SERVICE DE DOCUMENTATION
ET D'INFORMATION TECHNIQUE
DE L'AÉRONAUTIQUE

LES BASES MÉTÉOROLOGIQUES DU VOL A VOILE

Étude de M. le Professeur W. GEORGII

traduite par M. Henri MANGEOT

Ancien élève de l'École Polytechnique
— Ingénieur civil de l'Aéronautique —

Rédaction et traduction faites sous les auspices de l'Arsenal de l'Aéronautique

EN VENTE
AU SERVICE DE DOCUMENTATION ET D'INFORMATION TECHNIQUE
DE L'AÉRONAUTIQUE
MAGASIN C.T.O. : 2, RUE DE LA PORTE-D'ISSY, PARIS (15e)

— 1948 —

Piero Morelli

LES BASES MÉTÉOROLOGIQUES DU VOL A VOILE



PRÉFACE

Cet ouvrage est dédié à la mémoire de Pierre IDRAC, répétiteur à l'École Polytechnique.

Le premier, dès avant que le problème du vol à voile humain ait été résolu, il ouvrit la voie aux chercheurs et aux pilotes par ses études sur le vol des oiseaux.

Il effectua ces travaux dans toutes les contrées du globe, imaginant d'ingénieuses méthodes de mesure pour vérifier les hypothèses que lui suggérait l'observation directe.

L'auteur, écrivant ce livre dans le pays de Pierre IDRAC, a eu constamment l'amitié de celui-ci présente à l'esprit, amitié forgée par le travail en commun pour le vol à voile. L'enthousiasme que les doctrines de Pierre IDRAC soulevèrent chez ses élèves doit continuer à vivre en nous afin que soit prolongée son œuvre.

PARIS, le 2 juillet 1947.

Walter GEORGII.

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre Premier

GÉNÉRALITÉS

PAGES

A. — Conditions requises pour l'accomplissement de performances en vol à voile 3
B. — Les sources d'énergie du vol à voile 4
1. — Vol à voile statique et dynamique 4
2. — Notions relatives au vol à voile dynamique 5
3. — Les différentes sortes de vol à voile statique..... 6

Chapitre II

LE VOL DE PENTE

A. — Ecoulement de l'air sur une pente 7
1. — Description du phénomène 7
2. — Détermination théorique du champ ascendant 8
3. — Recherches expérimentales diverses 9
B. — Ecoulement sous le vent 11
C. — Ascendance de frottement 12
1. — Généralités 12
2. — Couche limite terrestre 12
D. — Intérêt du vol de pente 13

Chapitre III

LE VOL A VOILE THERMIQUE

1. — Généralités 15
2. — Conditions d'équilibre de l'atmosphère 15
3. — Les sources d'énergie thermique de l'atmosphère..... 18
4. — Vol thermique sans nuage 19
5. — Vol de nuages 30

PAGES

6. — Inversions 35
7. — Mesure du champ thermique vertical 37
8. — Rues de nuages 42
9. — Vol de front 45
10. — Vol d'orage 47

CHAPITRE IV

LE VOL D'ONDES

A. — Historique 52
B. — Ondes atmosphériques libres — Ondes de gravitation 52
1. — Analogie hydraulique 52
2. — Formations nuageuses 53
3. — Etude expérimentale des ondes 53
4. — Possibilités des ondes libres 56
C. — Ondes stationnaires 56
1. — Différences avec les ondes libres 56
2. — Analogie hydraulique 56
3. — Solution mathématique du problème des ondes stationnaires 58
4. — Etude expérimentale des ondes stationnaires 59
5. — Ondes de föhn sur les Monts des Géants 62
6. — Ondes stationnaires sur les Alpes 66
7. — Ondes stationnaires stratosphériques 74
8. — Ondes stationnaires de plaine 75
CONCLUSION 78

CHAPITRE PREMIER

GÉNÉRALITÉS

A. — CONDITIONS REQUISES POUR L'ACCOMPLISSEMENT DE PERFORMANCES EN VOL A VOILE

En vol à voile, trois éléments conditionnent la réalisation de performances :

1° la science du pilotage et l'expérience des pilotes en matière de vol à voile;

2° les qualités propres des appareils;

3° la connaissance des conditions météorologiques favorables au vol à voile.

Il est bien évident que l'art du pilotage est à la base de toute performance. Le meilleur planeur et l'ascendance la plus puissante ne servent à rien si les commandes sont maniées par un pilote non qualifié. Par conséquent, à la base d'un vol réussi, on trouve avant tout la personnalité du pilote. Un esprit constamment en éveil doit guider la main habile et sensible du pilote de planeur afin de conjecturer pratiquement les données, les observations et les sensations qui constituent les bases du vol sans moteur et qui nous sont fournies par la nature.

En vol à voile, cependant, il peut arriver qu'un pilote parfaitement habile, susceptible d'exécuter les figures de voltige les plus réussies, soit incapable d'accomplir de véritables performances, s'il ne sait pas chercher dans l'espace aérien l'énergie qui constitue la force motrice du planeur.

D'ailleurs, observer la nature, c'est l'aimer, c'est être en communion avec elle. Cet amour incite le pilote à apprécier à sa juste valeur la beauté du vol sans moteur et sans bruit — mode le plus naturel du vol humain — qui le remplit d'enthousiasme et le conduit dans l'espace aérien à la poursuite des nuages générateurs d'ascendances.

L'art du pilotage, l'assimilation intelligente des données fournies par la nature et la juste appréciation de la beauté du vol à voile sont les marques distinctives du pilote susceptible d'accomplir de belles performances.

Les qualités aérodynamiques du planeur ont atteint, à l'heure actuelle, une si grande perfection qu'on ne peut guère espérer d'améliorations sensibles des performances, à l'exclusion des vols d'altitude qui, pour des raisons de sécurité, requièrent de nouveaux procédés de construction.

Aux altitudes utilisées jusqu'ici en vol à voile, la nature met à notre disposition des sources d'énergie si nombreuses que l'on peut éviter les constructions anormales et dispendieuses. Il paraît bien plus important d'attirer très vivement l'attention sur l'équipement des planeurs afin de satisfaire les exigences du vol de nuage et du vol d'altitude.

Ci-après, sont rappelées les performances de quelques planeurs connus :

	SPERBER JUNIOR	SAO-PAULO	SEEADLER AVEC FLOTTEURS	KRANICH BIPLACE	GOPPINGEN 3 MINIMOA
Envergure m	16,0	19,0	17,4	18,0	17,0
Surface m²	15,5	17,7	18,4	22,7	19,0
Charge alaire kg/m² ...	18,0	21,6	20,6	20,5	17,5
Vitesse min. km/h.....	48,4	54,0	48,1	47,0	53,7
Vitesse vert. min. m/s..	0,74	0,63	0,89	0,75	0,70
Finesse maximum	24,3	26,0	17,8	22,5	25,7
Vitesse vert. à 100 k/h m/s .	1,5	1,36	2,31	1,56	1,52

D'après ces données, nous voyons que des vitesses ascendantes de l'ordre du mètre par seconde suffisent pour entretenir le vol : l'art du vol à voile consiste maintenant à trouver ces ascendances.

Puisque nous ne disposons pas d'indicateur à distance — le variomètre détectant seulement le mouvement vertical qui règne à l'endroit précis où se trouve le planeur — le pilote de planeur doit parvenir à juger une ascendance grâce aux renseignements météorologiques, à la forme des nuages, à la direction et à la vitesse du vent et à la configuration du sol.

Les phénomènes atmosphériques peuvent bien souvent nous paraître complexes ou même soumis aux lois du hasard; cependant il ne doit pas être impossible de se faire une idée claire de ces phénomènes si changeants et de se former une opinion sur les performances possibles dans une situation donnée.

Ce livre a pour but de faciliter au pilote de vol à voile la compréhension des phénomènes atmosphériques indispensables. La connaissance des bases aérologiques du vol à voile doit permettre au pilote de planeur d'améliorer ses performances, mais cela doit aussi l'inciter à se sentir au service de la recherche durant ses vols et à contribuer aux progrès de celle-ci par ses observations et les enregistrements de ses instruments.

Par la hardiesse de nouveaux vols et grâce à des remarques judicieuses, de nombreux pilotes se sont acquis la reconnaissance de la science et ont assuré une valeur durable à leurs performances.

Ce livre s'adresse à l'utilisateur et s'efforce de mettre les problèmes à sa portée d'une manière simplifiée et familière.

B. — LES SOURCES D'ÉNERGIE DU VOL A VOILE

1. — Vol à voile statique et dynamique.

On distingue deux grands modes de vol à voile : le *vol statique* et le *vol dynamique*.

Pour que le vol à voile soit possible, il faut :

a) en vol statique, que le vent ne s'écoule pas horizontalement, mais qu'il possède une composante verticale;

b) en vol dynamique, que l'écoulement de l'air ne soit pas uniforme, mais présente des variations de direction ou de vitesse.

Ces deux énoncés fondamentaux mettent en évidence que le vol à voile, statique ou dynamique, est une question d'écoulements atmosphériques. Mais aujourd'hui encore, le vol à voile humain se cantonne exclusivement dans le vol statique basé sur le fait que la vitesse verticale du planeur est égale ou inférieure à la composante verticale de l'air dirigée vers le haut, ce qui rend possible un vol à altitude constante ou croissante.

2. — Notions relatives au vol à voile dynamique.

Le vol à voile dynamique emprunte l'énergie aux variations de l'écoulement horizontal de l'air. En voici l'explication : la portance d'un avion est proportionnelle au carré de la vitesse de l'air. Si la vitesse du vent croît, la vitesse relative augmente car l'avion, à cause de son inertie, ne s'adapte pas immédiatement au nouvel état d'équilibre, de sorte que l'énergie cinétique supplémentaire permet

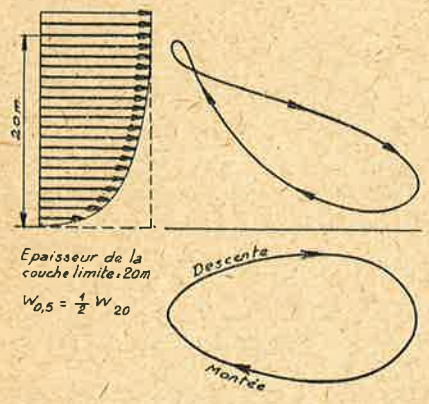


Fig. 1. — Vol à voile dynamique
Schéma du vol de l'albatros profitant de la couche limite au-dessus de la mer

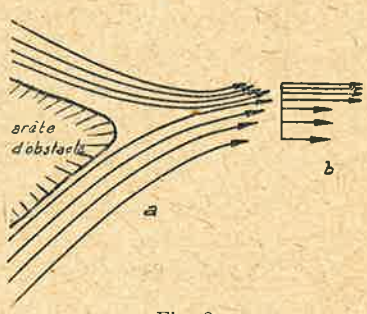


Fig. 2
a) Lignes de courant le long d'une arête
b) Répartition des vitesses dans un plan horizontal

de gagner de l'altitude. Si l'on vole vent dans le dos, les mêmes mouvements relatifs se produisent quand le vent faiblit.

Ces variations d'écoulement peuvent se succéder dans le temps ou se trouver localement superposées ou juxtaposées. L'énergie nécessaire au vol peut être tirée des oscillations de vitesse de l'écoulement horizontal quand elles sont assez grandes et s'étendent sur plusieurs secondes, de sorte que, dans l'avion, les variations de vitesse puissent être compensées par des braquages appropriés de la profondeur.

Pour simplifier, on peut se borner au vol dynamique utilisant les variations locales du vent. Dans les couches inférieures voisines du sol règne un accroissement notable de la vitesse du vent avec l'altitude. On pourrait songer à utiliser cette variation de vent pour le vol à voile dynamique par une traction sur le manche, quand on est vent dans le nez, pour convertir en altitude l'accroissement de vitesse relative, puis faisant demi-tour, par une descente vent arrière en vol plané et ainsi de suite (*fig.* 1). Il semble que l'albatros des mers du Sud procède de cette manière.

De 1923 à 1929, P. Idrac a effectué des recherches approfondies sur le vol de l'albatros et d'autres oiseaux de haute mer. Selon ses indications, les albatros, les pétrels et d'autres encore volent souvent des jours entiers quand le vent est assez fort, suivant un schéma déterminé, et peuvent parcourir de grandes distances sans donner un seul coup d'aile. Ils se placent pour commencer au ras des flots, d'ordinaire sous le vent d'une vague; ils montent vent dans le nez à 10 ou 15 m, décrivent un

virage qui les amène vent arrière ou de côté et planent en descendant pour recommencer la même manœuvre au niveau de la mer. La durée d'un tel cycle dépend de l'espèce de l'oiseau et de la forme de la trajectoire, la période est d'autant plus courte que l'oiseau passe plus rapidement vent dans le dos et qu'il gagne moins d'altitude vent dans le nez. Cette période est de 11 s environ pour l'albatros; les plus grandes altitudes mesurées atteignent à peine 20 m. La vitesse limite inférieure au niveau de la mer est, dans le cas de l'albatros, de 5 m/s. L'énergie nécessaire à ce vol à voile dynamique est empruntée au gradient du vent des couches inférieures de l'atmosphère. D'après les mesures, la vitesse du vent double en moyenne entre 0,5 et 20 m d'altitude au-dessus de la crête des vagues d'une mer un peu houleuse. Entre les vagues, la vitesse décroît encore sensiblement, de sorte que la variation de vitesse du vent avec l'altitude est encore plus considérable.

Fréquemment aussi, il arrive que la vitesse du vent s'accroisse en un endroit déterminé, de sorte que des masses d'air des couches plus élevées et plus rapides déferlent sur les couches inférieures. De la sorte, les effets statiques sont en opposition avec les effets dynamiques, ce qui diminue les possibilités du vol dynamique.

A plus grande altitude, les discontinuités superposées importantes et bien délimitées sont trop rares pour présenter de l'intérêt et, au contraire, on pourrait penser que des écoulements juxtaposés animés de vitesses nettement différentes seraient susceptibles d'être utilisés. De telles couches de discontinuité peuvent se produire sur des arêtes du relief, mais à vrai dire il semble douteux que la différence de vitesse soit suffisante pour engendrer un effet notable ou que la turbulence provoquée permette une spirale méthodique contre le vent (*fig.* 2).

Le vol dynamique n'a aucune importance pratique pour le vol à voile humain car l'exécution de la tactique de vol de l'albatros (*fig.* 1) dans la couche limite voisine du sol entraînerait, pour un planeur, des acrobaties injustifiables, sans présenter d'intérêt pour le vol à voile.

3. — **Les différentes sortes de vol à voile statique.**

Progressant de manière ininterrompue, le vol à voile s'est ouvert jusqu'à présent trois possibilités de vol. Ce sont :

— le vol de pente;

— le vol thermique;

— le vol d'onde.

Le vol de pente utilise la composante verticale ascendante d'un courant aérien dévié par un obstacle du relief terrestre. L'ascendance de pente est un phénomène local, limité au domaine de l'écoulement dévié par l'obstacle. L'ascendance de pente tire son énergie du gradient horizontal de la pression atmosphérique.

Le vol thermique utilise la poussée des masses d'air qui ont une température supérieure à celle de l'atmosphère ambiante. L'énergie de l'ascendance thermique est due tout simplement à la transformation de l'énergie du rayonnement solaire. Le vol thermique est donc tributaire des variations journalière et annuelle de son intensité et dépend aussi de la latitude du lieu.

Le vol d'onde utilise la plage ascendante d'un écoulement ondulatoire stationnaire qui se développe, pour des vitesses de vent déterminées, en aval d'obstacles du relief terrestre. L'énergie nécessaire à la formation des ondes est alors empruntée à la perturbation de l'écoulement au-dessus et en arrière de l'obstacle. A l'heure actuelle, le vol d'ondes est encore lié au relief terrestre et limité aux obstacles assez importants.

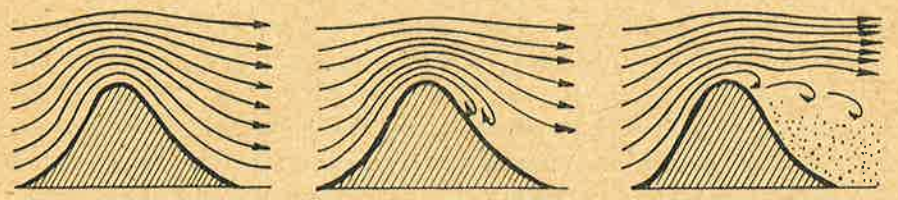
CHAPITRE II

LE VOL DE PENTE

A. — ÉCOULEMENT DE L'AIR SUR UNE PENTE

1. — Description du phénomène.

Le problème du vol à voile statique fut tout d'abord résolu par le vol de pente. Du moment que le vol à voile statique exige un écoulement possédant une composante ascendante, il apparut que le plus simple consistait à rechercher l'ascendance nécessaire au vol sans moteur dans la déviation de l'écoulement sur une pente. La connaissance de l'écoulement sur un obstacle est donc indispensable pour le vol de pente.



a) *Écoulement potentiel* b) *Formation de tourbillons* c) *File de tourbillons et zone d'air mort*

Fig. 3. — Écoulement sur une arête

Fig. 2.16

Quand l'air s'écoule par-dessus un obstacle, sa vitesse croît avec la diminution de section de l'écoulement (*fig.* 3 *a*). L'écoulement n'a d'ordinaire pas la forme potentielle laminaire et symétrique de cette *figure* 3 *a*. A cause de l'accroissement de vitesse, la pression statique de l'air est minimum à l'aplomb de l'arête; donc, en avant de la crête, la pression de l'air décroît, l'écoulement ascendant est accéléré et « colle » à la pente. Par contre, en arrière de la pente, la pression statique augmente dans le sens de l'écoulement; celui-ci est donc freiné et peut même devenir rétrograde. Le contre-courant forme derrière la crête un tourbillon qui croît et se détache de l'obstacle (*fig.* 3 *b*). De nouveaux tourbillons se forment et se détachent, de sorte qu'il se constitue derrière cet obstacle une file de tourbillons qui sépare une zone d'air mort de l'écoulement supérieur non perturbé (*fig.* 3 *c*).

Cet exemple nous met déjà en évidence les formes fondamentales d'écoulement qui requièrent l'attention du vol à voile. Au vent de l'obstacle, c'est-à-dire en amont de celui-ci, se trouve la zone de l'ascendance de pente favorable au vol à voile. A l'aplomb de la crête, la courbure des lignes de courant décroît avec l'altitude, donc aussi la composante ascendante, de sorte que l'altitude susceptible d'être atteinte est limitée par la vitesse de chute du planeur. Sous le vent de l'obstacle, se trouve une vaste région descendante et tourbillonnaire avec une zone d'air mort dans les couches inférieures.

La multiplicité des formes de relief complique naturellement les formes d'écoulement. C'est ce que montrent, par exemple, les lignes de courant sur Heligoland obtenues au canal hydrodynamique (*fig.* 4). Sur cette maquette, nous trouvons des tourbillons stationnaires au vent et sous le vent et des tourbillons se détachant du plateau de l'île. Etant donné la raideur de la pente, l'écoulement au

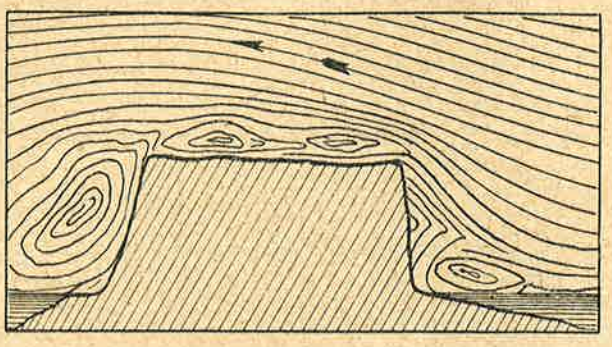


Fig. 4. — Lignes de courant sur Heligoland

vent est tellement freiné que même, de ce côté de l'obstacle, le gradient de pression est rétrograde, ce qui provoque le tourbillon au vent.

Les modèles d'écoulement représentés figurent un écoulement bidimensionnel qui correspond à un écoulement par-dessus l'obstacle. Mais pour juger de la valeur d'une ascendance de pente, il est très important de savoir dans quelle mesure l'écoulement se fait par franchissement ou contournement de l'obstacle, c'est-à-dire si, outre la déviation verticale, se produit aussi une déviation horizontale. Nous pouvons espérer un écoulement sensiblement bidimensionnel, c'est-à-dire un franchissement de l'obstacle dans le seul cas des pentes de grand développement, normales au vent. Quand la pente est de faible dimension, au franchissement se superpose un contournement de l'obstacle et si la dénivellation est grande vis-à-vis de la longueur, le contournement est prédominant.

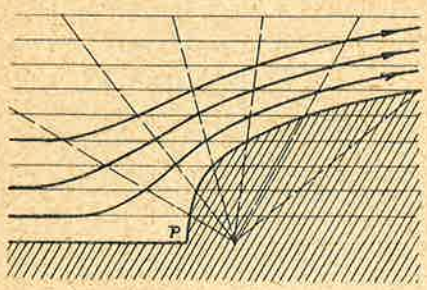


Fig. 5. — Construction d'Ackeret
Lignes de courant sur la pente obtenues par superposition de transformations conformes

2. — Détermination théorique du champ ascendant.

J. Ackeret (1) a indiqué un procédé simple pour déterminer les vitesses horizontale et verticale dans le champ d'un obstacle idéal. Cette détermination du champ est une application de la méthode des sources. Le terrain est remplacé par une source à laquelle on superpose un écoulement parallèle. L'écoulement résultant fournit des courbes qui représentent le profil de l'obstacle et les lignes de courant déviées par ce dernier. Ceci montre que les lieux géométriques d'égale vitesse horizontale ou verticale du champ sont des cercles qui passent tous par la source (*fig.* 5). La ligne de courant qui passe par le point d'arrêt P représente le profil de l'obstacle. En chaque point du champ on peut facilement déduire les composantes de la vitesse.

(1) J. Ackeret : *Un exemple de vol à voile statique*, Z.F.M.

L'ascendance maximum se trouve à l'aplomb de la source. L'altitude susceptible d'être atteinte en planeur est donnée par :

$$H = \frac{Vh}{\pi v_z},$$

où h est la hauteur de l'obstacle;

V, la vitesse de l'écoulement parallèle;

v_z, la vitesse verticale du planeur.

Pour $v_z = 0{,}7$ m/s, $V = 10$ m/s et $h = 50$ m, $H = 227$ m.

Cette méthode d'Ackeret suppose un écoulement potentiel non tourbillonnaire et sans frottement qui, naturellement, ne se rencontre pas dans la réalité. C'est pourquoi il n'y a rien d'étonnant à ce que les mesures pratiques présentent des écarts avec le champ théorique.

3. — Recherches expérimentales diverses.

a) P. Idrac a étudié la distribution de l'ascendance sur une chaîne de collines au sud-ouest de Biskra et a trouvé les valeurs portées sur la *figure* 6 pour une vitesse horizontale de 10 m/s. La vitesse verticale atteint un maximum de 4 m/s en avant et au-dessus du sommet. Il va de soi que le profil de la pente a une influence primordiale sur la répartition des vitesses verticales. Derrière le sommet, se trouve, d'après la description d'Idrac, une vaste zone turbulente à la limite de laquelle l'écoulement non perturbé continue à monter et une ascendance a été mise en évidence assez loin en arrière de la crête.

b) P. Idrac a également déterminé le champ ascendant du terrain de vol à voile de Vauville, situé à l'extrémité du Cotentin. D'après ces mesures, la répartition des vitesses ascendantes coïncide bien avec les calculs de J. Ackeret. Tout comme dans la représentation de ce dernier, la plus forte ascendance sur la falaise de Vauville règne au-dessus de la pente. A une altitude mesurée à partir du pied de la pente, égale à cinq fois la hauteur de l'obstacle, Idrac trouva encore une ascendance de 0,5 m/s pour un vent horizontal de 10 m/s, ce qui concorde avec les résultats théoriques.

Le terrain de Vauville possède de bonnes ascendances, sans doute parce qu'il est soumis à un flux d'air non perturbé venant de la mer et limité à ses deux extrémités par des caps, Cap de la Hague et Cap de Flamanville, et que le courant aérien, canalisé par ces bordures marginales, ne peut s'écouler latéralement et est forcé d'escalader la falaise.

c) M. Kochanski a exécuté sur le terrain de vol à voile polonais de Bezmiechowa des mesures d'ascendance de pente très réussies et très instructives (*fig.* 7). Ces mesures diffèrent des précédentes en ce que, du côté au vent lui-même, se trouve un « coussin » d'air mort et que le champ ascendant devient notable à partir d'une certaine altitude seulement. Les mesures faites sous le vent de la pente sont particulièrement intéressantes. La *figure* 8 montre la distribution des courants verticaux dans cette zone pour un vent de 8-11 m/s. Il est visible que l'obstacle projette une « ombre » et que la zone favorable au vol à voile s'étend encore très loin en arrière de la crête. Dans le cas de vents forts (8-10 m/s), on peut observer sous le vent un grand tourbillon couché (*fig.* 9) : entre les points 1 et 2 la vitesse descendante est de 4 m/s.

d) Des dunes qui ont un profil régulier et un sol uni se prêtent particulièrement à des études sur les ascendances ou les écoulements en présence d'obstacles. Les résultats suivants ont été obtenus

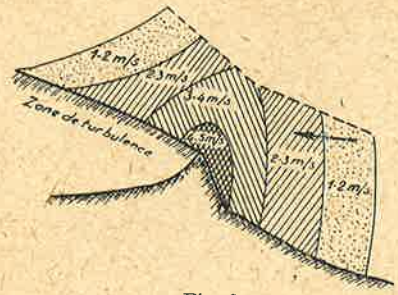


Fig. 6

Champ des vents ascendants sur une arête, d'après P. IDRAC

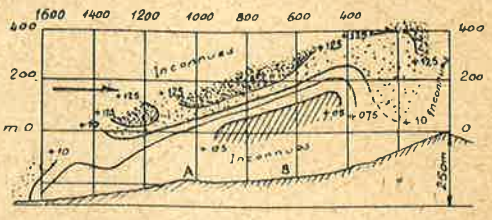


Fig. 7

Champ des vents ascendants sur la pente de Bezmiechowa, d'après KOCHANSKY

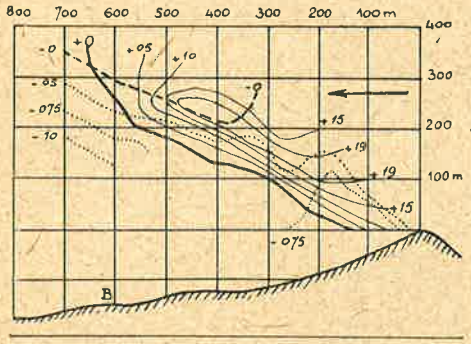


Fig. 8. — Distribution des vents verticaux sur la pente sous le vent
(*vitesse horizontale du vent* = 8—11 m/s)

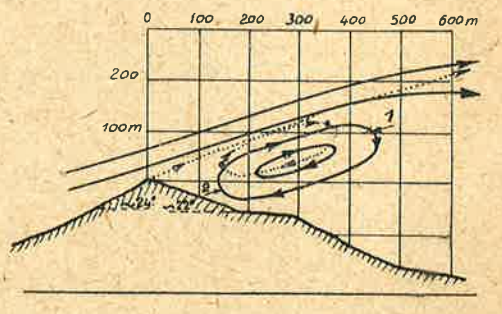


Fig. 9

Tourbillon couché sous le vent de la montagne

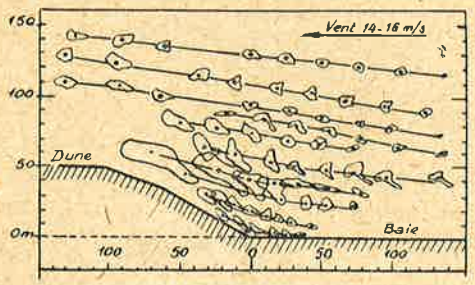


Fig. 10

Trajectoires de nuages de fumée

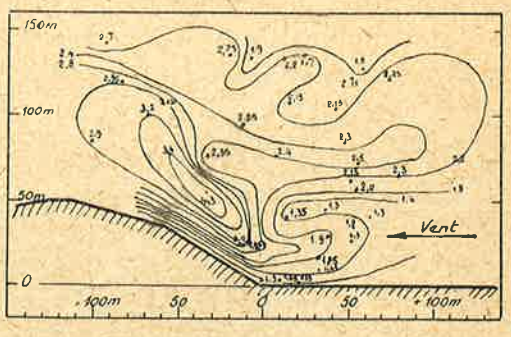


Fig. 11. — Champ de la vitesse verticale du vent en avant des dunes
(*vitesse horizontale* = 15 m/s)

sur des dunes par des mesures cinématographiques de fusées fumigènes. La vitesse du vent est de 15 m/s et sa variation s'exprime bien par la déformation des nuages de fumée (*fig.* 10). La couche turbulente sépare deux écoulements distincts de l'air (*fig.* 11) : au-dessus règne un écoulement uniforme presque laminaire, tandis que l'écoulement inférieur turbulent est. freiné. Nous reconnaissons dans cette différence d'écoulement l'influence du frottement du sol sur les couches inférieures : cet écoulement inférieur, perturbé et freiné, constitue la couche limite de la surface terrestre. D'après les mesures précédentes, on peut constater qu'au voisinage du sol les vitesses verticales sont supérieures à celles que prévoit la théorie. Sans vouloir dès maintenant rapporter les écarts à d'autres raisons, ces différences s'expliquent aussi par le relief. D'après le calcul, un bon planeur devrait atteindre une hauteur de 250 m au-dessus de la dune et, d'après les mesures pratiques, il pourrait monter sensiblement plus haut. On a effectué des mesures trigonométriques par vent de 10 m/s avec un planeur ayant une vitesse de descente de 0,6-0,7 m/s; la hauteur maximum mesurée fut de 250 m, en bonne concordance avec les valeurs théoriques.

