

EXPLORATION DE QUELQUES PERTURBATIONS ATMOS- PHÉRIQUES À L'AIDE DE SONDAGES RAPPROCHÉS DANS LE TEMPS

PAR

J. BJERKNES

(Manuscrit reçu le 18 Novembre 1930.)

Introduction.

Le 26, 27 et 28 Décembre 1928 L'Institut Royal Météorologique à Uccle a lancé 31 ballons sondes munis de météorographes Jaumotte dont 25 ont été retrouvés aux endroits indiqués dans la table suivante.¹⁾

No. de l'appareil	Heure de départ. TMG	Altitude maxima m.	Endroits d'atterrissage			Distance d'Uccle
			Nom	φ	λ	
	26-XII-28			N	E de Gr.	
1	11 ^h 30 m	11 730 m	Leisenwald, Kreis Gelnhausen, Allemagne	50°19'	9°15'	352 km.
2	12 00 »	13 650 »	Kripp am Rhein, Kreis Ahrweiler. »	50°34'	7°17'	211 »
3	13 13 »	?	Köhlershohn bei Asbach »	50°40'	7°26'	220 »
4	13 45 »	?	Nieder Aehren. Kreis Neuwied »	50°37'	7°35'	233 »
5	14 35 »	?	Themar in Thüringen »	50°30'	10°37'	449 »
6	15 33 »	13 640 »	Bronnzell bei Fulda »	50°31'	9°42'	385 »
7	16 35 »	?	Non retrouvé			
8	17 30 »	12 980 »	Ober Bessingen, Kreis Giessen »	50°32'	8°55'	327 »
9	18 42 »	14 060 »	Eishausen in Thüringen »	50°22'	10°45'	458 »
10	18 57 »	?	Non retrouvé			
11	19 35 »	?	Unsleben bei Neustadt »	50°22'	10°17'	424 »
12	20 38 »	20 030 »	Zickovice Tchécoslovaquie	49°28'	14°14'	725 »
13	22 20 »	5 100 »	Près de la frontière belge. Mützenich. Allemagne	50°33'	6°12'	137 »
	27-XII-28					
14	0 ^h 25 m	10 720 m	Hallgarten, Kreis Rheingau. Allemagne	50° 2'	8° 2'	279 »
15	2 15 »	13 600 »	Niederscheidweiler. Kreis Wittlich. »	50° 4'	6°57'	202 »
16	4 5 »	13 090 »	Wahlholz, Kreis Wittlich. »	49°58'	6°56'	206 »
17	5 20 »	12 560 »	Metnitz, Kärnten. Autriche	46°59'	14°13'	842 »
18	7 20 »	17 090 »	Gladbach, Kreis Wittlich. Allemagne	49°56'	6°47'	197 »
19	10 20 »	17 030 »	Entre Neumagen et Rivenich »	49°52'	6°52'	207 »
20	13 48 »	?	Monzel am Mosel »	49°55'	6°57'	210 »
21	20 30 »	14 580 »	Retterath, Kreis Adenau »	50°16'	7° 0'	198 »
22	22 30 »	13 800 »	Mönchberg bei Klingenberg »	49°48'	9°16'	368 »
	28-XII-28					
23	0 ^h 10 m	?	Non retrouvé			
24	2 15 »	?	—»—			
26	3 43 »	?	—»—			
27	5 10 »	13 650 m	Ollheim, Kreis Rheinbach. Allemagne	50°41'	6°53'	181 »
28	6 30 »	13 590 »	7 km à l'est d'Hangelar bei Bonn. »	50°45'	7°14'	207 »
29	7 43 »	3 150 »	Diest Belgique	50°59'	5° 4'	57 »
30	9 40 »	13 250 »	Malmédy »	50°26'	6° 2'	130 »
31	10 55 »	10 680 »	Knapsack bei Hürth. Allemagne	50°52'	6°51'	178 »

¹⁾ M. Jaumotte, directeur de l'Institut Royal Météorologique de Belgique, a bien voulu mettre à ma disposition toutes les données aérologiques. Je l'en remercie vivement, ainsi que M. Lahaye, assistant, qui s'est chargé du long travail de dépouillement des sondages.

Les endroits d'atterrissage sont reportés sur la carte de la figure 1. Un seul appareil, le numéro 29, est tombé assez près d'Uccle, son ballon ayant éclaté déjà à 3150 m d'altitude. Si l'on fait abstraction de celui-ci tous les appareils ont atterri au delà de 130 km,

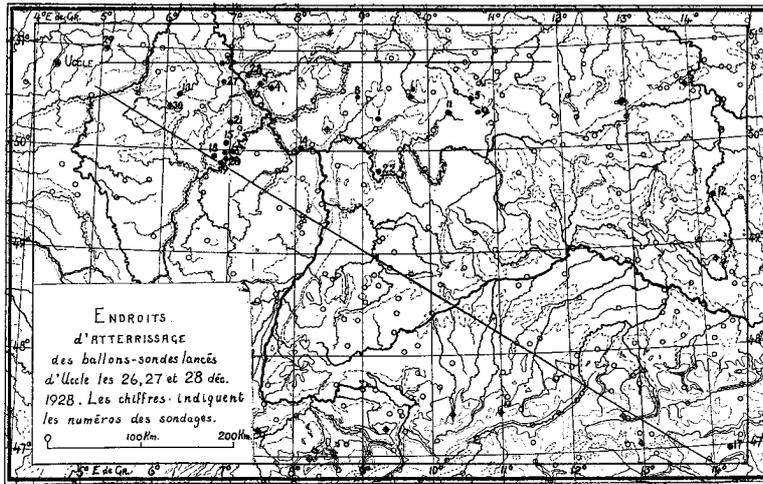


Figure 1. Endroits d'atterrissage.

et ils se répartissent dans un secteur entre E 4° N et E 27° S. La plus grande densité des points de chute se trouve à environ 200 km du point de départ, mais il y avait aussi des trajets bien plus longs, au maximum même 842 km.

Les altitudes maximales atteintes par les ballons, qui figurent aussi dans la table, montrent peu de corrélation avec la longueur du trajet. Il faut par conséquent attribuer

les longs trajets soit à des vitesses ascensionnelles anormalement petites, soit à de faibles vitesses de chute. Il se peut que certains ballons aient perdu de l'hydrogène par des fuites minuscules, ce qui empêche l'éclatement du ballon tout en lui donnant une petite vitesse de montée et de chute. D'ailleurs, même les ballons qui explosent, ce qui est sans doute le plus fréquent, peuvent avoir des vitesses de chute très différentes selon les cas. Ceci porte à croire que c'est surtout la variabilité de la vitesse de chute qui a distribué les ballons à des distances si différentes, tandis que la vitesse de montée a été assez régulière d'un ballon à l'autre.

La vitesse ascensionnelle des ballons-sondes employés, est dans le cas normal de 3 à 4 m/sec. En supposant une vitesse horizontale moyenne de 20 m/sec. pendant la montée jusqu'à la stratosphère on arrive à un déplacement horizontal vers. 60 km pour les ballons au moment où ils atteignent 10 km d'altitude. Même les plus hautes ascensions, jusqu'à 20 km, s'accomplissent probablement dans un rayon de 120 km du point de départ. Les éléments météorologiques dépouillés pour la montée seulement se rapportent alors à un secteur de l'atmosphère entre les directions E et ESE repérées d'Uccle et pas au delà de 120 km du lieu de départ. Il est probable aussi que les ballons voisins dans le temps ont suivi des trajets très semblables, de sorte que le changement dans un élément météorologique à altitude donnée entre deux sondages consécutifs représente avec bonne approximation le changement réel de cet élément en un point fixe de l'espace.

Dans ce mémoire nous négligerons l'obliquité de la montée et la dispersion horizontale de l'ensemble des ballons, et nous traiterons les données de toute la série de sondages comme étant valables pour la verticale au dessus d'Uccle. Cette simplification est d'ailleurs celle que l'on a toujours dû introduire dans l'aérodologie, car elle est indispensable déjà pour la détermination des altitudes.

Le but des sondages rapprochés dans le temps est d'étudier la structure détaillée des perturbations météorologiques mobiles. En attendant que plusieurs centres aérodologiques puissent coopérer synoptiquement, il s'agit de tirer les conclusions les plus complètes possibles de ce que fournissent les sondages d'un seul centre. Voici les considérations théoriques qui forment la base de notre méthode de travail. Si la perturbation

passé avec la vitesse u_p suivant l'axe X , et si elle ne subit aucun changement de structure, on observe en un point fixe la variation locale d'un élément météorologique e :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -u_p \frac{\partial e}{\partial x}$$

La vitesse u_p étant donnée par les cartes synoptiques, on peut trouver $\frac{\partial e}{\partial x}$ en déterminant $\frac{\partial e}{\partial t}$ pour l'intervalle entre deux sondages consécutifs. En réalité on observe seulement un $\frac{\Delta e}{\Delta t}$, Δe et Δt étant différents de zéro, mais plus on resserre les sondages dans le temps plus $\frac{\Delta e}{\Delta t}$ se rapproche de $\frac{\partial e}{\partial t}$ de sorte qu'on peut arriver à une bonne précision pour $\frac{\partial e}{\partial x}$.

Si la perturbation change aussi de structure pendant qu'elle passe, la variation locale est augmentée de la variation $\left(\frac{\partial e}{\partial t}\right)_p$ en un point mobile se déplaçant avec la vitesse de la perturbation, c'est à dire:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -u_p \frac{\partial e}{\partial x} + \left(\frac{\partial e}{\partial t}\right)_p$$

Dans ce cas général on a donc l'équation suivante pour la reconstruction de la structure de la perturbation:

$$\frac{\partial e}{\partial x} = -\frac{1}{u_p} \left(\frac{\partial e}{\partial t} - \left(\frac{\partial e}{\partial t}\right)_p \right)$$

Malheureusement la quantité $\left(\frac{\partial e}{\partial t}\right)_p$ ne peut pas être déterminée à l'aide des sondages en un point seulement, et la reconstruction exacte de la perturbation est impossible.

La méthode appliquée dans ce mémoire consiste à négliger $\left(\frac{\partial e}{\partial t}\right)_p$ par rapport à $\left(\frac{\partial e}{\partial t}\right)$. On commet ainsi une erreur qui est peut-être assez grande dans des circonstances spéciales; mais en général la méthode donne des résultats satisfaisants.

Les cartes synoptiques (Cartes 1—8 à la fin du mémoire) montrent que les perturbations venaient de l'ouest pendant la période des lancers. Le centre cyclonique qui était sur la côte norvégienne le matin du 26 se déplace au cours de la journée jusqu'en Suède à la vitesse de 60 km/heure, pour se ralentir après. L'autre centre cyclonique qui naît le 28 au matin sur la Manche traverse la Belgique au cours de la journée à la vitesse de 50 km/heure. A la rigueur nous devrions alors appliquer un u_p variable, mais nous préférons introduire la simplification $u_p = \text{Constante}$. Nous admettons alors pour toute la période des lancers une vitesse ouest-est des perturbations $u_p = 50 \text{ km/heure} = 13,9 \text{ m/sec.}$, et nous construisons notre coupe verticale des perturbations à l'aide de l'équation

$$\frac{\partial e}{\partial x} = -\frac{1}{13,9} \frac{\partial e}{\partial t}$$

Les figures 2 et 3 à la fin du mémoire contiennent des coupes verticales construites sur la base de l'équation ci-dessus. Suivant l'axe horizontal nous avons marqué les heures et pour toutes les deux heures nous avons tracé des ordonnées dont les intervalles correspondent par conséquent à 100 km. Les heures vont en augmentant de droite à gauche et

on obtient ainsi l'est vers la droite et l'ouest vers la gauche, c'est à dire une coupe verticale ouest-est vue du Sud. Chaque sondage est marqué par son numéro et par une ordonnée dont l'extrémité supérieure est à l'altitude d'éclatement du ballon. Suivant l'axe vertical nous avons marqué les altitudes en kilomètres au dessus du niveau de la mer. L'échelle verticale est 50 fois plus grande que l'échelle horizontale.

La figure 2 représente la coupe verticale du champ de température, et la figure 3 celle de la température potentielle. Cette dernière est à double sens puisqu'il y a des parties saturées et non-saturées dans la coupe verticale. Nous avons employé comme température potentielle des régions non-saturées:

$$\theta = T + \frac{h}{100}$$

T étant la température observée et h l'altitude en mètres géométriques de l'endroit d'observation. Pour les régions saturées, qui sont marquées par des hachures, nous avons employé une température potentielle θ_H définie ainsi: θ_H indique la température qu'a dû avoir l'air au commencement d'un cycle adiabatique entièrement humide débutant à la pression 1000 millibars.

Comme terme pratique pour les surfaces d'égale température potentielle nous avons adopté: *surfaces isentropes* aussi bien pour l'air saturé que pour l'air non saturé.

Nous allons étudier la structure des perturbations à l'aide des coupes verticales de leurs surfaces isothermes et de leurs surfaces isentropes. Dans le Chapitre I on trouve l'analyse du front froid du soir du 26 décembre et dans le chapitre II celle du cyclone du 28 décembre. Le chapitre III donne une analyse des perturbations au niveau de la tropopause.¹⁾ Enfin, le chapitre IV discute les variations de pression dues aux perturbations inférieures et supérieures. Pour que d'autres puissent faire des études sur cette série de sondages, nous avons tenu à publier, en Appendice, les données brutes du dépouillement. On remarquera dans ces tables qu'il manque souvent des données détaillées pour la partie près du sol. Le sondage 8, par exemple, n'a pas de points dépouillés entre le sol et 1600 m d'altitude; un inconvénient technique en est la cause: les aiguilles continuent à écrire aussi pendant la descente de l'appareil et les chocs pendant et après l'atterrissage font vibrer les aiguilles de sorte que la partie inférieure de la courbe du sondage est effacée. Il sera remédié à cet inconvénient dans les lancers futurs.

CHAPITRE I.

Le front froid du 26 décembre.

1. Analyse au sol.

Le matin du 26 (carte 1) un cyclone intense traverse la mer du Nord, et l'air froid d'origine polaire-maritime s'avance vers le sud derrière le centre. Jusqu'au matin du 26 cet air a envahi les Iles Britanniques sauf une zone près de la Manche où souffle encore le vent de WSW doux et humide du secteur chaud. Au cours de la journée du 26 et la nuit suivante l'air polaire-maritime gagne du terrain pour atteindre dans la matinée du 27 (carte 4) le versant nord des Alpes.

La figure 4 contient les isochrones du front froid pour la région qui nous intéresse. On note une certaine variabilité de la vitesse de propagation du front. Arrivé à une ligne Londres-de Bilt le front s'est presque arrêté. Il a par exemple mis deux heures et demie pour franchir les 12 kilomètres de Kew à Croydon. Mais cette phase quasi-stationnaire a été de courte durée. A midi le front froid s'accélère déjà dans la région de Londres et en Hollande il se remet en mouvement après l'arrêt passager vers 15 h

¹⁾ Surface de discontinuité qui sépare la troposphère de la stratosphère.

pour atteindre sur la Belgique une vitesse de 50 km à l'heure. Le tout s'explique par une vague se propageant le long du front de l'ouest à l'est pendant que le front progresse vers le sud. La crête de la vague, qui est marquée par une croix sur la carte, passe à midi à Londres, à 15^h30 au sud de de Bilt, et à 18^h, heure de la carte 3, on la retrouve sur la Westphalie. La vague s'est maintenant creusée. Ce qui était à Londres seulement un petit arrêt dans la propagation du front s'est maintenant développé en un petit recul de l'air froid. Par exemple le thermogramme de la station Schmatzfeld (51° 54' N 10° 46' E, $h = 194$ m) montre le passage du front chaud de la vague à 17^h30 et de son front froid à 20^h30. Le

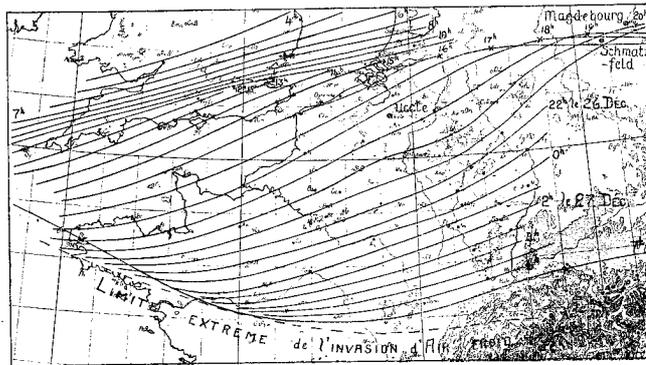


Figure 4. Isochrones du front froid les 26-27 Décembre 1928.

secteur chaud entre ces deux passages a une température de 9°,5 à 9°,9 C, ce qui s'accorde bien avec la température représentative du courant chaud à l'altitude de 194 m.

La vague passe ensuite un peu au sud de Magdebourg où l'on n'observe que 7°,3 comme maximum de la température. D'après le barogramme, la crête de la vague traverse le méridien de Magdebourg à 19^h45. Le lendemain la vague n'est plus visible comme système indépendant, elle a rattrapé l'occlusion du cyclone scandinave et s'est amalgamée avec celle-ci.

Considérons encore l'arrivée du front froid près des Alpes. Avec les températures

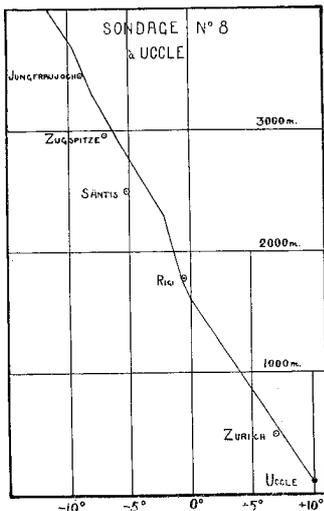


Figure 5. L'air immédiatement devant le front froid en Belgique et aux Alpes.

de 6^h30 le 27 des stations Zürich (493 m), Rigi (1787 m), Säntis (2500 m), Zugspitze (2962 m) et Jungfrauoch (3454 m) nous pouvons examiner l'atmosphère juste devant le front froid. Ces températures sont portées sur la figure 5 qui contient aussi le sondage no. 8 d'Uccle, effectué juste devant le front froid du soir du 26 décembre. Les températures suisses et belges sont pratiquement identiques jusqu'à 1800 m d'altitude, ensuite elles s'écartent un peu les unes des autres pour montrer une différence relative de 1°,8 à 2500 m. Plus haut encore les températures se rapprochent de nouveau. On voit alors que l'air des Alpes le matin du 27 ne diffère pas beaucoup de l'air situé devant le front froid à Uccle le soir du 26. C'est pourquoi nous avons supposé l'existence d'une langue étroite d'air chaud qui s'étend sur la carte de 7^h le 27 jusque vers Friedrichshafen.

Quelques heures après, cette langue chaude est remplacée par le coin froid agressif. Celui-ci provoque une baisse de température peu distincte au sol; mais, par exemple au Hohenpeissenberg (994 m), au sud de Munich on a une baisse considérable. Voici les températures en question:

		Hohenpeissenberg (994 m).		
		6 ^h 16	13 ^h 16	20 ^h 16
26 déc.	2,4	5,5	5,0	
27 déc.	2,2	-0,5	0,2	

Feldberg (dans le Schwarzwald) est atteint aussi par le coin froid agressif un peu avant l'observation du matin du 27:

Feldberg (1493 m)			
	6 ^h 28	13 ^h 28	20 ^h 28
26 déc.	—0,8	0,6	1,0
27 déc.	0,0	—1,5	—2,6

Nous ajoutons ci-après les températures correspondantes du Rigi, qui montrent que le coin froid agressif n'atteint pas cette station.

Rigi (1787 m).			
	6 ^h 30	12 ^h 30	20 ^h 30
26 déc.	—0,8	0,0	—1,0
27 déc.	—0,6	0,0	0,2

On détermine ainsi très bien la limite sud de l'invasion froide. Nous reprendrons l'étude de ce même front dans le chapitre II, quand il sera en marche vers le nord comme front chaud.

Retournons maintenant à Uccle pour constater de plus près le caractère du front froid du 26 décembre 1928.

D'après la carte d'isochrones nous extrayons les données suivantes pour le front froid à l'heure de son passage à Uccle: Orientation W 25° S—E 25° N, vitesse normalement à cette direction 40 km/h, accélération positive probablement de l'ordre de 10 km/h².

Les enregistreurs d'Uccle, dont les courbes sont reproduites au bas de la figure 2 à la fin du mémoire, ajoutent les renseignements suivants sur le caractère du front froid. Le barogramme donne une baisse faible à l'approche du front, puis une hausse assez prononcée à l'arrivée du front. Le thermogramme montre, avant le passage, une température très constante d'environ 10° C. Une faible hausse de température se manifeste pendant la dernière heure précédant l'arrivée du front froid. Le passage du front produit une baisse d'environ 3°,5 subdivisée en deux baisses séparées. Le pluviogramme montre beaucoup de pluie préfrontale et très peu de pluie postfrontale. Déjà dans la matinée il y avait une pluie faible et intermittente, qui n'a pris une intensité notable qu'à partir de 14^h. Depuis 14^h jusqu'à 19^h15 il pleuvait d'une manière continue et la quantité d'eau atteignit 8,4 mm. Si l'on définit l'heure du passage du front d'après le thermogramme, c'est à dire à 18^h25, la pluie préfrontale contribue pour 7,5 mm, tandis que la pluie postfrontale ne donne que 0,9 mm. Il n'y a pas eu d'averses après le front froid.

La grande pluie préfrontale depuis 14^h n'aurait pas été possible sans un mouvement ascendant général de l'air chaud sur une étendue considérable devant le front froid. L'existence de ce mouvement ascendant peut d'ailleurs être déduite aussi par l'équation de continuité. Appliquons cette équation dans sa forme simplifiée¹)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Négligeons la dérivée $\frac{\partial v}{\partial y}$ parallèlement au front et construisons la composante verticale d'après l'équation

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial u}{\partial x}$$

A défaut d'un réseau d'anémomètres, qui serait nécessaire pour l'application exacte de cette équation, on peut employer les données de l'anémomètre d'Uccle pour recon-

¹ Pour la justification voir Hesselberg et Friedmann: «Die Grössenordnung der meteorologischen Elemente und ihrer zeitlichen und räumlichen Ableitungen.» Veröffentlichungen des Geophysikalischen Instituts der Universität Leipzig.

struire la distribution de la composante u près du front froid. La figure 6 en donne le résultat. On y trouve en haut une courbe qui donne la composante u normale au front en fonction de la distance x au front. Au bas de la même figure on trouve la valeur de $-\frac{\partial u}{\partial x}$ qui nous donne la valeur approchée de $\frac{\partial w}{\partial z}$.

On constate des valeurs partout positives de $\frac{\partial w}{\partial z}$ du côté chaud du front, c'est à dire il y a du mouvement ascendant, ce que nous avons déjà prévu par l'existence de la précipitation préfrontale. Au front même $\frac{\partial w}{\partial z}$ saute depuis l'ordre de grandeur 10^{-5} à l'ordre de grandeur 10^{-2} , mais ces grandes valeurs se bornent à une zone de quelques centaines de mètres de largeur. Du côté froid du front on constate des valeurs négatives de $\frac{\partial w}{\partial z}$, c'est à dire un mouvement descendant, sauf pour une zone de quelques kilomètres de largeur près du front.

Ces résultats ne sont valables que pour les couches près du sol, mais on verra plus tard qu'ils concordent bien avec ce qu'on déduira de la coupe verticale.

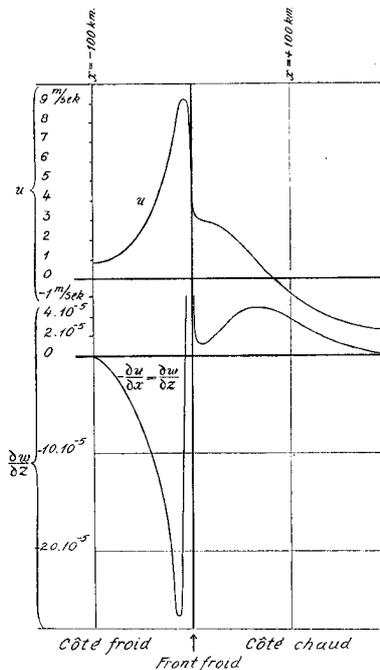


Figure 6. Construction de $\frac{\partial w}{\partial z}$ près du front froid.

2. Le front froid dans la coupe verticale.

Les observations au sol ne laissent aucun doute sur l'existence de deux masses d'air différentes qui se rencontrent le long du front froid. Quelle est maintenant leur surface de séparation dans l'espace?

Le cas théorique de deux masses séparées par une surface de discontinuité au sens rigoureux est représenté en coupe verticale à gauche sur la figure 7. L'air froid y forme coin sous l'air chaud et la surface de séparation AB a une pente l'ordre de $\frac{1}{100}$. Une

surface isotherme quelconque de l'air froid arrive à la surface de discontinuité AB à un certain niveau qui ne coïncide pas avec le niveau de la même surface isotherme dans la masse chaude. Chaque surface isotherme de l'air froid se plie par conséquent en arrivant à la surface de discontinuité pour monter avec celle-ci jusqu'au niveau où elle sort dans l'air chaud tout en se pliant encore une fois.

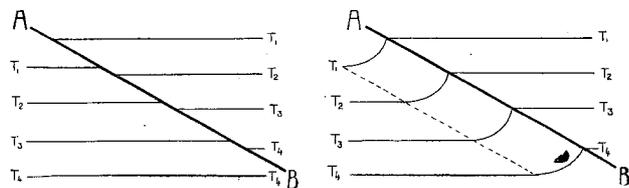


Figure 7. Surfaces de discontinuité de l'ordre zéro et du premier ordre.

Or, ce cas théorique ne s'observe guère dans la nature lorsqu'il s'agit

de surfaces de discontinuité ayant une pente de l'ordre de grandeur $\frac{1}{100}$. En général on constate alors que la partie de l'air froid près de la surface de discontinuité est descendue par rapport au reste de l'air froid. Un échauffement adiabatique s'est produit dans cette partie de l'air froid, et le champ de température devient celui de la figure 7 à

droite. La partie descendue de l'air froid s'est échauffée adiabatiquement jusqu'à la température de l'air chaud adjacent et la discontinuité de température est annihilée. D'après cela il ne subsiste qu'une discontinuité des dérivées de la température.

