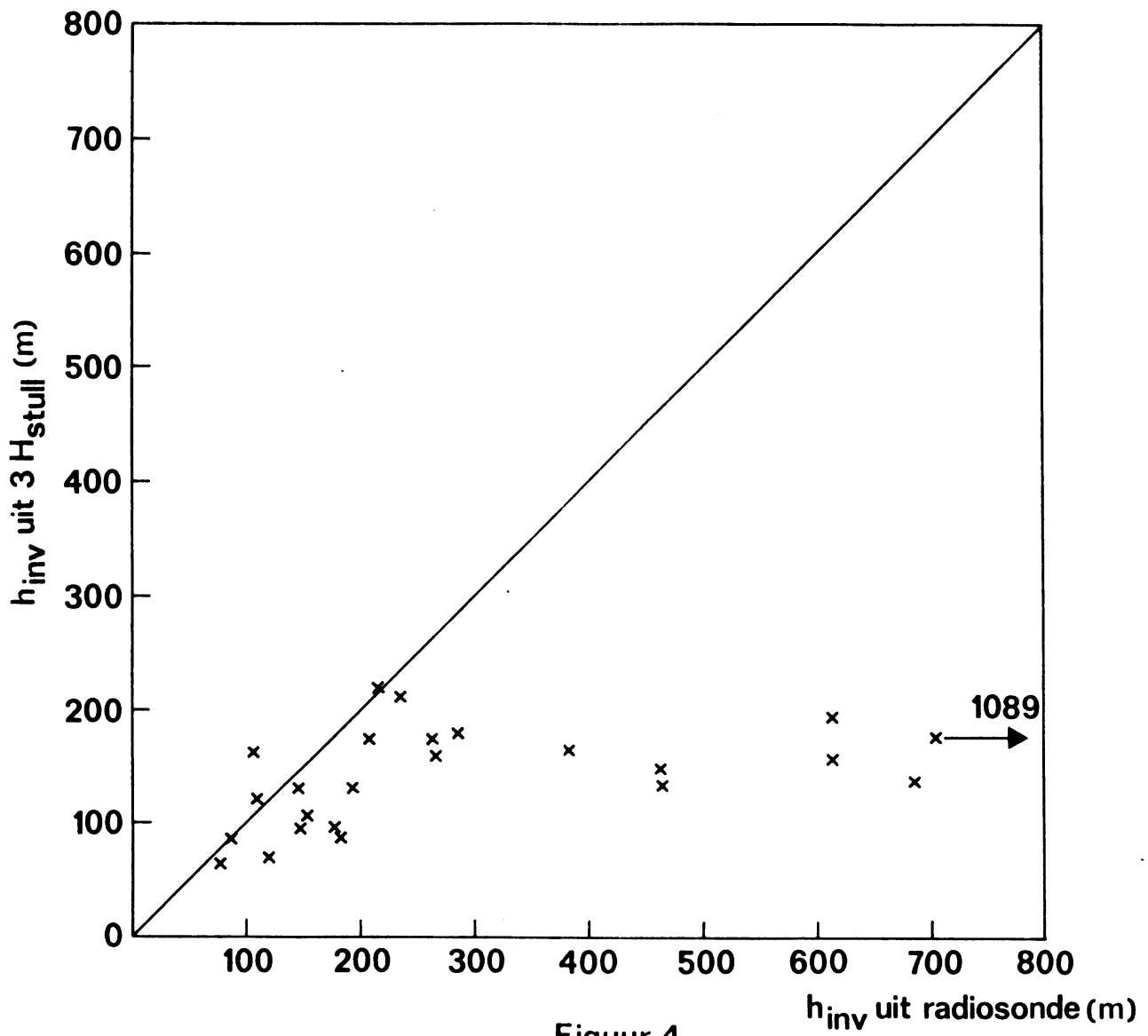
Figuur 1



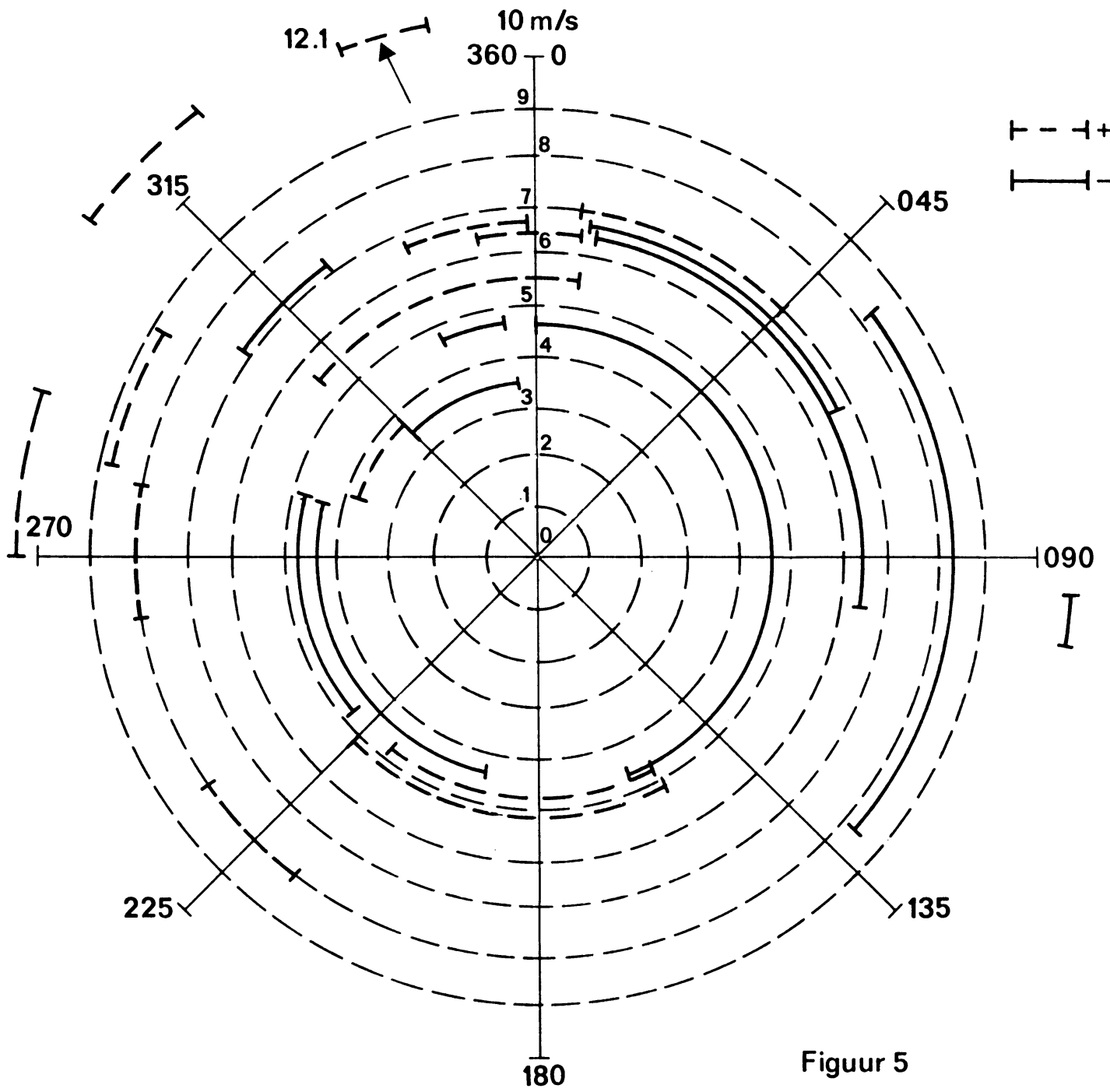
Figuur 2

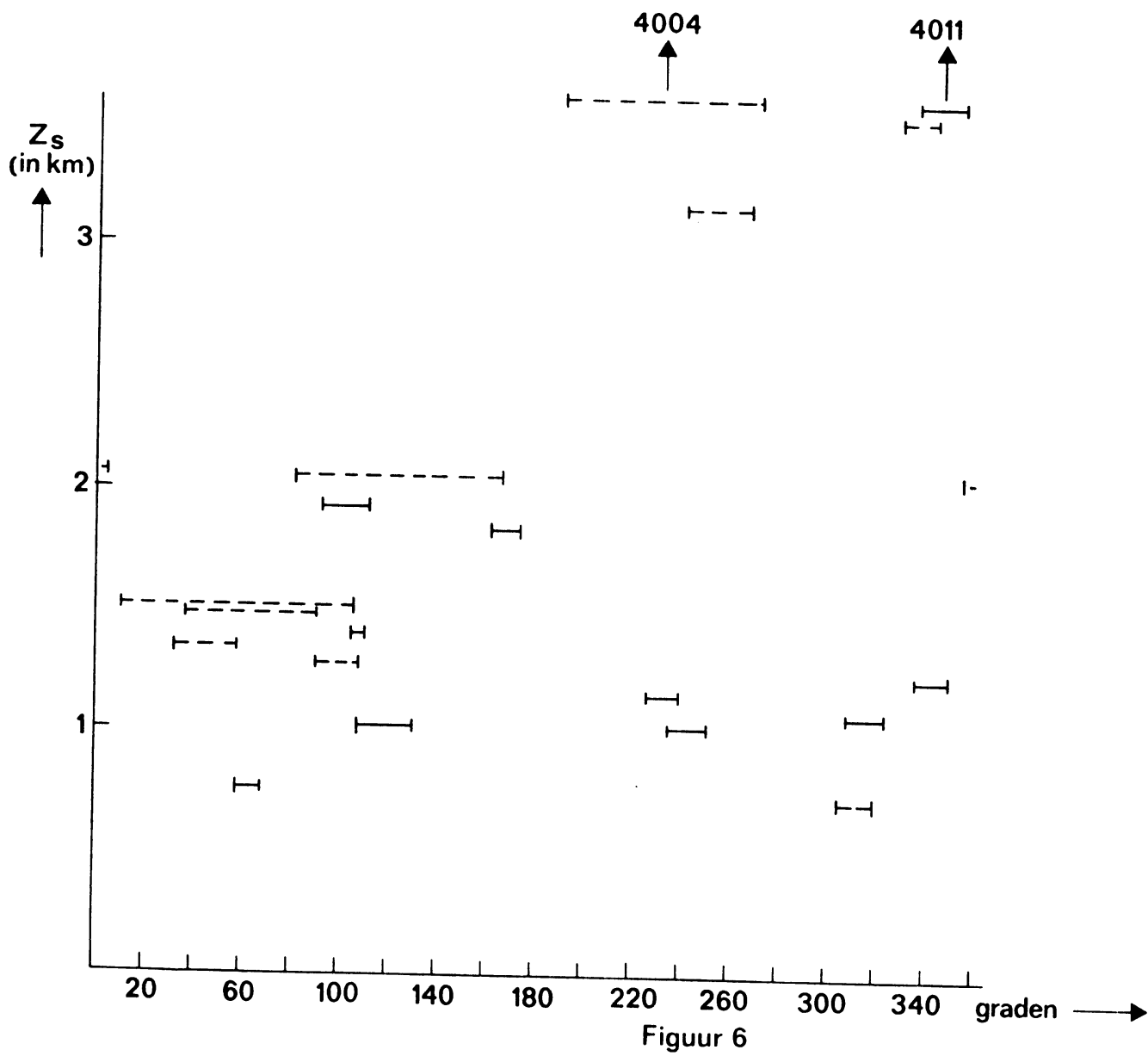


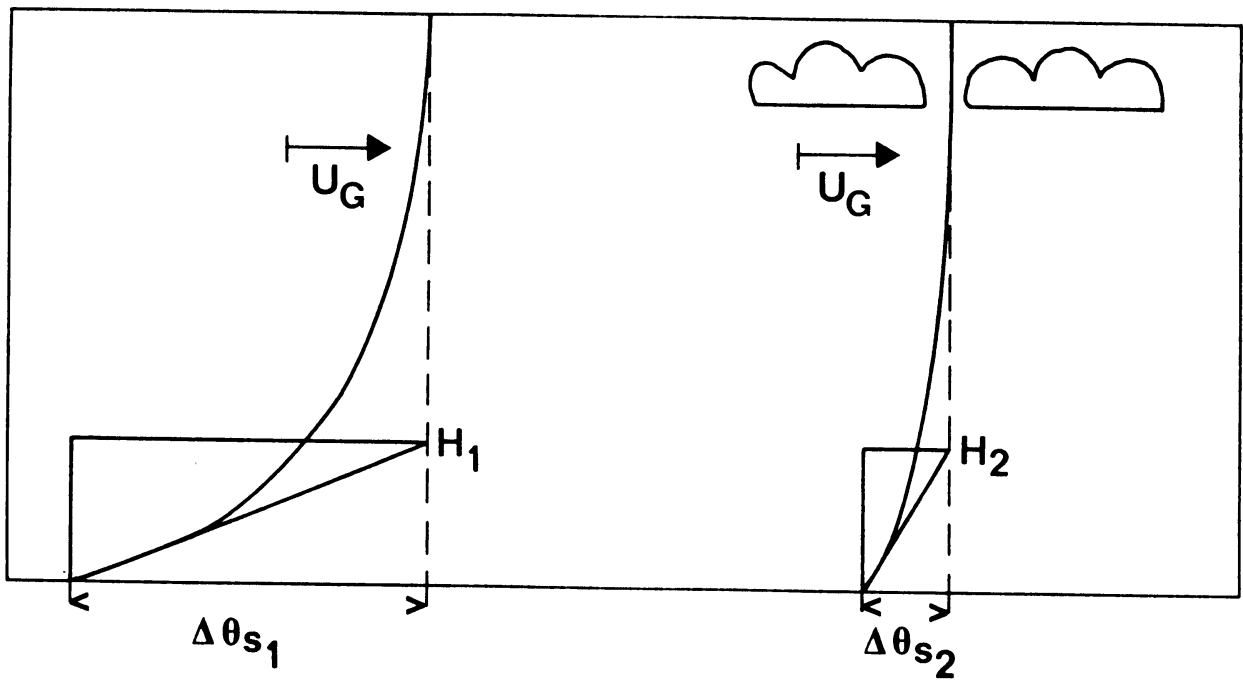
Figuur 3



Figuur 4







Figuur 7

TABEL 1

NR	UUR	OPP	JMETHAS	U	A	HU	ZS	U	TY	POTENTIEELE TEMPERATUUR	4.8	4.9	5.0					
1	1	121	3.4	11.4	35.4	121.0	1861.4	5.1	12600	1.0	1.9	2.9	3.3	4.1	4.5	4.8	4.9	5.0
1	1	144	0.4	3.0	22.7	172.7	2046.0	1.7	23400	-2.8	-1.5	1.1	2.6	3.5	4.0	4.2	4.3	4.6
1	2	184	7.9	2.9	99J.8	227.8	99J.8	2.8	34200	-4.1	-3.4	-0.9	2.0	3.2	3.9	4.1	4.2	4.3
2	2	205	5.8	5.7	50.7	150.9	2248.2	6.8	12600	7.6	8.8	9.9	10.6	11.4	11.6	13.6	14.0	14.2
2	2	463	7.8	7.6	59.3	170.3	127J.3	9.8	23400	5.5	6.7	7.8	8.5	9.3	11.8	13.3	13.8	14.1
2	2	492	8.8	6.3	55.3	199.1	1024.8	8.7	34200	3.6	5.6	6.7	7.4	9.0	11.7	12.5	13.2	13.7
5	5	131	3.5	10.4	36.9	151.9	1463.3	7.6	10800	-0.4	2.4	3.5	4.0	4.8	5.2	5.4	5.5	5.7
5	5	157	4.8	6.9	21.9	206.2	432.5	7.2	21600	-0.4	0.7	1.8	2.5	3.9	4.7	4.9	5.0	5.1
5	5	166	0.5	3.9	25.4	177.6	719.0	4.5	32400	-2.9	-1.1	0.9	2.1	3.7	4.4	4.6	4.8	4.8
6	6	114	3.5	9.0	32.0	122.4	1617.0	5.7	10800	5.4	6.4	7.3	7.8	8.8	9.3	9.4	9.5	9.6
6	6	218	4.9	4.1	44.1	179.9	1475.8	6.0	21600	3.7	4.7	5.8	6.7	7.5	8.1	8.9	9.2	9.3
6	6	347	4.2	19.3	81.9	273.4	1923.3	8.0	32400	3.2	3.9	4.5	4.8	5.1	5.8	6.4	7.4	7.9
7	7	94	2.1	21.0	43.9	181.7	1454.2	10.9	9000	4.8	5.2	5.8	6.0	6.4	6.8	7.0	7.1	7.2
7	7	142	2.7	19.0	51.9	293.3	955.5	12.2	19800	3.9	4.3	4.8	5.2	5.6	6.2	6.6	6.8	6.9
7	7	172	3.0	18.7	50.9	384.6	746.7	13.1	30600	3.1	3.5	4.1	4.4	4.9	5.5	6.0	6.2	6.4
8	8	104	3.3	9.7	31.7	162.8	2016.0	5.1	9000	15.3	16.7	17.8	18.1	18.7	19.3	19.4	19.5	19.5
8	8	239	5.9	7.1	40.9	124.7	2180.5	3.9	19800	12.6	13.9	15.3	15.8	16.6	18.7	19.0	19.2	19.3
8	8	265	0.8	5.7	38.9	203.3	1039.6	5.0	30600	11.8	13.0	14.6	15.3	17.1	18.6	19.0	19.2	19.4
11	11	46	1.2	34.4	29.9	135.9	1365.6	7.1	12600	10.8	11.0	11.3	11.5	11.7	11.9	12.0	12.1	12.1
11	11	184	0.2	4.8	29.7	203.7	730.8	6.8	23400	5.0	6.1	8.6	9.1	10.3	11.4	11.7	11.8	11.9
11	11	157	3.0	17.9	53.0	272.9	1079.1	7.7	34200	8.6	8.8	9.2	9.4	10.1	11.1	11.5	11.6	11.7
12	12	235	0.8	5.1	34.8	124.4	1344.0	6.3	14400	5.7	7.3	9.4	10.4	13.2	13.8	14.0	14.0	14.1
12	12	428	7.7	4.4	33.9	222.8	772.9	7.2	25200	4.1	5.5	8.2	9.5	10.5	11.5	12.4	12.6	12.7
13	13	140	4.0	21.7	51.5	177.0	1854.7	14.8	5400	3.9	4.4	4.9	5.2	5.5	5.8	6.1	6.3	6.6
13	13	205	3.3	18.9	62.3	329.8	1041.8	11.6	27000	2.0	2.3	2.9	3.2	3.7	4.4	4.9	5.3	5.5
14	14	103	4.0	6.4	25.8	141.1	999.9	4.9	18000	1.5	2.7	4.6	4.9	5.4	5.9	6.2	6.3	6.3
14	14	238	4.3	14.2	46.5	138.6	3178.3	3.5	28800	1.8	2.6	3.5	3.7	4.3	5.3	5.8	6.3	6.6
14	14	239	3.2	19.0	60.3	249.6	1016.2	6.2	39600	0.3	1.6	2.7	3.1	3.9	5.3	5.8	6.1	6.3
16	16	55	1.7	18.9	31.8	93.8	2279.8	4.7	10800	3.6	4.7	5.2	5.3	5.6	5.8	5.9	5.9	6.0
16	16	106	2.1	30.3	60.9	180.6	2145.3	6.3	21600	3.1	3.7	4.2	4.4	4.6	4.9	5.0	5.2	5.3
17	17	34	1.0	54.5	54.2	79.2	1496.4	5.5	32400	2.5	3.0	3.6	3.8	4.0	4.3	4.6	4.8	4.9
17	17	2	1.3	1.1	1.3	119.9	5818.9	3.6	9000	5.3	5.6	5.9	6.0	6.1	6.2	6.3	6.4	6.5
17	17	126	1.0	47.7	77.5	149.0	4011.4	3.7	19800	5.1	5.3	5.6	5.6	5.9	6.1	6.2	6.3	6.5
19	19	240	1.4	47.1	77.5	149.0	4011.4	3.7	30600	4.9	5.0	5.2	5.3	5.5	5.8	6.2	6.5	6.6
19	19	113	1.5	48.7	74.2	169.2	3202.6	6.7	16200	7.2	7.3	7.7	7.8	8.0	8.2	8.3	8.5	8.8
19	19	159	2.7	21.9	59.1	277.1	1223.4	9.2	27000	6.2	6.5	7.1	7.5	7.8	8.2	8.6	8.9	9.1
20	20	106	2.5	16.0	41.9	139.6	1942.6	8.9	7200	2.4	2.8	3.6	3.9	4.3	4.7	5.0	5.1	5.2
20	20	115	2.0	29.9	58.0	228.1	1569.9	9.3	16000	3.5	3.7	4.0	4.2	4.5	5.1	5.3	5.5	5.6
20	20	138	5.0	3.4	27.4	252.9	496.8	7.8	28800	0.1	1.1	3.4	4.1	4.7	5.3	5.6	5.7	5.8
