

KONINKLIJK NEDERLANDS  
METEOROLOGISCH INSTITUUT

Wetenschappelijk Rapport W.R. 55-007 (II-005)

H.C. Bijvoet

Over het ontstaan van zware stormen aan de achterzijde  
van depressies inzonderheid op de Noordzee

De Bilt, 1955.

All Rights Reserved.

Nadruk zonder toestemming van het K.N.M.I. is verboden.

H.C. Bijvoet

Over het ontstaan van zware stormen aan de achterzijde  
van depressies inzonderheid op de Noordzee

INHOUD

1. Inleiding
2. Coördinatenstelsel en de betekenis van de symbolen
3. De grondslag van de theorie
4. Uitwerking van de grondvergelijking
5. Onderzoek met behulp van atmosferische modellen
6. Statistisch onderzoek
7. Onderzoek aan een tweetal Noordzeestormen
8. De banen van "stormvloed"-depressies
9. Samenvatting, gevolgtrekkingen en slotbeschouwing

Literatuur

### Summary

This research paper deals with the causes of severe gales at the rear of depressions especially over the North Sea. A theoretical investigation leads to the result, that a rapid development of strong pressure gradients at the rear of depressions can be expected when, at a certain stage during the development of a cyclone, the troposphere satisfies the following conditions:

- i. The vertical temperature gradient is equal to the saturated adiabatic lapse rate in every point of the troposphere;
- ii. The troposphere is saturated with water vapour and filled with clouds;
- iii. The isobaric temperature field shows in all layers a tongue of cold air at the rear of the depression bent at the warm side parallel to the lines of equal relative vorticity of the geostrophic surface wind (fig. 4a).

The theoretical considerations appear to be in accordance with the observed state of the troposphere during the development of severe gales.

## 1. Inleiding

1.1 Het ontstaan van zware stormen aan de achterzijde van depressies is een bijzonder aspect van de structuurveranderingen van druksystemen. Uitgaande van een algemene theorie wordt in deze studie in het bijzonder aandacht besteed aan de ontwikkeling van Noordwesterstormen op de Noordzee.

1.2 De literatuur over Noordzeestormen is omvangrijk doch in hoofdzaak van beschrijvende aard. Men treft slechts een gering aantal bijdragen aan waarin wordt getracht een dieper inzicht te verkrijgen in de driedimensionale processen in de atmosfeer ten tijde der stormen. Naar alle waarschijnlijkheid hangt dit samen met het ontbreken van een in ruimte en tijd voldoende aantal aerologische waarnemingen, vooral in de periode voorafgaande aan de tweede wereldoorlog. In de laatste tien jaren is het aerologische waarnemingsnet om de Noordzee evenwel belangrijk uitgebreid maar nog steeds vormt de Noordzee zelf een waarnemingsloze plek op de kaarten van de bovenlucht. De verificatie van de theorieën over het ontstaan van zware stormen op de Noordzee is danook in de meeste gevallen uiterst moeilijk.

Als een van de belangrijkste bijdragen uit de oudere literatuur moet het artikel van RODEWALD [7] worden genoemd. RODEWALD brengt het plotselinge ontstaan van noordwesterstormen in de Duitse Bocht in verband met de uit ervaring afgeleide "divergentie-theorie" van SCHERHAG. De fysische achtergrond van het door SCHERHAG gevonden verband tussen bepaalde patronen in de topografie van de isobarische vlakken in de bovenlucht en de deformatie van druksystemen aan het aardoppervlak is het onderwerp geweest van diverse studies. Deze leveren echter niet de aanknopingspunten voor het afleiden van een eenduidig verband tussen "oorzaak en gevolg" bij het ontstaan van stormen. Hetzelfde geldt tot op zekere hoogte voor de recente bijdrage van KRUHL [5], die uitgaat van de theorie van RAETHJEN over cyclogenese.

Met betrekking tot de deformatie van luchtdruksystemen verdienen ook enkele experimenten van de British Forecasting Research Division de aandacht [6]. Bij deze proeven werd de toekomstige luchtdrukverdeling aan het aardoppervlak numeriek bepaald met behulp van een model voor het atmosferisch mechanisme. Een van de proeven heeft betrekking op de catastrophale storm van 31 Jan. 1953. De resultaten van de proeven zijn in sommige opzichten niet onbevredigend. De afwijkingen tussen de berekende en de opgetreden toestand doen evenwel

het vermoeden rijzen, dat het gebezigde model een te grove benadering is van het in werkelijkheid optredende mechanisme. De gedetailleerdheid van de atmosferische processen, die samenhangen met het ontstaan van zware stormen moge in deze bijdrage nader worden aangetoond.

## 2. Coördinatenstelsel en de betekenis van de symbolen

2.1 In de navolgende beschouwingen wordt het aardoppervlak afgebeeld gedacht op een plat vlak waarin de plaatsbepaling geschiedt door middel van een rechthoekig coördinatenstelsel  $x, y$ . In verticale richting wordt de plaats van een punt vastgelegd door de druk  $p$ . De waarde van een meteorologische grootheid  $f$  wordt derhalve opgevat als een functie van  $x, y, p$  en  $t$  waarbij  $t$  de tijd voorstelt. De hoogte is in dit systeem een afhankelijk veranderlijke.

2.2 De gebruikte symbolen hebben de volgende betekenis:

$$\operatorname{div}_p \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y}$$

$$\operatorname{grad}_p f = \vec{i} \frac{\partial f}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial f}{\partial y}$$

$\Delta$  Laplace operator

$J$  Jacobi operator

$c_p$  soortelijke warmte bij constante druk

$f$  meteorologische grootheid

$g$  versnelling van de zwaartekracht

$h = \int_0^z g dz$  (geopotential)

$\vec{i}$  eenheidsvector in de  $x$ -richting

$\vec{j}$  eenheidsvector in de  $y$ -richting

$l = 2 \omega \sin \varphi$

$p$  luchtdruk

$Q$  door de lucht opgenomen warmte per massa-eenheid

$R$  gasconstante

$r$  condensatiewarmte van water

$s$  index aanduidende de waarde van een grootheid nabij het aardoppervlak

$T$  virtuele temperatuur

$t$  tijd

$\vec{v}$  windvector

$v_x$  windcomponent in de  $x$ -richting

$v_y$	windcomponent in de y-richting
$\vec{v}_g$	geostrofische windvector
$v_{gx}$	geostrofische windcomponent in de x-richting
$v_{gy}$	geostrofische windcomponent in de y-richting
x, y	horizontale coördinaten van het coördinatenstelsel x, y en p
z	hoogte boven zeeniveau
$\alpha$	wrijvingscoëfficiënt
$\gamma^*$	droogadiabatische temperatuurgradient
$\delta$	kleine afstand tussen twee punten
$\rho$	luchtdichtheid
$\sigma$	specifieke vochtigheid bij verzadiging
$\theta^*$	verzadigd potentiële temperatuur
$\varphi$	geografische breedte
$\omega$	hoeksnelheid van de aardrotatie

### 3. De grondslag van de theorie

3.1 Om het onderzoek naar het ontstaan van zware stormen zo eenvoudig mogelijk te houden wordt de theorie beperkt tot een analyse van de oorzaken, die zeer "steile" hellingen van de isobarische vlakken nabij het aardoppervlak tot gevolg hebben.

Het is gemakkelijk in te zien, dat in een depressie de isobarische vlakken sterk zullen gaan hellen, wanneer gedurende een zekere tijd een maximum in het veld van  $|\text{grad}_p \partial h / \partial t|$  vrijwel samenvalt met een maximum in het veld van  $|\text{grad}_p h|$  en wanneer bovendien in dat gebied de richting van  $\text{grad}_p \partial h / \partial t$  vrijwel gelijk is aan de richting van  $\text{grad}_p h$ .

Als eerste stap wordt nu getracht een betrekking af te leiden tussen  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$  en de momentane toestand van de atmosfeer, waarin  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$  niet afhankelijk is van afgeleiden van meteorologische grootheden naar de tijd. Daarna zal worden nagegaan onder welke omstandigheden de hierboven omschreven configuratie van  $(\text{grad}_p h)_s$  en  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$  optreedt.

3.2 Reeds vroeger [1] werd uit de klassieke tendensvergelijking afgeleid:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_s = -(\vec{v} \cdot \text{grad}_p h + RT \text{div}_p \vec{v})_s + \frac{1}{\rho_s} \int_0^{p_s} \rho \frac{\partial}{\partial p} \text{div}_p \vec{v} \, dp \quad (1)$$

Nu is (1) in deze vorm voor het beoogde doel niet goed bruikbaar en wel om twee redenen. Ten eerste is  $\text{div}_p \vec{v}$  o.m. afhankelijk van  $\Delta \partial h / \partial t$  en ten tweede is bijna altijd het teken van  $(RT \text{div}_p \vec{v})_s$  tegengesteld

aan dat van  $\rho_s^{-1} \int_0^{p_s} p \cdot \partial / \partial p \operatorname{div}_p \vec{v} dp$  terwijl voorts de absolute waarden van deze termen ongeveer 10 tot 40, in stormgebieden soms wel 100 maal groter zijn dan de absolute waarden van  $(\partial h / \partial t)_s$  en  $(\vec{v} \cdot \operatorname{grad}_p h)_s$ . Het is dan ook - in het bijzonder in extreme toestanden - geoorloofd [9, 10] de betrekking (1) te vervangen door:

$$(\operatorname{div}_p \vec{v})_s = \frac{1}{\rho_s} \int_0^{p_s} p \cdot \partial / \partial p \operatorname{div}_p \vec{v} dp \quad (2)$$

Deze vergelijking vormt de grondslag waarop de verdere beschouwingen berusten.

Uit onderzoekingen van FLEAGLE [3] blijkt verder, dat de bijdrage van  $\int_{300 \text{ mb}}^{p_s} p \cdot \partial / \partial p \operatorname{div}_p \vec{v} dp$  (de bijdrage van de stratosfeer) verwaarloosbaar klein is t.o.v. de bijdrage van  $\int_{300 \text{ mb}}^{p_s} p \cdot \partial / \partial p \operatorname{div}_p \vec{v} dp$  (zie fig. 1). De onderste grens van de integraal in (2) vervangen we op grond daarvan bij de verdere afleidingen door 300 mb.

#### 4. Uitwerking van de grondvergelijking

4.1 Voor het afleiden van een verband tussen  $\operatorname{div}_p \vec{v}$  en de topografie van een isobarisch vlak wordt uitgegaan van de bewegingsvergelijkingen van GULDBERG en MOHN in de vorm

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= - \frac{\partial h}{\partial x} + l v_y - \alpha v_x \\ \frac{dv_y}{dt} &= - \frac{\partial h}{\partial y} - l v_x - \alpha v_y \end{aligned} \quad (3)$$

Daarbij nemen we aan, dat voor  $\alpha$  geldt:

$$\alpha = 0,3 l \frac{p - (p_s - 10^5)}{10^5}, \quad \text{indien } p_s - 100 \text{ mb} \leq p \leq p_s$$

$$\text{en } \alpha = 0, \quad \text{indien } p < p_s - 100 \text{ mb}$$

Deze voorstelling van de wrijvingsprocessen in de onderste lagen van de atmosfeer voldoet geenszins aan de fysische opvattingen daaromtrent. In kwantitatief opzicht blijkt (3) nochtans als een bruikbare benadering te kunnen worden benut. De uit fysisch oogpunt meer aanvaardbare betrekkingen leveren echter bij de verdere uitwerkingen onoverkomelijke moeilijkheden op.



Analoog aan de wijze waarop in [1] een oplossing werd verkregen voor  $v_x$  en  $v_y$  kan men uit (3) afleiden:

$$\begin{aligned} v_x &= -\frac{1}{l} \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{1}{l^2} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial t} - \frac{1}{l^3} \left[ (h, \frac{\partial h}{\partial x}) \right] - \frac{\alpha}{l^2} \frac{\partial h}{\partial x} \\ v_y &= \frac{1}{l} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{l^2} \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial t} - \frac{1}{l^3} \left[ (h, \frac{\partial h}{\partial y}) \right] - \frac{\alpha}{l^2} \frac{\partial h}{\partial y} \end{aligned} \quad (4)$$

Uit (4) volgt:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}_p \vec{v} &= -\frac{1}{l^2} \Delta \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\alpha}{l^2} \Delta h - \frac{1}{l^3} \left[ (h, \Delta h) \right] - \\ &- \left( \frac{3h}{l} + \frac{2}{l^2} \frac{\partial h}{\partial y} + \frac{1}{l^3} \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial t} + \frac{\alpha}{l^3} \frac{\partial h}{\partial x} \right) \frac{\partial l}{\partial x} - \left( \frac{3h}{l} - \frac{2}{l^2} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{l^3} \frac{\partial^2 h}{\partial y \partial t} + \frac{\alpha}{l^3} \frac{\partial h}{\partial y} \right) \frac{\partial l}{\partial y} = \\ &= -\frac{1}{l^2} \Delta \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\alpha}{l^2} \Delta h - \frac{1}{l^3} \left[ (h, \Delta h) \right] - \frac{1}{l^2} \left[ (h, l) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

Uit (5) volgt:

$$\frac{\partial}{\partial p} \operatorname{div}_p \vec{v} = -\frac{1}{l^2} \Delta \frac{\partial^2 h}{\partial t \partial p} - \frac{\alpha}{l^2} \Delta \frac{\partial h}{\partial p} - \frac{1}{l^2} \Delta h \frac{\partial \alpha}{\partial p} - \frac{1}{l^3} \left[ (h, \Delta \frac{\partial h}{\partial p}) \right] - \frac{1}{l^3} \left[ \left( \frac{\partial h}{\partial p}, \Delta h \right) \right] - \frac{1}{l^2} \left[ \left( \frac{\partial h}{\partial p}, l \right) \right] \quad (6)$$

We kunnen enkele termen verder uitwerken.