La transformation d'une surface de discontinuité de température en une «surface de discontinuité des dérivées de la température» s'appelle frontolyse. La transformation dans le sens inverse s'appelle frontogénèse.¹⁾

Il est pratique aussi d'avoir des termes pour les deux sortes de surfaces de discontinuité et nous proposons d'adopter les termes déjà en usage dans l'hydrodynamique. En hydrodynamique on dit qu'une surface de discontinuité est «de l'ordre zéro» lorsque la vitesse du milieu varie d'une façon discontinue le long d'une ligne qui traverse la surface. D'autre part quand la vitesse varie d'une façon continue le long de cette ligne, mais quand, une ou plusieurs des dérivées premières de la vitesse dans l'espace ou dans le temps varient d'une façon discontinue, on dit alors que la surface de discontinuité est «du premier ordre». La «surface de discontinuité de température» est une surface de discontinuité «de l'ordre zéro» au point de vue hydrodynamique, car elle provoque une distribution discontinue du vent. La «surface de discontinuité des dérivées premières de la température» est une «surface de discontinuité du premier ordre» dans le sens de l'hydrodynamique, car elle laisse la distribution des vents sans discontinuité tandis que les dérivées premières du vent dans l'espace ou dans le temps ont des discontinuités sur la surface en question.

La plupart des surfaces de discontinuité dans l'atmosphère peuvent être assimilées à des surfaces de discontinuité du premier ordre et on a rarement besoin d'aller plus loin lorsqu'on étudie les phénomènes à une échelle relativement petite (carte du temps, diagrammes habituels).

La pente d'un élément d'une surface de discontinuité de l'ordre zéro est donnée par la formule de Margules:

$$\text{tang } \theta = \frac{1}{g} \frac{\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p'}{\partial x}}{q - q'}$$

dans laquelle $\frac{\partial p}{\partial x}$ et $\frac{\partial p'}{\partial x}$ sont les dérivées de la pression suivant une ligne horizontale contenue dans le plan vertical dans lequel on mesure l'angle d'inclinaison θ . $\frac{\partial p}{\partial x}$ et $\frac{\partial p'}{\partial x}$ se rapportent tous les deux au point où cette ligne horizontale traverse la surface de discontinuité, mais $\frac{\partial p}{\partial x}$ est mesuré du côté froid et $\frac{\partial p'}{\partial x}$ du côté chaud de ce point, et donnent des valeurs nettement différentes. q et q' sont les densités mesurées dans un point appartenant à la fois à la masse froide et à la masse chaude.

La formule montre qu'une surface de discontinuité de l'ordre zéro qui n'est pas strictement horizontale produit toujours un point anguleux dans les isobares de la coupe verticale. En effet, lorsque $q - q'$ et $\text{tang } \theta$ sont différents de zéro, il faut que $\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p'}{\partial x}$ soit aussi différent de zéro, ce qui donne le point anguleux dans les isobares.

On voit également qu'une surface de discontinuité de l'ordre zéro ne peut jamais être verticale, car alors $\text{tang } \theta = \infty$ et $q - q' \geq 0$ impliqueraient: $\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p'}{\partial x} = \infty$, ce qui n'est pas possible dans la nature.

1) Terminologie introduite par M. Bergeron. Pour la discussion voir son mémoire: «Dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse» Geofysiske Publ. Vol. V No. 6. Un extrait concentré se trouve chez A. Gjøa: «La Météorologie à Bergen.» Les acquisitions récentes de la frontologie. «Ciel et Terre» 1928.

D'autre part, une surface de discontinuité du premier ordre peut facilement devenir verticale, car $\tan \theta = \infty$ et $q - q' = 0$ n'impliquent pas une valeur infinie de $\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p'}{\partial x}$. Ces mêmes surfaces peuvent aussi avoir n'importe quelle inclinaison autre que la position verticale, mais notre formule montre qu'alors $\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p'}{\partial x}$ devient égal à zéro, c'est à dire une surface de discontinuité du premier ordre, qui n'est pas verticale, ne produit pas de point anguleux dans les isobares.

En cherchant la surface du front froid dans la coupe verticale il faut se laisser guider par les considérations théoriques ci-dessus. Surtout il faut admettre une surface de séparation de n'importe quelle pente, même verticale par places, pourvu que la frontolyse ait fait disparaître la discontinuité de l'ordre zéro de la température.

Aussi faut il, d'accord avec l'image de la surface de discontinuité du premier ordre de la figure 7, chercher la surface de séparation en question *au dessus d'une lamelle relativement stable des sondages*. Il faut avouer que même cette règle ne donne pas toujours de solution unique, puisque la nature est loin d'être aussi simple que les diagrammes théoriques.

Dans notre cas le tracé de la surface du front froid dans la coupe verticale est basé sur les données suivantes:

	Lamelle stable		Position de la surface du front froid
	$\frac{\partial T}{\partial z}$	Entre les niveaux	
Sondage 9	0.33	1300—1600 m	1600 m
» 13	0.17	3170—3710 m	3710 m
» 14	0.37	3900—4270 m	4270 m
» 15	— 0.01	4080—4160 m	4160 m
» 16	— 0.02	3830—3970 m	3970 m

En ce qui concerne l'humidité on trouve les conditions suivantes. Le sondage 9 montre une petite augmentation de l'humidité relative à 1600 m, mais elle était de 96 % déjà en dessous de ce niveau. Probablement les sommets des nuages bas turbulents ont pénétré jusque vers 1600 m, de sorte qu'il restait peu d'intervalle entre ces nuages du coin froid et le *Pallio Nimbus* dans l'air chaud. Cette grande humidité dans la partie antérieure du coin d'air froid est probablement due à la précipitation. L'air froid en question doit toujours rester pratiquement en contact avec le front froid, ce qui veut dire rester constamment dans la pluie ou la neige.

Les sondages 13—16 montrent aussi de l'air un peu moins sec au dessus du coin froid qu'à l'intérieur de ce dernier, mais la différence est seulement de quelques pourcents. Mais ce qu'y frappe surtout c'est la sécheresse qui règne au dessus et au dessous de la surface du front froid. Il s'ensuit que les deux masses sont descendues et probablement descendent encore.

Si l'on accepte le profil du coin froid comme étant constant dans le temps, le mouvement descendant de l'air adjacent n'est compatible qu'avec une vitesse horizontale normale au front froid plus grande que la vitesse de ce même front. Nous verrons plus tard d'autres vérifications du fait que l'air au dessus d'environ 3000 m avance plus vite que les fronts au sol. Pour le moment, nous acceptons cette condition pour tout le courant au dessus de ce niveau.

Il est tout naturel alors qu'on n'observe pas dans ce cas beaucoup d'Alto Stratus postfrontal. Le bord postérieur de l'Alto Stratus est passé à 20^h environ, plus tard on

n'avait que du Strato Cumulus, sans doute un nuage interne de l'air froid et non pas un nuage appartenant au système nuageux du front froid.

Nous pouvons maintenant chercher la limite entre l'air *chaud sec* qui descend la pente du coin froid et l'air *chaud humide* qui monte devant le coin froid. Cette limite sera en même temps la surface supérieure de la masse nuageuse qui accompagne le front

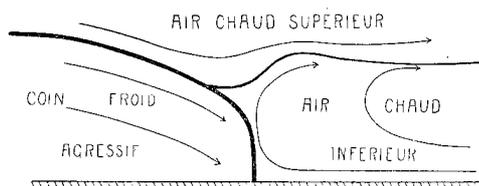


Figure 8. Repartition schématique des différentes masses d'air près du front froid.

froid. (Voir la figure schématique 8 ainsi que la figure 2 à la fin du mémoire.)

Un premier point de cette limite est déjà indirectement connu, c'est le bord postérieur de l'Ast. qui passait à l'heure où la surface du front froid avait atteint l'altitude de 2800 m. Le sondage 9 montre entre 2820 et 3460 m une décroissance nette d'humidité de 98 % à 83 %.

Nous supposons alors la limite supérieure des nuages à 2820 m, ce qui concorde bien avec l'altitude que nous venons de constater par voie indirecte pour le bord postérieur de l'Ast. Le sondage 8 donne l'humidité très voisine de 100 % jusqu'à 3700 m et ensuite une décroissance nette jusqu'à 82 % à 4490 m. La limite supérieure des nuages que nous mettons à 3700 m est de 880 m plus haute que celle constatée par le sondage 9, ce qui donne une inclinaison de l'ordre de $1/25$ pour la surface supérieure des nuages entre les deux sondages. Le sondage 6 donne des indications moins nettes pour l'altitude de cette surface. On peut en conclure qu'un mélange s'effectue ici entre l'air chaud sec et l'air chaud humide. Nous le discuterons plus tard. Le sondage 2 contient des indications plus précises sur la limite supérieure des nuages. On la trouve à 3460 m, c'est à dire quelques centaines de mètres plus bas qu'au sondage 8. Le sondage 2 montre une petite lamelle stable au dessus de la masse nuageuse, ce qui réduit sans doute le mélange de celle-ci avec l'air au dessus.

Nous avons réussi par les considérations ci-dessus à délimiter les trois masses qu'on voit schématiquement sur la figure 8. A gauche on a le coin d'air froid agressif¹⁾, à droite l'air chaud inférieur qui est obligé à monter devant le coin froid, et au dessus de ces deux masses on a l'air chaud supérieur qui descend la pente du coin froid et continue en avant au dessus de l'air chaud inférieur. Les lignes de flux de la figure se rapportent à un système de coordonnées qui suit le mouvement du front froid. Ainsi par exemple l'air chaud au sol n'a pas nécessairement une composante absolue vers le front froid, mais par rapport au front froid mobile cet air a une composante relative dirigée vers le front. Le mouvement en avant de l'air chaud inférieur après la montée n'est pas prouvé par les observations dans notre cas, mais il est conforme à l'expérience générale. Cet air porte en avant les nuages du niveau «Alto» qu'on trouve presque toujours devant les fronts froids. L'existence de ce ciel précurseur d'Acu. ou Ast. prouve indirectement que l'air au niveau de ces nuages avance plus vite que le front froid.

Nous allons examiner à l'aide des figures 2 et 3 les qualités de chacune des trois masses de la figure 8.

3. L'air chaud inférieur.

Les sondages 2, 6 et 8 révèlent une baisse progressive de température à l'approche du front, ce qui est rationnel lorsque l'air monte près du front et ne monte pas dans la région au delà de la zone de pluie préfrontale. On peut considérer le sondage 2 comme typique pour le courant tropical qui n'est guère encore forcé de monter. Il montre trois

¹⁾ L'expression «coin froid agressif» a été introduite pour distinguer les deux sortes de coins froids: les coins froids agressifs qui accompagnent les fronts froids et les coins froids régressifs qui reculent devant les fronts chauds.

couches de maximum de stabilité, dont les bases sont aux niveaux suivants: 3460, 2230 et 1080 m.

La lamelle stable à 3460 m coïncide probablement avec un Ast. assez mince. L'hygromètre n'a pas eu le temps de monter jusqu'à 100 % à la traversée de la couche nuageuse. Sous cet Ast. il y a de l'air d'environ 75 % d'humidité relative. Le Stcu. qui a sa surface supérieure à environ 2230 m, semble avoir une épaisseur considérable. Peut être qu'il s'amalgame même avec le St. en dessous, car l'humidité entre ces deux couches nuageuses diffère très peu de 100 %. La lamelle stable vers 1080 m d'altitude marque probablement ce qui a été la surface supérieure du St. avant la croissance du Stcu. au dessus. Le St. aussi a une épaisseur notable, sa base est à environ 100 m au dessus du sol (200 m au dessus de la mer). L'humidité sous le St. est aussi pratiquement 100 %. Il fait au sol le temps typique des courants chauds maritimes d'hiver, c'est à dire humide et brumeux avec de la pluie faible.

Le St. et le Stcu. constituent ensemble une couche d'air saturée d'environ 2000 m d'épaisseur; mais néanmoins les précipitations qu'ils fournissent ne sont que de 0,1 mm par heure. L'ascension forte de l'air n'a évidemment pas encore commencé à cette distance du front froid. Aussi les précipitations faibles de cette région n'ont elles pas leur origine dans des nuages assez élevés pour contenir des flocons de neige ou des cristaux de glace. On a ici une bonne vérification de la théorie de Bergeron sur la formation des précipitations. Suivant cette théorie les gouttelettes des nuages d'eau ne peuvent pas devenir de grandes gouttes de pluie à moins qu'il ne tombe des flocons de neige ou des cristaux de glace à travers le nuage. Le cas échéant des hydrométéores solides forment des noyaux de condensation; ils grossissent et leur chute s'accélère de sorte que les précipitations commencent. Dans notre cas la surface supérieure du Stcu. coïncide à peu près avec l'isotherme + 1° de sorte qu'il n'y a pas d'hydrométéores solides dans le nuage qui peuvent déclencher de notables précipitations.

Mais on voit aussi qu'il faut très peu pour que la couche saturée atteigne l'isotherme zéro. C'est ce qui arrive dans l'ascension générale devant le coin froid et c'est ce qui donne la pluie préfrontale abondante depuis 14^h.

Nous allons voir si le champ de température établi par les sondages peut nous renseigner sur les lignes de flux dans la coupe verticale. On peut supposer sans grande erreur que tout l'air qui a son origine entre le sol et 2250 m d'altitude va parcourir un processus adiabatique humide pendant la montée. Chaque particule d'air garde alors sa température potentielle humide θ_H et le changement de température potentielle en un point fixe est donné par

$$\frac{\partial \theta_H}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta_H}{\partial x} - v \frac{\partial \theta_H}{\partial y} - w \frac{\partial \theta_H}{\partial z}.$$

Pour un point fixe par rapport au front froid mobile la même équation prend la forme:

$$\left(\frac{\partial \theta_H}{\partial t}\right)_f = -(u - u_f) \frac{\partial \theta_H}{\partial x} - v \frac{\partial \theta_H}{\partial y} - w \frac{\partial \theta_H}{\partial z}.$$

u_f représente ici la vitesse de propagation du front, $\frac{\partial \theta_H}{\partial x}$ et $\frac{\partial \theta_H}{\partial z}$ peuvent être trouvés

dans le plan de la coupe verticale, tandis que $\frac{\partial \theta_H}{\partial y}$ reste inconnue. Nous allons négliger cette dernière avec la justification que la dérivée de la température potentielle parallèlement au front doit être beaucoup plus petite que la dérivée de cette élément normalement au front. L'équation se réduit par conséquent à:

$$\left(\frac{\partial\theta_H}{\partial t}\right)_f = -(u - u_f) \frac{\partial\theta_H}{\partial x} - w \frac{\partial\theta_H}{\partial z}.$$

Pour arriver aux lignes de flux dans la coupe verticale il faudrait encore connaître $\left(\frac{\partial\theta_H}{\partial t}\right)_f$ en chaque point de la coupe. Or, nous ne pouvons pas la déterminer. Nous allons essayer de négliger $\left(\frac{\partial\theta_H}{\partial t}\right)_f$ ce qui revient à dire que le front se déplace sans changement de son champ caractéristique de température potentielle. Ceci bien entendu, n'est qu'un pis-aller puisqu'on n'est pas sûr que l'inexactitude introduite soit négligeable.

L'équation ainsi simplifiée

$$0 = -(u - u_f) \frac{\partial\theta_H}{\partial x} - w \frac{\partial\theta_H}{\partial z}.$$

indique que les lignes de flux du vecteur $[(u - u_f), w]$ coïncident avec les lignes d'égale température potentielle. Nous allons nous servir de cette coïncidence pour étudier le mouvement.

La figure 3 montre les valeurs de θ_H dans la partie saturée de l'air chaud inférieur. On voit que la température potentielle humide y varie assez peu d'un endroit à l'autre, les valeurs étant partout comprises entre 8°,7 et 13°. L'air près du front froid montre une décroissance de température potentielle depuis le sol jusque vers 1000 m, ce qui indique de l'instabilité verticale. Partout ailleurs la stabilité verticale est assurée.

Au bas de la même figure on trouve l'interprétation des isentropes, $\theta_H = \text{constant}$, comme lignes de flux dans la coupe verticale. Ces lignes de flux sont tracées de manière à ce qu'elles s'adaptent le mieux possible à la forme des isentropes.

En suivant l'air qui monte près du coin froid on trouve qu'il ne peut pas dépasser le niveau 2000 m. Vers ce niveau l'air doit passer en avant, et probablement il redescend dans la région entre les sondages 6 et 3. Cela veut dire qu'il y a devant le coin froid un rouleau d'air chaud d'environ 2 km. d'épaisseur et d'une centaine de kilomètres de largeur qui ne monte pas jusqu'à la surface supérieure de la masse nuageuse. Ce rouleau d'air est tout le temps alimenté par l'air près du sol qui se meut moins vite que le front froid. Par conséquent la dimension du rouleau doit augmenter pourvu qu'il n'y ait pas un $\frac{\partial v}{\partial y}$ positif et assez grand pour compenser l'afflux d'air au rouleau. Cette question évidemment reste ouverte à défaut d'observations.

En dehors du rouleau d'air les lignes de flux hypothétiques montrent les caractéristiques que voici. Tout l'air qui passe la verticale du sondage 2 entre 800 m et 1600 m d'altitude monte assez abruptement vers le sondage 6 et s'étale ensuite en s'approchant de la surface supérieure de la masse nuageuse. L'air entre 1600 m et 2250 m au sondage 2 ne trouve aucun chemin vers le haut et il reste dans la couche de Steu. dont la surface supérieure est à 2250 m. D'après les lignes de flux on aurait vers 1900 m le niveau où l'air chaud non perturbé possède la vitesse du front froid. L'air au dessus de ce niveau devance le front froid et par conséquent il n'est plus obligé de monter. Il est bien naturel alors qu'on trouve au dessus de 2250 le seul espace relativement sec (75 %) dans tout «l'air chaud inférieur.»

Une autre branche de «l'air chaud inférieur», qui débute dans l'Ast. sur le coin froid entre 2200 et 2800 m, participe aussi au mouvement ascendant.

Les lignes de flux ainsi déduites pour l'air chaud inférieur expliquent toutes les précipitations préfrontales depuis environ 14^h. Il y a du mouvement ascendant dans toutes les colonnes verticales de cette région, soit dans leur partie inférieure soit dans leur partie supérieure. La grande largeur de cette zone d'ascension générale (100 km) est due à l'existence du rouleau d'air mentionné plus haut qui précède le coin d'air froid.

Ce rouleau d'air agit comme obstacle pour le reste de l'air chaud qui s'approche de droite et l'oblige à monter déjà à une centaine de km avant le front froid.

Quant aux noyaux solides pour la condensation il y en a assez depuis que le Steu. atteint l'isotherme zéro. Cet épisode critique se traduit sur le pluviogramme par une augmentation brusque de l'intensité des précipitations à 14^h.

Pour que la limite entre l'air chaud inférieur et l'air chaud supérieur reste stationnaire il faut que les lignes de flux s'approchent asymptotiquement de cette surface limite. On trouve que cette condition est très bien remplie depuis le sondage 6 jusqu'au bord droite de la région connue. Ici la surface limite coïncide avec la température potentielle humide 12,3, c'est à dire elle coïncide avec une ligne de flux. Mais entre les sondages 6 et 8 la température potentielle humide varie de 12,3 à 11,0 le long de la surface limite supposée, c'est à dire que les lignes de flux arrivent à la surface limite sous un angle différent de zéro, et celle ci ne peut pas rester stationnaire. Il semble rationnel de conclure que «l'air chaud inférieur» est ici en train de soulever «l'air chaud supérieur» pour former une intumescence plus accentuée que celle qu'on constate déjà dans la région du sondage 8.

Ce phénomène s'accorde bien avec ce que nous avons déjà constaté en étudiant la structure du front froid d'après les enregistrements au sol. Sur L'Angleterre le front froid avait encore beaucoup de pluie après le passage du front, c'est à dire il y avait une zone d'Alto Stratus postfrontal. Arrivé à Uccle cet Ast. s'est réduit à un reste rudimentaire, et l'air qu'il contenait s'accumule maintenant dans l'intumescence que forment les nuages préfrontaux.

Nous constatons déjà en cherchant la surface limite entre l'air chaud inférieur et supérieur que le sondage 6 ne montrait pas de limite nette et qu'on peut bien s'attendre à ce que les deux masses se mélangent ici à travers la surface limite hypothétique. Il faut se figurer ce mélange sous forme d'une convection avec des masses ascendantes intercalées entre des masses descendantes précisément comme dans un ciel de cumulus. Puisqu'on est déjà bien au-dessus de l'isotherme zéro les protubérances cumuloïdes ont probablement de l'aspect de têtes de Cunb. avec des enclumes plus ou moins complètes.¹⁾ Nous allons voir l'effet de ces têtes de Cunb. en analysant l'air chaud supérieur.

4. *L'air chaud supérieur.*

Cet air se meut dans notre cas partout en avant par rapport au front froid. Il souffle vers le bas sur la pente du coin froid ensuite un peu vers le haut pour monter au dessus de la bosse que présente l'air chaud inférieur devant le front froid, et enfin il glisse en avant sur la surface assez polie et horizontale que représente l'air chaud inférieur au delà d'une centaine de kilomètres devant le front froid. Dans la partie où l'air chaud supérieur descend la pente du coin froid il est sec et ne contient pas de nuages. Arrivé au dessus de la masse nuageuse de l'air chaud inférieur le mélange avec celui-ci commence. Depuis le sondage 9 jusqu'au sondage 6 il y a nulle part de la bonne stabilité verticale à la surface de contact entre les deux masses, et des protubérances cumulonimboïdes y sont partout possibles. La plupart des protubérances se trouvent sans doute (comme nous l'avons vu en traitant l'air inférieur entre les sondages 8 et 6. Dans l'environnement sec que représente l'air chaud supérieur les protubérances nuageuses s'évaporent facilement, mais ceci augmente en même temps l'humidité relative de cette masse d'air. On peut constater cette augmentation d'humidité en comparant l'air chaud supérieur avant son arrivée dans la zone des protubérances (sondages 16, 15, 14 et 13) avec la même masse d'air en pleine zone de protubérances (sondages 9, 8, 6), ainsi qu'après

¹ Des telles enclumes attachées à la surface supérieure de l'Ast. ont déjà été observées par les aviateurs belges dans des situations semblables.

le passage de cette zone. (sondage 2). Nous citons à titre d'exemple les valeurs de l'humidité relative à 6000 m.

Sondages . . .	16	15	14	12	9	8	6	2
Humidité . . .	44	47	45	43	60	75	81	91

L'hypothèse de l'humidité fournie par des protubérances cumulonimboïdes reçoit une confirmation incontestable par les valeurs citées ci-dessus.

Dans le milieu relativement humide, depuis le sondage 6 jusqu'au bord droite de notre coupe verticale, beaucoup de protubérances trouvent sans doute des conditions pour subsister longtemps. Les petites averses, qui se superposent vers 10^h30 et 9^h00 sur la pluie faible du stratus en plein courant chaud, sont probablement dues à des protubérances cumulonimboïdes qui s'écartent du front froid en suivant le mouvement rapide du courant chaud supérieur. Des telles petites averses bien avant le front froid se rencontrent souvent, soit comme ici superposées à une pluie faible de stratus, soit seules. Peut-être a-t-on ici leur explication générale.

Des enclumes détachées de leurs racines forment d'après de Quervain le Cirrus densus cumulonimbogénitus. Il est bien probable qu'on a une fabrication en masse de Ci. densus dans la région entre sondage 9 et sondage 6. Puisque la partie supérieure du courant chaud se meut en avant par rapport au front froid, tous les nuages qui y sont nés devancent le front tout en se dissolvant peu à peu. Le ciel précurseur du front froid contient alors les déchêts des enclumes mentionnées sous forme de Ci ou de Cist. Tout ce ciel précurseur cirriforme était d'ailleurs caché dans notre cas par les nuages déjà décrits dans l'air chaud inférieure.

5. Le coin froid agressif.

Il y a deux processus physiques qui déterminent la structure interne du coin d'air froid. Premièrement l'échauffement par contact avec le sol plus chaud que l'air, deuxièmement l'échauffement adiabatique qui accompagne l'affaissement de la montagne d'air froid.

Le premier effet maintient un échange d'air dans le sens vertical, ce qui assure une décroissance assez rapide et régulière de la température avec l'altitude. Cette couche brassée par la turbulence verticale s'étend depuis le sol jusqu'aux altitudes suivantes: (ligne pointillée aux coupes verticales figures 2 et 3).

	10 ^h 20	7 ^h 20	5 ^h 20	4 ^h 5	2 ^h 15	0 ^h 25	22 ^h 20
Sondage . .	19	18	17	16	15	14	13
Altitude . .	680	1020	?	990	990	1420	1780 m
— $\frac{\partial T}{\partial z}$ moyenne	0,69	0,45	?	0,53	0,53	0,77	0,76°/100 m

L'épaisseur de la couche est la plus grande près du front froid et diminue vers l'arrière de celui-ci. Un maximum secondaire de l'épaisseur se trouve probablement vers les sondages 17 et 18. Ceci indique peut-être un train de vagues dans la surface supérieure de la couche brassée, phénomène que nous ne pouvons pas d'ailleurs poursuivre plus loin à cause de la grande lacune dans les observations après le sondage 19.

Dans la petite table ci-dessus nous avons également ajouté le gradient vertical de la température pour la couche brassée. La variation qu'on constate dans cet élément provient surtout de la période diurne de la température au sol. En plein jour le gradient vertical de la température est sans doute plus fort que ceux donnés dans la table.

Les couches brassées par la turbulence contiennent des nuages pourvu que l'humidité y soit suffisante. C'est seulement dans la partie près du front froid que cette condi-

tion a été remplie. On y observait d'abord des Frnb. puis des Steu. en rouleaux, mais déjà à l'heure du sondage 13 il n'y avait que 1/10 de Steu. et aucun autre nuage bas.

L'échauffement adiabatique dû à l'affaissement peut agir partout dans le coin d'air froid, mais beaucoup moins près du sol qu'en altitude. A la rigueur, l'échauffement adiabatique au sol horizontal doit être nul puisque la composante verticale macroscopique synoptique y est inévitablement zéro. Il existe tout de même la possibilité qu'un échauffement se produise au sol comme résultat indirecte de la descente de l'air. Il suffit de faire intervenir l'échange microscopique vertical par la turbulence pour échauffer aussi la pellicule d'air au sol qui ne s'échauffe pratiquement pas par l'affaissement. Nous avons supposé que l'échauffement adiabatique a pénétré ainsi jusqu'au sol entre le front froid principal à 18^h25 et le front froid secondaire à 18^h50.

Cette explication du front froid double a été donnée dans des mémoires antérieurs.¹⁾ Les observations aérologiques, que nous sommes en train d'analyser, n'apportent malheureusement pas beaucoup de connaissances nouvelles sur le caractère du phénomène. Il faut faire les sondages à des intervalles de l'ordre de 10 minutes pour obtenir la vraie structure de cette partie importante de la perturbation. On pourrait alors aussi constater si le coin d'air froid adopte la forme surplombante dans les premières centaines de mètres au dessus du sol, comme elle a été déduite par plusieurs auteurs.

