

**KONINKLIJK NEDERLANDS
METEOROLOGISCH INSTITUUT**

WETENSCHAPPELIJK RAPPORT

SCIENTIFIC REPORT

W. R. 81 - 5

L. C. Heijboer

Detailstructuren in depressies;
een analytisch model.



De Bilt 1981

Publikatienummer: K.N.M.I. W.R. 81- 5 (F.M.)

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

U.D.C. : 551.515.1

SUMMARY

A simple analytical model of the generation of meso-alpha scale phenomenon in an extra-tropical cyclone

An integrated two-parameter model has been used, based on the quasi-geostrophic vorticity and thermodynamic equation in which the vertical velocity is taken as a fraction of the divergence of the temperature advection. The time-dependent variables are the vertically averaged flow and the vertically averaged temperature. Derived quantities are the geopotential height of 1000 mbar and the mean vertical velocity ω_m .

The initial pattern is a simple purely baroclinic frontless flow with a constant vertically averaged speed and a constant temperature gradient. A circular barotropic disturbance with a Gaussian distribution is superposed on the zonal flow at $t=0$. The disturbance moves without changing shape with the vertically averaged speed of the basic zonal flow. The mean temperature field is disturbed, leading to the formation of spiraling cold and warm tongues, which also move with the speed of the basic zonal flow. An analytical solution exists for the temperature field. Due to that changing temperature field meso-alpha scales such as a trough at the rear of the depression, a pressure pattern characteristic for a cold and an occluded front and a cold anticyclone behind the cold front are generated after about 18 hours. The windfield in the trough at 1000 mbar is typically a low-level jet.

Using certain assumptions, it is possible to estimate the changing slope of the generated frontal surface.

The evolved patterns of mean vertical velocity agree reasonably well with the large-scale cloud pictures of satellites.

The validity of the analytical solution is approximately 36 hours.

INHOUD

Blz.

1. Inleiding
2. Beschrijving van het model
3. Numeriek uitgewerkte situatie
4. Verdere toepassingen

Symbolenlijst

Literatuur

1. INLEIDING

In de atmosferische stroming, zoals die zich dagelijks manifesteert, kunnen we ruwweg de volgende horizontale lengteschalen onderscheiden:

- Turbulentie (buien etc.) met schalen kleiner dan ~ 10 km;
- Mesoschalen (fronten etc.) vanaf ~ 10 tot ~ 100 km;
- Synoptische schalen vanaf ~ 100 km.

De systemen op synoptische schaal zijn waarneembaar op de weerkaarten, zoals die op routinebasis worden geanalyseerd. We kunnen ze onderverdelen in depressies en hogedrukgebieden met schalen vanaf ~ 1000 km en subsynoptische structuren variërend van ~ 100 km tot ~ 1000 km. In een afzonderlijke depressie zijn in het algemeen de volgende subsynoptische structuren waarneembaar.

Temperatuurveld: warme en koude tongen, die om elkaar heen krullen.

Luchtdrukveld op zeeniveau: drukpatroon horende bij fronten, de warme sector, de trog aan de achterzijde van de depressie, het hogedrukgebied in de koude lucht achter het koufront.

Wolkenpatroon : frontale bewolking, veroorzaakt door de opstijgende lucht op grote schaal, het opklaringsgebied achter het koufront, veroorzaakt door de dalende lucht op grote schaal.

Voor de elementen van de dagelijkse weersverwachtingen op korte termijn zoals temperatuur, wind, neerslag en zonneschijn, zijn - gezien de karakteristieke afmeting en levensduur - de subsynoptische structuren van uitermate groot belang.

In dit verslag wordt een zeer eenvoudig model behandeld, waarmee de sub-synoptische structuren kunnen worden beschreven. Het bestaat uit een analytische oplossing van een vereenvoudigde

vorticiteits- en thermodynamische vergelijking. De prognostische variabelen zijn de verticaal gemiddelde stroming \underline{V}_m en de verticaal gemiddelde temperatuur T_m . De afgeleide grootheden zijn de geopotentiële hoogte z_s van 1000 mbar en de "verticale" snelheid ω gemiddeld langs de verticaal.

Als uitgangstoestand wordt een eenvoudige, ongestoorde barokliene basisstroming genomen. Hiervan is de verticaal gemiddelde wind U_m constant en gericht van west naar oost. De gradiënt van het verticaal gemiddelde temperatuurveld is ook constant en gericht van noord naar zuid. (Dus een temperatuurafname van zuid naar noord). De thermische wind U_t is gelijk aan de verticaal gemiddelde wind U_m . Dit betekent dat de windsnelheid op 1000 mbar nul is en toeneemt met de hoogte. De uniforme temperatuurgradiënt op het begintijdstip $t=0$ impliceert dat er nog geen fronten aanwezig zijn. Op de zonale basisstroming wordt nu een cirkelvormige verstoring aangebracht. Men kan aantonen dat zo'n verstoring exact voldoet aan de barotrope vorticiteitsvergelijking, met verwaarlozing van het effect van de Coriolisparameter. De verstoring verandert gedurende de tijd niet van vorm en beweegt met de snelheid U_m van de sturende basisstroming van west naar oost. Het temperatuurveld T_m , dat op $t=0$ nog ongestoord was, verandert reeds na korte tijd ten gevolge van de advectie door de verstoring. Er ontstaan om elkaar heen krullende koude en warme tongen, die eveneens met de snelheid U_m van west naar oost lopen. Het veranderende temperatuurveld blijkt bepalend voor de vorming van de subsynoptische structuren in de velden van de temperatuur, de geopotentiële hoogte van 1000 mbar en de gemiddelde snelheid ω .

In hoofdstuk 2 worden de modelvergelijkingen beknopt behandeld.

Een uitgewerkt numeriek voorbeeld wordt in hoofdstuk 3 gegeven. Besproken wordt de evolutie van het temperatuurveld T_m , de geopotentiële hoogte z_s van 1000 mbar, de relatieve vorticiteit van 1000 mbar en de patronen van de gemiddelde verticale snelheid ω . Voor de basisstroming en de verstoring zijn

op $t=0$ getalwaarden gekozen, die redelijk karakteristiek zijn voor de gematigde breedte. Uit de velden van T_m en z_g blijkt, dat er reeds na betrekkelijk korte tijd (± 18 uur) frontvorming optreedt. Uitgaande van bepaalde veronderstellingen, kan uit het temperatuurveld T_m de ruimtelijke ligging van de gevormde frontvlakken kwalitatief worden afgeleid. De subsynoptische structuren in de hoogte van het 1000 mbar vlak, die op $t=0$ nog afwezig waren, zoals het drukpatroon bij het koufront en het geoccludeerde front, de trog aan de achterzijde van de depressie en de gevormde koude hogedruk achter het koufront, zien er realistisch uit. De patronen van de stijgende verticale beweging komen redelijk overeen met de wolkenpatronen op satellietfoto's bij goed ontwikkelde depressies. De geldigheidsduur van het eenvoudige model ligt in de orde van 36 uur. Daarna treden er onrealistische afwijkingen op. De resultaten zijn vergeleken met de praktijksituatie van eind augustus 1980.

Tot slot komen in hoofdstuk 4 nog enige verdere mogelijke toepassingen van het model aan de orde.

2. BESCHRIJVING VAN HET MODEL

Variabelen

We gaan uit van een rechthoekig coördinatenstelsel, waarbij de x -as van west naar oost en de y -as van zuid naar noord is gericht. De verticale as staat loodrecht op het aardoppervlak. In plaats van de hoogte z wordt de luchtdruk p als verticale coördinaat gekozen. De variabelen zijn de temperatuur T , de geopotentiële hoogte z en de horizontale wind \underline{V} . T en z worden opgesplitst volgens

$$T(x,y,p,t) = T_0(p) + T'(x,y,p,t) \quad (2.1)$$

$$z(x,y,p,t) = z_0(p) + z'(x,y,p,t) \quad (2.2)$$

waarbij T_0 en z_0 de in ruimte en tijd gemiddelde waarden van respectievelijk T en z over vlakken van constante druk p zijn. Vervolgens worden verticaal gemiddelde grootheden gedefinieerd.

$$T_m(x,y,t) \equiv \left(\int_0^{p_s} T' dp \right) / p_s \quad (2.3)$$

$$z_m(x,y,t) \equiv \left(\int_0^{p_s} z' dp \right) / p_s \quad (2.4)$$

$$\underline{v}_m(x,y,t) \equiv \left(\int_0^{p_s} \underline{v} dp \right) / p_s \quad (2.5)$$

p_s is de druk van 1000 mbar.

Uit (2.4) volgt na partiële integratie met toepassing van de hydrostatische relatie

$$T' = - \frac{g \cdot p}{R} \frac{\partial z'}{\partial p} \quad (2.6)$$

en uit (2.3) volgt dat

$$z_s = z_m - \frac{R}{g} T_m \quad \text{of} \quad (2.7)$$

$$z_s = z_m - z_T \quad \text{met} \quad (2.8)$$

$$z_T \equiv \frac{R}{g} T_m \quad . \quad (2.9)$$

Hierbij is z_s de hoogte van 1000 mbar.

Ligging van het frontvlak

In de praktijk blijkt, dat een niet onbelangrijk gedeelte van het T_m -veld wordt bepaald door subsynoptische structuren, veroorzaakt door de ligging van het frontvlak in de ruimte.

Een voorbeeld wordt gegeven in figuur 1, waarin een schets is gemaakt van het T_m -veld horende bij een verticale atmosferische doorsnede loodrecht op het frontvlak. Uitgaande van het drie-dimensionale T' -veld, kunnen we met behulp van (2.3) gemakkelijk het bijbehorende T_m -veld uitrekenen.

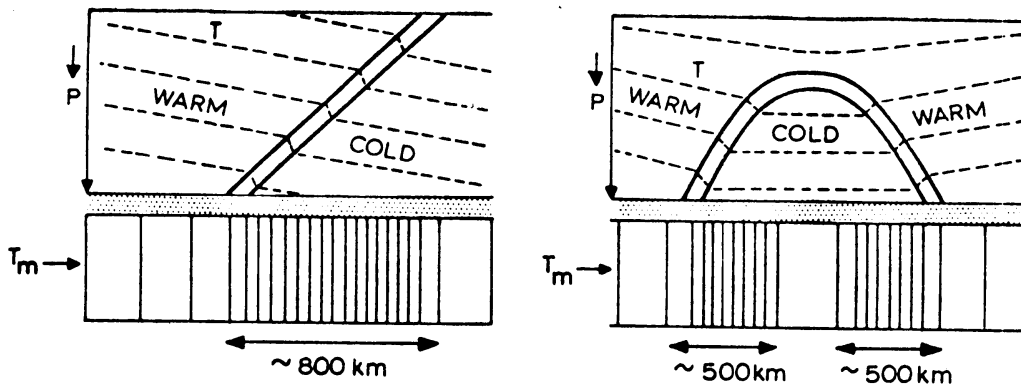


FIG. 1

Omgekeerd is het ook mogelijk om vanuit het T_m -veld een schatting te maken van de ruimtelijke ligging van het frontvlak. Er blijkt namelijk in de praktijk in redelijke mate een lineair verband te bestaan tussen de druk p_f van het frontvlak en de gemiddelde temperatuur T_m . Hierbij is de middeling uitgevoerd langs de verticale, die gaat door een punt in het frontvlak waar de druk gelijk is aan p_f . Voor de vastlegging van het frontvlak in de troposfeer moeten we de waarde van $T_m = T_{mw}$ kennen waar het frontvlak het 1000 mbar vlak snijdt ($p_s = 1000$ mbar) en $T_m = T_{mc}$ horende bij de druk p_t ($p_t \approx 300$ mbar) waar het frontvlak de tropopauze snijdt. Kennen we eenmaal de waarden T_{mw} en T_{mc} , horende bij de drukken p_s respectievelijk p_t , dan kunnen we door simpele omnummering de druk p_f bepalen, die hoort bij elke tussengelegene waarde van T_m . Hiermee is dan het frontvlak in het x, y, p -stelsel ruimtelijk vastgelegd.