Voor  $\Delta \frac{\partial^2 h}{\partial t \partial p}$  kan worden afgeleid [1]:

$$\Delta \frac{\partial^2 h}{\partial t \partial p} = -\frac{R}{p} \Delta \left\{ \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} - \frac{2}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} + \left( \frac{1}{\rho} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \frac{d\rho}{dt} \right\} - \frac{1}{l} \left[ (h, \Delta \frac{\partial h}{\partial p}) \right] + \frac{1}{l} \left[ \left( \frac{\partial h}{\partial p}, \Delta h \right) \right] \quad (7)$$

$$\text{Voorts is } \frac{\partial h}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (8)$$

$$\text{en dus } h = h_s - \int_p^{p_s} \frac{\partial h}{\partial p} dp = h_s + R \int_T \frac{dp}{p} \quad (9)$$

Nemen we tenslotte aan, dat voor  $p_s - 100 \text{ mb} \leq p \leq p_s$  geldt:

$$\Delta \frac{\partial h}{\partial p} = 0$$

dan volgt daaruit:

$$\int_{p_s - 100 \text{ mb}}^{p_s} \left( p \frac{\alpha}{l^2} \Delta \frac{\partial h}{\partial p} + \frac{p}{l^2} \frac{\partial \alpha}{\partial p} \Delta h \right) dp = (0,3 p_s - 15 \cdot 10^3) \frac{\Delta h_s}{l} \quad (10)$$

Substitutie van (9) en (8) in (7) en (6); (7) in (6); (10), (6) en (5) in (2) leidt dan tot:

$$\left(\Delta \frac{\partial h}{\partial t}\right)_s = - 15 \cdot 10^3 \frac{1}{\rho_s} (\Delta h_s) - \quad (11a)$$

$$- \frac{1}{l} J(h, \Delta h)_s - \quad (11b)$$

$$- \frac{2R}{\rho_s l} \int_{300m6}^{h_s} J\{T, (\Delta h)_s\} \alpha \rho - \quad (11c)$$

$$- \frac{2R^2}{\rho_s l} \int_{300m6}^{h_s} J\left(T, \Delta \int T \frac{\alpha \rho}{\rho}\right) \alpha \rho - \quad (11d)$$

$$- J(h, l)_s - \quad (11e)$$

$$- \frac{R}{\rho_s} \int_{300m6}^{h_s} J(T, l) \alpha \rho + \quad (11f)$$

$$+ \frac{R}{\rho_s} \int_{300m6}^{h_s} \Delta \left(\frac{2}{c_p} \frac{\alpha Q}{\alpha t}\right) \alpha \rho - \quad (11g)$$

$$- \frac{R}{\rho_s} \int_{300m6}^{h_s} \Delta \left\{ \left(\frac{1}{\rho} - \frac{\partial T}{\partial \rho}\right) \left(\frac{\alpha \rho}{\alpha t}\right) \right\} \alpha \rho - \quad (11h)$$

$$- \frac{R}{\rho_s} \int_{300m6}^{h_s} \Delta \frac{1}{c_p} \frac{\alpha Q}{\alpha t} \alpha \rho \quad (11i)$$

4.2

Voor het onderzoek naar de deformatie van de topografie van een isobarisch vlak moet  $\partial h / \partial t$  opgelost worden uit  $\Delta \partial h / \partial t$ . Daartoe is een methode gevolgd vrijwel analoog aan die van FJÖRTOFT [2].

$$\text{Zij } \overline{\frac{\partial h}{\partial t}}(x, y) = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\partial h}{\partial t}(x+\delta, y) + \frac{\partial h}{\partial t}(x, y+\delta) + \frac{\partial h}{\partial t}(x-\delta, y) + \frac{\partial h}{\partial t}(x, y-\delta) \right\},$$

$$\overline{\frac{\partial h}{\partial t}}(x, y) = \frac{1}{4} \left\{ \frac{\partial h}{\partial t}(x+\delta, y) + \frac{\partial h}{\partial t}(x, y+\delta) + \frac{\partial h}{\partial t}(x-\delta, y) + \frac{\partial h}{\partial t}(x, y-\delta) \right\},$$

..... enz.

Bij benadering geldt als voor  $\delta$  een kleine waarde wordt genomen:

$$\Delta \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\delta}{\delta^2} \left( \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial h}{\partial t} \right), \quad \Delta \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\delta}{\delta^2} \left( \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial h}{\partial t} \right), \quad \dots \dots \text{enz.}$$

Nu is:

$$\frac{\partial h}{\partial t} \approx - \left\{ \left( \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial h}{\partial t} \right) + \left( \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial h}{\partial t} \right) + \left( \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial h}{\partial t} \right) + \dots \right\} - \frac{\partial h}{\partial t}$$

$$\text{of } \frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\delta^2}{4} \left\{ \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \dots \right\} - \frac{\partial h}{\partial t}$$

Wanneer 1) de maxima en minima in het veld van  $\partial h / \partial t$  regelmatig zijn verdeeld en op onderling ongeveer gelijke afstanden zijn gelegen, 2) de absolute waarden van de extremen ongeveer gelijk zijn en 3) de afstand tussen de maxima en minima gelijk is aan  $n\delta$ , dan is

$$\frac{\partial h}{\partial t} \approx 0$$

Neemt men voor  $\delta$  een waarde, die gelijk is aan 1/4 van de afstand tussen de maxima en minima dan geldt:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\delta^2}{4} \left( \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + \Delta \frac{\partial h}{\partial t} \right) \tag{12}$$

De afstand  $\delta$  kan worden bepaald uit het veld van  $\Delta \partial h / \partial t$  omdat de punten waar  $\partial h / \partial t$  en  $\Delta \partial h / \partial t$  extreme waarden bereiken bijna altijd samen vallen.

Bij de toepassing van (12) is echter gebleken, dat deze betrekking kan worden vervangen door de meer eenvoudige maar voor het beoogde doel nog voldoende nauwkeurige benadering:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\delta^2}{4} \left( \Delta \frac{\partial h}{\partial t} + 4 \Delta \frac{\partial h}{\partial t} \right) \tag{13}$$

4.3 Substitutie van (11) in (13) levert de vergelijking waarmee het ontstaan van steile hellingen van de isobarische vlakken nabij het aardoppervlak nader kan worden onderzocht.

Bij de toepassing van (11) op atmosferische modellen en werkelijk opgetreden atmosferische toestanden (paragraaf 5 en 7) zijn de integralen in (11) numeriek bepaald door proportionele optelling van de middelwaarden van de segmenten, die worden begrensd door de standaarddrukvlakken 1000, 850, 700, 500 en 300 mb.

De afgeleiden naar  $x$  en  $y$  in (11) zijn bij de berekeningen vervangen door differentiequotienten, waarbij als regel de differenties werden genomen over een afstand van 224 km.

Bij de berekening van  $\partial h / \partial t$  uit  $\Delta \partial h / \partial t$  volgens (13) werd voor  $\delta$  als regel 100 km genomen.

## 5. Onderzoek met behulp van atmosferische modellen

5.1 Bij een gegeven topografie van het 1000 mb vlak is volgens (11)  $(\Delta \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  afhankelijk van  $l$ , de temperatuurverdeling in de troposfeer en de adiabatische (11g en 11h) en de niet-adiabatische (11i) temperatuurveranderingen.

De invloed van (11h) is uitvoerig onderzocht door SUMNER [8]. Een stabiele opbouw van de atmosfeer ( $\partial T / \partial p < \theta^* / g p$ ) blijkt een sterk dempend effect te hebben op de ontwikkelingen van het druk- en windveld nabij het aardoppervlak. Het dempende effect verdwijnt echter indien de verticale luchtbewegingen geen temperatuurveranderingen tot gevolg hebben. Dit is het geval onder twee bijzondere omstandigheden.

- 1) Is in de gehele troposfeer over een uitgestrekt gebied  $\partial T / \partial p = \theta^* / g p$  en treedt bovendien geen condensatie op, dan is  $(11g) + (11h) = 0$ . Deze toestand treft men in stormdepressies op gematigde breedten nimmer aan.
- 2) Is in de troposfeer over een uitgestrekt gebied  $\partial \theta^* / \partial p = 0$  en is de troposfeer bovendien geheel verzadigd met waterdamp en gevuld met wolken dan volgt uit de vergelijking voor de adiabatische toestandsveranderingen, dat:

$$\Delta \int_{300 \text{ mb}}^{h_s} \left\{ \frac{\gamma}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} - \left( \frac{\theta^*}{g p} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \left( \frac{dp}{dt} \right) \right\} dp = 0 \quad (14)$$

Het dempende effect van  $(11g) + (11h)$  verdwijnt dan eveneens. Deze toestand komt vooral in de trog van stormdepressies veelvuldig voor.

5.2 Nemen we nu als model een depressie met cirkelvormige hoogtelijnen  $\varkappa$ ) van het 1000 mb vlak, zoals weergegeven in fig. 2a. Voor een dergelijk depressie model geldt, dat (11b) = 0. Onderstellen we verder dat aan de volgende voorwaarden is voldaan:

- 1) De atmosfeer in de depressie is beneden het 300 mb vlak verzadigd met waterdamp en gevuld met wolken. Overal in de troposfeer is  $\partial \theta^* / \partial p = 0$ . Onder die omstandigheden is (11g) + (11h) = 0.
- 2) De atmosferische processen verlopen adiabatisch in welk geval (11i) = 0.
- 3) Binnen het depressiegebied is bij benadering l constant.

Onder de gestelde voorwaarden gaat (11) over in:

$$\left( \Delta \frac{\partial h}{\partial t} \right)_s = (11a) + (11c) + (11d) \quad (15)$$

Bij de gegeven topografie van het 1000 mb vlak is de verdeling van  $(\Delta \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  en van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  nog alleen afhankelijk van de driedimensionale temperatuurverdeling in de atmosfeer.

In het algemeen vertoont de isobarische temperatuurverdeling een "golfvormig" patroon. Als model is een golfvormige relatieve topografie van 1000 - 300 mb gekozen, zoals weergegeven in fig. 2a. Aangezien verondersteld is, dat overal  $\partial \theta^* / \partial p = 0$ , is daarmee de driedimensionale temperatuurverdeling vastgelegd. Fig. 2b toont nu de verdeling van (11d), fig. 2c de verdeling van (11c) en fig. 2d de verdeling van (11a). Fig. 2e geeft de verdeling weer van  $(\Delta \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$ . Met behulp van (13) werd de verdeling van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  bepaald (fig. 2f).

---

$\varkappa$ )

De aanduiding "hoogtelijnen" is in feite niet correct omdat bedoeld is lijnen van gelijke geopotential. In het meteorologische spraakgebruik wordt echter gemakshalve het begrip "hoogte" ook gebruikt voor  $\int g dz$

Bij beschouwing van de figuren 2b, 2c en 2d valt op, dat de bijdrage van (11a) tot  $(\Delta \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  verwaarloosbaar klein is t.o.v. de bijdrage van (11c) en (11d). Uit fig. 2f kan worden afgeleid, dat de gegeven temperatuurverdeling in hoofdzaak resulteert in een oost-west <sup>x)</sup> verplaatsing van de depressie aan het aardoppervlak. De deformatie van het depressiesysteem is gering.

5.3 Beschouwen we als tweede model een lage druksysteem zoals weergegeven in fig. 3a. De as van de tong koude lucht (zie relatieve topografie) is t.o.v. fig. 2a naar het westen verschoven. Voor het overige gelden dezelfde voorwaarden als voor het eerste model.

Uit fig. 3f kan worden afgeleid, dat de gegeven temperatuur- en drukverdeling (fig. 3a) resulteert in een uitdieping en een zuidwest-noordoost beweging van de depressie aan het aardoppervlak. De fig. 3b en 3c laten verder zien, dat het minimum van (11c) vrijwel samenvalt met het maximum van (11d). In tegenstelling tot het eerste model "compenseren" de bijdragen van (11c) en (11d) elkaar gedeeltelijk in het zuidwestelijke deel van de depressie, hetgeen o.a. tot gevolg heeft, dat aan het aardoppervlak de luchtdrukstijgingen kleiner zijn dan de luchtdrukdalingen.

5.4 Met behulp van de ervaringen opgedaan bij het onderzoek aan atmosferische modellen kan worden vastgesteld, dat bij alle realistische drukverdelingen aan het aardoppervlak en temperatuurverdelingen in de bovenlucht, het effect van (11d) met betrekking tot het ontstaan van steile hellingen van de drukvlakken nabij de grond (zie paragraaf 3.1) in meer of mindere mate wordt gereduceerd door de - bij dezelfde temperatuurverdeling behorende - verdeling van (11c).

Er is echter een bijzondere temperatuurverdeling aan te geven, waarbij het reducerende effect van (11c) minimaal is en die bovendien leidt tot een configuratie van  $(\text{grad}_p h)_s$  en  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$ , welke het dichtst de toestand benadert zoals omschreven in paragraaf 3.1

---

x)

De geografische oriëntering van de figuren 2, 3, 4 en 5 is aangegeven in fig. 2a.