22	22	200	2.1	30.9	73.4	J.0	496.8	11.9	0	1.7	1.8	2.1	2.3	2.6	3.0	3.3	3.5	3.9
22	22	108	2.2	22.2	50.2	197.7	1549.3	10.8	10800	1.6	1.8	2.3	2.6	3.0	3.4	3.6	3.8	3.9
22	22	200	2.4	U.1	U.1	285.4	1549.3	11.1	21600	1.5	1.1	1.9	2.1	2.4	2.8	3.3	3.6	3.7
25	25	200	2.5	13.3	45.7	143.4	4661.0	6.6	7200	7.8	7.9	8.0	8.0	8.1	8.1	8.2	8.3	8.3
25	25	200	2.4	15.7	38.0	181.2	1200.0	5.0	28800	4.3	4.4	5.0	6.2	6.8	7.3	7.4	7.5	7.7
27	27	200	2.1	19.7	39.4	42.1	8844.4	1.8	7200	11.8	12.4	13.0	13.2	13.7	13.8	14.0	14.1	14.2
27	27	230	3.3	15.5	44.2	141.1	2046.5	4.9	18000	10.6	11.1	11.9	12.5	13.1	13.6	13.8	14.0	14.2
27	27	200	2.9	70.5	70.5	240.6	28800	7.3	28800	11.1	11.3	11.6	11.8	12.1	13.0	13.7	13.9	14.1
28	28	200	2.0	46.0	46.0	139.6	2234.9	8.9	7200	13.3	13.7	14.2	14.5	14.7	15.2	15.4	15.5	15.6
28	28	230	2.9	13.4	52.8	262.2	1165.1	11.2	18000	11.9	12.3	13.0	13.4	13.7	14.3	14.7	14.9	15.1
28	28	200	4.3	11.7	45.9	325.0	706.0	10.9	28800	11.0	11.5	12.8	13.4	13.9	14.6	15.2	15.4	15.6

30	2000	9	89	2.9	11.4	31.1	6.0	700.0	0	14.2	15.2	16.4	16.7	17.1	17.5	17.6	17.7	17.8
30	2300	9	110	3.8	7.0	29.5	50.2	4004.2	3600	13.3	13.9	15.3	15.8	16.8	17.2	17.3	17.4	17.5
30	200	9	135	4.3	7.4	31.5	134.2	1162.0	14400	12.0	12.8	14.4	14.8	15.7	16.3	16.6	16.8	16.8
31	2000	9	38	0.7	7.1	52.1	0.0	1162.0	7200	16.5	16.6	16.7	16.8	17.0	17.1	17.2	17.3	17.3
31	2300	9	118	5.2	4.4	22.8	127.9	967.0	18000	10.5	11.6	14.3	14.9	15.4	16.0	16.3	16.4	16.4
31	200	9	67	1.9	10.1	34.9	129.6	1674.6	28800	12.9	13.3	13.6	13.9	14.5	15.0	15.0	15.1	15.1
32	2000	9	138	3.3	12.3	42.1	137.3	1997.6	9000	20.8	21.9	22.6	23.0	23.5	24.2	24.6	24.7	24.8
32	2300	9	385	5.3	13.5	72.1	236.0	1530.6	19800	18.3	19.0	19.5	19.8	20.4	21.3	23.1	23.9	24.1
32	200	9	613	0.6	14.2	93.4	393.3	1410.5	30600	16.6	17.1	17.6	17.8	18.5	19.5	21.0	22.9	23.5
33	2000	9	32	0.6	10.1	57.3	121.6	3517.4	7200	17.0	17.2	17.3	17.4	17.4	17.5	17.6	17.7	17.7
33	2300	9	56	0.9	7.5	34.3	199.9	2142.9	18000	16.3	16.5	16.6	16.7	16.9	17.0	17.1	17.2	17.3
33	200	6	9	0.5	34.4	18.0	205.1	375.3	28800	15.8	15.9	16.0	16.0	16.1	16.2	16.2	16.3	16.4
34	2000	6	17	0.6	43.5	28.5	0.0	375.3	0	15.8	15.8	15.9	16.0	16.1	16.3	16.3	16.4	16.4
34	2300	9	55	1.2	40.7	47.2	100.8	3507.0	10800	14.8	15.0	15.3	15.4	15.6	15.8	16.0	16.1	16.1
34	200	9	120	3.6	9.0	32.8	103.9	1127.6	21600	11.5	12.5	13.4	13.9	14.9	15.4	15.6	15.8	15.8
35	2000	9	111	4.5	17.3	43.3	160.3	1702.2	10800	13.0	13.4	13.9	14.3	14.8	15.4	15.6	15.7	15.8
35	2300	9	95	1.8	21.7	53.9	193.2	1754.0	21600	13.9	14.1	14.4	14.6	14.9	15.4	15.6	15.7	15.8
35	200	9	145	3.1	15.5	47.4	217.6	1258.6	32400	11.9	12.4	13.1	13.4	14.2	14.7	14.9	15.1	15.3
36	2000	9	100	3.0	17.9	54.0	70.4	5953.2	5400	13.7	14.7	15.3	15.6	15.9	16.5	17.0	17.2	17.4
36	2300	9	143	5.0	5.0	2.7	176.8	1016.3	16200	10.0	11.7	13.5	13.9	14.7	16.3	16.5	16.7	16.7
36	200	9	241	3.6	17.7	32.1	336.1	1310.1	27000	11.3	11.8	12.4	12.7	13.2	14.0	14.6	15.0	15.2

Tabel IIa: Correlatiecoëfficiënten tussen H_{obs} en H_{ber} bij verschillende waarden van A en B in $f U_G^A t^B / g^{\frac{1}{2}}$ voor alle observaties om 23.00 en 02.00 GMT.

A	B	c.c.
3/4	0	0.54
3/4	1/4	0.57
3/4	1/2	0.56
3/4	3/4	0.54
3/4	1	0.51
0	1/2	0.17
1/2	1/2	0.53
3/4	1/2	0.56
1	1/2	0.56
3/2	1/2	0.56
2	1/2	0.55

Tabel IIb Correlatiecoëfficiënten tussen H_{obs} en H_{ber} bij verschillende waarden van A en B in $f U_G^A t B/g^{\frac{1}{2}}$ voor observaties 1, 2, 6, 7, 8, 12, 27, 32, 33 om 23.00 en 02.00 GMT.

A	B	cc
3/4	0	0.68
3/4	1/4	0.72
3/4	1/2	0.69
3/4	3/4	0.66
3/4	1	0.64
0	1/2	0.27
1/2	1/2	0.65
3/4	1/2	0.69
1	1/2	0.71
3/2	1/2	0.71
2	1/2	0.70