Het aanwezig zijn van een frontvlak komt in het T_m -veld tot uiting in een grote toe- of afname van de gradiënt. Zie ook figuur 1. In figuur 2 wordt dit verder verduidelijkt. Figuur 2a laat een T_m -veld zien met een uniforme gradiënt, waarbij nog een frontvlak aanwezig is. In figuur 2b wordt echter een meer realistisch T_m -veld gegeven, waarin duidelijk sprake is van een plotselinge toename en een plotselinge afname van de gradiënt als het veld van hoge naar lage waarden doorlopen wordt. De T_{mw} - en T_{mc} -lijnen zijn hier gemakkelijk te bepalen en daarmee ook de ruimtelijke ligging van het frontvlak.

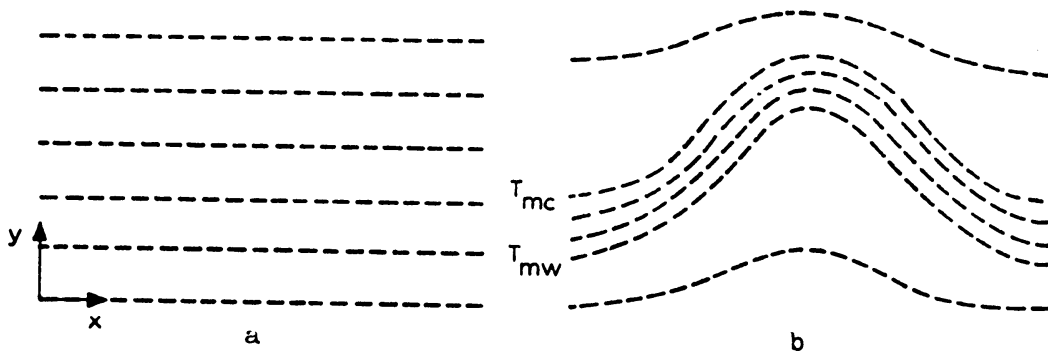


FIG. 2

Toegepaste vergelijkingen

Als basisvergelijkingen gaan we uit van de quasi-geostrofische vorticiteits- en thermodynamische vergelijking. Deze zijn te vinden in Holton (2nd edition 1980) op blz. 128 vgl. (6.10) en op blz. 127 vgl. (6.8). Deze vergelijkingen worden geïntegreerd in de verticaal, waarbij de randconditie

$$\omega \equiv \frac{dp}{dt} = 0 \quad \text{voor} \quad p = 0 \quad \text{en} \quad p = p_s \quad (2.10)$$

wordt toegepast. We volgen hierbij de methode analoog aan die van een geïntegreerd twee-parameter model. Daarbij wordt verondersteld dat de hoogte z' kan worden benaderd volgens

$$z'(x,y,p,t) = z_m(x,y,t) + G(p) z_T(x,y,t) \quad (2.11)$$

De geostrofische wind \underline{V}_g moet dan voldoen aan

$$\underline{V}_g = (\underline{V}_g)_m + G(p) (\underline{V}_g)_T \quad (2.12)$$

Hierbij wordt de verticaal gemiddelde thermische wind gegeven door

$$(\underline{V}_g)_T = \frac{g}{f_0} \underline{k} \times \nabla z_T = \frac{R}{f_0} \underline{k} \times \nabla T_m \quad (2.13)$$

Zie ook Holton, blz. 68.

Verder nemen we aan dat de verticale snelheid ω bij benadering voldoet aan

$$\omega = H(p) \omega_m \quad (2.14)$$

Uit (2.4), (2.8) en (2.11) volgt onmiddellijk dat

$$\overline{G(p)} = 0 \quad \text{en} \quad G(p_g) = -1 \quad (2.15)$$

Volgens (2.10) moet gelden

$$H(0) = H(p_g) = 0 \quad (2.16)$$

Met behulp van (2.10)-(2.16) kunnen de integraties van de quasi-geostrofische vorticitets- en thermodynamische vergelijking gemakkelijk worden uitgevoerd. We krijgen dan:

vorticitetsvergelijking

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_m + J(\psi_m, \nabla^2 \psi_m + f) = \overline{-G^2} J(\psi_T, \nabla^2 \psi_T) \quad (2.17)$$

geïntegreerde thermodynamische vergelijking

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi_T + J(\psi_m, \psi_T) - \frac{p_s \sigma_m}{f_0} \omega_m = 0 \quad (2.18)$$

met

$$\psi_m \equiv (g \cdot z_m) / f_0, \quad \psi_T \equiv (g \cdot z_T) / f_0, \quad (2.19)$$

$$f = 2 \Omega \sin \varphi \quad \text{de Coriolis-parameter,} \quad (2.20)$$

f_0 een vaste waarde van f , die meestal op 45° NB wordt genomen,

σ_m een gemiddelde waarde van de statische stabiliteit σ volgens

$$\sigma_m \equiv \left(\int_0^{p_s} H \cdot \sigma \, dp \right) / p_s \quad (2.21)$$

en

$$\overline{G^2} \equiv \left(\int_0^{p_s} G^2 \, dp \right) / p_s. \quad (2.22)$$

Daar we geïnteresseerd zijn in de ontwikkeling van de subsynoptische structuren in een depressie, zijn de volgende vereenvoudigingen toelaatbaar:

- (1) De term in het rechterlid van (2.17) wordt geschrapt. Dit betekent dat de invloed van het thermische veld z_T op de ontwikkeling van het veld van de verticaal gemiddelde stroming z_m is te verwaarlozen. In de praktijk blijkt dat toelaatbaar voor een tijdsduur van 1 à 2 dagen. Immers, toepassing van die verwaarlozing betekent dat (2.17) overgaat in de barotrope vorticitetsvergelijking, die - toegepast op 500 mbar - goede voorspelresultaten geeft voor enkele dagen vooruit. Daar het veld z_m in hoge mate lijkt op dat van 500 mbar, geldt dit ook voor z_m .

(2) De invloed van de afgeleide van de Coriolis-parameter f mogen we verwaarlozen voor systemen met horizontale schalen kleiner dan ~ 4000 km. Dit volgt uit schaalanalyse.

Na bovenstaande vereenvoudigingen wordt (2.17)

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_m + J(\psi_m, \nabla^2 \psi_m) = 0 \quad (2.23)$$

(2.18) en (2.23) zijn de twee voorspelvergelijkingen van het model waarmee we de subsynoptische structuren gaan beschrijven. Een extra onbekende is hierbij de gemiddelde verticale snelheid ω_m . Deze zal straks analoog aan het model van de Noorse School worden geparameteriseerd als functie van de horizontale temperatuuradvectie.

Uitgangstoestand op $t=0$

Op het begintijdstip $t=0$ gaan we uit van een eenvoudige, zuiver barokliene basisstroming. Hierbij is de windsnelheid U_m van de verticaal gemiddelde stroming constant en gericht van west naar oost. Volgens de geostrofische windrelatie geldt dan

$$z_m = - \frac{f_0}{g} U_m \cdot y \quad (2.24)$$

Voor het bijbehorende temperatuurveld veronderstellen we dat de gradiënt constant is en gericht van noord naar zuid. Dus isolijnen in het z_T -veld zijn gericht van west naar oost en de temperatuur neemt af van zuid naar noord. In zo'n temperatuurveld is de verticaal gemiddelde thermische wind U_T constant en gericht van west naar oost. Volgens (2.13) moet gelden

$$z_T = - \frac{f_0}{g} U_T \cdot y \quad (2.25)$$

Nemen we, in overeenstemming met hoofdstuk 3, $U_m = U_T = 10$ m/s, dan is $z_m = z_T$ en volgens (2.8) $z_s = 0$.

Wegens de gekozen uniforme temperatuurgradiënt zijn er op $t=0$ nog geen fronten aanwezig.

Op het z_m -veld volgens (2.24) brengen we nu een cirkelvormige verstoring \hat{z}_m aan, gedefinieerd als

$$z_m = -\frac{f_0}{g} U_m \cdot y + \hat{z}_m(x, y, t) \quad (2.26)$$

met

$$\hat{z}_m(x, y, t) = A e^{-b\{(x-U_m \cdot t)^2 + y^2\}} \quad (2.27)$$

Aangetoond kan worden, na enig rekenwerk, dat z_m exact voldoet aan de vorticieteitsvergelijking (2.23). De verstoring \hat{z}_m beweegt zonder vormverandering met constante snelheid U_m van west naar oost.

Uit (2.25) en (2.26) met $U_m = U_T$ en (2.8) volgt, dat $z_s = \hat{z}_m$. Dus op $t=0$ is het patroon van 1000 mbar hetzelfde als dat van de verstoring in het verticaal gemiddelde veld. Dit betekent dat de verstoring in redelijke mate barotroop is. In de praktijk blijkt zo'n barotrope structuur vrij vaak voor te komen bij volgroeide depressies.

De subsynoptische detailstructuren ontbreken echter nog in onze uitgangstoestand. Zie ook figuur 8a, waarin op $t=0$ de velden z_m , z_T en z_s worden gegeven. In het volgende hoofdstuk zal blijken, dat bij tijdsintegratie van het model de detailstructuren reeds na korte tijd ontstaan en er realistisch uitzien.

Bewegend coördinatenstelsel en parameterisatie van ω_m

Een exacte oplossing voor het z_m -veld hadden we al gevonden in de vorm van een cirkelvormige verstoring, die met de snelheid U_m van de sturende basisstroming loopt van west naar oost. Zie (2.26) en (2.27). Daar we echter niet geïnteresseerd zijn in de loopsnelheid van de totale depressie zelf maar in de ontwikkeling van de detailstructuren in de depressie, ligt het voor de

hand over te gaan op een bewegend coördinatenstelsel waarvan de oorsprong eveneens met de snelheid U_m van de depressie loopt van west naar oost. De nieuwe coördinaten \hat{x} , \hat{y} en \hat{t} worden dan

$$\hat{x} = x - U_m \cdot t, \quad \hat{y} = y \quad \text{en} \quad \hat{t} = t \quad (2.28)$$

In deze nieuwe coördinaten luiden de modelvergelijkingen (2.23) en (2.18)

$$J(\hat{\psi}_m, \nabla^2 \hat{\psi}_m) = 0 \quad (2.29)$$

en

$$\frac{\partial}{\partial \hat{t}} \psi_T + J(\hat{\psi}_m, \psi_T) - \frac{p_s \sigma_m}{f_o} \omega_m = 0 \quad (2.30)$$

met

$$\psi_m \equiv \frac{g \cdot \hat{z}_m}{f_o} \quad \text{en} \quad \hat{z}_m = A e^{-b(\hat{x}^2 + \hat{y}^2)} \quad (2.31)$$

Bekeken vanuit het lopende coördinatenstelsel zal het thermische veld z_T gedurende de tijd van vorm veranderen. Dit volgt uit (2.30). Het thermische veld wordt namelijk geadvecteed door de verstoring \hat{z}_m . Het z_T -veld verandert door de divergentie van de advection in de tweede term van het linkerlid van (2.30). Omdat het \hat{z}_m -veld cirkelvormig is, ontstaat er een warme en een koude tong, die beide om elkaar heen krullen. Bekeken vanaf het aardoppervlak zullen deze tongen, evenals de verstoring \hat{z}_m , met de snelheid U_m van west naar oost lopen.