Het kenmerk van deze temperatuurverdeling is de aanwezigheid van een tong koude lucht, waarvan de as in elk isobarisch vlak op dezelfde wijze is georiënteerd en die (op enige afstand van de kern) om de depressie aan het aardoppervlak krult en wel zodanig, dat aan de zijde van de tong, die het dichtst bij het depressiecentrum is gelegen, in elk isobarisch vlak de isothermen over een zo groot mogelijk gebied evenwijdig lopen aan de lijnen van gelijke  $(\Delta h)_s$ .

Bij deze temperatuurverdeling is dus de troposfeer boven het centrum van de depressie warm t.o.v. de omgeving.

5.5           Onderzoeken we thans als derde model wederom een depressie aan het aardoppervlak met cirkelvormige hoogtelijnen van het 1000 mb vlak (fig. 4a). De temperatuurverdeling in de troposfeer (zie relatieve topografie) vertoont nu de kenmerken genoemd in paragraaf 5.4. Voor het overige gelden dezelfde voorwaarden als voor het eerste model. Bij de berekeningen wordt evenwel de bijdrage van (11a) verwaarloosd.

De beschouwing van de figuren 4b, 4c, 4d en 4e geeft een inzicht op welke wijze de tot storm aanleiding gevende configuratie van  $(\text{grad}_p h)_{1000 \text{ mb}}$  en  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  tot stand komt. Nemen we aan, dat het veld van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  korte tijd (3 uur) gefixeerd blijft dan gaat de topografie van het 1000 mb vlak van fig. 4a over in die van fig. 4f. De helling van het 1000 mb vlak blijkt over een uitgestrekt gebied aan de westzijde van de depressie belangrijk toegenomen.

Men kan de ontwikkelingen van het model verder vervolgen indien de veranderingen in de temperatuurverdeling kunnen worden berekend. Nu geldt voor de locale temperatuurverandering:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c_p} \frac{dQ}{dt} - \frac{1}{c_p} \frac{d\sigma}{dt} + \left( \frac{1}{\rho} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \left( \frac{dp}{dt} \right) - \quad (16a)$$

$$- \vec{y} \cdot \text{grad}_p T \quad (16b)$$

Aangezien van de veronderstelling is uitgegaan, dat de lucht verzadigd is met waterdamp en gevuld met wolken en dat overal

$\partial \theta^* / \partial p = 0$  en tenslotte dat de processen adiabatisch verlopen, volgt daaruit  $(16a) = 0$ . Men verkrijgt dan:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \bar{v}_y \cdot \text{grad}_p T = - \frac{1}{2} J(\Delta, T) \quad (17)$$

Met deze betrekking is het mogelijk de temperatuurverdeling te berekenen 3 uur na de uitgangstoestand. De berekening levert de relatieve topografie 1000 - 300 mb op zoals weergegeven in fig. 4g. Het is nu mogelijk opnieuw het veld van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  te bepalen en wel met de betrekking:

$$\left( \Delta \frac{\partial h}{\partial t} \right)_s = (11b) + (11c) + (11d) \quad (18)$$

en (13).

Men verkrijgt dan een verdeling van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  zoals weergegeven in fig. 4n. Bij een onveranderde verdeling van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  gedurende 3 uur gaat de topografie van het 1000 mb vlak van fig. 4f over in die van fig. 4o. Men ziet thans, dat de helling van het 1000 mb vlak over een groot gebied verder is toegenomen.

5.6 Bij de onderzochte modellen werd uitgegaan van een temperatuurverdeling waarbij waarden voor  $|\text{grad}_p T|$  werden gebruikt, die overeenkomen met een gemiddelde ontleend aan gematigd actieve depressies. Uit (11c) en (11d) kan men afleiden, dat in geval de temperatuurverdeling voldoet aan het patroon omschreven in paragraaf 5.4, de isobarische vlakken aan de koude kant van de depressie meer zullen gaan hellen naarmate de tong van koude lucht scherper en de waarden van  $|\text{grad}_p T|$  ter weerszijde van de tong groter zijn.

5.7 Bij de drie onderzochte modellen is binnen het depressiegebied 1 constant genomen. Om na te gaan in hoeverre deze vereenvoudiging invloed heeft op de uitkomsten, werden de bijdragen van (11e) en (11f) tot de verdeling van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  berekend voor het model, dat is vastgelegd door de fig. 4f en 4g. Aangenomen is, dat het depressiecentrum was gelegen op  $55^\circ \text{ N.B.}$  De figuren 5a en 5b tonen aan, dat de bijdragen van (11e) en (11f) verwaarloosbaar klein zijn.

5.8 Tot nu toe werd slechts aandacht besteed aan temperatuurverdelingen waarbij een tong koude lucht met de circulatie in de bovenlucht om een depressie krult. Ook een tong warme lucht aan de "voorzijde" van een depressie kan, mits op een bepaalde wijze ge-



oriënteerd t.o.v. het veld van  $(\Delta h)_g$ , aanleiding geven tot het ontstaan van steile hellingen van het 1000 mb vlak. Het blijkt echter, dat bij gelijke isobarische temperatuurgradiënten de hellingenveranderingen van het 1000 mb vlak, die samenhangen met een warme tong, minder groot zijn dan die bij de aanwezigheid van een tong koude lucht. Dit houdt verband met het sterkere compenserende effect, dat bij modellen met een warme tong optreedt met betrekking tot de verdelingen van (llc) en (lld). Men kan aantonen, dat steile hellingen van het 1000 mb vlak aan de voorzijde van een depressie als gevolg van een tong warme lucht vrijwel alleen kunnen ontstaan wanneer de waarden van  $|(grad_p \Delta h)_{1000 \text{ mb}}|$  klein zijn. In gebieden met storm is dat alleen mogelijk wanneer de kromming van de hoogtelijnen van het 1000 mb vlak gering is.

## 6. Statistisch onderzoek

6.1 In gebieden met storm lopen, als gevolg van de grote waarden van  $|(grad_p h)_g|$ , de hoogtelijnen van het 1000 mb vlak vrijwel evenwijdig aan de lijnen van gelijke  $(\Delta h)_{1000 \text{ mb}}$  (zie bijv. de figuren 4f en 4h).

Uit de ontwikkelde theorie over de temperatuurverdeling in de bovenlucht, die aanleiding geeft tot het ontstaan van stormen aan de koude kant van depressies, volgt, dat tussen het depressiecentrum aan het aardoppervlak en de as van de tong koude lucht de richting van  $grad_p T$  en ook van  $grad_p R_p \int_{1000 \text{ mb}}^{T/p} dp$  (= gradient relatieve topografie 1000 mb - p) tegengesteld moet zijn aan de richting van  $(grad_p h)_{1000 \text{ mb}}$ . Duidelijk komt dit tot uiting bij vergelijking van de figuren 4f, 4g en 4o. Een gevolg hiervan is, dat de windsnelheid in een deel van het stormgebied, n.l. tussen de as van de koude tong en het depressiecentrum, naar boven afneemt. Deze bijzondere verticale windschering biedt de mogelijkheid de theoretische beschouwingen op een eenvoudige wijze nader te toetsen aan een vrij groot aantal opgetreden zware stormen.

6.2 Met behulp van de weerkaarten van 0000 GMT, gepubliceerd in het "Täglicher Wetterbericht des Deutschen Wetterdienstes", werden over de maanden Jan. t/m April en Sept. t/m Dec. van de jaren 1949 t/m 1954 alle zware stormen in polaire lucht uitgeteld, die voorkwamen in een gebied begrensd door de breedtecirkels van  $30^\circ$  en  $60^\circ$  N.B. en de lengtecirkels van  $15^\circ$  O.L. en  $70^\circ$  W.L. Onder een zware storm werd bij dit onderzoek verstaan een storm, waarbij op zijn

minst binnen een vierkant van 500 bij 500 km de geostrofische wind meer dan 40 m/sec bedroeg. Voor elke storm werd aan de hand van de relatieve topografie van 1000 - 500 mb van 0300 GMT of de bovenwindwaarnemingen van 0300 GMT nagegaan of de richting van de thermische wind 1000 - 500 mb boven een deel van het stormgebied tegengesteld was aan de richting van de geostrofische wind aan de grond.

In totaal werden 49 stormen <sup>x)</sup> onderzocht. In 4% van de gevallen kon met grote zekerheid worden vastgesteld, dat de temperatuurverdeling niet voldeed aan de uit de theorie afgeleide voorwaarden. In 45% van de gevallen liet de analyse van de relatieve topografie boven het stormgebied meer dan één oplossing toe. In al deze gevallen bleek de analyse "ongedwongen" in overeenstemming te brengen met het vereiste patroon. Tenslotte kon bij 51% van het aantal stormen met grote zekerheid worden vastgesteld, hetzij door een eenduidige analyse van de relatieve topografie, hetzij door directe windwaarnemingen uit de bovenlucht, dat de temperatuurverdeling in de troposfeer geheel overeenstemde met de theoretische beschouwingen.

## 7. Onderzoek aan een tweetal Noordzeestormen

We zullen thans de betrekking:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{1000 \text{ mb}} = -\delta^2 \left[ \frac{1}{4} \{ (11b) + (11c) + (11d) \} + \overline{(11b) + (11c) + (11d)} \right] \quad (19)$$

toetsen aan een tweetal Noordzeestormen. Dit impliceert, dat bij de bepaling van  $(\partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  o.m. geen rekening wordt gehouden met adiabatische en niet-adiabatische temperatuurveranderingen.

### 7.1 De storm van 31 Jan. - 1 Feb. 1953

Fig. 6a toont de topografie van het 1000 mb vlak op 31 Jan. 1953 te 0300 GMT. De relatieve topografie 1000 - 500 mb in fig. 6b geeft een globale indruk van de temperatuurverdeling in de troposfeer waarbij duidelijk opvalt, dat de contourlijnen in een gebied

x)

De frequentie waarmee in de jaren 1949 t/m 1954 zware stormen boven West-Europa en de Atlantische Oceaan blijken te zijn opgetreden is belangrijk groter dan de frequentie die v.d.HAM <sup>4</sup>/ heeft gevonden voor vroegere jaren. Dit verschil moet naar alle waarschijnlijkheid voor een groot deel worden toegeschreven aan het vrij grote aantal zware stormen in het gebied tussen Labrador en Groenland, die in vroegere jaren aan de waarneming ontsnapten maar die na de stationnering van een weerschip op 56° N.B.-51° W.L. beter kunnen worden gelocaliseerd en waarvan ook de intensiteit thans nauwkeuriger kan worden bepaald.

om het depressiecentrum evenwijdig lopen aan de hoogtelijnen van het 1000 mb vlak en de lijnen van gelijke  $(\Delta h)_{1000 \text{ mb}}$ . Fig. 6c toont de verdeling van de hoogteveranderingen van het 1000 mb vlak berekend met (19) en fig. 6d de waargenomen veranderingen. De gearceerde velden in fig. 6d (en evenzo in de figuren 7d, 8d, 10d, 11d en 12d) geven de gebieden aan waarbinnen de analyse van het tendensveld door het ontbreken van synoptische waarnemingen meer of minder onbetrouwbaar is.

Op overeenkomstige wijze werden de hoogteveranderingen van het 1000 mb vlak berekend uitgaande van de toestand op 31 Jan. 1500 GMT (fig. 7) en van 1 Feb. 0300 GMT (fig. 8).

Bij een vergelijking van de berekende en de opgetreden hoogteveranderingen van het 1000 mb vlak valt - wat betreft de ligging van de maxima en minima - een goede overeenstemming waar te nemen. In bepaalde punten komen echter verschillen voor tussen waargenomen en berekende waarden tot  $700 \text{ cm}^2 \cdot \text{sec}^{-3}$ . Vergelijkt men de ontwikkelingen van de topografie van het 1000 mb vlak op 31 Jan. met die van model 3 (paragraaf 5.5) dan merkt men analoge karaktertrekken op.

De boven een deel van het stormgebied optredende verticale windafneming wordt o.a. duidelijk gedemonstreerd door de bovenwind waarneming van het station Hemsby van 1 Feb. 1953 0300 GMT (zie fig. 8a en 9).

## 7.2 De storm van 6 - 7 Oct. 1954

De zware Noordwesterstorm van 6 - 7 Oct. 1954 boven het zuidelijke gedeelte van de Noordzee werd gekenmerkt door een snelle en verrassende ontwikkeling. De fig. 10b, 11b en 12b tonen ook in dit geval duidelijk, dat de temperatuurverdeling in de troposfeer voldoet aan de uit de theorie afgeleide voorwaarde voor het ontstaan van zware stormen. De overeenstemming tussen de berekende en waargenomen hoogteveranderingen van het 1000 mb vlak (zie fig. 10c, 10d, 11c, 11d, 12c en 12d) is van dezelfde orde als bij de storm van 31 Jan. - 1 Feb. 1953. Bij een nadere beschouwing van de temperatuurverdelingen en temperatuurveranderingen, die bij beide stormen zijn opgetreden valt een grote overeenkomst op (men vergelijk fig. 6b met fig. 11b en fig. 7b met fig. 12b). De ontwikkelingen van de topografie van het 1000 mb vlak tonen ook bij de storm van 6 - 7 Oct. een duidelijke overeenkomst met die van model 3.

Bijzondere aandacht verdient fig. 11c waar zich de tot storm aanleiding gevende configuratie van  $\text{grad}_p h_{1000 \text{ mb}}$  en  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  voordoet juist op het midden van de Noordzee. Door het ontbreken van tendenswaarnemingen werd deze ontwikkeling op 6 Oct. niet tijdig onderkend.

Tussen 6 Oct. 2100 GMT en 7 Oct. 0300 GMT bereikte de storm een hoogtepunt nabij de Waddeneilanden. Fig. 13 geeft de bovenwindwaarneming weer van het station Emden (zie fig. 11a) op 6 Oct. 2000 GMT. In dit geval blijkt juist boven het gebied met de grootste windsnelheden, de wind met de hoogte af te nemen.