NR	DAT	UUR	JDZU	DDZU	U1	T1	TS	T	T2	THZU	DTMETAS	TSTER	USTER	H	IH	MST	OBUKHOVL	IBT	RIB
3U	5 7	180U	302	200	1.9	17.0	17.3	17.4	17.9	0.7	U.042	0.117	-5.92	-8.83	12.48	23.44	0.057	0.037	
3U	5 7	183U	301	292	1.8	16.4	16.7	16.8	17.1	1.1	U.043	0.077	-3.96	-14.73	12.89	9.88	0.089	0.073	
3U	5 7	190U	301	299	1.0	15.0	16.0	16.2	17.7	1.8	0.000	0.000	0.00	-14.73	8.12	0.00	0.223	0.373	
3U	5 7	193U	280	292	0.2	14.7	15.2	15.3	16.3	1.8	0.000	0.000	0.00	-14.73	5.70	0.00	0.454	0.601	
3U	5 7	200U	284	273	0.6	13.7	14.4	14.8	16.2	1.7	0.000	0.000	0.00	-14.73	4.47	0.00	0.736	2.367	
3U	5 7	203U	145	203	1.1	13.5	14.0	14.3	15.9	1.7	0.000	0.000	0.00	-14.73	4.03	0.00	0.922	0.677	
3U	5 7	210U	150	210	1.5	13.5	13.9	14.3	15.5	1.6	0.000	0.000	0.00	-14.73	4.03	0.00	0.908	0.334	
3U	5 7	213U	171	210	1.2	13.5	14.1	14.4	15.2	1.6	0.000	0.000	0.00	-14.73	4.18	0.00	0.842	0.403	
3U	5 7	220U	173	191	1.5	13.7	14.1	14.3	15.1	1.7	0.000	0.000	0.00	-14.73	4.31	0.00	0.792	0.283	
3U	5 7	223U	193	213	1.6	13.4	13.8	14.0	15.2	1.7	0.000	0.000	0.00	-14.73	4.07	0.00	0.887	0.240	
3U	5 7	230U	202	239	1.0	13.2	13.5	13.7	15.2	1.7	0.000	0.000	0.00	-14.73	3.70	0.00	1.075	0.267	
3U	5 7	233U	202	220	1.3	13.2	13.7	14.0	15.2	1.7	0.000	0.000	0.00	-14.73	4.00	0.00	0.922	0.211	
3U	6 7	U	208	226	1.0	12.3	13.4	13.8	14.7	1.3	0.000	0.000	0.00	-14.73	3.82	0.00	1.010	0.254	
3U	6 7	3U	213	234	2.0	11.3	12.5	12.9	14.5	1.7	0.000	0.000	0.00	-14.73	3.28	0.00	1.371	0.232	
3U	6 7	10U	219	240	1.0	11.1	11.8	12.2	14.0	1.6	0.000	0.000	0.00	-14.73	2.89	0.00	1.761	0.390	
3U	6 7	13U	213	230	1.8	11.0	12.4	12.7	14.2	1.6	0.000	0.000	0.00	-14.73	3.26	0.00	1.588	0.254	
NR	DAT	UUR	DDZU	DDZU	U1	T1	TS	T	T2	THZU	DTMETAS	TSTER	USTER	H	IH	MST	OBUKHOVL	IBT	RIB
31	6 7	200U	291	293	3.1	16.3	16.4	16.5	17.2	0.8	0.038	0.258	-11.81	-17.57	21.02	126.43	0.040	0.007	
31	6 7	203U	295	300	2.3	15.0	15.3	15.4	15.9	1.1	0.068	0.120	-9.94	-32.30	17.53	15.02	0.105	0.058	
31	6 7	210U	287	299	2.4	14.1	14.4	14.6	15.5	1.7	0.068	0.085	-7.10	-42.79	16.60	7.66	0.155	0.083	
31	6 7	213U	U	U	0.0	0.0	0.0	0.0	2.0	2.0	0.000	0.000	0.00	-42.79	21.40	0.00	0.093	0.083	
31	6 7	220U	286	293	2.0	12.1	12.7	13.0	14.5	1.6	0.000	0.000	0.00	-42.79	10.38	0.00	0.397	0.260	
31	6 7	223U	278	299	2.3	10.8	11.5	11.9	12.0	1.6	0.000	0.000	0.00	-42.79	8.57	0.00	0.583	0.546	
31	6 7	230U	281	303	2.3	10.1	10.9	11.3	14.1	1.6	0.000	0.000	0.00	-42.79	7.88	0.00	0.689	0.261	
31	6 7	233U	310	314	2.5	11.0	12.2	12.5	14.1	1.6	0.000	0.000	0.00	-42.79	12.45	2.83	0.307	0.137	
31	7 7	U	309	319	1.4	11.0	12.1	12.3	13.4	1.8	0.000	0.000	0.00	-47.58	12.93	0.00	0.284	0.281	
31	7 7	3U	289	316	1.3	11.8	11.9	12.0	12.9	1.5	0.000	0.000	0.00	-47.58	12.96	0.00	0.283	0.224	
31	7 6	10U	312	316	1.8	12.8	12.9	12.9	13.4	1.5	0.042	0.085	-4.40	-54.05	22.19	12.11	0.110	0.064	
31	7 7	13U	326	316	1.6	12.2	12.3	12.3	13.5	1.5	0.035	0.113	-4.80	-61.11	31.57	25.85	0.061	0.032	
NR	DAT	UUR	DDZU	DDZU	U1	T1	TS	T	T2	THZU	DTMETAS	TSTER	USTER	H	IH	MST	OBUKHOVL	IBT	RIB
32	8 7	170U	100	100	2.4	24.0	25.0	25.1	25.3	0.3	0.047	0.221	-12.24	-18.75	61.05	76.74	0.005	0.017	
32	8 7	173U	98	98	2.2	24.0	24.0	24.7	24.8	25.2	0.060	0.176	-12.50	-37.89	58.93	38.28	0.011	0.034	
32	8 7	180U	95	95	2.4	23.0	23.9	24.1	24.4	25.1	0.082	0.176	-16.91	-63.71	54.65	28.06	0.022	0.046	
32	8 7	183U	93	95	2.2	22.0	22.3	22.5	23.9	25.1	0.078	0.120	-11.03	-80.52	43.52	13.69	0.043	0.075	
32	8 7	190U	97	97	2.4	21.9	22.3	22.3	23.4	24.9	0.091	0.117	-12.61	-99.69	41.17	10.99	0.059	0.086	
32	8 7	193U	100	97	2.5	21.1	21.8	22.2	22.8	24.8	0.098	0.116	-13.52	-120.20	40.16	10.17	0.075	0.090	
32	8 7	200U	95	96	2.5	21.4	21.1	21.5	22.1	24.7	0.076	0.116	-18.77	-131.90	36.71	6.97	0.098	0.107	
32	8 7	203U	91	90	2.0	20.0	20.0	20.9	21.5	24.5	0.108	0.147	-18.77	-160.26	40.87	14.59	0.096	0.074	
32	8 7	210U	90	90	2.7	19.7	20.2	20.5	20.9	24.2	0.109	0.184	-18.77	-196.26	40.87	22.82	0.081	0.055	
32	8 7	213U	93	99	2.7	19.2	19.7	20.0	20.4	24.2	0.108	0.184	-23.86	-196.26	49.24	22.76	0.087	0.055	
32	8 7	220U	93	10	2.9	19.1	19.3	19.7	20.2	24.2	0.113	0.219	-23.86	-232.19	51.76	31.01	0.080	0.044	
32	8 7	223U	90	105	2.9	18.0	19.0	19.2	19.0	24.1	0.103	0.227	-29.64	-276.68	58.71	34.70	0.082	0.040	
32	8 7	230U	89	103	2.6	17.9	18.4	18.7	19.1	24.0	0.103	0.169	-29.20	-320.64	62.70	20.21	0.089	0.060	
32	7 7	233U	85	107	2.5	17.4	17.9	18.1	18.0	23.6	0.097	0.154	-20.89	-351.97	63.61	20.21	0.082	0.040	
32	9 7	U	81	106	2.4	16.8	17.5	17.6	18.0	23.5	0.099	0.154	-17.99	-378.90	65.89	17.83	0.087	0.065	
32	9 7	3U	87	106	2.0	16.7	17.2	17.4	17.8	23.4	0.099	0.154	-17.99	-378.90	65.89	17.83	0.087	0.065	
32	9 7	10U	90	100	3.0	17.0	17.3	17.5	17.8	23.4	0.100	0.177	-21.29	-433.33	69.33	22.63	0.090	0.055	
32	9 7	13U	90	100	3.0	17.0	17.3	17.5	17.8	23.4	0.102	0.292	-35.96	-487.02	77.57	60.45	0.081	0.025	
32	9 7	13U	90	100	3.0	16.5	17.1	17.5	17.6	23.4	0.100	0.280	-33.87	-537.56	85.62	56.20	0.073	0.026	

Tabel IV: Afkoelingsnelheid t.g.v. stralingsdivergentie in mK/s * 10⁴ om
00.00 GMT.

NR. OBS.	DATUM	AFKOELING
1	0603 82	105
2	2703 82	95
5	1404 82	96
6	2204 82	96
7	2404 82	66
8	2605 82	122
11	1506 82	123
12	1706 82	129
13	1303 82	55
14	1903 82	75
16	2203 82	67
17	2303 82	43
19	0304 82	43
20	1004 82	39
22	1204 82	62
25	2804 82	66
2	1606 82	78
28	3006 82	70
30	0607 82	81
31	0707 82	132
32	0907 82	82
33	2407 82	64
34	2607 82	68
35	2707 82	70
36	2708 82	136

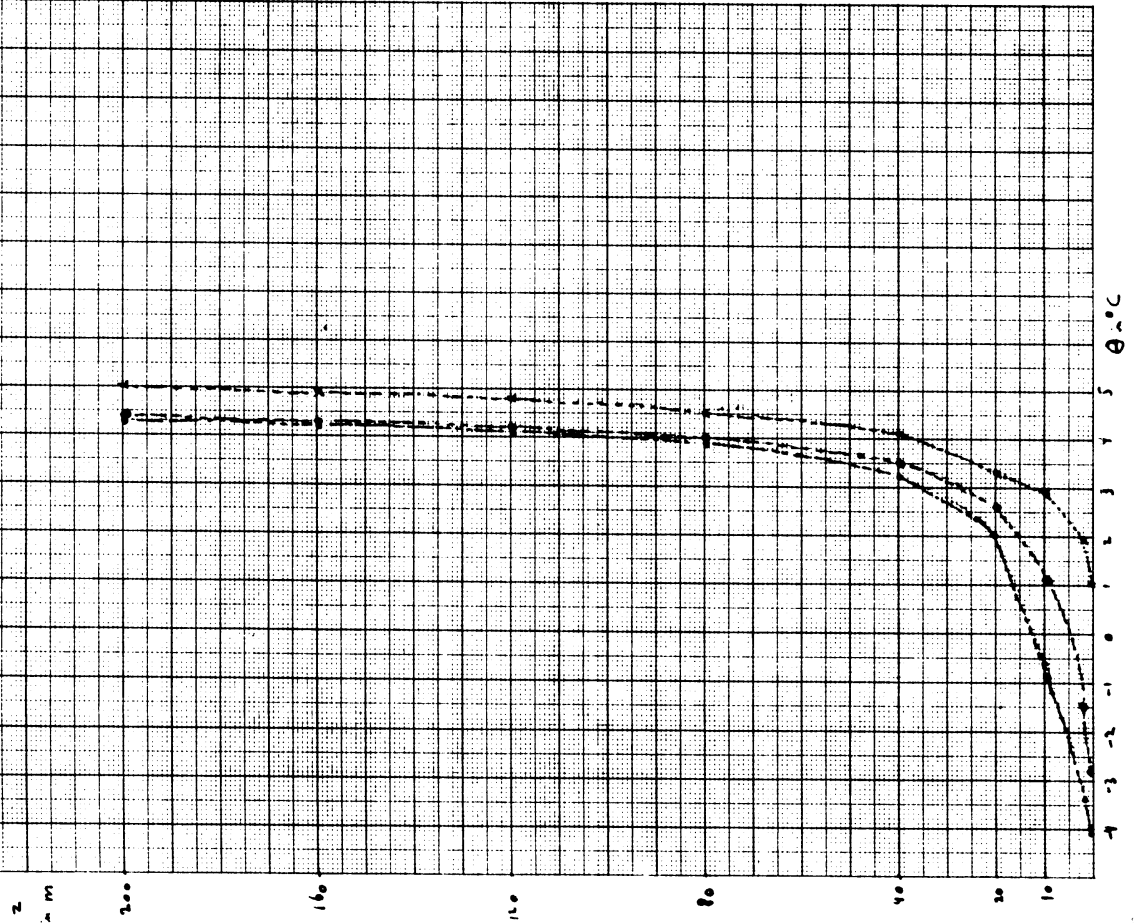
Tabel V: Gemiddelden met spreiding (min, max) en standaarddeviatie (SD) van B , $\Delta\theta_s$, H en U_G voor de datasets van Cabauw, Wangara en Koorin.

	B				$\Delta\theta_s$			
	gem	SD	min	max	gem	SD	min	max
Cabauw	21.9	23.4	2.9	152.9	3.4	2.0	0.4	8.8
Wangara	11.1	7.1	2.9	28.5	8.8	2.8	3.3	13.8
Koorin	5.8	3.3	1.9	16.2	8.6	2.5	2.9	12.6

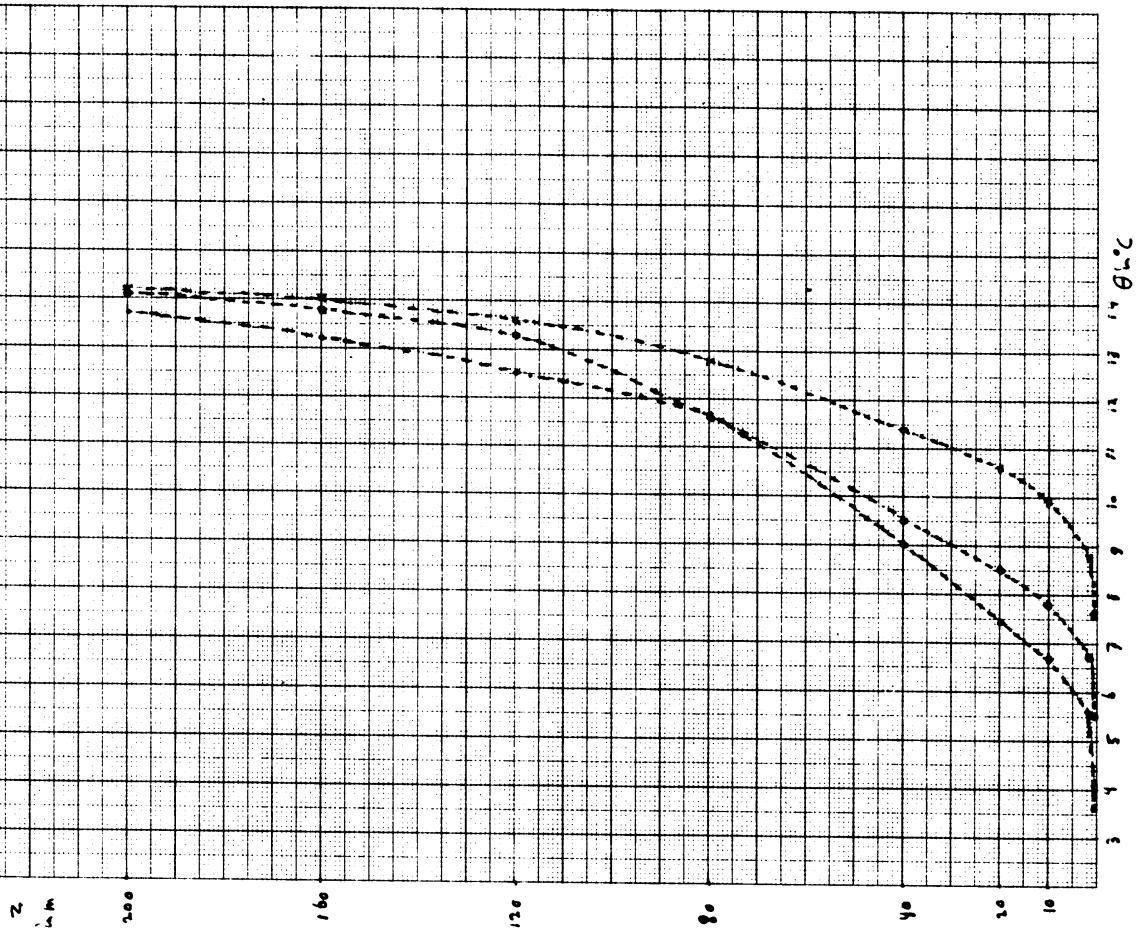
	H				U_G			
	gem	SD	min	max	gem	SD	min	max
Cabauw	46	15	18	93	7.1	3.0	1.7	14.8
Wangara	89	45	12	194	7.9	2.1	4.5	12.8
Koorin	43	15	26	78	8.9	2.1	6.1	13.3