In de praktijk blijkt dat de lokale temperatuurverandering, veroorzaakt door de divergentie van de temperatuuradvection, wordt tegengewerkt door de verticale beweging ω_m via de derde term in het linkerlid van (2.30). Opstijgende lucht ($\omega_m < 0$) koelt namelijk adiabatisch af en dalende lucht ($\omega_m > 0$) wordt adiabatisch verwarmd. Nemen we aan dat de divergentie van de temperatuuradvection het primaire proces is en de optredende

verticale beweging daarvan het gevolg, dan is ω_m op te vatten als een functie van $J(\hat{\psi}_m, \psi_T)$. We veronderstellen nu een simpel lineair verband volgens

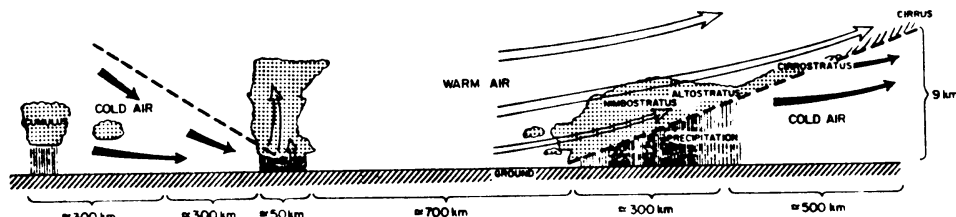
$$\omega_m = \frac{f_o(1-k)}{p_s \sigma_m} J(\hat{\psi}_m, \psi_T) \quad (2.32)$$

(2.30) kan nu worden geschreven als

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi_T + J(k \hat{\psi}_m, \psi_T) = 0 \quad (2.33)$$

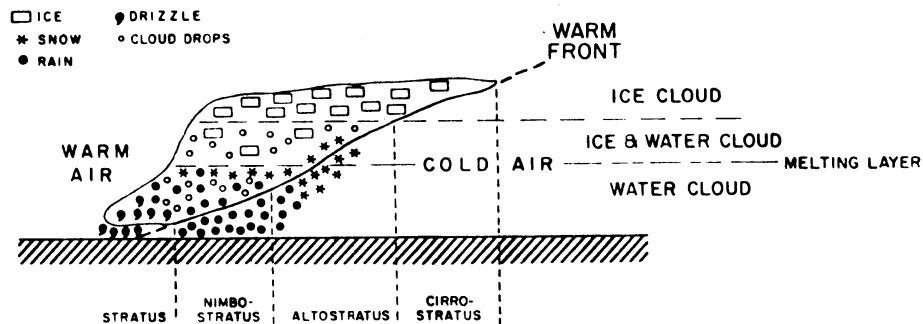
De factor k blijkt in de praktijk te liggen tussen 0.50 en 0.75. Zie ook Haltiner, blz. 130.

Bovenstaande parameterisatie van ω_m is consistent met de modelvoorstelling van de Noorse School. Een illustratie wordt gegeven in figuur 3, die is overgenomen uit het boek van Wallace and Hobbs.



Idealized vertical cross section (along AA' in Fig. 3.11b) through a middle-latitude cyclone, according to the Norwegian model. (Note that the vertical scale is stretched by a factor of about thirty compared to the horizontal scale.)

5.5 Extratropical Cyclonic Storms



The Norwegian model of the microphysical structure of a warm front.

FIG. 3

Oplossing in poolcoördinaten

Het inzicht in de ontwikkeling van de detailstructuren wordt vergroot als de oplossing wordt uitgeschreven in poolcoördinaten. Bovendien wordt het rekenwerk eenvoudiger. De poolcoördinaten worden als volgt gedefinieerd:

$$\hat{x} = r \cos \varphi \quad \text{en} \quad \hat{y} = r \sin \varphi \quad (2.34)$$

Hierbij is r de afstand tot de oorsprong van het lopende coördinatenstelsel. De hoek φ wordt gemeten tegen de wijzers van de klok in en loopt van 0 tot 2π radialen. De totale oplossing wordt dan als volgt:

Verstoring \hat{z}_m :

$$\hat{z}_m = - \frac{f_0}{g} r_m v_m e^{-\frac{1}{2} \left\{ (r/r_m)^2 - 1 \right\}} \quad (2.35)$$

met r_m de afstand tot de oorsprong waar de geostrofische windsnelheid v_m van de verstoring maximaal is.

Verticaal gemiddelde stroming z_m :

$$z_m = - \frac{f_0}{g} U_m r \sin \varphi + \hat{z}_m \quad (2.36)$$

Thermische veld z_T :

$$z_T = - \frac{f_0}{g} U_T r \sin \{ \varphi - \Omega(r) \cdot t \} \quad (2.37)$$

met hoeksnelheid $\Omega(r)$

$$\Omega(r) \equiv \frac{k \cdot v_m}{r_m} e^{-\frac{1}{2} \left\{ (r/r_m)^2 - 1 \right\}} \quad (2.38)$$

Dus het thermische veld bestaat uit een eenparig lopende sinusgolf om de oorsprong met een hoeksnelheid, die een functie is van de afstand r tot de oorsprong. Als $r=0$, dan is $\Omega(r)$ maximaal en als $r \rightarrow \infty$, dan is $\Omega(r)=0$. Het feit dat de hoeksnelheid variabel is, heeft tot gevolg dat er een warme en koude tong ontstaat.

Hoogte z_s van 1000 mbar:

$$z_s = z_m - z_T = - \frac{f_0}{g} U_m r \cos \varphi + \hat{z}_m - z_T \quad (2.39)$$

In het bewegende coördinatenstelsel worden de tendensen van het z_s -veld volledig bepaald door die van het z_T -veld. Immers, partiële differentiatie van (2.39) naar t geeft

$$\frac{\partial z_s}{\partial t} = - \frac{\partial z_T}{\partial t} \quad (2.40)$$

Dus toename van de temperatuur komt overeen met drukdaling op zeeniveau en afname van de temperatuur met drukstijging.

Bovenstaande redenering gaat ook op voor de produktie van de relatieve vorticititeit op 1000 mbar. Uit (2.39) volgt namelijk dat

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 z_s = - \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 z_T \quad (2.41)$$

Door het om elkaar heen krullen van de tongen in het temperatuurveld, waarbij ze steeds verder uitgerekt worden, neemt de thermische vorticititeit voortdurend toe. In de warme tong vindt in het algemeen produktie plaats van negatieve thermische vorticititeit en volgens (2.41) produktie van cyclonale vorticititeit op 1000 mbar. In de koude tong gebeurt het tegengestelde, namelijk produktie van positieve thermische vorticititeit en anticyclonale vorticititeit op 1000 mbar.

Gemiddelde verticale snelheid ω_m :

Uit (2.32), (2.35) en (2.37) volgt dat

$$\omega_m = - \frac{f_o (1-k) U_T v_m}{p_s \sigma_m} \cdot \frac{r}{r_m} e^{-\frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{r}{r_m} \right)^2 - 1 \right\}} \cos \{ \varphi - (r) \cdot \hat{t} \} \quad (2.42)$$

Uit bovenstaande formule volgt dat $\omega_m = 0$ voor $r=0$ en $r \rightarrow \infty$. Het ω_m -veld bestaat uit een lopende cosinusgolf met variabele hoeksnelheid $\Omega(r)$ om de oorsprong van het lopende coördinatenstelsel. De amplitude is een functie van r en is maximaal voor $r=r_m$.

3. NUMERIEK UITGEWERKTE SITUATIE

Met behulp van onderstaande voor de gematigde breedte redelijk karakteristieke getalwaarden is de gevonden oplossing van hoofdstuk 2 verder uitgewerkt. Gekozen zijn:

$$f_o = 10^{-4} \text{ s}^{-1} ,$$

$$g = 10 \text{ ms}^{-2} ,$$

$$\sigma_m = 10^{-6} \text{ kg}^{-2} \text{ m}^4 \text{ s}^2 ,$$

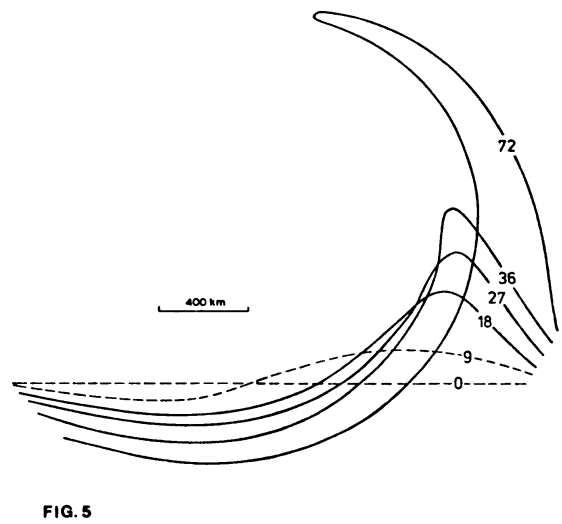
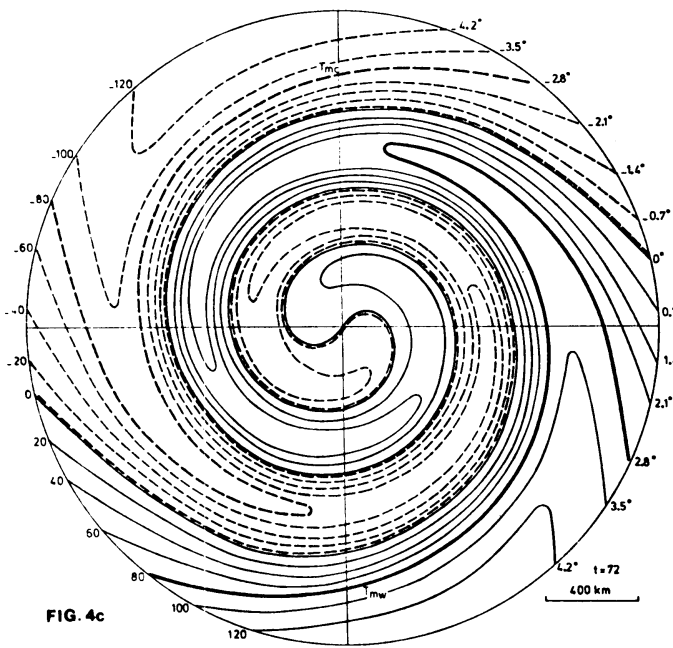
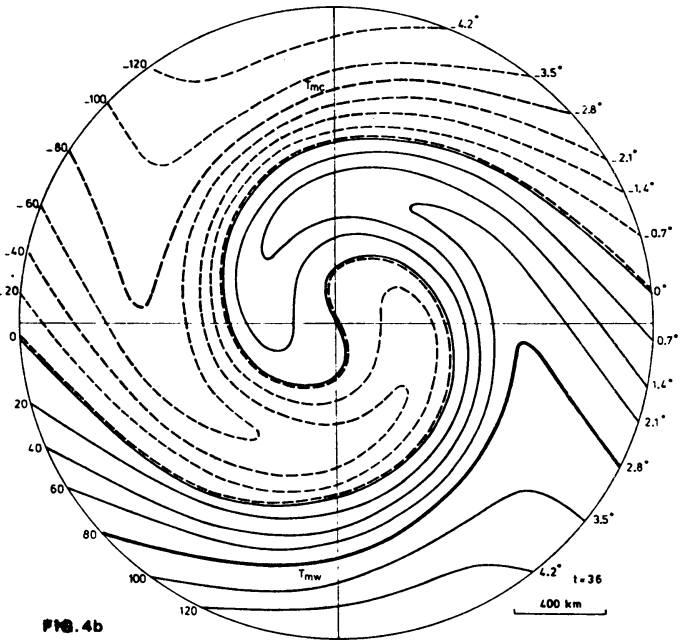
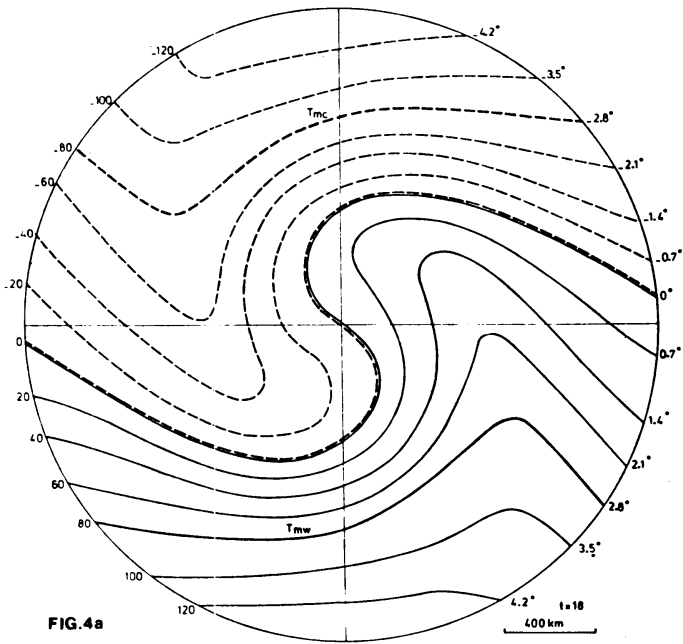
$$k = 0.6 ,$$

$$U_m = U_T = 10 \text{ ms}^{-1} ,$$

$$r_m = 5 \cdot 10^5 \text{ m} ,$$

$$v_m = 20 \text{ ms}^{-1} .$$

Voor de tijdstippen $t=0, 9, 18, 27, 36$ en 72 uur zijn de velden van $z_T, z_S, \nabla^2 z_S$ en ω_m uitgerekend. Bovendien is, uit het veld van z_m , de advectie van de relatieve vorticiteit $\nabla^2 z_m$ door de verticaal gemiddelde stroming berekend.