7.3 Uit een onderzoek naar de oorzaken van de optredende verschillen tussen de berekende en waargenomen hoogteveranderingen van het 1000 mb vlak bij de stormen van 31 Jan. - 1 Feb. 1953 en 6 - 7 Oct. 1954 blijkt, dat de nauwkeurigheid waarmede, bij de huidige dichtheid van het aerologische waarnemingsnet en de huidige meettechniek, de toestand van de atmosfeer in de bovenlucht kan worden geanalyseerd, niet in verhouding staat tot de nauwkeurigheid, die wordt vereist om de betrekking (11) en de daaruit afgeleide betrekkingen op geheel bevredigende wijze te toetsen. Het aanbrenge van een wijziging in de analyse van de temperatuurverdeling heeft soms tot gevolg, dat bij een herberekening een - t.o.v. de oorspronkelijke berekening - belangrijk afwijkend resultaat wordt verkregen. Het gelukt bij beide onderzochte stormen evenwel niet de tot een snel aanwakkeren van de wind aanleiding gevende configuraties van  $(\text{grad}_p h)_{1000 \text{ mb}}$  en  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_{1000 \text{ mb}}$  weg te werken door het aanbrenge van toelaatbare wijzigingen in de analyse van de uitgangstoestanden.

7.4 Het behoeft geen betoog, dat bij de huidige mogelijkheden tot het vastleggen van de toestand van de atmosfeer in de bovenlucht het bepalen van het effect van de adiabatische temperatuurveranderingen op de ontwikkeling van een storm vrijwel onmogelijk is. Bij de stormen van 31 Jan. - 1 Feb. 1953 en 6 - 7 Oct. 1954 kan nochtans worden waargenomen, dat de stormgebieden grotendeels samenvallen met de gebieden met matige of zware regen- of sneeuwval. Deze waarnemingen maken het waarschijnlijk, dat de atmosfeer verzadigd is geweest met waterdamp en tot grote hoogte gevuld met wolken. De radiosonde-opstijgingen ten tijde van de storm van 31 Jan. - 1 Feb. tonen voorts een overwegend verzadigd-adiabatische opbouw in het stormgebied. Bij de storm van 6 - 7 Oct. was dit echter in mindere mate het geval.

## 8. De banen van "stormvloed"-depressies

Uit het onderzoek aan de atmosferische modellen en de stormen van 31 Jan. - 1 Feb. 1953 en 6 - 7 Oct. 1954 kan worden afgeleid, hoe - in de critieke toestand (paragraaf 5.4) - de as van de tong koude lucht ongeveer moet zijn georiënteerd om aanleiding te geven tot een noordwesterstorm, die een zodanig gebied van de Noordzee beslaat, dat het water in het zuidelijke bekken belangrijk wordt opgestuwd.

De meest gevaarlijke toestanden blijken die, waarbij de as van de koude tong is gelegen in de omgeving van en evenwijdig aan de Engels - Schotse oostkust. Nu is het zeer onwaarschijnlijk, dat zich tijdens de ontwikkeling van een depressie een dergelijke oriëntering van de tong koude lucht zal voordoen, indien de - aan de ontwikkeling van de depressie voorafgaande - ligging van de frontale zône boven Engeland zuidelijker is dan ongeveer  $55^{\circ}$  N.B.

Uitgaande van het sturingsprincipe zullen de banen van de "stormvloed"-depressies, die van het westen komende boven de Noordzee in de critieke toestand geraken, als regel noordelijker moeten zijn gelegen dan ongeveer  $55^{\circ}$  N.B. in verband met de vereiste noordelijke ligging van de frontale zône in het begin-stadium. Het onderzoek van v.d.HAM [4] bevestigt deze gevolgtrekking.

## 9. Samenvatting, gevolgtrekkingen en slotbeschouwing

9.1 De theoretische beschouwingen over het ontstaan van zware stormen blijken in vele opzichten in goede overeenstemming met de in werkelijkheid waargenomen atmosferische toestanden en toestandsveranderingen.

De conclusies uit de resultaten van het onderzoek kunnen als volgt worden samengevat.

- 1) Wanneer bij de ontwikkeling van een depressie op een zeker moment de temperatuurverdeling in de gehele troposfeer of een groot deel ervan geraakt in een toestand zoals omschreven in paragraaf 5.4, dan treedt een configuratie van  $(\text{grad}_p h)_s$  en  $(\text{grad}_p \partial h / \partial t)_s$  op, die aanleiding geeft tot het snel aanwakkeren van de wind aan de koude kant van de depressie.
- 2) De toeneming van de wind zal in de critieke toestand des te groter zijn naarmate beter is voldaan aan de voorwaarde, dat de gehele troposfeer over een zo uitgestrekt mogelijk gebied

en verzadigd-adiabatisch is opgebouwd en geheel is verzadigd met waterdamp en gevuld met wolken.

- 3) De toeneming van de wind zal in de critieke toestand des te groter zijn naarmate de tong koude lucht scherper en de isobarische temperatuurgradiënten ter weerszijde van de tong koude lucht groter zijn. (Practisch gesproken bevestigt deze gevolgtrekking het reeds lang bekende ervaringsfeit, dat er een correlatie bestaat tussen de "activiteit" van een depressie en de isobarische temperatuurverschillen in de in het beginstadium nog ongestoorde frontale zône).
- 4) Boven een deel van het stormgebied (gewoonlijk daar waar de hoogste windsnelheden voorkomen) neemt de wind boven de wrijvingslaag met de hoogte af.

9.2 Bij de onderzoeken zijn de niet-adiabatische temperatuurveranderingen (lli) buiten beschouwing gelaten. De verkregen resultaten wekken de indruk, dat de invloed van de niet-adiabatische temperatuurveranderingen op het ontstaan van stormen van secundaire betekenis is. Het is nochtans van belang de orde van grootte van het effect nader te bepalen, in het bijzonder boven de Noordzee. Een onderzoek daaromtrent is nog gaande.

9.3 Met betrekking tot de vraag in hoeverre de resultaten van het onderzoek naar het ontstaan van stormen een bijdrage kunnen leveren tot een verbetering van de stormverwachtingen, dient het volgende te worden overwogen. In geval de atmosfeer geraakt in een toestand zoals omschreven in paragraaf 5.4, neemt de wind snel toe. Of de atmosfeer in de critieke toestand is gekomen, kan bij het huidige aerologische waarnemingsprogramma slechts tweemaal per dag worden vastgesteld en dan nog alleen boven een gebied met een dicht waarnemingsnet en eerst nadat de waarnemingen met een onvermijdelijke vertraging van enkele uren ter beschikking zijn gekomen.

Waarschuwingen voor storm, die berusten op het constateren van een critieke temperatuurverdeling, zullen danook in het algemeen weinig praktisch nut hebben door de (te) late aankondiging.

Voor het uitgeven van stormverwachtingen is het belangrijker of kenmerken kunnen worden gevonden voor aanvangstoestanden, die leiden tot de critieke temperatuurverdeling. Het opsporen van zulke kenmerken is tot nu toe niet gelukt. Het is bij onderzoeken ge-

bleken, dat uitgaande van realistische aanvangstoestanden de critieke temperatuurverdeling naar alle waarschijnlijkheid niet kan intreden bij uitsluitend advectionele temperatuurveranderingen. Dat betekent, dat niet-advectionele temperatuurveranderingen bij het onderzoek moeten worden betrokken. Bij de huidige meettechniek van de wind en de vochtigheid in de bovenlucht is dat practisch onmogelijk.

### Literatuur

1. BIJVOET, H.C. (1954) Enige beschouwingen over het verband tussen de luchtdrukverdeling in de bovenlucht en de luchtdrukveranderingen aan het aardoppervlak. K.N.M.I., Med. en Verh., No. 59, 299 - 319.
2. FJÖRTOFT, R. (1952) On a numerical method of integrating the barotropic vorticity equation. Tellus, 4, 179 - 194.
3. FLEAGLE, R.G. (1948) Quantitative analysis of factors influencing pressure change. J. of Met., 5, 281 - 292.
4. v.d. HAM, C.J. (1954) Onderzoek naar de bij stormvloed en behorende depressiebanen en naar de extreme mogelijkheden van noordwesterstormen. K.N.M.I., Voorlopig Met. Rapport Stormvloed 1 Feb. 1953, 1e Vervolg, 12 - 14.
5. KRUHL, H. (1954) Zur Dynamik polarer Kaltluftausbrüche am Beispiel des Holland Orkan vom 30.1 - 1.2.1953. Ann.d.Met., 6, 65 - 76.
6. Met. Office discussion (1954) Dynamical forecasting by numerical methods. Met. Mag., 83, 175 - 182.
7. RODEWALD, M. (1937) Ueber die unvermittelt aufkommenden Nordweststürme in der Deutschen Bucht. Ann. d. Hydrogr. und Marit. Met., 65, 337 - 340.
8. SUMNER, E.J. (1950) The significance of vertical stability in synoptic development. Quart. J. Roy. Met. Soc., 76, 384 - 392.
9. SUTCLIFFE, R.C. (1947) A contribution to the problem of development. Quart. J. Roy. Met. Soc., 73, 370 - 383.
10. SUTCLIFFE, R.C. en FORSDYKE, A.G. (1950) The theory and use of upper air thickness patterns in forecasting. Quart. J. Roy. Met. Soc., 76, 189 - 217.

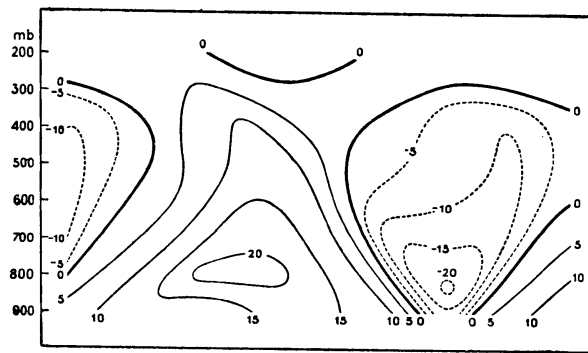


Fig. 1. Ruimtelijke verdeling van  $p. \frac{\partial}{\partial p} (\text{div}_p \vec{v})$  in depressies en hoge drukgebieden; ( $10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ )

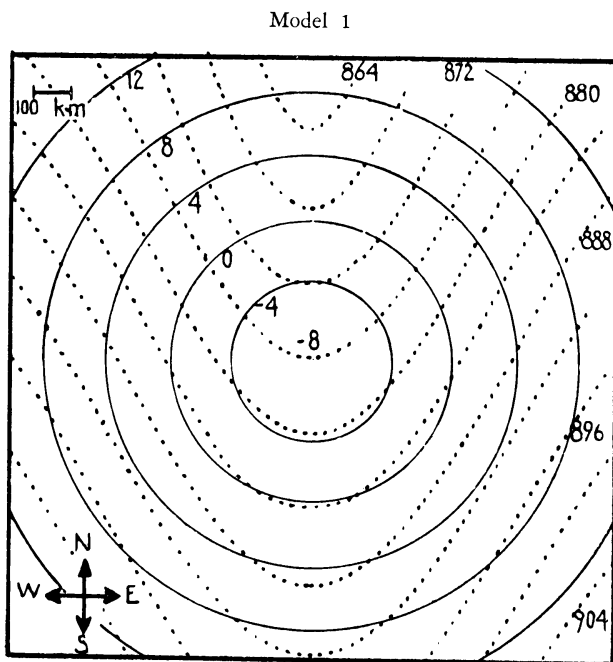


Fig. 2a

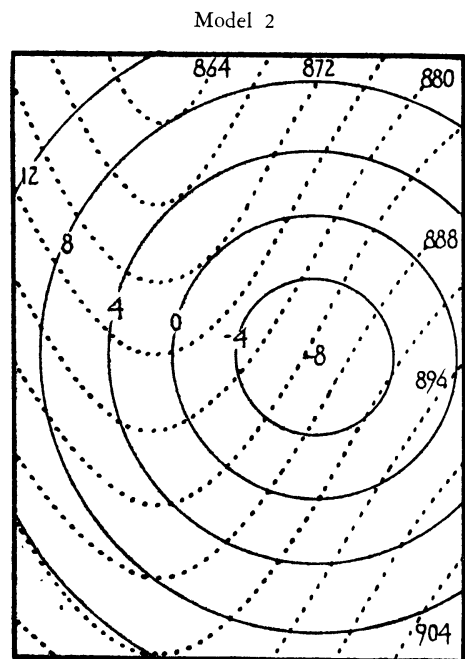


Fig. 3a

— Topografie 1000 mb vlak (gpdam); .... rel. topografie 1000-300 mb (gpdam)