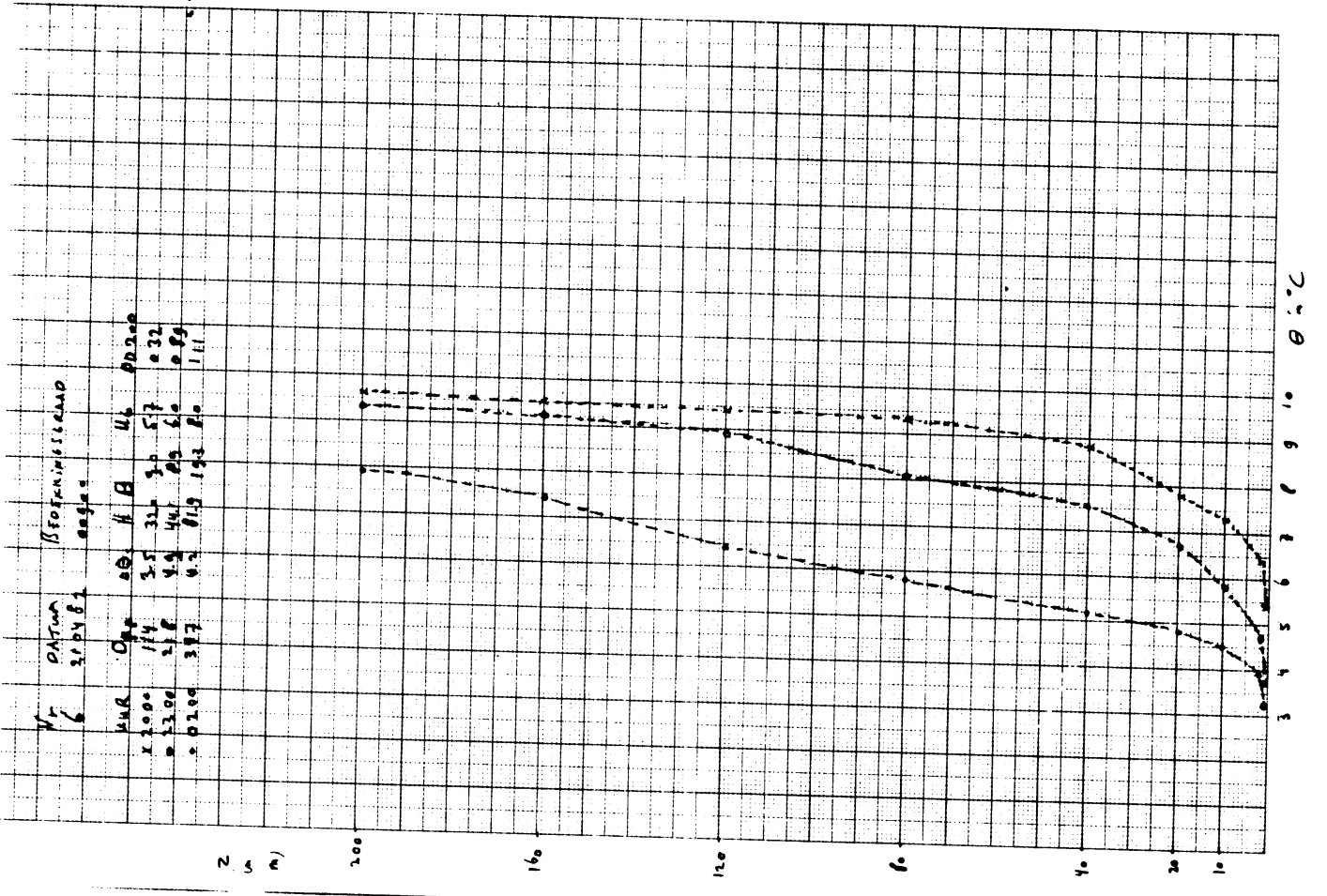
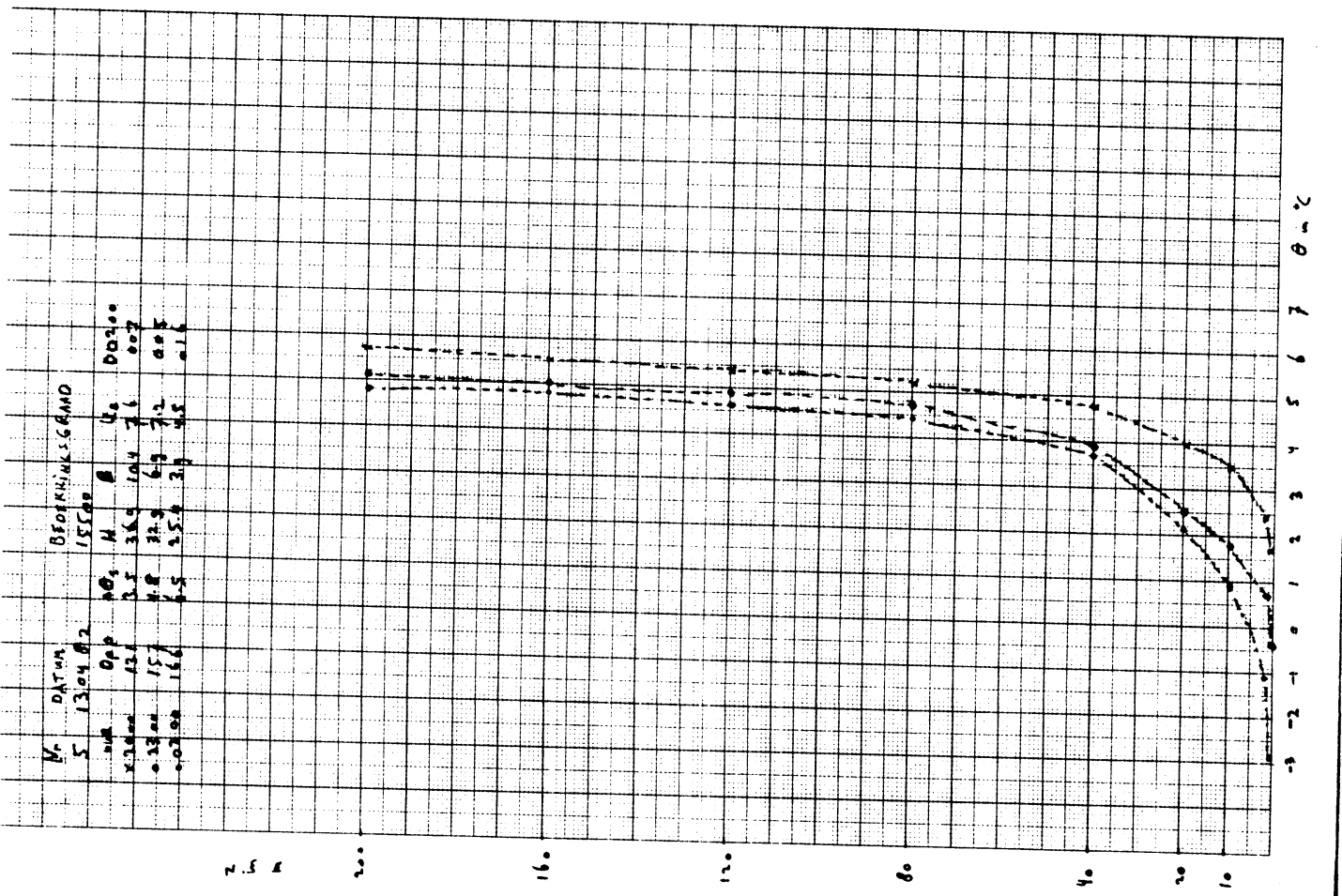
OBSERVATIONS

No.	DATUM	BEPERKINGSKAAD				U _s	DP
		OFF	H	B	U _s		
1	050382						
	111	34	354	10.9	5.1	350	
	144	64	32.7	3.6	1.7	342	
	184	7.8	33.2	3.6	3.7	164	



No.	DATUM	BEPERKINGSKAAD				U _s	DP
		OFF	H	B	U _s		
2	260382						
	111	295	32.3	2.7	6.8	164	
	130	162	53.3	2.6	5.8	108	
	184	431	55.8	6.2	2.7	130	



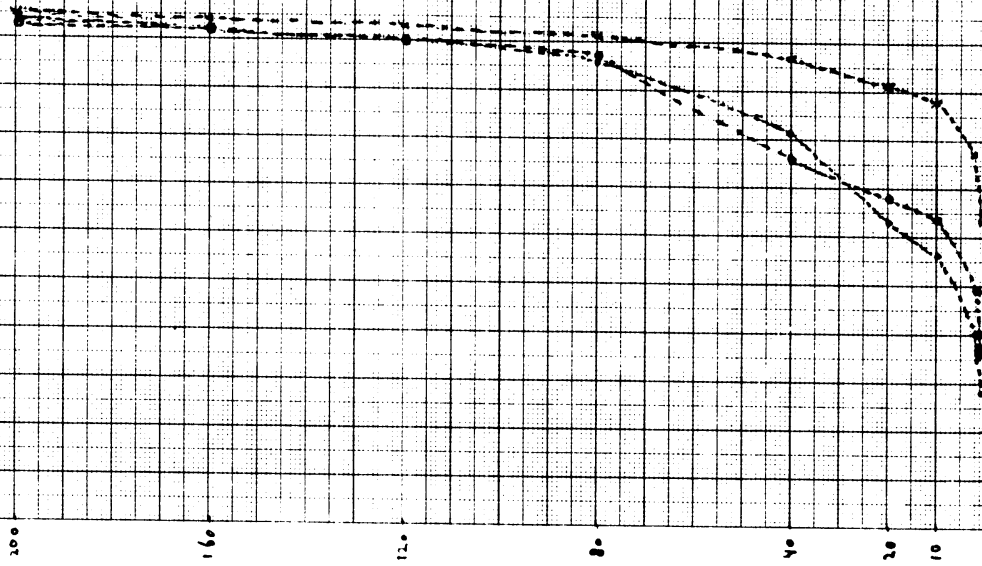


Mr. DATUM
B 250582

SEERKINS 6448
0.2 g

unR	opp	Δθ	H	β	U _c	ob100
X200	14	2.2	31.7	9.7	5.1	214
032.00	15	2.3	40.9	7.0	3.9	197
001.00	16	2.8	38.2	5.7	3.6	146

2 m



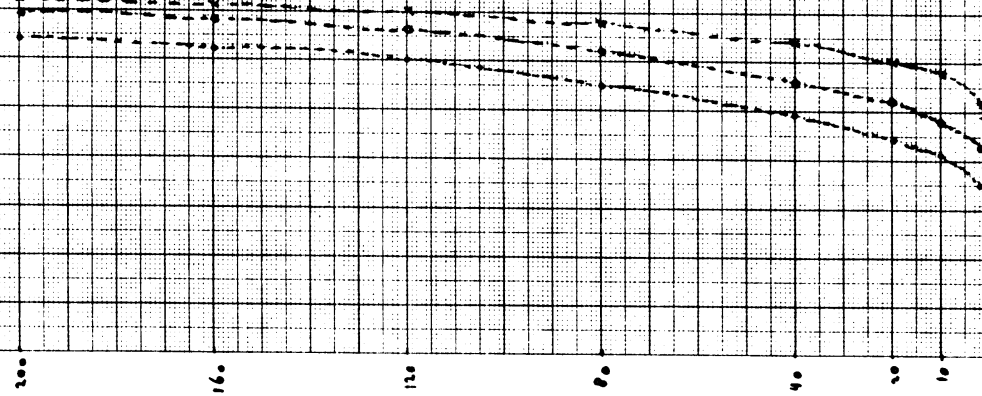
200
160
120
80
40
20
10
11 12 13 14 15 16 17 18 19 20

Mr. DATUM
7 250582

SEERKINS 6448
0.2 g

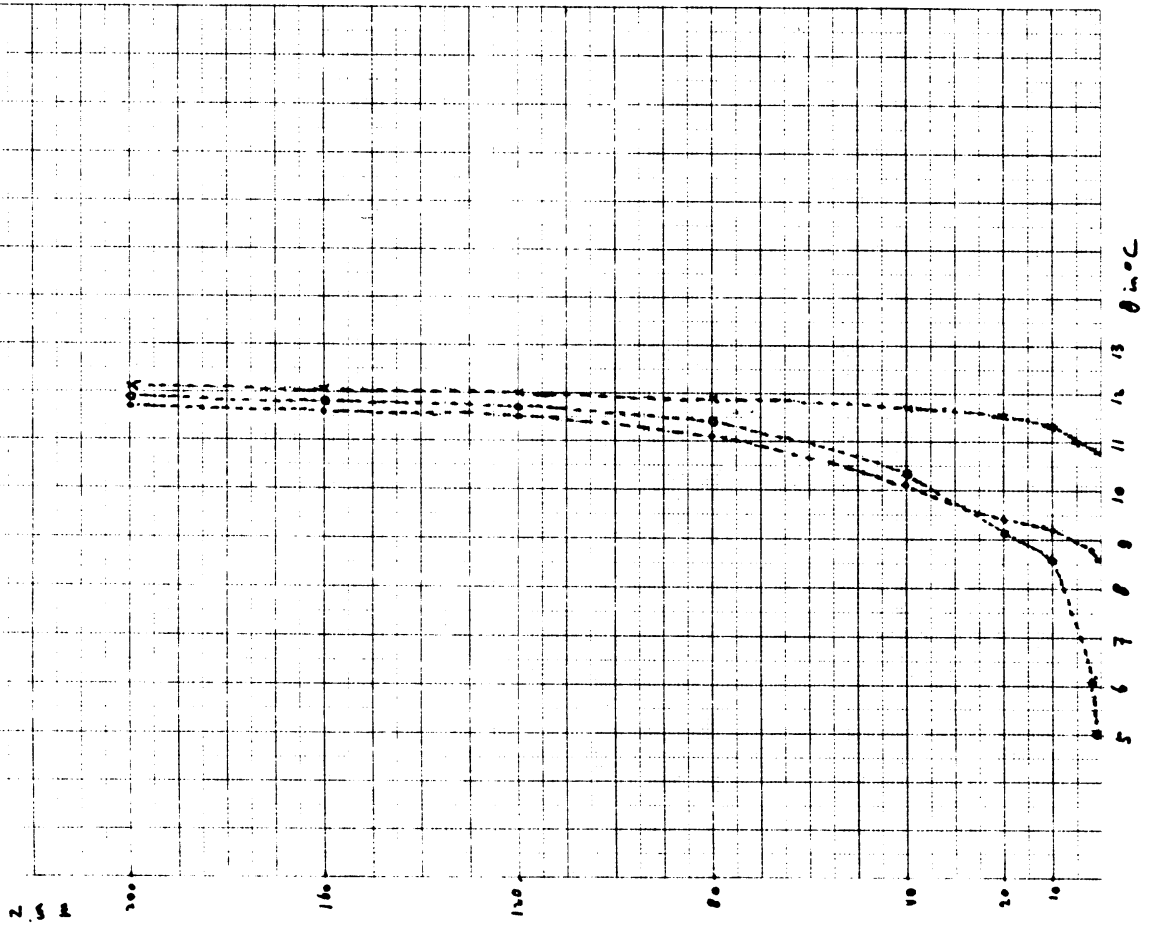
unR	opp	Δθ	H	β	U _c	ob100
X200	14	2.1	49.3	2.6	10.0	341
032.00	15	2.7	51.9	18.0	12.5	344
001.00	17	3.0	56.9	12.7	11.7	352