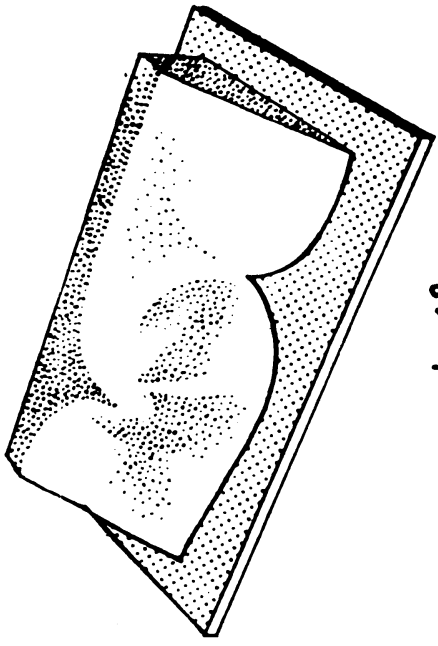


Temperatuurveld

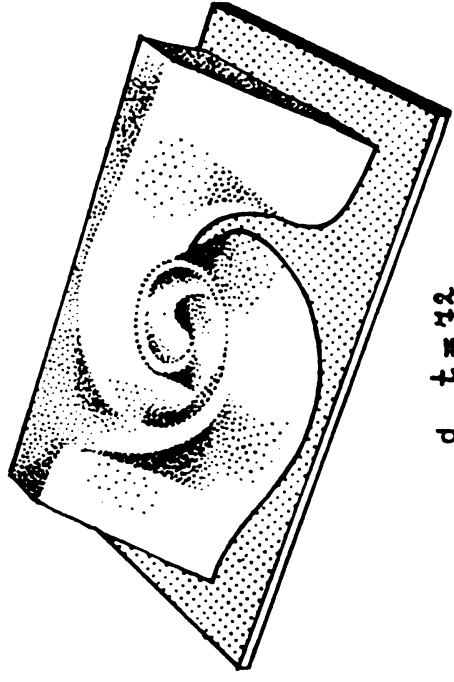
Het berekende temperatuurveld na 18, 36 en 72 uur wordt respectievelijk gegeven in de figuren 4a, 4b en 4c. Het centrum van elk van de figuren valt steeds samen met dat van het lopende coördinatenstelsel. Lijnen van gelijke z_T zijn om de 20 m getekend. Een verval van 20 m komt overeen met 0.7°C . Het omkrullen van de warme en koude tong is duidelijk waarneembaar. Na 18 uur vertoont de gradiënt van z_T reeds een sterk verloop. Volgens hoofdstuk 2 zou men dit in verband kunnen brengen met het ontstaan van een frontvlak. Uitgaande van die interpretatie is op subjectieve wijze de T_{mw} -lijn (doorsnijding van het frontvlak met 1000 mbar) en de T_{mc} -lijn (doorsnijding van het frontvlak met de tropopause ≈ 300 mbar) bepaald. Uit de figuren blijkt dat voor de verschillende tijden de T_{mw} - en T_{mc} -lijnen steeds met ongeveer dezelfde constante z_T -waarden overeenkomen.

In eerste benadering kunnen we het front op 1000 mbar dus vastleggen met behulp van het temperatuurveld. In figuur 5 worden de posities van dat front (T_{mw} -lijnen) voor verschillende tijden gegeven. De gestippelde lijnen komen overeen met de denkbeeldige posities op $t=0$ en $t=9$ uur, omdat op deze tijdstippen nog geen sprake was van echte fronten. Het verkregen resultaat stemt overeen met het onderzoek van Postma (1948).

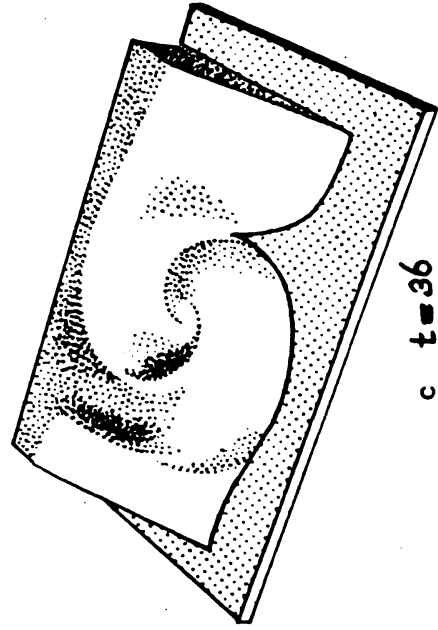
Met behulp van de methodiek beschreven in hoofdstuk 2 is de ligging van het frontvlak bepaald. Voor de tijdstippen $t=0$, 18, 36 en 72 uur zijn hiervan schaalmodellen in gips geconstrueerd. Afbeeldingen hiervan worden gegeven in de figuren 6a, 6b, 6c en 6d. Het gips stelt de koude luchtmassa voor waarbij de vlakke bovenkant het niveau van 300 mbar \approx tropopause is. De onderplaat is steeds het 1000 mbar vlak. In horizontale richting is 1 cm gelijk aan 100 km in werkelijkheid. In de verticaal is 1 cm ongeveer 1 km. In afbeelding 6a wordt het denkbeeldige vlakke frontvlak op $t=0$ gegeven. Dit is het vlak bestaande uit de deeltjes waar op latere tijd de echte frontvorming gaat plaatsvinden.



a $t=0$



b $t=18$



c $t=36$

d $t=72$

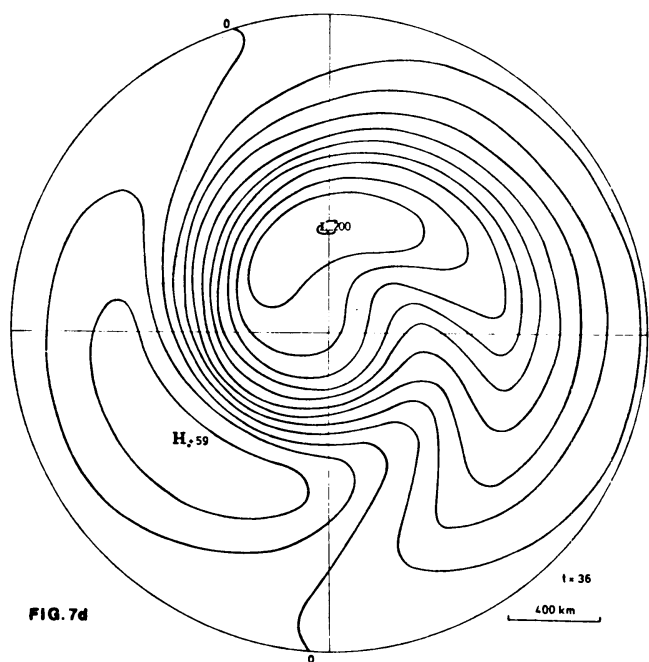
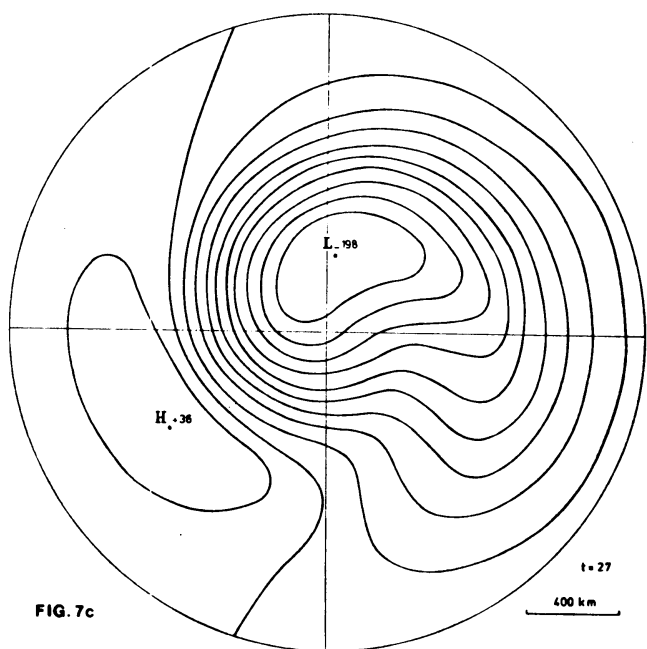
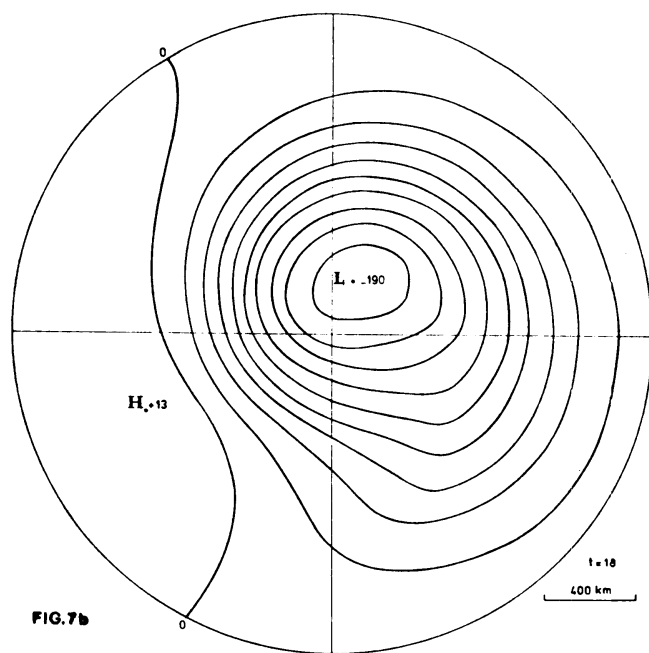
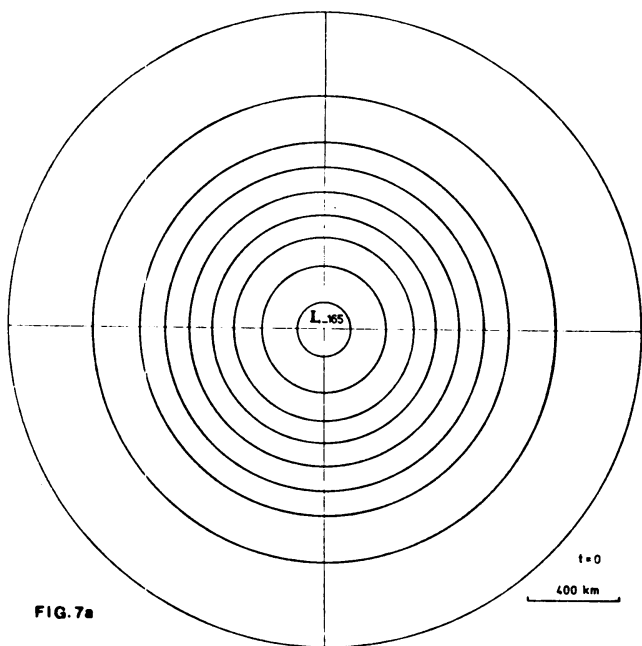
FIG. 6