B. — L'ÉCOULEMENT SOUS LE VENT

En ce qui concerne l'écoulement sous le vent, la théorie, l'expérience et l'observation pratique concordent bien ensemble. A cause de la diminution de vitesse, l'écoulement devient rétrograde en

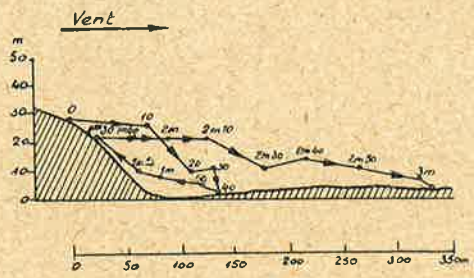


Fig. 12. — Tourbillon fixe sous le vent de dunes

arrière de l'arête, décolle de l'obstacle et forme un vaste champ tourbillonnaire sous le vent. Ces tourbillons, sous le vent, se constatent non seulement dans les souffleries, mais aussi dans l'atmosphère. Ils peuvent être stationnaires ou être emportés par l'écoulement. La *figure* 12 représente un tourbillon fixe repéré par la trajectoire d'un ballon statiquement équilibré derrière des dunes élevées. L'écoulement sous le vent des chaînes de montagnes n'a pris une grande importance qu'avec la découverte du vol d'ondes. En vol de pente proprement dit, la zone sous le vent est une zone rabattante, à éviter par conséquent; les zones ascendantes, que le vol à voile découvrit dans l'écoulement ondulatoire sous le vent des montagnes et qui sont utilisées avec tant de succès seront envisagées dans la suite, quand nous traiterons le problème du vol d'ondes.

Cependant, il nous faut encore mettre en évidence une déviation verticale des lignes de courant qui, en dehors des dénivellations du sol, provoque un champ ascendant analogue à celui des obstacles terrestres, mais bien plus faible. Il s'agit des ascendances de frottement.

C. — L'ASCENDANCE DE FROTTEMENT

1. — Généralités.

Tous les fluides, donc l'air, possèdent une certaine viscosité qui s'exprime par le frottement du fluide. Si nous faisons passer un fluide non perturbé sur une surface plane, les filets contigus à la surface adhèrent à celle-ci à cause du frottement et, par suite de la viscosité, freinent aussi les filets avoisinants. Sous l'influence de ce frottement, se forme une couche limite à l'intérieur de laquelle la vitesse passe progressivement de zéro à la vitesse de l'écoulement non perturbé (*fig.* 13). La couche limite est d'autant plus épaisse que la viscosité, la vitesse de l'écoulement et la distance parcourue sur la surface sont grandes.

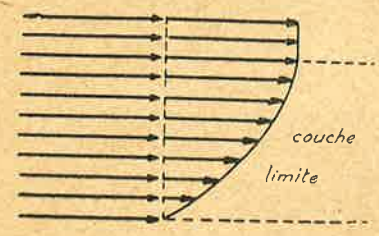


Fig. 13. — Couche limite

2. — Couche limite terrestre.

Le même phénomène se développe dans l'écoulement de l'air au-dessus du sol. Dans ce cas, il est vrai, les relations sont beaucoup plus compliquées, puisque le frottement de l'air dans l'atmosphère n'est pas seulement déterminé par le frottement moléculaire intérieur mais aussi par le continuel mélange turbulent.

L'épaisseur de la couche limite terrestre est donc assez grande : tandis que la couche limite aérodynamique, dont l'importance est fondamentale, n'a qu'une épaisseur de l'ordre d'un millimètre, la couche limite de l'atmosphère atteint une centaine de mètres d'épaisseur.

Naturellement, les différences de rugosité du sol freinent de manière différente les masses d'air et conditionnent donc les variations d'épaisseur de la couche limite. Quand on passe d'une zone de faible frottement à une zone de frottement bien supérieur, le freinage de l'air provoque un entassement que l'écoulement d'air adjacent doit contourner par le haut; c'est ce qui fait qu'à la limite de zones dont la rugosité est différente, nous pouvons observer des ascendances dites « *ascendances de frottement* ». Ces ascendances s'observent principalement sur les côtes au passage de la mer à la terre, et aussi sur la terre ferme par passage de la rase campagne à une zone urbaine. La zone ascendante est constituée par l'épaississement de la couche limite en aval du point de transition de la rugosité. La *figure* 11 nous a déjà fait connaître cette couche limite : la couche limite freinée est bornée supérieurement par une couche de vent fort caractéristique.

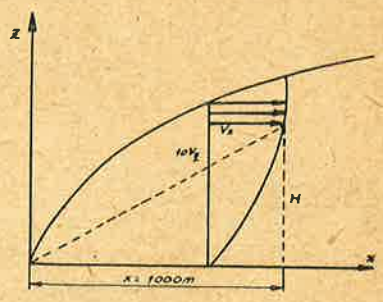


Fig. 14. — Ascendance de frottement

Dans la couche limite, la vitesse horizontale du vent croît avec l'altitude depuis la vitesse zéro au sol jusqu'à la vitesse de l'écoulement d'ensemble. V. KARMAN a donné un procédé simple pour calculer la vitesse verticale de l'ascendance de frottement :

— entre la vitesse verticale V_z, la vitesse horizontale V_x à l'altitude H et la distance x à l'origine de la zone rugueuse, existe la relation :

$$V_z = \frac{H \cdot V_x}{2\,x} \qquad (\textit{fig.}\ 14).$$

Soit, par exemple :

$$x = 1000 \text{ m}, \qquad V_x = 20 \text{ m/s} \qquad \text{pour} \qquad H = 200 \text{ m};$$

il vient :

$$V_z = 2 \text{ m/s}.$$

Donc, pour que l'ascendance de frottement soit mise à profit en vol à voile, il faut déjà des vents très considérables. En outre, la zone ascendante utilisable est limitée, le long d'une côte par exemple, à une étroite bande littorale. C'est pourquoi l'ascendance de frottement ne semble pas avoir d'intérêt immédiat pour le vol à voile, mais toutefois, il est nécessaire, en vue de l'avenir, de se familiariser avec ce genre d'ascendances.

D. — INTÉRÊT DU VOL DE PENTE

Le vol dans l'ascendance des obstacles a provoqué une étude minutieuse de l'influence de la configuration complexe du sol sur l'écoulement et fait naître, peu à peu, une aérodynamique météorologique. A l'heure actuelle, le vol de pente ne joue plus un rôle prééminent, mais il serait absurde de ne plus lui reconnaître aucun intérêt.

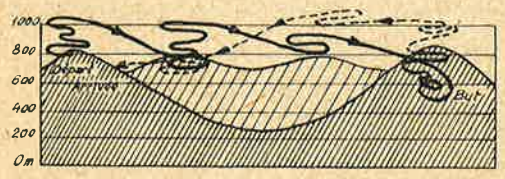
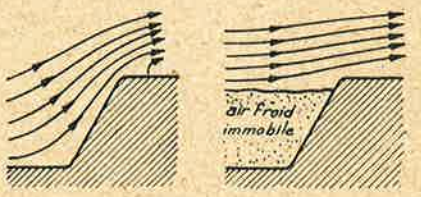


Fig. 15

Vol à voile de pente de distance



(*a*) (*b*)

Fig. 16. — *a*) Ascendance du vent, de jour
b) Écoulement, de nuit. La vallée est remplie d'air froid humide

Pour l'entraînement au vol à voile, l'ascendance de pente est toujours un adjuvant précieux.

En outre, au cours de longs vols de distance, même par temps favorable, on sera heureux de trouver une ascendance de pente en attendant le développement d'une nouvelle bouffée thermique.

De même, en ce qui concerne le thermique, nous reviendrons souvent aux exposés précédents sur les phénomènes d'écoulement sur les obstacles de la surface terrestre, puisqu'il est normal que l'écoulement de l'air au sol ait une grosse influence sur le déclenchement des ascendances thermiques. En plus, il est important pour tous les pilotes, avec ou sans moteur, d'étudier les couches inférieures de l'atmosphère influencées par le relief que, par assimilation aux choses de la mer, on peut désigner par zone de *ressac*.

A une certaine altitude, les tempêtes de l'océan aérien n'ont pas de prise sur l'avion, mais au voisinage du sol, dans la zone de ressac, elles peuvent avoir des conséquences tragiques. L'étude des formes d'écoulement dans cette zone importante permet au pilote de rendre plus agréable maint vol « chahuté », et d'éviter maint moment dangereux.

Les exposés précédents relatifs à l'influence des obstacles montagneux sur les courants aériens vont maintenant être commentés par un exemple d'utilisation pratique, une distance en vol de pente pur. La *figure* 15 met bien en évidence que ce vol de distance est un vol de crête en crête au cours

duquel le pilote gagne de l'altitude sur des pentes normales à un vent qui les surmonte sans les contourner. L'ascendance est maximum en même temps que l'inclinaison de la pente, c'est-à-dire quand les lignes de niveau de la carte sont les plus serrées. Un tel vol de distance est une lutte incessante avec le sol. En effet, les chaînes de montagne continues sont rares, et en volant de crête en crête, les zones ascendantes sont souvent séparées par de vastes zones descendantes. C'est à l'intelligence du pilote d'apprécier avec exactitude son altitude relative et l'étendue de la zone rabattante afin de pouvoir atteindre une nouvelle pente.

En vue du vol de distance de pente, le pilote doit acquérir deux talents : il lui faut la persévérance pour attendre, dans un champ ascendant, que l'appareil ait atteint l'altitude nécessaire pour voler jusqu'à la pente suivante et il lui faut aussi l'esprit de décision, pour quitter la zone ascendante où il est en sécurité, une fois atteinte l'altitude requise.

D'autre part, si l'on considère qu'aujourd'hui il faut des vols de 50 heures et plus pour battre des records de durée, il est clair qu'on ne peut le faire qu'en vol de pente, car les ascendances thermiques disparaissent en général durant la nuit.

D'ailleurs, l'ascendance de pente subit aussi l'influence de la température nocturne et s'affaiblit considérablement sur une chaîne d'une région continentale, quoique la vitesse du vent s'accroisse. La cause en est très simple : pendant la nuit, les vallées environnant la montagne se remplissent d'air froid au repos qui aplanit en une certaine manière le relief, de sorte que la pente est complètement plongée dans l'air froid ou bien émerge seulement un peu et que l'ascendance est considérablement affaiblie (*fig.* 16).

Pour avoir des conditions ascendantes aussi constantes que possible, c'est au bord de la mer qu'il faut chercher le terrain approprié. Durant la nuit, la mer est relativement chaude et la vitesse horizontale du vent est maximum, ce qui fournit les conditions ascendantes les plus favorables. C'est pourquoi il est particulièrement indiqué de choisir, pour des records de durée, des dunes régulières et parallèles à la côte.

CHAPITRE III

LE VOL A VOILE THERMIQUE

1. — Généralités.

Cet exposé commence par la description du premier vol thermique, le 30 avril 1928, moins pour rappeler cet événement historique que pour mettre en évidence toutes les caractéristiques qui s'y trouvaient déjà réunies.

Ce premier vol thermique eut une importance capitale parce qu'il confirma la portée des possibilités nouvellement découvertes et qu'il fut à l'origine d'un grand épanouissement du vol sans moteur.

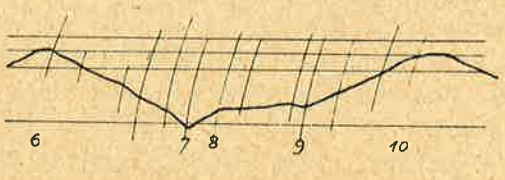


Fig. 17

Barogramme du premier vol à voile thermique
(30 *avril* 1928)

Deux constatations fondamentales à propos d'un cumulus incitèrent à exécuter cette première tentative de vol thermique : l'observation d'un nuage qui se formait et se dissociait périodiquement à des intervalles de 25-30 mn, et l'impression que ce phénomène se reproduisait constamment à la même place au-dessus du sol; on en déduisit l'existence d'une évolution stationnaire du cumulus et, en particulier, d'un champ ascendant durant un certain temps. Sur la foi de ces observations pleines de promesses, le pilote Johannès NEHRING reçut la mission de se porter en hâte avec un avion léger de 30/35 CV, à la base du nuage, et de voler hélice calée en décrivant de larges orbes à faible inclinaison. Pour l'époque en question, le résultat du vol fut surprenant : en hélice calée, l'avion ne perdit pas d'altitude et réussit même à se maintenir en vol à voile sous le nuage; c'est ainsi que fut réalisé le premier vol thermique humain. La barogramme du vol (*fig.* 17) confirme bien les observations visuelles. On constate nettement que l'avion, après une montée normale et l'arrêt du moteur, exécute un court vol plané et — du point 7 au point 10 — put se maintenir plus de 9 mn sans perdre d'altitude dans l'ascendance thermique du nuage. Si, connaissant la vitesse de chute de l'avion, on détermine la vitesse verticale de l'air sous le nuage, on obtient une vitesse ascendante de 4-5 m/s; ces valeurs, rarement atteintes en vol de pente, mirent immédiatement en évidence la nette supériorité du vol thermique sur le vol de pente.

2. — Conditions d'équilibre de l'atmosphère.

La vitesse verticale et le développement en altitude du mouvement thermique dépendent à chaque instant de l'état d'équilibre de l'atmosphère.

Pour que l'air soit stable, il ne suffit pas que les couches supérieures aient une densité moindre que celles des couches inférieures, car en outre intervient la relation entre la variation de densité d'une masse d'air mise en mouvement vertical et la variation de densité de l'air environnant resté en repos.

Nous pouvons distinguer trois états d'équilibre de l'atmosphère :

a) *l'équilibre stable*, dans lequel une quantité d'air élevée verticalement est obligée à revenir à sa position initiale, parce que sa variation de densité avec l'altitude est plus faible que celle de l'air environnant. En montant, la masse d'air devient plus lourde que ses voisines et est freinée ; en descendant, elle devient plus légère et engendre une force ascensionnelle ;

b) *l'équilibre indifférent*, dans lequel une quantité d'air élevée verticalement peut être en repos à toute altitude, parce que sa densité varie comme celle de l'air environnant ;

c) *l'équilibre instable*, dans lequel une quantité d'air mise en mouvement vertical poursuit et accélère le mouvement initial parce que son gradient de densité est, aux diverses altitudes, plus grand que celui de l'air environnant. En montant, la masse d'air devient plus légère que les voisines, et inversement à la descente.

Selon le sens de son mouvement vertical, une masse d'air est influencée par l'augmentation ou la diminution de pression et, suivant les cas, l'air se détend, ou se comprime adiabatiquement, sans apport ou cession de chaleur. Mais la masse d'air elle-même, à cause du rendement de la détente ou du gain d'énergie dans la compression, se refroidit ou s'échauffe. Echauffement et refroidissement se font suivant la loi adiabatique et correspondent à une variation de température $\Delta T = 1^{\circ}$ C pour une variation d'altitude de 100 m. Si donc, en équilibre indifférent, la molécule d'air mise en mouvement vertical subit constamment la même variation de densité que l'air ambiant, celui-ci doit également être organisé adiabatiquement et présenter un gradient de température de 1° C par 100 m.

En conséquence, au moyen du gradient vertical de température, on peut classer les conditions d'équilibre de la manière suivante, illustrée par un tableau numérique :

ALTITUDE (m) / TEMPÉRATURE (° C)	AIR AU REPOS	AIR en MOUVEMENT VERT.	AIR AU REPOS	AIR en MOUVEMENT VERT.	AIR AU REPOS	AIR en MOUVEMENT VERT.
1500	2	5	5	5	12,5	5
1000	8	10	10	10	15	10
500	14	15	15	15	17,5	15
0	20	20	20	20	20	20
	Équilibre instable : $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} > 1^{\circ}$ C		Équilibre indiffér. : $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 1^{\circ}$ C		Équilibre stable : $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} < 1^{\circ}$ C	

En équilibre instable, la décroissance de température dans l'air au repos a été prise = 1,2°/100 m. Une molécule d'air qui est soulevée par l'impulsion d'une faible rafale ou par un obstacle du sol possède un gradient de température de 1°/100 m ; donc, en 500 m, elle acquiert un excès de température de 1°, en 1000 m, de 2°, en 1500 m, de 3°. C'est pourquoi la vitesse ascendante de la particule croît continuellement avec l'altitude, ce qui explique les possibilités extraordinaires du vol thermique.

L'exemple de l'équilibre indifférent nous montre que les températures de l'air au repos et de l'air en mouvement vertical sont égales à chaque altitude. L'équilibre thermique existe à chaque altitude, les mouvements verticaux qui se déclenchent sont « grignotés » par le frottement et peuvent donc aboutir au repos à n'importe quelle altitude.

Dans le cas de l'atmosphère stable, on a pris pour exemple un gradient de température de 0,5° C par 100 m. Une molécule mise en mouvement forcé se refroidit de 1° C/100 m, c'est-à-dire que vis-à-vis de l'air ambiant en repos, en montant, la particule devient plus froide et plus chaude en descendant.

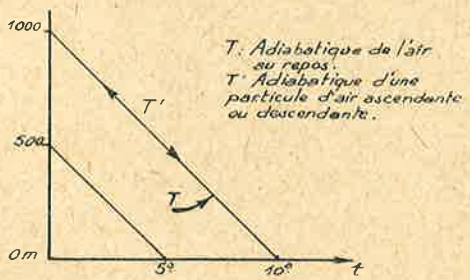


Fig. 18. — Adiabatique de température
Équilibre indifférent

En 500 m la différence négative de température atteint déjà 2,5°; la particule doit donc revenir à sa position initiale au sol à cause de l'accélération négative. En équilibre stable, les mouvements verticaux déclenchés sont donc freinés et les mouvements verticaux libres ne se produisent que dans des conditions particulières et avec une amplitude limitée. Dans ce dernier cas, les perspectives de vol sont en général peu favorables.

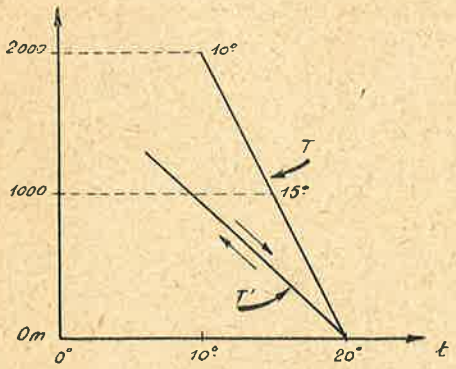


Fig. 19. — Équilibre stable

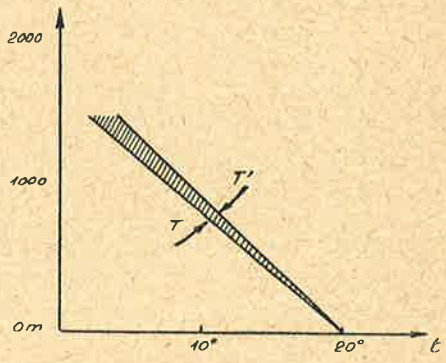


Fig. 20. — Équilibre instable

Les diagrammes température-altitude traduisent d'une manière transparente l'état d'équilibre de l'atmosphère et les mouvements verticaux de masses d'air isolées. Ces courbes d'état de l'atmosphère donnent une image très claire des conditions thermiques et des possibilités de vol correspondantes.

Dans un système d'axes rectangulaires, on porte en abscisses les températures et en ordonnées les altitudes. Si nous prenons des échelles telles que 1° de l'échelle des températures et 100 m de l'échelle des altitudes soient figurés respectivement par la même longueur, la répartition adiabatique de température est tout simplement représentée par une droite inclinée de 45° sur l'axe des abscisses (*fig.* 18). Pour cette valeur du gradient, l'air au repos et les molécules d'air individuellement mises en mouvement ont même température à toute altitude : l'équilibre est indifférent. Sur la *figure* 19, il y a équilibre stable

avec une température au sol de 20°. La variation de température de l'air au repos avec l'altitude est représentée par une droite T; imaginons alors qu'une petite masse d'air isolée est soulevée de force au-dessus du sol; du fait de cette ascension, elle va se refroidir adiabatiquement de 1° par 100 m et la variation de température avec l'altitude se fait suivant l'adiabatique T'. Nous constatons de suite que la masse d'air ascendante est plus froide et plus lourde que l'air environnant et donc qu'elle est soumise à une force de rappel croissant avec l'altitude. Son mouvement vertical est donc rapidement freiné et la masse d'air soulevée, à cause de sa force descendante, redescend à sa position initiale au niveau du sol.

A ce moment, l'air, qu'il soit au repos ou en mouvement vertical, ayant même température, il y a équilibre thermique et puisque les mouvements verticaux déclenchés sont réprimés, l'atmosphère se trouve en équilibre stable. Dans ce cas, l'adiabatique se trouve *à gauche* de la courbe d'état de l'air au repos.

En situation instable, les phénomènes inverses se produisent (*fig.* 20). Soit $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 1{,}2°$ C, le gradient vertical de température. Si une masse d'air isolée est quelque peu soulevée au-dessus de sa position de repos, sa température varie adiabatiquement avec l'altitude; devenant plus chaude, et donc plus légère que l'air ambiant, elle possède une force ascensionnelle et sa vitesse verticale croît avec l'altitude; l'atmosphère est donc en équilibre instable et l'adiabatique se trouve alors *à droite* de la courbe d'état de l'air au repos.

En équilibre indifférent, les deux courbes de température T et T' sont confondues en une même droite, l'adiabatique $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 1{,}0°$ C.

L'utilisation de ces représentations graphiques simples est tout à fait indiquée pour représenter clairement les diverses possibilités de mouvements thermiques verticaux.

3. — Les sources d'énergie thermique de l'atmosphère.

Les considérations précédentes relatives aux conditions d'équilibre de l'atmosphère nous ont donné un aperçu sur les bases physiques des mouvements verticaux. Pour résoudre le problème du vol thermique, il nous faut maintenant savoir quelles sont les sources d'énergie thermique mises à notre disposition par l'atmosphère.

Nous procédons du principe simple suivant lequel notre atmosphère est une machine thermique qui comporte une source chaude et une source froide. Elle travaille par échange *horizontal* de quantités de chaleur entre les latitudes équatoriales et les régions polaires sous forme de masses d'air chaud équatorial s'avançant vers le nord et de masses d'air froid polaire progressant vers le sud.

Si important que soit cet échange horizontal en ce qui concerne la température de la planète, il ne présente, à l'heure actuelle du moins, qu'un intérêt limité pour le vol à voile.

L'écoulement sur les obstacles montagneux qui engendre l'ascendance de pente provient de cet échange horizontal et des différences de pression qui en résultent.

Mais les ascendances thermiques résultent d'un autre mode d'action de la machine thermique atmosphérique.

Si l'on se rappelle qu'en plein été, à une altitude de 4000 m, se rencontrent déjà des températures inférieures à 0°, on comprend facilement qu'il s'établit un échange local d'énergie le long d'une verticale entre la source chaude du sol et la source froide en altitude.

L'énergie cinétique du mouvement vertical de l'air utilisée en vol à voile représente tout simplement la transformation de l'énergie potentielle de la colonne d'air qui se trouve au-dessus d'un point

donné : cette énergie potentielle est d'autant plus grande que l'échauffement inférieur est plus considérable et le refroidissement supérieur plus fort.

Ces deux phénomènes, échauffement au sol et refroidissement en altitude, mettent l'atmosphère en équilibre instable et provoquent la transformation de l'énergie potentielle de l'air au repos en énergie cinétique de l'air en mouvement vertical.

Comment s'effectuent échauffement et refroidissement de l'atmosphère et se déclenche le mouvement vertical? Tel est le problème fondamental que pose le vol thermique.