Pour donner une idée des lignes de flux de l'air froid dans la coupe verticale on peut construire les lignes d'égale température potentielle et les interpréter comme une approximation des vraies lignes de flux. La justification théorique est tout à fait la même que celle que nous venons de donner pour l'air chaud, seulement il faut prendre pour l'air froid la température potentielle sèche. La figure 3 dont nous nous sommes servis déjà en étudiant la température potentielle humide de l'air chaud, contient aussi la répartition de la température potentielle sèche de l'air froid. Les isothermes potentielles sont tracées de 5 en 5 degrés et non pas pour chaque degré comme du côté chaud. En tenant compte de ceci on note la grande différence de la stabilité de l'air froid et de l'air chaud. Même la partie inférieure du coin froid, qui est brassée par la turbulence, est plus stable que la plus grande partie de l'air chaud.

On peut s'imaginer trois systèmes de mouvement qui conserveraient le champ de température du coin froid de la coupe verticale. Premièrement un mouvement horizontal «en bloc» c'est à dire un mouvement de translation strictement horizontal par lequel toutes les particules froides auraient la même vitesse égale à celle du front froid. Deuxièmement et troisièmement un mouvement le long des isentropes soit dans un sens soit dans l'autre. Dans notre cas il est facile de choisir. Le mouvement horizontal en bloc n'est pas réalisable déjà à cause de l'augmentation de la vitesse du vent avec l'altitude. Il reste le mouvement le long des isentropes qui donne un mouvement soit descendant soit ascendant. Il suffit de consulter l'humidité pour se décider pour le cas descendant. Un mouvement descendant a dû agir pour avoir créé la grande sécheresse dans le coin d'air froid, et probablement la descente continue-t-elle encore.

L'interprétation des isentropes comme des lignes de flux est donnée au bas de la figure 3. On a pu se tenir strictement à la coïncidence des deux systèmes de courbes sauf pour la partie près du sol. Bien entendu les lignes de flux ne peuvent pas, comme les isentropes, couper le sol. Nous pouvons constater à l'aide de l'anémogramme que l'air froid au sol se mouvait partout avec une vitesse plus petite que celle du front froid sauf au moment même de son passage. Par conséquent les lignes de flux par rapport au front froid mobile se courbent en arrière tout en s'approchant asymptotiquement du sol. Sur chaque ligne de flux on passe alors par des valeurs décroissantes de la tempé-

¹ «The Structure of Fronts.» Meteorological Magazine, March 1926. «Practical Examples of Polar-Front Analysis» Geophysical Memoirs No. 50. Meteorological Office Londres 1930.

rature potentielle en arrivant près du sol; c'est le refroidissement non-adiabatique qui en est la cause. Rappelons nous que c'est la nuit, et le ciel presque serein favorise la perte de chaleur par rayonnement.

Les lignes de flux suivent à peu près le plafond du coin froid. La température potentielle y est presque la même sur les différents sondages 16—13:

Sondage	16	15	14	13
Température potentielle au plafond du coin froid	26,0	26,2	25,6	24,3

Le profil du coin froid dans cette partie peut par conséquent rester presque sans changement.

Il en est tout autrement de la partie plus basse sur la pente du coin froid. Les lignes de flux y butent brutalement contre la surface de discontinuité vers l'air chaud. On peut s'imaginer que les particules froides arrivent à cette surface avec une vitesse qui diminue asymptotiquement vers zéro de sorte que la surface de discontinuité ne change pas de profil. Pourtant il est plus probable qu'on assiste ici à une transformation du coin froid qui fait avancer la partie entre 3000 et 1000 m d'altitude par rapport au front froid au sol. En autres mots le coin d'air froid est en train d'adopter la forme surplombante.

Renversons à titre d'essai le problème et supposons des lignes de flux qui épousent exactement la forme du coin froid et qui laissent par conséquent son profil inchangé. Sur la ligne de flux qui longe la surface de discontinuité vers le bas les particules remplaceraient alors partout d'autres particules potentiellement moins chaudes, de sorte que la température du coin froid sur sa surface de contact avec l'air chaud augmente. Ceci bien entendu ne peut pas continuer parce que l'air froid devient plus chaud que l'air chaud au dessus de la surface de discontinuité. Ce dernier coulerait alors dans le milieu trop léger en dessous. Si l'air chaud est tout rempli de nuages ce phénomène devient visible sous forme d'une structure mammato de la surface inférieure du nuage. En effet on observe souvent une telle structure mammato de l'Ast. postfrontal qui s'explique par ce phénomène «d'hyperfrontolyse». Evidemment cette formation de mammato est un frein efficace à la descente ultérieure de la pellicule d'air froid qui est en contact avec l'air chaud. Le tout revient à l'impossibilité d'un glissement de l'air froid le long de la surface de discontinuité jusqu'en bas.

A mesure qu'on s'éloigne du front froid vers l'arrière une surface de subsidence élevée (ligne pointillée figures 2 et 3) gagne une importance de plus en plus grande. On la trouve déjà au sondage 14 à 3660 m mais elle y est encore peu nette. Ensuite on la retrouve facilement aux sondages 15—19.

Sondages Nos	15	16	17	18	19
Inversion	3790 m	3660	3480	3210	3070
	3430 »	3380	3160	2960	2890
Épaisseur	360 m	280	320	250	180
Temp. à la base de l'inversion	-14.6	-13.7	-11.6	-9.7	-9.4
Temp. pot. à la base de l'inversion	18.7	19.1	19.0	18.9	18.5

L'altitude de la surface de subsidence diminue progressivement d'un sondage à l'autre, ce qui donne une surface inclinée dans notre coupe verticale. Il se peut tout de même que la surface de subsidence ait été pratiquement horizontale. Avec notre mode de représentation une surface strictement horizontale qui est en train de descendre paraît inévitablement comme une surface inclinée.

Si nous supposons cette position pratiquement horizontale de la surface de subsidence, nous pouvons calculer sa vitesse moyenne de descente par exemple pour la période entre le sondage 15 et le sondage 19. Pour l'air à la base de l'inversion on obtient

$$\frac{540 \text{ m}}{8.08 \text{ heure}} = 67 \frac{\text{m}}{\text{heure}} = 1.9 \text{ cm/sec.}$$

La température potentielle à la base de l'inversion en question est remarquablement constante sur tous les sondages 15, 16, 17, 18 et 19. L'échauffement pendant la descente de l'air en contact avec cette surface de subsidence semble alors être presque purement adiabatique.

6. *La perturbation de caractère front froid supérieur.*

En analysant le front froid nous poursuivions la surface de séparation qui délimite le coin d'air froid seulement jusqu'au sondage 16. La surface avait ici déjà une allure faiblement descendante après avoir passé par un maximum d'altitude entre les sondages 14 et 15. Quand on cherche la continuation de la surface au sondage 17 à une altitude plus basse encore qu'au sondage 16 on ne la retrouve point. Mais un peu plus haut, on trouve une lamelle stable dont le gradient vertical de température est de -0.36 entre 4120 m et 4640 m d'altitude, tandis qu'au dessus les valeurs normales de ce gradient reprennent. Probablement a-t-on ici au dessus de la lamelle stable la continuation de la surface supérieure du coin froid. Entre les sondages 16 et 17 on a alors une perturbation qui ressemble au front froid au sol. Il est intéressant de noter que cette perturbation se trouve aussi sur le barogramme comme une hausse après un palier. Il y avait aussi des nuages fibreux, genre Ast. ou Cist. avec un halo lunaire depuis 4^h à 5^h. Pourtant ces nuages ont été trop minces pour que l'hygromètre puisse indiquer leur position dans l'espace.

Plus à gauche sur la coupe verticale la surface limite de l'air froid se perd presque tout-à-fait, et ce n'est que par interpolation jusqu'au sondage 21 que nous avons pu tracer la surface du front polaire à travers la dorsale. Cette partie de la surface n'a par conséquent qu'une justification historique. On sait que la surface du front froid doit avoir été liée à la surface du front chaud suivant, seulement la surface a perdu son caractère de limite thermique sur la dorsale.

En interpolant à travers la dorsale il faut se rendre compte que l'air froid ne peut pas continuer très haut puisqu'il fait partie de la calotte polaire qui ne s'étend qu'à 7 ou 8 km. d'altitude. En outre nous sommes dans notre cas tout à fait au bord de la calotte polaire sur une langue de celle-ci qui n'atteignit que 440 km au sud d'Uccle avant de reculer de nouveau. Il est probable alors que la montagne d'air froid culminait en un dôme plat qui ne surpassait guère 5000 m d'altitude. En général c'est seulement lorsqu'on est près de la limite méridionale de l'invasion froide qu'on trouve une épaisseur de l'air froid aussi faible que 5000 m. Nous verrons plus tard que la calotte d'air polaire atteignit beaucoup plus haut au nord de la latitude d'Uccle.

CHAPITRE II

Le cyclone secondaire du 28 Décembre 1928.

1. *Analyse au sol.* Le 27 décembre au matin (Carte 4) le front froid avait atteint le pied des Alpes. Vers l'ouest ce front froid s'attache au front chaud du cyclone suivant qui se trouve encore sur l'océan. Il y a un contraste de température bien net entre les stations des deux côtés du front chaud, par exemple entre Brest 12° et Scilly 7°, 2. Les

isochrones de la figure 9 montrent le progrès suivant du front chaud d'heure en heure à travers le nord de la France. Sur l'Angleterre la barrière d'air froid résiste, et ce n'est que la Cornouailles qui est envahie par l'air chaud.

Le soir du 27 (Carte 6) le cyclone atlantique arrive près de Valentia et l'air polaire-maritime de sa traîne s'approche des stations avantgardes de la Manche. Pendant la

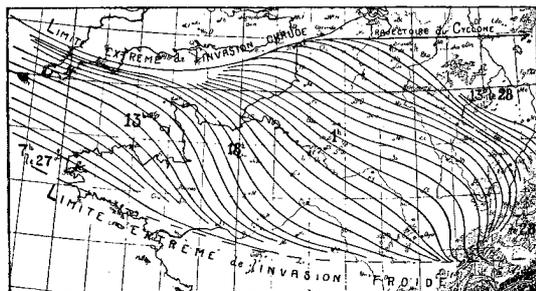


Figure 9. Isochrones du front chaud les 27-28 Décembre 1928.

nuit du 27 au 28 décembre il atteint ces stations et le matin du 28 (Carte 7) on trouve aux stations Scilly, Brest et Guernsey une température de 1° ou 2° plus basse que la veille. Lorient avec son vent SW 7 et sa température de 12° est encore dans le courant chaud. Le front froid passe par conséquent entre cette station et Brest, et plus vers le NE il passe entre Le Havre et Guernsey pour joindre le front chaud près de Calais. Le cyclone d'Irlande qui est maintenant occlus montre peu d'activité

et finit par être absorbé par d'autres cyclones Atlantiques plus puissants.

En même temps un cyclone secondaire naît à l'extrémité nord du restant du secteur chaud, c'est à dire dans la région de Calais. Ce cyclone secondaire marche vers l'est indépendamment du cyclone principal et traverse la Belgique à la vitesse de 50 km. par heure.

Voici l'évolution du temps à Uccle pendant le passage du cyclone secondaire.

Le 27 à 14^h15 les premiers panaches de Ci. arrivent par endroits accompagnés de Ciu. A 15^h50 le ciel se couvre d'Ast. et de Steu. et reste dès lors constamment couvert. Néanmoins on entrevoyait parfois le disque de la lune jusqu'à 20^h30. Le 27 à 22^h20 les premières gouttes de pluie commençaient à tomber. La pluie continue et mesurable débuta à 23^h20 et dura jusqu'à 11^h le lendemain. La plus grande intensité de la pluie s'observa entre 8^h et 9^h le 28 décembre avec 3,4 mm d'eau par heure.

Le vent au sol qui était d' W sur la dorsale tourne progressivement par le S à ESE pendant l'approche du cyclone secondaire. Au passage de celui-ci, à 10^h40, le 28, le vent tourne d'un coup de SE à W.

A Ostende et à Flessingue le vent tournait de ESE à ENE pendant le passage du cyclone secondaire dont le centre est alors passé très près au nord d'Uccle.

La température au sol restait basse pendant la nuit du 27 au 28. Elle monte au passage de la dépression mais elle n'y atteint que 5°. Même pendant l'éclaircie qui succède la dépression, la température ne dépasse pas 7°. Le cyclone secondaire était par conséquent occlus près de son centre. Son secteur chaud aurait fait monter la température d'Uccle à 10° justement comme le secteur chaud du cyclone précédent. D'autre part l'extrémité nord du secteur chaud n'était pas loin d'Uccle. Abbeville et Valenciennes ont eu tous les deux l'air chaud pendant quelques heures.

Vers 14^h le vent d'Uccle tourne au NE et la température baisse. C'est le front occlus qui revient comme front froid secondaire. La carte du 28 au soir (carte 8) montre ce front un peu au sud d'Uccle.

2. Le cyclone secondaire dans la coupe verticale.

Le dernier ballon de la série de lancers est parti à 10^h 55 le 28, c'est à dire un quart d'heure après le premier passage du front occlus et très près du centre du cyclone secondaire. Par conséquent, le dernier passage du front occlus retrograde à 14^h n'a pas été exploré.

La coupe verticale (figure 2) contient alors simplement les deux coins froids et l'air du secteur chaud en altitude. Le fond de la vallée entre les deux coins froids doit se trouver à faible altitude étant donné la proximité de l'extrémité nord du secteur chaud sur la carte. On trouve très bien cette division en trois masses dans la coupe verticale.

Le principe pour le tracé des surfaces de séparation a été le même que celui antérieurement déduit pour les surfaces de discontinuité du premier ordre. Il est partout assez facile de trouver la lamelle stable au dessus de laquelle commence la décroissance régulière de température avec l'altitude caractéristique pour l'air chaud. On trouve alors les altitudes suivantes pour la surface de séparation:

Sondage	21	22	27	28	30	31
Altitude	4080	3410	1150	1060	580	2630 m
Gradient de temp. au dessus	0,59	0,57	0,54	0,49	0,43	0,95
» » » au dessous	0,43	0,00	0,23	0,06	0,13	0,24

Partout le gradient vertical de température est plus grand au dessus qu'au dessous. Au sondage 21 seulement, la discontinuité de ce gradient est peu prononcée, partout ailleurs elle saute aux yeux. Le fond de la vallée se trouve près du sondage 30 à environ 500 m d'altitude (400 m au dessus du sol), du côté Ouest le coin d'air froid monte abruptement, du côté Est il a une pente légère de 1/155 en moyenne, mesurée depuis le sondage 30 jusqu'au sondage 21.

La surface de séparation entre les deux coins froids passe au sol à 10^h40. Le coin à l'ouest est le plus chaud tout près du sol et la surface de séparation y adopte par conséquent une inclinaison analogue à celle d'une surface de front chaud. Mais déjà à 100 m d'altitude le coin à l'Ouest est le plus froid et la surface de séparation adopte son inclinaison en conséquence. Aucun sondage ne traverse ce petit bout de surface de séparation.

La figure 10 résume la topographie des surfaces de discontinuité dans le cyclone secondaire en question. Nous avons emprunté la position des fronts au sol de la carte de 7^h du 28 déc. La ligne droite AB représente la projection sur la carte de notre coupe verticale. Sur cette ligne nous avons marqué les points où la surface du front chaud traverse les niveaux 1000 m, 2000 m etc. Les lignes d'égal niveau de la surface du front chaud passent à travers ces points et suivent la direction indiquée par le front chaud au sol.

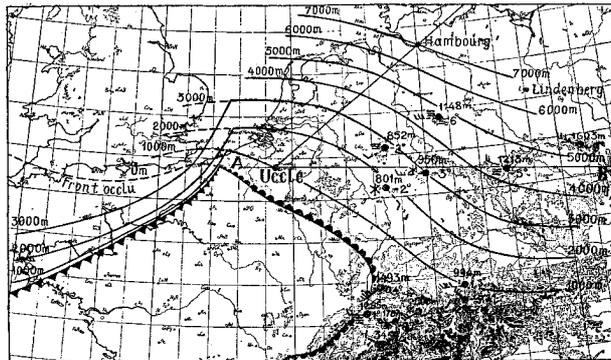


Figure 10. La topographie de la surface du front polaire le matin du 28 Décembre 1928.

Nous avons indiqué aussi la topographie de la surface du front froid quoi'quelle ne soit déterminée que par un seul sondage. Sans doute cette surface monte d'abord abruptement et ensuite plus doucement comme l'indiquent les lignes d'égal niveau sur la carte, mais il ne faut pas attribuer trop de certitude quantitative à cette partie de la topographie du cyclone.

Les observations des montagnes ajoutent des renseignements utiles sur la structure de la moitié orientale du cyclone en question. Dans le chapitre I nous avons vu comment l'air froid est arrivé aux sommets du Hohenpeissenberg (994 m) et du Feldberg (1493 m) mais non pas aux observatoires plus élevées comme le Rigi (1787 m), Säntis

(2500 m) et Zugspitze (2962 m). Le matin du 28, qui est l'époque de notre carte topographique, l'air froid se retire et on a déjà le courant du secteur chaud au niveau du Feldberg. La température y est montée depuis $-2,6$ le soir du 27 jusqu'à $+0,4$ au matin du 28 pour rester pratiquement constante après. La température au Hohenpeissenberg a également été en hausse depuis $+0,2$ à $+1,3$ pendant la nuit, mais la hausse continue encore pour aboutir à une température de $+4,1$ à $13^{\text{h}}16$ le 28. Par conséquent le Hohenpeissenberg est encore juste en dessous de la surface du front chaud au matin du 28.

La figure 11 permet la comparaison des températures du courant chaud aux stations alpines et au dessus de la Belgique. Les températures observées le matin du 28 déc.

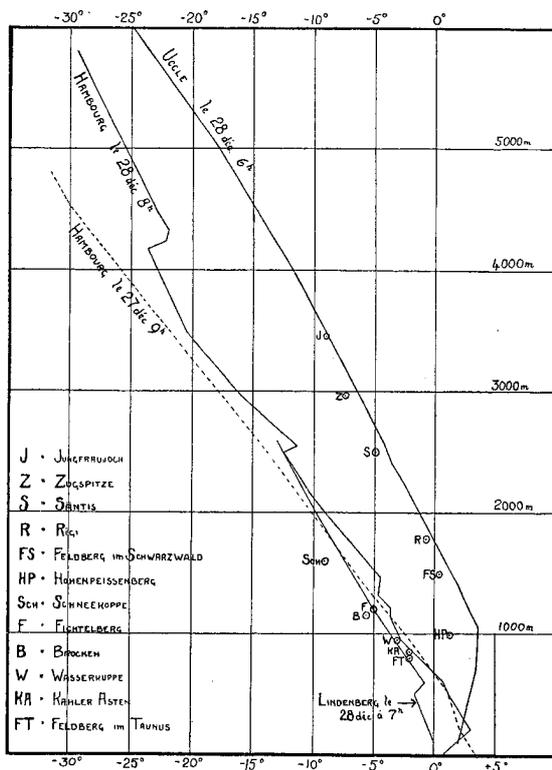


Figure 11. Température des montagnes et de l'atmosphère libre dans la moitié orientale du cyclone secondaire.

aux stations alpines élevées y sont portées sur un diagramme qui contient la courbe du sondage No 28 à Uccle. Les températures de Jungfrauoch (J), Zugspitze (Z), Säntis (S), Rigi (R), et Feldberg (Schwarzwald) (FS) coïncident tous à $1^{\circ},2$ près avec les températures du sondage simultané à Uccle. Des telles petites différences de température existent même entre les sondages successifs dans le courant chaud au dessus d'Uccle. C'est alors une concordance remarquable entre les températures du courant chaud mesurées simultanément en Suisse et au dessus de la Belgique.

Les températures du 28 au matin aux montagnes de l'Allemagne Centrale sont portées sur la même figure. On voit bien que toutes ces montagnes sont dans l'air froid.

Un sondage par avion qui a eu lieu à Hambourg le 28 à 8^{h} T M G et un sondage par cerf-volant à Lindenberg à 7^{h} T M G complètent l'image de l'air froid devant le cyclone secondaire. Ils s'accordent assez bien avec les basses températures des montagnes de l'Allemagne Centrale et ils mon-

trement en outre que la masse froide s'étend très haut. Encore à 5800 m le sondage de Hambourg est de 6° plus froid que le sondage d'Uccle. C'est pourquoi nous supposons que l'épaisseur de l'air froid au dessus d'Hambourg surpasse bien 6000 m, et nous avons tracé la carte topographique en conséquence.

Étudions encore la coupe verticale Uccle-Hambourg (figure 12) à l'époque de la carte topographique que nous venons de décrire. La continuation vers le NE de cette coupe verticale arrive près de l'observatoire de Slouzk en Russie où il y avait aussi un sondage le 28 au matin. Quoique ce sondage n'ait atteint que 2500 m nous avons eu l'audace d'extrapoler la température jusqu'à la stratosphère. En faisant ceci nous nous basons sur le fait bien établi que la tropopause se trouve toujours à basse altitude au dessus des centres des grands «cyclones centraux» dans l'air polaire. Nous avons mis à 7500 mètres le fond de la dépression de la tropopause au dessus du centre du cyclone en question. L'air polaire remplit ici sans doute le troposphère entière. Déjà à Hambourg il atteignait peut-être 7000 m, ce qu'y donne peu d'intervalle entre la ca-

lotte polaire et la tropopause. Cet intervalle d'air tropical se réduit à zéro vers le NE entre la tropopause qui descend et la surface du front polaire qui monte vers cette direction. La crête de la tropopause entre Hambourg et Uccle correspond à celle qu'on trouve aux sondages 21 et 22 d'Uccle. Bien entendu la coupe Uccle-Hambourg doit ressembler à la coupe Ouest-Est à travers Uccle en ce qui concerne la partie près d'Uccle.

La répartition des trois masses, l'air polaire, tropical et stratosphérique, dans la figure 12 doit être typique aussi pour des situations analogues, c'est à dire pour l'atmosphère entre le centre d'un vieux cyclone central et le centre du jeune cyclone suivant.

La coupe verticale Uccle-Sluzk nous montre aussi que la structure «feuilletée» de l'air polaire, que nous constatons dans les sondages 13—27 d'Uccle, n'est pas typique pour tout l'air polaire. On trouve cette structure jusqu'à Hambourg le 28 au matin,

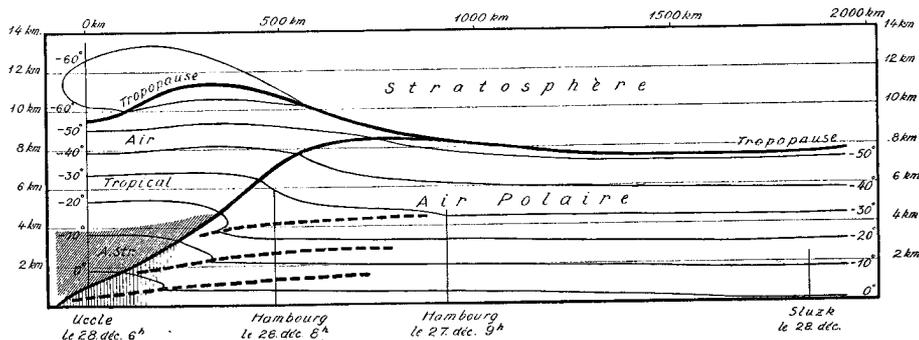


Figure 12. Coupe verticale Uccle—Hambourg—Sluzk le matin du 28 Décembre 1928.

mais le 27 au matin le sondage d'Hambourg ne montrait aucune inversion de température (voir la courbe pointillée de la figure 11). Nous nous permettons l'artifice d'introduire ce sondage d'Hambourg du 27 dans notre coupe verticale valable pour le 28. Nous le plaçons à la distance de 1000 km du front chaud, ce qui correspond à la situation synoptique telle qu'elle était le 27 au matin. Ceci complète l'image de la structure de l'air polaire. Vers le cyclone central on a l'air polaire non-feuilleté et assez instable prêt à donner des averses à la moindre impulsion verticale. Vers la surface du front chaud du jeune cyclone on a l'air polaire feuilleté et stable dans lequel les nuages convectifs s'aplatissent et se resorbent. Ce n'est que cette dernière partie qu'on retrouve dans la coupe ouest-est à travers Uccle.

Un ballon pilote à Hambourg a été visé jusqu'à 10 800 m le 28 à 8^h, c'est à dire justement à l'époque à laquelle se rapporte la coupe verticale de la figure 12. Voici d'après «Aerologische Berichte» la distribution de vents qu'il révèle.

Altitude	Direction	Vitesse	Espèce d'air
10 800 m	WNW	48 m/sec.	Air Tropical
10 000 »	WNW	49 »	
9 000 »	W 'N	46 »	
8 000 »	WNW	49 »	
7 000 »	WNW	40 »	
6 000 »	WNW	31 »	
5 000 »	WNW	28 »	
4 500 »	WNW	24 »	Air Polaire
4 000 »	WNW	15 »	
3 500 »	NW	9 »	
3 000 »	NW	9 »	
2 000 »	NW	9 »	
1 500 »	WNW	10 »	
1 000 »	WNW	12 »	
500 »	WNW	14 »	
200 »	W 'S	9 »	
Sol	WSW	4 »	

La force du vent augmente systématiquement depuis 3500 m jusqu'à la surface du front chaud à environ 7000 m. Au dessus dans l'air tropical il y a un vent assez homogène de presque 50 m/sec. L'augmentation de la vitesse entre les niveaux 3500 m et 7000 m s'explique bien par la distribution de température dans la coupe verticale Uccle-Hambourg. Elle provoque une augmentation de la pente des surfaces isobariques à mesure qu'on monte vers 7000 m.

La direction du vent ne change de rien lorsqu'on passe de l'air polaire à l'air tropicale. Par conséquent le vent est parallèle aux lignes d'égale niveau sur la surface du front chaud, ce qui s'accorde aussi avec la carte topographique de la figure 10. Ceci explique aussi pourquoi il n'y a pas d'Ast. sur cette partie de la surface du front chaud. A Hambourg il faisait clair, et ce n'était qu'à 150 km à SW de Hambourg qu'on avait le ciel couvert d'Ast.

Nous traiterons maintenant de la structure interne du cyclone du 28 décembre telle qu'elle était au dessus d'Uccle (Figures 2 et 3). Nous arrangeons l'analyse des différentes masses d'air dans l'ordre suivant: le coin froid régressif, le secteur chaud, le coin froid agressif.