2 m

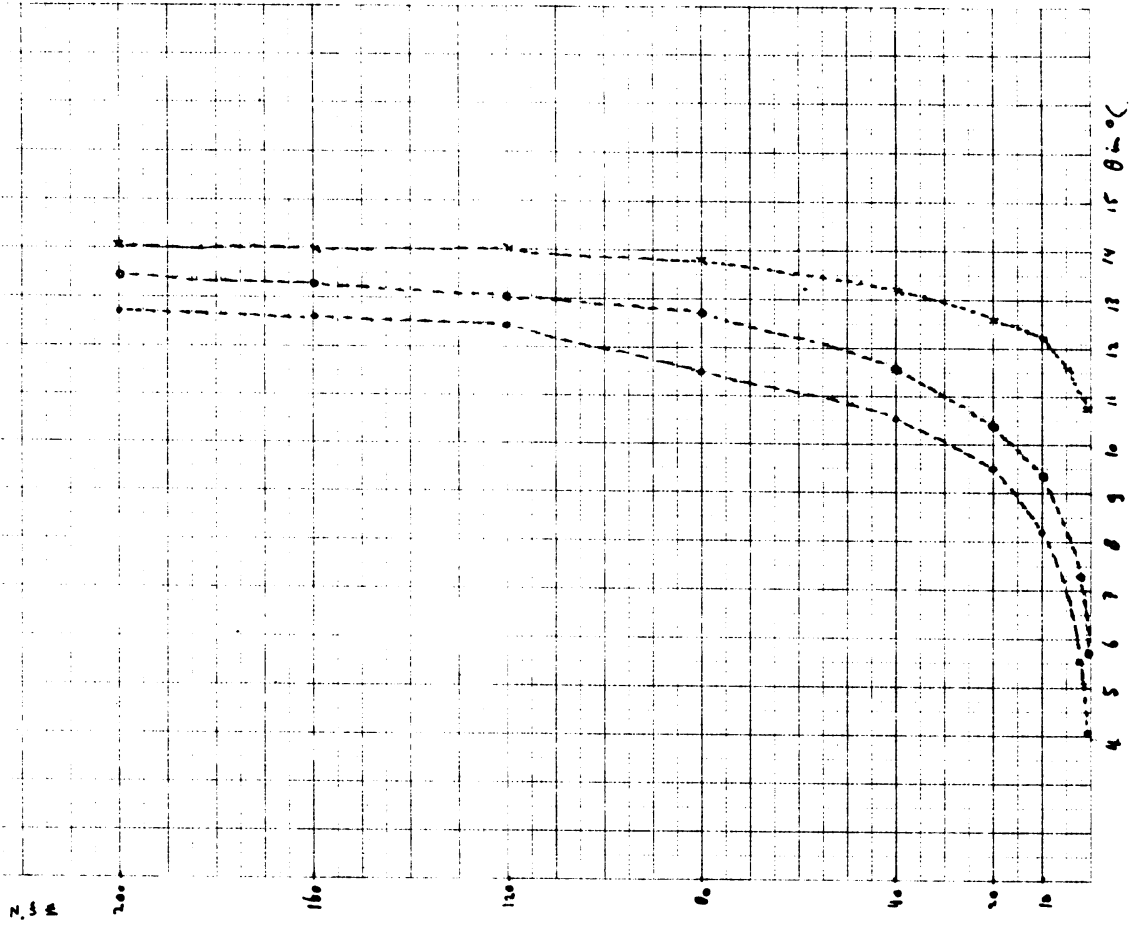


200
160
120
80
40
20
10
3 4 5 6 7 8 9 10

Nr DATUM BEREKNINGSGRUND
 11 149682 35700
 uR OPP Δθ, H B U₆ 00700
 x2000 46 12 393 344 71 310
 x3300 184 62 397 48 6.8 300
 x0200 157 30 370 174 7.7 310



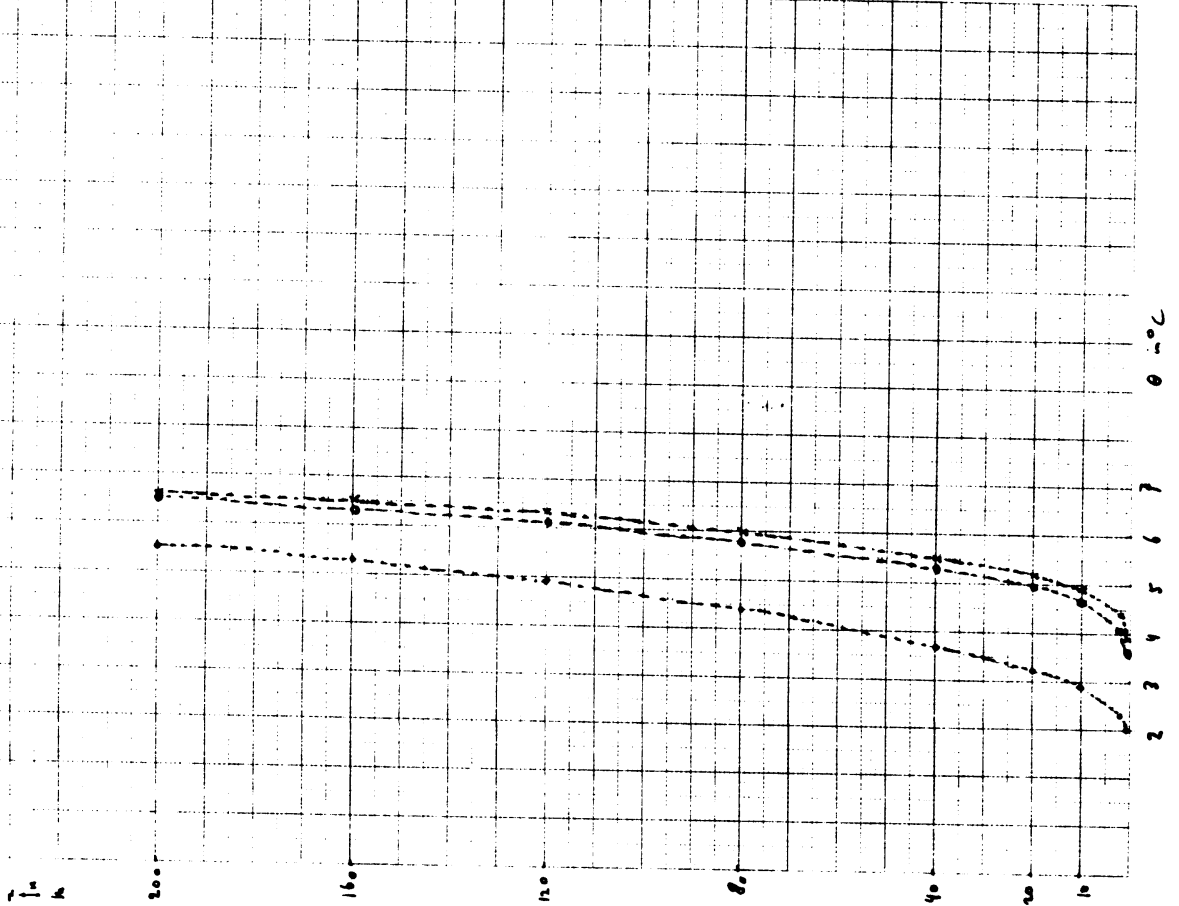
Nr DATUM BEREKNINGSGRUND
 12 160682 00900
 uR OPP Δθ, H B U₆ 00200
 x2000 101 2.8 363 131 6.7 030
 x3300 235 88 348 51 6.3 058
 x0200 358 77 336 44 7.2 067



№ DATUM
3. 11.38.

ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ
15700

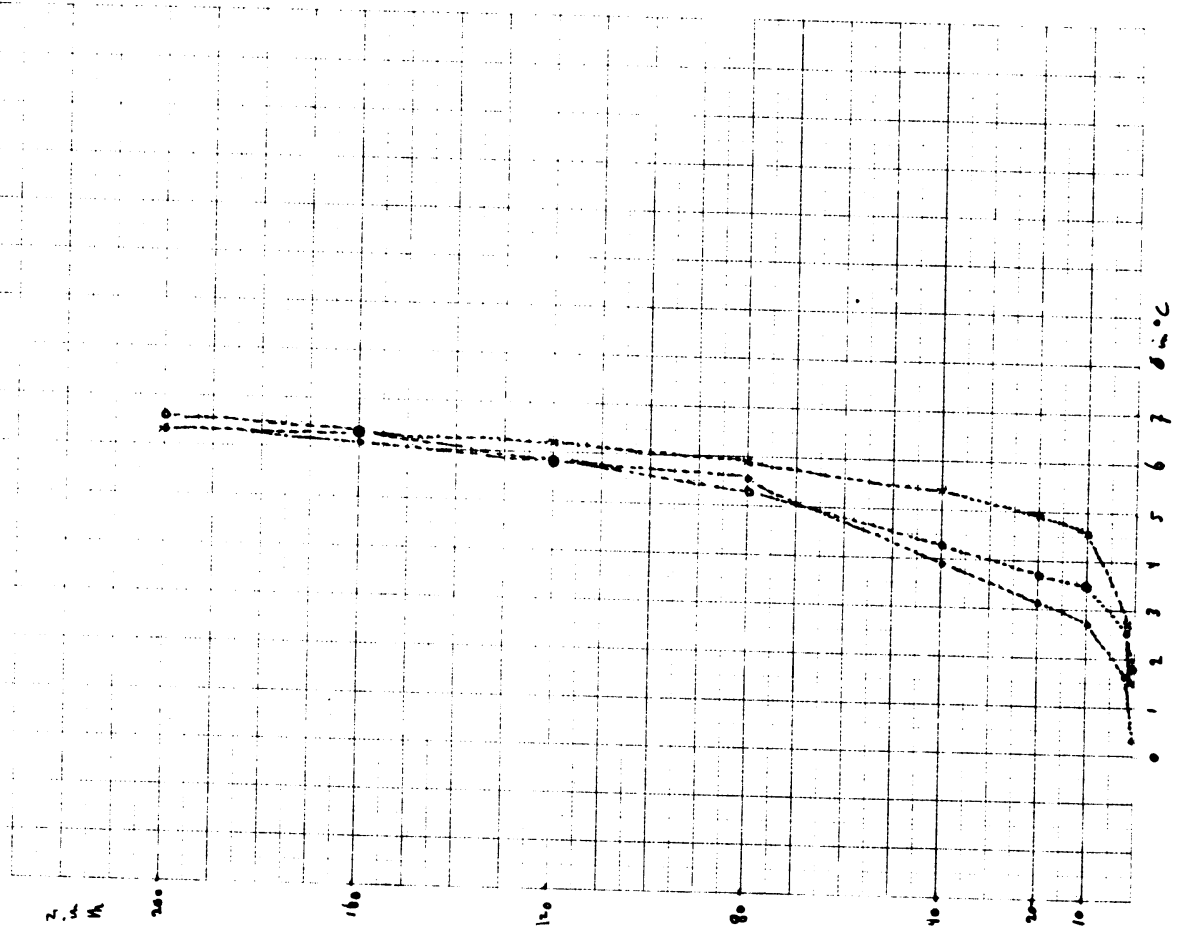
Угол	α	β	Уг.	α
120	121	24	513	21.7
140	140	26	545	21.3
160	165	33	623	18.9