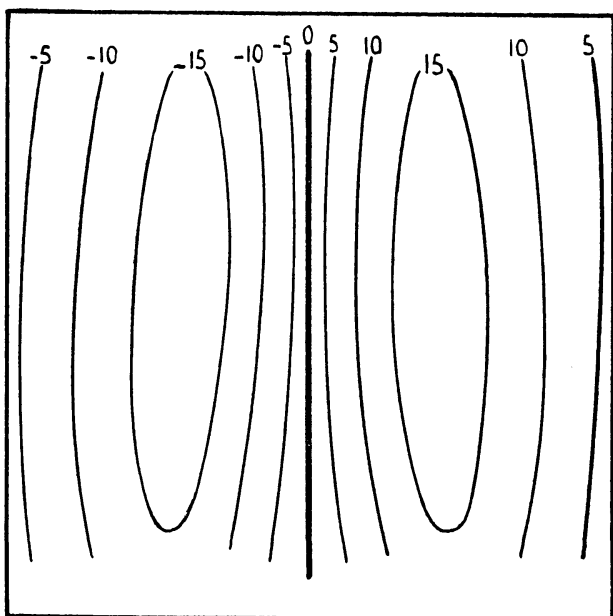


Fig. 2b

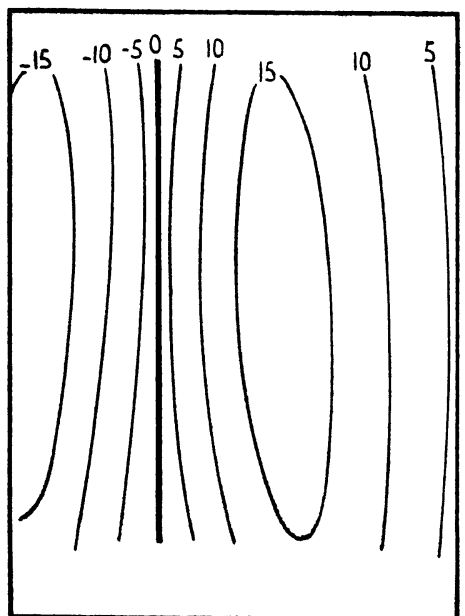


Fig. 3b

Verdeling van (11d);  $p_s = 1000 \text{ mb}$ ; ( $10^{-13} \text{ sec}^{-3}$ )



Model 1

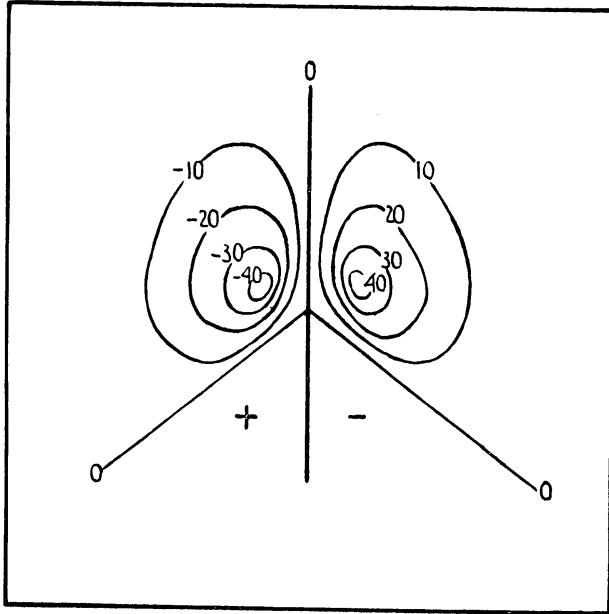


Fig. 2c

Model 2

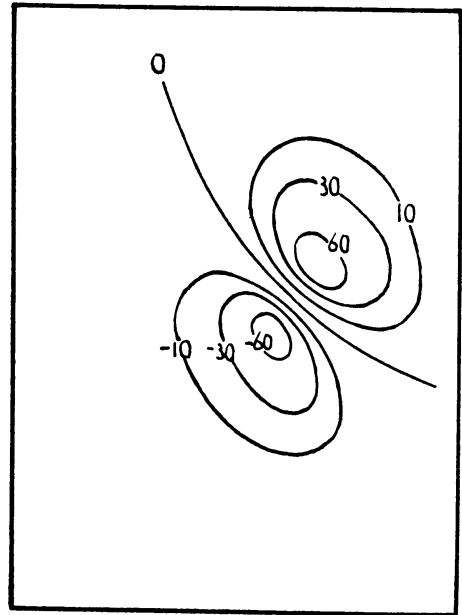


Fig. 3c

Verdeling van (11c);  $p_s = 1000$  mb;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

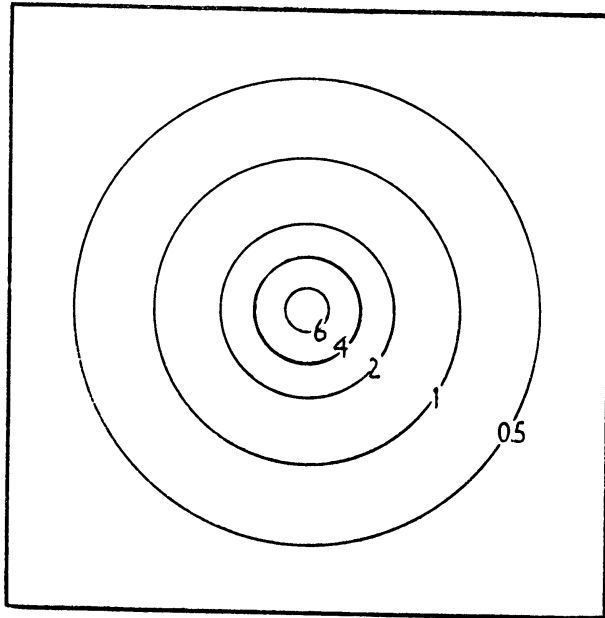


Fig. 2d

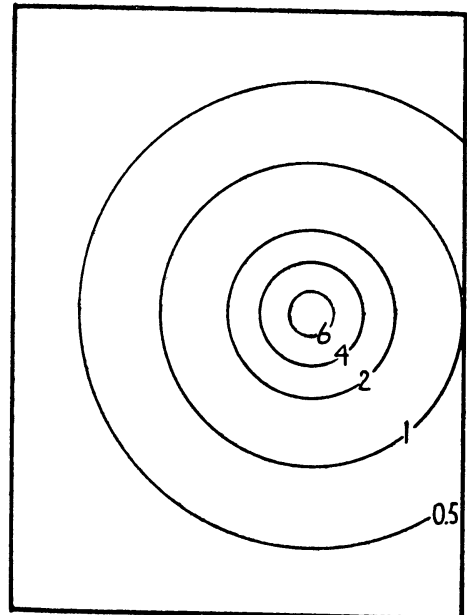


Fig. 3d

Verdeling van (11a);  $p_s = 1000$  mb;  $(10^{-14} \text{ sec}^{-3})$

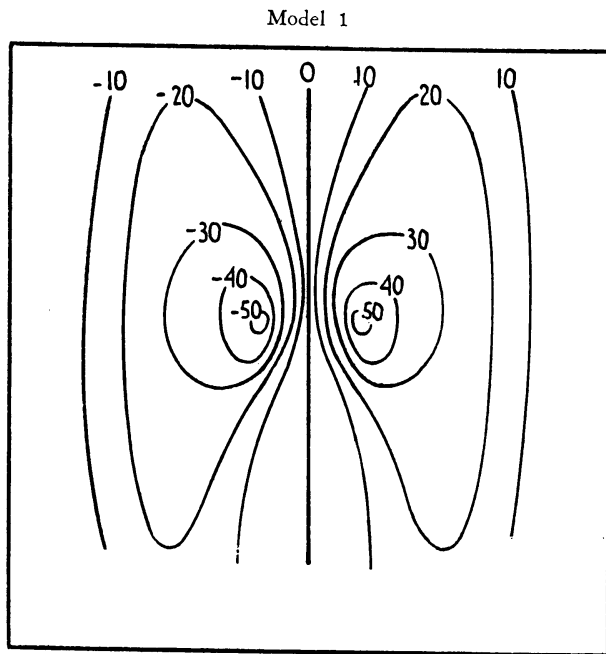


Fig. 2e

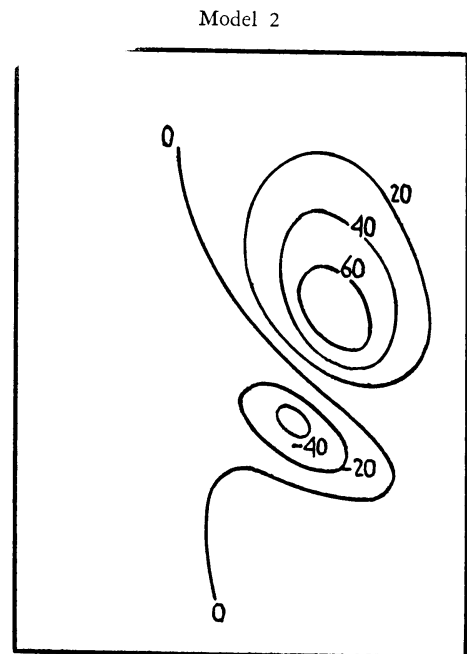


Fig. 3e

Verdeling van  $(11a + 11c + 11d)$ ;  $P_s = 1000$  mb;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

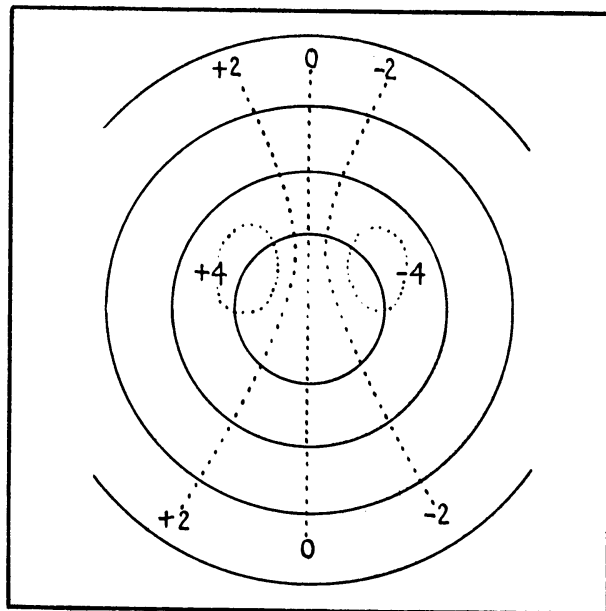


Fig. 2f

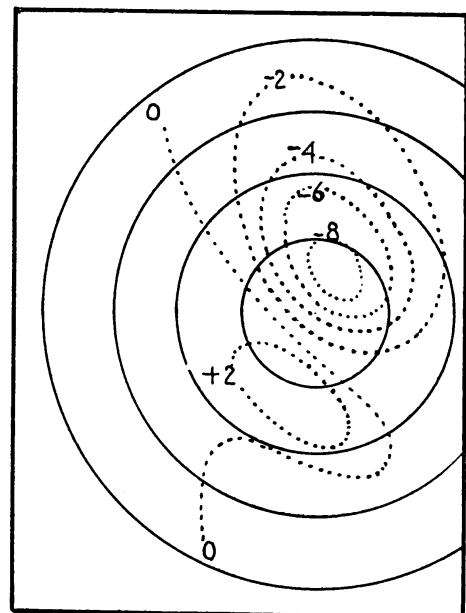


Fig. 3f

— Topografie 1000 mb vlak (gpdam); .....  $(\partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$ ,  $(100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3})$ .  
 Een luchtdruktemens van 1,2 mb/3 uur aan het aardoppervlak correspondeert met  
 een geopotential verandering van het 1000 mb vlak van  $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$

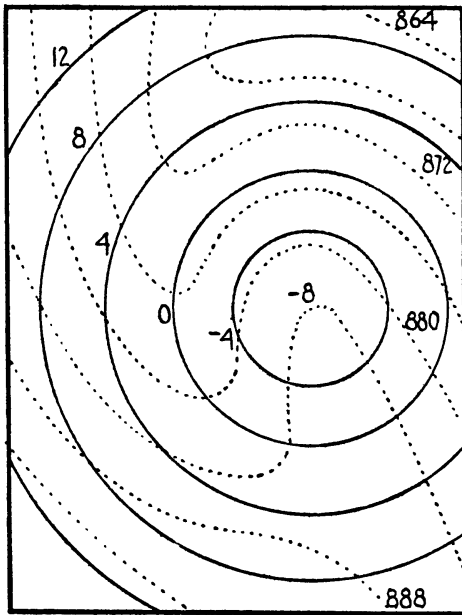


Fig. 4a ——— Topografie 1000 mb vlak (gpdam); ..... rel. topografie 1000-300 mb (gpdam)

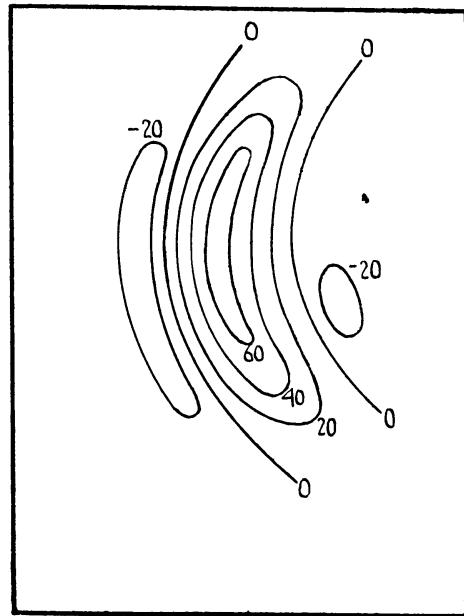


Fig. 4b Verdeling van (11d);  $p_s = 1000$  mb;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

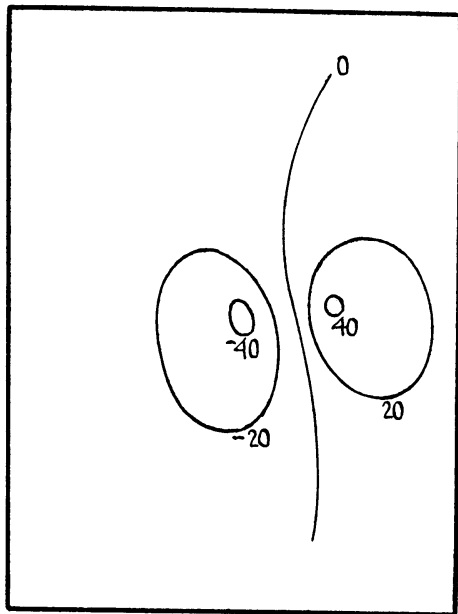


Fig. 4c Verdeling van (11c);  $p_s = 1000$  mb;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