3. Le coin froid régressif.

Pour bien comprendre la structure du coin froid régressif il faut se rendre compte qu'il était la veille un coin froid agressif. Il a hérité entr'autre du coin froid agressif toutes les surfaces de subsidence. Le fait qu'on trouve des surfaces de subsidence dans le coin froid régressif ne prouve pas que l'air froid s'affaisse encore. On peut seulement conclure qu'il y a eu entre temps un système de mouvement qui a conservé les surfaces de subsidence préexistantes. Le transport purement horizontal qui ne laisse pas intervenir de changement adiabatique de température est par exemple un tel système conservatif pour les surfaces de subsidence.

En particulier on retrouve la surface de subsidence inférieure comme une inversion prononcée de température aux altitudes suivantes:

Sondage	21	22	27	28	30
Altitude	< 1180	1030	440	< 710	190 m

Les sondages 21 et 28 ne sont pas dépouillables jusqu'au sol pour les raisons techniques déjà expliquées. Les autres sondages suffisent pour montrer que la surface descend d'un sondage à l'autre, ceci sans doute comme résultat du transport horizontal, car c'est une couche froide de plus en plus mince qui recule vers le WNW à l'approche du centre de la dépression. Au lancer de l'appareil 29 à 7^h43 on a observé comment le ballon a tourné brusquement à droite en sortant de la couche froide vers 200 m d'altitude au dessus du sol. Le ballon de l'appareil 30 qui est parti également vers le WNW tournait presque immédiatement vers le NNE, ceci sans doute à la traversée de l'inversion à 190 m d'altitude (90 m au dessus du sol).

Mais la table d'altitudes ci-dessus montre aussi un autre fait important. La surface de subsidence est plus élevée au sondage 22 qu'elle ne l'était au sondage 19; elle s'est élevée en tout de 680 m à 1030 m. Il est vrai que ce n'est pas la même colonne d'air qu'on a explorée avec les sondages 19 et 22 et on ne peut pas sans autre les comparer pour trouver ce qui s'est passé entre temps. Néanmoins on doit s'étonner que la couche froide au sol ait augmenté d'épaisseur malgré le vent de composante sud qui a soufflé depuis 16^h. A l'heure du lancer 22 à 22^h30 le vent était de SSW ce qui devait bien contribuer à réduire l'épaisseur de la couche froide. La seule explication qui nous semble plausible c'est une convergence générale de la couche en dessous qui fait se soulever la surface de subsidence. Calculons à titre d'essai la grandeur de la convergence nécessaire pour soulever la surface de subsidence de 680 à 1030 m pendant 12 heures.

L'épaisseur de la couche froide a alors augmentée d'environ 50 % ce qui correspond grossièrement à un retrécissement des surfaces horizontales de 33 %. Pour aboutir à ce retrécissement horizontal de 33 % pendant 43 200 secondes il faut une convergence

de $\frac{0.33}{43\ 200} \text{ sec}^{-1} = 0,76.10^{-5} \text{ sec}^{-1}$. Cette valeur de la convergence ne représente rien

d'extrême, et c'est alors très bien dans les limites du possible pour la convergence horizontale de faire monter la surface de subsidence de 680 m à 1030 en 12 heures. Le processus peut s'accomplir même 10 fois plus vite si on prend des valeurs extrêmes de la convergence horizontale.

On peut se demander si c'est rationnel de supposer de la convergence horizontale sur une dorsale de haute pression. Au milieu de la dorsale sans doute pas, mais rien ne l'empêche un peu à côté de son axe. Nous pouvons nous référer à ce propos au mémoire de Brunt et Douglas: «The Modification of the Strophic Balance for Changing Pressure Distribution» dans le *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* dans lequel les auteurs montrent par voie mathématique la probabilité d'une convergence horizontale vers les centres isallobariques négatifs. Un tel centre isallobarique négatif se trouve justement au versant ouest de la dorsale de haute pression. Les résultats mathématiques de Brunt et Douglas appuient par conséquent ceux de notre raisonnement empirique sur la cause du soulèvement de l'ancienne surface de subsidence.

Il y a probablement de la convergence horizontale dans toute la zone de baisse barométrique jusqu'au centre même du cyclone occlus, mais son effet de soulever la surface de subsidence finit évidemment par être compensé par l'effet du transport horizontal de la surface inclinée.

La couche froide sous la surface inférieure de subsidence était assez humide déjà de l'autre côté de la dorsale, quoique son humidité ne suffisait pas pour y créer des nuages. Entré dans la zone de convergence du côté ouest de la dorsale, l'humidité relative augmente à cause du refroidissement adiabatique pendant la montée des particules. Ainsi la couche finit par atteindre la saturation dans sa partie supérieure. Voici la cause du Stcu. qui apparaît déjà à 15^h50 et qui persiste après, sauf pour quelques lacunes, jusqu'au commencement de la pluie vers 23^h. Une fois la pluie commencée l'humidité s'enrichit davantage, le niveau de condensation s'abaisse, le Stcu. s'épaissit et passe au St. bas.

Pour l'analyse de l'air au dessus de la surface inférieure de subsidence il nous manque malheureusement l'enregistrement de l'humidité aux deux sondages 21 et 22. Sans doute la partie immédiatement au dessus de la surface en question se soulève aussi, mais son humidité, qui est probablement assez faible, ne suffit pas tout de suite pour la formation de nuages. Plus à l'ouest cet air se sature dans la précipitation, et au sondage 28 par exemple on trouve 100 % d'humidité aussi au dessus l'ancienne surface de subsidence.

Plus haut on trouve encore deux surfaces de subsidence. L'une s'observe seulement au sondage 21 où elle se place à 2430 m. Elle est probablement identique avec celle à 2890 m au sondage 19. Le cas échéant elle est descendue et descend vraisemblablement encore. L'autre surface de subsidence se place au sondage 21 à 3570 m, et au sondage 22 elle est descendue à 3180 m.

La question reste néanmoins ouverte pour savoir s'il y a vraiment un mouvement descendant des particules ou bien si l'on assiste à une descente fictive due au transport horizontal des surfaces de subsidence inclinées.

4. Le secteur chaud.

Le secteur chaud consiste en une partie saturée, c'est à dire le corps d'Ast., et une partie non saturée au dessus. Les données d'observations pour fixer la limite supérieure de l'Ast. sont très maigres. Il n'y a que les trois sondages 31, 30 et 28 qui ont des enregistrements d'humidité dépouillables. Le sondage 31 qui eut lieu après la fin de la pluie ne traverse pas d'Ast. et arrive directement dans la partie non saturée du secteur chaud où l'humidité relative est de 55 %. Pourtant le sondage 30 traverse l'Ast. et indique très bien sa surface supérieure par une décroissance d'humidité de 100 % à 4310 m à 80 % à 4950 m. La sortie du nuage était alors vers 4300 m. Le sondage 28 donne une décroissance beaucoup moins nette de l'humidité relative à la sortie de l'Ast. L'humidité reste pratiquement à 100 % jusque vers 4000 m pour diminuer lentement après. Nous mettons la limite supérieure de l'Ast. à ce niveau, sur la coupe verticale, mais il y a probablement des protubérances au dessus de 4000 m du même genre que celles au dessus de l'Ast. du front froid du 26 décembre. Comme dernier point connu de la limite supérieure de l'Ast. nous avons le bord antérieur de celui-ci. C'était à 15^h50 que le ciel se couvrit d'Ast. à une époque où la surface du front chaud se trouvait d'après la coupe verticale à environ 4800 m. Entre ce point et le point à 4000 m au sondage 28 nous avons interpolé linéairement la limite supérieure de l'Ast. On obtient ainsi une couche d'Ast. très mince au bord antérieur, ce qui est sans doute vrai puisqu'on a pu entrevoir la lune encore à 20^h30. A cette heure la coupe verticale donne un Ast. de 500 m d'épaisseur. A 23^h, au début de la pluie mesurable on arrive à une épaisseur de 1200 m et à l'heure de la pluie forte entre 8^h et 9^h le matin du 28 on se trouve sous un Ast. de presque 4000 m d'épaisseur.

La température potentielle humide dans l'Ast. (figure 3) varie de 8°,1 à 12°,2. Il est remarquable qu'on retrouve ici presque les mêmes valeurs que celles de la masse chaude qui monte devant le front froid du 26 décembre. Les valeurs correspondantes y étaient 8°,7 et 13°,0. En effet il semble justifié de considérer l'air chaud du 26 décembre et le secteur chaud du cyclone secondaire du 28 décembre comme des langues d'une même masse assez homogène, dite «air tropical».

L'histoire antérieure de l'air de 12°,2 de température potentielle humide dans l'Ast. a pu être par exemple: Départ du niveau de la mer à la pression 1020 mb et la température 16°, qui est celle de la mer un peu au nord des Açores. Montée adiabatique sèche jusqu'au niveau de la condensation à 600 m (pression 950 mb) où la température s'est abaissée à 10°. Ici la température potentielle humide d'après notre définition (voir la page 6) est de 12°,2, et l'air garde cette valeur de la température potentielle humide pendant la montée suivante.

L'air de 8°,1 température potentielle humide dans l'Ast. doit provenir d'une partie du courant tropical qui a subi un refroidissement non adiabatique sur le trajet Açores-Belgique. Supposons par exemple un tel refroidissement jusqu'à 9°,5 pendant le parcours horizontal vers la Belgique. Puis une montée adiabatique sèche depuis le sol (à la pression de 1010 mb) jusqu'au niveau de condensation à 200 m. Au moment de la saturation la pression est alors 986 mb et la température 7°,5 ce qui donne 8,1 comme valeur de la température potentielle humide.

Nous avons maintenant considéré des échantillons d'air dont les températures potentielles humides sont des extrêmes pour tout l'Ast. Or, nous concluons qu'on peut trouver un origine plausible près du niveau de la mer sur l'Atlantique pour tout l'air qui se trouve dans l'Ast. au dessus d'Uccle.

Les valeurs de la température potentielle humide dans la masse d'Ast. augmentent avec l'altitude (figure 3) ce qui assure la stabilité interne du nuage. Seulement au sondage 30 à l'altitude 4000 m on trouve un peu d'instabilité. Cette instabilité, qui est

localisée dans une bosse de l'Ast. donne l'impulsion nécessaire pour les protubérances cirriformes. Ces protubérances se détachent vraisemblablement du corps d'Ast. pour apparaître devant son bord antérieur comme le Ci prédépressionnaire.

Pour trouver le mouvement interne dans l'Ast. nous allons nous servir des isentropes de la figure 3, mais en même temps nous aurons une aide précieuse dans la topographie des surfaces qui coïncident avec la base de l'Ast., c'est à dire dans la figure 10. Nous négligeons pour le moment l'évolution dans le temps de la structure du cyclone occlus, évolution qui était d'ailleurs dans notre cas peu rapide. Nous supposons alors que tout le cyclone occlus se transporte par simple translation de l'ouest à l'est à l'allure de 50 km/heure. Nous allons construire les lignes de flux de l'air chaud par rapport à un système de coordonnées qui suit le mouvement du cyclone. Ce problème est possible pour la pellicule d'air chaud en contact avec les surfaces du front froid et du front chaud. L'équation de continuité exige que les lignes de flux dans cette pellicule soient partout tangentes à la pellicule même. D'autre part la conservation de la structure thermique du cyclone exige la coïncidence des lignes de flux avec les surfaces isentropes. Or, les lignes de flux de la pellicule en question sont déterminées comme les lignes d'intersection des surfaces de front froid et de front chaud avec les surfaces isentropes. La figure 13 représente le résultat de cette construction. Cette figure contient deux systèmes de

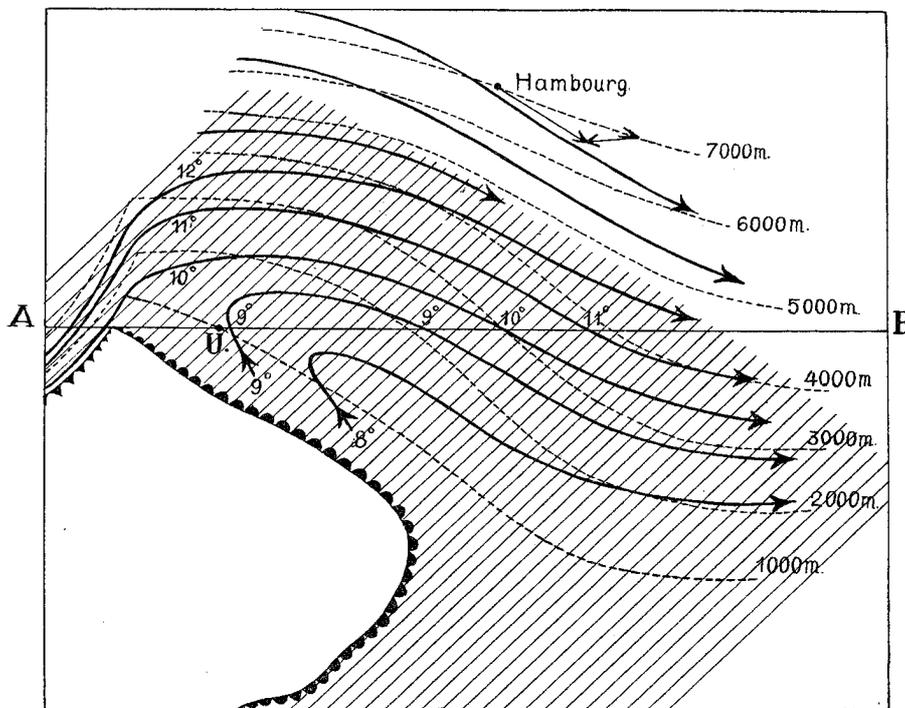


Figure 13. Mouvement hypothétique à la base de l'Ast par rapport au cyclone mobile. La hachure indique l'étendue de la nappe d'Ast.

courbes, l'un est celui des lignes d'égale niveau de la surface du front polaire, copié de la figure 10, l'autre système représente les lignes de flux cherchées de l'air chaud sur cette surface.

On est arrivé aux lignes de flux comme suit. On marque les valeurs connues de la température potentielle humide à la base de l'Ast. le long de la ligne AB. Commencant à droite on trouve la valeur 11° à 3800 m, 10° à 3000 m, 9° à 2200 m. Après un minimum les valeurs augmentent de nouveau pour donner 9° à 1050 m. En montant la surface abrupte du front froid on trouve la valeur 10° à 950 m, 11° à 2300 m et 12°

à 2500 m. Il n'y a qu'une seule façon plausible de relier ces valeurs par des isentropes qui seront en même temps des lignes de flux. Prenons à titre d'exemple la ligne de flux de 11° température potentielle. Elle passe vers le nord à 2300 m d'altitude sur la surface du front froid et revient de NW à 3800 m sur la surface du front chaud. Entre ces deux points connus la ligne de flux monte comme une chaussée de montagne pour vaincre tout doucement les 1500 m d'altitude relative. Dans la projection horizontale la ligne de flux s'adapte alors à la configuration de l'amphithéâtre dans lequel l'air chaud est contenu. Les autres lignes de flux imitent la forme de celle de 11° température potentielle.

Nous avons aussi introduit sur la figure 13 le vent actuellement observé avec le ballon pilote d'Hambourg. Pour l'utiliser en traçant les lignes de flux relatives il faut encore retrancher vectoriellement la vitesse de propagation du cyclone. Le vecteur résultant nous sert pour étendre notre système de lignes de flux relatives jusque dans la région sans Ast. On y trouve des lignes de flux qui descendent la pente de la surface, tandis que les lignes de flux dans l'Ast. montent sur la même surface. En effet le bord de la nappe d'Ast. doit se placer entre la région où les lignes de flux montent et la région où elles descendent.

Nous ne connaissons pas encore les lignes de flux dans l'intérieur de l'Ast. mais elles ne peuvent pas être très différentes des lignes de flux de sa base. Tout l'Ast. coule alors dans un courant de courbure *anticyclonique* vers le NE devant le front froid et vers le SE au dessus de la partie supérieure de la surface du front chaud. Au premier abord il est étonnant de trouver un courant de courbure anticyclonique en plein cyclone, mais néanmoins ce courant est une nécessité dynamique.

Figurons nous pour un moment que tout le courant du secteur chaud soit rectiligne ouest-est. L'air de ce courant, qui se meut bien entendu plus vite que le cyclone même, aurait alors à descendre dans la vallée du secteur chaud et ensuite à monter depuis le sol jusqu'à la crête de la montagne froide qui précède le cyclone. La stabilité verticale de l'atmosphère entière s'oppose à des tel grands déplacements verticaux de vastes masses d'air. L'air du secteur chaud se trouve alors contraint de choisir le chemin économique dit «chaussée de montagne», qui monte doucement d'abord vers le NE sur la surface du front froid, puis vers le SE sur la surface du front chaud, contournant ainsi la vallée du secteur chaud par une boucle vers le nord et contournant également la montagne froide par une excursion vers le sud.¹⁾

Le principe du «chemin économique» change dans les cas rares où le secteur chaud est instable, son gradient de température excédant l'adiabatique humide. L'air chaud chercherait alors les pentes les plus abruptes pour grimper vers le haut. En partant de la direction générale d'ouest il tournerait vers le NE pour monter la surface du front chaud suivant sa plus grande inclinaison et aussi pour atteindre les plus hautes parties de la montagne d'air polaire. Au lieu du courant anticyclonique dans l'Ast. on aurait alors un courant cyclonique. Dans ces cas on a bien entendu aussi des grandes manifestations d'énergie cinétique grâce au déclenchement de l'énergie d'un système instable.

On connaît sous nos latitudes un certain nombre de cyclones de ce genre. Ils débentent comme des cyclones de front polaire normaux, mais se développent tout à coup d'une manière presque explosive en un tourbillon circulaire de grande intensité. M. Refs-

¹⁾ E. Palmén a déjà déduit ces mêmes sinuosités du courant chaud en altitude au dessus d'une série de cyclones. Voir son mémoire: «Über die Horizontalströmungen in der Umgebung von beweglichen atmosphärischen Fronten» Societas Scientiarum Fennica Comm. Phys.-Math. IV. 20. 1928 p. 19. C. K. M. Douglas a également décrit le courant anticyclonique dans l'Ast. et dans les Ci au dessus de plusieurs cyclones à secteur chaud. Voir par exemple son mémoire: «Some aspects of Surfaces of Discontinuity» Quarterly Journal, Vol. LV, No. 230, Avril 1929, p. 132.

dal a pu constater dans quelques-uns de ces cyclones un gradient superadiabatique pour l'air humide dans le courant chaud qui alimentait le cyclone.¹⁾

M. Bergeron, qui a aussi examiné les effets d'instabilité humide dans les cyclones, vient de trouver des indices qui classent les cyclones tropicaux parmi les cyclones «explosifs» susdits.

Après cette digression retournons à notre cyclone à *air chaud stable*. Il nous reste seulement à mentionner la structure de l'air de sa traîne.

5. *Le coin froid agressif.*

Le sondage 31 — le seul qui ait traversé le coin froid de la traîne — révèle une structure de celui-ci pareille à celle que nous trouvons pour le coin froid agressif du 26 décembre. On trouve une inversion de subsidence à 1620 m au dessus de laquelle l'air est très stable. Sous l'inversion de subsidence on constate une couche brassée avec un gradient de température assez grand, au maximum 0,91. Plus bas il y a une grande stabilité, ce qui s'explique par des restes d'air froid qui appartiennent à la rigueur à l'autre côté du front occlus, mais qui adhèrent encore au sol.

CHAPITRE III.

Les perturbations de la tropopause.

1. *La structure des perturbations de la tropopause.*

Un seul coup d'oeil sur les isothermes de la partie supérieure de la coupe verticale (figure 2) suffit pour montrer qu'il y a des perturbations importantes au niveau de la tropopause. La tropopause elle-même oscille entre 9400 m et 12 700 m d'altitude, et la température observée à la tropopause varie de -51° à -71° . Dans beaucoup d'endroits la tropopause a la netteté d'une surface de discontinuité idéale, mais en d'autres points on hésite où l'on doit la tracer, tellement la température change graduellement de la troposphère à la stratosphère. Selon le principe qu'on emploie en traçant la tropopause on peut arriver à des analyses très différentes dans les détails. Avant d'aborder cette analyse des observations actuelles, nous allons chercher un principe rationnel pour définir la position de la tropopause dans les cas douteux.

On peut tout de suite voir que les grandes et assez rapides variations de température observées à la tropopause ne s'expliquent pas par le gain et la perte de chaleur d'une même masse qui reste sur place. Il faut évidemment chercher la cause des variations locales de la température dans le déplacement de l'air soit horizontal soit vertical. Dans la première approximation nous pouvons supposer des processus purement adiabatiques pendant le déplacement, les effets de rayonnement interviennent seulement comme des petites corrections. En outre puisqu'il n'y a nulle part de grandes masses saturées près de la tropopause nous avons seulement à considérer un processus adiabatique sec.

Pour déduire les variations locales de température dues au déplacement de l'air, il faut connaître le champ de température à trois dimensions. Or, nos observations ne fournissent qu'une coupe verticale ouest-est à travers de ce champ de température. A défaut de mieux nous allons nous servir des résultats de l'aérologie statistique pour pouvoir travailler quand même en trois dimensions. L'aérologie statistique a établi la coupe verticale nord-sud à travers de l'atmosphère moyenne depuis le pôle jusqu'à l'équateur. Si nous acceptons cette coupe nord-sud comme étant valable aussi dans notre cas spécial, nous pouvons poursuivre notre analyse des perturbations de la tropopause. Nous nous basons sur la compilation de données aérologiques par Sir Napier

¹⁾ A. Refsdal: «Der Feuchtblabile Niederschlag» Geofysiske Publikasjoner Vol. V No. 12.

Shaw publiée dans son traité: *Manual of Meteorology*, Vol II en particulier sur la coupe verticale nord-sud de l'atmosphère de l'hémisphère hivernal.¹⁾

La situation que nous examinons s'écarte cependant systématiquement de la «situation moyenne» en ce que la haute troposphère comporte partout de l'air tropical. On le voit par exemple par la position relativement élevée de la tropopause qui est dans notre cas à une altitude moyenne d'environ 10 500 m, tandis que les moyennes totales pour l'hiver d'après Shaw donnent 9900 m à la latitude 50°. Pour arriver à une coupe atmosphérique nord-sud qui représente la situation moyenne par régime d'air tropical nous avons modifié un peu le diagramme de Shaw (voir figure 14). A la latitude 50° nous

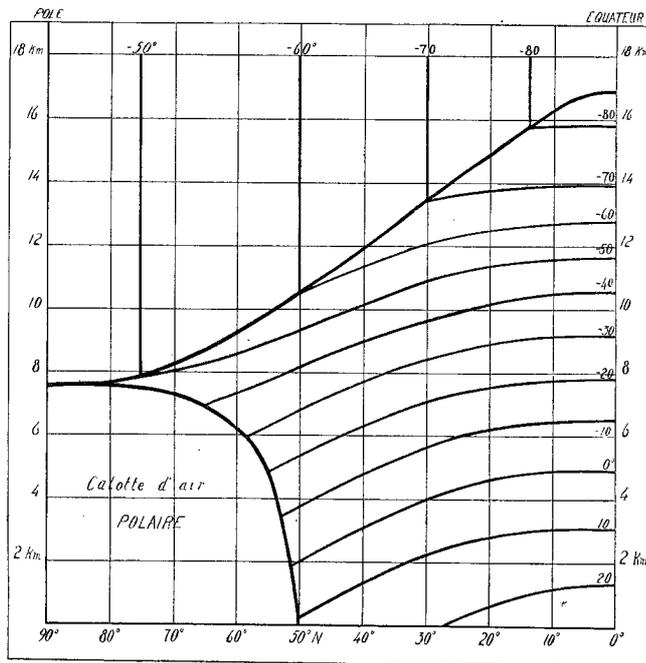


Figure 14. Coupe verticale Equateur—Pôle des surfaces isothermes.

avons mis la tropopause à 10 500 m et la température de la stratosphère à -60° au lieu de -56° . Dans la région équatoriale nous n'avons rien changé, car là bas il y a toujours un régime tropical qui n'est guère directement influencé par les passages de cyclones et anticyclones de la zone tempérée. Pour terminer le régime tropical vers le nord nous avons introduit une calotte d'air polaire qui occupe au sol la région depuis 50° N. La forme et l'étendu de ce corps d'air est bien entendu très variable dans le temps, avec le passage de cyclones du front polaire. Nous avons supprimé les isothermes dans l'intérieur de la calotte polaire qui sont peu connues et qui ne nous intéressent pas dans la discussion des perturbations de la tropopause.

La coupe nord-sud de l'atmosphère par régime d'air tropical que nous venons de déduire peut présenter beaucoup d'inexactitude dans les détails, mais pour notre application les grandes lignes suffisent. On peut les résumer ainsi: La tropopause se trouve à l'équateur vers 17 km et au pôle à environ 8 km d'altitude. A la latitude 50° N, elle a une inclinaison méridionale d'environ $1/800$. Les surfaces isothermes de la haute troposphère descendent aussi vers le pôle avec une pente d'environ $1/1300$ à la latitude 50° , tandis que les isothermes de la stratosphère sont partout pratiquement verticales.

La figure 15 donne la distribution de la température potentielle sèche dans la même coupe verticale. Elle nous servira de base pour l'étude des perturbations de la tropopause.

Les perturbations qui se superposent sur la tropopause non perturbée doivent avoir le caractère de vagues qui se propagent dans le milieu atmosphérique en même temps qu'elles sont emportées par les grands courants d'ouest qui règnent dans le niveau de la tropopause. Leur déplacement par rapport à la terre doit être en général *vers l'est*, mais il peut y avoir quelques exceptions rares, qui ne concernent pas d'ailleurs la discussion de notre cas. On ne sait pas a priori quelle sera l'orientation du plan orbital dans lequel se meuvent les particules qui constituent les vagues. On sait que dans la houle de la mer le plan orbital est vertical, mais dans cette houle de la tropopause les dimensions

¹⁾ La coupe méridienne établit par Ramanathan (*Discussion of Results of Sounding Balloon Ascents at Agra. Memoirs of the Indian Meteorological Department, Vol. XXV, Part V.*) apporterait quelques modifications, d'ailleurs sans grande importance, aux figures 14 et 15.

et la période des vagues sont beaucoup plus grandes de sorte que la force déviatrice de la rotation de la terre intervient fortement. Par analogie avec les vagues de la surface du front polaire on peut alors s'attendre plutôt à un plan orbital quasi-horizontale. Nous allons essayer les deux cas types, plan orbital vertical ou horizontal, pour voir laquelle s'accorde le mieux avec les observations.