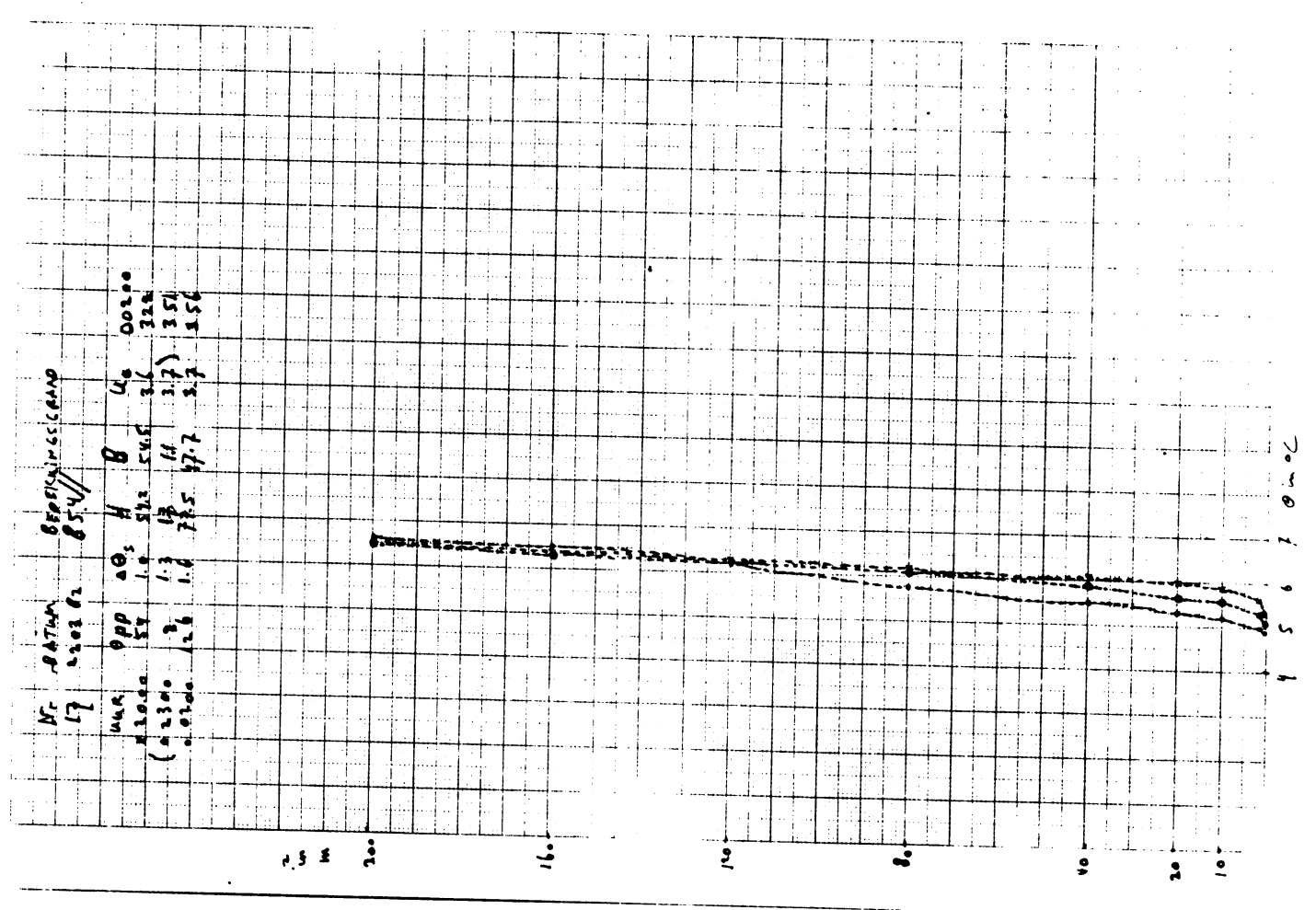
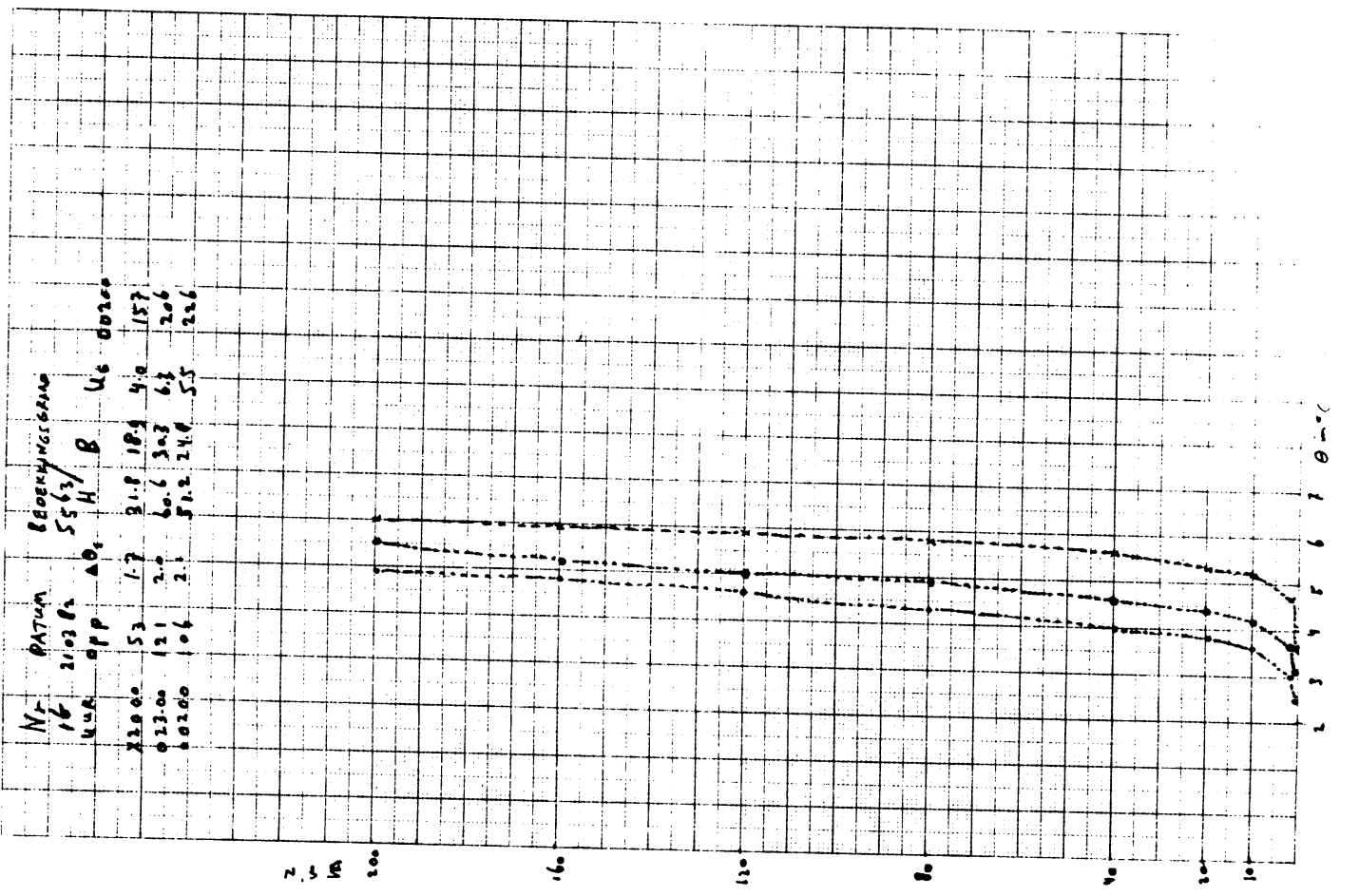


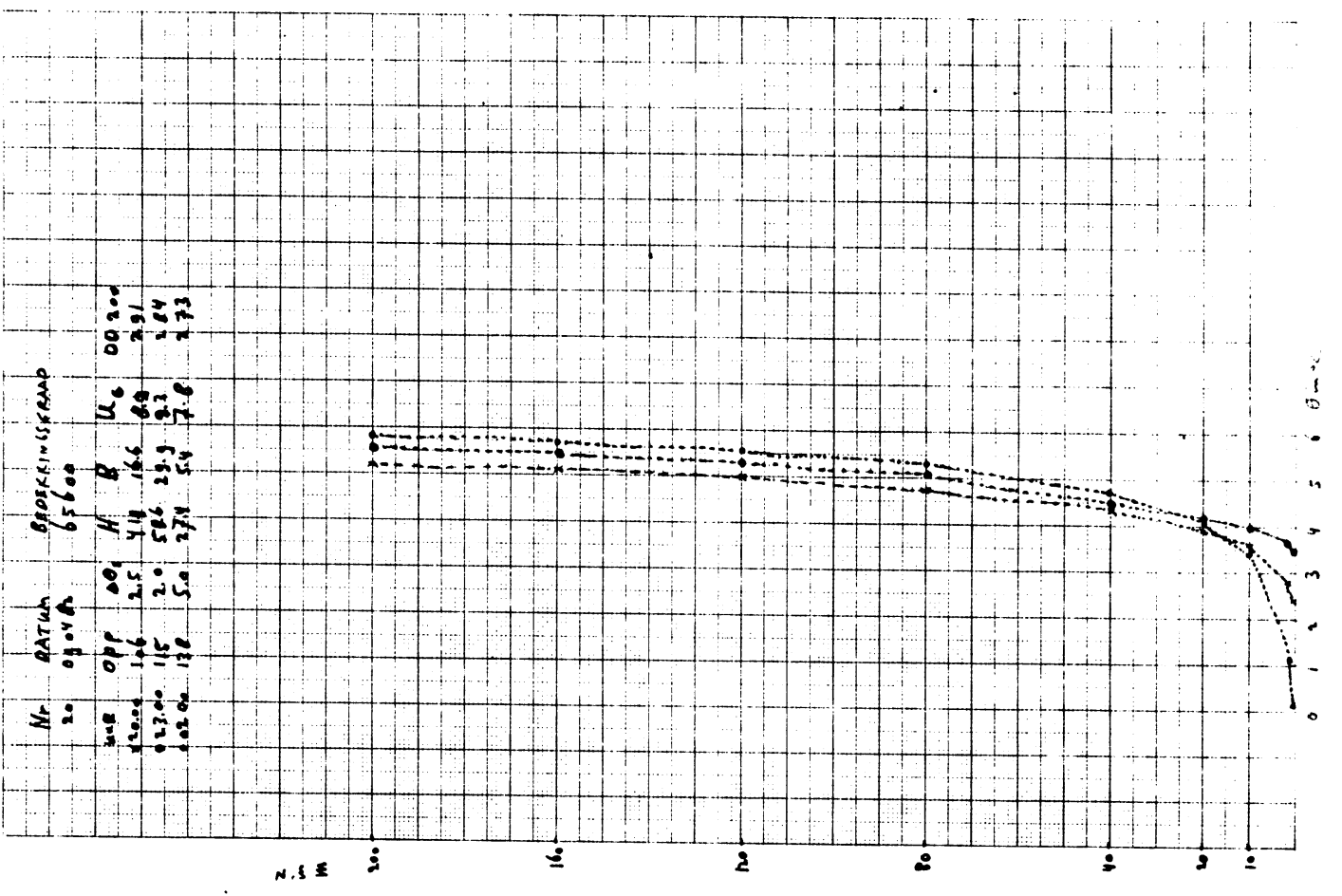
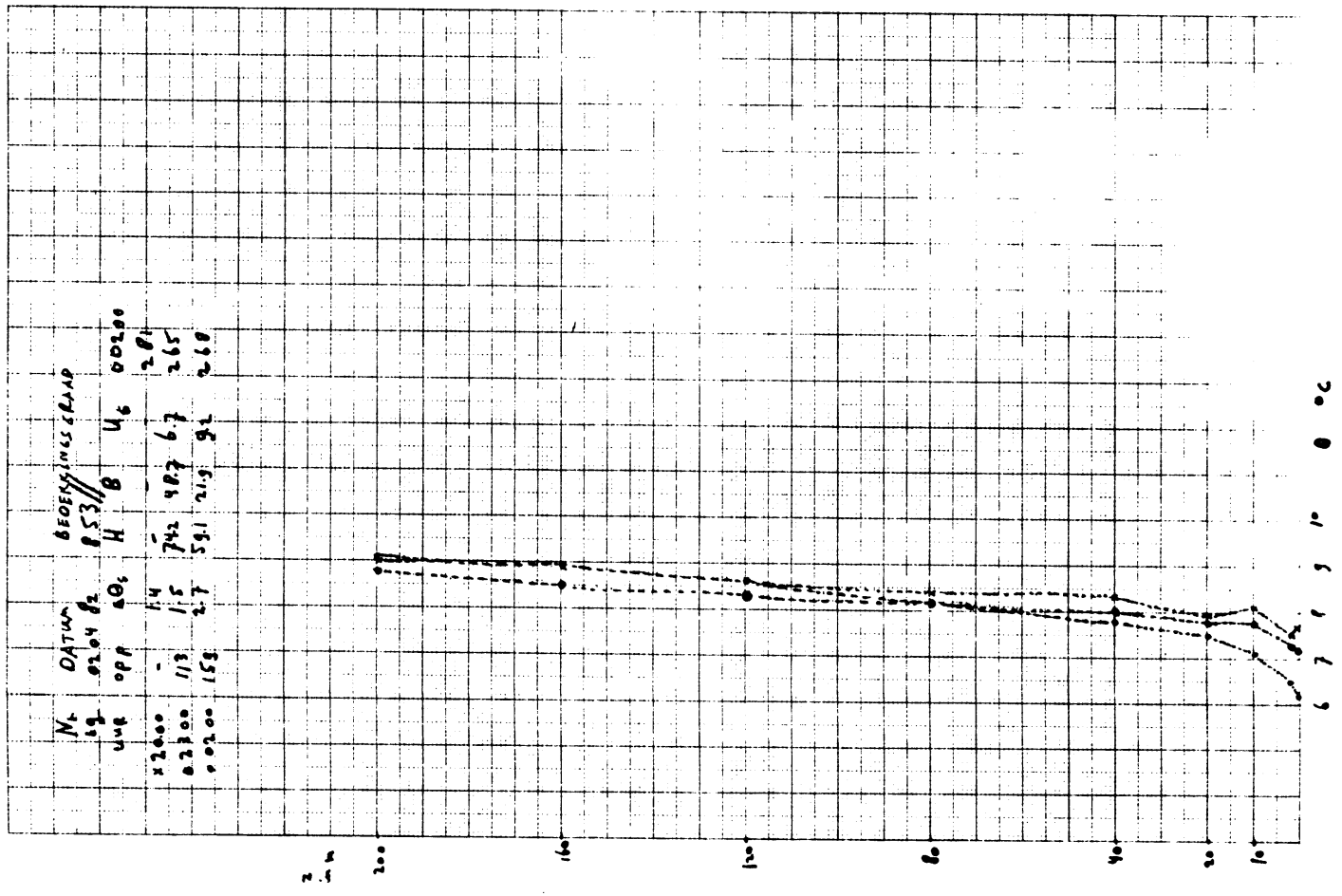
№ DATUM
14. 11.38.

ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ
15600

Угол	α	β	Уг.	α
120	103	40	258	6.4
140	158	43	305	14.2
160	239	52	463	9.0



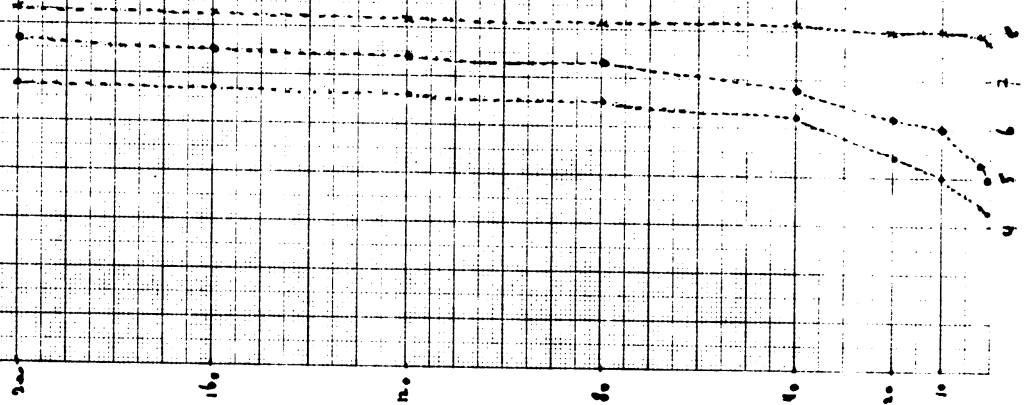




Nr. DATUM
 25 27.04.82
 UHR. OPP 27 2.4
 2300 114 2.5
 20100 32 2.4

BEDECKUNGSGRAD
 85%
 H B U
 64.6 151.9 6.6
 457 182 5.1
 380 157 5.0

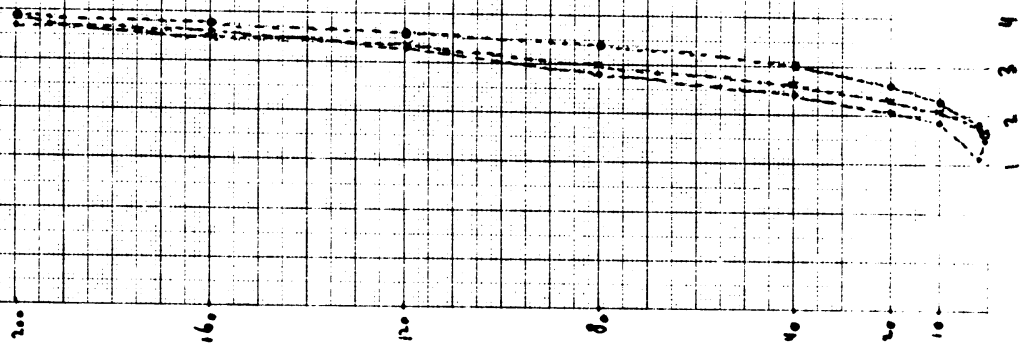
2.5 m



Nr. DATUM
 32 11.01.82
 UHR. OPP 21 2.1
 2300 187 2.2
 20200 1 2.4

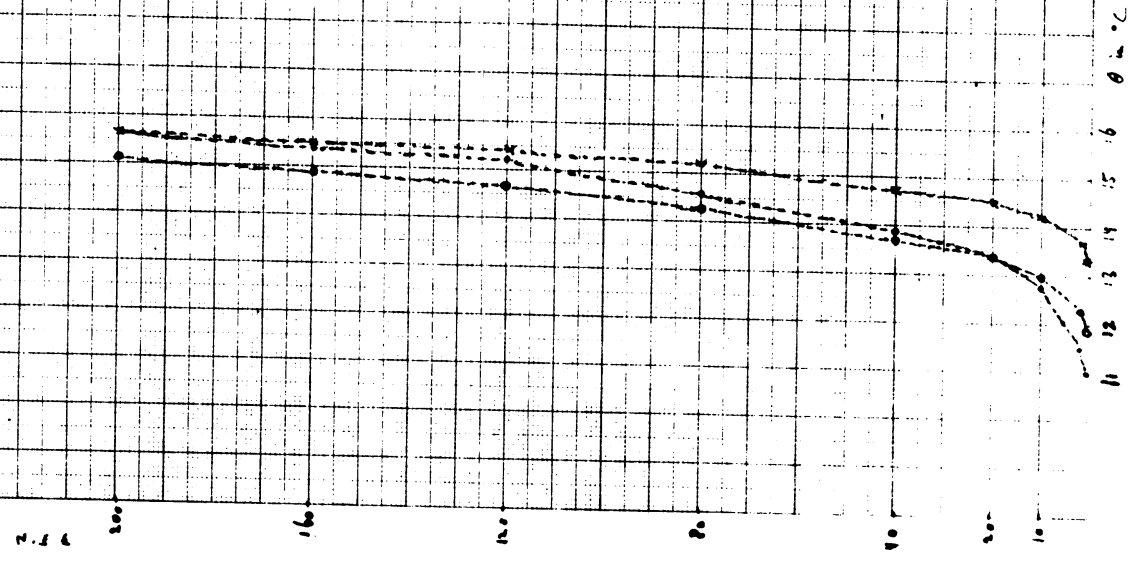
BEDECKUNGSGRAD
 19500
 H B U
 78.4 169 11.9
 50.2 212 10.8
 - 117 3.15

2.5 m

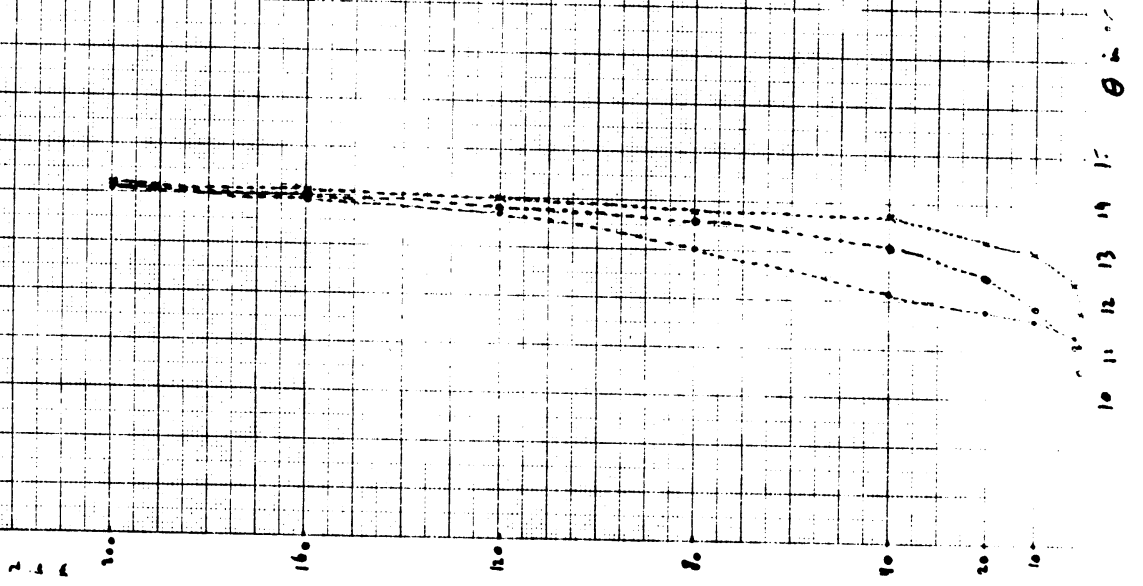


1 2 3 4 0 in °C

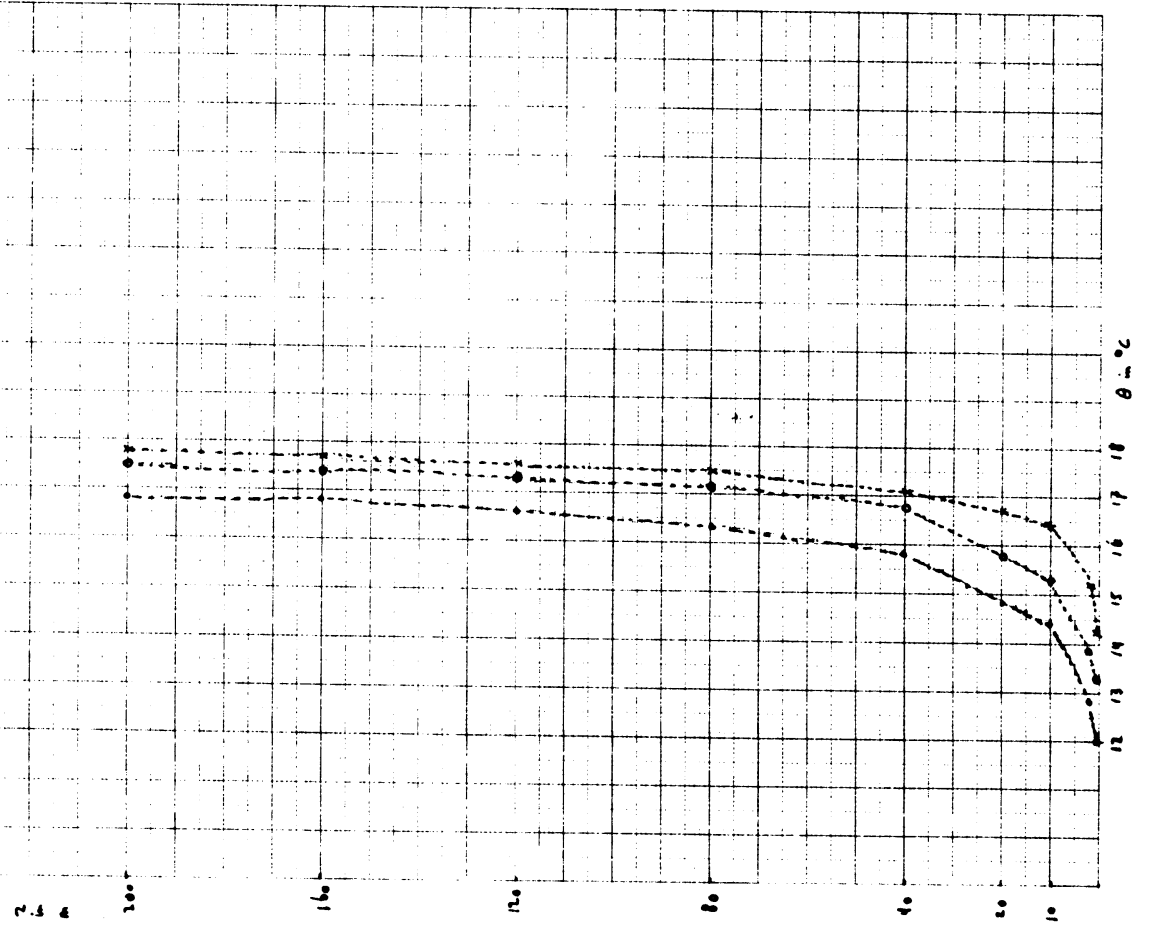
Nr. 28
 DATUM 14.06.82
 BEFEHLINGSSTAND 15.640
 uua 448
 Off 95
 x 20.00
 0.2300
 0.0100
 196
 43
 45.9
 10.7
 10.9
 00190
 U4
 B
 12.9
 0.9
 18.4
 11.5
 0.90
 0.77



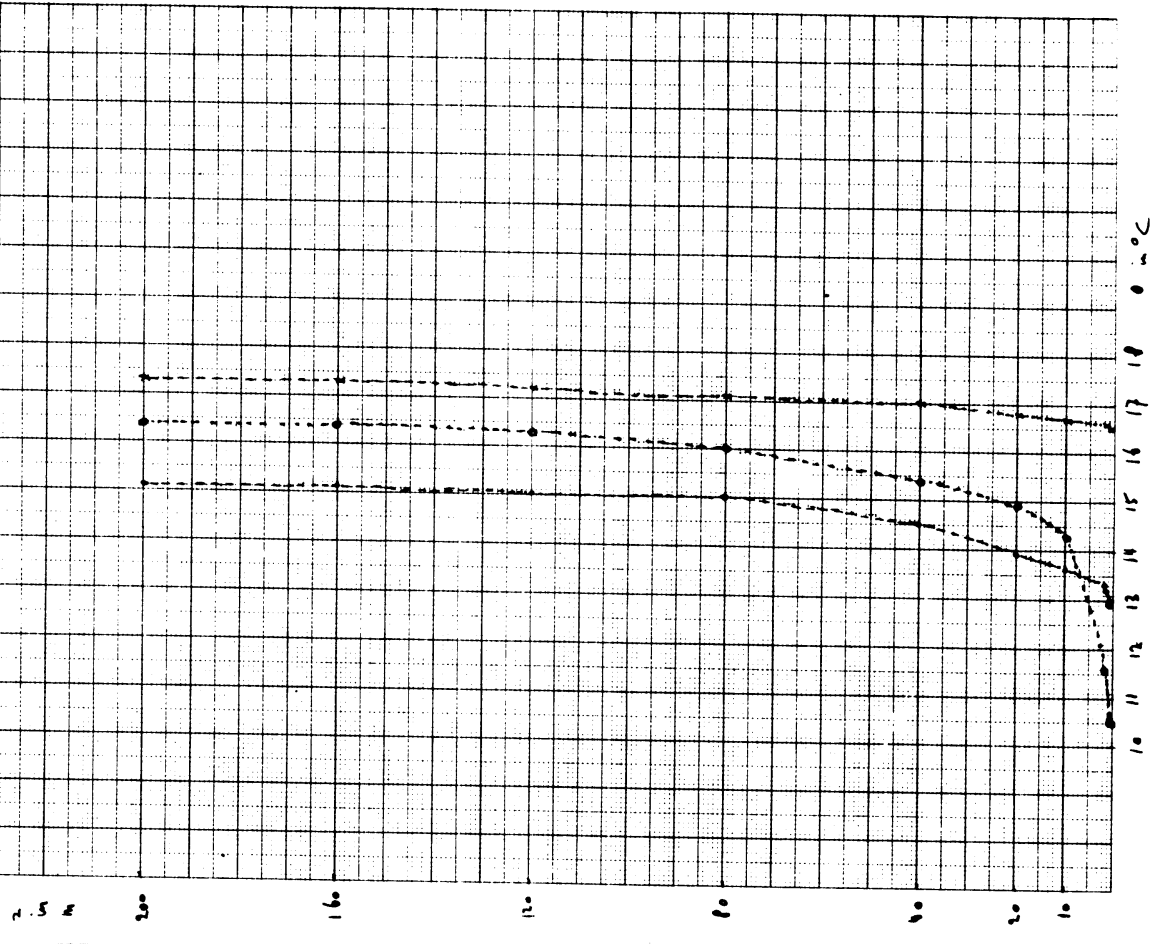
Nr. 27
 DATUM 15.06.82
 BEFEHLINGSSTAND 0097
 uua 444
 Off 78
 x 20.00
 0.2300
 0.0100
 144
 2.3
 2.4
 700
 215
 2.1
 162
 0.72
 1.8
 4.9
 167
 162



Nr. DATUM OFDEKINGSRAAD
 30. 05.07.82 60.972
 uR Off ΔS H U6 D0200
 x 2000 69 2.9 30.1 10.2 2.2 2.92
 0 2300 110 7.8 5.0 7.6 4.2 2.13
 0 0200 135 4.3 31.5 7.4 6.4 2.36



Nr. DATUM BEPHEM CIGRAAD
 31. 06.07.82 25700
 uR Off ΔS H U6 D0300
 x 2000 89 0.7 52.1 32.1 4.6 2.92
 0 2300 111 5.2 21.7 4.4 4.3 4.99
 0 0200 137 6.7 34.9 18.1 3.2 2.76