La répartition de température instable rendant possible le déclenchement d'ascendances thermiques peut être provoquée de diverses manières :

1° par échauffement du sol et de la couche d'air adjacente, du fait de l'insolation directe. Si nous éliminons la formation de nuages, ce phénomène conduit au thermique pur (thermique de soleil), terme sous lequel on désigne, dans le langage du vol à voile, les ascendances thermiques dans un ciel pur et sans nuage;

2° par arrivée de vapeur d'eau produite par évaporation au sol ou par advection, c'est-à-dire par arrivée d'un flux océanique. La chaleur de condensation libérée par la formation du nuage libère une énergie potentielle considérable qui rend l'atmosphère instable et provoque les ascendances de nuages bien connues en vol à voile;

3° par refroidissement en altitude, ou par rayonnement de couches d'air plus élevées et plus humides, ou par advection d'air plus froid en altitude. Ces phénomènes sont indépendants de l'heure du jour et c'est pourquoi ils peuvent provoquer des ascendances thermiques de nuit aussi. Puisque, dans ce cas, les ascendances se produisent à une certaine altitude, indépendamment de ce qui se passe au sol, on désigne ce phénomène sous le vocable de thermique d'altitude. En comparaison du thermique provoqué par l'échauffement, les ascendances du thermique d'altitude, engendrées par refroidissement, n'ont que peu d'importance;

4° par excès de température d'une certaine surface d'eau vis-à-vis de l'air ambiant : ainsi se forme le thermique marin. Si, en principe, les bases physiques du thermique marin sont les mêmes que celles du thermique terrestre, il semble judicieux, au point de vue de la situation particulière des océans, en ce qui concerne le vol, de parler d'un thermique particulier au-dessus de la mer. Ce thermique se produit quand la température de l'eau est plus élevée que celle de l'air ambiant, ce qui, à nos latitudes, a généralement lieu en hiver. Ces conditions sont également remplies par irruption d'air froid polaire. Dans les vastes espaces des mers tropicales, en particulier dans la zone des alizés, la surface de la mer durant toute l'année est plus chaude que l'air et c'est ainsi que sont remplies les conditions du thermique marin.

4. — **Vol thermique sans nuage** (thermique de soleil).

Le vol thermique par ciel clair, sans formation de nuage, est sans doute une tâche difficile du vol à voile. Puisqu'aucun nuage n'indique les zones ascendantes, le pilote doit chercher tout seul ces plages invisibles à l'aide de son flair personnel et des indications du variomètre. Dans ce cas, précisément, les connaissances personnelles des principes des ascendances thermiques rendent de grands services.

Pour traiter ce problème de l'état d'équilibre sec-instable de l'atmosphère, nous nous demanderons d'abord, compte tenu des conditions d'équilibre exposées précédemment, s'il y a aussi des ascendances thermiques par équilibre sec-stable $\left(\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} > 1^{\circ}\right)$. A ce sujet, on doit dire qu'il existe

aussi des possibilités de vol à voile en atmosphère stable. Mais les ascendances sont alors isolées, au-dessus d'endroits favorisés de la surface du sol, et ne montent pas haut. Imaginons un matin serein et ensoleillé sur un aérodrome, sec et couvert d'herbe rase, entouré de forêts et de champs cultivés. Soit 20° C la température de l'air. Le sol s'échauffe irrégulièrement. Au-dessus des cultures, supposons que règne partout une température de 20°. L'aérodrome sec et insolé s'échauffe plus : la température de l'air y atteindra 23°. Dans la forêt, l'air est encore frais et soit 18° sa température. Puisqu'au même niveau règnent différentes températures, il n'y a pas équilibre. Vis-à-vis de la température ambiante de 20°, l'air de l'aérodrome présente un excès de température. Sorti de sa position de repos, il a une force ascensionnelle et doit monter. La *figure* 21 nous illustre l'étendue verticale de cette ascendance locale. Dans l'air en repos, règne entre le sol et 1000 m un gradient de température de 0,8° C et de 1000 à 2000, de 0,6° C. L'air ascendant, ayant 23° au sol, se refroidit adiabatiquement de 1° par 100 m.

La comparaison des courbes de température de l'air ascendant et de l'air ambiant au repos nous montre immédiatement que l'air de l'aérodrome, surchauffé de 3°, peut monter jusque 1200 m. Jusqu'à cette altitude, il possède une force ascensionnelle et son mouvement s'accélère. Puisqu'il possède sa

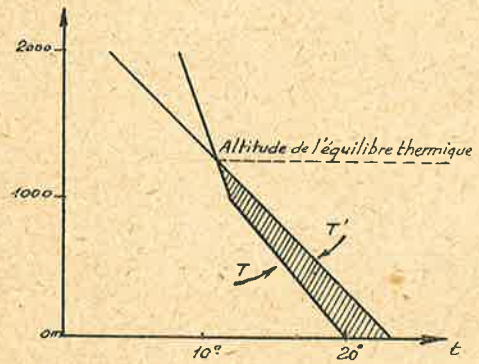


Fig. 21
Ascendance d'une particule surchauffée

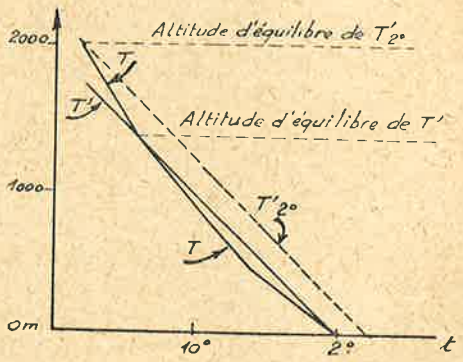


Fig. 22

plus grande vitesse verticale à 1200 m, il commence par dépasser son altitude d'équilibre thermique. Mais il est freiné relativement vite par la force de rappel et redescend à son altitude d'équilibre. Des exemples ultérieurs nous montreront que les plus grandes altitudes atteintes en planeur, compte tenu de la vitesse de chute, correspondent à très peu près à l'altitude d'équilibre des masses d'air ascendantes, de sorte qu'en pratique nous n'aurons pas besoin, dans ce qui suit, de considérer l'amplitude du mouvement de l'air au-dessus de sa position d'équilibre. Des élévations locales de température, conditionnées par l'échauffement hétérogène du sol provoquent, en atmosphère stable, des ascendances thermiques isolées, limitées en altitude. Ces conditions sont caractéristiques des premières heures de la matinée d'un jour d'été serein.

Considérons maintenant les conditions ascendantes vers midi ou au début d'après-midi d'une chaude journée d'été. Dans cet exemple, il ne doit pas y avoir formation de nuages. Les couches d'air inférieures sont généralement surchauffées par la forte insolation; l'atmosphère est donc instable jusqu'à plusieurs centaines de mètres au-dessus du sol. Sur le diagramme température-altitude de la *figure* 22, règne dans l'air au repos jusque 500 m un gradient de température $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 1{,}2°$; de 500 à 2000 m, l'équilibre est stable avec $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 0{,}8°$. Une masse d'air isolée, montant adiabatiquement est, dans ce cas, entraînée jusque 1400 m. Si la masse d'air isolée a au sol un excès de température de 2°, elle monte jusque 2000 m. Puisque les gradients de température secs-instables se

trouvent au plus à quelques centaines de mètres d'altitude et ne sont pas très supérieurs à 1°, les ascendances thermiques sans formation de nuage ne s'étendent pas en général très haut. Cependant l'instabilité des couches inférieures conditionne le fait qu'il en résulte une libre ascendance de l'air en n'importe quel endroit de la surface terrestre. Il se développe le jeu plein de changement des ascendances et des descendances dont la distribution présente peu de régularité et c'est pourquoi il faut au pilote beaucoup d'expérience et d'adresse. L'air ascendant forme un écoulement assez nettement limité et laminaire. Le diamètre de la zone ascendante est de l'ordre de grandeur de quelques centaines de mètres. A chaque courant ascendant correspond aussi, pour des raisons de continuité, un mouvement descendant. Celui-ci se comporte en général autrement que le mouvement ascendant : il ne constitue pas un mouvement limité, mais une descendance de masses d'air s'étendant sur de grands espaces dans un mouvement irrégulier, s'atténuant progressivement en descendant.

Même dans un état d'équilibre instable, il faut encore une impulsion extérieure pour déclencher le mouvement vertical car, jusqu'à un gradient de 3,4°/100 m, la diminution de pression l'emporte sur

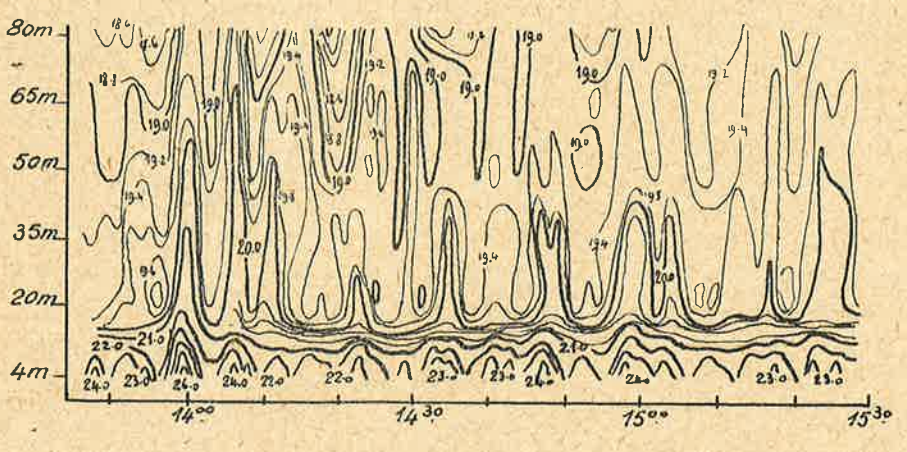


Fig. 23. — Couche limite thermique diurne

la décroissance de température; c'est pourquoi l'air reste encore statiquement en équilibre. Mais si, dans cette atmosphère instable, une particule isolée reçoit une petite impulsion, du fait de la turbulence ou d'un obstacle insignifiant, ce mouvement initial négligeable libère un vaste mouvement à développement vertical.

La *figure* 23 montre un enregistrement rapide de la température dans les couches voisines du sol, entre 4 et 80 m d'altitude. On voit qu'un gradient extraordinairement fort peut exister entre 4 et 15 m, de l'ordre de 4° pour 10 m d'altitude. Ces valeurs ne sont jamais atteintes, même de loin, dans l'atmosphère libre.

On nomme cette couche inférieure très surchauffée la « couche limite thermique » de l'atmosphère; c'est cette zone qui est la source des mouvements ascendants observés au sol. Tout automobiliste la connaît sous forme de couches d'air miroitantes qui se trouvent sur les routes les jours de canicule : cette couche limite est nettement en évidence sur la *figure* 23; elle s'étend jusque 15 m environ. On remarque aussi, sur cette *figure*, les ascendances qui tentent de crever vers le haut le plafond de la couche limite. Les masses d'air fortement surchauffées au sol se détachent à intervalles réguliers de la couche limite et commencent leur ascension : cet air est remplacé par des masses descendantes plus froides.

Les variations entre 22 et 26° de la température de la couche limite montrent que celle-ci est rafraîchie par le haut, puis s'échauffe à nouveau jusqu'à ce qu'elle libère une nouvelle bouffée d'air chaud ascendant.

La *figure* 24 fait saisir la formation de la couche limite froide qui se forme peu avant le coucher du soleil quand la terre n'est plus insolée. Sur la *figure*, on constate encore un faible mouvement ascendant à 15 h 10. Ensuite, il n'y a plus de thermique et le gradient de température se modifie.

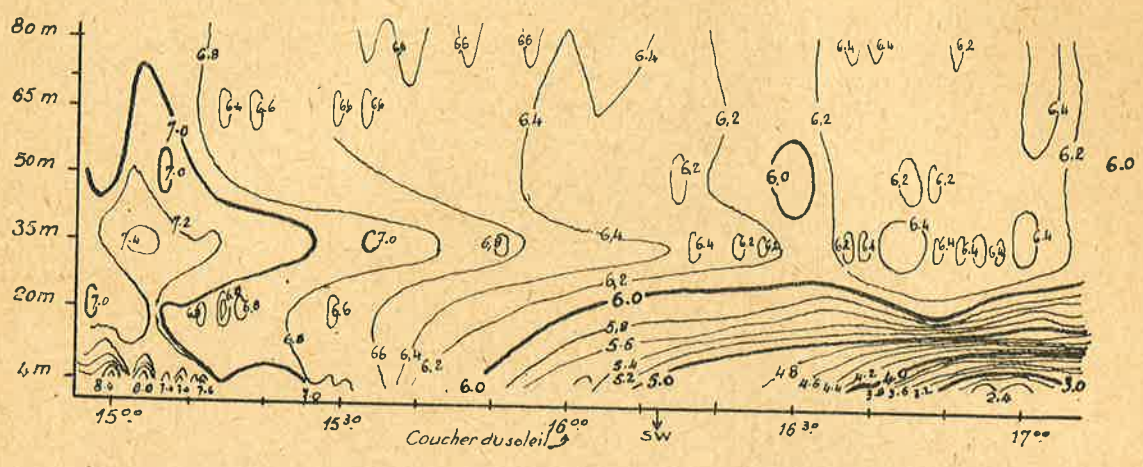


Fig. 24. — Formation de la couche limite froide. Fin du thermique diurne

Les enregistrements du vent au sol montrent aussi très bien, par les variations de direction et de vitesse, ce déclenchement périodique de la couche limite. La *figure* 25 montre un enregistrement pour lequel jusque 11 h 30 le vent est pratiquement nul. A 11 h 30 s'établit le jeu des émissions thermiques. Dans les variations de vent plus ou moins régulières, nous reconnaissons que l'air ascendant de la couche limite surchauffée est remplacé par un afflux horizontal discontinu d'air frais. Par la

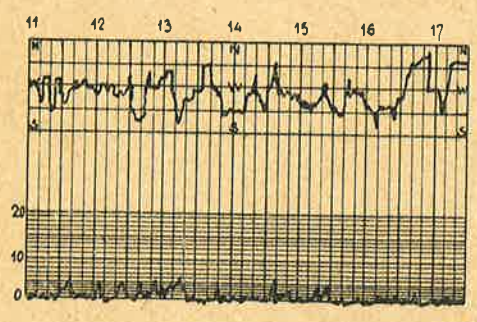


Fig. 25. — Enregistrement de la direction et de la vitesse du vent au sol

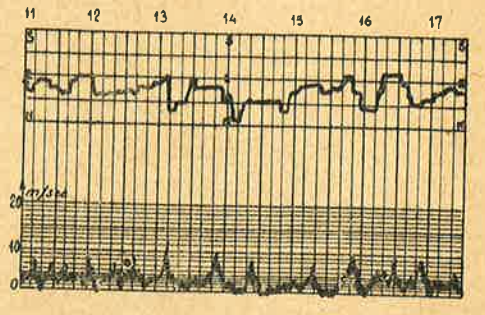


Fig. 26. — Enregistrement des pulsations de la direction et de la vitesse du vent au sol

considération des maxima absolus de la vitesse du vent, on obtient une période moyenne de 25 mn pour le déclenchement des ascendances. Les variations de direction du vent correspondent aux variations de vitesse. L'air de remplacement, provenant horizontalement du voisinage, arrive tantôt du nord, tantôt du sud. Dans l'exemple de la *figure* 26, l'enregistrement de la direction du vent met les émissions périodiques plus nettement en évidence que la vitesse du vent. La vitesse moyenne du vent, pour cette mesure, est assez élevée et atteint 10 m/s en pointe. Les émissions sont alors plus rares, mais plus accusées. A chaque émission, il y a rotation du vent, de l'est au nord-est ou au nord. La période des émissions est maintenant de 38 mn environ.

L'écoulement de l'air thermiquement ascendant hors de la couche limite est tout à fait visible dans les déserts : la couche limite étincelante est réfléchissante comme la surface d'un grand lac. Soudain, de cette couche, s'élèvent en tourbillonnant d'étroites trombes de sable, spectacle singulier qui anime le tableau monotone du désert.

Durant la canicule, ces petites trombes se développent aussi occasionnellement dans nos climats au-dessus d'étendues fortement surchauffées avec des zones plus fraîches dans le voisinage. Une telle trombe en miniature (*fig.* 27) a pu, par hasard, être détectée par les mesures d'un ballon de sondage équilibré statiquement, le jour où a été obtenu l'enregistrement de la *figure* 25, qui met clairement en

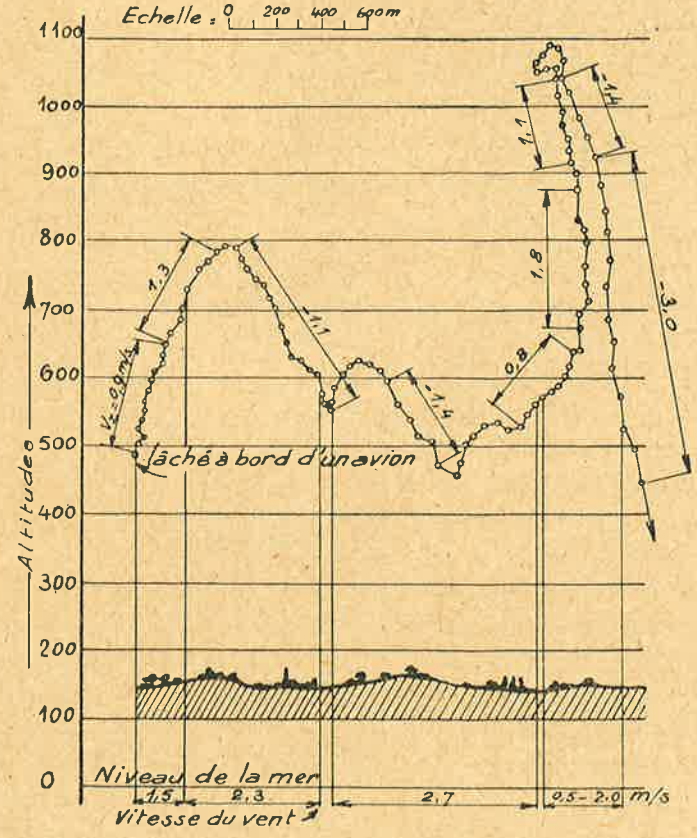


Fig. 27. — Mesure d'une trombe en miniature par un ballon de sondage équilibré

évidence les variations discontinues de la vitesse et de la direction du vent, caractéristiques des déclenchements thermiques. Le ballon est pris par un écoulement ascendant à la 14e mn de la mesure et emporté de 500 à 1100 m et, après quelques minutes de calme, à la même place, se produit un rabattant rapide, avec des vitesses verticales que l'on ne trouve pas fréquemment au cours de telles mesures. Ces mouvements peuvent se rapporter au schéma des petites trombes de Letzmann, dans la partie extérieure desquelles l'air monte en une spirale sinueuse, pendant que dans l'axe règne un écoulement descendant de compensation. D'ailleurs, on possède un rapport sur le *contact* d'un planeur avec une telle trombe. Le pilote vit à 100 m sous la base d'un nuage une trombe tournant à droite, d'environ 0,5 m de diamètre, qu'il ne pouvait plus éviter. L'aile gauche fut atteinte et happée vers le haut, tout l'appareil fut jeté de côté avec une grande puissance. Le pilote n'attribue qu'à la grande solidité de l'appareil le fait qu'il n'y ait pas eu rupture.

On peut aussi matérialiser expérimentalement le phénomène de l'écoulement hors de la couche limite en installant, dans un champ fortement surchauffé, des pots à fumée sur un grand cercle qui émettent de la fumée colorée en rouge. La fumée s'écoule d'abord arbitrairement dans les directions les plus différentes jusqu'à ce que, tout à coup, de tous les pots à fumée, elle converge en un point déterminé à l'intérieur du cercle et monte à une certaine altitude en un écoulement continu. Une telle expérience montra que la fumée s'écoulait vers un nuage qui se formait en même temps à 1500 m, ce qui mit en évidence l'ensemble du phénomène du développement d'une ascendance thermique.

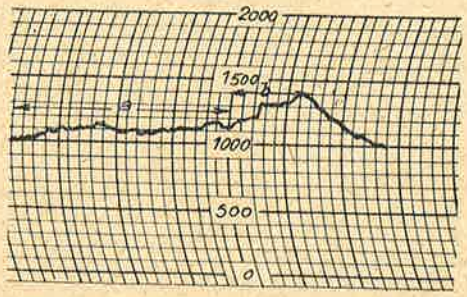


Fig. 28. — Barogramme d'un planeur passant de l'ascendance de pente (*a*) à l'ascendance thermique (*b*

Précédemment, on a fait ressortir qu'une couche d'air instable a besoin d'une impulsion pour être mise en montée libre. Des masses d'air isolées doivent, par une impulsion forcée, subir un léger dérangement vertical pour continuer à monter librement sous l'influence de la stratification instable.

Ce déclenchement de la *stratification* instable peut être provoqué :

a) au sol, par un obstacle de la surface terrestre (localités, bois, collines ou montagnes);

b) par la turbulence de l'air ambiant.

On peut observer partout le déclenchement d'ascendances thermiques sur les obstacles terrestres; les plus efficaces sont les montagnes.

L'air s'écoule contre les montagnes et est forcé de monter le long des pentes. Cette ascendance de pente se change, en atmosphère instable, en une ascendance thermique libre. Dans ces circonstances, l'ascendance de pente atteint des dimensions et des vitesses verticales tout autres que lors des phénomènes d'écoulement simplifiés représentés au début, correspondant à l'écoulement d'un fluide incompressible.

La *figure* 28 représente un barogramme de planeur qui fait clairement distinguer une ascendance de pente pure et le passage de l'ascendance de pente à l'ascendance thermique.

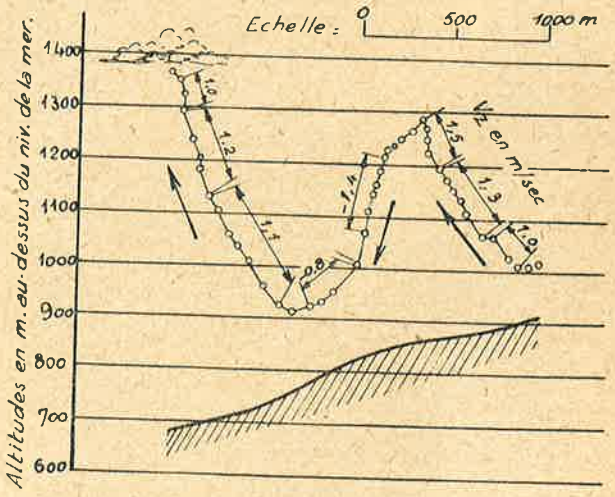


Fig. 29. — Trajectoire d'un ballon de sondage équilibré sous le vent d'une montagne

Les phénomènes de déclenchement de masses d'air instables ont été étudiés par de nombreuses mesures en planeur et au moyen de ballons-sondes statiquement équilibrés. Les phénomènes d'émission qui sont déterminés par les arêtes des montagnes ou par les pentes sous le vent sont particulièrement instructifs. Le déclenchement de l'air en instabilité thermique sur l'arête fait que, dans ce cas, les zones ascendantes ne sont pas les plus fortes du côté au vent de la pente mais que l'écoulement ascendant libre atteint sa plus grande intensité sous le vent. Les trajectoires de ballons équilibrés, reproduites *figures* 29 et 30, ont été obtenues sur le même terrain, le même jour, mais à des moments différents. La première mesure (*fig.* 29) de cette série fut effectuée à 11 h 07; la

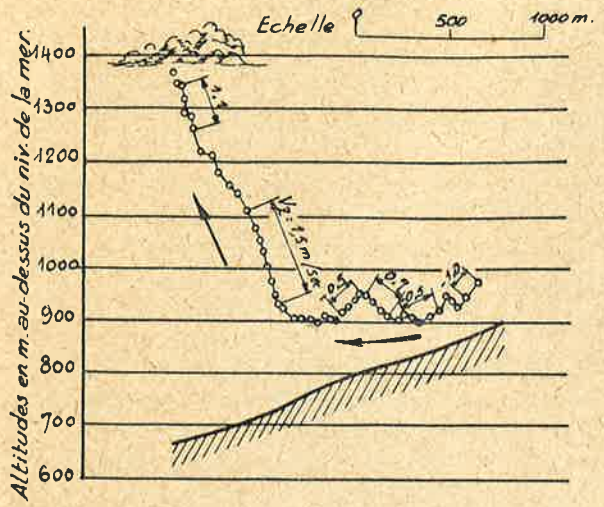


Fig. 30. — Trajectoire d'un ballon de sondage équilibré sur le même terrain, mais 30 mn plus tard qu'à la *figure* 29

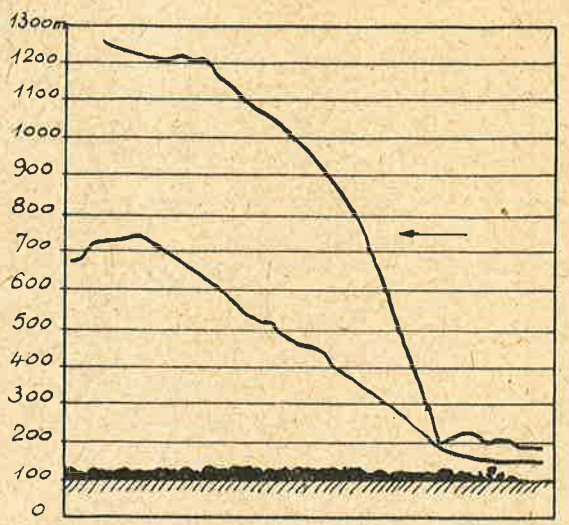


Fig. 31. — Déclenchement de la couche limite thermique en lisière d'un bois. Trajectoires de ballons statiquement équilibrés, le 27 avril 1932

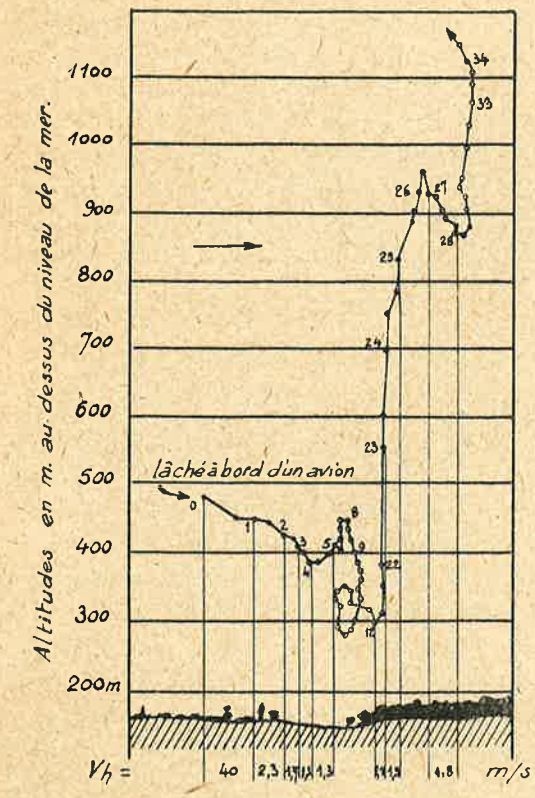


Fig. 32. — Déclenchement d'une bulle thermique en lisière d'un bois par vent très faible

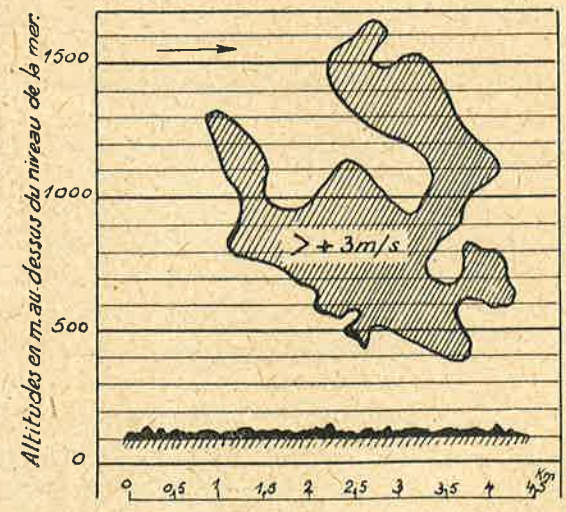


Fig. 33. — Champ ascendant au-dessus d'un bois La zone hachurée limite le domaine des vitesses verticales supérieures à 3 m/s

deuxième (*fig.* 30), à 11 h 35, présente sensiblement le même aspect : la position de la zone ascendante est exactement la même que dans la mesure précédente. Une troisième mesure, à 15 h 05, le même jour, montre une puissante zone ascendante sous le vent. Cette série de mesures montre que se développent des zones ascendantes à peu près fixes sous le vent d'un massif montagneux, de la même manière que nous rencontrerons ultérieurement ces zones ascendantes stationnaires en exposant les phénomènes d'écoulement sur les obstacles en compagnie des ondes fixes (Chap. IV).