(1). *Plan orbital vertical.* Le mouvement des particules est alors contenu dans des plans verticaux ouest-est. La position des isentropes non-perturbées dans un tel plan à la latitude 50° N se trouvent dans la marge gauche de la figure 16. L'entropie y augmente avec l'altitude, lentement dans la troposphère et rapidement dans la stratosphère. Avec les conditions stipulées plus haut la tropopause y coïncide avec l'isentrope 45°. La figure même montre l'effet qu'auraient les vagues à orbites verticales sur cette distribution de l'entropie. Sur les lignes verticales à travers les points d'inflexion les particules se trouvent à leurs niveaux d'équilibre, et l'altitude de toutes

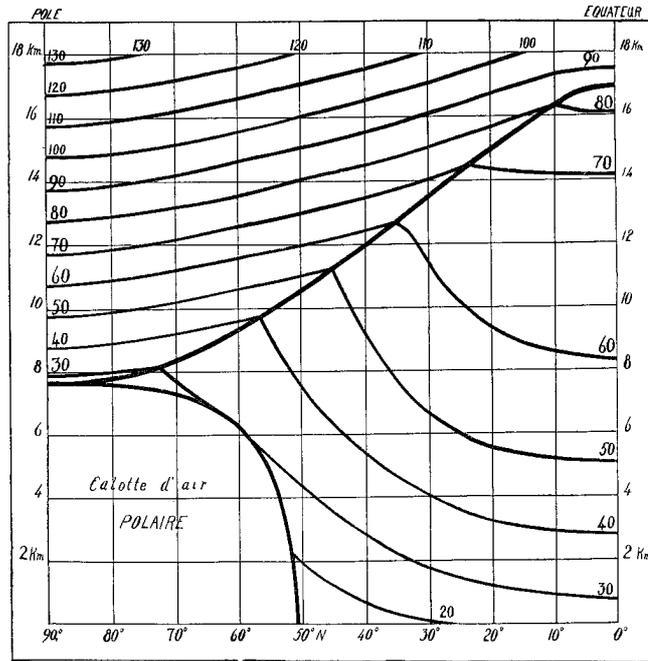


Figure 15. Coupe verticale Equateur-Pôle des surfaces isentropes.

les isentropes y est celle de l'état non perturbé. Dans les régions de crêtes les particules sont montées au dessus de leurs positions d'équilibre et les isentropes sont soulevées autant que les particules. Analoguement dans la région des thalwegs les isentropes ainsi que les particules sont abaissées sous leur position d'équilibre.

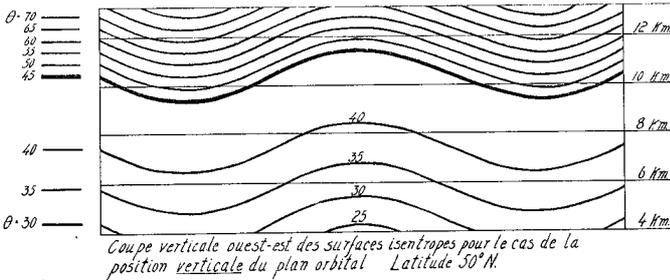


Fig. 16.

(2). *Plan orbital horizontal.* Le mouvement des particules est alors contenu dans des plans horizontaux qui coupent la tropopause inclinée le long de lignes ouest-est. La position non perturbée des isentropes dans un tel plan horizontal à 10 500 m d'altitude est insérée dans la marge gauche de la figure 17. La ligne d'intersection de ce plan avec la tropopause coïncide avec l'isentrope 45°. Vers le sud, c'est à dire dans la troposphère, il y a une augmentation de la température potentielle. Vers le nord, c'est à dire dans la stratosphère, il y a aussi augmentation de la température potentielle. Les plus basses températures du plan horizontal en question se trouvent par conséquent a la tropopause même.

La figure même montre l'effet qu'auraient des vagues à orbites horizontales sur cet état non perturbé. La tropopause vallonnée coupe alors notre plan horizontal le long d'un, «front sinusoïdal» et les isentropes des deux cotés deviennent des sinusoides conformes à ce front.

Il est facile maintenant de construire une coupe verticale ouest-est à travers de ce système de vagues à orbites horizontales. La figure 18 en donne le résultat. Chaque excursion de l'air vers le nord correspond à une crête dans la position de la tropopause et chaque excursion vers le sud à un thalweg. Pour ce qui concerne la troposphère chaque

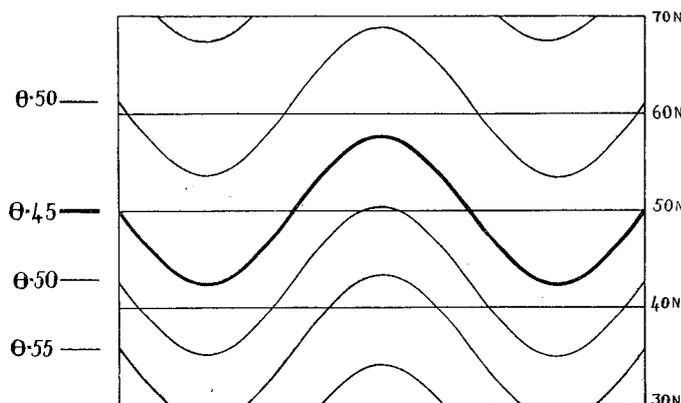


Figure 17. Coupe horizontale des surfaces isentropes pour le cas d'oscillation horizontale des particules.

excursion vers le nord apporte de l'air d'une température potentielle élevée et chaque excursion vers le sud apporte de l'air d'une température potentielle basse. C'est pourquoi les isentropes de la troposphère ont leurs crêtes sous les thalwegs de la tropopause et leurs thalwegs sous les crêtes de la tropopause.

Dans la stratosphère par contre chaque excursion vers le nord apporte de l'air potentiellement froid et chaque excursion vers le sud apporte de l'air potentiellement chaud. C'est pourquoi les isentropes de la stratosphère ont leurs crêtes au dessus des crêtes de la tropopause et leurs thalwegs au dessus des thalwegs de celle-ci.

Pour trouver laquelle des deux possibilités, orbites verticales ou orbites horizontales, s'accorde le mieux avec la réalité, il suffit de regarder dans la coupe verticale des observations actuelles (figure 3) les isentropes de la moitié supérieure de la troposphère. Celles-ci ressemblent incontestablement aux isentropes de la figure théorique 18 déduites de la supposition du mouvement orbital horizontal. Les isentropes de la coupe verticale ont partout leurs crêtes sous les thalwegs de la tropopause et leurs thalwegs sous les crêtes de celle-ci. Ce système d'isentropes vallonnées continue 4 ou 5 km en dessous de la tropopause pour se perdre enfin vers le bas où le «front polaire» domine la distribution de la température potentielle.

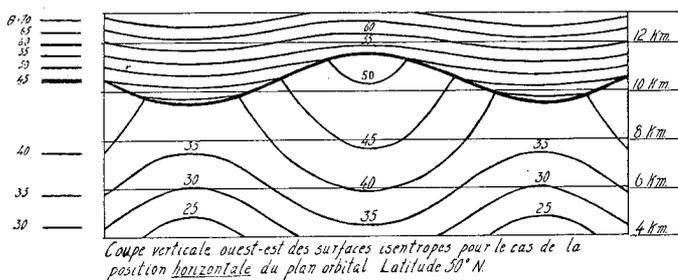


Figure 18.

On peut résumer le résultat ainsi: Une région où il y a une crête de la tropopause représente des conditions plus tropicales que celles qui sont normales pour la latitude, et identiquement une région où il y a un thalweg de la tropopause représente des conditions plus polaires que celles qui sont normales pour la latitude. L'établissement de l'écart des conditions normales est principalement une question de transports horizontaux dans le sens méridional.

Ce résultat n'est pas nouveau. *Schedler*¹⁾ est arrivé au même résultat par un traitement statistique des sondages aux jours internationaux, et le traité d'*Exner*²⁾ adhère aussi à la même explication. Il est tout de même intéressant qu'on peut vérifier si bien le résultat statistique par l'analyse d'un seul cas individuel.

*Palmén*³⁾ a montré que l'air au niveau de la tropopause ne peut pas toujours adhérer si strictement au mouvement horizontal comme nous venons de le constater

¹⁾ Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band IX. Heft 4.

²⁾ «Dynamische Meteorologie» zweite Auflage. Vienne 1925.

³⁾ Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Band XVII, Heft 2.

les 26—28 Décembre 1928. Cette situation comportait en effet aucun cyclone très fort près de la Belgique, et les perturbations de la tropopause restaient par conséquent aussi modérées. Dans les cyclones profonds des latitudes tempérées la tropopause se trouve parfois aussi bas que 5 km au dessus du sol.¹⁾ Une position si basse de la tropopause ne peut pas s'expliquer seulement par un déplacement horizontal de celle-ci, car même au pôle la tropopause se trouve plus haut que 5 km. Au dessus de cyclones profonds la tropopause forme alors une sorte d'entonnoir créée par une descente forcée de la haute atmosphère.

En passant maintenant aux isothermes nous pouvons déduire encore quelques propriétés des vagues de la tropopause à plan orbital horizontal. En haut sur la figure 19 on trouve les isothermes théoriques qui correspondent aux isentropes théoriques de la figure 18. En supposant une diminution des amplitudes des particules à mesure qu'on s'éloigne de la tropopause, on arrive aux isothermes au milieu de la figure 19. Les isothermes sinusoidales de la troposphère s'aplatissent progressivement vers le bas, et les isothermes de la stratosphère indiquent des minima et maxima dont l'intensité diminue vers le haut. Ceci s'accorde bien avec la réalité, ce qu'on peut contrôler en considérant la distribution de température dans la stratosphère révélée par les sondages. Il est surtout caractéristique que les températures basses aux crêtes se restreignent à des petits «capuchons» au dessus desquels il y a de l'air moins froid.

Mais ces «capuchons» d'air froid ne chevauchent pas la crête d'une façon symétrique. La cause en est probablement la suivante. Dans la stratosphère le vent d'ouest diminue inévitablement avec l'altitude, étant donné le sens du gradient thermique méridional dans cette partie de l'atmosphère.

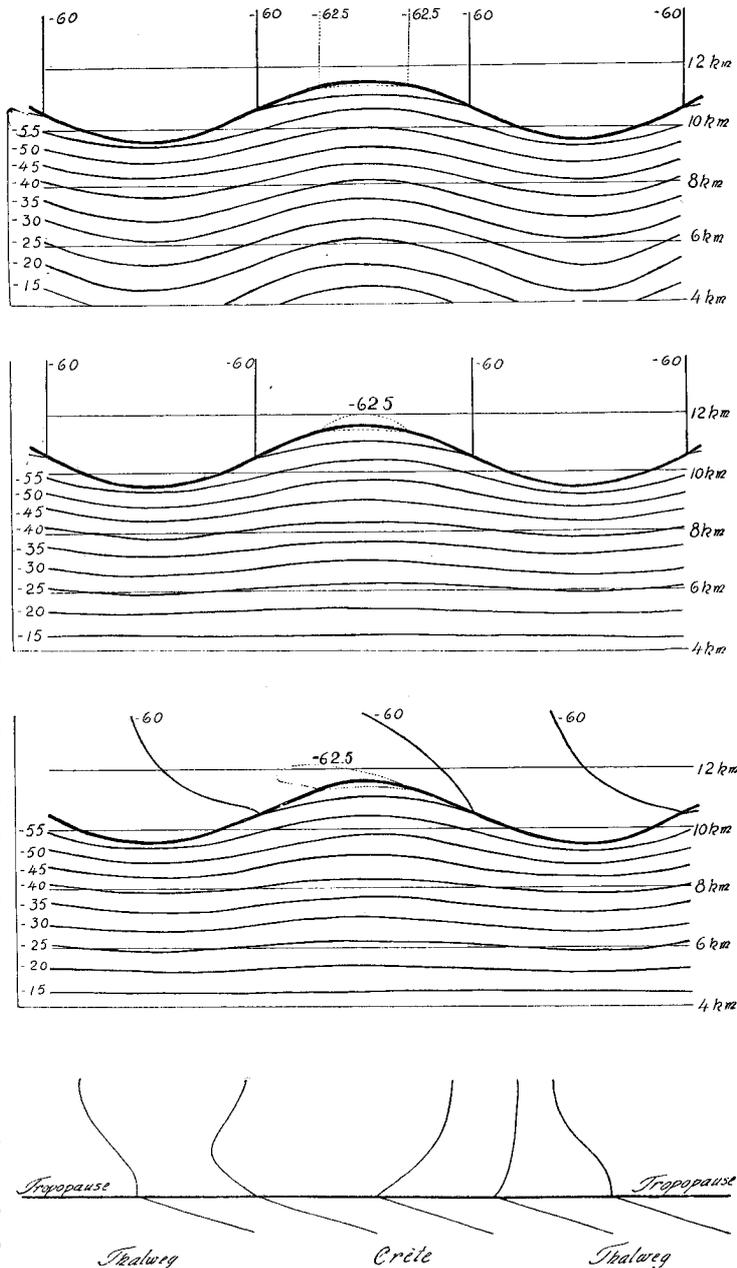


Figure 19. Déduction de la structure thermique des vagues de la tropopause.

¹⁾ M. Palmén réfère au sondage à Sealand le 15 Avril 1925.

Alors à partir d'un certain niveau l'air de la stratosphère se meut moins vite vers l'est que les perturbations de la tropopause. Il en résulte un transport relatif de la stratosphère vers l'ouest par rapport aux perturbations mobiles de la tropopause. Les isothermes de la stratosphère se déforment alors dans le sens indiqué en bas sur la figure 19.

Le champ de température ainsi déduit pour la stratosphère ressemble déjà très bien au champ réel de température dans la coupe verticale (figure 2). On voit par exemple les masses froides au dessus de la crête du sondage 22 s'étendre loin vers l'ouest au dessus de la vallée voisine. Aussi la crête au bord est de la coupe laisse trainer les masses froides vers l'ouest. La petite crête au sondage 18 ne montre pas cette structure. Son effet sur la stratosphère ne s'étend probablement pas jusqu'au niveau où celle-ci se meut moins vite vers l'est que les perturbations de la tropopause.

Nous ajoutons en bas sur la figure 19 les types de courbes de sondages théoriques qu'on aurait en traversant la tropopause vallonnée soit dans un thalweg soit sur la crête, soit dans des positions intermédiaires. C'est seulement sur la crête et son versant oriental qu'on peut s'attendre à une véritable inversion de température à la tropopause, dans le thalweg on trouve en général une isothermie suivie d'une nouvelle baisse graduelle et au versant occidental d'une crête on ne trouve qu'un ralentissement de la baisse de température en traversant la tropopause. C'est surtout ce dernier cas, celui du versant ouest d'une grande crête, qui donne une tropopause mal définie. Au premier abord on placerait facilement la tropopause là où sont les plus basses températures tandis que la vraie tropopause qui se trouve plus bas passe pour un incident insignifiant dans la troposphère supérieure. Mais pour arriver à un système cohérent il faut admettre le ralentissement dans la décroissance verticale de la température comme étant le signe de la vraie tropopause.

Une fois le principe de la figure 19 adopté comme hypothèse de travail, on arrive sans ambiguïté au tracé de la tropopause qui est donné dans la coupe verticale aérologique. On décèle alors une série de crêtes et vallées bien définies, mais cette série de perturbations n'a pas la régularité de vagues idéales. On ne peut pas par exemple constater une longueur d'onde constante.

2. *La vitesse de propagation des perturbations de la tropopause.* Evidemment nos observations en un seul point ne permettent pas de déterminer la vitesse de propagation des vagues de la tropopause. Pourtant nous pouvons nous laisser guider par les résultats de Schedler¹⁾ qui montre nettement l'existence d'une ondulation de la tropopause liée aux perturbations inférieures. Il existe alors des vagues de la tropopause dont la vitesse est égale à la vitesse de propagation des perturbations du front polaire, c'est à dire dans notre cas environ 50 km par heure. Mais d'autre part il ne faut pas oublier que la statistique de Schedler supprime inévitablement toutes les vagues de la tropopause dont la vitesse de propagation diffère sensiblement de la vitesse des perturbations inférieures. Par conséquent il ne faut pas nier la possibilité de l'existence de «vagues libres» de la tropopause, peut-être assez éphémères, avec une vitesse de propagation tout différente de celle des perturbations inférieures.

Considérons aussi ce que dit la théorie mathématique sur la propagation des vagues atmosphériques.

Quand il s'agit de vagues dans la surface de séparation entre deux milieux incompressibles de densités différentes, la vitesse de propagation se compose de deux termes additifs. L'un de ces termes, qu'on peut appeler le terme convectif, est approximativement égal à la moyenne algébrique des vitesses des deux courants dans leur état non per-

¹⁾ l. c.

turbé. Ceci pour le cas d'un contraste de densité petite par rapport aux densités mêmes, ce qui est toujours vrai dans l'atmosphère. L'autre terme, qu'on peut appeler le terme dynamique, dépend surtout de la différence de densité des deux milieux. Pourvu que la période de l'ondulation ne dépasse pas le demi jour-pendule le terme dynamique a deux valeurs de grandeur égale mais des signes opposés, car les vagues se propagent aussi bien dans l'un sens que dans l'autre.

M. Solberg¹⁾ a réussi à généraliser ces résultats pour l'air compressible. Les calculs dans ce cas se compliquent énormément, et il faut avoir recours à des intégrations numériques pour arriver à la vitesse de propagation des vagues. Pourtant on peut toujours discerner une partie convective et une partie dynamique de cette vitesse. La partie convective n'est pas beaucoup modifiée par les conditions généralisées, c'est à dire elle reste à peu près égale à la moyenne algébrique des vitesses des deux courants. Mais la partie dynamique se modifie de façon qu'elle peut adopter un *sens unique*.

Cette propagation à direction unique résulte quand la période d'oscillation dépasse le demi jour-pendule, ce qui est toujours le cas par exemple avec les cyclones en vagues et probablement aussi avec les vagues de la tropopause. Nous pouvons définir ce sens unique de la propagation dynamique comme suit: Une vague sans propagation convective se propage dynamiquement dans un sens tel que la masse légère se trouve à droite (hemisphère nord) lorsqu'on regarde dans la direction vers laquelle se meut la vague.

Appliquons maintenant ces règles théoriques sur les vagues de la tropopause. Nous pouvons supposer des vents d'ouest forts au dessous de la tropopause et des vents d'ouest moins forts au dessus. On a alors une propagation convective des vagues de la tropopause vers l'est. D'autre part la propagation dynamique de ces vagues se dirige *vers l'ouest*, car l'air léger se trouve à droite lorsqu'on regarde vers cette direction. La propagation convective et la propagation dynamique sont alors de sens opposés, mais il est probable que la propagation convective domine, ce qui donne une vitesse résultante des vagues vers l'est. Grâce à la propagation dynamique cette vitesse est plus petite que la moyenne des vitesses de l'air au dessus et au dessous de la tropopause.

Les vagues du front polaire ont une propagation dynamique vers l'est de sorte que leur vitesse vers l'est est plus grande que la moyenne algébrique des vitesses des courants tropical et polaire.

On voit alors comment il est possible que la plupart des vagues de la tropopause se propagent avec une vitesse égale à celle des vagues du front polaire, ce qui était le résultat de la statistique. Les vagues de la tropopause ont une vitesse convective qui est en général beaucoup plus grande que celle des vagues du front polaire, mais la vitesse dynamique se retranche de la vitesse convective pour le cas des vagues de la tropopause tandis qu'elle s'ajoute pour le cas des vagues du front polaire.

Une vérification quantitative de l'égalité des vitesses de propagation des vagues de la tropopause et de celles du front polaire sur la base des équations de Solberg n'est pas encore possible. D'une part nos observations en un seul point ne fournissent pas tous les paramètres nécessaires pour les calculs, d'autre part les équations se réfèrent à des vagues d'amplitudes infiniment petites, condition qui n'est pas raisonnablement satisfaite par les vagues des 26—28 décembre 1928. Nous devons nous contenter avec le résultat qualitatif qui comporte des vitesses absolues de propagation de même sens et de même ordre de grandeur pour les vagues de la tropopause et pour celles du front polaire.

Dans ce qui suit nous traiterons toutes les vagues de la tropopause les 26—28 décembre comme si elles étaient liées aux perturbations inférieures dont la vitesse était

¹⁾ H. Solberg: «Das Zyklonenproblem» Proceedings of the third International Congress for Applied Mechanics, Stockholm 1930.

50 km/heure. Pour ce qui concerne les «vagues libres» éventuelles cette supposition est plus ou moins fautive, mais néanmoins l'erreur que nous commettons ne change pas le résultat essentiel de ce qui suivra.

En acceptant la vitesse de propagation supposée nous pouvons déterminer les longueurs d'ondes des vagues. Celles-ci varient dans notre cas de 200 à 900 km, mais il peut y avoir aussi des vagues plus courtes ou plus longues. Les petites se cachent peut-être dans les intervalles entre les sondages successifs, les grandes sont peut-être bien plus longues que toute la zone explorée.

Si l'on suppose partout une inclinaison de la tropopause dans le sens sud-nord d'environ 1/800, la même valeur que nous avons trouvée pour l'état non perturbé, on arrive à la topographie de la tropopause représentée par la figure 20. On voit que les

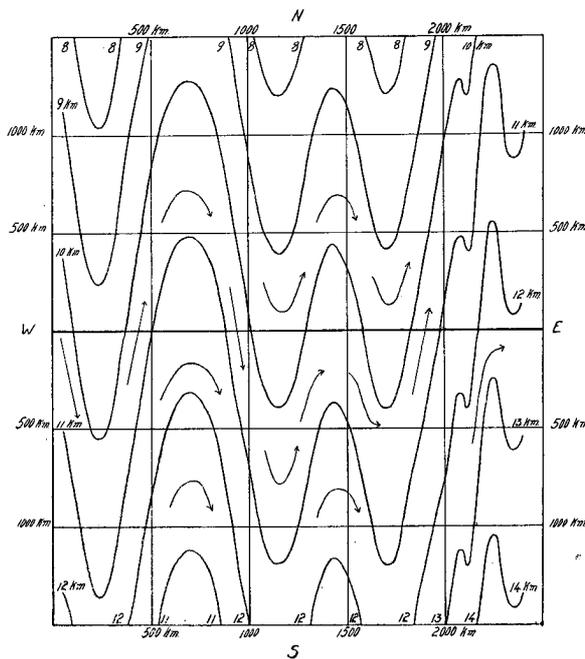


Figure 20. Carte topographique idéalisée de la tropopause.

lignes d'égal niveau forment des courbes ondulées qui font de grandes excursions dans le sens méridional. La figure 20 suppose des amplitudes de vagues qui ne varient pas avec la latitude. Bien entendu en considérant une partie de l'atmosphère suffisamment étendue dans le sens méridional, on verrait une diminution des amplitudes des vagues et vers le pôle et vers l'équateur.

3. Le mouvement des particules d'air à la tropopause.

Ajoutons pour un moment encore la condition que tout le train des vagues se déplace vers l'est tout en conservant son profil. On peut alors déduire le mouvement qui doit être accompli par les particules d'air en contact avec la tropopause. D'une part les particules se meuvent, comme nous venons de le constater, dans des orbites presque horizontales,

d'autre part elles ne peuvent pas s'écarter de la tropopause. Par conséquent elles sont obligés de suivre à peu près les lignes d'égal niveau sur la tropopause. Les courbes de la figure 20 nous donnent alors aussi les lignes de flux approximatives de l'air en contact avec la tropopause, bien entendu par rapport à un système de coordonnées qui se déplace de l'ouest avec la même vitesse que celle des vagues de la tropopause. Le sens du mouvement le long des lignes de flux reste encore douteux, car on ne sait pas à priori si les particules se meuvent plus vite vers l'est que les vagues ou bien le contraire.

Pourtant pour ce qui concerne l'air sous la tropopause il est bien probable que les particules se meuvent plus vite vers l'est que les vagues. La vitesse de cet air est connue par les observations du mouvement du Ci. qui se trouve immédiatement au dessous de la tropopause. Il est bien connu que le Ci. se meut toujours plus vite que la perturbation dont il est le précurseur, c'est à dire aussi plus vite que la vague de la tropopause dont il fait partie. Le sens du mouvement le long des lignes d'égal niveau est alors pour la troposphère toujours celle indiquée sur la figure 20 par les flèches.

D'autre part les particules au dessus de la tropopause se meuvent moins vite vers l'est que les particules au dessous et peut-être aussi moins vite que les vagues de la

tropopause. Par conséquent le sens du mouvement le long des lignes de flux de la figure 20 reste inconnu pour l'air de la stratosphère.

Le fait important qui résulte de la figure idéalisée 20, c'est la grande amplitude nord-sud de l'air à la tropopause dans chaque perturbation de celle-ci. Par exemple dans des vagues dont les amplitudes verticales atteignent 2 km les particules parcourent des orbites horizontales dans lesquelles ils se déplacent environ 1600 km dans le sens nord-sud. Pour ce qui concerne la troposphère ces amplitudes nord-sud se réduisent si le plan orbital est un peu inclinée de façon que les particules montent en allant vers le pôle et redescendent en retournant vers l'équateur. Néanmoins il reste sans doute une très grande mobilité nord-sud.

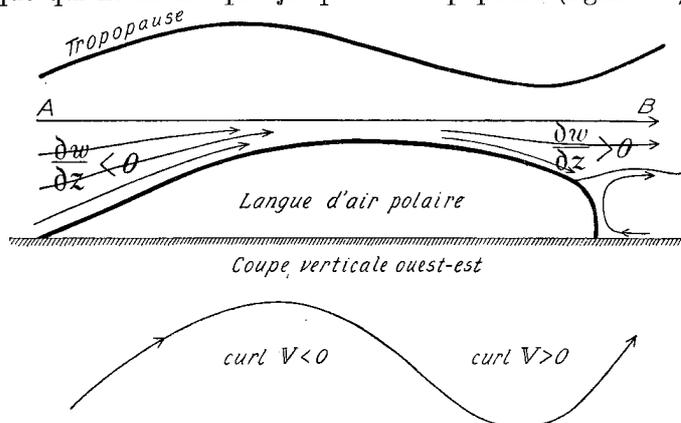
Ce résultat est en bonne concordance avec l'expérience générale sur la distribution des Ci. autour des dépressions. Sans doute les Ci. naissent au dessus des corps continus d'Ast., mais on les observe néanmoins comme des émissaires bien en dehors de ces régions. Grâce à la grande vitesse d'ouest dans la troposphère supérieure les émissaires cirreux se montrent de préférence comme des précurseurs à l'est des perturbations. Mais ils se dispersent en même temps sur une vaste étendue dans le sens nord-sud. Surtout au sud des trajectoires des perturbations on observe les Ci. à grande distance de leur lieu de naissance. Il est alors bien probable que les Ci. individuels, qui accompagnent les perturbations ordinaires sur leur marche d'ouest à l'est, oscillent 1000 km ou même 2000 km dans le sens nord-sud.