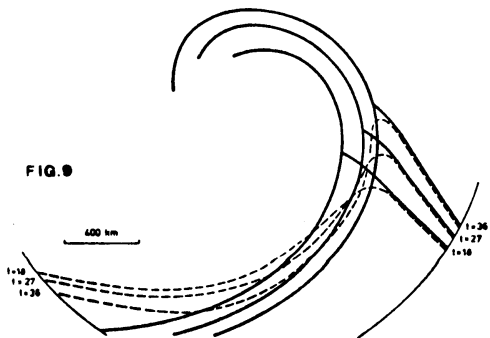
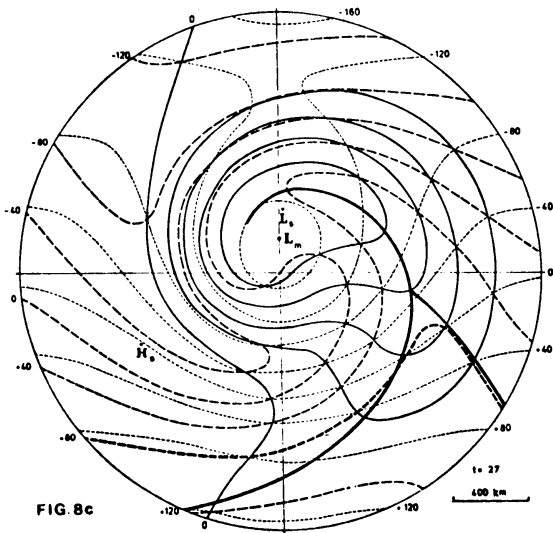
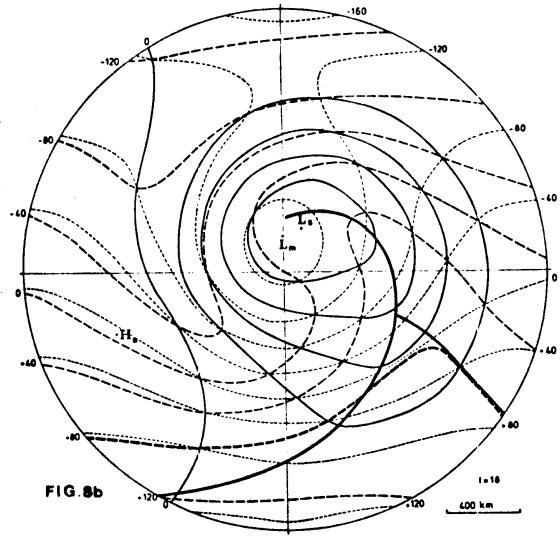
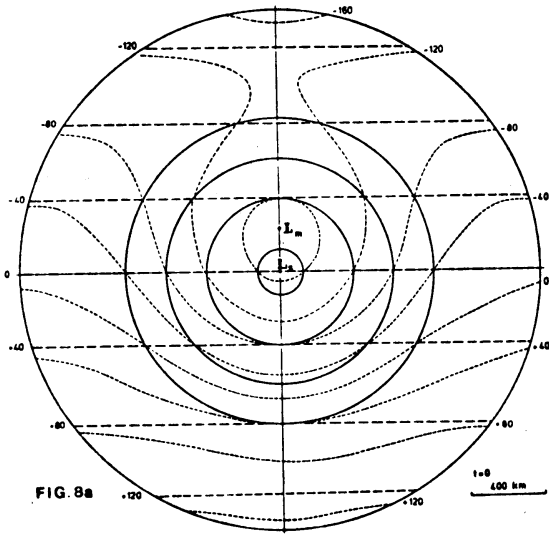
Hoogte van 1000 mbar

De hoogte z_s van 1000 mbar wordt door de tijdstippen 0, 18, 27 en 36 uur weergegeven in de figuren 7a t/m 7d. De hoogtelijnen zijn om de 20 m getrokken. Uitgaande van de cirkelvormige depressie op $t=0$, ziet men reeds na 18 uur de subsynoptische structuren ontstaan. Er ontwikkelt zich een trog aan de achterkant van de depressie. Aan de voorkant wordt een patroon gevormd dat hoort bij een front. Daarachter ontstaat een koud hogedrukgebied. De kern van de depressie loopt weg uit het centrum van het lopende coördinatensysteem en diept iets uit (de hoogte z_s neemt 35 m af over een periode van 36 uur). Deze ontwikkelingen kunnen geheel worden verklaard vanuit het veranderende temperatuurveld. Immers, volgens hoofdstuk 2 moet de hoogte z_s langs een cirkelvormige lijn van constante z_s op $t=0$ afnemen als de verticaal gemiddelde temperatuur omhoog gaat en toenemen als de temperatuur omlaag gaat. De om elkaar heen krullende warme en koude tong zorgen ervoor dat dit proces inderdaad optreedt. Bijvoet (1960) heeft aangetoond dat het patroon en de ligging van het thermische veld ten opzichte van het isobarenpatroon de bepalende factoren zijn voor het ontstaan van een stormveld in de trog aan de achterzijde van de depressie. Het hier uitgewerkte voorbeeld bevestigt zijn conclusies.

Onderlinge samenhang van de velden z_T , z_s en z_m

In de figuren 8a, 8b en 8c zijn het thermische veld z_T , de hoogte z_s van 1000 mbar en de hoogte z_m van het veld van de verticaal gemiddelde stroming gezamenlijk weergegeven voor respectievelijk 0, 18 en 27 uur. Hierin zijn om de 40 m de lijnen van constante z_s getrokken, van constante z_T dik gestippeld en van constante z_m dun gestippeld. De ontstane configuratie na 27 uur komt goed overeen met die van goed ontwikkelde geoccludeerde depressies. Dit blijkt ook als de figuren 8b en 8c vergeleken worden met de ideale depressie volgens Palmén en Newton (1969) in figuur 8d.





J

11 Development of Extratropical Cyclones

h

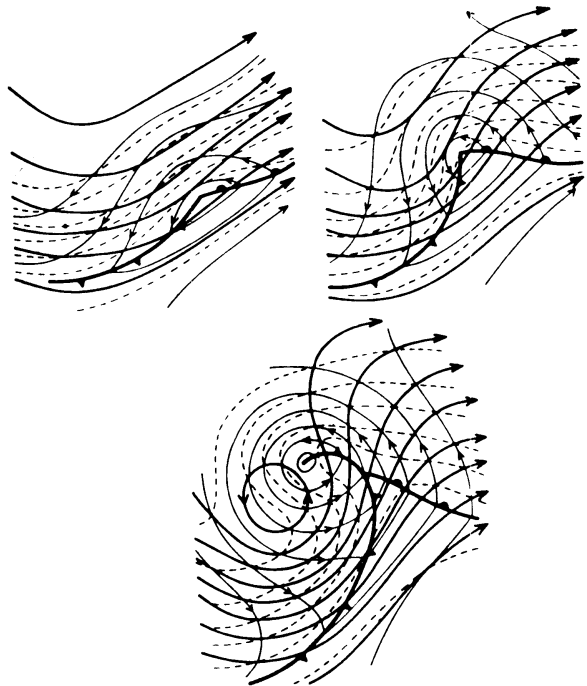


FIG. 8d Schematic 500-mb contours (heavy solid lines), 1000-mb contours (thin lines), and 1000-500 mb thickness (dashed), illustrating the "self-development" process during growth of a cyclone (see text).

Het hoogtepatroon van 1000 mbar in combinatie met het temperatuurveld maakt een nauwkeuriger bepaling van de fronten op 1000 mbar mogelijk dan alléén via het temperatuurveld. Vooral na 27 uur laat het patroon van z_s heel duidelijk de ligging van het front zien. Dit blijkt een koufront te zijn. Het warmtefront is niet goed gedefinieerd door het z_s -veld. Combineren we het front uit het z_s -veld met de reeds eerder bepaalde T_{mw} -lijn uit het thermische veld, dan kunnen we de warme sector definiëren door het warmtefront te laten samenvallen met de T_{mw} -lijn. Het occlusiepunt is dan het snijpunt van het koufront met het verlengde warmtefront (zie de fig. 8b en 8c). Het front in het z_s -veld ten noorden van het occlusiepunt is duidelijk een geoccludeerd front. Dit front valt ongeveer samen met de as van de warme tong en eindigt op de plaats waar de afstand tussen twee opeenvolgende golf-toppen van de constante z_T -lijnen plotseling afneemt.

De hierboven beschreven samenhang tussen het 1000 mbar patroon, de warme tong en het geoccludeerde front wordt duidelijk als we kijken naar de gipsmodellen in de figuren 6b en 6c. Het gevormde patroon in de hoogte van 1000 mbar wordt veroorzaakt door de gevormde "deuk" in het frontvlak. Op die plaats bevindt zich verhoudingsgewijs ten opzichte van de naaste omgeving veel warme lucht boven de koude lucht. In het veld van de verticaal gemiddelde temperatuur komt dit tot uiting in de scherpe warme tong, waarbij de positie van de as samenvalt met de projectie van de deuk in het frontvlak. In de as van de warme tong is ten opzichte van de naaste omgeving de temperatuur gedurende de tijd het meeste toegenomen en dus de hoogte van 1000 mbar het meeste afgenomen. Dit is de oorzaak van de scherpe "knik" in de hoogtelijnen van 1000 mbar met de daarbijbehorende scherpe windrichtingssprong.

In figuur 9 zijn voor de tijdstippen 18, 27 en 36 uur de fronten (getrokken) met de T_{mw} -lijnen (gestippeld) gezamenlijk weergegeven. Uit de figuur blijkt dat, naast de horizontale west-oostverplaatsing van 10 m/s door de gehele depressie, de fronten in de depressie zelf ook nog een, zij het veel

langzamere, verplaatsing ondergaan. Hierbij verplaatst het koufront zich enkele honderden kilometers in zuidoostelijke richting over een periode van ± 24 uur. Er is duidelijk sprake van een occlusieproces waarbij de warme sector kleiner wordt.

Kijken we in figuur 8c naar het windveld op 1000 mbar in de trog van de depressie en vergelijken we dat met het bijbehorende windveld van z_m , dan blijkt de windsnelheid met de hoogte af te nemen. Deze afname is geheel in overeenstemming met het patroon van het thermische veld. Kijken we op 1000 mbar met de windvector mee, dan ligt de warmste lucht links van ons. Dit heeft volgens (2.13) een negatieve thermische windsnelheid tot gevolg. Op dit verschijnsel is in het verleden door Bijvoet (1960) de aandacht gevestigd.