Les trajectoires suivantes (*fig.* 31) montrent des phénomènes de déclenchement de la couche limite thermique en terrain plat, et en particulier en lisière de bois, ou en général à des changements de rugosité de la surface terrestre. Les trajectoires des ballons équilibrés montrent que l'air surchauffé au sol est, suivant la direction du vent, lentement chassé contre la lisière du bois, soulevé du sol sur celle-ci, ce qui provoque au-dessus de la forêt une ascendance thermique.

La *figure* 32 est aussi très instructive. Le ballon a été lâché d'un avion à 500 m d'altitude environ. Après le lâcher, il commence par tomber et reste sans mouvement vertical pendant presque 10 mn, jusqu'à ce que tout à coup, à la 21e mn après le lâcher, il monte rapidement à 2,5 m/s de 300 à plus de 1100 m. La montée a lieu ici aussi au-dessus de l'orée d'une forêt. Le phénomène est visiblement le suivant : en amont de la forêt se constitue une couche limite surchauffée. Un petit coup de vent pousse la couche limite thermique sur la lisière du bois et déclenche un écoulement ascendant libre que le ballon de la *figure* 32 atteint à 300 m. De nombreuses mesures, exécutées dans les mêmes conditions, peuvent se résumer dans l'existence d'un champ ascendant au-dessus de la forêt.

La *figure* 33 donne un tel champ ascendant en aval d'un bois. Naturellement, le champ ascendant n'est pas stationnaire. Mais cela indique qu'assez couramment l'on trouve, pour une certaine direction de vent et une forte insolation, un champ ascendant en aval d'un bois. Ces phénomènes de déclenchement sur les montagnes, les collines, les lisières de forêt, les localités, fournissent de bons repères pour trouver les ascendances thermiques, les jours où les nuages indicateurs d'ascendances font défaut. Pour une plus grande vitesse de vent au sol, une couche limite non perturbée peut difficilement se constituer parce que, dans ce cas, la turbulence de l'écoulement arrache toujours de nouvelles particules d'air à la couche limite qui, de la sorte, est continuellement détruite. Les ascendances libres ne se développent, dans ce cas, que par brèves poussées et il ne se produit que des ascendances hachées.

Inversions de température — Couches de blocage de l'atmosphère

Dans les exposés antérieurs, on a supposé une décroissance continuelle de la température avec l'altitude, ce qui correspond aux conditions normales de refroidissement de l'atmosphère. Mais, très fréquemment, on peut constater dans l'atmosphère que la décroissance normale de température avec l'altitude est interrompue dans une couche peu épaisse à l'intérieur de laquelle la température reste constante ou souvent même croît avec l'altitude. L'accroissement de température peut être très considérable, jusqu'à 10° en hiver. On désigne ces couches, dont la température croît avec l'altitude, par « inversions de température ». Si la température reste constante en altitude au-dessus d'une certaine couche, il y a isothermie. Ces couches d'inversion sont très importantes. Elles sont particulièrement stables et peuvent donc freiner considérablement les mouvements verticaux de l'air et empêcher la continuation de la montée des masses d'air. C'est pourquoi les inversions sont désignées aussi sous le terme de « couches de blocage ». Les inversions constituent aussi des surfaces limite qui séparent des masses d'air de propriétés différentes (degré hygrométrique, visibilité, direction et vitesse du vent...). La *figure* 34 nous donne l'exemple d'une inversion de température qui présente, entre 1500 et 1800 m, un accroissement de température de 3,5°. Quoique dans l'exemple choisi l'air, du sol à 1000 m soit sec-instable, avec un gradient = 1,1°/100 m, et que l'excès de température au sol d'une particule d'air isolée en montée soit de 5°, l'inversion empêche l'air de monter au-dessus de 1700 m.

Par insolation faible ou nulle, c'est-à-dire de la fin de l'après-midi jusqu'au début de la matinée et en hiver, les inversions de température se rencontrent très fréquemment.

Les inversions au sol se forment dans les couches inférieures quand la température de la mer devient inférieure à celle de l'air. La *figure* 35 donne un tel exemple. Dans ces conditions, il ne peut évidemment plus se développer d'ascendances thermiques à partir du sol. L'adiabatique, pour une

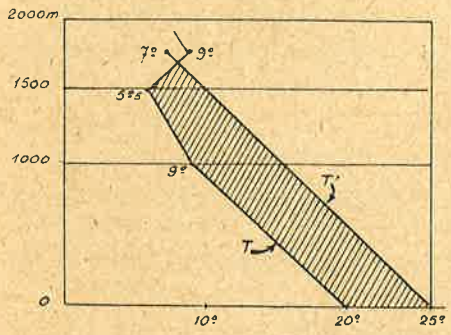


Fig. 34. — Inversion de température

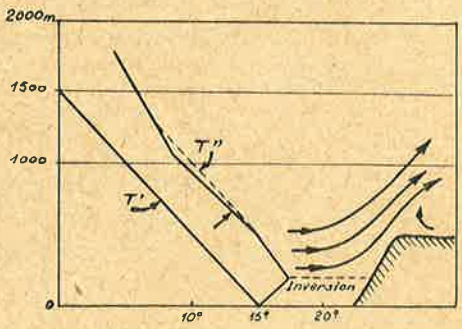


Fig. 35. — Inversion au sol

température initiale de 15° au sol, se tient constamment à gauche de la courbe de température de l'air au repos. Il nous faudrait admettre un excès de température de 6° pour qu'une masse d'air isolée puisse quitter le sol.

L'exemple précédent met en évidence, au-dessus de l'inversion au sol, entre 500 et 1100 m, un gradient de 1,1°, donc un état sec-instable. Il peut donc y avoir des ascendances thermiques dans la zone comprise entre 500 et 1300 m (adiabatique T″), pour autant que des masses d'air isolées puissent être expulsées de leur altitude d'équilibre. Dans l'exemple cité, c'est une chaîne de montagnes qui provoque le déclenchement. L'air ainsi soulevé au-dessus de 500 m peut, dans le cas de la stratification instable de température, monter librement.

Nous avons là l'exemple du thermique du soir en montagne qui subsiste en tant que prolongement du thermique de jour, bien que les ascendances thermiques provenant de la vallée aient déjà cessé depuis longtemps, à cause du rafraîchissement vespéral.

La *figure* 36 met en évidence la destruction de l'inversion du sol par l'échauffement progressif de la matinée et le début des mouvements thermiques verticaux.

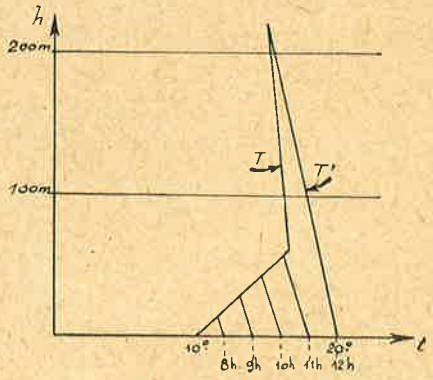


Fig. 36. — Résorption de l'inversion au sol par réchauffement progressif

L'inversion du sol, de 50 m d'épaisseur environ, est telle que les masses d'air au sol, de plus en plus surchauffées par l'insolation croissante, attaquent de plus en plus haut l'inversion jusqu'à ce que, vers 11 h, celle-ci soit complètement disparue et produise d'abord un gradient adiabatique qui se change en suradiabatique et permet désormais aux ascendances thermiques de percer en altitude.... En fin d'après-midi, le rayonnement du sol l'emporte sur l'insolation, et il se forme donc une nouvelle inversion. Quand cette stabilisation de l'air se produit, les ascendances thermiques cessent : elles sont coupées de leur zone nourricière et tendent rapidement à se réfugier en altitude. Ce phénomène de formation des inversions au sol peut très nettement être représenté par l'enregistrement rapide des

températures entre le sol et 80 m d'altitude. La *figure* 24 montre que, à 14 h 40, une ascendance thermique se propage encore fortement en altitude. L'émission suivante de la couche limite, entre 14 h 50 et 15 h 10, est déjà fortement affaiblie. Aussitôt après ce dernier départ se forme l'inversion en dessous de 50 m, ce qui empêche le développement d'autres ascendances. A 16 h, l'inversion du sol est complètement formée et les couches adjacentes sont en repos thermique. Il est étonnant de voir comment les couches élevées réagissent rapidement sur une couche d'air mince plus froide au sol et que l'agitation thermique verticale est arrêtée par la formation de l'inversion au sol. Certains jours, en pleine insolation, il peut se produire une si forte stabilisation des couches inférieures que tout développement d'ascendances thermiques est arrêté.

Exemples d'inversions

a) Brésil. — Au cours d'une expédition de vol à voile au Brésil, il fut constaté de nombreux jours que les meilleures possibilités de vol thermique à Rio-de-Janeiro, c'est-à-dire au voisinage immédiat de l'Océan Atlantique, se produisaient de 9 à 11 h du matin. Souvent, toute possibilité de vol à

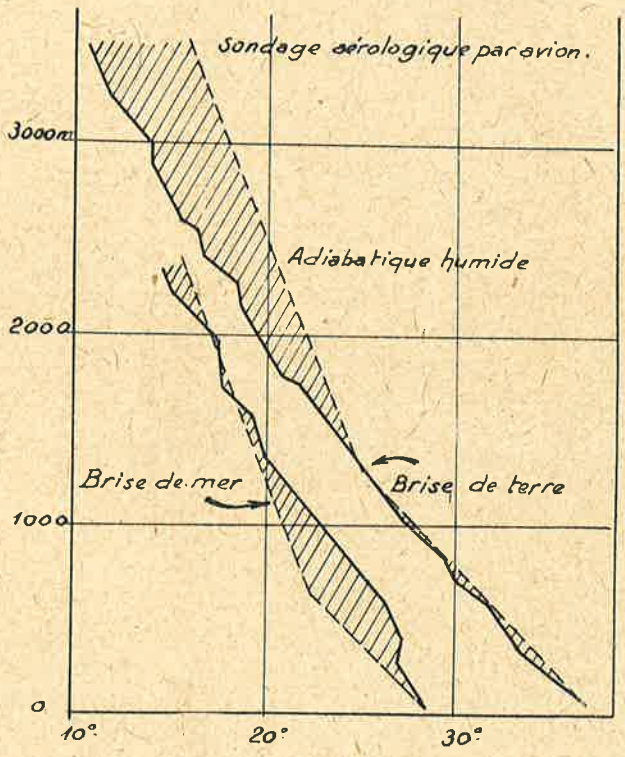


Fig. 37. — Diagramme des températures pendant les brises de terre et de mer, à Rio-de-Janeiro

voile thermique cessait à midi, soit justement quand le soleil était le plus haut. La cause de ce phénomène frappant était le passage s'effectuant à midi de la brise de terre à la brise de mer. La nuit et le matin régnait un faible vent de l'intérieur qui arrivait du continent fortement échauffé. Le vent de terre s'échauffe rapidement et fortement, sous l'influence du soleil, et offre d'excellentes possibilités de vol à voile. La courbe de température, sous l'influence du vent de terre, est en équilibre instable, au stade sec, jusque 1100 m d'altitude, puis en instabilité très fortement croissante au niveau des nuages. Les conditions sont tout à fait différentes par brise de mer qui souffle dans la région côtière de l'Atlantique, à partir de midi.

Une mince pellicule de brise de mer se glisse sous la masse d'air chaud et la détache du sol. De l'air plus froid se trouve maintenant sous des masses d'air plus chaud en altitude, ce qui stabilise complètement l'atmosphère. Du diagramme de température de l'air marin (*fig.* 37) on déduit que le rafraîchissement s'étend environ jusque 600 m et est limité en altitude par une forte inversion. Le refroidissement de la brise de mer est de 6° environ. L'adiabatique se trouve complètement à gauche

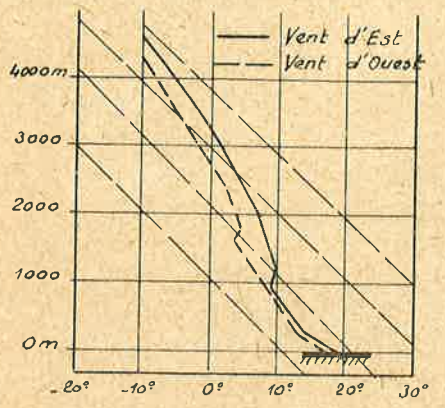


Fig. 38

Courbes de températures pour les vents d'est et d'ouest, à Homs, en Libye

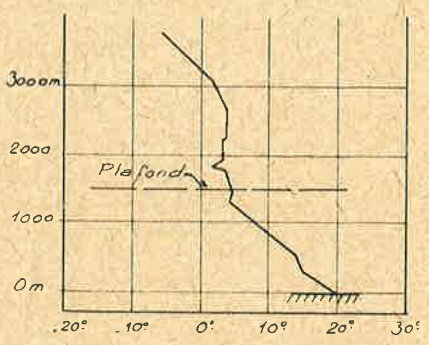


Fig. 39. — Diagramme de la température du 2 avril 1939, à Homs et de l'altitude maximum atteinte en planeur

de la courbe d'état de l'air; la stabilité est donc complète. Outre l'impossibilité d'effectuer des vols thermiques malgré une température de 28°, la stabilité de l'air s'extériorise encore par l'absence totale de rafales. En pleine insolation, et pour un vent de 6-8 m/s, on pouvait voler en avion tout près des pentes escarpées et rocheuses des environs de Rio sans subir la moindre turbulence.

b) Libye. — Des circonstances analogues ont été également trouvées sur le littoral nord-africain, en Libye. Il existe une grande différence, dans les possibilités de vol à voile, entre le vent d'est et le vent

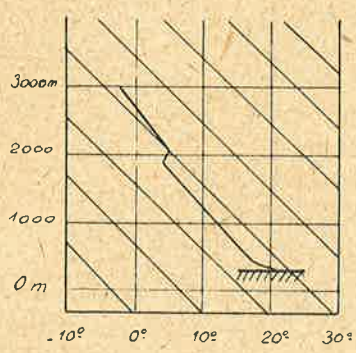


Fig. 40. — Courbe de la température moyenne à Garian, en Libye, 9 et 17 avril 1939, à 13 h.

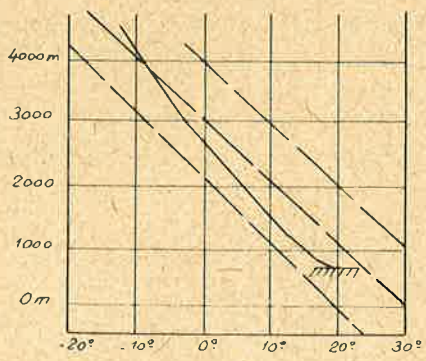


Fig. 41. — Courbe de la température à Garian, par vent d'ouest. Altitude maximum atteinte en planeur

d'ouest sur le rivage libyen. Vu l'orientation de la côte, les vents d'est arrivent directement de la mer, tandis que les vents d'ouest doivent parcourir une certaine distance sur terre. La *figure* 38 donne les courbes de température moyenne de Homs (50 km à l'est de Tripoli) pour les vents d'est et d'ouest, pendant la durée des vols de recherches, du 29-3 au 5-4 1939. Les courbes montrent que le vent d'est est sans doute plus chaud que le vent d'ouest, notamment au-dessus de 1000 m d'altitude. Cependant,

à 1000 m d'altitude, les vents d'est montrent dans la courbe de température l'inversion du vent marin, tandis que les vents d'ouest n'ont une couche de blocage qu'à 1700 m. Les altitudes susceptibles d'être atteintes en planeur sont donc limitées par vent d'est, à 1000 m, et par vent d'ouest, à 1500-1700 m. Les vols exécutés confirment bien ces altitudes, comme le montrent les hauteurs maxima du 2-4-39 par vent d'ouest (*fig.* 39). A Garian, situé sur un plateau de 700 m, à 120 km de Tripoli, à l'intérieur des terres, la brise de mer ne se fait pas sentir (*fig.* 40). L'altitude d'inversion est à 2000 m par vent d'est et, par vent d'ouest, elle n'existe pas. Le sondage du 9 avril 1934 (*fig.* 41) met en évidence la correspondance des altitudes atteintes en planeur avec l'altitude d'équilibre de l'air ascendant. L'inversion étant plus haute, les possibilités de vol sont bien meilleures à Garian que sur le littoral du Golfe de Libye.

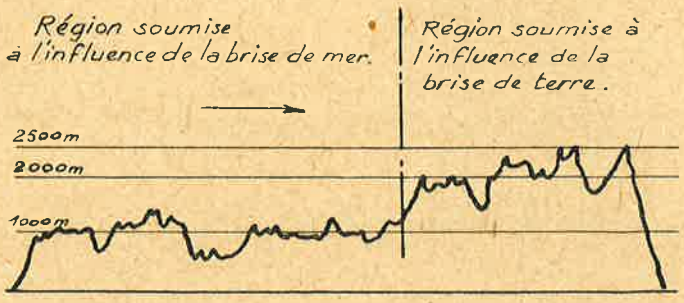


Fig. 42. — Barogramme d'un vol à voile, de Homs à Buenat-el-Hsun, représentant l'influence des brises de terre et de mer sur l'altitude du planeur

Le barogramme du 4-4-39, relatif à un vol de distance d'Homs vers l'est, à travers la Grande Syrte (*fig.* 49), montre bien les régimes différents de la côte, d'une part, et de l'intérieur, d'autre part (*fig.* 42) : la côte, près de Misurata, fait un coude à angle droit vers le sud. Au sud de Misurata, le vent d'ouest a parcouru un assez long chemin au-dessus des terres. En conséquence, le barogramme enregistre, à ce moment-là, un accroissement du plafond, tandis qu'à Homs, soumis à la brise de mer, le sondage de température du jour accuse une inversion à 900 m, qui est le plafond de la partie du vol le long de la côte. Au sud de Misurata, par contre, où l'influence continentale est plus forte, le planeur monte à 1700 m. Tout au long du vol, les variations d'altitude sont peu importantes. Ce barogramme est un bel exemple de vol sous les rues de nuages, ou peut-être sous des ondes stationnaires au long de la côte; on y reviendra dans la suite.

5. — **Vol de nuages.**

Jusqu'à présent, pour simplifier, nous n'avons pas fait entrer en ligne de compte, dans les conditions d'équilibre de l'atmosphère, les phénomènes de condensation et de formation de nuages dans le courant ascendant. Mais la plupart du temps, une masse d'air ascendant engendre la formation de nuages. Ces nuages sont, d'une part, les indicateurs d'ascendance les plus sûrs et, d'autre part, ils renforcent considérablement la vitesse de montée.

Quand, dans un courant ascendant, se produit une formation nuageuse, les modifications d'état thermodynamique de l'air ascendant deviennent assez compliquées. Nous avons vu précédemment que l'air ascendant non saturé se refroidit à toute altitude de 1° par 100 m. Ces relations simples se modifient dès qu'intervient la condensation. La physique nous enseigne que la vaporisation de l'eau exige une quantité de chaleur considérable. Cette chaleur de vaporisation se retrouve dans la vapeur d'eau sous forme d'énergie latente et est libérée lors du passage de la phase vapeur à la phase liquide

(chaleur de condensation). Par conséquent, quand le refroidissement adiabatique provoque la condensation d'une masse d'air ascendante non saturée, la chaleur de condensation ainsi libérée est absorbée par l'air ascendant. Donc, le refroidissement de l'air qui était de 1° par 100 m, en air sec, diminue par suite de la condensation, et par suite l'air ascendant saturé humide a un gradient inférieur à 1°/100 m.

Ce *gradient n'est pas constant*, il dépend de la température et de la pression, comme le montrent les exemples suivants :

ALTITUDE	TEMPÉRATURES					
	30	20	10	0	— 10	— 20
0	0,37	0,44	0,54	0,62	0,75	0,85
1000	0,37	0,46	0,56	0,68	0,82	0,90
2000	0,38	0,49	0,60	0,75	0,87	
3000	0,40	0,53	0,65	0,82	0,89	
4000	0,42	0,57	0,73	0,88		

Donc, les conditions d'équilibre étudiées précédemment pour l'air sec doivent être complétées en air humide par la relation d'équilibre instable-humide $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} < 1°$.

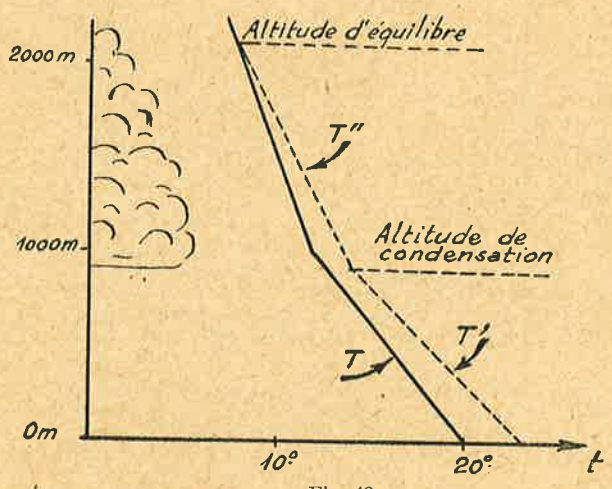


Fig. 43

Courbe de la température en équilibre instable humide

Cette condition énonce qu'une masse d'air ayant un gradient $< 1°$ reste stable aussi longtemps qu'il n'y a pas condensation. L'air ascendant saturé humide se refroidit donc non plus adiabatiquement, mais suivant l'adiabatique humide dont la décroissance de température n'est plus constante.

C'est pourquoi l'adiabatique humide n'est plus une droite mais une courbe fonction de l'altitude et de la pression qui, en altitude, se rapproche de l'adiabatique. Pour bien mettre en évidence l'importance de l'équilibre humide-instable, partons de l'exemple de la *figure* 21 (page 20).

Pour monter librement en atmosphère stable, une masse d'air doit avoir un excès de température vis-à-vis de l'air environnant. Pour un excès de température de 3°, cette masse d'air trouve son

altitude d'équilibre à 1100 m quand il n'y a pas condensation. Supposons alors que, sous les mêmes conditions de température, la condensation se produise à 900 m (*fig.* 43). La particule d'air qui, jusqu'à cette altitude, a suivi l'adiabatique T′, se refroidit désormais en continuant à monter selon l'adiabatique humide T″; elle n'obtient alors son altitude d'équilibre qu'à 2100 m, grâce à l'énergie libérée par la condensation de la vapeur d'eau; la masse d'air est hissée à 1000 m plus haut. De même, puisque dès la condensation le mouvement de la particule d'air est accéléré, la vitesse ascendante croît considérablement quand on arrive dans le nuage. Ainsi, le vol de nuage apporte une amélioration sensible aux possibilités du vol thermique, et c'est pourquoi il n'est pas surprenant que le premier vol thermique ait été effectué en ascendance de nuage.

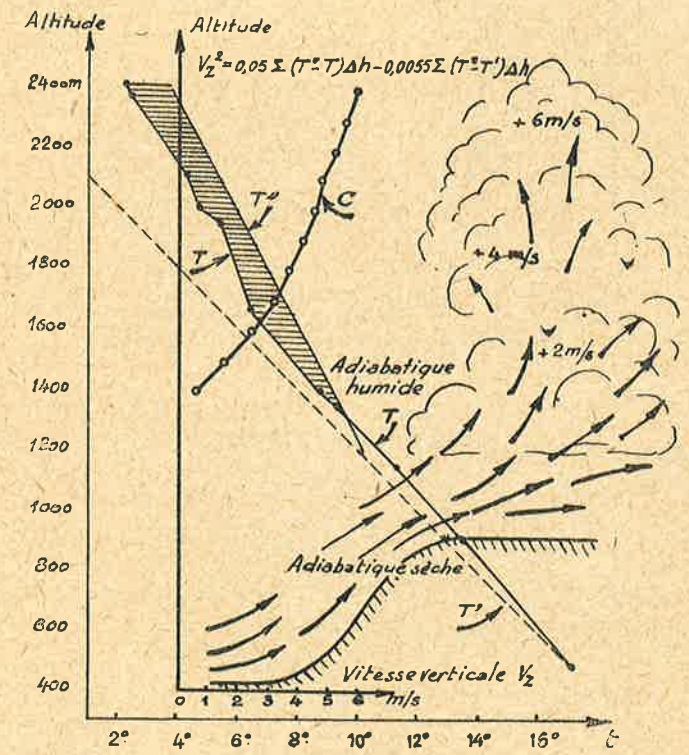


Fig. 44. — Situation atmosphérique instable-humide et vitesse ascendante d'une masse d'air humide isolée. T = Température de l'air ambiant verticalement calme. T′ = Adiabatique sèche. T″ = Adiabatique humide. C = Courbe de la vitesse verticale

La *figure* 44 donne une idée des vitesses verticales qui se développent dans une atmosphère instable; elles sont déduites mathématiquement des différences de température (T′ et T″) et de l'air ambiant (T). Dans l'exemple traité, l'atmosphère est stable jusqu'à l'altitude de 1350 m, et de plus en plus instable-humide au-dessus de cette altitude.

On a admis qu'il n'y avait pas d'excès de température mais que le rôle déclencheur était joué par une montagne de 900 m qui force l'écoulement à se soulever et à atteindre 1300 m altitude de la couche humide-instable. A l'intérieur des nuages, entre 1300 et 2400 m, la vitesse verticale passe de 1 à 6 m/s. Cet exemple est réel et correspond au premier vol en planeur dans un cumulus; le planeur se trouvait sous le nuage, il fut aspiré et monta à 900 m en 3 mn. Le pilote, qui n'avait pas d'instruments spéciaux et n'avait jamais fait de P.S.V., perdit le contrôle de l'appareil et ne se rattrapa qu'à

1600 m d'altitude. En admettant, pour le planeur, une vitesse de chute de 0,7 m/s, on obtient, dans le nuage, une vitesse verticale de 6-7 m/s.

On peut tirer, de l'exemple précédent, un enseignement sur le choix des terrains favorables au vol à voile. L'association vol de pente-vol thermique est particulièrement intéressante pour un terrain d'école. Cette combinaison est réalisée par un terrain plat limité en aval pour le vent dominant, par une chaîne de collines, ce qui est le cas d'une vallée large bordée par une rive élevée exposée au vent dominant. Dans notre zone climatique, les terrains allongés du S.-W. au N.-E. sont favorables, car les pentes ainsi orientées sont exposées au vent dominant et subissent une longue insolation.

Plus loin, nous verrons qu'en hiver, au moment où il n'y a pas de thermique, un tel terrain facilite le vol d'ondes, par l'utilisation des ondes de soulèvement.