4. Le mécanisme qui lie les perturbations de la tropopause à celles du front polaire.

La théorie complète de la liaison dynamique entre les perturbations du front polaire et celles de la tropopause est trop difficile pour la mathématique d'aujourd'hui. Nous essayerons quand même ici une petite discussion qualitative du problème qui ne prétend pas d'être une solution complète.

Nous prenons notre point de départ dans les perturbations du front polaire. Considérons un front chaud schématique qui ne monte pas jusqu'à la tropopause (figure 21).

Les lignes de flux de l'air chaud par rapport au front mobile montent sur la surface du front chaud avec l'inclinaison de celle-ci. Au niveau de la surface supérieure et presque horizontale de l'Ast., qui était dans notre cas vers 4500 m, la composante verticale de l'air est nécessairement plus petite qu'à base de l'Ast. C'est pourquoi nous pouvons supposer une ligne de flux AB pratiquement horizontale à mi-chemin entre le sol et la tropopause.



Ligne de flux dans la troposphère supérieure en projection horizontale

Figure 21. La liaison entre les perturbations du front polaire et celles de la tropopause.

Appliquons maintenant l'équation de continuité à l'air chaud sous la ligne AB. On y trouve

$$\frac{dw}{\partial z} < 0,$$

ce qui implique aussi

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} > 0$$

Cette divergence horizontale crée d'après le théorème de circulation une rotation anticyclonique autour de l'axe vertical:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - 2 \Omega_z \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right).$$

Si l'air entre dans l'Ast. avec la rotation zéro il y acquiert tout de suite une rotation anticyclonique. Nous arrivons alors aussi par cette voie au courant anticyclonique dans l'Ast., dont nous avons montré la nécessité en examinant le secteur chaud.

La figure 21 contient à droite aussi un front froid comme celui du 26 déc. Les lignes de flux de l'air chaud y montent devant le coin froid abrupt pour s'étaler vers 3500 m. Au dessus de cet air il y a de l'air chaud sec qui vient de descendre la pente orientale du dôme d'air polaire. Cette descente d'environ 1500 m sur la surface du front froid fait descendre aussi l'air au dessus, mais sans doute la stabilité générale de l'atmosphère tend à réduire la portée verticale de cet effet. En autres mots le w négatif à la surface du front froid diminue numériquement avec l'altitude. On a alors dans l'air chaud qui descend la pente $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$ ce qui implique aussi $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} < 0$.

Cette convergence horizontale crée une rotation cyclonique. Si l'air chaud commence la descente en état de rotation zéro, tout l'air dans la zone de descente aura la rotation cyclonique. Si pourtant l'air commence la descente en état de rotation anticyclonique il passe bien entendu quelque temps avant que la rotation change de signe.

Au niveau de la crête de la montagne d'air polaire il est alors bien probable que les lignes de flux se courbent comme indiqué au pied de la figure 21. Elles ont une rotation anticyclonique au dessus de la pente occidentale de la montagne froide et une rotation cyclonique au dessus de la pente orientale. Le changement de signe de la rotation se trouve à l'est de la dorsale, car l'air arrive à la crête avec la rotation anticyclonique qui n'est pas immédiatement annihilée après la traversée de la crête.

Ce courant sinusoidal s'étend probablement jusqu'à la tropopause. La tropopause, dont les lignes d'égale niveau dans l'état non perturbé coïncident avec les parallèles de latitude, se déforme inévitablement quand il y a un courant sinusoidal en dessous. Dans les parties anticycloniques de celui-ci elle est poussée vers le nord, ce qui provoque une crête de la tropopause. Inversement dans les parties cycloniques du courant sinusoidal la tropopause inclinée est déplacée vers le sud, ce qui crée un thalweg de la tropopause. En autres mots notre déduction qualitative exige une crête de la tropopause à l'ouest en un thalweg à l'est de la crête d'air polaire comme indiqué dans la figure 21.

Ce résultat s'accorde bien avec le résultat statistique de Schedler¹⁾ qui est basée sur un grand nombre de cas. La tropopause se trouve d'après lui à sa position la plus élevée dans la partie antérieure du noyau de baisse de pression au sol, et elle se trouve à sa position la plus basse dans la partie antérieure du noyau de hausse.

Dans la situation de 26—28 déc. on trouve aussi les crêtes et thalwegs de la tropopause connus par la statistique et exigés par la théorie qualitative que nous venons de donner. A l'ouest de la dorsale de haute pression au sol on trouve la crête de la tropopause révélée par les sondages 21 et 22. A l'est de la dorsale on a un thalweg de la tropopause dans la région des sondages 14 et 15. Aussi est il bien probable qu'on aurait trouvé en concordance avec la théorie une grande crête au delà du bord est de la région explorée. Mais on est quand même loin d'avoir expliqué toutes les vagues de la tropopause. Les crêtes des sondages 31, 18 et 3 ainsi que les thalwegs des sondages 28 et 19 tombent

¹⁾ l. c.

en dehors du système théorique. On doit probablement classer ces dernières vagues comme des *vagues libres* dont la longueur d'onde et la vitesse de propagation ne sont pas prescrites par les perturbations inférieures.

CHAPITRE IV.

Les variations de pression.

Il a fallu choisir une échelle verticale 50 fois plus grande que l'échelle horizontale pour rendre bien visible l'inclinaison des isothermes dans la coupe verticale. Même avec cette exagération de l'échelle verticale les surfaces *isobares* s'inclinent tellement peu qu'on ne l'apercevrait pas à l'œil nu. C'est pourquoi nous préférons discuter le champ de pression en altitude indirectement à l'aide de barogrammes à altitudes choisies. On obtient ces barogrammes en combinant les valeurs de pression à altitude donnée fournies par les différents sondages. Un tel barogramme ne se rapporte pas à un point de l'espace absolument fixe puisque les sondages ne suivent pas la verticale au point de lancer. Aussi en calculant la pression à altitude donnée on se sert de l'équation statique pour la colonne d'air verticale tout en employant les valeurs de la température et de la pression observées sur le trajet oblique du sondage. Toutes ces fautes sont inévitables, mais heureusement elles ne sont pas assez grandes pour cacher les grandes lignes dans la variation de pression.

La figure 22 contient de bas en haut: le barogramme au sol (0,098 km dynamiques) et les barogrammes pour les différents niveaux 1, 2, 3 11, 12, 13 km dynamiques. L'échelle de temps est la même partout et l'échelle de pression également. La distance mutuelle des barogrammes dans le sens de l'axe de pression est arbitraire.

Le barogramme au sol montre un minimum de pression au passage du front froid le 26 au soir, puis une hausse de 11 mb jusqu'au sommet de la dorsale le 27 suivie

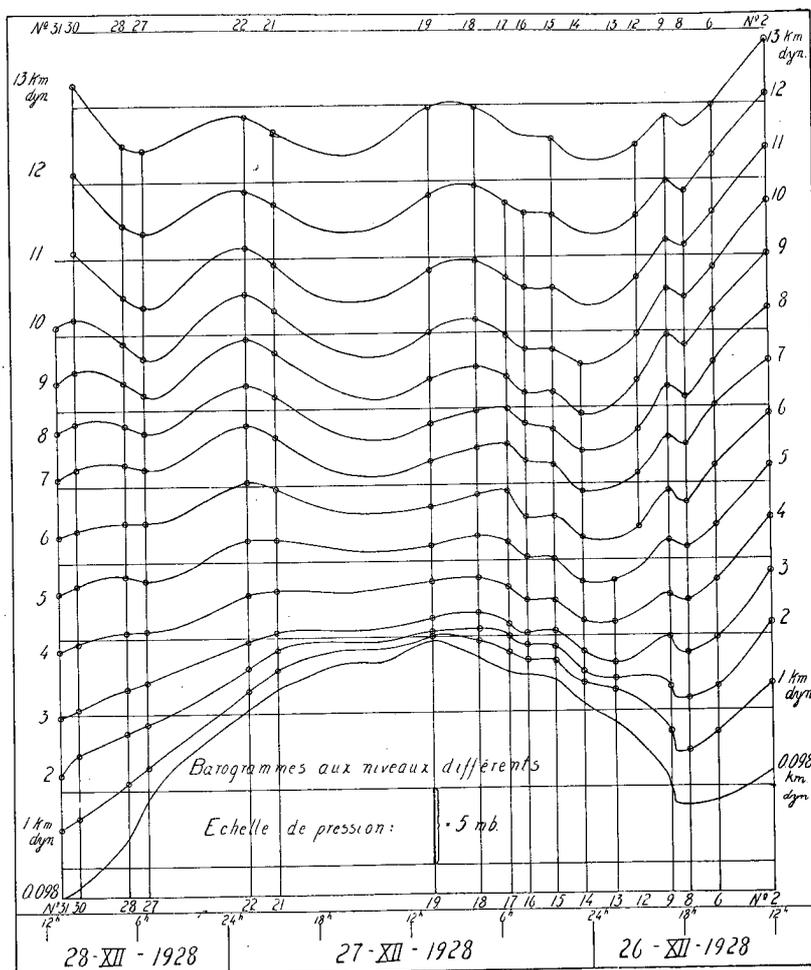


Figure 22.

d'une baisse de 17 mb pendant l'approche du cyclone occlus du 28. Au niveau de 5 km dyn., où culminait la montagne d'air polaire, la dorsale de haute pression est pratiquement disparue. En continuant vers 10 km dyn. on arrive dans un système de crêtes et vallées rapprochées qui n'a rien de pareil avec le barogramme au sol. Mais ce barogramme vallonné à 10 km dyn. s'adapte, comme nous le verrons tout à l'heure, avec beaucoup de fidélité aux perturbations de la tropopause.

Pour faciliter la comparaison de la position des variations de pression avec la position des perturbations de la tropopause, nous avons mis ensemble dans la figure 23 le barogramme à 10 km dyn. et la courbe donnant les variations d'altitude de la tropopause. Les maxima du barogramme coïncident fort bien avec les crêtes de la tropopause, et les minima du barogramme se placent près des vallées. Pour les minima à minuit le 26—27, ainsi qu'au matin le 28, on peut d'ailleurs constater un certain décalage dans le sens que le minimum de pression arrive un peu avant la vallée de la tropopause. Le parallélisme des deux courbes de la figure 23 n'est pas fortuit. W. H. Dines¹⁾ a trouvé sur la base d'un grand nombre de sondages une corrélation de + 0,84 entre l'altitude de la tropopause et la pression à 9 km d'altitude. Les conclusions que nous allons tirer de la figure 23 sont alors implicitement contenus dans les résultats de Dines.

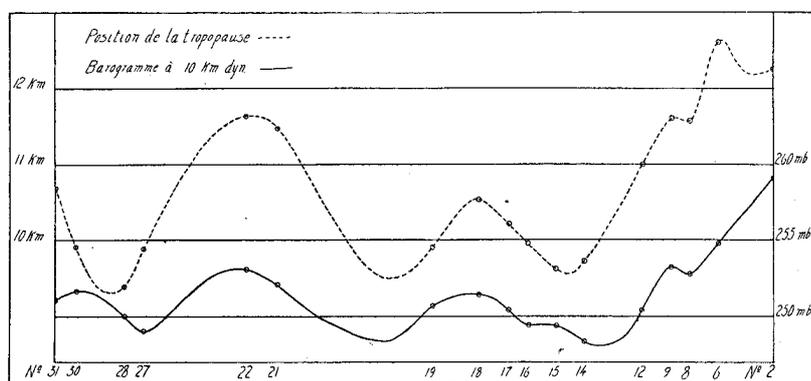


Figure 23.

Les points de chute de nos ballons prouvent que la haute atmosphère était en plein régime d'ouest, c'est à dire qu'il y avait partout une décroissance de pression vers le nord. Chaque maximum au barogramme indique alors le passage de dorsales de haute pression fai-

sant partie de la région de haute pression tropicale, et chaque minimum au barogramme indique le passage d'une dépression en V circulant autour de la grande dépression polaire. En d'autres mots: Chaque crête de la tropopause coïncide avec une dorsale de haute pression et chaque thalweg de la tropopause coïncide à peu près avec une dépression en V.

Pour fixer les idées nous avons construit sur la figure 24 une carte isobarique idéalisée pour le niveau de 10 km dyn. La ligne d'intersection de la tropopause vallonnée avec ce plan horizontal, ou bien le «front de la tropopause», s'étend de l'ouest à l'est tout en ayant des grandes sinuosités. L'air au nord de ce front appartient à la stratosphère, le reste de l'air appartient à la troposphère. Les isothermes qui sont dessinées en pointillé, sont conformes à ce front de la tropopause (voir à titre de comparaison la figure 17). La région près du front de la tropopause est la plus froide, vers le sud ainsi que vers le nord il fait moins froid. Les isobares de côté sud du front, c'est à dire dans la troposphère, sont des sinusoides de même phase que le front sinusoidal mais d'amplitudes plus petites que celles du front. Les isobares au nord du front, c'est à dire dans la stratosphère, sont également des sinusoides de même phase que les autres mais d'amplitudes plus petites encore que celles des isobares de la troposphère. Les isobares qui traversent le front de la tropopause ont des points anguleux analogues à ceux qu'on trouve aux isobares au sol à la traversée des fronts. On retrouve dans la figure 24 le phénomène

¹⁾ Geophysical Memoirs No. 2 et No. 13. Londres.

bien connu de la décroissance subite du gradient de pression au passage de la troposphère à la stratosphère ce qui est un effet de la descente de la tropopause vers le nord. La figure 24 néglige l'asymétrie éventuelle des perturbations qui est sans doute assez prononcée dans beaucoup de cas, mais qui est encore trop peu connue pour être généralisée.

La météorologie à 10 km d'altitude a beaucoup d'aspects qui semblent bizarres au premier abord. Considérons par exemple les variations de température en un point fixe pendant la période quand la tropopause est au dessus de 10 km. La température dans un tel point monte par des vents de NW et elle s'abaisse par des vents de SW. Ceci semble d'être en contradiction avec le fait que la température de la troposphère décroît toujours vers le N. Cependant si l'on regarde la carte idéalisée de la figure 24 on peut constater que des vents de NW parallèles aux isobares traversent en effet les isothermes de leur côté chaud vers leur côté froid. Par conséquent des masses de plus en plus chaudes arrivent au point fixe. Analogiquement les vents de SW traversent les isothermes dans un sens tel qu'ils provoquent une baisse de température au point fixe.

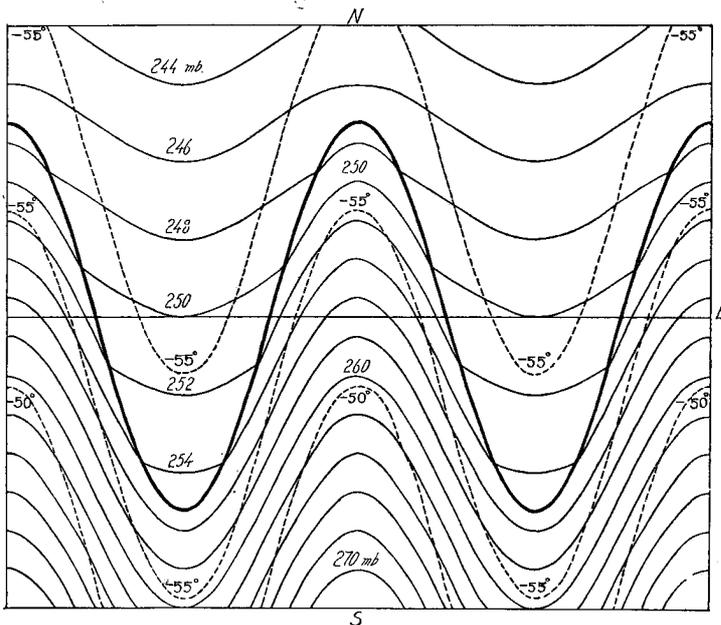


Figure 24. Carte synoptique idéalisée pour le niveau de 10 km. dyn.

Les grandes variations de température au point fixe dans la haute troposphère provoquent nécessairement des variations dans le gradient vertical de la température de l'air en dessous. Il est facile de voir que la moitié supérieure de la troposphère doit avoir son maximum d'instabilité interne sous les thalwegs de la tropopause et le minimum d'instabilité sous les crêtes de la tropopause (voir par exemple la figure 19). Au lieu fixe la phase relativement instable s'introduit par des vents de SW dans la haute troposphère et elle disparaît par des vents de NW. Cette tendance à l'instabilité de l'air tropical dans la moitié supérieure de la troposphère joue un grand rôle dans le mémoire de M. Refsdal. «Der Feuchtlabile Niederschlag.» M. Refsdal cherche à défaut de mieux la cause des grands gradients de température en altitude de l'air tropical de SW dans le refroidissement par rayonnement des couches élevées. D'après notre analyse, on arrive au même phénomène sans aucune hypothèse sur le rayonnement, simplement par la variation advective de la température due aux perturbations de la tropopause. Si l'on accepte cette explication, les grands gradients verticaux de la température dans la moitié supérieure de la troposphère seraient un effet secondaire de chaque cyclone assez grand pour agiter des perturbations de la tropopause.

Une fois créée, la «Feuchtlabilität» peut avoir des conséquences importantes notamment pour les protuberances de l'Ast. dont il était question dans les chapitres I et II. Le cas échéant elle peut aussi donner naissance à des précipitations d'instabilité dans l'air tropical, même des précipitations orageuses si l'instabilité est très accentuée. Ces phénomènes de «Feuchtlabilität» jouent peut-être aussi un certain rôle pour le creuse-

ment des cyclones mais il est encore impossible de vérifier les hypothèses de M. Refsdal sur ce point. Nous nous bornons ici à souligner que la «Feuchtlabilität» de certaines parties élevées du cyclone est un effet naturel de la perturbation de la tropopause, qui est dans son tour probablement un effet secondaire de ce qui se passe dans les vagues du front polaire.

Étudions finalement à l'aide de la figure 22 la portée vers le bas des variations de pression dues aux perturbations de la tropopause. Ces variations de pression sont identiques avec les «primäre Druckwellen»¹⁾ qui ont été si bien étudiées par Ficker. Nous rompons ici avec sa terminologie qui peut prêter à une certaine confusion, en ce que l'adjectif primaire pourrait désigner que les perturbations en question seraient la cause primaire de ce qui se passe dans l'atmosphère. Ficker lui-même n'a d'ailleurs jamais professé cette idée, et par conséquent les résultats suivants de nos observations ne sont pas en contradiction avec les siens.

Théoriquement une variation de pression Δp_{10} à dix kilomètres d'altitude est accompagnée d'une variation de pression Δp_0 au sol donné par la formule

$$\Delta p_0 = \Delta p_{10} \frac{p_0}{p_{10}},$$

pourvu qu'il n'y a pas une variation simultanée de la température moyenne de la colonne d'air en question. En faisant abstraction des variations de température on arrive alors au résultat qu'une variation de pression à 10 km d'altitude est accompagnée d'une variation 4 fois plus grande au sol, p_0 étant environ 4 fois p_{10} .

Un seul coup d'œil sur les barogrammes de la figure 22 suffit pour montrer que l'atmosphère ne réalise pas les conditions de l'équation ci-dessus. On en trouve la cause dans la structure thermique des perturbations de la tropopause (voir figure 24). Chaque augmentation de pression à 10 km est accompagnée d'une augmentation advective de la température de l'air en dessous, et chaque diminution de pression à 10 km est accompagnée d'une diminution advective de la température dans la même couche d'air. Lorsqu'on tient compte de ces variations de température en appliquant l'équation statique pour la verticale, on voit très bien que les variations de pression au sol ne deviennent pas 4 fois plus grandes que les variations à 10 km d'altitude. La figure 22 montre que la baisse de pression au commencement de la série devant le front froid du 26 persiste jusqu'au sol mais elle s'affaiblit un peu vers le bas. Toutes les vagues aux barogrammes supérieures entre le sondage 9 et le sondage 31 s'affaiblissent même beaucoup plus vite vers le bas. En effet elles sont pratiquement disparues déjà à 5 km d'altitude.

On voit alors comme l'atmosphère se garde automatiquement contre le réalisation des grands effets de petites causes.

CHAPITRE V.

Les sondages du 29—30 Mars 1928.

Nous ajoutons ci-après les résultats d'une autre série de sondages moins complète que celle que nous venons de discuter. La série du 29—30 Mars contient 7 sondages utilisables repartis sur une période de 41 heures. Il y a par conséquent des grandes lacunes dans la coupe verticale représentée à la figure 25, mais néanmoins on obtient des résultats utiles pour ce qui concerne la partie supérieure de la surface du front chaud.

Voici la situation synoptique (figures 26—30) pendant la série de sondages en question. Au début il y avait deux centres cycloniques l'un à l'ouest de l'Écosse l'autre sur l'Europe Centrale, liés entre eux par un couloir de basse pression. Tous les deux centres étaient occlus depuis un certain temps et le 28 au soir l'air polaire couvre toute l'Europe

¹⁾ Voir par exemple Meteorologische Zeitschrift Mars 1922 p. 86.

sauf la Péninsule Ibérique. Sur l'Atlantique il y a un grand courant d'ouest dont la partie méridionale est d'origine tropicale. Ce courant tropical constitue le secteur chaud d'un cyclone qui vient de naître. Ce cyclone se meut vers l'est tout en se creusant rapi-

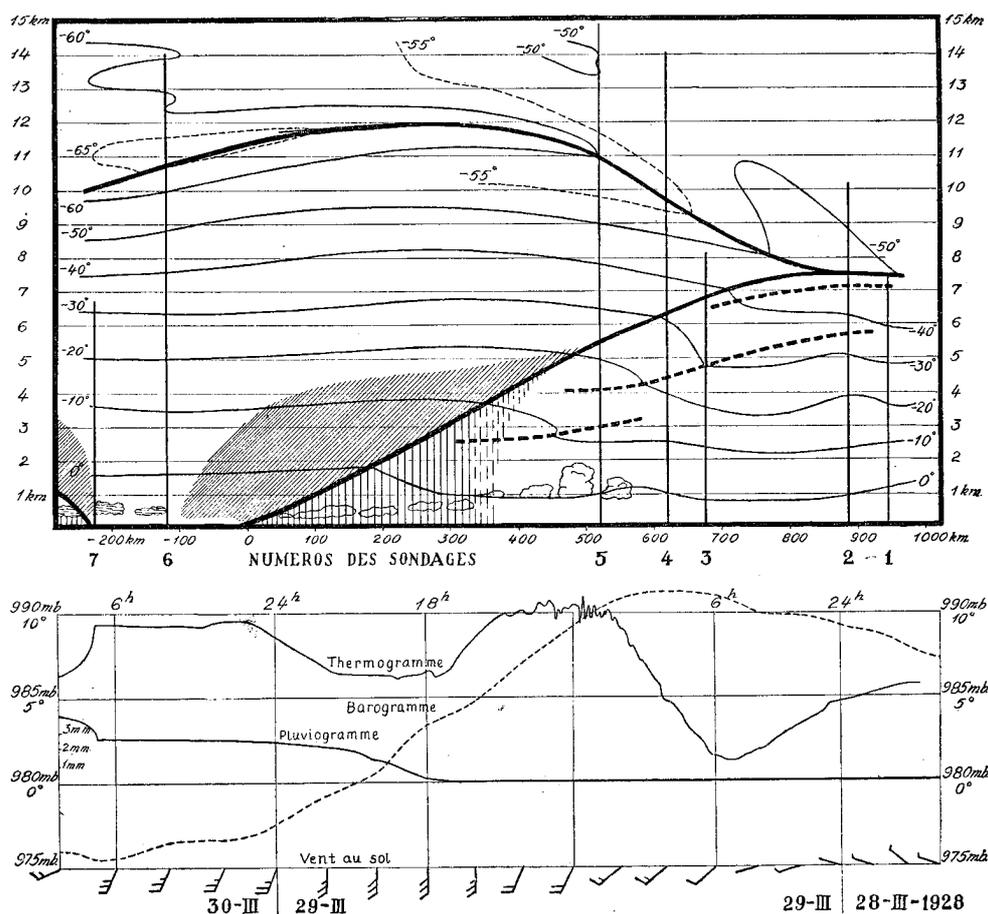


Figure 25. Coupe verticale 28—30 Mars 1928.

dement. En arrivant sur l'Irlande le matin du 29 le centre même est occlu, mais plus au sud le secteur chaud persiste. L'extrémité de ce secteur chaud arrive aussi à Uccle où il provoque une phase chaude au thermogramme entre 1 heure et 7 heure le matin au 30 Mars. Le front chaud se déplaçait avec une vitesse accélérée vers l'ENE. Pour obtenir une échelle linéaire des distances horizontales dans la coupe verticale (figure 25) il a fallu y introduire une échelle de temps non linéaire.

Les cinq premiers lancers ont été faits dans l'air polaire devant le front chaud, tandis que les deux derniers se trouvent dans le secteur chaud. La figure 31 qui contient les sondages 2 et 6 permet de comparer la température dans l'intérieur de l'air polaire avec celle de l'air tropical du secteur chaud. La différence mutuelle de température qui est au sol de 5° , augmente avec l'altitude pour atteindre 11° à 5700 m. Cette différence reste presque constante jusqu'à la tropopause. La tropopause se trouve à 7500 m au sondage 2 et à 10 700 m au sondage 6, c'est à dire par le régime d'air polaire la tropopause était de 3 km plus basse qu'elle ne l'était dans le régime tropical du secteur chaud. A la basse tropopause correspond aussi une stratosphère relativement chaude et inversement à la tropopause élevée correspond une stratosphère relativement froide. Aussi, en ce qui concerne la stratosphère on constate alors par régime d'air polaire des condi-

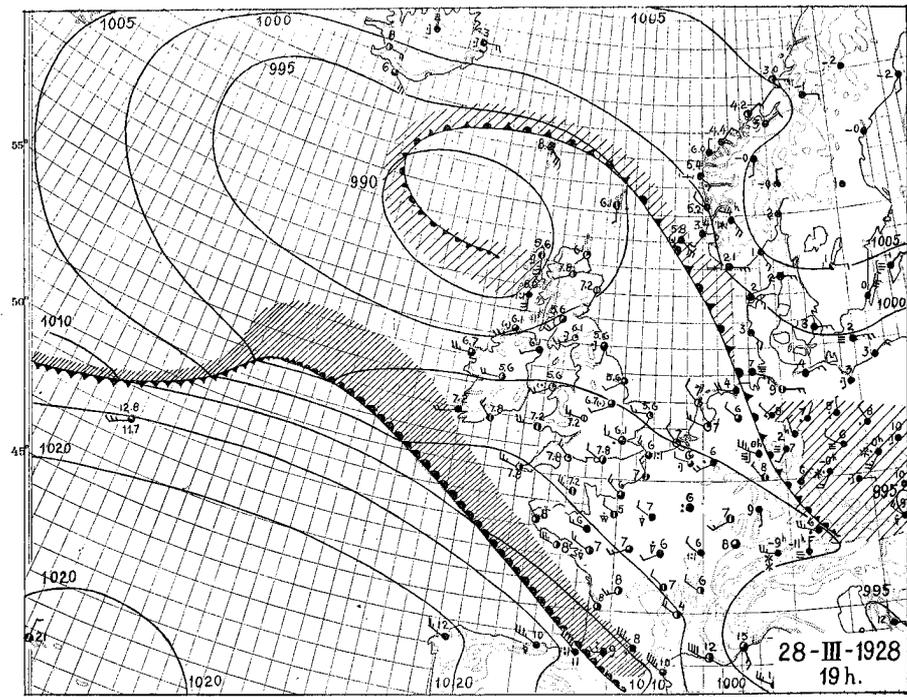


Figure 26.