Relatieve vorticeit van 1000 mbar

Zoals we in hoofdstuk 2 zagen, neemt de relatieve vorticeit van 1000 mbar voortdurend toe. Uitgaande van een cirkelvormig patroon op $t=0$, gaan reeds na korte tijd twee nieuwe banaanvormige patronen, veroorzaakt door de krullende tongen in het temperatuurveld, domineren. In de figuren 10a en 10b worden die velden voor respectievelijk $t=18$ en $t=36$ uur gegeven. Hierin zijn de isolijnen respectievelijk om de $20 \times 10^{-6} s^{-1}$ en om de $40 \times 10^{-6} s^{-1}$ getrokken. Tevens zijn de reeds eerder geanalyseerde fronten ingetekend. Het valt onmiddellijk op dat het koufront en het geoccludeerde front vrijwel samenvallen met de as van het banaanvormige patroon van de positieve relatieve vorticeit. Tevens blijkt dat het geoccludeerde front ongeveer eindigt in de buurt van het gebied waar de positieve relatieve vorticeit maximaal wordt. We kunnen concluderen dat het patroon van de relatieve vorticeit consistent is met de patronen van z_s , z_T en z_m en de frontenstructuur.

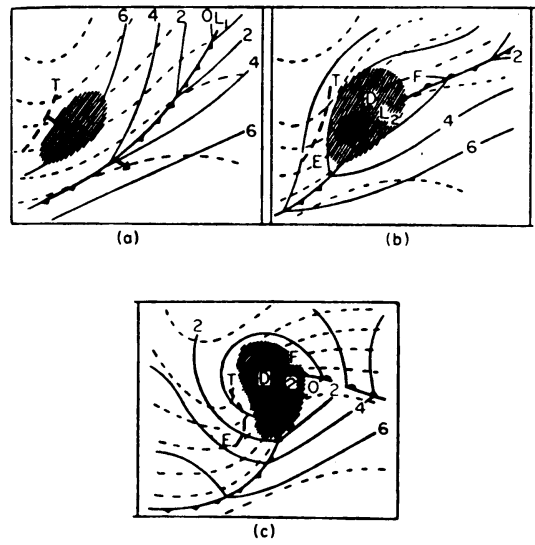
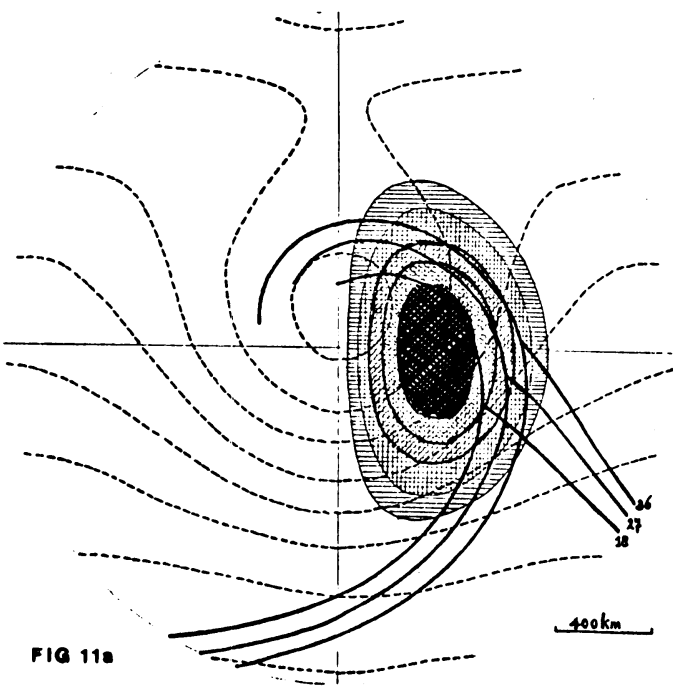
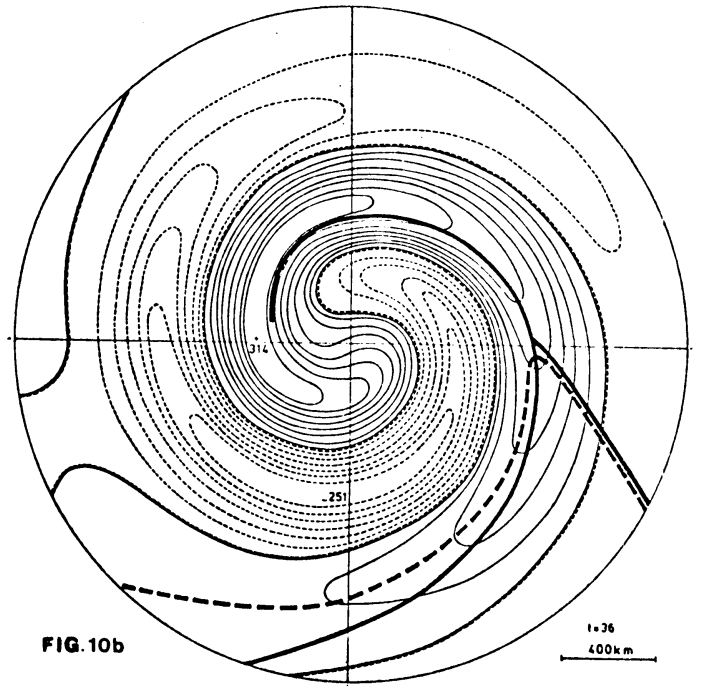
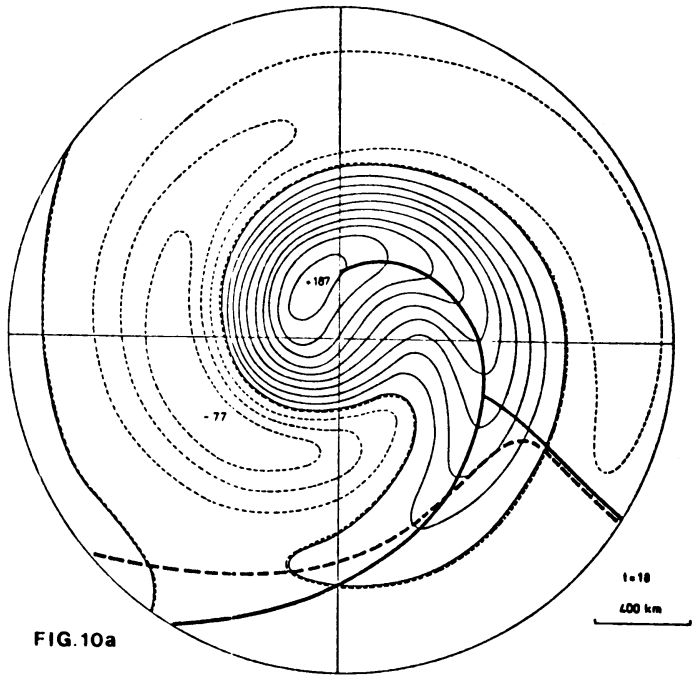


FIG. 11b Stages in the development of a cyclone. As the upper cold trough advances and the area of appreciable vorticity advection aloft (hatched area) spreads over the frontal zone, the imbalance created results in convergence at low levels. (After Pettersen, 1956.)

Verband tussen de relatieve vorticitetsadvectie (RVA)
van z_m en de geanalyseerde fronten

Uit het patroon van z_m gegeven door (2.26) en (2.27) is de advectie van de relatieve vorticitet ($\nabla^2 z_m$) berekend. Zie figuur 11a. Hierin zijn de hoogtelijnen van z_m om de 40 m gestippeld. Het gebied van positieve RVA ($RVA \equiv -J(\psi_m, \nabla^2 z_m)$) is gearceerd met intervallen van $40 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$. De dik getrokken lijnen zijn de geanalyseerde fronten na respectievelijk 18, 27 en 36 uur. Het maximum van de RVA bevindt zich enkele honderden kilometers achter het koufront en het geocludeerde front in de buurt van het oclusiepunt. Het gekromde front volgt hierbij over een betrekkelijk grote afstand het patroon van de isolijnen van het RVA-gebied. Het gevonden verband vertoont overeenstemming met dat volgens Petterssen. Zie figuur 11b, welke is overgenomen uit het boek van Palmén en Newton.

Op het KNMI is in het verleden door Bijvoet een methodiek ontwikkeld, waarbij de berekende RVA-patronen uit de Amerikaanse 500 mbar prognoses als basis dienden voor het vastleggen van de fronten op zeeniveau. Hierbij werd gebruik gemaakt van bovenstaande relatie.

Verticale snelheid ω_m

De met behulp van (2.42) berekende verticale snelheid ω_m is voor de tijdstippen 9, 18, 27 en 36 uur gegeven in de figuren 12a t/m 12d. In elke afbeelding zijn de hoogtelijnen van 1000 mbar om de 40 m dik getrokken en de isothermen van het z_T -veld om de 40 m gestippeld. Het gebied met stijgende beweging ($\omega_m < 0$) is gearceerd. Hierin zijn de isolijnen om de 20 mbar/24 uur getrokken. Het negatieve ω_m -gebied, dat op $t=0$ grote overeenkomst vertoont met het positieve RVA-gebied, wordt gedurende de tijd geleidelijk aan uitgerekt tot een banaanvorm. Hierbij verschuift het minimum en komt na ongeveer 27 uur in de buurt van de trog op 1000 mbar aan de achterkant