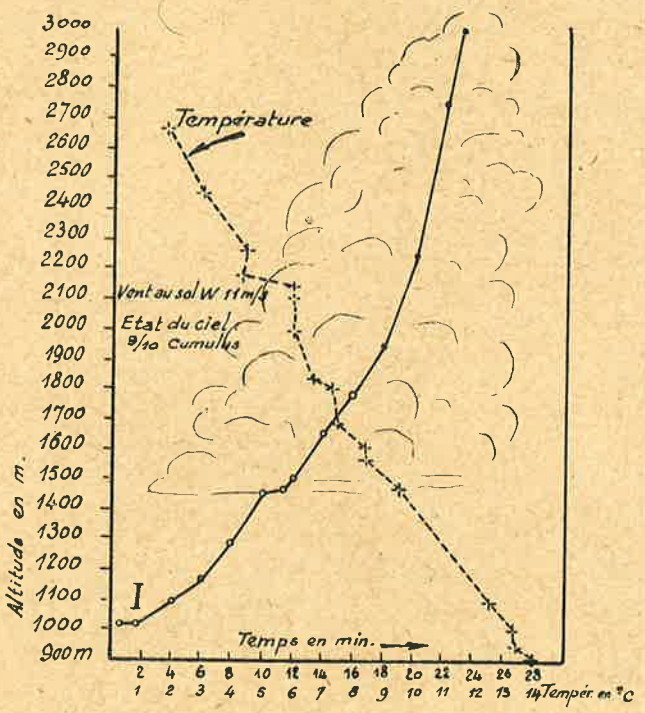


Fig. 45

Trajectoire d'un planeur dans un cumulus

A titre d'exemple, indiquons que le terrain de Mantes remplit très bien les conditions énoncées précédemment.

Nous donnons trois autres exemples de vols de nuages qui ont été faits le même jour, au même endroit. Le diagramme de température indique au-dessous des nuages un équilibre presque indifférent et, à partir de 1400 m, une répartition humide-instable croissant avec l'altitude. Le sommet du nuage se trouvait à 3000 m d'altitude. Les vols de ce jour sont des exemples très caractéristiques de la répartition des vitesses verticales dans un cumulus de développement moyen. Malgré des heures de départ différentes, entre midi et la fin de l'après-midi, les mouvements verticaux mettent en évidence diverses remarques d'ordre général. Le planeur I (*fig.* 45) s'élève en une ascension presque ininterrompue de l'aérodrome de départ à 950 m d'altitude jusque 3000, d'abord dans l'ascendance de pente et, à partir de 1500 m, dans l'ascendance de nuage. Le cumulus fut traversé en montée ininterrompue. La vitesse

ascendante atteint son maximum avec 5 m/s entre 2200 et 2700 m d'altitude. Le planeur II a également transpercé un cumulus qui était un peu moins puissant à cause de l'heure avancée de l'après-midi. Sur le barogramme du planeur II (*fig.* 46), il est particulièrement intéressant de constater les fortes rafales verticales que l'appareil a encaissé à 1800 m d'altitude. En quelques secondes, l'appareil s'enfonça de 140 m pour, à l'instant suivant, remonter de 170 m. Deux autres rafales semblables, mais moins intenses, suivirent immédiatement. L'examen de ces rafales révèle une vitesse descendante de 9 m/s et une vitesse ascendante de 10 m/s. Le barogramme du planeur III (*fig.* 47) montre aussi d'assez fortes oscillations de la vitesse verticale entre 1200 et 1500 m. La vitesse ascendante bondit en quelques secondes de + 4,1 m/s à — 0,8 m/s, puis de nouveau à + 4,7 m/s et ensuite à 1,8 m/s.

De ces vols de cumulus, on peut tirer les quelques déductions générales qui suivent :

1° le vol dans les cumulus suppose de bonnes capacités de pilotage et une familiarité profonde avec les instruments de P.S.V., afin de déterminer à tout instant les positions invraisemblables que prend le planeur;

2° l'appareil doit posséder de bonnes qualités de vol, principalement être très stable et réfractaire à la vrille. Sa solidité doit être en rapport avec les efforts subis dans les rafales. Pour limiter la

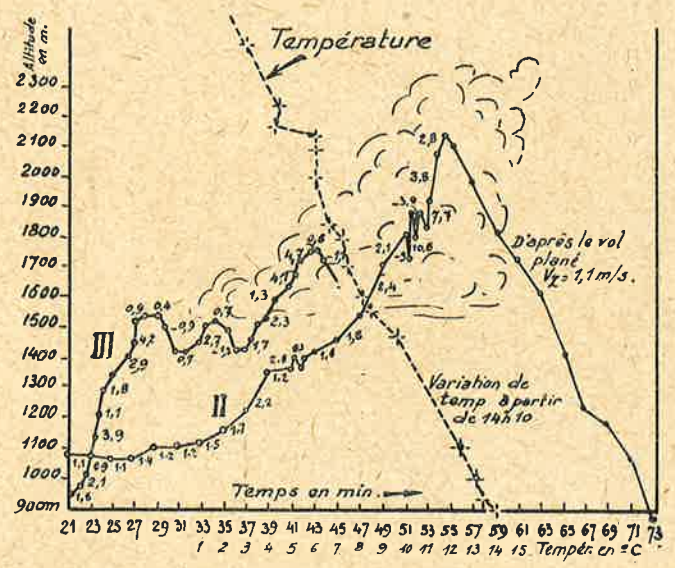


Fig. 46 et 47

Trajectoire d'un planeur dans un cumulus

vitesse en piqué à une valeur raisonnable, le planeur doit être muni de freins de piqué; ceux-ci ont l'avantage supplémentaire de stabiliser l'appareil autour de son axe de roulis;

3° le planeur doit posséder un équipement de P.S.V. suffisant : outre les instruments ordinaires, il faut un indicateur de virage et un horizon artificiel;

4° le vol en nuage doit être limité aux cas où la cime des cumulus ne dépasse pas 3 ou 4000 m; en été, on évite ainsi les dangers du givrage et de la grêle;

5° en ascendance de nuage, l'écoulement est remarquablement calme. Par contre, la turbulence est forte à la limite entre ascendance et descendance, et cela, en particulier, à la lisière du nuage.

6. — **Inversions.**

Inversions dans les zones tempérées

Les situations d'inversion sont fréquentes en été, quand le ciel est parsemé de cumulus plats et isolés : dans la couche voisine du sol règne un équilibre sec-instable dû à la forte insolation; à l'altitude des cumulus plats, l'atmosphère est humide-instable. Le faible développement vertical des cumulus prouve que l'ascendance du nuage est contrariée en altitude par une forte inversion de température. La *figure* 48 donne le diagramme de température correspondant : jusque 1100 m règne un équilibre sec-instable $\left(\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 1{,}5^{o}\right)$ puis, jusque 1900 m, l'air est en équilibre indifférent $\left(\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 1^{o}\right)$.

A 1900 m, on atteint le niveau de condensation et la base des cumulus. L'équilibre est alors humide-instable $\left(\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 0{,}45^{o}\right)$, mais seulement dans une couche mince puisque, à 2200 m, l'atmosphère est complètement stabilisée par une inversion de 2,3° en 350 m. Dans le cas présent, on

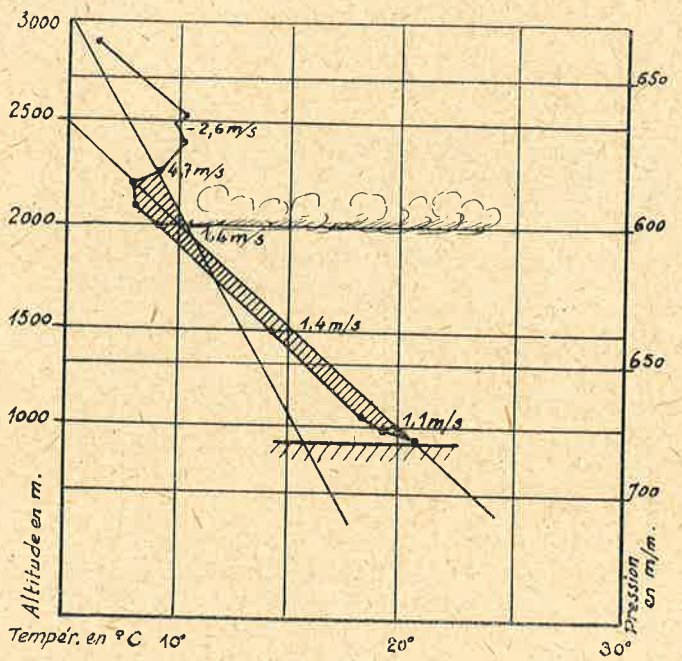


Fig. 48. — Situation d'inversion

peut calculer la vitesse verticale au moyen des différences de température entre l'adiabatique, sèche ou humide, et la courbe d'état de l'air. Dans la couche inférieure instable, la vitesse verticale croît de 0,1 m/s au sol à 1,4 m/s à 1500 m d'altitude. De 1500 à 1900 m (équilibre indifférent), l'ascendance reste constante et égale à 1,4 m/s. Dans la couche humide-instable, entre 1900 et 2200 m, la vitesse croît rapidement de 1,4 à 4,7 m/s. La masse d'air dépasse vers le haut sa position d'équilibre et redescend (à 2500 m) — 2,6 m/s jusque 2200 m.

Cette situation est la caractéristique des hautes pressions d'été dans la zone tempérée. Bien que la température diurne soit très élevée, les possibilités de vol d'altitude sont limitées à 2500-3000 m mais entre le sol et la couche de blocage, les conditions ascendantes sont très bonnes.

Inversions dans les régions tropicales et subtropicales

Dans les vastes zones tropicales et subtropicales, cette situation dure des saisons entières. Sur les océans, les régions des alizés, situées entre 10 et 35° de latitude et les territoires continentaux correspondants sont caractérisés par l'état thermique stationnaire de leur atmosphère, dont la marque distinctive est l'inversion permanente, ou du moins saisonnière entre 2 et 3000 m.

Malgré l'échauffement considérable des couches inférieures, les masses d'air ascendantes sont bloquées à une altitude moyenne par cette inversion, de sorte qu'il ne peut se former de nuages puissants, ce qui explique la sécheresse persistante des déserts qui ceinturent le globe entre 20° et 30° de latitude et l'existence de saisons sèches sous les latitudes tropicales et subtropicales. Il serait, en outre, inexact de croire que les régions tropicales ou subtropicales offrent des possibilités de vol à voile exceptionnelles à cause des températures élevées qui y règnent.

Par contre, c'est le degré de stabilité de l'atmosphère qui doit entrer en ligne de compte; or, les couches inférieures de ces régions sont très instables et sont très favorables pour le vol de distance mais, durant la saison sèche, il ne faut pas espérer dépasser 3000 m d'altitude. Ce n'est que pendant la saison des pluies que l'instabilité s'étend à grande altitude et que les ascendances thermiques peuvent atteindre la limite de la troposphère.

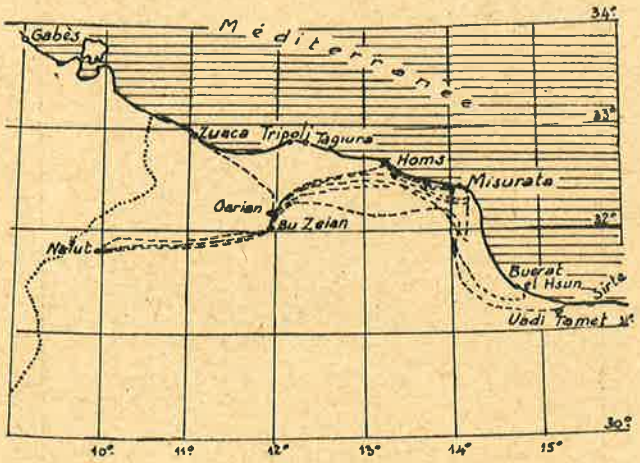


Fig. 49. — Carte des vols de distance effectués en Libye, en 1939

Expédition de vol à voile en Libye

L'expédition effectuée au printemps de 1939, dans le désert de Libye, a pleinement confirmé les vues précédentes relatives à la limitation des altitudes atteintes en planeur du fait de l'inversion permanente.

Le 2 avril, à Homs, un vol de sondage donna une altitude d'inversion de 1500 m. Les quatre planeurs partis ce même jour atteignirent des plafonds compris entre 1300 et 1800 m (*fig.* 39). Le 12 avril, à Garian, trois vols de sondage indiquèrent que la couche de blocage se trouvait entre 2200 et 2600 m d'altitude; les planeurs qui volèrent ce jour-là montèrent également à cette altitude limite. La carte des vols de distance (*fig.* 49), qui partent de Homs sur la côte ou de Garian à l'intérieur, montre que des vols de distance remarquables ont été réalisés, malgré les altitudes relativement faibles et les itinéraires imposés par les servitudes du désert.

7. — Mesure du champ thermique vertical.

La capacité du planeur à se déplacer dans l'atmosphère permet de déterminer le champ des mouvements verticaux dans un domaine étendu d'altitude au-dessous des cumulus, donnant ainsi une excellente vue d'ensemble sur la structure réelle des mouvements thermiques. Ces mesures, qui ne peuvent être exécutées qu'en planeur, sont une preuve frappante des multiples possibilités d'utilisation du planeur dans la recherche aérologique.

Il serait bien plus intéressant encore, non seulement pour le vol à voile, mais pour l'aéronautique tout entière, de déterminer ces mêmes champs à l'intérieur des nuages.

On a utilisé, pour les mesures, un quadruple inscripteur optique, enregistrant la pression dynamique, la pression de l'air et l'accélération verticale. La *figure* 50 donne une portion d'un de ces enregistrements. La courbe des altitudes était déduite de celle des pressions de l'air; la vitesse de vol vraie du Kranich servant aux essais, de la courbe de la pression dynamique. La turbulence entraînant de petites variations de la pression dynamique, on se servait de la valeur moyenne de celle-ci. La vitesse et la durée de vol fournissaient la distance relative parcourue. D'après la polaire des vitesses (*fig.* 51) on

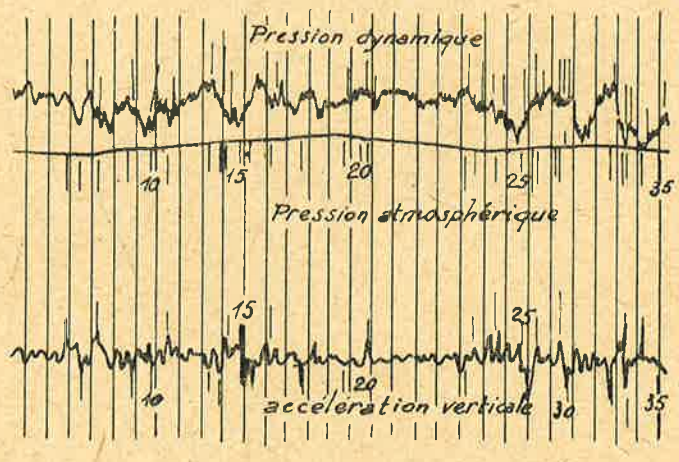


Fig. 50

Diagramme obtenu au moyen de l'enregistreur optique

estimait la vitesse de chute de l'appareil qui, avec la vitesse verticale enregistrée de l'appareil, fournissait la composante verticale de l'atmosphère. L'accélérographe se composait d'une masselotte en double T reliée à deux plumes et avait un domaine de mesure compris entre 1 et 4 g. La *figure* 52 donne le schéma d'un vol de mesures.

Les *figures* suivantes traduisent les résultats de sondages :

a) *Figure* 53. — C'est l'exemple du champ d'un mouvement vertical simple et régulier. Ce jour-là soufflait un vent d'est, de 2 m/s au sol et de 5 m/s en altitude, avec un gradient de température de 0,9° C, c'est-à-dire un équilibre presque indifférent. Les mouvements verticaux étaient bloqués au-dessus de 2200 m par une inversion. La base des cumulus se trouvait entre 2000 et 2200 m d'altitude. Le champ ascendant s'étendait de 900 à 2100 m; on n'a pas effectué de mesures au-dessous de 900 m. La « cheminée » thermique, pour utiliser une expression « vol à voile » particulièrement judicieuse, s'élargit et passe de 1 km de diamètre à 900 m d'altitude, à 2 km de diamètre à 2000 m. Le noyau interne du champ

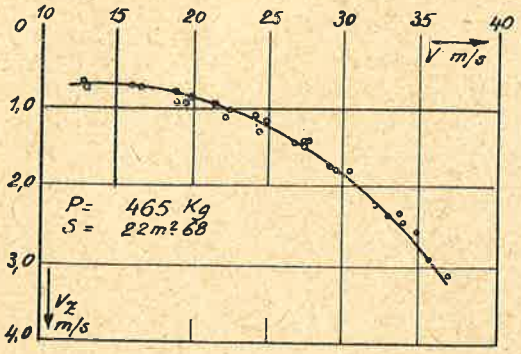


Fig. 51

Polaire des vitesses du planeur Wanderkranich

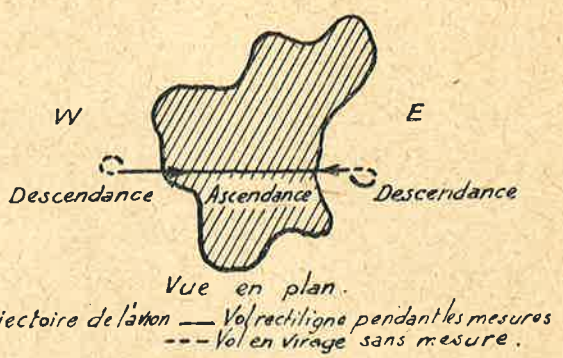


Fig. 52

Schéma d'un vol de mesures

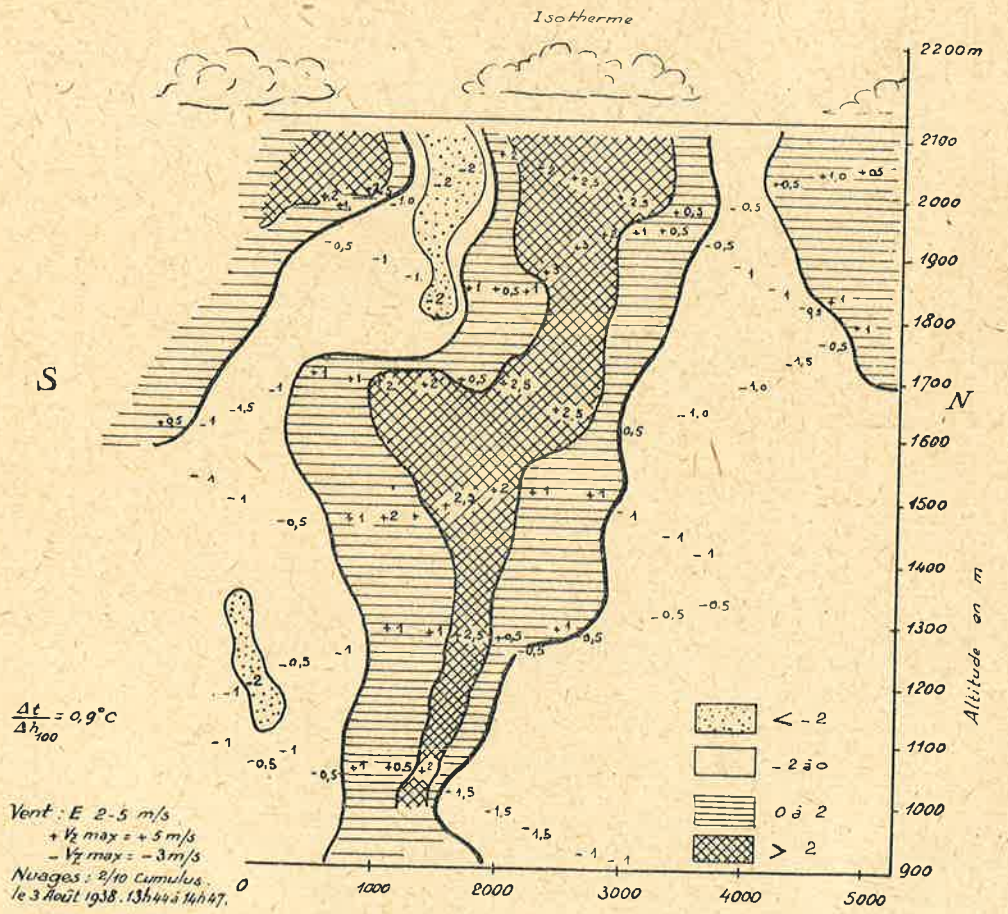
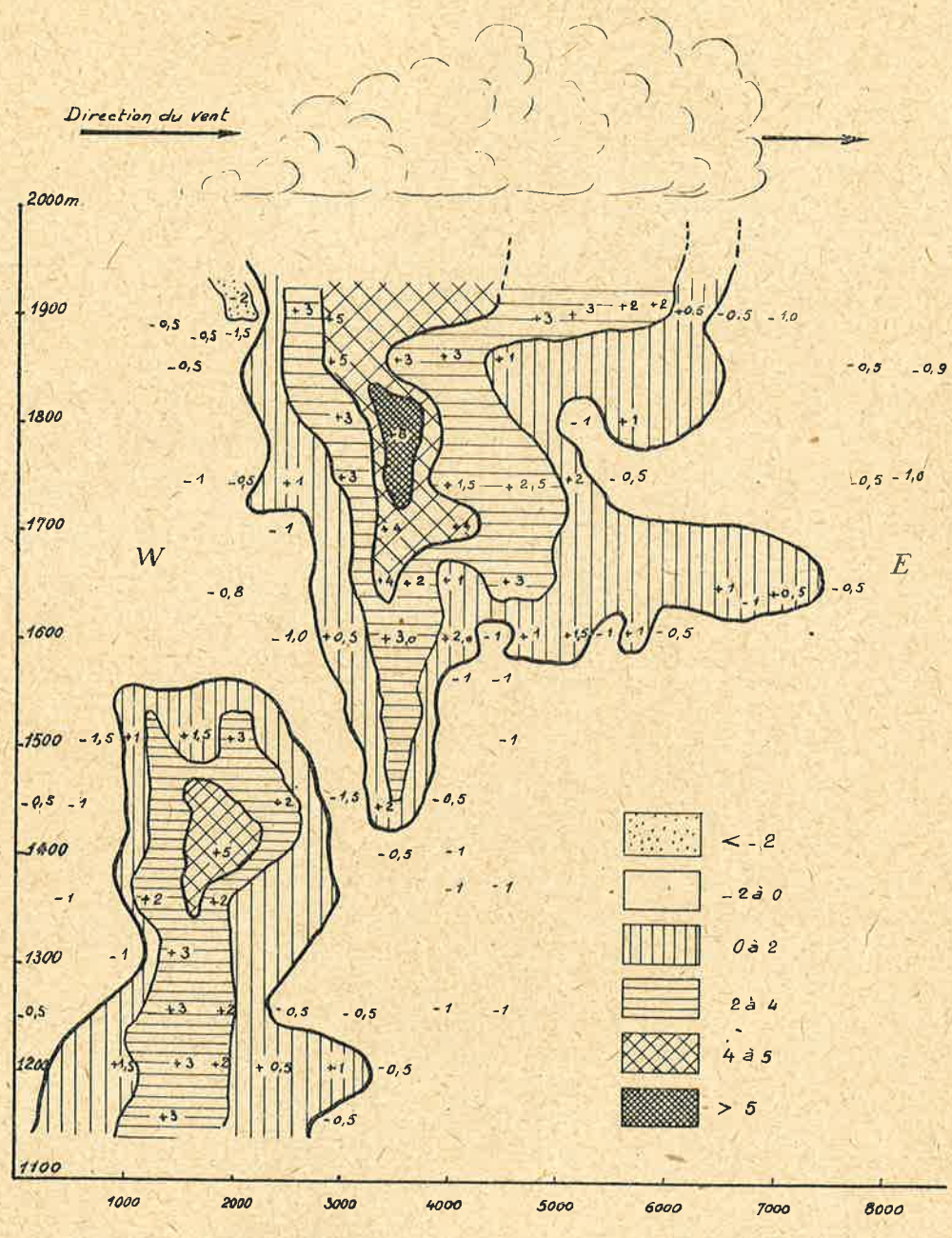


Fig. 53. — Champ du vent vertical sous des cumulus aplatis



Vent : W-N-W = 1 à 4 m/s $\frac{\Delta t}{\Delta h_{100}}$ = 0,85° C à 2500 m

Nuages : 8/10 cirrus et cumulus, le 20 juillet 1937

Fig. 54. — Champ du vent vertical sous un cumulus

ascendant, où la vitesse verticale est de 2-3 m/s, est étroit jusque 1300 m environ (300 m de diamètre) et s'élargit ensuite jusque à 1500 m de diamètre.

Les vitesses ascendantes sont remarquablement régulières dans tout le champ exploré; elles sont de 0,5 à 1 m/s dans l'enveloppe extérieure et de 2 à 2,5 m/s dans le noyau intérieur. Cela est dû à l'équilibre indifférent de l'air de ces couches qui ne communique aucune accélération aux masses d'air ascendantes. Puisque les distances parcourues dans le champ descendant sont faibles, les mesures ne pouvaient être faites à sa limite exacte, mais dans chaque cas les vitesses descendantes sont plus faibles que les vitesses ascendantes. Ce n'est que dans deux noyaux isolés que furent rencontrés des rabattants de 2-2,5 m/s. Au-dessus de 1600 m, en bordure du domaine de mesure, furent atteints de nouveaux champs ascendants. Cette disposition cellulaire des mouvements verticaux devrait correspondre au schéma d'un échange organisé d'air, dans le sens vertical, hypothèse que nous faisons par ailleurs pour expliquer les rues de nuages. De même, la répartition verticale des températures qui présente une surface de discontinuité provoquée par une inversion, correspond à ces indications.

b) *Figure* 54. — Les résultats des mesures qui y sont portés correspondent à une tout autre situation : le vent au sol — 2 à 4 m/s — souffle entre W et N.-W. Le gradient de 0,87 est humide-instable; en conséquence, se développent de gros cumulus bourgeonnants. Le cumulus sous lequel furent effectuées les mesures avait un diamètre à la base de 6 km, le champ ascendant correspondant à une largeur de 4,5 km; toutefois, il s'amenuise vers le bas et est interrompu à 1400 m. Cela signifie donc que le champ ascendant, et avec lui le cumulus, a déjà franchi le stade de son plus grand développement et se désagrège. Malgré cela, les mouvements ascendants du noyau sont encore très puissants : au centre, dans un diamètre de 700 m, l'air s'écoule vers le haut à 4-6 m/s. Ce champ ascendant suggère quelques remarques particulières :

1° les gradients horizontaux des vitesses ascendantes sont plus importants du côté « au vent » du cumulus (à l'ouest) que du côté sous le vent. Au vent, les vitesses ascendantes, sur une distance de 700 m en moyenne, croissent de 0 à 4 m/s et, même à 1900, ce gradient atteint 7 m/s en 500 m. En allant sous le vent, par contre, la vitesse verticale décroît, en 2 km, de + 4 à 0 m/s. On peut en déduire que le pilote, pour une direction donnée du vent, doit s'attendre à trouver en général les plus fortes ascendances dans la moitié sous le vent du nuage. Dans la bordure sous le vent du nuage, on rencontre de fortes rafales dues à la valeur élevée du gradient horizontal de vitesse verticale;

2° en outre, la mesure montre qu'à l'intérieur du nuage et au-dessous même, on rencontre la descendance du côté au vent. Comme précédemment, ces valeurs de la descendance sont notablement plus faibles que celles de l'ascendance.