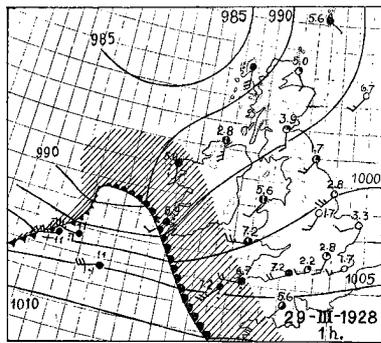


Figure 27.

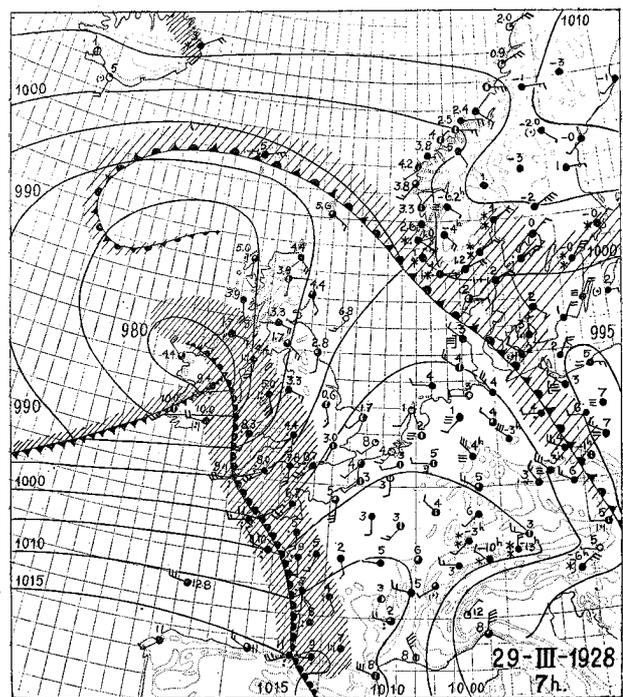


Figure 28.

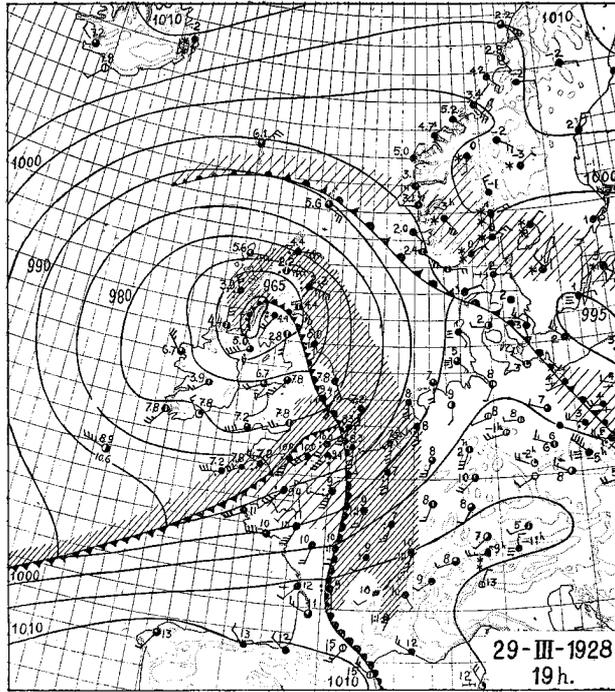


Figure 29.

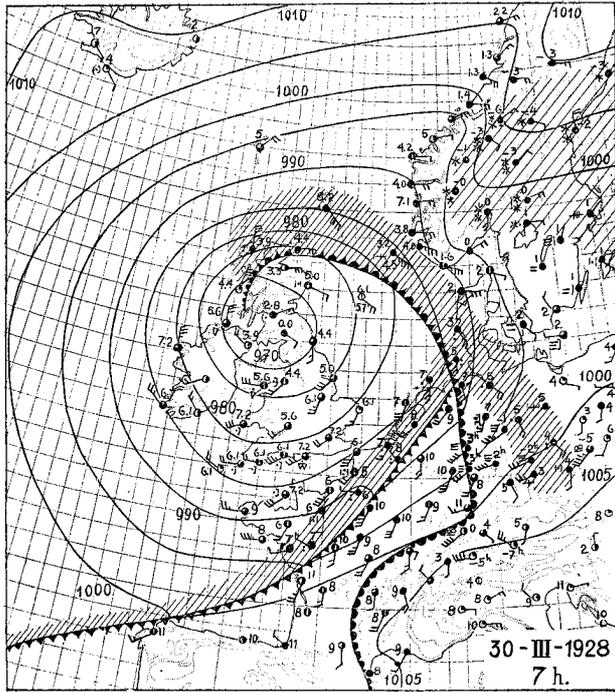


Figure 30.

tions qui sont normales plus près du pôle et par régime d'air tropical des conditions qui sont normales pour des latitudes basses.

La figure 32 contient les sondages 3, 4 et 5 qui montrent la première phase de la transition de régime pur d'air polaire en régime tropical. Au sol il y a une hausse rapide de la température depuis l'époque du sondage 3 jusqu'à celle du sondage 5, ce qui est nettement un effet de l'échauffement diurne. La grande hausse de température se manifeste plus haut. Le maximum de hausse se trouve à 5250 m pour l'intervalle entre les sondages 3 et 4, tandis qu'il est descendu à 4450 m pour l'intervalle entre les sondages 4 et 5. La couche de grande stabilité, qu'on trouve dans ces altitudes sur tous les trois

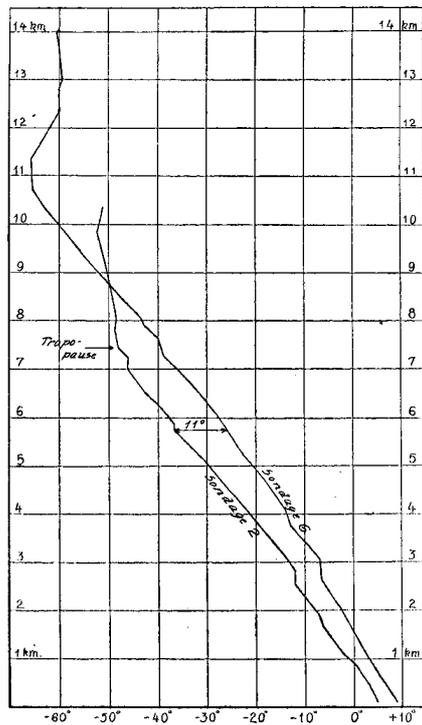


Figure 31. Sondage 2 dans l'air polaire devant le cyclone. Sondage 6 dans l'air tropical du secteur chaud.

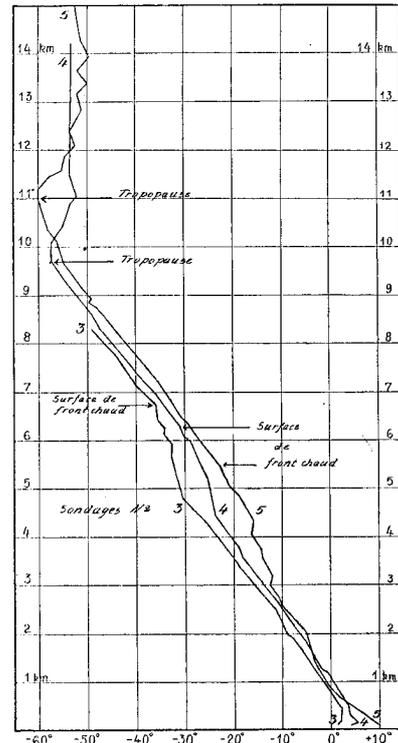


Figure 32. Sondages 3, 4 et 5 qui traversent la surface du front chaud.

sondages, est évidemment la couche d'air froid descendu, qui contient dans ce cas plusieurs menues surfaces de subsidence. La surface de front chaud, qui n'a qu'une discontinuité thermique d'ordre élevé, se trouve au dessus de cette couche stable à l'endroit où la courbe du sondage reprend son inclinaison typique pour l'atmosphère sans fronts. Ce point est bien marqué au sondage 3, mais moins bien au sondages 4 et 5, de sorte qu'il peut y avoir quelque doute sur la position exacte de la surface du front chaud. Peu importe, même si l'on ne trouve pas une surface de front chaud nette, la «zone frontale inclinée» entre l'air polaire et l'air tropical se manifeste avec certitude par la comparaison des trois sondages 3, 4 et 5.

La tropopause n'a pas été atteinte par le sondage 3. Pourtant on peut voir la montée progressive de la tropopause par les sondages 4 et 5.

La coupe verticale (figure 25) résume l'analyse des sondages déjà faite. On voit la surface du front chaud qui monte depuis le sol jusqu'à 5480 m au sondage 5, 6240 m au sondage 4 et 6730 m au sondage 3. L'inclinaison moyenne jusqu'ici est très près de

1/100. En extrapolant on voit que la surface du front chaud atteint la tropopause, même si l'on suppose une inclinaison qui diminue assez rapidement avec l'altitude depuis le niveau de 6730 m. Au sondage 2 on a alors de l'air polaire dans toute la profondeur de la troposphère.

Voilà d'après notre opinion le résultat le plus important de cette petite série de sondages: la surface du front polaire traverse toute la troposphère pour se joindre avec la tropopause. Ceci n'est pas un résultat fortuit, on trouvera sans doute beaucoup de cas pareils.

En somme cette coupe verticale ressemble beaucoup à la coupe verticale Uccle-Hambourg de la figure 12, qui était d'ailleurs basée sur des données très maigres. Cette ressemblance porte aussi sur l'Ast. qui se confine dans les deux cas à la partie inférieure de la surface de front chaud. Le 29 Mars 1928 le bord antérieur de l'Ast. se trouve à environ 5000 m d'altitude, tandis que plus haut sur la surface du front chaud il n'y avait pas de nuages en couche. Les Ci. qui s'observaient un peu avant l'Ast. flottaient bien au dessus de la surface de séparation.

Aussi, en ce qui concerne la tropopause, nous retrouvons les résultats déjà connus. La grande crête de la tropopause se place au dessus de la pente de la surface du front chaud en concordance avec les principes du chapitre III, 4. Aussi trouve-t-on les masses froides de la stratosphère déplacées vers le versant ouest de la crête de la tropopause comme il a été déduit dans le chapitre III, 1.

APPENDICE

Les données d'observations les 26-28 Déc. 1928.

Le dépouillement a été fait avec les Tables de de Quervain dans lesquelles l'unité de pression est le mm. de Hg. et l'unité d'altitude le mètre géométrique.

Bien entendu les grandes altitudes ne sont pas sûres jusqu'au mètre, surtout à cause de l'inexactitude du baromètre. C'est pourquoi dans le texte nous avons partout arrondi les altitudes aux 10 m près.

Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative
m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C	
No. 2. 26. Déc. 1928. 12 ^h 00.				5 454	377.5	- 19.8	88	11 095	164.5	- 61.5		6 627	320	- 30.5	
				5 730	364	- 21.6		11 381	157	- 63.7		6 989	304	- 33.4	
100	752	+ 10.1	96	5 842	358.5	- 21.5	83	11 559	152.5	- 65.3		7 525	281.5	- 36.3	43
591	708.5	+ 7.4		6 133	344.5	- 23.4		11 927	143.5	- 67.2		7 711	274	- 38.5	
909	681.5	+ 6.6		6 445	330	- 25.9	77	12 782	124.5	- 67.2		8 044	261	- 40.7	
1 079	667	+ 5.8		6 895	310	- 28.5	70	12 907	122	- 66.1		8 255	253	- 42.9	
1 447	638	+ 5.5		7 104	301	- 31.0	66	12 982	120.5	- 65.2	58	8 470	245	- 44.9	
1 846	607.5	+ 3.9		7 454	286.5	- 32.9		No. 9. 26. Déc. 1928. 18 ^h 42.				8 876	230.5	- 47.1	
2 233	579	+ 1.3	94	7 766	274	- 35.2		100	750	+ 8.3	98	9 227	218.5	- 49.5	41
2 444	564	+ 0.7		8 103	261	- 38.0		996	672	+ 3.6		9 533	208.5	- 51.3	
2 717	545.5	- 0.7	74	8 439	248.5	- 40.3	68	1 309	646.5	+ 1.8	96	9 657	204.5	- 53.1	
2 969	527.5	- 2.7		8 808	235.5	- 43.0		1 613	622.5	+ 0.8		10 028	193	- 55.3	
3 272	508	- 5.2		9 153	223.5	- 45.9		2 062	588	- 1.2		10 313	184.5	- 57.6	40
3 459	495.5	- 6.5	88	9 533	211	- 48.8		2 385	565	- 2.6		10 734	172.5	- 60.0	
3 699	480.5	- 6.9		9 753	158.5	- 51.5	71	2 823	534.5	- 4.2	98	11 009	165	- 62.1	
3 978	463.5	- 8.9	82	10 449	184	- 54.0		3 683	478.5	- 11.4		11 474	153	- 63.2	
4 430	437.5	- 11.6		10 823	173.5	- 57.0		4 043	456.5	- 13.2	72	12 017	140	- 64.3	
4 886	412	- 14.7		11 216	163	- 59.7	69	4 194	447.5	- 13.4		12 397	131.5	- 65.5	40
5 184	396	- 16.7		11 569	154	- 62.3		4 664	420.5	- 15.8	54	12 730	124.5	- 64.5	
5 572	376	- 18.7	91	11 919	145.5	- 65.5		5 124	395.5	- 18.6		13 322	113	- 63.6	
6 072	351.5	- 21.6		12 364	135	- 68.5		6 002	351	- 24.9		13 893	103	- 61.5	
6 769	319.5	- 25.7		12 637	129	- 71.0		6 404	332	- 27.9		14 589	92	- 62.3	41
7 245	299	- 29.4	90	13 063	120	- 71.9	68	6 579	324	- 28.9		15 259	82.5	- 61.9	
7 875	273.5	- 32.9		13 366	114	- 69.7		6 939	308	- 31.3		16 099	72	- 63.0	
8 502	250	- 36.6		13 442	112	- 66.9		7 280	293.5	- 31.9	56	16 542	67	- 62.2	
9 060	230.5	- 40.1		13 636	109	- 65.9	67	7 814	272	- 34.3		17 378	58.5	- 62.4	
9 392	219.5	- 43.0		No. 8. 26. Déc. 1928. 17 ^h 30.				8 061	262.5	- 37.5	57	18 220	51	- 64.0	
9 547	214.5	- 43.3	85	100	749	+ 10.0	100	8 394	250	- 40.3		20 026	38	- 62.4	42
9 899	203.5	- 46.1		1 591	623	+ 0.2		8 755	237	- 43.4		No. 13. 26. Déc. 1928. 22 ^h 20.			
10 420	188	- 50.5		1 760	610.5	- 0.7		9 161	223	- 46.7		100	753	+ 6.7	91
10 957	173	- 54.2		2 284	571.5	- 2.1	100	9 494	212	- 49.6		895	682.5	+ 0.1	66
11 452	160	- 58.2		2 601	549	- 4.0		9 776	203	- 51.8		1 193	657.5	- 2.0	
11 980	147	- 60.8		2 952	525	- 6.1	100	10 151	191.5	- 55.1	54	1 562	627.5	- 4.5	44
12 259	140.5	- 63.7		3 285	503	- 8.0	100	10 353	185.5	- 55.4		1 784	610	- 6.1	
12 550	134	- 61.4	83	3 696	477	- 9.6	99	10 758	174	- 58.0		1 907	600.5	- 6.3	33
13 027	124	- 63.7		4 084	453.5	- 12.2		11 015	167	- 60.1		2 024	591.5	- 6.5	
13 280	119	- 62.8		4 488	430	- 14.4	82	11 378	157.5	- 62.5		2 158	581.5	- 7.2	
13 649	112	- 66.3	84	4 585	424.5	- 16.4		11 617	151.5	- 64.7	53	2 429	561.5	- 7.3	32
No. 6. 26. Déc. 1928. 15 ^h 33.				4 928	405.5	- 18.1		12 402	133	- 67.6		2 746	539	- 8.5	
100	749.5	+ 10.0	100	5 409	380	- 21.6	66	12 754	125.5	- 65.0		3 171	510	- 10.9	
964	674.5	+ 3.9		5 896	355.5	- 24.7	75	13 106	118.5	- 62.3	55	3 708	475.5	- 11.8	
1 471	633.5	+ 1.9		6 467	328.5	- 28.0		13 788	106.5	- 62.6		4 069	453.5	- 13.9	
1 690	616.5	+ 0.2		6 996	305	- 31.1		14 057	101.5	- 62.3		4 400	434	- 16.4	37
2 114	584.5	- 1.2		7 498	284	- 34.0	67	No. 12. 26. Déc. 1928. 20 ^h 38.				4 681	418	- 19.0	
2 615	546.5	- 3.0		8 005	264	- 37.3	59	100	752	+ 6.0	95	5 099	395	- 22.5	
3 007	520	- 4.4	91	8 392	249.5	- 40.5		6 162	341.5	- 27.1		No. 14. 27. Déc. 1928. 0 ^h 25.			
3 400	494.5	- 6.9		8 698	238.5	- 43.0		1 021	672.5	- 1.7	51	100	754	+ 5.4	90
3 837	467.5	- 9.4	92	8 998	228	- 45.9		1 188	658.5	- 3.5		1 021	672.5	- 1.7	51
4 122	450.5	- 11.3		9 416	214	- 49.0		1 418	639.5	- 4.8		1 188	658.5	- 3.5	
4 537	426.5	- 13.6		9 680	205.5	- 51.4						1 418	639.5	- 4.8	
4 920	405.5	- 15.8	91	10 219	189	- 54.1	60								
5 203	390.5	- 17.8		10 495	181	- 56.3									
				10 909	169.5	- 59.3									

Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative
m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C	
1 592	625.5	- 4.2	42	6 614	321	- 32.8		7 636	277.5	- 38.9		8 941	229	- 50.4	
1 866	604	- 4.9		6 812	312.5	- 34.6	46	7 860	268.5	- 41.0		9 174	221	- 52.2	
2 089	587	- 6.3	41	7 050	302	- 36.5		8 066	260.5	- 42.9		9 409	213	- 53.7	
2 284	572.5	- 6.0		7 437	285.5	- 38.5		8 235	254	- 44.8		9 639	205.5	- 55.3	
2 470	559	- 7.2		7 755	272.5	- 41.0	45	8 407	247.5	- 46.4		9 826	199.5	- 56.9	
2 818	534.5	- 8.7		7 995	263	- 43.2		8 583	241	- 47.9		10 198	188	- 58.7	
3 081	516.5	- 11.1	43	8 202	255	- 44.9		8 734	235.5	- 49.4		10 453	180.5	- 58.9	
3 314	501	- 13.0		8 334	250	- 46.5		8 874	230.5	- 50.7		10 683	174	- 58.4	
3 655	479	- 14.6		8 549	242	- 48.5	44	9 073	223.5	- 52.7		10 940	167	- 58.3	
3 782	471	- 14.3		8 825	232	- 50.5		9 263	217	- 54.1		11 288	158	- 58.0	
3 896	464	- 14.7		9 125	221.5	- 52.6	45	9 502	209	- 55.7		11 635	149.5	- 58.5	
4 270	441.5	- 16.1		9 421	211.5	- 54.6		9 703	202.5	- 57.1		11 892	143.5	- 58.8	
4 451	431	- 17.1		9 621	205	- 55.6	45	9 958	194.5	- 58.4	40	12 024	140.5	- 59.3	
4 804	411	- 20.1		10 021	192.5	- 55.9		10 171	188	- 57.7		12 320	134	- 59.3	
5 304	384	- 22.8	45	10 171	188	- 56.6	44	10 289	184.5	- 57.1		12 558	129	- 58.9	
5 555	371	- 24.7		10 341	183	- 56.4		10 445	180	- 57.5		No. 18. 27. Déc. 1928. 7 ^h 20.			
5 905	353.5	- 27.0		10 806	170	- 58.2		10 569	176.5	- 58.0		100	756.5	+ 2.0	97
6 311	334	- 29.7		10 993	165	- 59.2		10 750	171.5	- 57.9		559	714.5	+ 0.8	
6 592	321	- 31.8		11 283	157.5	- 60.6		10 842	169	- 58.4	41	797	693.5	- 0.8	
6 826	310.5	- 33.8		11 504	152	- 59.8		10 973	165.5	- 58.9		1 019	674.5	- 2.1	
7 132	297	- 36.0	44	11 755	146	- 60.5	45	11 185	160	- 58.4		1 125	665.5	- 1.9	
7 334	288.5	- 36.8		11 840	144	- 61.5		11 569	150.5	- 58.0		1 342	647.5	- 2.0	42
7 539	280	- 38.6		12 060	139	- 60.8		11 760	146	- 58.8		1 529	632.5	- 2.2	
7 800	269.5	- 40.9		12 522	129	- 61.9		12 067	139	- 59.4		1 841	608	- 3.7	
8 146	256	- 43.7		13 154	116.5	- 60.6		12 511	129.5	- 58.4	40	2 144	585	- 5.1	
8 453	244.5	- 46.5		13 596	108.5	- 59.9		13 092	118	- 59.3		2 334	571	- 6.6	
8 784	232.5	- 49.3	45	No. 16. 27. Déc. 1928. 4 ^h 05.				No. 17. 27. Déc. 1928. 5 ^h 20.				1 841	608	- 3.7	
9 042	223.5	- 51.6		100	755.5	+ 2.9	89	100	755.9	+ 2.6		2 144	585	- 5.1	
9 427	210.5	- 54.1		565	713	+ 1.0		1 396	643	- 1.4		2 334	571	- 6.6	
9 721	201	- 55.9		811	691.5	- 0.8		1 673	621	- 3.3		2 640	549	- 8.2	
9 946	194	- 56.3		990	676	- 1.8		1 891	604	- 4.8		2 956	527	- 9.7	41
10 349	182	- 58.6		1 126	664.5	- 1.5		2 189	581.5	- 6.8		3 209	510	- 8.9	
10 577	175.5	- 60.2		1 210	657.5	- 1.8		2 502	558.5	- 8.0		3 564	487	- 10.6	
10 722	171.5	- 61.5	43	1 356	645.5	- 1.9		2 720	543	- 9.5		3 852	469	- 12.6	
No. 15. 27. Déc. 1928. 2 ^h 15.				1 524	632	- 2.3	46	2 949	527	- 11.1		3 983	461	- 14.0	43
100	755.5	+ 3.2	90	1 733	615.5	- 3.7		3 163	512.5	- 11.6		4 370	438	- 16.2	
732	698.5	+ 0.2		2 033	592.5	- 6.1		3 306	503	- 10.9		4 658	421.5	- 17.8	
986	676.5	- 1.5		2 192	580.5	- 6.2		3 476	492	- 10.6		5 001	402.5	- 19.8	
1 158	662	- 0.9		2 287	573.5	- 6.6		3 665	480	- 11.4		5 234	390	- 21.9	
1 420	640.5	- 2.5		2 411	564.5	- 7.2		3 826	470	- 12.6		5 561	373	- 24.3	45
1 651	622	- 4.3		2 584	552	- 8.3		4 115	452.5	- 14.1		5 808	360.5	- 26.1	
1 863	605.5	- 5.0	45	2 811	536	- 10.4	45	4 641	422	- 15.8		6 053	348.5	- 28.2	
1 973	597	- 5.8		3 021	521.5	- 12.0		4 668	420.5	- 16.2		6 188	342	- 28.9	
2 273	574.5	- 7.6		3 177	511	- 12.9		4 749	416	- 16.3		6 506	327	- 31.0	
2 562	553.5	- 8.6	45	3 381	497.5	- 13.7		4 931	406	- 17.6		6 804	313.5	- 32.8	
2 867	532	- 11.0		3 527	488	- 13.1		5 155	394	- 19.5		7 100	300.5	- 34.6	
3 142	513.5	- 12.9		3 661	479.5	- 12.7		5 452	378.5	- 21.7		7 276	293	- 34.9	
3 428	494.5	- 14.6	45	3 829	469	- 13.0	44	5 491	376.5	- 22.3		7 444	286	- 36.6	43
3 545	487	- 14.2		3 969	460.5	- 12.7	45	5 728	364.5	- 24.1		7 689	276	- 38.3	
3 694	477.5	- 13.1		4 153	449.5	- 14.2		6 241	339.5	- 28.2		7 941	266	- 40.7	
3 790	471.5	- 13.0		4 348	438	- 15.3	44	6 487	328	- 30.3		8 293	252.5	- 43.3	
3 937	462.5	- 13.8	46	4 673	419.5	- 16.3	45	6 673	319.5	- 31.1		8 689	238	- 45.6	
4 077	454	- 14.5		4 955	404	- 18.1		6 898	309.5	- 32.5		9 002	227	- 47.6	
4 161	449	- 14.4		5 113	395.5	- 19.4		7 129	299.5	- 34.1		9 344	215.5	- 49.9	
4 409	434.5	- 15.8		5 330	384	- 21.6		7 353	290	- 36.0		9 621	206.5	- 52.1	42
4 646	421	- 17.6	46	5 544	373	- 23.6	44	7 522	283	- 37.5		9 955	196	- 54.4	
4 908	406.5	- 19.5		5 944	353	- 26.4		7 744	274	- 39.3		10 170	189.5	- 55.9	
5 176	392	- 21.9		6 245	338.5	- 28.6		7 895	268	- 41.1		10 530	179	- 57.4	
5 433	378.5	- 23.7		6 502	326.5	- 30.7		8 152	258	- 43.1		11 006	166	- 57.0	
5 628	368.5	- 24.9	47	6 733	316	- 32.4		8 296	252.5	- 44.9		11 160	162	- 56.6	
5 857	357	- 26.7		6 959	306	- 34.3		8 511	244.5	- 46.7		11 419	155.5	- 56.5	
6 071	346.5	- 28.4		7 297	291.5	- 36.3	42	8 703	237.5	- 48.5		11 542	152.5	- 57.2	
6 419	330	- 31.0		7 501	283	- 37.6						11 881	144.5	- 58.3	39
												12 058	140.5	- 57.9	
												12 355	134	- 58.0	
												12 819	124.5	- 57.1	

Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative	Altitude	Pression	Température	Humidité relative
m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C		m géom.	mm Hg.	° C	
13 377	114	- 55.8		15 053	87.5	- 56.6		1 681	618.5	- 1.3		7 777	271.5	- 40.9	
13 461	112.5	- 56.1		15 503	81.5	- 56.9		1 967	596.5	- 3.6		8 147	257	- 43.6	
13 868	105.5	- 55.6		16 070	74.5	- 57.2		2 462	560	- 5.9		8 466	245	- 46.1	
14 113	101.5	- 56.5		16 508	69.5	- 56.5		2 914	528.5	- 7.7		8 700	236.5	- 48.5	
14 700	92.5	- 57.7		17 032	64	- 55.6		3 182	510.5	- 8.4		8 967	227	- 50.9	
14 838	90.5	- 56.9						3 413	495.5	- 8.4		9 214	218.5	- 53.5	
15 309	84.0	- 57.1						3 781	472.5	- 10.5		9 452	210.5	- 55.8	
15 423	82.5	- 56.4		No. 21. 27. Déc. 1928. 20 ^h 30.				4 377	437	- 13.3		9 666	203.5	- 58.0	
15 902	76.5	- 55.6						5 016	401.5	- 17.0		9 869	197	- 60.2	
16 792	67.5	- 56.0		100	755	+ 3.6		5 427	380	- 19.4		10 126	189	- 61.8	
17 086	63.5	- 55.4		1 179	660	- 0.5		5 836	359.5	- 22.2		10 325	183	- 63.5	
No. 19. 27. Déc. 1928. 10 ^h 20.				1 464	637.5	- 2.4		6 297	337.5	- 25.6		10 742	171	- 62.8	
100	757	+ 3.0	90	1 804	610	- 4.2		6 714	318.5	- 28.7		10 962	165	- 61.5	
581	713	+ 0.3		2 086	588.5	- 5.9		7 281	294	- 32.8		11 741	145.5	- 61.6	
683	704	- 1.0		2 246	576.5	- 7.3		7 647	279	- 36.0		12 560	127.5	- 60.3	
848	689.5	- 0.9		2 430	563	- 8.4		8 054	263	- 39.5		13 284	113.5	- 60.6	
1 171	662	- 2.3	49	2 520	556.5	- 7.5		8 467	247.5	- 42.6		13 650	107	- 60.4	
1 475	637	- 4.0		2 747	540.5	- 7.0		8 843	234	- 45.3		No. 28. 28. Déc. 1928. 6 ^h 30.			
1 649	623	- 4.5		2 987	524	- 8.5		9 177	222.5	- 48.0		100	748	+ 2.0	98
1 751	615	- 4.7		3 234	507.5	- 9.8		9 539	210.5	- 50.6		711	693.5	+ 3.5	
2 070	590.5	- 5.7		3 567	486	- 10.9		9 870	200	- 53.4		1 056	664.5	+ 3.7	
2 318	572	- 7.0	47	3 735	475.5	- 10.6		10 164	191	- 55.6		1 359	640	+ 2.2	100
2 566	554	- 8.3		4 081	454.5	- 12.1		10 383	184.5	- 57.7		1 797	606	- 0.2	
2 887	531.5	- 9.4		4 476	431.5	- 14.5		10 697	175.5	- 59.8		2 222	574.5	- 2.4	
3 071	519	- 8.9		4 897	408	- 17.4		10 914	169.5	- 61.5		2 417	560.5	- 3.6	100
3 282	505	- 9.3		5 271	388	- 20.2		11 192	162	- 63.2		2 638	545	- 4.5	
3 546	488	- 11.3		5 791	361.5	- 22.8		11 326	158.5	- 64.6		3 120	512.5	- 7.0	99
3 800	472	- 13.4		6 089	347	- 25.2		11 621	151	- 65.3		3 484	489	- 9.0	98
4 112	453	- 15.6	51	6 440	330.5	- 27.7		12 038	141	- 63.7		3 963	459.5	- 11.5	97
4 451	433	- 17.4		6 715	318	- 30.0		12 359	135.5	- 63.3		4 416	433	- 14.2	
4 785	414	- 19.5	50	7 093	301.5	- 32.8		12 514	130.5	- 63.2		5 021	399.5	- 17.9	
5 113	396	- 21.8	51	7 364	290	- 35.1		12 927	122	- 62.0		5 610	369	- 22.1	93
5 425	379.5	- 24.5		7 657	278	- 37.4		13 160	117.5	- 60.9		6 017	349	- 25.0	
5 777	361.5	- 26.7	49	7 908	268	- 39.5		13 580	107	- 60.6		6 454	328.5	- 28.5	
5 918	354.5	- 27.5		8 207	256.5	- 41.8		13 797	103	- 60.0		6 923	307.5	- 31.8	
6 123	344.5	- 28.4	50	8 543	244	- 44.5		No. 27. 28 Déc. 1928. 5 ^h 10.				7 237	294	- 34.8	
6 408	331	- 30.4		8 808	234.5	- 46.8		100	749	+ 1.9		7 649	277	- 38.1	84
6 725	316.5	- 32.6		9 138	223	- 49.4		440	718	+ 3.8		8 029	262	- 41.2	
7 053	302	- 34.7	48	9 362	215.5	- 51.5		663	698.5	+ 4.3		8 279	252.5	- 43.7	
7 323	290.5	- 36.8		9 699	204.5	- 53.8		798	687	+ 3.3		8 590	241	- 46.4	
7 812	270.5	- 39.7		9 873	199	- 55.7		928	676	+ 2.4		8 890	231	- 49.2	
8 387	248.5	- 43.6		10 133	191	- 57.1		1 146	658	+ 1.9		9 114	222.5	- 51.2	
8 859	231.5	- 47.2		10 419	182.5	- 59.0		1 388	638.5	+ 0.6		9 381	213.5	- 54.0	
9 163	221	- 49.6		10 716	174	- 61.4		1 674	616	- 0.5		9 718	202.5	- 56.2	
9 418	212.5	- 51.9		11 025	165.5	- 63.5		2 037	588.5	- 2.2		10 004	193.5	- 58.9	
9 684	206.5	- 53.7		11 155	162	- 64.6		2 443	559	- 4.6		10 369	182.5	- 61.4	
9 905	197	- 55.2	45	11 483	153.5	- 65.1		2 786	535	- 5.9		10 877	168	- 64.4	78
10 169	189	- 55.3	46	11 839	142	- 63.4		3 136	511.5	- 7.5		10 970	165.5	- 62.8	
10 357	183.5	- 56.2		12 267	135	- 64.2		3 596	482	- 9.9		11 314	156.5	- 61.0	
10 694	174	- 56.2		12 522	129.5	- 62.6		3 922	462	- 11.8		11 745	146	- 61.2	
10 898	168.5	- 57.2		12 840	123	- 61.2		4 166	447.5	- 13.2		12 138	137	- 61.9	
11 243	159.5	- 58.6		13 421	112	- 60.2		4 494	428.5	- 15.2		12 392	131.5	- 60.9	
11 607	150.5	- 57.9		13 735	106.5	- 59.8		4 843	409	- 17.3		12 682	125.5	- 59.5	
11 972	142	- 58.7	44	14 580	93	- 60.1		5 207	389.5	- 19.7		12 910	121	- 59.6	82
12 198	137	- 56.4		No. 22. 27. Déc. 1928. 22 ^h 30.				5 575	370.5	- 22.1		12 936	120.5	- 58.9	
12 784	125	- 53.1	45	100	753.5	+ 3.6		5 899	354.5	- 24.4		13 014	119	- 58.5	
13 046	120	- 54.3		126	751	+ 4.2		6 233	338.5	- 27.0		13 311	113.5	- 58.4	
13 290	115.5	- 55.1		252	739.5	+ 4.5		6 449	328.5	- 28.4		13 482	110.5	- 58.6	
13 601	110	- 55.0		570	711	+ 2.5		6 692	317.5	- 31.9		13 565	109	- 57.4	
13 837	106	- 55.8		839	687.5	- 0.1		7 078	300.5	- 34.2		13 594	108.5	- 56.0	
14 082	102	- 56.4		1 026	671.5	- 1.5		7 433	285.5	- 37.6					
14 599	94	- 56.2		1 249	653	- 0.8									
14 667	93	- 56.7	44												

Les données d'observations les 28—30 Mars 1928.

Altitude	Pression	Température	Altitude	Pression	Température	Altitude	Pression	Température	Altitude	Pression	Température
m géom.	mm	° C	m géom.	mm	° C	m géom.	mm	° C	m géom.	mm	° C
No. 1. 28. Mars 21h35 TMG			1 997	578	— 9.0	No. 5. 29. Mars 10h52 TMG			14 283	98	— 50.9
			2 394	549	— 10.7				14 984	88	— 52.1
100	742	5.6	3 255	490	— 17.7	100	742.5	10.0	No. 6. 30. Mars 3h58 TMG		
631	695	5.8	4 302	425	— 25.7	698	690	1.8	100	732	9.2
689	690	3.9	4 791	397	— 30.2	928	670.5	— 0.3	1 239	636	1.8
987	665	1.3	5 631	352.5	— 32.7	1 480	625.5	— 3.5	2 072	573	— 2.6
2 178	572	— 7.4	5 948	337	— 32.7	2 034	583	— 5.4	2 604	535.5	— 6.4
3 194	501	— 16.4	6 127	328.5	— 33.9	2 334	561	— 7.8	3 063	505	— 6.8
4 684	409	— 28.6	6 256	322.5	— 34.1	2 565	544.5	— 10.1	3 440	481	— 9.9
6 086	334.5	— 41.9	6 442	314	— 35.4	2 715	534	— 10.5	3 774	460.5	— 13.0
6 618	309	— 46.5	6 724	301.5	— 35.9	2 993	515	— 12.4	4 103	441	— 14.1
7 391	275	— 49.9	7 160	283	— 40.0	3 181	502.5	— 12.1	4 781	403	— 18.8
			7 683	262	— 42.1	3 498	482	— 13.4	5 138	384	— 21.9
			7 748	259.5	— 44.2	3 561	478	— 13.9	5 898	346	— 26.8
			8 293	239	— 48.8	3 746	466.5	— 14.4	6 077	337.5	— 28.3
No. 2. 28. Mars 23h37 TMG			No. 4. 29. Mars 8h00 TMG			4 069	447	— 16.2	6 568	315	— 32.1
100	742	4.9	100	743	4.6	4 343	437	— 15.9	6 946	298.5	— 35.3
469	709	3.3	136	740	5.5	4 566	418.5	— 16.8	7 291	284	— 38.8
829	678	0.7	303	725	3.7	4 922	399	— 19.5	7 971	257	— 43.2
1 104	655	— 1.8	546	703.5	3.4	5 072	391	— 20.8	8 076	253	— 43.7
1 704	607	— 6.3	1 207	648	— 0.7	5 479	370	— 22.7	8 485	238	— 47.5
1 939	589	— 7.3	1 268	643	— 1.6	5 709	358.5	— 25.4	9 058	218	— 52.7
2 566	543	— 12.2	1 841	598	— 5.1	5 946	347	— 27.7	9 704	197	— 58.1
2 824	525	— 12.1	1 986	587	— 6.4	6 339	328.5	— 29.3	10 371	177	— 63.3
3 119	505	— 13.9	2 202	571	— 7.8	6 504	321	— 30.9	10 727	167	— 65.5
3 612	473	— 18.1	2 612	541.5	— 10.3	6 817	307.5	— 32.6	11 340	151	— 66.0
4 098	443	— 21.7	3 273	496.5	— 15.7	7 107	295	— 34.7	12 407	127	— 60.0
4 523	418	— 25.7	3 605	475	— 18.1	7 384	283.5	— 36.8	12 815	119	— 60.1
5 134	384	— 30.7	3 796	463	— 19.0	7 835	265.5	— 40.4	13 029	115	— 59.6
5 627	358	— 35.3	4 462	423	— 23.6	8 149	253.5	— 42.9	13 128	113	— 59.1
5 725	353	— 36.7	5 253	379.5	— 25.3	8 558	238.5	— 46.1	13 599	105	— 59.2
5 884	345	— 36.8	5 982	343	— 29.2	8 727	232.5	— 47.7	13 968	99	— 60.3
6 191	330	— 39.4	6 024	341	— 29.8	8 828	229	— 49.4	14 095	97	— 60.0
6 507	315	— 42.5	6 236	331	— 30.6	8 943	225	— 49.1			
7 016	292	— 46.3	6 952	299	— 35.7	9 179	217	— 51.2	No. 7. 30. Mars 6h46 TMG		
7 247	282	— 46.1	7 393	280.5	— 39.7	9 255	214.5	— 51.5	100	732	8.5
7 438	274	— 48.2	7 779	265	— 43.0	9 438	208.5	— 53.0	798	672	3.4
7 809	259	— 48.8	8 276	246	— 47.2	9 626	202.5	— 54.5	1 977	580	— 2.9
8 068	249	— 48.2	8 633	233	— 49.3	10 133	187	— 56.3	2 382	551	— 3.8
9 092	213	— 50.5	8 718	230	— 50.1	10 340	181	— 57.9	3 156	499	— 9.0
9 835	190	— 52.7	8 920	223	— 51.4	10 734	170	— 59.2	3 602	471	— 9.7
10 368	175	— 51.5	8 978	221	— 52.2	10 997	163	— 60.1	4 142	439	— 13.8
			9 682	198	— 57.1	11 192	158	— 59.9	4 547	416	— 17.5
			10 043	187	— 57.2	11 456	151.5	— 57.4	4 859	399	— 18.5
			10 429	176	— 54.9	11 583	148.5	— 55.2	5 577	362	— 24.1
			10 883	164	— 53.2	11 870	142	— 54.4	6 300	328	— 29.1
			11 042	160	— 52.2	12 101	137	— 52.3	6 702	310	— 33.6
			11 503	149	— 53.2	12 416	130.5	— 53.3			
			12 793	122	— 53.1	12 853	122	— 51.2			
			14 207	98	— 53.1	13 182	116	— 51.7			
						13 411	112	— 49.9			
						13 649	108	— 51.7			
						13 958	103	— 49.8			

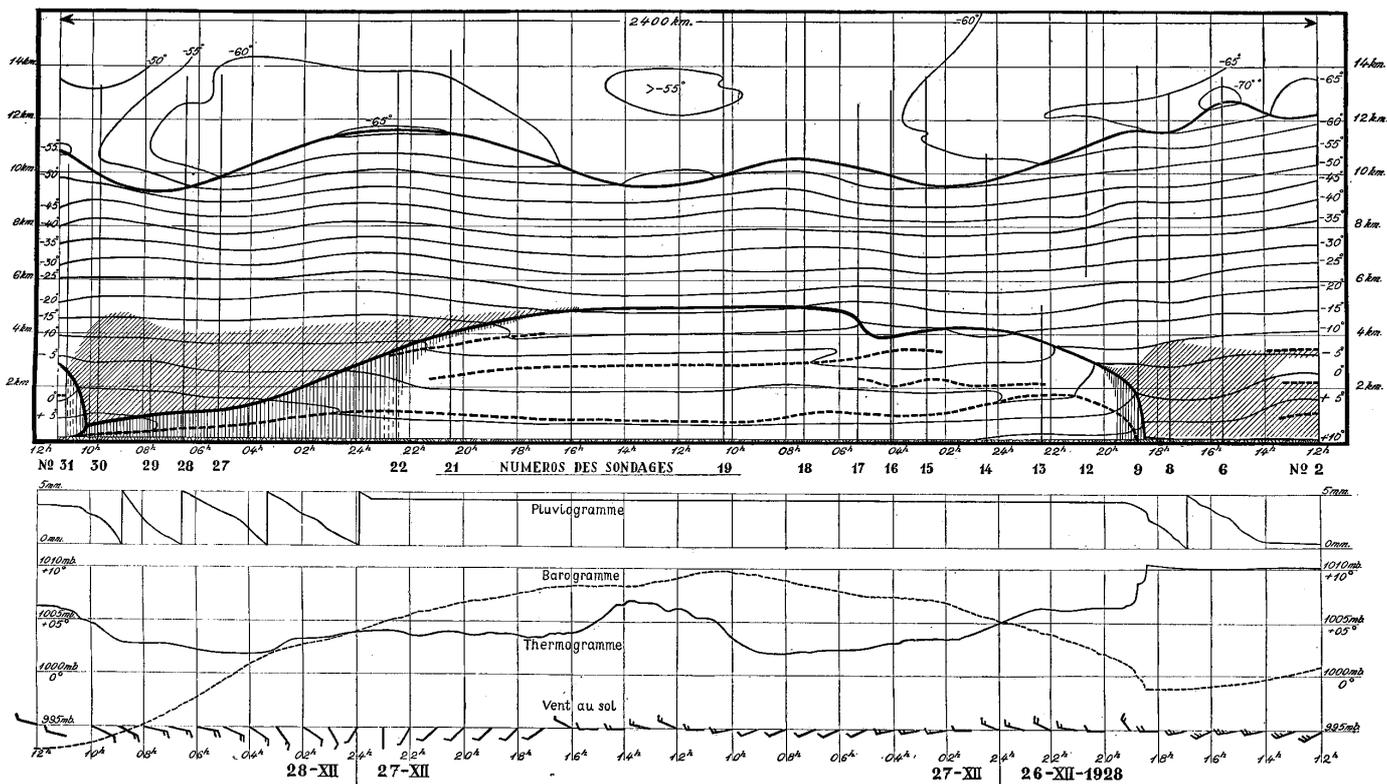


Figure 2. Isoplèthes de la température de l'atmosphère libre au dessus d'Uccle les 26-28 Décembre 1928 interprétées comme des isothermes d'une coupe verticale ouest-est. Au bas les enregistrements de la précipitation, de la température et de la pression au sol, ainsi que les vents horaires d'après l'anémomètre.

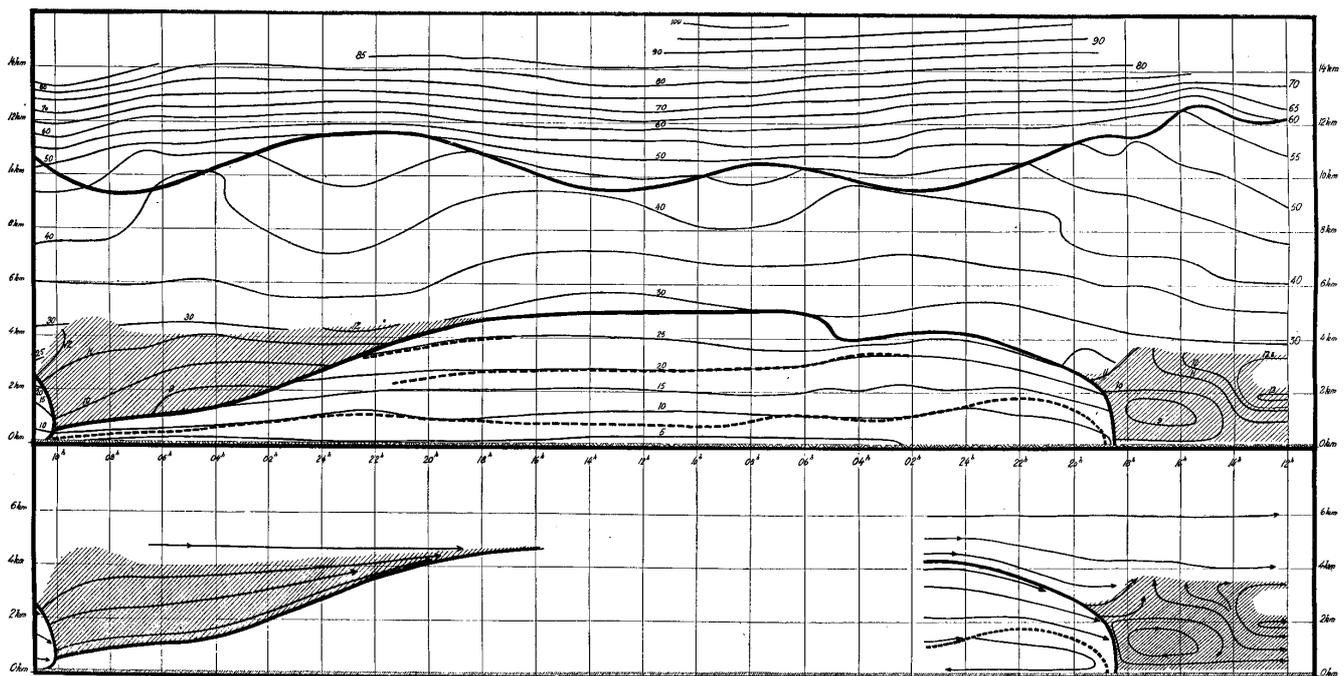
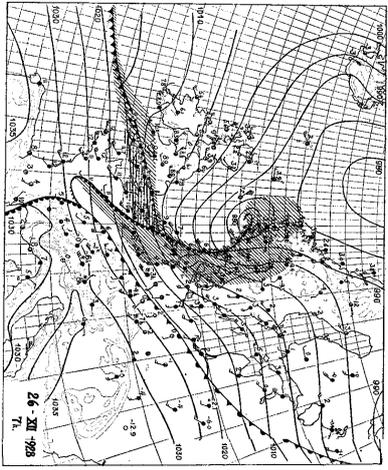
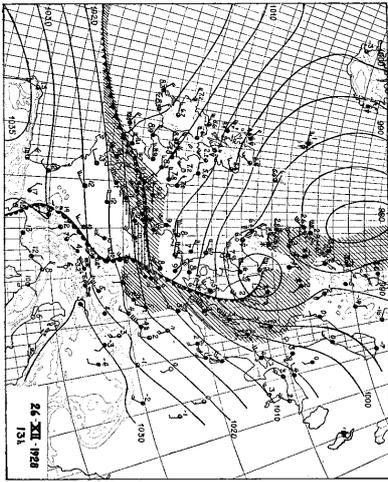


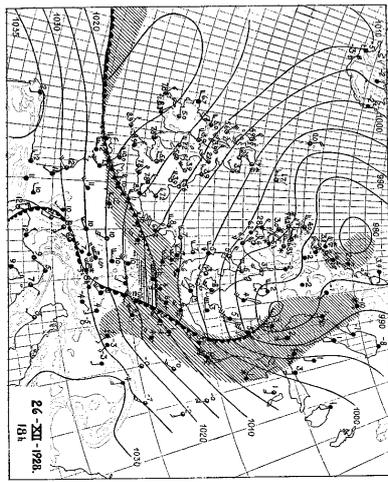
Figure 3. Isoplèthes de la température potentielle θ et θ_H interprétées comme des isentropes d'une coupe verticale ouest-est. La hachure indique l'air saturé. Au bas construction hypothétique des lignes de flux par rapport aux fronts mobiles.



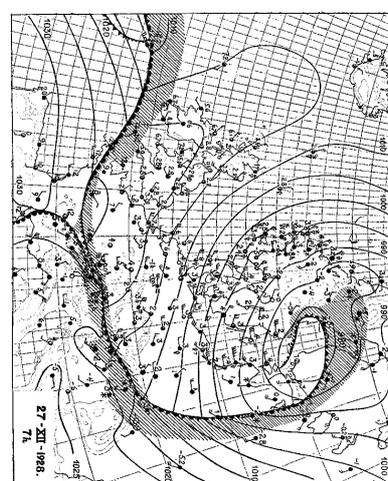
Carte 1.



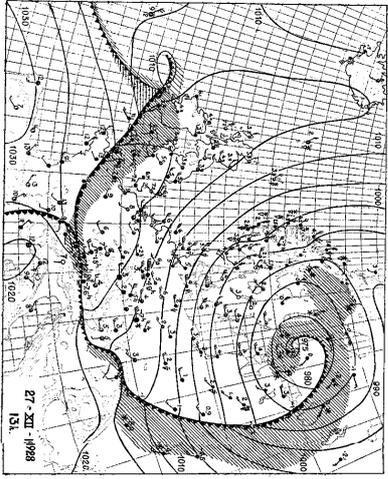
Carte 2.



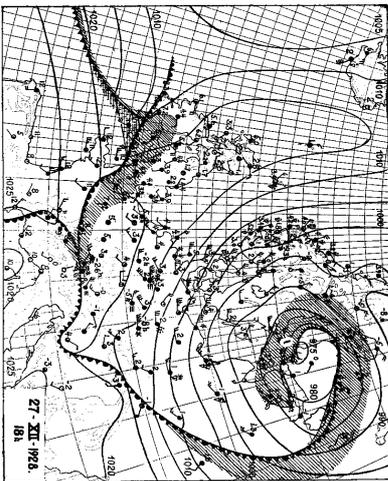
Carte 3.



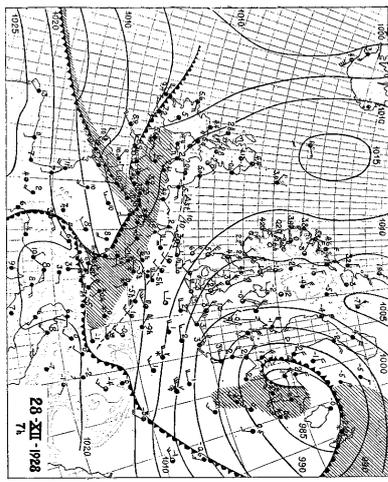
Carte 4.



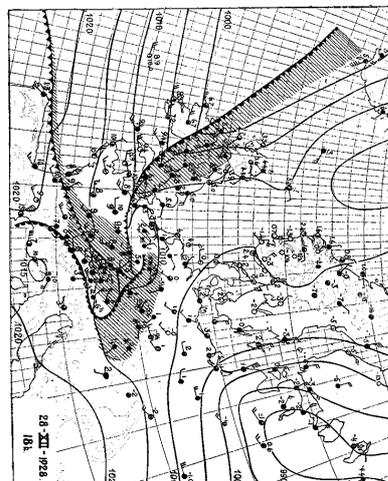
Carte 5.



Carte 6.



Carte 7.



Carte 8.