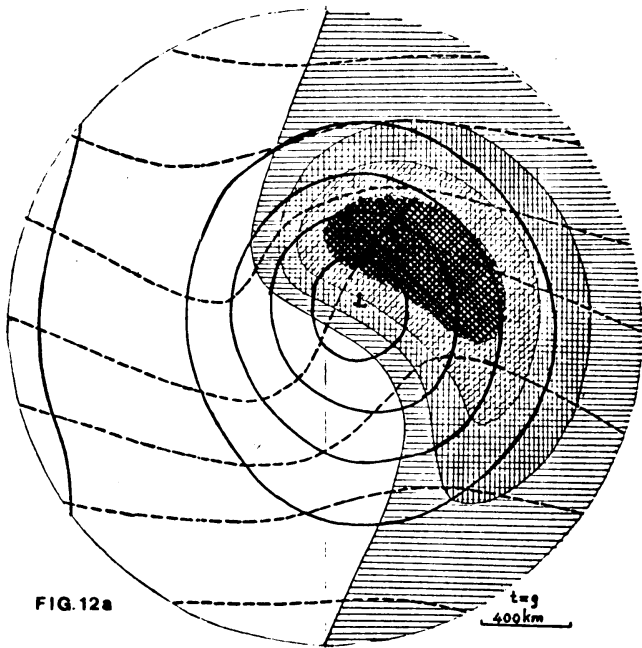


FIG. 12a

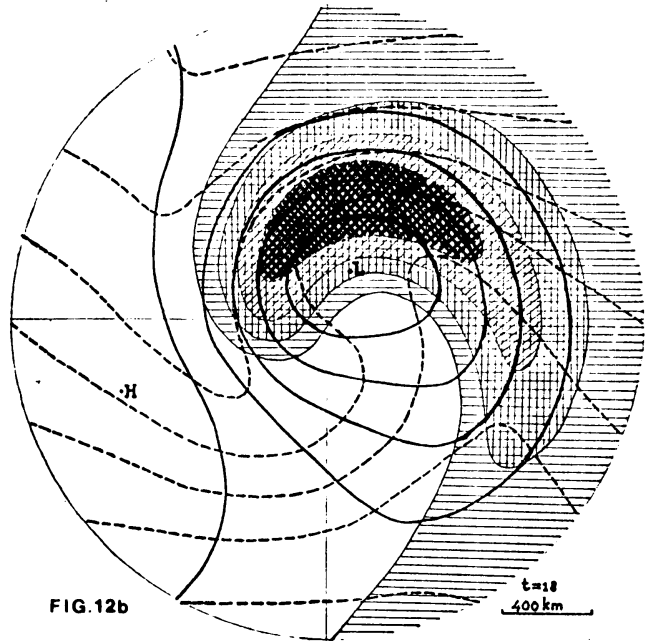


FIG. 12b

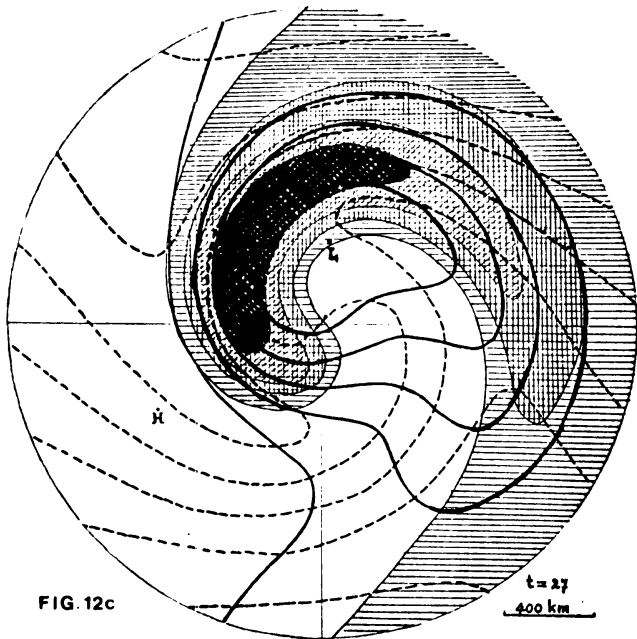


FIG. 12c

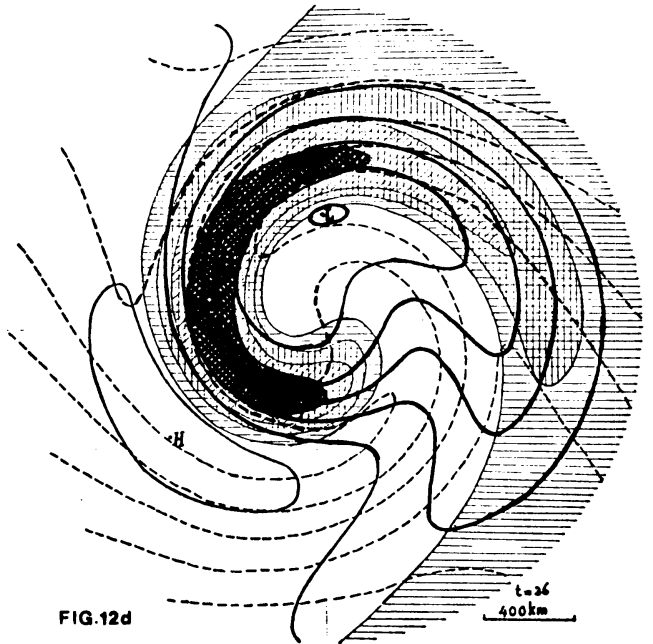
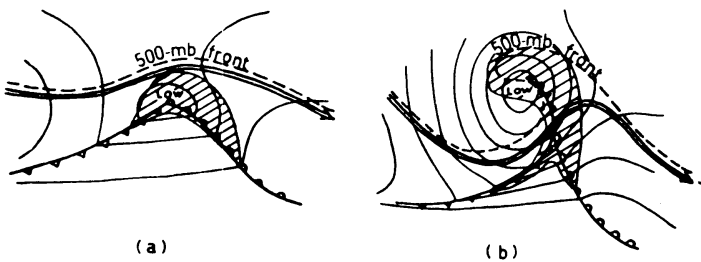


FIG. 12d

Broad-Scale Weather Distribution



(a)

(b)

FIG. 12e Schematic wave cyclone (a) and occluded cyclone (b), precipitation areas hatched. Dashed line is 500-mb front; double arrow is jet stream.

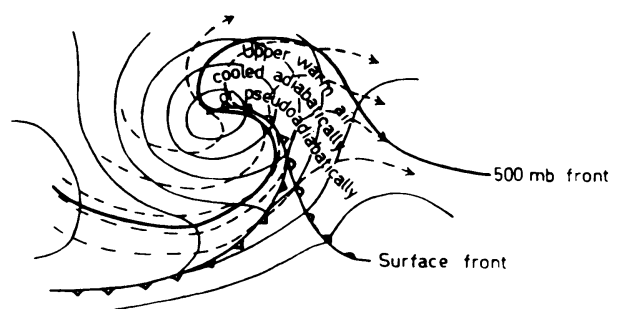


FIG. 12f Schematic structure of a cyclone at an advanced stage of occlusion. Surface and 500-mb fronts are shown, with sea level isobars (solid) and 500-mb streamlines (dashed). At this stage, sinking in the cold air is most active on the south side of the sea-level cyclone center, and in upper levels the tongue of warm air is strongly distorted, with moist-adiabatic ascent largely in regions of weak westerly or even easterly wind component.

van de depressie te liggen. Het koufront van de depressie blijkt ongeveer op de grens van de negatieve en positieve ω_m -gebieden te liggen. Dus de koude lucht achter het koufront zal gemiddeld dalen en de warme lucht vóór het front opstijgen. Dit is in overeenstemming met de theorie van de Noorse School. Zie ook figuur 3.

Uit figuur 12e (overgenomen uit Palmén en Newton) blijkt dat het berekende patroon na 18 uur in figuur 12b goed overeenkomt met het grootschalige wolkenpatroon en neerslaggebied in een geïdealiseerde geoccludeerde depressie. Opmerkelijk is, dat in de oorsprong van het lopende coördinatenstelsel de raaklijnen aan de 0-lijn in het ω_m -patroon en aan de 0-isotherm in het genormeerde z_T -patroon elkaar loodrecht snijden. Dit is te bewijzen met behulp van (2.37) en (2.42). Ook in de praktijk blijkt dit redelijk op te gaan.

Praktijksituatie

De berekende resultaten zijn een idealisatie van de werkelijkheid. Toch vindt men in zeer veel ontwikkelde depressies op gematigde breedte de door het model berekende structuren terug. Het bleek achteraf dan ook vrij gemakkelijk om een situatie te selecteren, die in redelijke overeenstemming was met de modelberekeningen. Dit was de depressie, die aanleiding gaf tot de storm van 31 augustus 1980. Ter vergelijking hebben we hierbij aangenomen dat de verticaal gemiddelde stroming ongeveer overeenkomt met die van 500 mbar. Dus $z_m \approx z_{500}$ en volgens (2.8) $z_T \approx z_{500} - z_{1000}$. In de figuren 13a, 13b en 13c wordt respectievelijk de situatie op 29 augustus 18 gmt, 30 augustus 00 gmt en 30 augustus 18 gmt weergegeven. Hierin zijn de isobaren van de druk op zeeniveau om de 2,5 mbar dik getrokken, de hoogtelijnen van 500 mbar om de 2 dam dun gestreept en de diktellijnen van de relatieve topografie 500-1000 om de 2 dam dik gestreept. De depressie ontstond uit een jonge golf (figuur 13a) en ontwikkelde zich in 24 tijds tot een depressie met een duidelijke trog aan de achterzijde (figuur