Tandis que le champ que l'on vient de décrire n'a plus de racine et dépérit déjà, du côté au vent il se développe une zone ascendante puissante : pendant le vol de mesure, elle a atteint une altitude de 15-1600 m. Elle présente une cheminée régulière de 1-1,5 km d'étendue, avec des ascendances constantes de 2-3 m/s et un noyau de + 5 m/s à 1400 m. Une fois atteint le niveau de condensation, ce champ ascendant donne naissance à un puissant cumulus tout proche de l'autre en train de disparaître.

c) *Figure* 55. — Le troisième exemple des mouvements verticaux de champs thermiques du 23-7-37 a trait à des résultats de mesures beaucoup plus irréguliers que les précédents. Il se dessine des courants ascendants et descendants très irrégulièrement répartis et nettement hachés : la zone descendante présente de nombreux noyaux dans lesquels la vitesse descendante atteint la grandeur de l'ascendance maximum. A 1750 m d'altitude, se trouve un petit noyau de — 3 m/s juste à côté d'ascendances de 1 m/s. A 950 m des descendances de 2-3 m/s sont accolées à des ascendances de 3-6 m/s. On retrouve les mêmes passages brutaux entre 500 et 900 m du côté droit du champ de mesures.

Ces mesures donnent un exemple d'émissions thermiques pulsatoires à cadence élevée au-dessus d'un point de déclenchement fixe (lisière de forêt). Les émissions se suivent environ toutes les 12-15 mn.

Au noyau ascendant de + 2,5 m/s à 1800 m qui est en régression, succède une nouvelle émission entre 500 et 1300 m qui grimpe rapidement à + 3 m/s et possède, entre 700 et 1000 m, des noyaux de + 4 et + 6 m/s. Une troisième émission s'élève à gauche, à + 2, + 3 m/s et a atteint 900 m au moment de la mesure. Des descendances remplacent aussitôt les masses d'air en mouvement et s'abattent, sensiblement à la même vitesse, sur les couches inférieures voisines du sol. C'est le type même d'un fort brassage thermique et d'une grande activité de la couche thermique limite du sol. Puisque le gradient

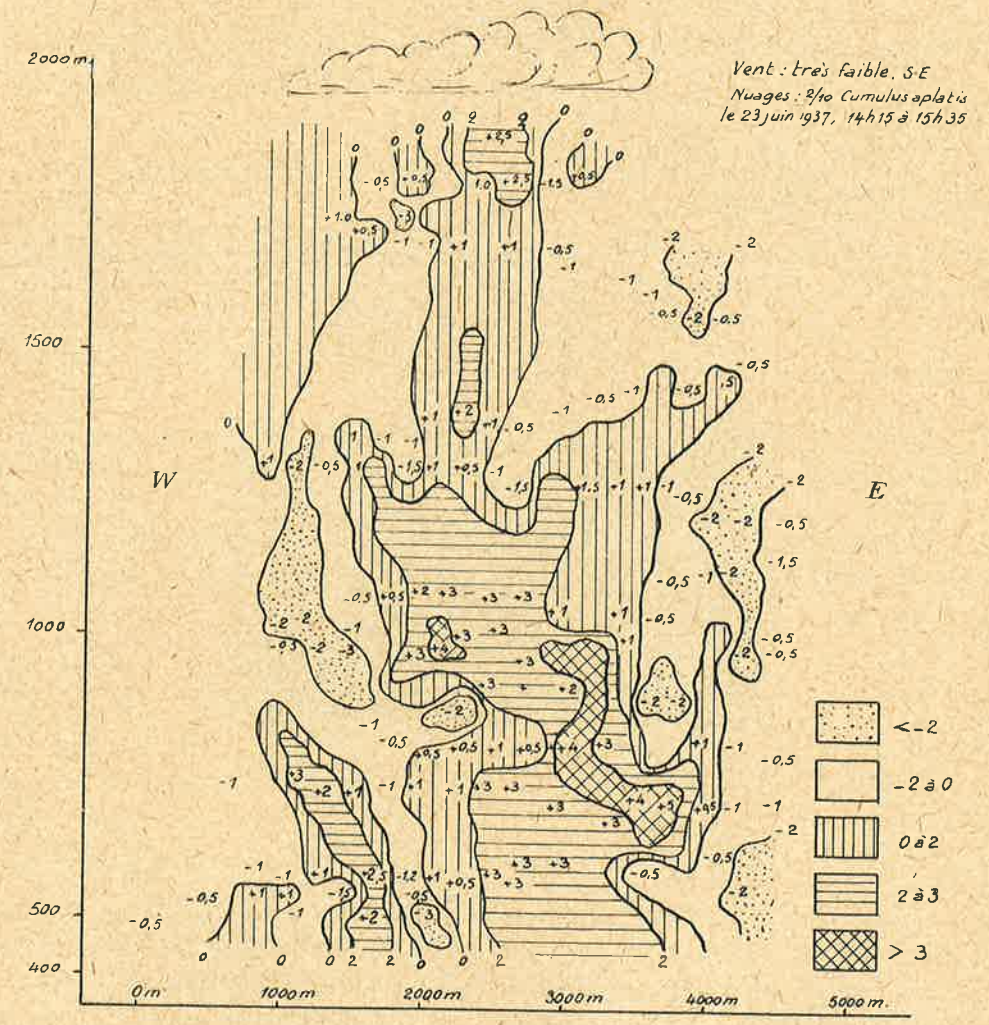


Fig. 55. — Mouvements thermiques d'échange

général de température du jour n'est pas trop grand et que l'atmosphère est en équilibre indifférent $\left(\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 0{,}98^{o}\ C\right)$ la forte insolation provoque une surchauffe considérable de la couche limite thermique, d'où résulte la cadence d'émission des bulles.

Le jeu des ascendances et des descendances, représenté *figure* 23 pour cette couche limite, se reproduit de la même manière mais à plus grande échelle dans le présent exemple (1).

(1) Les mesures précédentes ont été exécutées par M. U. Krug-Pielsticker, Ing. diplômé.

8. — **Rues de nuages.**

Assez fréquemment, on peut observer dans le ciel, alignées dans la direction du vent, des files de cumulus qui parfois se fondent en de longues bandes régulières. Le pilote de vol à voile désigne cette disposition des nuages sous le vocable très évocateur de « rues de nuages ».

Ces rues sont particulièrement bien constituées et régulières en plaine ou en mer, et leur aspect suggère l'hypothèse d'une convection bien réglée. Cette convection ressemble d'ailleurs à certains phénomènes d'écoulement de liquides instables étudiés en physique. L'écoulement convectif d'une couche liquide mince et instable a été étudié expérimentalement à plusieurs reprises.

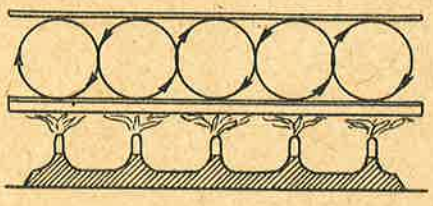


Fig. 56. — Tourbillons en bancs parallèles, d'après P. IDRAC

Analogie physique

En 1901 déjà, Henri BENARD a relevé l'analogie entre la structure cellulaire des liquides instables et l'organisation des files de nuages. De son côté, P. IDRAC a montré par l'expérience qu'un écoulement d'air entre deux plaques, la plaque inférieure étant chauffée, prend un aspect tourbillonnaire autour d'axes parallèles au sens du courant.

La *figure* 56 illustre la structure d'un liquide immobile et instable : on y distingue une organisation cellulaire et polygonale analogue à celle des rayons de miel; le liquide monte au centre des cellules et descend le long des bords. Sous l'influence additionnelle d'un écoulement horizontal, les tourbillons cellulaires se transforment en bandes alignées parallèlement au sens de l'écoulement, dont la *figure* 57 montre la belle régularité. Les *figures* 58 *a* et *b*, tirées d'un ouvrage du Dr AVSEC, se rapportent aussi à ces tourbillons en bandes.

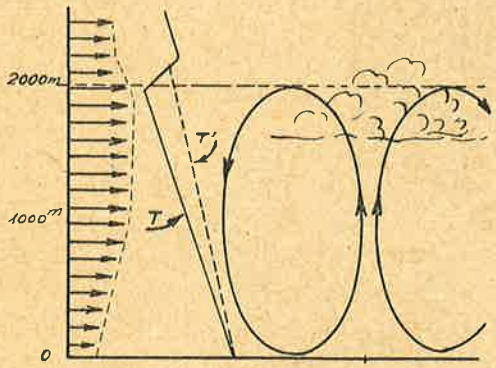


Fig. 57

Conditions atmosphériques de la formation des nuages en bancs parallèles

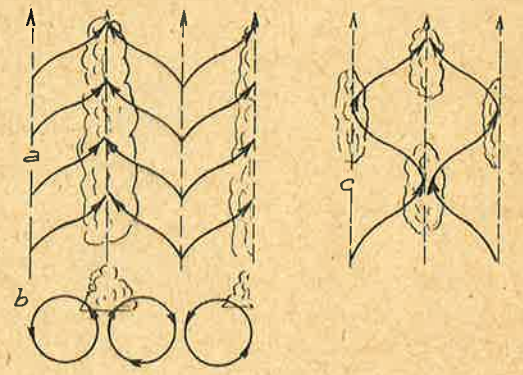


Fig. 58. — Formation de nuages en bancs parallèles

a) Vue en plan. *b*) Vue en bout. *c*) Écoulement sous des cumulus en file

Schéma de la rue de nuages

Si nous voulons transposer au cas de l'atmosphère, nous sommes conduits à supposer une couche d'air instable située entre deux couches stables. En air calme, il peut se former dans cette couche des nuages cellulaires, des nuages isolés en ligne, des champs de nuages régulièrement espacés, des altocumulus ou des stratocumulus. Quand il y a du vent, les mêmes conditions atmosphériques entraînent la formation de rues de nuages; on constate alors une discontinuité de vitesse du vent entre la couche

instable et la couche stable supérieure qui augmente le frottement entre ces deux couches, mais la variation de direction du vent est très faible.

Les sondages aérologiques confirment ces vues. Le Dr Sobhagmal (Beiträge, vol. 17, 1931) a donné les gradients de température et les discontinuités du vent suivantes :

— au-dessous des nuages cellulaires ..... $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 0{,}54^{\circ}$ C;

— à l'intérieur..... $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = 1{,}40^{\circ}$ C;

— au-dessus ..... $\frac{\Delta T}{\Delta H = 100} = -0{,}59^{\circ}$ C.

Il a noté, au passage de la couche instable à la couche stable supérieure, des variations de vent de 7 à 12 m/s.

La *figure* 58 *a* représente les lignes de courant horizontales : le long de la ligne de convergence, on constate une ascendance et le long de la ligne de divergence, une descendance. La *figure* 58 *b* donne une section verticale de ce champ où l'on voit les tourbillons tournant en sens contraire. La *figure* 58 *c* montre l'écoulement hélicoïdal de l'air et la formation des cumulus.



Fig. 59. — Rue de nuages sur l'Atlantique

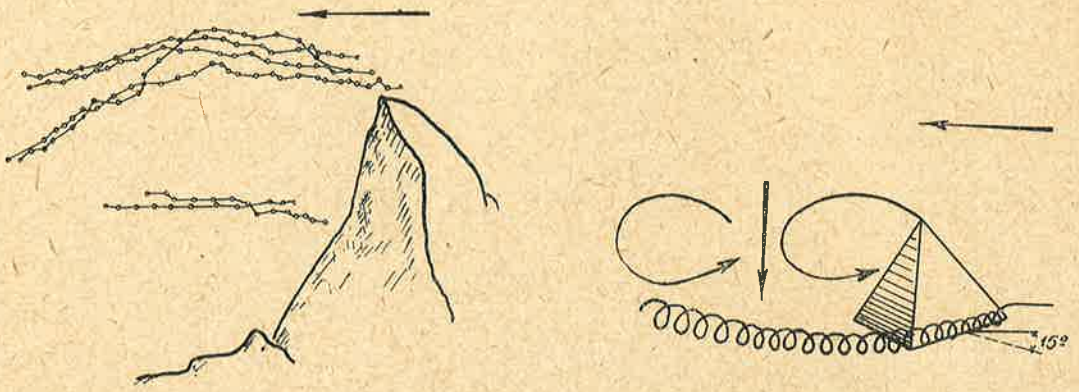
Diverses sortes de rues de nuages

a) Sur les mers tropicales, dans la zone des alizés, la formation de rues de nuages est particulièrement frappante, car les meilleures conditions s'y trouvent réunies : la régularité de l'alizé, les conditions stationnaires de température des latitudes tropicales avec inversion permanente à altitude convenable, la surface homogène de l'océan. La *figure* 59 représente une de ces rues de nuages que l'auteur a relevée sous 5° de latitude sud au milieu de l'Atlantique. Elle s'étendait d'un bout à l'autre de l'horizon et tranchait absolument dans le ciel clair;

b) Souvent, des massifs montagneux isolés provoquent la formation d'une rue de nuages quand ils percent une surface de discontinuité limitant supérieurement une couche instable. M. Kampé de Feriet a étudié un de ces tourbillons marginaux sur le Mont Cervin et en a déduit le schéma reproduit *figures* 60 *a* et *b*. Dans cette zone humide-instable, la file de tourbillons est visualisée par une longue rue de nuages issue d'un éperon rocheux. La *figure* 61 représente une belle rue de nuages dont l'origine est visible sur la photographie qui a été prise par vent d'est, régime fréquent au printemps et en automne; les conditions atmosphériques correspondent très exactement à la structure thermique analysée précédemment.

Sous nos latitudes aussi, on observe de belles rues de nuages en air chaud humide subtropical limité en altitude par des masses d'air en voie d'affaissement.

Page 56, on reparlera de la formation de rues de nuages en liaison avec les ondes atmosphériques.



a) Formation d'un tourbillon marginal sur le Mont Cervin

b) Schéma de la circulation d'air autour du Cervin, d'après J. KAMPÉ de FÉRIET

Fig. 60

Utilisation des rues de nuages en vol à voile

C'est le vol à voile, une fois encore, qui a attiré l'attention sur cette formation de tourbillons longitudinaux. En effet, les rues de nuages sont très intéressantes pour le pilote de planeur, car elles fournissent un champ ascendant continu dans le sens du vent et constituent les conditions idéales pour de grands vols de distance.



Fig. 61. — Rue de nuages sous le vent d'une montagne

En temps ordinaire, la répartition des zones ascendantes thermo-convectives est arbitraire. En vol de distance, le pilote doit chercher de-ci de-là les nuages qui lui permettent de gagner en spiralant l'altitude nécessaire à la continuation du voyage, et ces spirales diminuent la vitesse moyenne de route : le barogramme d'un tel vol de distance est constitué par une suite irrégulière de montées et de descentes, tandis que celui d'un vol de rues a un tout autre aspect. Sous la rue de nuages, il n'y a pas lieu de spiraler, le vol se fait dans le champ ascendant continu, à altitude presque constante. C'est

pourquoi la vitesse de route de ce vol, effectué vent dans le dos sans spiraler, peut être considérable et atteindre 70-80 km/h (*fig.* 62).

Pour améliorer les records de distance actuels, il faut avoir une grande vitesse de route. En effet, en plein été, on dispose environ de 8 h pour voler en thermique; en temps normal, avec une moyenne de 30-40 km/h, on peut parcourir 250 à 300 km, tandis que pour parcourir 500 km et plus, il faut une vitesse moyenne de 60-70 km/h que l'on atteint facilement sous les rues de nuages.

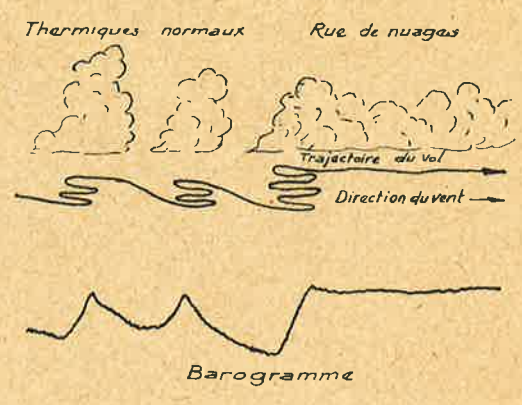


Fig. 62. — Schéma du vol à voile thermique et du vol à voile sous des rues de nuages

9. — **Vol de front.**

Les premiers vols de distance supérieurs à 200 km ont été des vols de front. Il vient facilement à l'esprit d'utiliser en planeur l'ascendance formée devant un front froid par le soulèvement de l'air chaud et de se faire, en quelque sorte, « véhiculer » avec le front. Or, les fronts froids progressent à des vitesses de 40-60 km/h, ce qui permet de franchir des distances appréciables.

Description d'un front

La *figure* 63 donne le schéma d'un front. Le passage du front froid est accompagné d'une saute brusque de vent. Le puissant soulèvement de l'air chaud se matérialise par un front cumuliforme caractéristique qui donne souvent un orage de front et se termine par une violente ondée. Subitement, la

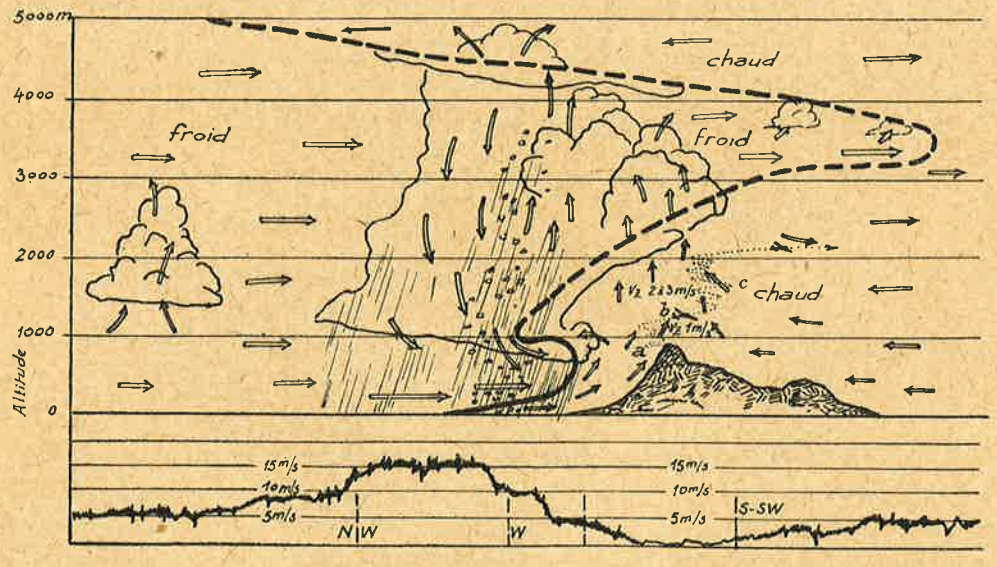


Fig. 63. — Schéma d'un front froid

vitesse du vent s'accroît et sa direction change brusquement; il se produit en même temps une chute sensible de la température tandis que la pression de l'air monte par paliers. A l'avant du front, un rouleau nuageux caractérise le mouvement tourbillonnaire de l'air.

Utilisation du front

Il serait risqué de voler en planeur dans la zone précédente. Par contre, à l'avant du front et en dehors de cette zone nuageuse, le champ ascendant est tout à fait calme. Le premier vol de ce genre fut réalisé en juillet 1929 (*fig.* 64); il fut extrêmement riche d'enseignements. L'appareil partit 2 mn environ avant le passage du front et l' « accrochage » de la zone ascendante frontale fut réussi à la 26e mn de vol, puis l'appareil monta continuellement de 1300 à 2900 m. La plus grande vitesse ascendante fut de

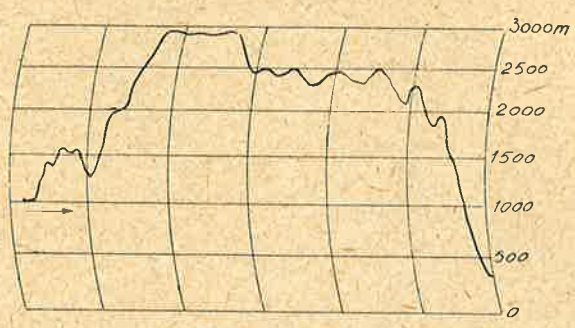


Fig. 64

Barogramme du premier vol de front (*juillet* 1929)

4 m/s entre 1400 et 1800 m. La barogramme montre qu'une fois le plafond atteint, le vol se poursuit à altitude à peu près constante, entre 2100 et 2400 m, pendant près de 2 h, ce qui fait supposer un champ ascendant extrêmement vaste et régulier. D'après les indications données par le pilote, il se trouvait à 5-10 km en avant du front sous des alto-cumulus séparés de ce dernier par une bande de ciel bleu. La *figure* 65 donne les barogrammes de deux vols de front postérieurs (juillet 1931).

Ces exemples de vols de front montrent que les champs ascendants devant les différents fronts froids ont tous la même structure et que l'on peut les regarder comme quasi stationnaires. Nous verrons ultérieurement (page 76) les conséquences que l'on peut en tirer.

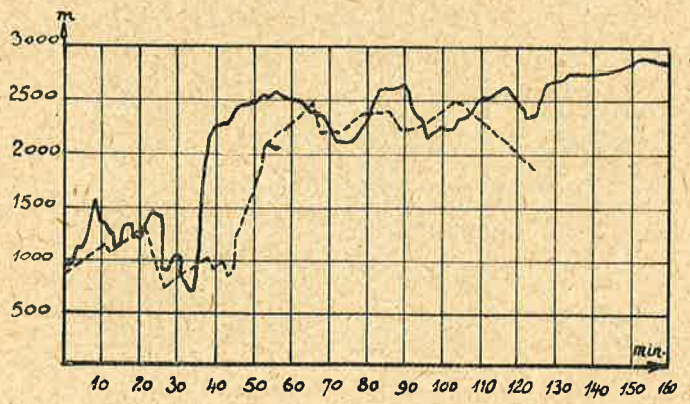


Fig. 65. — Barogrammes de deux vols à voile de front

Constatons simplement ici que ces vols de front ne sont pas des entreprises dangereuses puisqu'ils se passent dans une zone sans nuages à l'avant du front; il suffit que le pilote fasse attention de ne pas s'écarter du front et surtout de ne pas se laisser entraîner dans la partie nuageuse.

Pour exécuter un vol de front, mieux vaut se faire remorquer à l'avant du front plutôt que de partir du sol, car le moment de la saute de vent, où arrive la rafale ascendante, est toujours délicat à saisir.

10. — Vol d'orage.

Généralités

Dans les exemples cités précédemment, les masses d'air ascendantes étaient freinées par la stabilité des couches élevées, de sorte que les ascendances ne dépassaient guère 4000 m. Un planeur normalement équipé en P.S.V. pouvait les utiliser sans danger.

Maintenant, par contre, nous abordons le cas où l'équilibre instable de l'atmosphère rend possible l'ascension des masses d'air au travers de la troposphère tout entière. Ce processus est celui de la formation des puissants cumulonimbus qui donnent localement de violents orages de chaleur.

Ces renseignements sur les conditions ascendantes dans des nuages d'orage s'élevant jusque 9000 m et sur les dangers dus à la turbulence, au givrage, à la grêle et au froid, nous les devons à la témérité de pilotes de vol à voile qui ont pris sur eux le risque de rentrer dans un nuage d'orage atteignant la limite de la troposphère.

Rapport relatif à un vol d'avion dans un orage

« Le nuage en question atteignait l'altitude de 5500 m. Nous nous proposions de traverser la zone marginale du nuage et y avions plongé à 130 km/h environ. En bordure de la zone nuageuse, la turbulence fit dériver l'appareil vers l'intérieur. Cette turbulence cessa bientôt, mais par contre — sans qu'il fît sombre à proprement parler — le nuage s'épaissit de plus en plus, de sorte que l'on avait de la peine à distinguer les bouts d'ailes. En outre, de fins cristaux de glace provoquaient une douleur cuisante sur le visage et empêchaient de regarder librement à l'extérieur. A 3100 m les lunettes et les instruments, puis tout l'appareil se recouvrirent de glace : on retira du poste de pilotage un morceau de glace opaque de 6 mm. Peu après, vers 3000 m, il se mit à tomber des grêlons dont les plus gros avaient la taille d'une cerise. A 2400 m, la grêle cessa et se transforma en pluie; à 1300 m d'altitude, nous sortîmes du nuage. »

Toute cette descente se fit moteur réduit, et malgré cela, on enregistra à 3000 m, pendant 20 s, une altitude constante, et à 2400 m, en 40 s, un gain d'altitude de plus de 100 m. La vitesse de chute de l'avion étant voisine de 9 m/s, l'ascendance était donc de l'ordre de 8 m/s à 3000 m et de 12 m/s à 2400 m.

Examen des particularités du vol d'orage

Les observations à bord de planeur dans les orages sont souvent bien plus impressionnantes. La *figure* 66 donne le diagramme température-altitude correspondant à un vol réellement effectué. La différence humide-instable, c'est-à-dire la différence de température entre l'adiabatique humide et la température de l'air en repos vertical, est très grande : de 2200 m au sommet, la différence de température croît, de sorte que la vitesse ascendante augmente continuellement dans le nuage.

Les vitesses ascendantes ont à peu près la répartition suivante : sous la base, de 1 à 3 m/s. Dès le début de la condensation, la vitesse croît rapidement et atteint, en une centaine de mètres, 5-6 m/s. Cette vitesse continue à croître avec l'altitude. D'ailleurs, les barogrammes permettent d'estimer des vitesses moyennes qui peuvent dépasser 20 m/s. Le dépouillement d'un ensemble de barogrammes a donné, sur des tranches de plusieurs milliers de mètres d'altitude, des vitesses moyennes de 10, 13, 17, 20 et 27 m/s. Les vitesses de 20 m et plus sont ordinairement limitées à la couche comprise entre 3 et 5000 m.

Les barogrammes, tels que celui de la *figure* 67, montrent une montée continuelle sur plusieurs milliers de mètres et indiquent un écoulement ascendant régulier sans aucune turbulence. La plupart

des rapports de vol parlent de « montée régulière dans une ascendance d'un calme fabuleux » ou signalent « pas de turbulence à la montée ». Le champ ascendant est large dans la partie inférieure du nuage et se rétrécit à l'altitude des grandes vitesses verticales, au point que, par moments, il faut spiraler très serré.

Sur quelques barogrammes, la montée est brutalement interrompue par une chute dans une descendance de 4-6 m/s; à la limite entre l'ascendance et la descendance se trouve une étroite zone turbulente.

Cette turbulence est d'une violence inimaginable, au point que les gouvernes ont peine à la compenser et que plusieurs planeurs se sont déjà rompus dans cette zone.