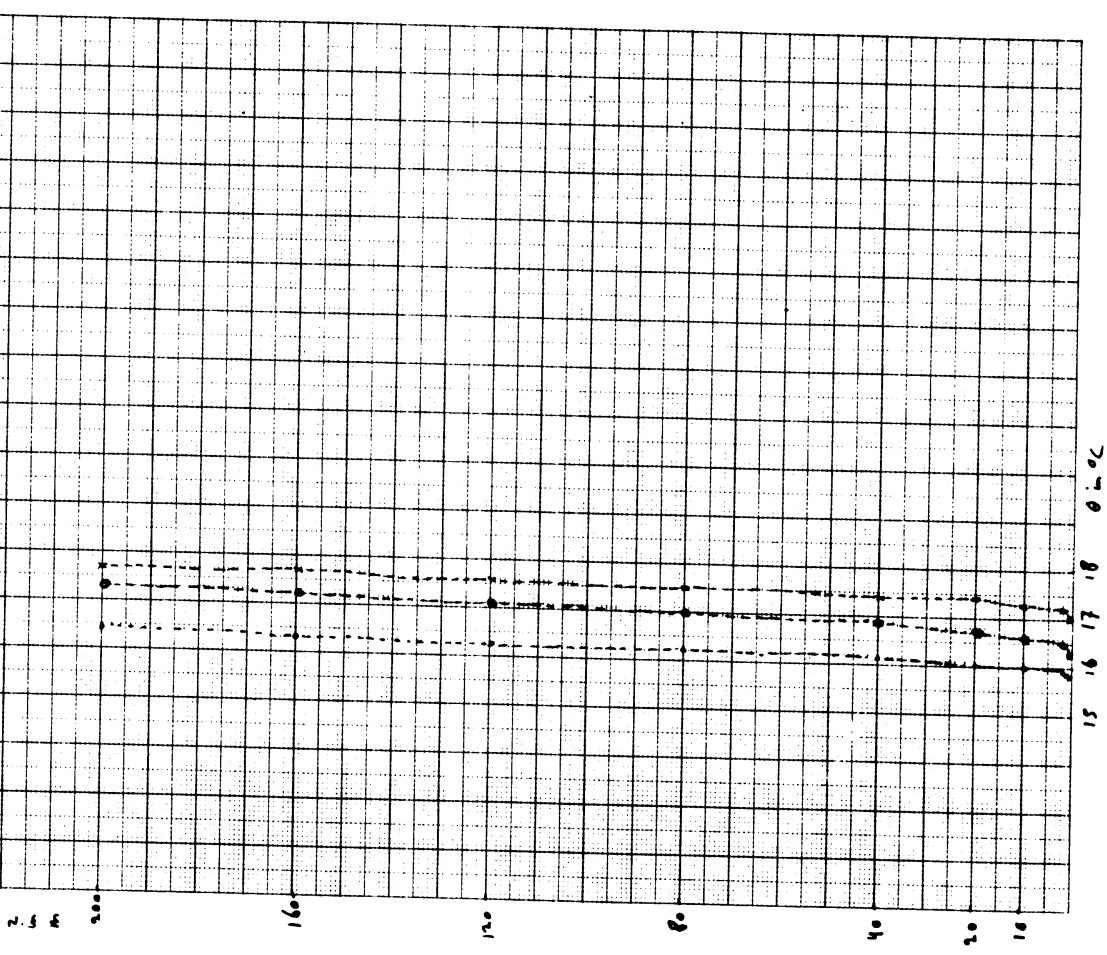
№ 0204
 в 0207
 в 0208
 в 0209

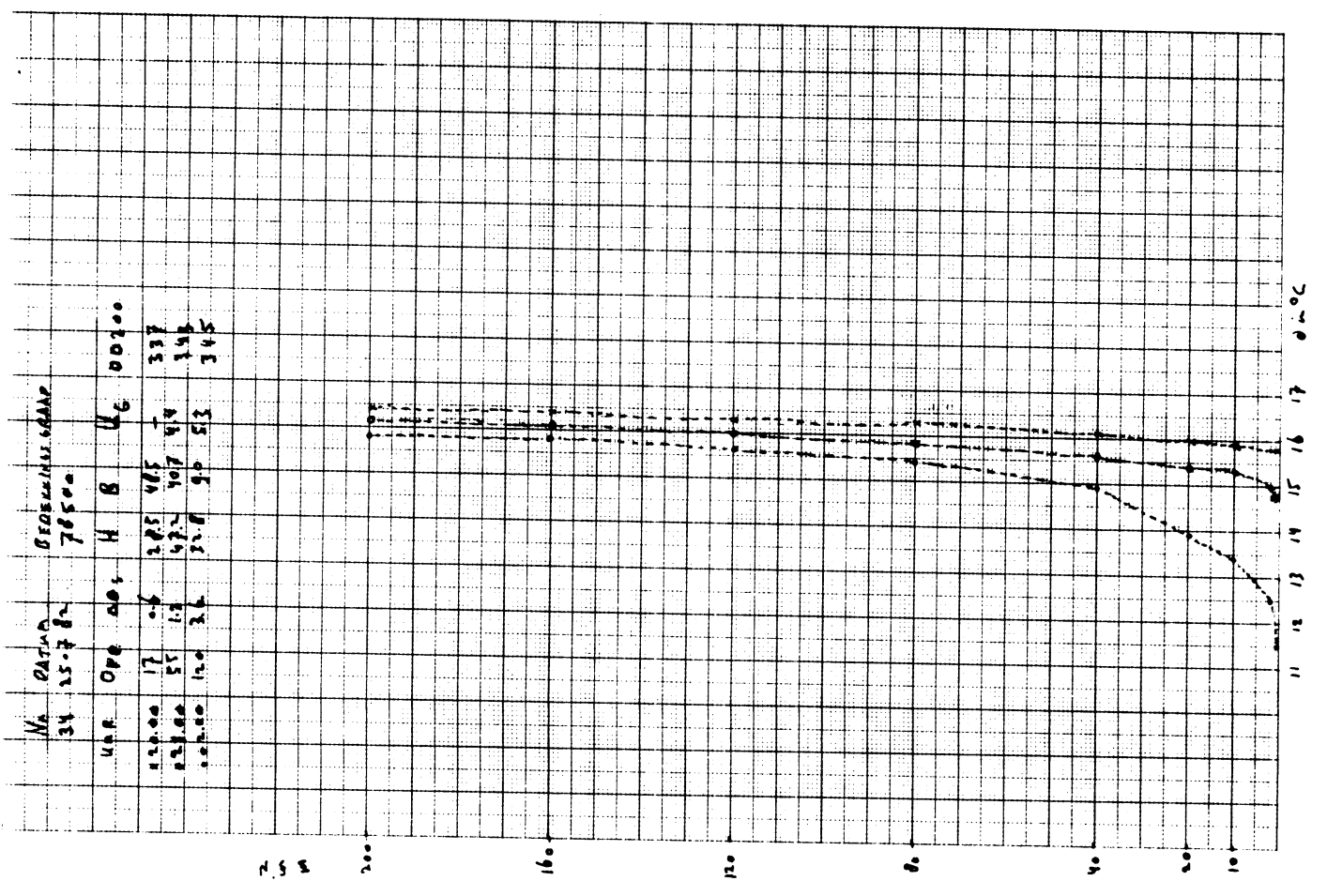
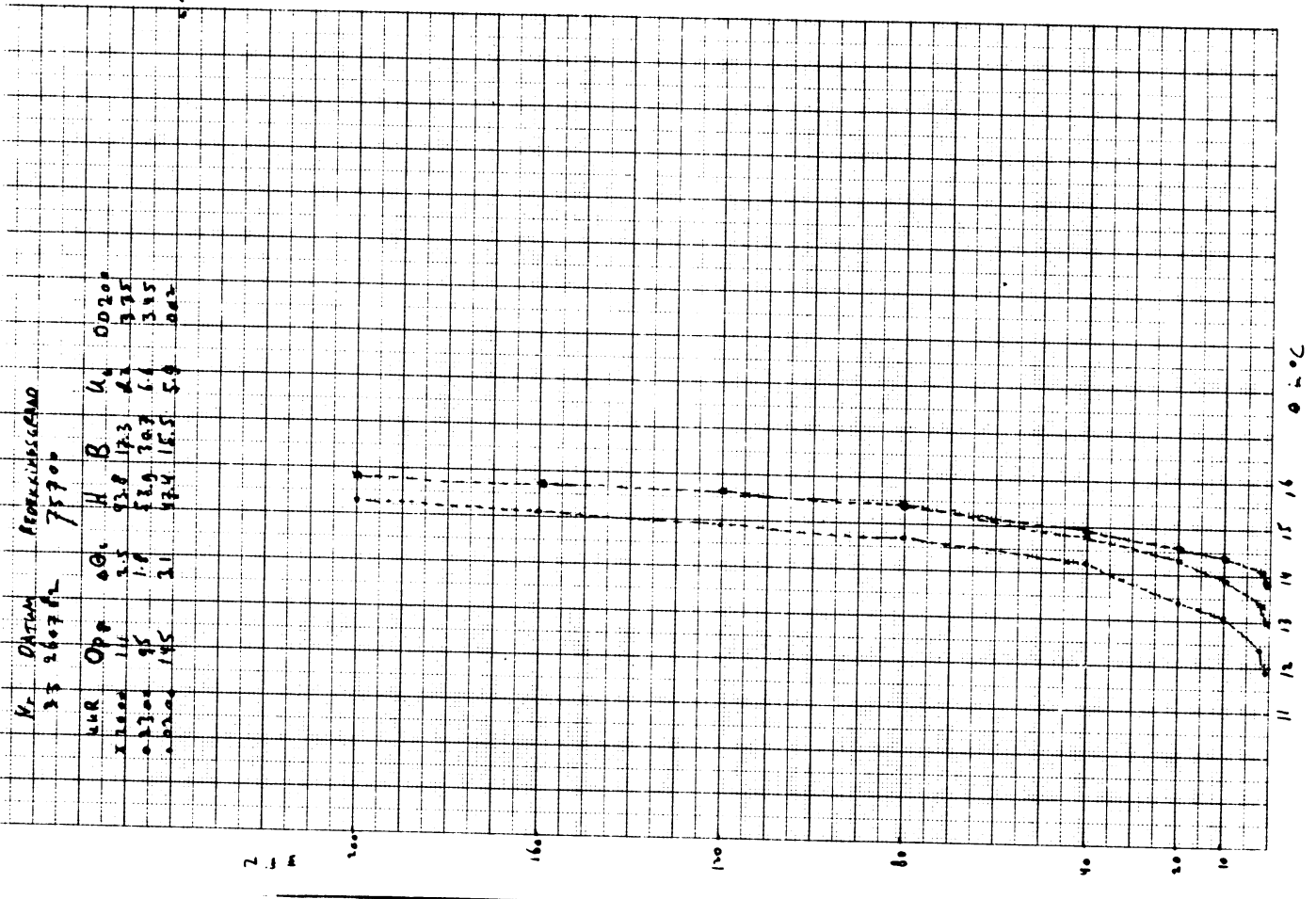
УМР	Орт	ΔB	U	B	U _c	0204
120.00	12	2.2	42.1	12.1	7.5	0207
123.00	10	5.3	32.1	13.5	11.8	0208
122.00	6.2	6.6	33.4	12.2	17.8	0209



№ 2347 B
 75500

УМР	Орт	ΔB	U	B	U _c	0090
120.00	32	0.6	53.0	10.2	7.4	012
123.00	56	0.9	46.8	7.5	7.8	033
122.00	9	0.5	18.0	3.4	5.9	034

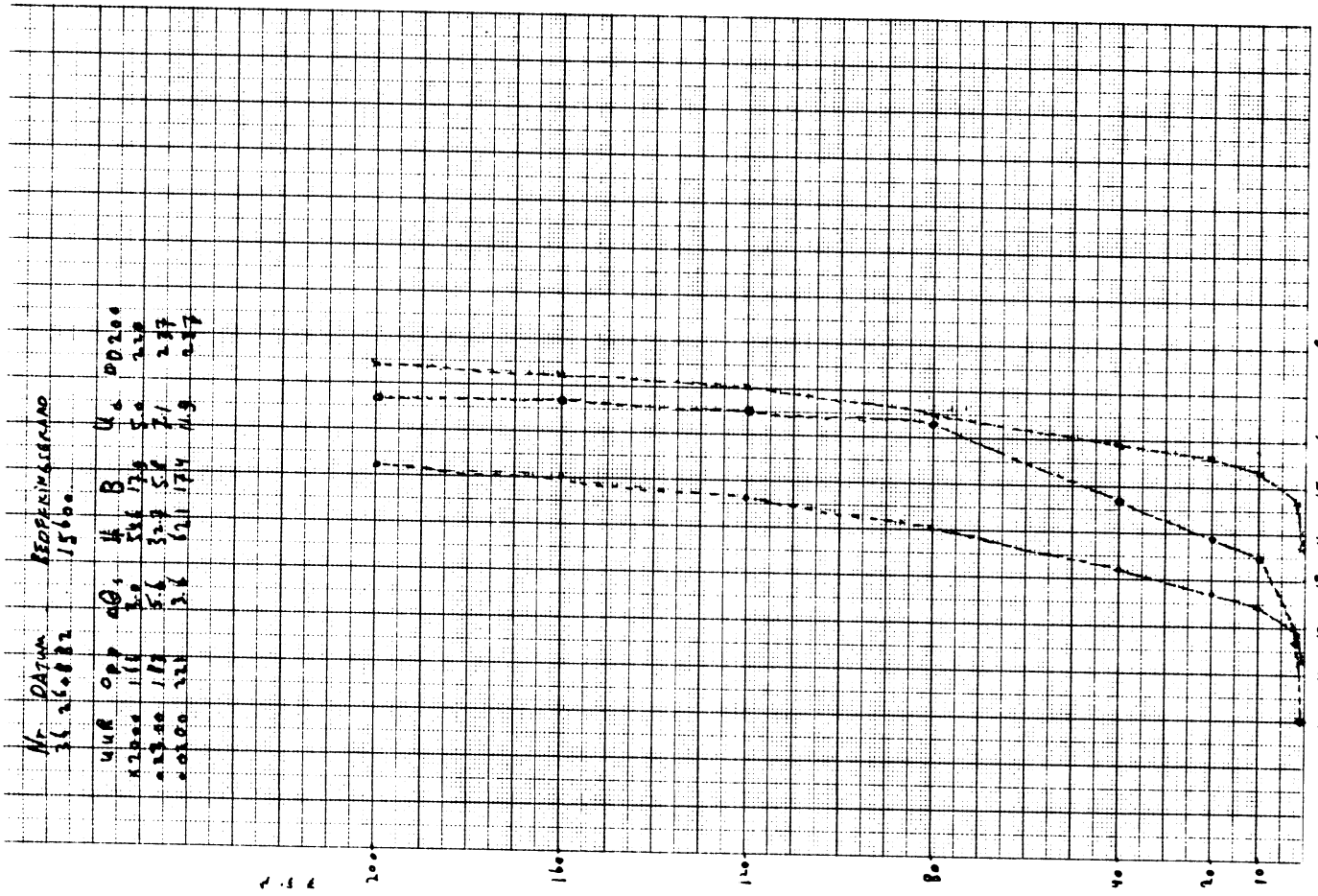




№ ДАТUM
36 26.08.72

РЕОПРИКАСАЊО
15600

УМР ОПР ОД, И Б У. 00200
 111 111 111 111 111 111 111 111 111 111
 111 111 111 111 111 111 111 111 111 111
 111 111 111 111 111 111 111 111 111 111
 111 111 111 111 111 111 111 111 111 111



200 01 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100