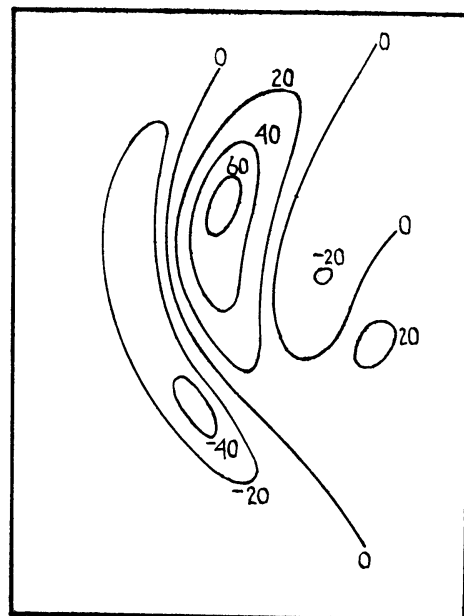


Fig. 4d Verdeling van (11c + 11d);  $p_s = 1000$  mb;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

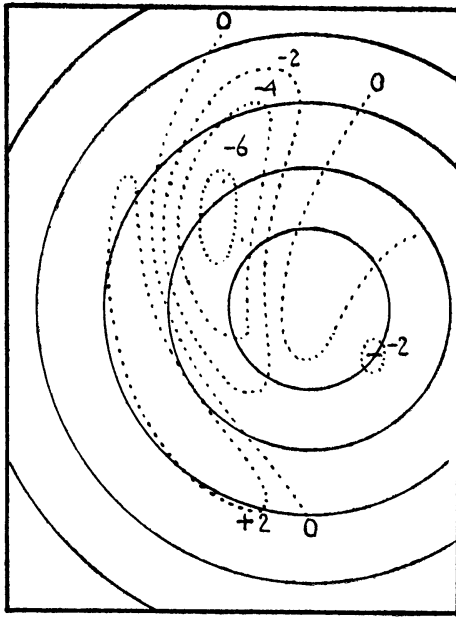


Fig. 4e — Topografie 1000 mb (gpdam);  
 .....  $(\partial h/\partial t)_{1000 \text{ mb}}$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )

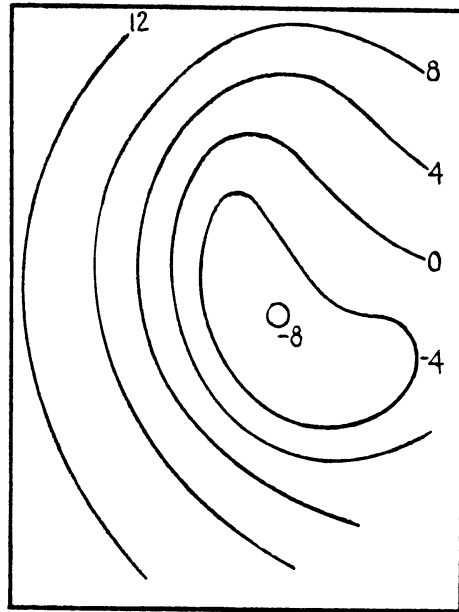


Fig. 4f Topografie 1000 mb 3 uur later  
 (gpdam)

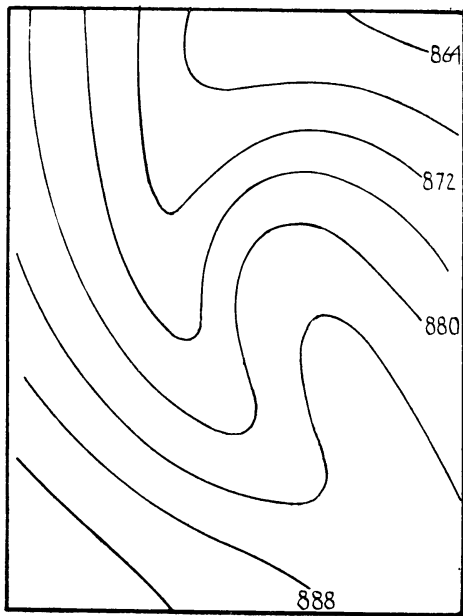


Fig. 4g Rel. topografie 1000-300 mb 3 uur  
 later (gpdam)

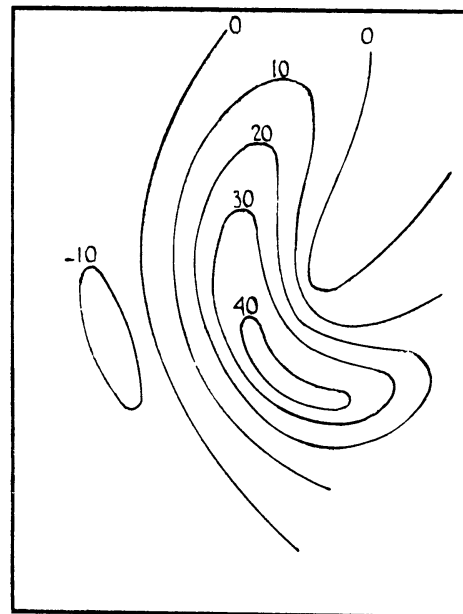


Fig. 4h  $\Delta h_{1000 \text{ mb}}$  3 uur later  
 ( $10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ )

Model 3

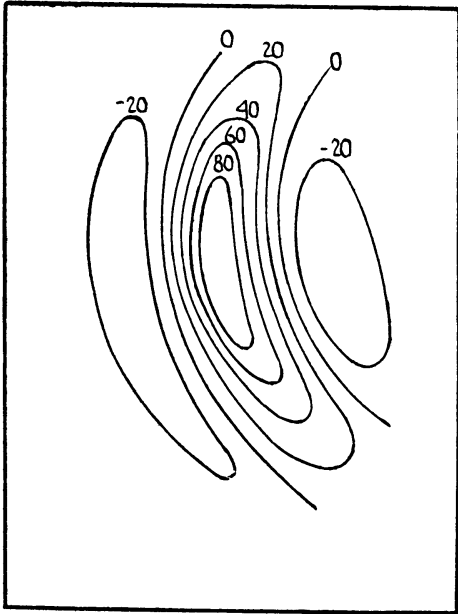


Fig. 4i Verdeling van (11d) 3 uur later;  
 $p_s = 1000 \text{ mb}$ ;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

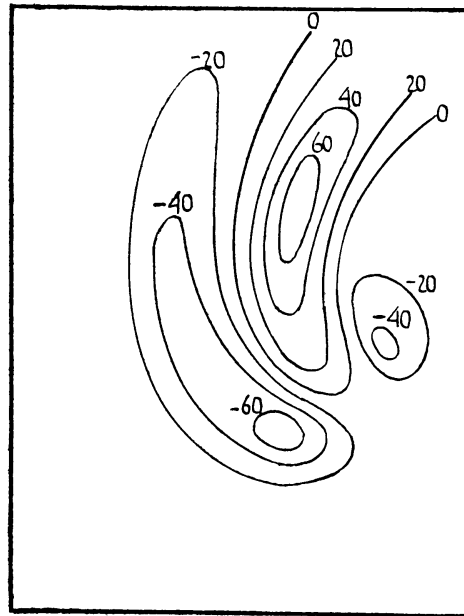


Fig. 4j Verdeling van (11c) 3 uur later;  
 $p_s = 1000 \text{ mb}$ ;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

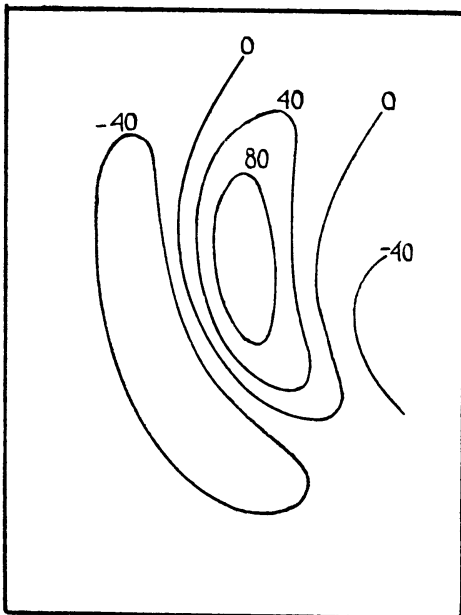


Fig. 4k Verdeling van (11c + 11d);  
 $p_s = 1000 \text{ mb}$ ;  $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

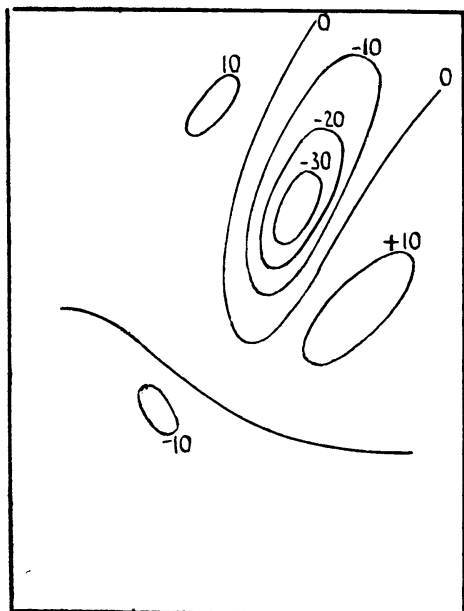


Fig. 4l Verdeling van (11b);  $p_s = 1000 \text{ mb}$ ;  
 $(10^{-13} \text{ sec}^{-3})$

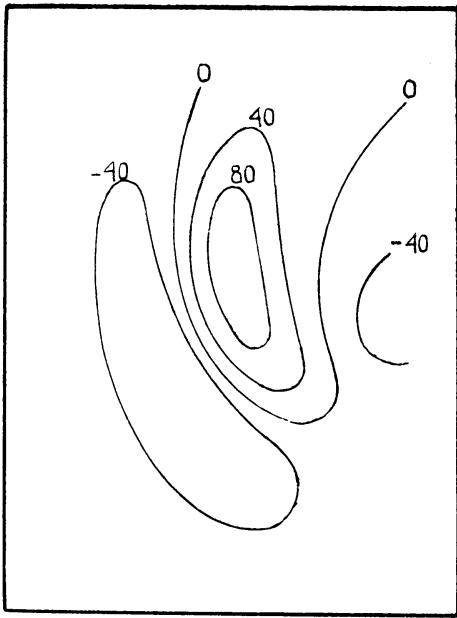


Fig. 4m Verdeling van (11b + 11c + 11d);  
 $p_s = 1000 \text{ mb}$ ; ( $10^{-13} \text{ sec}^{-3}$ )

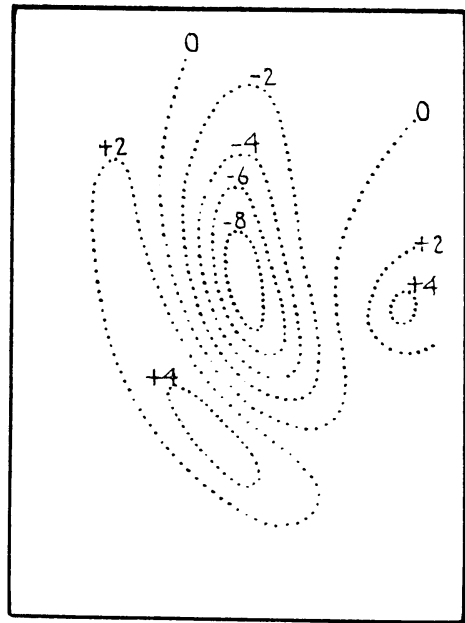


Fig. 4n  $(\frac{dh}{dt})_{1000 \text{ mb}}$  3 uur later  
 $(100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3})$

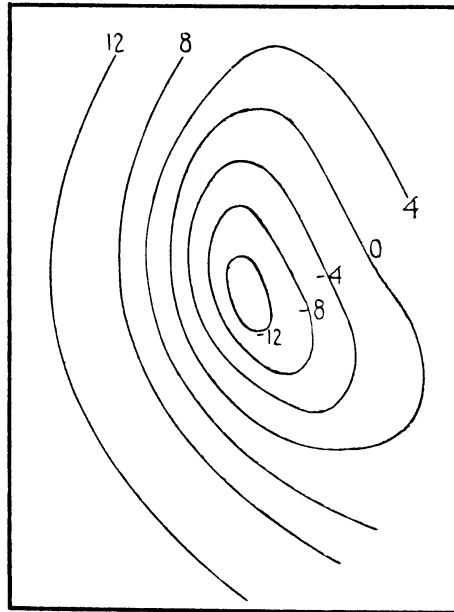


Fig. 4o Topografie 1000 m's  
 6 uur later (gpdam)