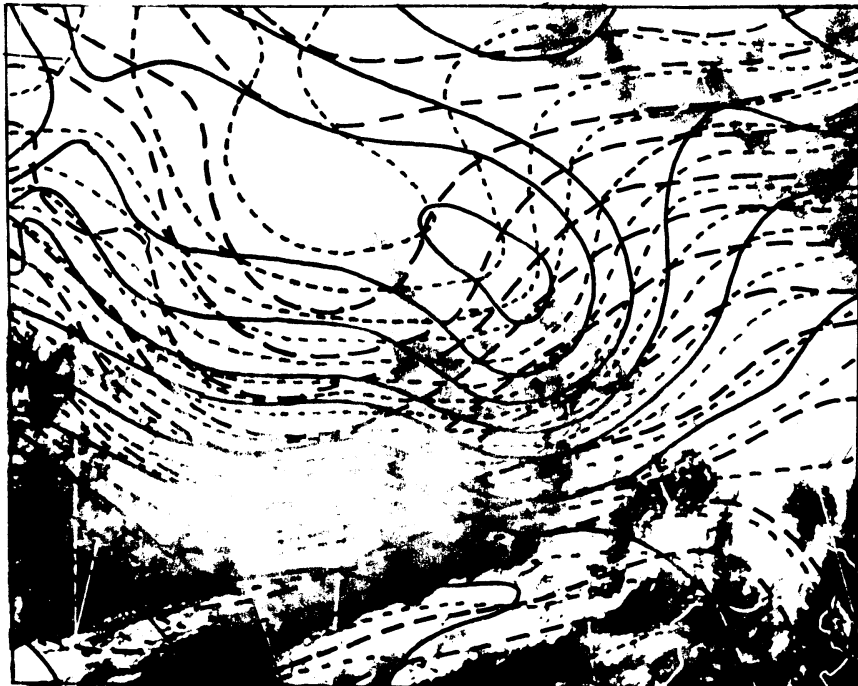


FIG. 13a
1008 hPa
20:30
1000 hPa
18:50
400 km

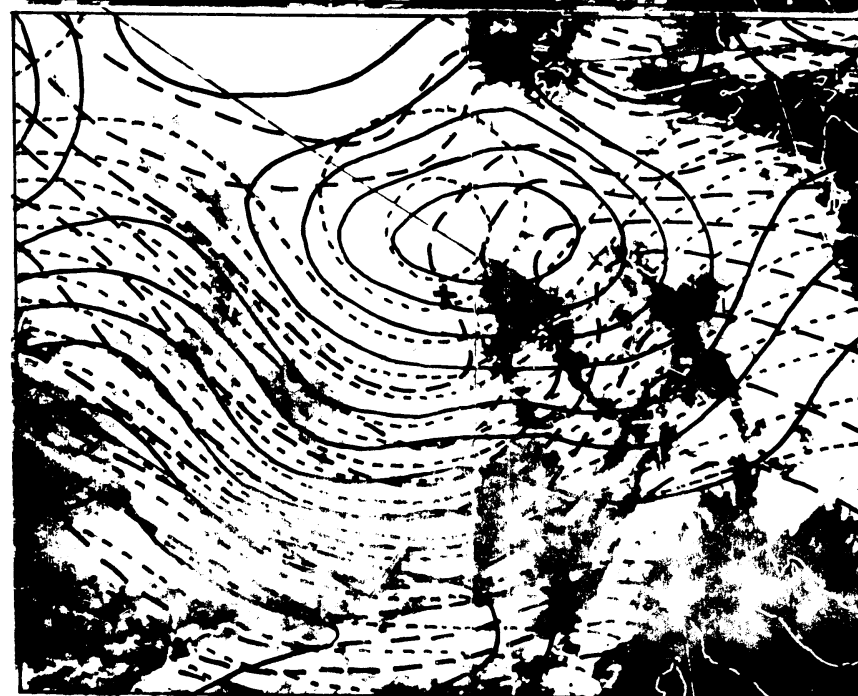


FIG. 13b
1008 hPa
21:00
1000 hPa
18:50
400 km

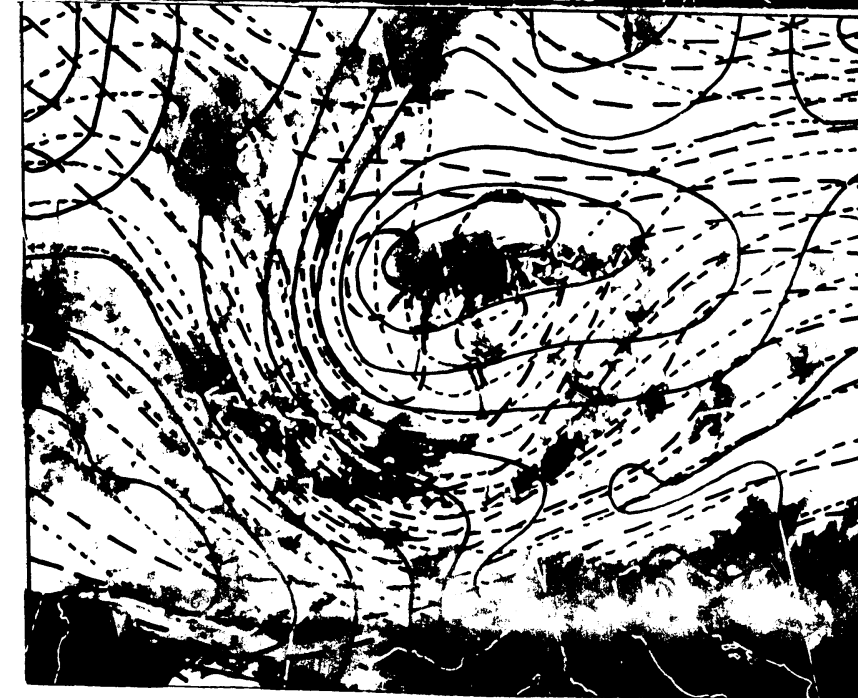


FIG. 13c
1008 hPa
21:00
1000 hPa
18:50
400 km

30

13c). Het hele systeem verplaatste zich gelijkmatig met een snelheid van ruim 8 m/s ongeveer van west naar oost. Het temperatuurverval van zuid naar noord, dat met behulp van (2.9) uit de dikte $z_T \approx z_{500} - z_{1000}$ berekend kan worden, bedroeg ongeveer $8^\circ \text{C}/2400 \text{ km}$. De grootschalige wolkenpatronen, afgeleid uit de satellietfoto's, zijn ook weergegeven in de figuren. Vergelijken we de figuren 13a t/m 13c met 12a t/m 12d, dan blijkt de overeenkomst redelijk. Dit volgt uit de ontwikkelingssnelheid van het systeem en de gevormde details in het temperatuurveld en in het isobarenpatroon. Het grootschalige wolkenpatroon komt redelijk overeen met het patroon van de verticale beweging. We zien dat in het centrum van het systeem, aangegeven door een + in de figuren 13b en 13c, de isotherm en de rand van de grootschalige bewolking elkaar ongeveer loodrecht snijden.

4. VERDERE TOEPASSINGEN

Er zijn twee belangrijke toepassingsgebieden te onderscheiden, namelijk

- (a) de toepassing van de hier uitgevoerde berekeningen in de praktijk, en
- (b) het doorrekenen van nieuwe situaties met eventueel de daarbijbehorende praktische toepassing.

Toepassing in de praktijk

De berekende depressie kan als model worden gebruikt bij het analyseren van depressies op weerkaarten in gebieden met weinig waarnemingen. Uitgaande van het wolkenpatroon op de satellietfoto's, kan men nagaan hoever de depressie zich ontwikkeld heeft (te zien aan de mate waarin de grootschalige bewolking gespiraliseerd is). Men zoekt dan met behulp van de figuren 12b t/m 12d welk patroon van verticale beweging het beste past bij het wolkenpatroon. Het bijbehorende thermische patroon en het drukpatroon op zeeniveau kunnen dan als

hulpmiddel dienen bij de analyse van de dikte 500-1000 en de luchtdruk op zeeniveau in gebieden met weinig waarnemingen. Ook kan men uit het reeds geanalyseerde diktepatroon afleiden hoever de depressie zich ontwikkeld heeft, door de mate van omkrullen van de warme en de koude tong te vergelijken met die van de figuren 12b t/m 12d. Na de keuze kan men dan een schatting maken van het bijbehorende isobarenpatroon en het patroon van de grootschalige verticale beweging.

Bovenstaande methodiek wordt momenteel toegepast in de projectgroep Numerieke Voorspelmethode als hulpmiddel bij de kwaliteitsbeoordeling van de numerieke analyses.

Toepassing op andere situaties

Hier moeten we de vraag trachten te beantwoorden in welke situaties het model toepasbaar is en in welke niet.

Voor systemen met horizontale afmetingen groter dan 3000 à 4000 km is het hier beschreven model niet goed toepasbaar. Dit heeft te maken met het feit, dat we dan het effect van de aardrotatie (afgeleide van de Coriolisparameter) op de voortplantingssnelheid van de systemen niet meer mogen verwaarlozen. De voortplantingssnelheid wordt dan golflengte-afhankelijk en de opeenvolgende systemen met verschillende horizontale afmetingen zullen door die verschillende snelheden elkaar gaan beïnvloeden. Ze mogen dan niet meer, zoals in ons model, geïsoleerd behandeld worden.

Voor systemen kleiner dan 3000 à 4000 km geldt, dat het model geschikt is voor de beschrijving van de subsynoptische detailstructuren. Willen we echter de uitdieping van het totale systeem beschrijven, dan dient de koppeling tussen het thermische veld en dat van de verticaal gemiddelde stroming (rechterlid van (2.27)) in rekening te worden gebracht.

De verticaal gemiddelde stroming moet bestaan uit een basisstroming met constante windsnelheid. De richting mag willekeurig zijn. Op die stroming mag elke verstoring, die voldoet aan $\nabla^2 \hat{\psi}_m = f(\hat{\psi}_m)$, worden gesuperponeerd. Hierbij vallen de

hoogtelijnen van de verstoring samen met lijnen van constante relatieve vortichiteit. Zo'n verstoring voldoet exact aan (2.23) en zal zonder van vorm te veranderen meedrijven met de basisstroming. Een cirkelvormige verstoring is hiervan een bijzonder geval. Uitgaande van bovenstaande vorm kan het z_T -veld, dat op $t=0$ elke gewenste vorm mag hebben, met behulp van (2.33) Lagrangiaans geïntegreerd worden. Het in dit verslag behandelde simpele, op $t=0$ lineaire, z_T -veld is dus een bijzonder geval.

Twee belangrijke situaties zouden o.a. nog doorgerekend kunnen worden, namelijk:

- (1) Een cirkelvormige depressie met een thermisch veld waarin op $t=0$ een frontale structuur aanwezig is.
- (2) Detailstructuren in een cirkelvormig hogedrukgebied met eventuele frontvorming.

De volgende belangrijke opmerkingen kunnen we hier nog maken met betrekking tot het thermische veld op $t=0$. We kunnen namelijk elk z_T -veld opsplitsen volgens $z_T = (z_T)_1 + (z_T)_2$ met $(z_T)_1 = g(\hat{z}_m)$. Uit (2.33) volgt dan dat het gedeelte $(z_T)_1$ gewoon meedrijft met de snelheid van de basisstroming en niet verandert. Dit gedeelte levert dus geen bijdrage aan de vorming van de detailstructuren. Alleen het gedeelte, dat niet gecorreleerd is met de verstoring, zal bijdragen aan de vorming van detailstructuren.

SYMBOLENLIJST

- f Coriolisparameter
- $f_0 = 2\Omega \sin \varphi_0$. Vaste waarde van de Coriolisparameter horende bij de breedte φ_0
- g Versnelling van de zwaartekracht
- G(p) Functie waarmee het thermische veld in de verticaal geparameteriseerd is. Zie (2.11)
- $\overline{G^2}$ Verticaal gemiddelde waarde van G^2 gedefinieerd in (2.22)
- H(p) Functie waarmee het verloop van w in de verticaal geparameteriseerd is. Zie (2.14)
- $J(\psi_m, \nabla^2 \psi_m) = \frac{\partial}{\partial x}(\psi_m) \cdot \frac{\partial}{\partial y}(\nabla^2 \psi_m) - \frac{\partial}{\partial y}(\psi_m) \cdot \frac{\partial}{\partial x}(\nabla^2 \psi_m)$ Jacobiaan. Zie (2.23)
- $J(\psi_m, \psi_T) = \frac{\partial}{\partial \hat{x}}(\hat{\psi}_m) \frac{\partial}{\partial \hat{y}}(\psi_T) - \frac{\partial}{\partial \hat{y}}(\hat{\psi}_m) \cdot \frac{\partial}{\partial \hat{x}}(\psi_T)$ Jacobiaan. Zie (2.32) en (2.33).
- k Fractie van de snelheid waarmee het thermische veld ψ_T geadvecteerd wordt. Zie (2.33)
- p Luchtdruk en tevens de verticale coördinaat van het assenstelsel
- $p_s = 1000$ mbar
- r, φ Poolcoördinaten gedefinieerd in (2.34). φ is positief tegen de wijzers van de klok in
- r_m Afstand tot de oorsprong waarbij $v=v_m$
- t Tijd
- $\hat{t} = t$
- T_{mw} Isotherm van het front op 1000 mbar
- T_{mc} Isotherm van het front op 3000 mbar
- T Temperatuur
- U_m Windsnelheid van de verticaal gemiddelde ongestoorde basisstroming, gericht van west naar oost. Zie (2.24)
- U_T Verticaal gemiddelde thermische wind van de ongestoorde basisstroming, gericht van west naar oost. Zie (2.25)

\underline{v}_m	Verticaal gemiddelde wind
\underline{v}_g	Geostrofische wind
$(\underline{v}_g)_m$	Verticaal gemiddelde geostrofische wind
$(\underline{v}_g)_T$	Verticaal gemiddelde thermische wind gedefinieerd in (2.13)
v_m	Maximale geostrofische windsnelheid van de verstoring \hat{z}_m
x	Coördinaat gericht van west naar oost
\hat{x}	$= x - U_m \cdot t$ De x -as van het bewegende coördinatenstelsel met de snelheid U_m van west naar oost. Zie (2.28)
y	Coördinaat gericht van zuid naar oost
\hat{y}	$= y$
z	Geopotentiële hoogte
z_m	Verticaal gemiddelde geopotentiële hoogte gedefinieerd in (2.4)
z_s	Geopotentiële hoogte van 1000 mbar
z_T	Dikte behorende bij T_m gedefinieerd in (2.9)
$\nabla^2 \psi_m$	$= \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial y^2}$ Laplaciaan van ψ_m . Zie (2.23)
\hat{z}_m	Cirkelvormige verstoring in het veld z_m gedefinieerd in (2.27)
ω	$= \frac{dp}{dt}$ Verticale snelheid in het x, y, p, t -stelsel
$\Omega(r)$	Hoeksnelheid als functie van r van de thermische golf gedefinieerd in (2.38).
ψ	$= \frac{g \cdot z}{f_0}$ Stroomfunctie
ψ_m	$= (g \cdot z_m) / f_0$ Verticaal gemiddelde stroomfunctie gedefinieerd in (2.19)
ψ_T	$= (g \cdot z_T) / f_0$ Verticaal gemiddelde stroomfunctie van de thermische wind gedefinieerd in (2.19)

$\hat{\psi}_m = (g \cdot \hat{z}_m) / f_0$ De stroomfunctie van de verstoring \hat{z}_m

σ Statische stabiliteit

σ_m Gewogen verticaal gemiddelde waarde van σ gedefinieerd in (2.21)

-o-o-o-

REFERENCES

1. Andersen, P., 1978. On the development and structure of the rolled-up and the bent-back occlusion. Met. Ann. 7, No. 4, 80-131.
2. Bijvoet, H.C., 1960. Meteorologische en Statistische Beschouwingen omtrent het optreden van zware stormen. In: Meteorologische en Oceanische Aspecten van Stormvloeden op de Nederlandse Kust. 's-Gravenhage/Holland: Staatsdrukkerij, 47-70.
3. Holton, J.R., 1979. An Introduction to Dynamic Meteorology. Second Edition. New York/USA. Acad. Press.
4. Palmén, E. and Newton, C.W., 1969. Atmospheric Circulation Systems. Int. Geoph. Ser., Vol. 13 (ed. J. van Mieghem). New York/USA: Acad. Press, 603.
5. Postma, K.R., 1948. The formation and the development of occluding cyclones. A study of surface-weather maps. KNMI Med. en Verhandelingen Serie B, Deel I, Nr. 10. 's-Gravenhage/Holland: Staatsdrukkerij, 57.
6. Wallace, J.M. and Hobbs, P.V., 1977. Atmospheric Science. An Introductory Survey. New York/USA: Acad. Press.