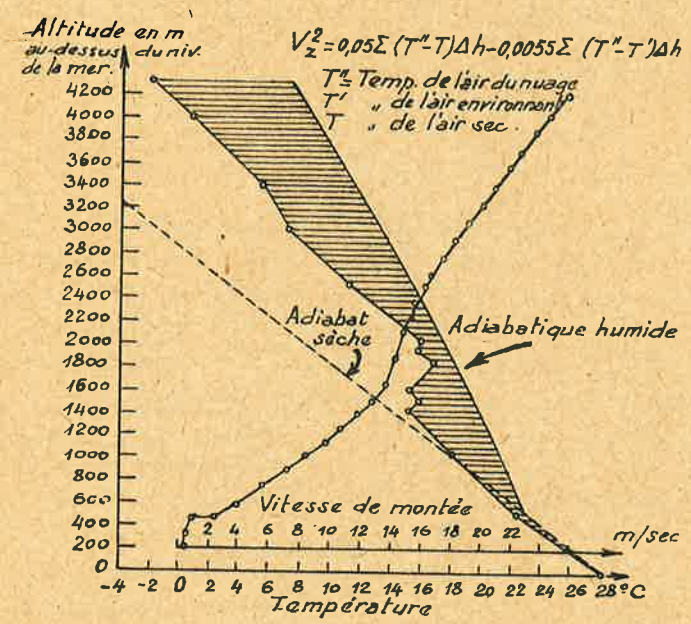


Fig. 66. — Diagramme température-altitude en situation orageuse

Mais le givrage, la grêle et le froid constituent les risques principaux.

Le givrage est dû essentiellement au refroidissement en dessous de 0° des gouttes d'eau entraînées en altitude. Son effet le plus critique consiste à bloquer les gouvernes et les freins de piqué et à congeler la prise de pression dynamique.

La grêle se rencontre entre 2600 et 7000 m. Dans plusieurs cas, son action fut catastrophique : l'entoilage de la voilure, le revêtement du fuselage et une partie du capot furent transformés en écumoires.

Le froid des grandes altitudes requiert évidemment un équipement approprié. Mais, généralement, le pilote ne prévoit pas l'altitude qu'il atteindra et ne s'équipe pas spécialement. Or, quand il fait + 30 au sol, on peut très bien rencontrer — 25° à 7000 m, dans un nuage d'orage, ce qui est désagréable quand l'appareil n'est pas hermétiquement clos. En outre, il se peut qu'à cette altitude le pilote soit forcé de sauter en parachute, se trouve exposé à l'air libre et risque de mourir de froid. Dans un cas, le pilote resta longtemps soumis à ces basses températures car l'ascendance était tellement puissante que le parachute montait.

Vol en planeur dans l'orage

Le 12 juillet 1947, le pilote suédois Axel Persson a eu la bonne fortune d'exécuter un magnifique gain d'altitude de 8200 m dans un cumulus d'orage (*fig.* 67). L'instabilité étant très forte, le cumulus a transpercé toute la troposphère. La vitesse ascendante déterminée théoriquement atteignait et dépassait 20 m/s et le planeur, même alourdi par la glace, montait à plus de 15 m/s. Le givrage ne fut pas très redoutable, parce que la zone dangereuse, entre 0° et — 10°, de 2500 à 3900 m, fut franchie en 2 ou 3 mn. Le pilote estime d'ailleurs que l'intensité du givrage fut diminuée à cause de l'application de glycol sur les revêtements. Le rapport ne mentionne pas d'autres difficultés, provenant par exemple des rafales ou de la grêle, ce qui permet de conclure que le pilote est resté dans la partie avant du front, bien moins dangereuse que les parties centrale ou arrière.

Toutefois, on ne peut en profiter pour faire de la réclame à ces vols d'orage, car à côté de ce témoignage rassurant, il existe nombre de relations horrifiques. Quand on imagine la situation de planeurs, ayant la cellule givrée, les instruments de P.S.V. gelés, des parties essentielles gravement endommagées par la grêle, et soumis dans un tel état aux plus violentes rafales, on ne peut s'empêcher

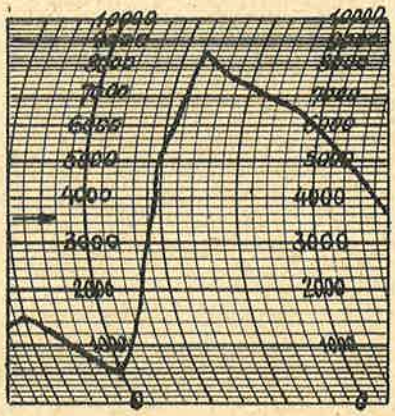


Fig. 67. — Barogramme d'un vol d'altitude dans un nuage d'orage

d'émettre un sérieux avertissement en ce qui concerne ces vols d'orage, avertissement destiné à tous les pilotes qui ne disposent pas d'un matériel et d'un équipement spécial.

Structure d'un cumulus d'orage

Connaissant maintenant quelques particularités du vol d'orage, nous pouvons examiner la structure et le développement du cumulus d'orage :

A) Vie du nuage. — Dans la première phase du développement, les écoulements ascendants prédominent à l'intérieur du nuage. Il y a symétrie au point de vue de l'écoulement vertical, de la distribution de température et des phases du nuage. A ce moment-là, il n'y a pas encore de pluie, les petites gouttes d'eau condensées étant emportées par le vent ascendant.

En franchissant l'isotherme 0°, il n'y a pas changement d'état et les gouttes d'eau subsistent en surfusion : c'est la zone de givrage. Ensuite, le cumulus en plein développement franchit l'isotherme — 12° C : c'est l'altitude du changement de la structure du nuage et du début du développement caractéristique de l'orage. Les gouttelettes liquides se congèlent à — 12° et forment des cristaux à la partie

supérieure du cumulus : la température exacte de congélation n'est pas connue, mais on constate généralement l'apparition de glace dans les nuages à partir de — 12° C. La vapeur étant très sursaturée par rapport à la phase solide, les cristaux s'accroissent très vite, tandis que l'ascendance s'affaiblit : en effet, la tendance à la précipitation augmente, et de plus on approche de l'altitude de l'équilibre thermique. Finalement, la vitesse de chute des cristaux devient plus grande que la composante ascendante du vent, les cristaux commencent à tomber, ils se liquéfient dans les couches inférieures et donnent au sol de grosses gouttes de pluie.

Au commencement de la pluie, l'orage proprement dit se décharge. La symétrie initiale disparaît, il se forme un front et une traîne. Les cristaux et les gouttes d'eau tombant de plus haut sont plus froids

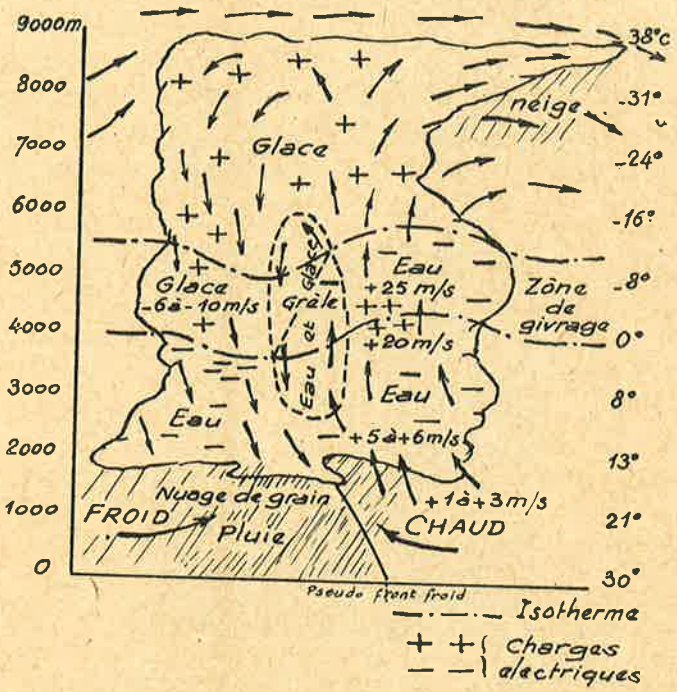


Fig. 68. — Structure d'un cumulus d'orage

que l'air ambiant et le refroidissent. La distribution des températures devient asymétrique, avec un front chaud et un arrière froid, comme le montrent les isothermes 0 et — 12° C tracées *figure* 68. L'air refroidi dans la zone de précipitation descend donc aussi, d'une part à cause de sa densité plus grande, d'autre part, par l'entraînement de la précipitation; à côté de la zone ascendante se développe une forte zone descendante et l'écoulement du cumulus se transforme en une grande volute entretenue par la différence de température de points situés au même niveau, les uns à l'avant du front dans l'air chaud ascendant, les autres à l'arrière dans l'air descendant refroidi. Ces deux masses d'air de température différente forment au sol un pseudo-front froid dont la limite est le rideau de pluie et qui se repère en l'air par le nuage de grain, rouleau nuageux au-dessous de la base du cumulus, produit par l'affaissement du niveau de condensation en air froid.

B) Phénomènes annexes. — Nous pouvons maintenant expliquer d'autres phénomènes concomitants de la phase principale de l'orage :

a) *Zone turbulente.* — On doit rencontrer les plus fortes rafales à la limite entre le courant ascendant et le courant descendant, sensiblement au centre du nuage (*fig.* 68). Au fur et à mesure de la vie du nuage, cette région de rafales se déplace vers l'avant et rétrécit le domaine ascendant;

b) *La grêle.* — Un autre phénomène dangereux du cumulus d'orage est la grêle. Les cristaux, au contact d'eau en surfusion, se recouvrent d'une couche de glace. Ces collisions multiples amènent ces cristaux à l'état de grêlons. La formation de grêle suppose donc qu'un germe cristallin traverse plusieurs fois la zone de surfusion du cumulus, c'est-à-dire qu'il doit parcourir plusieurs fois la zone des vents ascendants et descendants, ce qui est possible si la zone de grêle est placée au centre du nuage, à cheval sur la couche limite précédente, au-dessus du pseudo-front froid;

c) *Charges électriques.* — C'est la décharge électrique qui caractérise l'orage. Ce problème de l'électricité des orages n'est d'ailleurs pas parfaitement éclairci. Deux théories principales s'affrontent : celle de Wilson, basée sur la capture des ions par les éléments du nuage, et celle de Simpson qui attribue la charge électrique de l'orage à l'éclatement des gouttes d'eau qui permet la séparation des charges, selon l'effet de Lénard.

D'après la première théorie, les ions positifs sont captés par les gouttes ascendantes qui se chargent alors positivement. Les gouttes descendantes captent les ions négatifs et chargent donc négativement la partie inférieure du nuage.

Par contre, d'après l'effet de Lénard qui, à l'avis de Simpson, est prédominant, les gouttes d'eau, après dislocation, prennent des charges positives et l'air environnant se charge négativement, alors que les gouttes initiales sont neutres. Les gouttes d'eau sont stables tant qu'elles ne dépassent pas le rayon critique de 0,225 mm; passé cette valeur, elles se déforment et se rompent. On trouve de grosses gouttes de pluie dans la zone descendante au-dessous de l'isotherme zéro. Elles se scindent et transmettent leurs charges positives au sol tandis que les charges négatives s'accumulent dans le nuage sous l'isotherme zéro. Il y a également de grosses gouttes dans l'écoulement ascendant : elles se désagrègent aussi, les gouttelettes positives restent dans l'ascendance, tandis que les charges négatives s'accumulent dans le haut du nuage (*fig.* 68).

Indications sur les vols d'orage

Les explications précédentes peuvent fournir quelques directives aux pilotes, mais elles ne constituent pas, le moins du monde, une invitation au vol dans l'orage : elles sont seulement des consignes de sécurité pour le cas d'une rencontre imprévue. Au reste, les théories qui viennent d'être exposées ne sont pas encore tout à fait sûres; les déductions faites sont donc sujettes à caution.

A l'extérieur du nuage, le front de pluie est un indice de la dissymétrie du cumulus. Le front est la partie la moins dangereuse de l'orage, l'ascendance y est régulière et il y a peu de chances de rencontrer la grêle ou de fortes rafales : c'est probablement dans cette zone que Persson a réalisé son record d'altitude. La couche de friction entre les zones ascendante et descendante, située sensiblement au centre du cumulus durant la phase principale de l'orage, est la plus dangereuse, à cause des rafales épouvantables et de la grêle que l'on y rencontre presque à coup sûr.

CHAPITRE IV

LE VOL D'ONDES

A. — HISTORIQUE

Le premier vol d'ondes fut effectué, en 1933, dans les Monts des Géants, en Silésie. Particularité étonnante pour l'époque, il eut lieu sous le vent de la chaîne par temps de föhn; d'après ce que l'on savait alors de la dynamique du föhn, ce vent sec et chaud ne pouvait produire que de la descendance sous le vent de la montagne et l'on s'expliquait difficilement l'existence d'ascendances permettant d'atteindre de très grandes altitudes.

Depuis 1933, on a réalisé un grand nombre de vols par temps de föhn, dans les massifs montagneux les plus différents, dont certains atteignirent 8000 m sur des chaînes de hauteur moyenne et même 11400 m au-dessus des Alpes. Pour autant que ces résultats nous permettent de porter un jugement sur cette nouvelle possibilité de vol, ils nous annoncent un épanouissement si remarquable que nous pouvons parler d'une nouvelle phase du développement du vol à voile.

La première phase avait commencé lors de la solution du problème du vol de pente, en 1922; le vol de pente plafonna avec une distance de 100 km et une altitude de 375 m au-dessus du point de départ.

La deuxième phase débuta avec l'exploitation des possibilités thermiques, en 1928. Les meilleures performances enregistrées au cours de ce développement fructueux sont de 8200 m de gain d'altitude et 750 km de distance. Le vol à voile ne s'est plus cantonné dans les montagnes, il s'est aventuré sur les plaines et a acquis une importance durable dans la navigation aérienne.

A l'heure actuelle, nous ne pouvons encore prévoir les possibilités de cette troisième phase que caractérise le vol d'ondes, mais les recherches effectuées et les résultats acquis prouvent que le vol à voile se trouve à un tournant important et que le chemin de la stratosphère est très vraisemblablement ouvert aux planeurs.

B. — ONDES ATMOSPHÉRIQUES LIBRES — ONDES DE GRAVITATION

Pour comprendre les bases du vol d'ondes, il nous faut d'abord envisager les ondes libres.

1. — Analogie hydraulique.

Nous utiliserons l'analogie hydraulique, les ondes liquides étant bien connues. Elles prennent naissance à la surface supérieure de l'eau (surface de séparation de deux milieux différents, eau et air). Les molécules des deux milieux qui sont chassées de leur position d'équilibre par une cause extérieure

(le vent dans le cas présent) engendrent des oscillations autour de leur position d'équilibre sous l'influence de la pesanteur. Ces oscillations se transmettent aux particules avoisinantes et provoquent un mouvement ondulatoire qui se propage à la surface supérieure libre. La vitesse de propagation de ces ondes de gravitation dépend de la longueur d'onde, de la densité et de l'épaisseur des deux milieux.

Précédemment, nous avons vu l'existence, dans l'atmosphère, de couches d'inversion à l'intérieur desquelles, par dérogation à la décroissance normale de la température avec l'altitude, la température s'élève. Ces inversions constituent des surfaces limites internes dans l'atmosphère illimitée, au travers desquelles il y a discontinuité de densité et où, comme à la surface de l'eau, il peut se former des vagues dues au champ de la pesanteur sous l'influence du vent. Ces ondes sont des ondes mobiles. Elles sont perpendiculaires à la direction du vent relatif des deux écoulements; la longueur d'onde dépend de la discontinuité de densité de température et de vitesse à l'intérieur de l'inversion. Les ondes longues proviennent d'une grande discontinuité de vitesse, les ondes courtes d'une grande discontinuité de densité ou de température. Les ondes longues se propagent plus vite que les courtes.

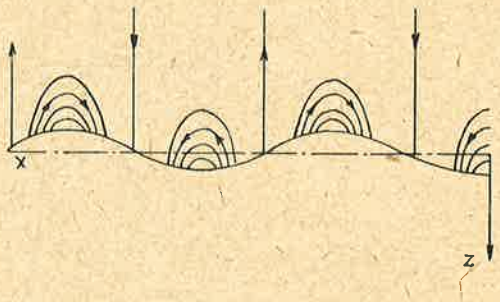


Fig. 69. — Lignes de courant d'une onde

La *figure* 69 donne une représentation des lignes de courant d'une onde. Sur la face avant de l'onde dans sa direction de propagation, le mouvement est ascendant.

2. — **Formations nuageuses.**

Les ondes peuvent être rendues visibles par la formation de nuages dénommés « nuages d'ondes ». Si, au-dessous de l'inversion, l'atmosphère est presque saturée de vapeur d'eau, le soulèvement dans la partie montante de l'onde suffit à provoquer la condensation, tandis que le nuage se dissocie dans la phase descendante. C'est ainsi que se forment des bancs de nuages régulièrement espacés qui visualisent ces ondes atmosphériques.

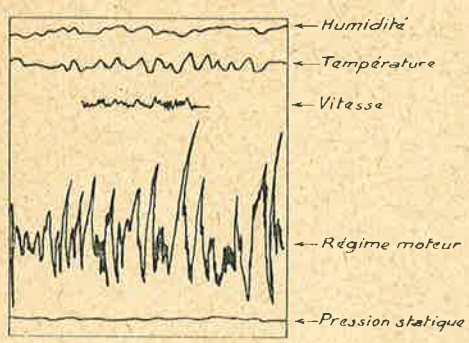


Fig. 70. — Enregistrement des ondes atmosphériques par avion

3. — **Etude expérimentale des ondes.**

a) *Sondage en avion.*

Imaginons que l'on vole en avion à moteur juste dans une couche limite et que, pour conserver la même altitude, l'on compense la montée de l'avion dans l'onde en réduisant les gaz, tout en maintenant la pression dynamique constante et, au contraire, en augmentant l'admission dans la descendance. Si l'on enregistre le mouvement de la manette des gaz, on obtient une image qualitative des mouvements verticaux de l'air dans l'onde. La *figure* 70 représente un diagramme de vol du 17-7-36, à l'intérieur d'une inversion, où on lit : *a*) l'humidité; *b*) la température; *c*) la vitesse (pression dynamique); *d*) la pression ambiante et *e*) les vitesses verticales (indirectement). Les variations de température de cet enregistrement mettent particulièrement bien en évidence le mouvement ondulatoire.

b) *Utilisation de ballons équilibrés.*

De même, l'utilisation de ballons statiquement équilibrés permet de déterminer les trajectoires des ondes au niveau des inversions : les *figures* 71 et 72 en donnent deux exemples. Les ballons sont lâchés d'un avion sous l'inversion. Les trajectoires mettent nettement en évidence des ondes, de 2200 m de longueur d'onde, le 2-4-30, et de 1000 m, le 3-4-30.

Les vitesses verticales moyennes sont faibles, entre 0,6 et 0,8 m/s.

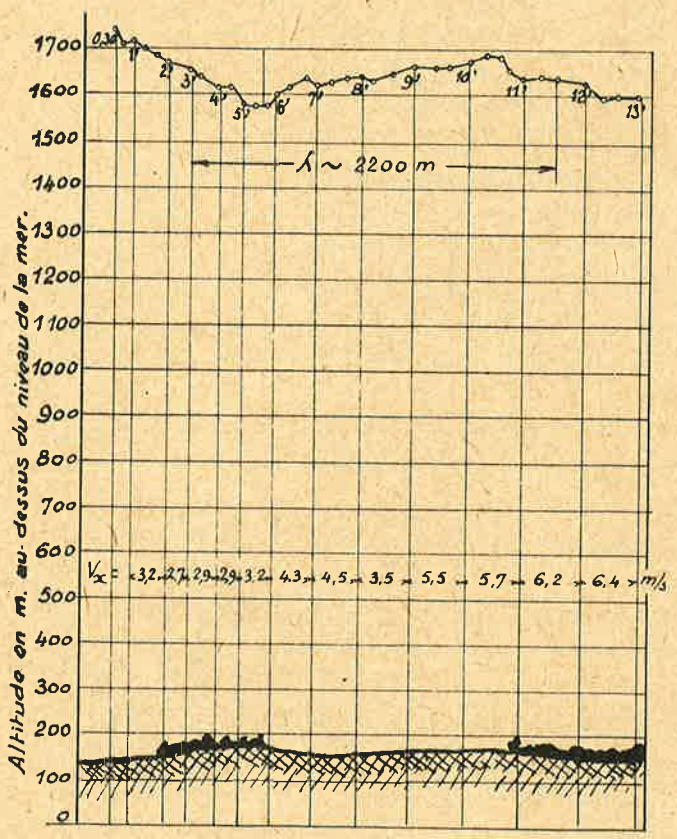


Fig. 71. — Trajectoire des ondes mesurée par ballons équilibrés, le 2 avril 1930, à 16 h 20

c) *Vols en planeur.*

La *figure* 73 reproduit le barogramme d'un vol de distance de 165 km, en 1931. Ce jour-là, le ciel étant sans nuage, les conditions thermiques étaient donc délicates. L'air était sec-instable jusqu'au niveau d'une faible inversion à 1800 m, et au-dessus de cette inversion, l'atmosphère était humide-instable.

Le barogramme donne le déroulement du vol à partir de la 68e mn. La courbe H (*t*) montre une suite très régulière de mouvements ascendants et descendants. Ces oscillations, de 800 à 1200 m, mettent en évidence un mouvement ondulatoire dont l'alternance régulière de montées et de descentes permit au pilote de voler continuellement, en ligne droite, sans avoir à chercher de nouveaux champs ascendants et sans spiraler. Cette particularité permet d'affirmer, sans conteste, que ce vol fut exécuté en majeure partie sous l'influence d'un mouvement ondulatoire qui était lié à la présence de la surface de discontinuité, à 1800 m d'altitude.

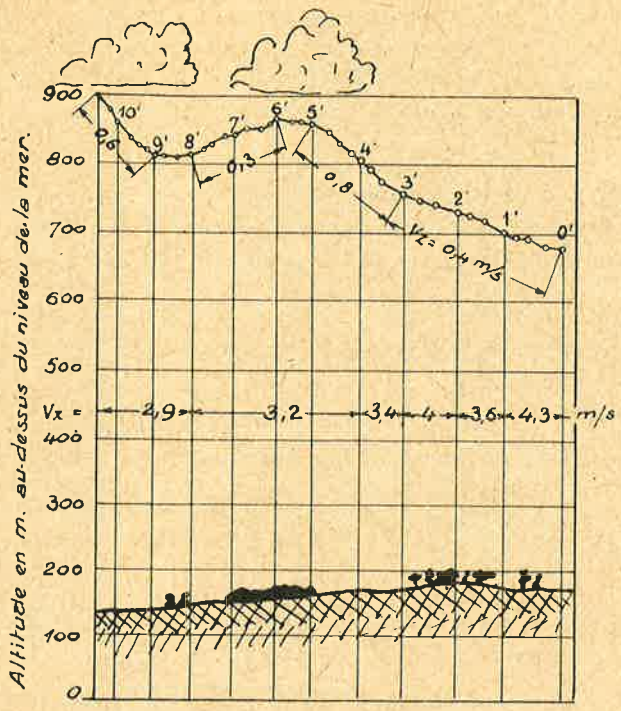


Fig. 72. — Trajectoire des ondes mesurée par ballons équilibrés, le 3 avril 1930, à 12 h

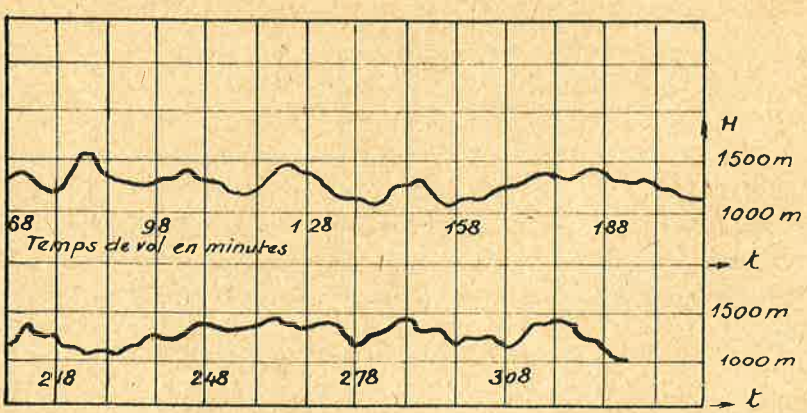


Fig. 73. — Barogramme d'un vol de distance sous l'influence des ondes

4. — **Possibilités des ondes libres.**

Cet exemple montre que de telles ondes ont déjà une certaine importance en vol à voile, mais il ne faut cependant pas entretenir des espoirs débordants sur leurs possibilités. En effet, bien que l'on ne possède pas de mesures relatives à l'amortissement des ondes avec la distance verticale, de part et d'autre de l'inversion, il est probable que les mouvements verticaux de l'onde n'ont pas une grande puissance.

Toutefois, les exemples précédents ont montré que les ondes libres se propageant à partir des couches d'inversion, méritent une certaine considération, quoiqu'elles ne puissent être utilisées qu'occasionnellement au cours d'un vol durant lequel la formation de nuages d'ondes attire l'attention et localise ces ondes.

Notons, en outre, que les rues de nuages peuvent parfois coexister avec des ondes atmosphériques libres.

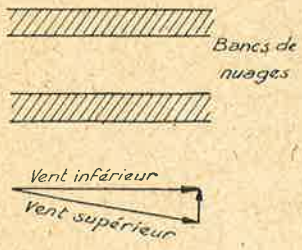


Fig. 74. — Formation de nuages d'ondes libres

Etant donné que les directions de vent, inférieur et supérieur, sont voisines (*fig.* 74), les crêtes des ondes sont sensiblement parallèles à l'écoulement inférieur, et par condensation de ces crêtes, on obtient des rues de nuages.

C. — ONDES STATIONNAIRES

1. — **Différences avec les ondes libres.**

Les mouvements oscillatoires qui ont permis les grandes performances accomplies en vol d'ondes sont tout différents des ondes libres ou ondes de gravitation dont il s'agissait dans le paragraphe IV, 1.

L'ascendance d'ondes connue en vol à voile, s'étendant en altitude sur plusieurs kilomètres, accompagne des oscillations de couches importantes de l'atmosphère, de sorte que les mouvements verticaux ne s'amortissent pas comme les ondes de gravitation.

En outre, contrairement aux ondes libres qui se propagent au niveau de la surface de discontinuité, il s'agit d'ondes stationnaires qui, de ce fait, peuvent atteindre une amplitude considérable. L'impulsion nécessitée par de telles oscillations provient des « ondes de base » provoquées par la perturbation de l'écoulement, en particulier par les obstacles orographiques. Si, dans ce cas, la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse de propagation de l'onde, l'onde reste fixe par rapport à l'obstacle générateur. Les amplitudes de ces ondes stationnaires doivent aller toujours en croissant, puisque l'oscillation entretenue par l'obstacle reçoit continuellement de nouvelles impulsions. La vitesse de propagation de l'onde elle-même dépend de la longueur d'onde, de l'épaisseur de la couche qui oscille et de sa densité.

2. — **Analogie hydraulique.**

Les premières études relatives aux manifestations et à la théorie de ces ondes forcées stationnaires ont été faites à propos de l'écoulement de l'eau. Si de l'eau s'écoule sur une inégalité du lit, la configuration de la surface du liquide est différente suivant que la vitesse de l'écoulement est inférieure ou supérieure à la vitesse de propagation de l'onde de base déclenchée par l'obstacle. Ces formes de la surface de séparation de l'eau sont représentées *figure* 75.

En 75 *a*, on a un « écoulement de rivière » (1) : la vitesse d'écoulement est plus petite que la vitesse de l'onde de base. Dans ce cas, il se produit un abaissement de la surface de séparation au-dessus de l'obstacle.