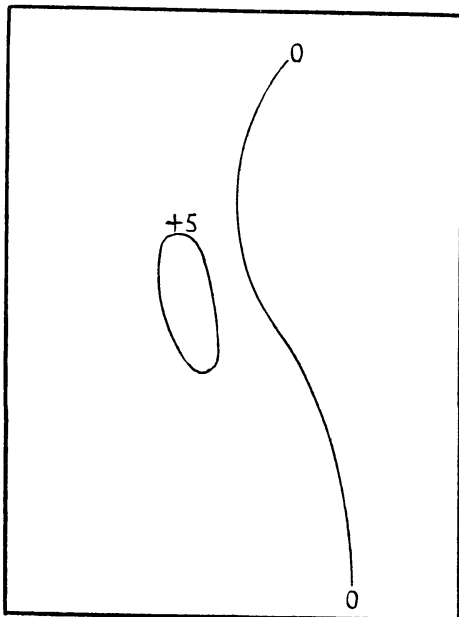


Fig. 5a Verdeling van (11e);  $p_s = 1000 \text{ mb}$ ;  
 $(10^{-14} \text{ sec}^{-3})$

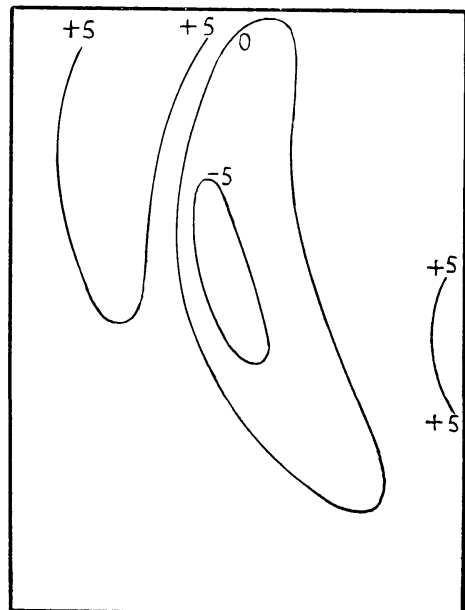


Fig. 5b Verdeling van (11f);  $p_s = 1000 \text{ mb}$ ;  
 $(10^{-14} \text{ sec}^{-3})$

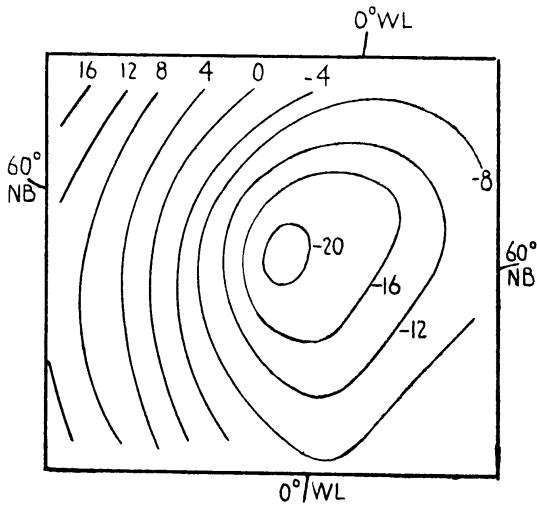


Fig. 6a Topografie 1000 mb vlak (gpdam)

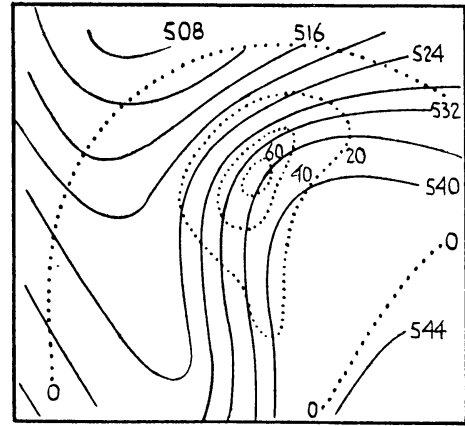


Fig. 6b ——— Relatieve topografie 1000-500 mb (gpdam); .....  $\Delta h_{1000 \text{ mb}}$  ( $10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ )

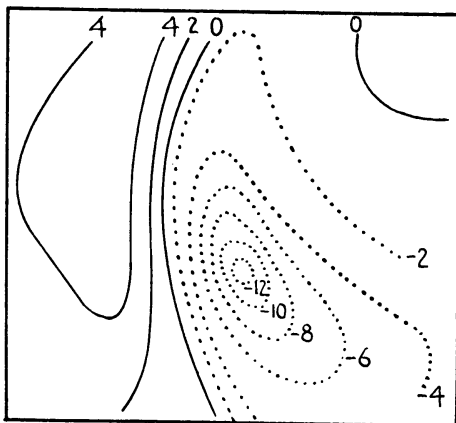


Fig. 6c  $\partial h/\partial t$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Berekend

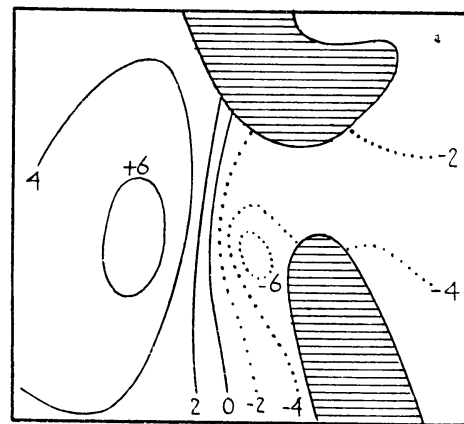


Fig. 6d  $\partial h/\partial t$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Waargenomen (0000-0300 GMT)

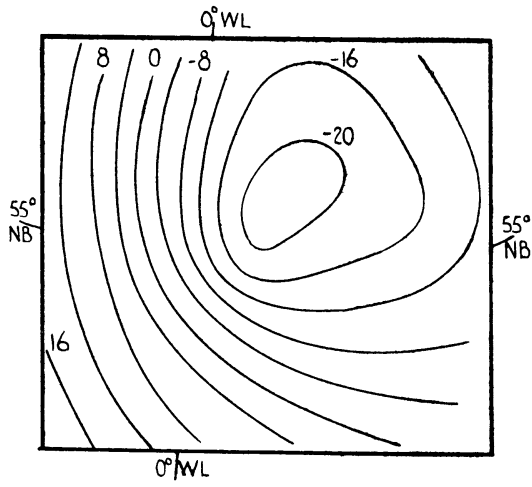


Fig. 7a Topografie 1000 mb vlak (gpdam)

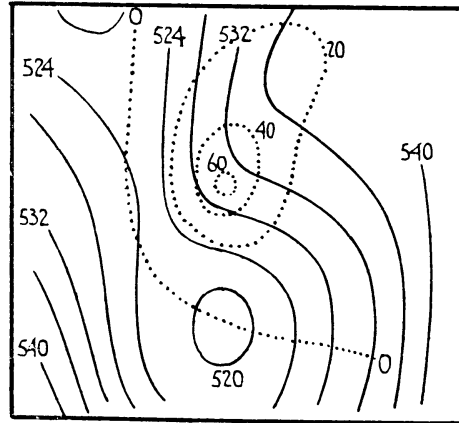


Fig. 7b ——— Relatieve topografie 1000-500 mb (gpdam); .....  $\Delta h_{1000\text{ mb}}$  ( $10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ )

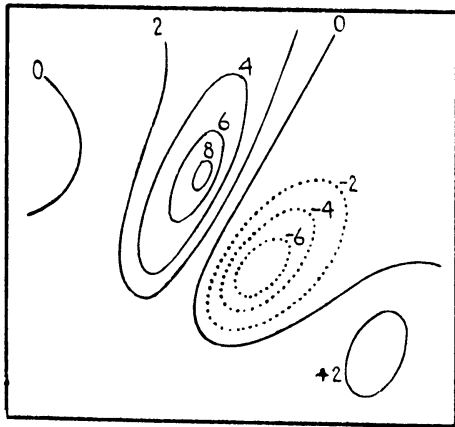


Fig. 7c  $\frac{\partial h}{\partial t}$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Berekend

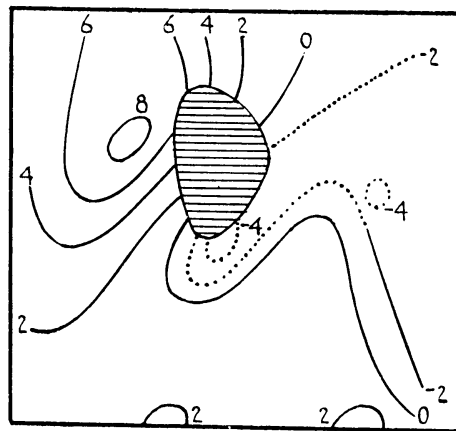


Fig. 7d  $\frac{\partial h}{\partial t}$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Waargenomen (1200-1500 GMT)



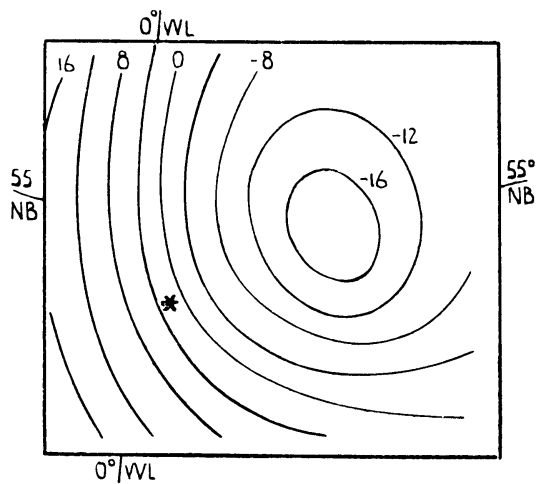


Fig. 8a Topografie 1000 mb vlak (gpdam)  
\* Aerologisch station Hemsby (Engeland)

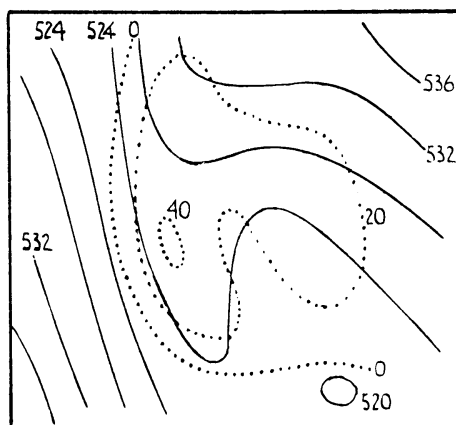


Fig. 8b ——— Relatieve topografie 1000-500 mb (gpdam); .....  $\Delta h_{1000 \text{ mb}}$  ( $10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ )

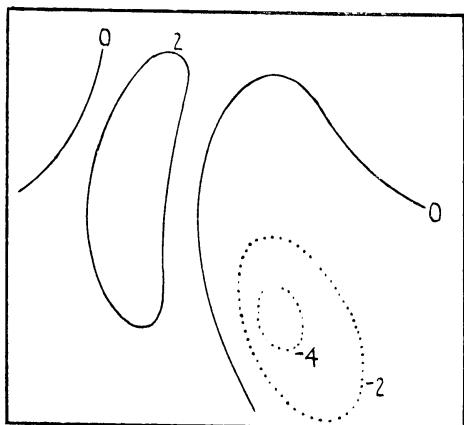


Fig. 8c  $\partial h/\partial t$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Berekend

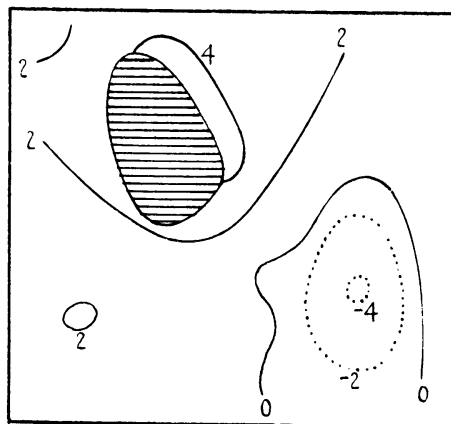


Fig. 8d  $\partial h/\partial t$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Waargenomen (0000-0300 GMT)

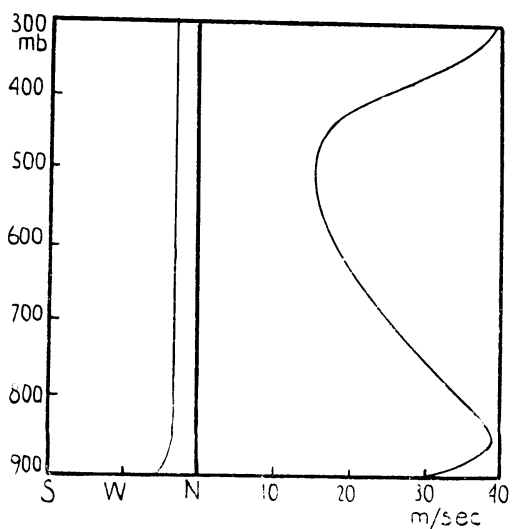


Fig. 9 Bovenwindwaarneming van Hemsby, 1 Febr. 1953 0300 GMT. (Windrichting en snelheid)

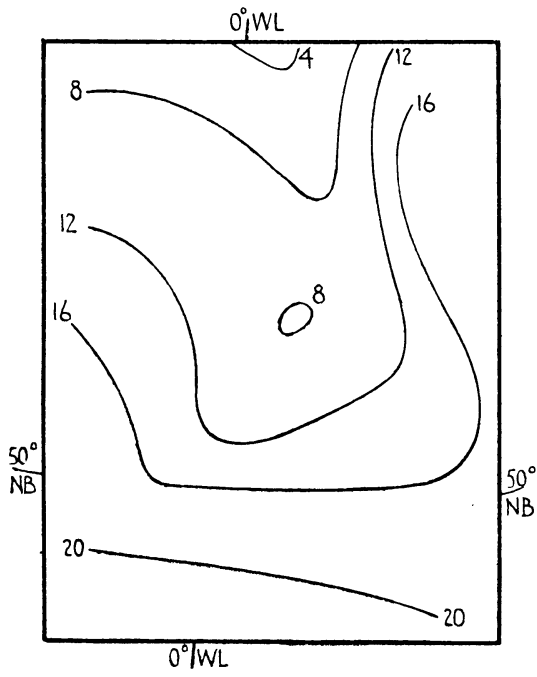


Fig. 10a Topografie 1000 mb vlak (gpdam)

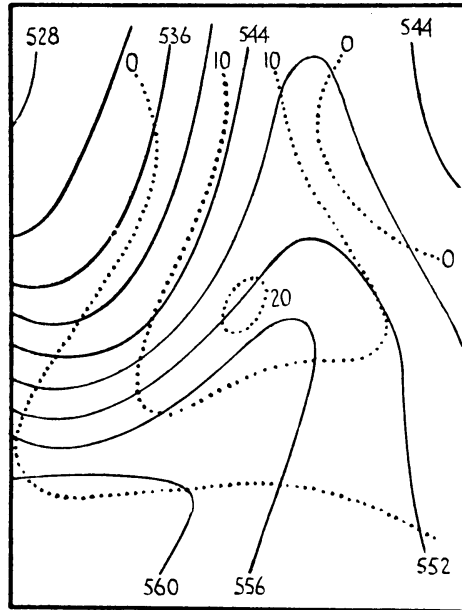


Fig. 10b ——— Relatieve topografie 1000-500 mb (gpdam); .....  $\Delta h_{1000 \text{ mb}}$  ( $10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ )

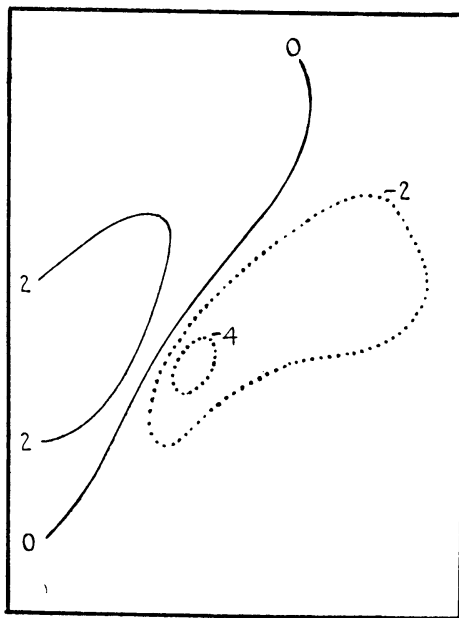


Fig. 10c  $\frac{\partial h}{\partial t}$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Berekend

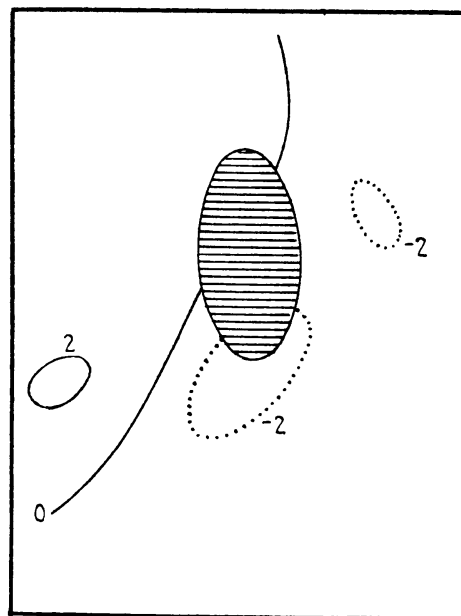


Fig. 10d  $\frac{\partial h}{\partial t}$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Waargenomen (0000-0300 GMT)

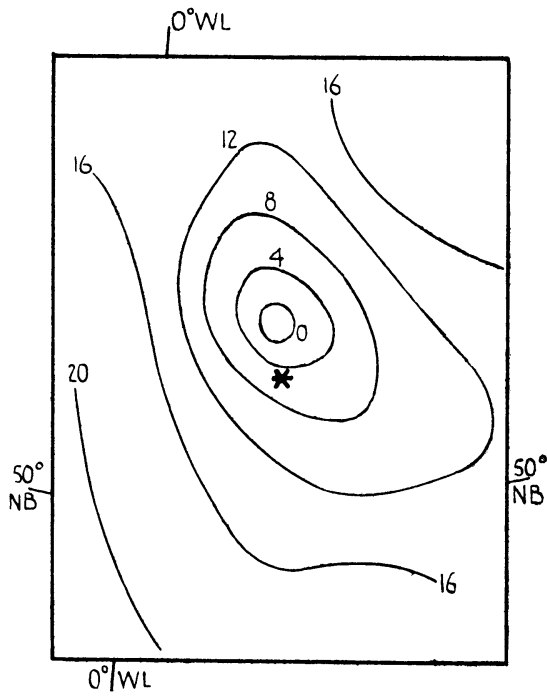


Fig. 11a Topografie 1000 mb vlak (gpdam)  
\* Aerologisch station Emden (Duitsland)

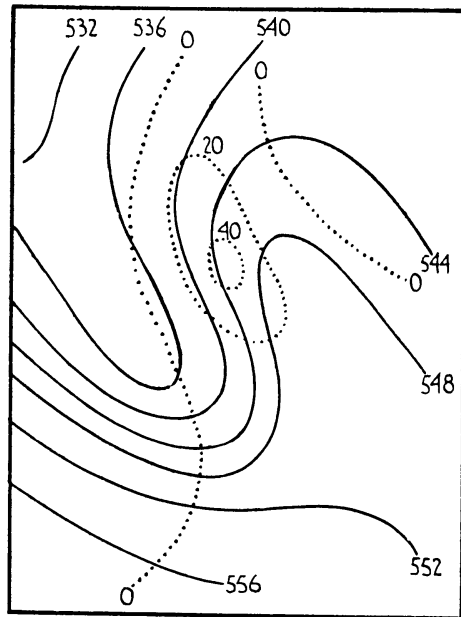


Fig. 11b ——— Relatieve topografie 1000-500 mb (gpdam); .....  $\Delta h_{1000 \text{ mb}}$  ( $10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ )

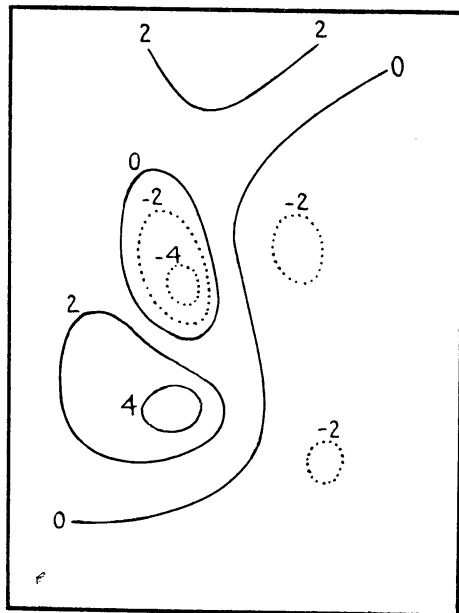


Fig. 11c  $\partial h/\partial t$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Berekend

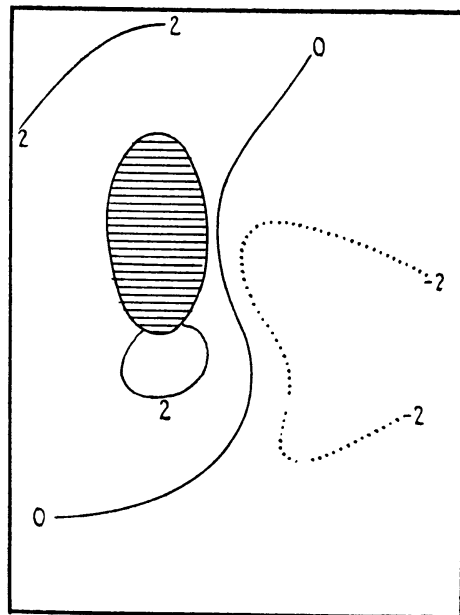


Fig. 11d  $\partial h/\partial t$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Waargenomen (1200-1500 GMT)

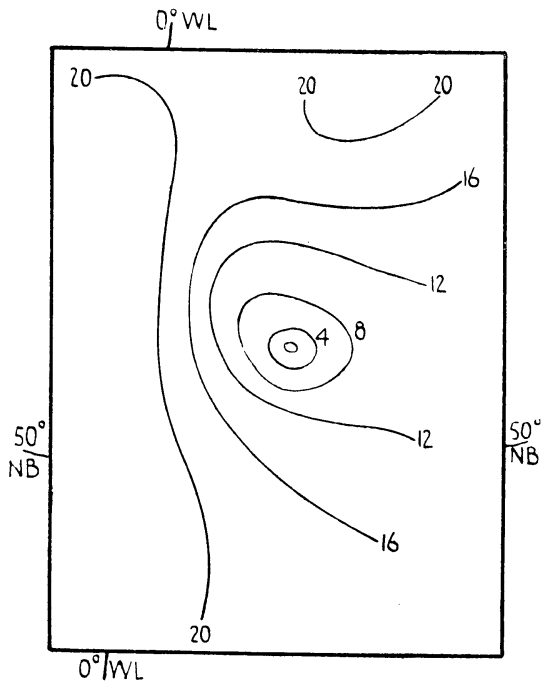


Fig. 12a Topografie 1000 mb vlak (gpdam)

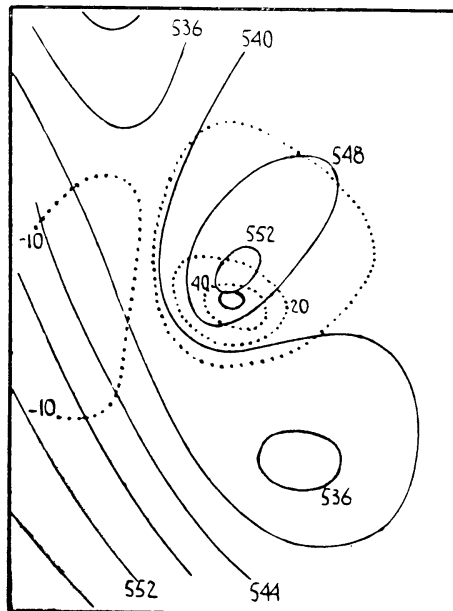


Fig. 12b ——— Relatieve topografie 1000-500 mb (gpdam); .....  $\Delta h_{1000 \text{ mb}}$  ( $10^{-9} \text{ sec}^{-2}$ )

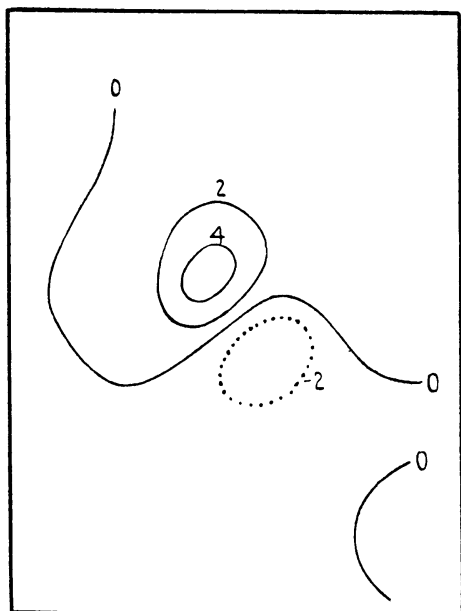


Fig. 12c  $\frac{\partial h}{\partial t}$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Berekend

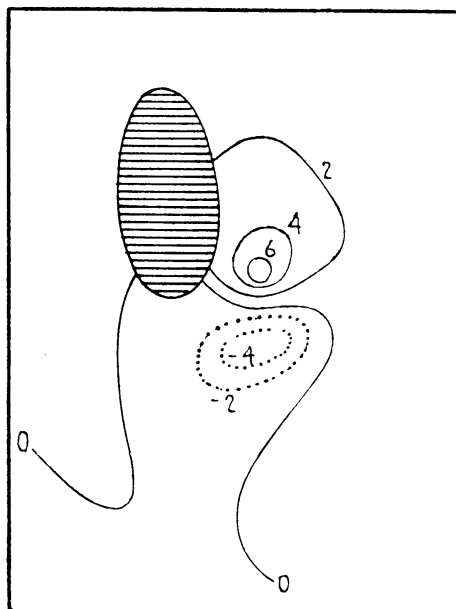


Fig. 12d  $\frac{\partial h}{\partial t}$  ( $100 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-3}$ )  
Waargenomen (0000-0300 GMT)

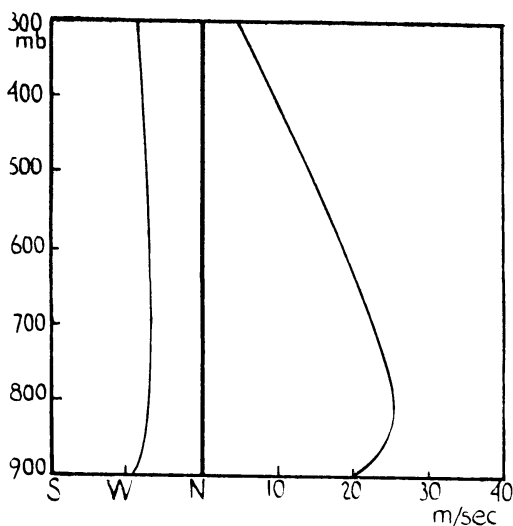


Fig. 13 Bovenwindwaarneming van Emden, 6 Oct. 1954 2000 GMT. (Windrichting en snelheid)