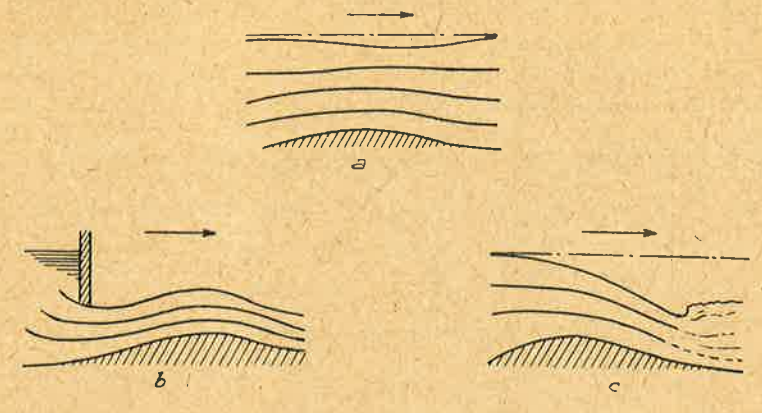


Fig. 75. — Formation des ondes à la surface libre d'un liquide

a) Vitesse d'écoulement inférieure à la vitesse de propagation de l'onde
b) Vitesse d'écoulement supérieure à la vitesse de propagation de l'onde
c) Transition entre l'écoulement de rivière et l'écoulement torrentueux

La *figure* 75 *b*, par contre, montre un soulèvement important du niveau de l'eau, soulèvement plus grand que la hauteur de l'obstacle; l'écoulement est plus rapide que la vitesse de l'onde de base. On a affaire à un « écoulement torrentueux » (1).

Dans le cas de la *figure* 75 *c*, il y a écoulement de rivière en amont de l'obstacle et, après la chute d'eau, écoulement torrentueux.

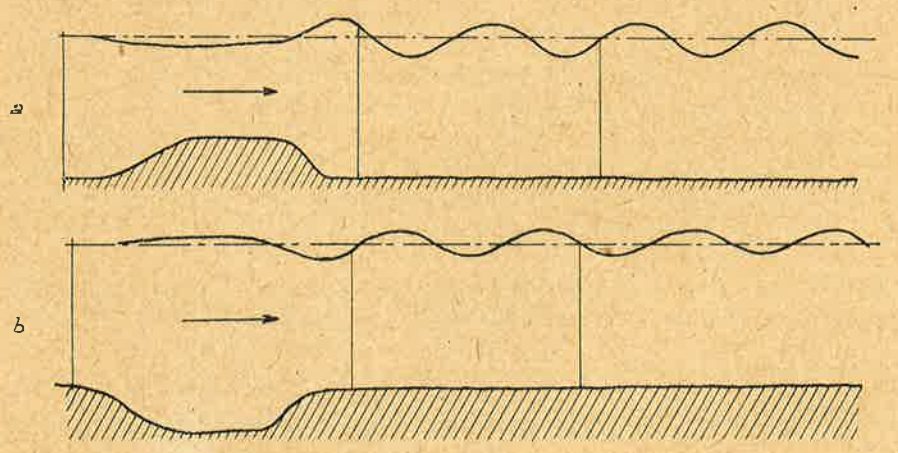


Fig. 76. — Formation des ondes à la surface libre d'un liquide

a) Vitesse d'écoulement inférieure à la vitesse de propagation de l'onde
b) Vitesse d'écoulement supérieure à la vitesse de propagation de l'onde

La *figure* 76 permet encore de remarquer que les accélérations verticales liées aux variations de niveau provoquent en aval des ondes stationnaires.

(1) Ces termes sont empruntés au *Précis de Mécanique des Fluides*, de PRANDTL, traduction A. MONOD.

Les considérations précédentes sont relatives au cas où la surface supérieure du fluide est libre. Quand on passe au cas de l'atmosphère fragmentée par des surfaces de discontinuité intérieures (couches d'inversion), on peut encore considérer les ondes qui se produisent entre deux milieux fluides superposés ayant même vitesse d'écoulement, mais des densités différentes. A. Defant a effectué, à ce sujet, des recherches expérimentales (1) : si un corps est placé dans un canal rempli de deux fluides de densités différentes en mouvement à une vitesse déterminée, on constate que la surface de séparation entre les deux fluides réagit à chaque mouvement de l'obstacle par une perturbation de forme ondulatoire. L'onde de perturbation atteignait sa plus grande amplitude pour une vitesse déterminée (dans les conditions de l'essai : vitesse = 8 cm/s, différence des densités : 0,015 à 15° C, épaisseurs des fluides : 20 et 5 cm, maquette = 20 cm de long et 5 de haut). La forme de l'écoulement dans le canal correspond exactement à celle de la surface libre d'un fluide qui, au-dessus d'un obstacle, passe de l'écoulement de rivière à l'écoulement torrentueux (*fig.* 75 *c*).

Mais, tandis que dans un fluide homogène à surface libre, l'effet de perturbation nécessite de grandes vitesses, dans l'essai en question, il suffit de faibles vitesses d'écoulement pour provoquer des déformations notables de la surface de séparation. Cela tient à ce que les densités respectives des fluides superposés sont très voisines et sensibles à une faible impulsion due à l'obstacle.

Ces perturbations ondulatoires fixes des milieux fluides incompressibles se produisent également dans un milieu compressible tel que l'atmosphère. Il est possible de passer de l'écoulement fluide, donc borné, au cas de l'atmosphère expansible, en considérant les différences de densité et de vitesses, d'après le principe des mouvements géométriquement semblables. En outre, la compressibilité de l'atmosphère ne change rien au principe de la perturbation ondulatoire.

On peut résumer ce qui précède de la manière suivante :

1° une masse d'air suffisamment puissante qui s'écoule au-dessus d'un obstacle prend, sans apport d'énergie extérieur, un mouvement ondulatoire au-dessus de la pente sous le vent de l'obstacle;

2° la vitesse de propagation de ces ondes dépend de la longueur d'onde, de la répartition de température en altitude et de l'importance des couches d'air en mouvement;

3° quand la vitesse du vent s'approche de la vitesse de propagation des ondes, l'amplitude devient considérable; dans ce cas, en effet, les ondes deviennent stationnaires par rapport à l'obstacle et l'ondulation provoquée par ce dernier est constamment entretenue;

4° selon que la vitesse du vent est inférieure ou supérieure à la vitesse de propagation des ondes, l'écoulement au-dessus du sommet de l'obstacle présente une ascendance ou une descendance.

3. — Solution mathématique du problème des ondes stationnaires (2).

D'une manière toute théorique, Lyra a récemment traité le problème de la perturbation ondulatoire au-dessus d'obstacles de l'écorce terrestre. En partant des équations fondamentales de la thermo- et de l'hydrodynamique, il a calculé les grandeurs perturbées dérivées d'un écoulement initial homogène. Supposant l'atmosphère stable, Lyra a établi l'équation des ondes qui permet de représenter

(1) A. Defant : *Réflexions théoriques et recherches expérimentales sur la formation des cyclones et anticyclones en altitude.*

(2) Cette étude analytique a été donnée par G. Lyra dans le *Z.A.M.M.* de mars 1943 (cahiers pour les mathématiques et la mécanique appliquées).

le champ ascendant jusqu'à une grande altitude. La *figure* 77 *a* représente les vitesses ascensionnelles de cette perturbation ondulatoire.

Au-dessus de l'obstacle lui-même, on trouve l'ascendance de pente qui, en altitude, se change en une descendance dans la zone d'affaissement des lignes de courant. La première onde sous le vent se développe puissamment à partir de 2 km de hauteur et son amplitude croît avec l'altitude. La deuxième vague est déjà fortement amortie et n'est vraiment perceptible qu'en altitude. La troisième

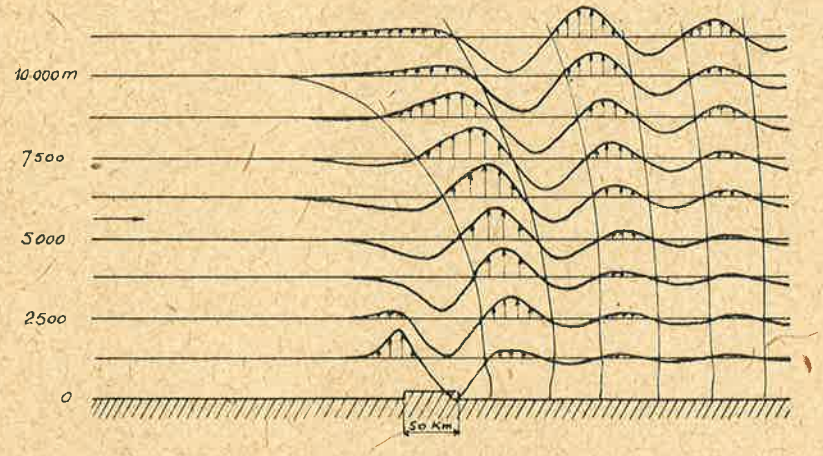


Fig. 77 *a*. — Distribution des vents ascendants en aval d'un obstacle

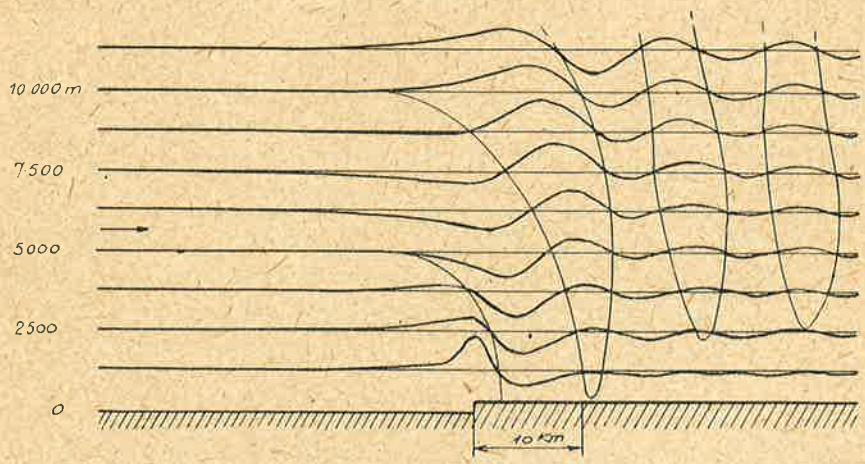


Fig. 77 *b*. — Distribution des vents ascendants d'ondes sur un plateau

vague est, par contre, à peine marquée. Comme le montre la *figure* 77 *b*, un mouvement de terrain se raccordant à un haut plateau suffit à provoquer les ondes : c'est dans ce cas que les ascendances de la première vague sont particulièrement puissantes.

4. — **Etude expérimentale des ondes stationnaires.**

Les recherches sur l'écoulement en montagne remontent au début du vol à voile, à l'époque de l'étude du vol de pente et, dès cette époque, l'attention avait été attirée sur l'aspect ondulatoire de l'écoulement au voisinage des obstacles.

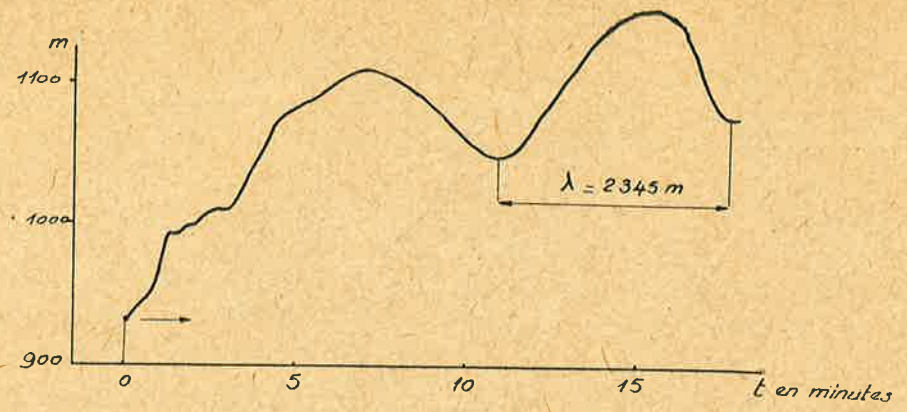


Fig. 78. — Trajectoire d'un ballon statiquement équilibré sous le vent d'un massif montagneux

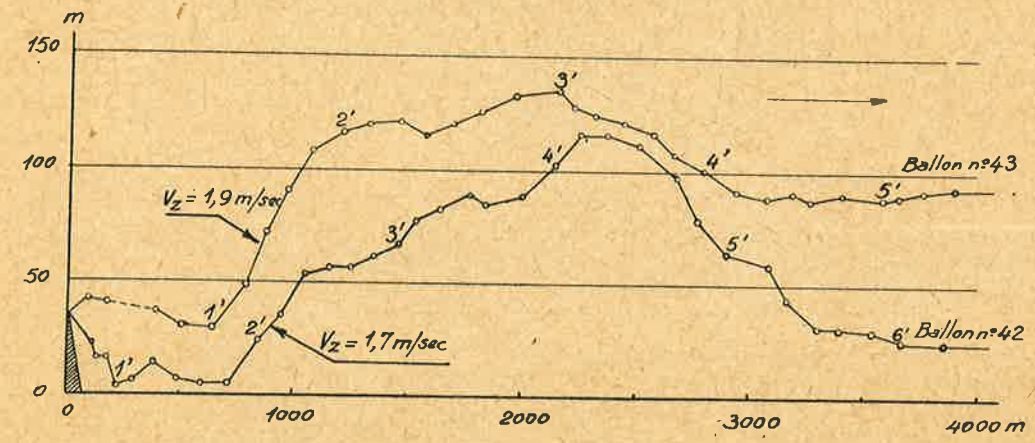


Fig. 79 *a*. — Trajectoires de ballons statiquement équilibrés; vitesse du vent = 11 m/s

Nota. — Les hauteurs sont exagérées dix fois

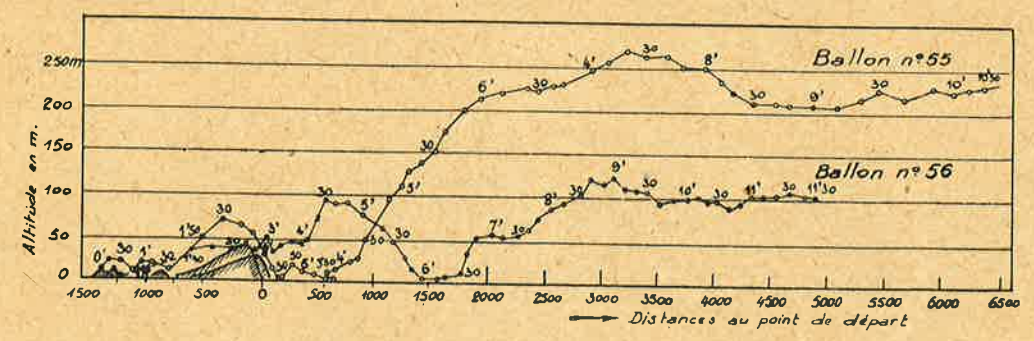


Fig. 79 *b*. — Trajectoires de ballons équilibrés statiquement derrière les dunes

La première mesure au moyen d'un ballon statiquement équilibré, qui remonte à 1924, mit en évidence des ondes derrière une croupe montagneuse (*fig.* 78). A la vérité, cette mesure, considérée isolément, ne permettait pas de vérifier s'il s'agissait d'une onde stationnaire ou d'une émission tourbillonnaire, mais avec nos connaissances actuelles, on peut présumer que c'était une onde stationnaire sous le vent.

a) La forme simple et régulière des dunes côtières attaquées par l'air marin peu perturbé se prête particulièrement bien à de telles mesures, dont toute une série fut exécutée en 1928. Elles mettent très nettement en évidence des ondes stationnaires sous le vent, dont les *figures* 79 *a* et *b* donnent des

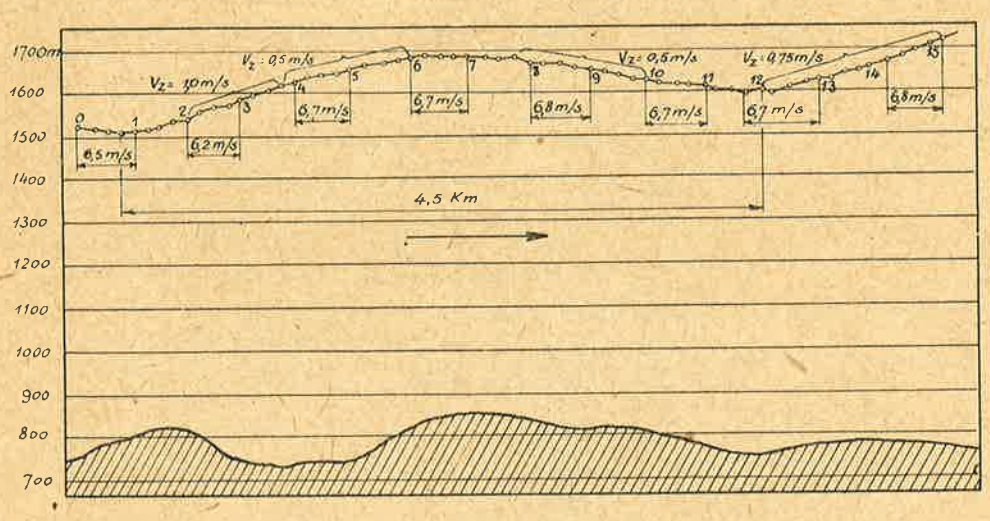


Fig. 80 *a*

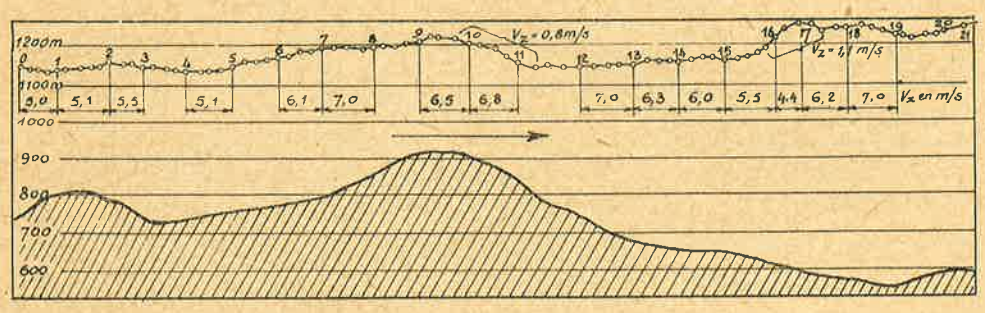


Fig. 80 *b*

Fig. 80 *a* et 80 *b*. — Trajectoires de ballons équilibrés statiquement représentant des ondes stationnaires

exemples remarquables. Les ballons furent lâchés le 6-6-28, entre 16 h 15 et 17 h 07. L'intervalle de temps entre les diverses mesures était suffisamment grand pour que la forme des trajectoires puisse être regardée comme quasi stationnaire. Les trajectoires des ballons sont concordantes et, après le rabattant, juste en arrière de la dune, mettent en évidence une onde d'assez grande longueur. D'après les ballons 42 et 43 (*fig.* 79 *a*), la longueur d'onde est de 3200 m environ pour un vent de 10-11 m/s.

Les ballons 55 et 56 (*fig.* 79 *b*) furent étudiés par vent de 10 m/s. La longueur d'onde varie entre 3000 et 4000 m. D'autres mesures effectuées sur le même terrain par un vent de 12 m/s, quatre semaines plus tard, présentent de grandes ressemblances (longueur d'onde : 4500 m). Le point culminant des ondes principales se trouve, pour toutes les trajectoires, à 3000 m environ de la pente. Il ressort donc clairement de ces mesures qu'il s'agit d'ondes stationnaires.

b) Les trajectoires portées sur les *figures* 80 *a* et *b* ont été enregistrées le même jour en montagne, les ballons étant lâchés d'avion juste au-dessus et au-dessous d'une inversion située entre 1400 et 1500 m; une deuxième inversion se trouvait entre 1800 et 2000 m. Ces deux trajectoires (*fig.* 80 *a* et 80 *b*) sont tout à fait concordantes et montrent une onde de soulèvement en avant et au-dessus de l'obstacle, un creux immédiatement en arrière de celui-ci, puis une deuxième crête, plus loin sous le vent, la longueur d'onde variant de 3,5 à 4,5 km.

c) La *figure* 81 présente un intérêt particulier et montre des ondes très nettes, de faible longueur d'onde (3-400 m) par un vent de 2-3 m/s seulement. D'autres mesures, exécutées sur le même

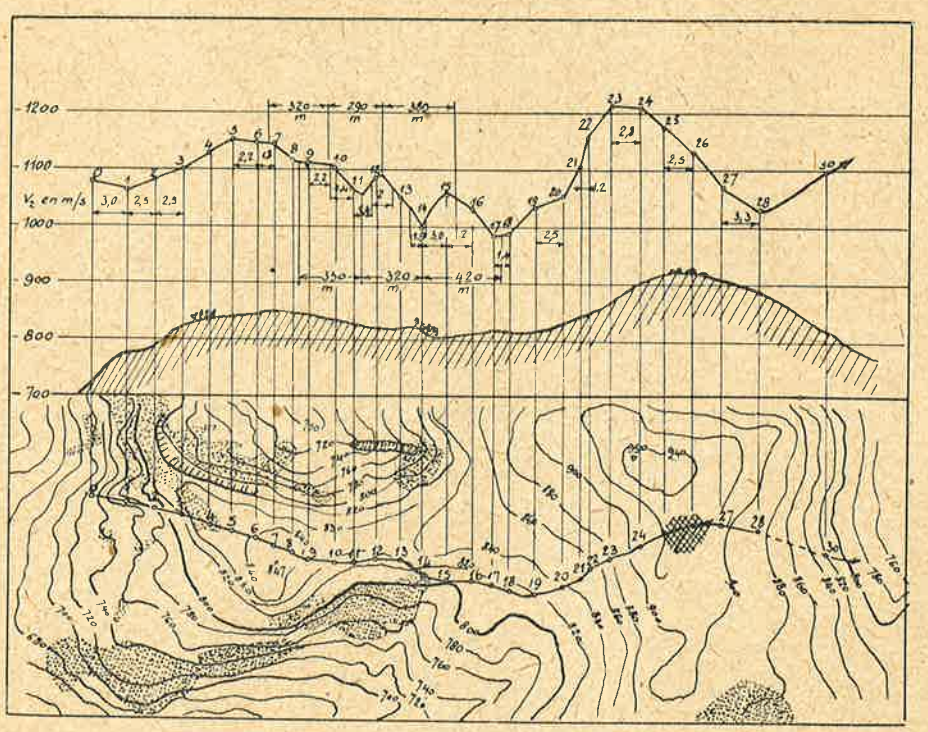


Fig. 18

Trajectoire de ballons équilibrés statiquement sous le vent d'un massif montagneux

terrain deux jours auparavant, ont fourni des ondes analogues, d'une longueur de 360 à 1000 m pour un vent de 3-5 m/s. Tout aussi intéressantes sont les mesures des *figures* 29 et 30, qui montrent une forme ondulatoire caractéristique sous le vent de la pente. Le sommet de la deuxième onde se trouve dans un petit cumulus. La longueur d'onde ressort à 800 m environ pour une vitesse de vent de 3 m/s. Le caractère de ces deux mesures, faites à un intervalle de 30 mn, est tout à fait analogue : la position des zones ascendantes n'a pas changé. Il en est de même pour une troisième mesure faite 4 h plus tard.

Il existe donc des ondes fixes par vent faible, même quand il y a instabilité thermique.

5. — **Ondes de föhn sur les Monts des Géants.**

Le météorologiste J. Kuttner a fait une étude détaillée sur les ondes en Haute-Silésie. Ses considérations théoriques ont été complétées et confirmées par de nombreuses observations et des vols personnels.

La *figure* 82 donne le schéma des ondes de föhn sous le vent des Sudètes. En outre, les observations faites en vol ont permis de reproduire une section de l'écoulement, où l'on retrouve clairement la structure et la disposition dans l'espace du système ondulatoire (*fig.* 82). Au-dessus de la couche inférieure, très turbulente, qui est constituée par des rouleaux tourbillonnaires fixes, l'écoulement ondulatoire régulier s'étend jusque 6000 m environ et engendre en altitude le grand nuage de föhn, le fameux « Moazagotl ». La *figure* 83 donne la position des zones ascendantes par rapport à l'obstacle. La première onde est située à environ une longueur d'onde de la montagne, soit 7-8 km, de sorte que la troisième onde est à quelque 20-25 km de la chaîne.

La plus grande altitude atteinte dans l'onde silésienne est de 8600 m.

Les formes de nuages d'ondes observés sont tout à fait caractéristiques dans leur diversité, comme l'ont montré les études de KUTTNER. Le gros nuage supérieur de föhn est un phénomène si frappant qu'il possède en patois silésien un nom particulier, le « Moazagotl ». Les *figures* 84 (16 septembre 1937) et 85 donnent deux exemples typiques de nuages de föhn où l'on voit la forme de lentille

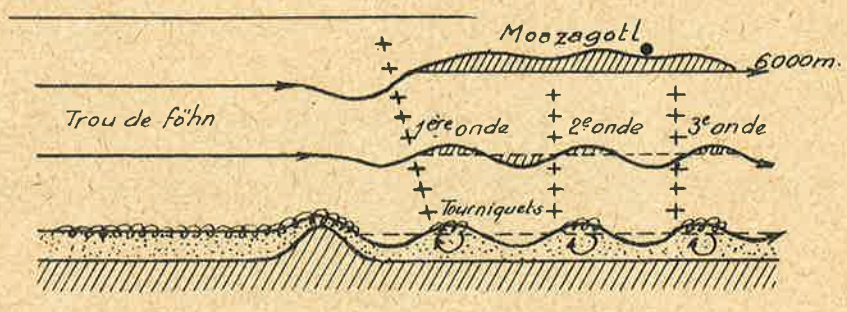


Fig. 82. — Schéma des ondes de föhn sous le vent des Monts des Géants

convexe (d'où leur nom de lenticulaires). Cette forme particulière résulte tout simplement de l'écoulement ondulatoire où une couche presque saturée de vapeur d'eau est soulevée dans la crête de l'onde et refroidie jusqu'à condensation : la limite supérieure du nuage est conditionnée par une inversion simultanée.

La *figure* 86 donne un bel exemple d'un vaste rouleau tourbillonnaire, partie inférieure de l'écoulement ondulatoire qui se forme par vent de N.-W. sur le versant suisse, entre Neuchâtel, Soleure et Olten. Du moment que l'écoulement ondulatoire descend aussi près du sol, il y a certainement possibilité de faire la liaison avec l'onde sur un départ au treuil.

Les expériences de KUTTNER peuvent se résumer dans les remarques suivantes :

a) en volant vent dans le dos, perpendiculairement au système d'ondes, le planeur passe doucement et continuellement de la montée à la descente et, inversement, sans que soit décelée la moindre turbulence ou la moindre transition brusque;

b) en volant contre le vent, l'appareil dont la vitesse propre correspond à peu près à la vitesse du vent monte continuellement dans la face avant de l'onde sans changer de place par rapport au sol. Si l'appareil vole parallèlement à l'onde, il opère comme sous une vaste rue de nuages dans un champ ascendant constant;

c) pour redescendre, le pilote recherche la face arrière d'une onde et est promptement ramené au sol en un mouvement non perturbé.

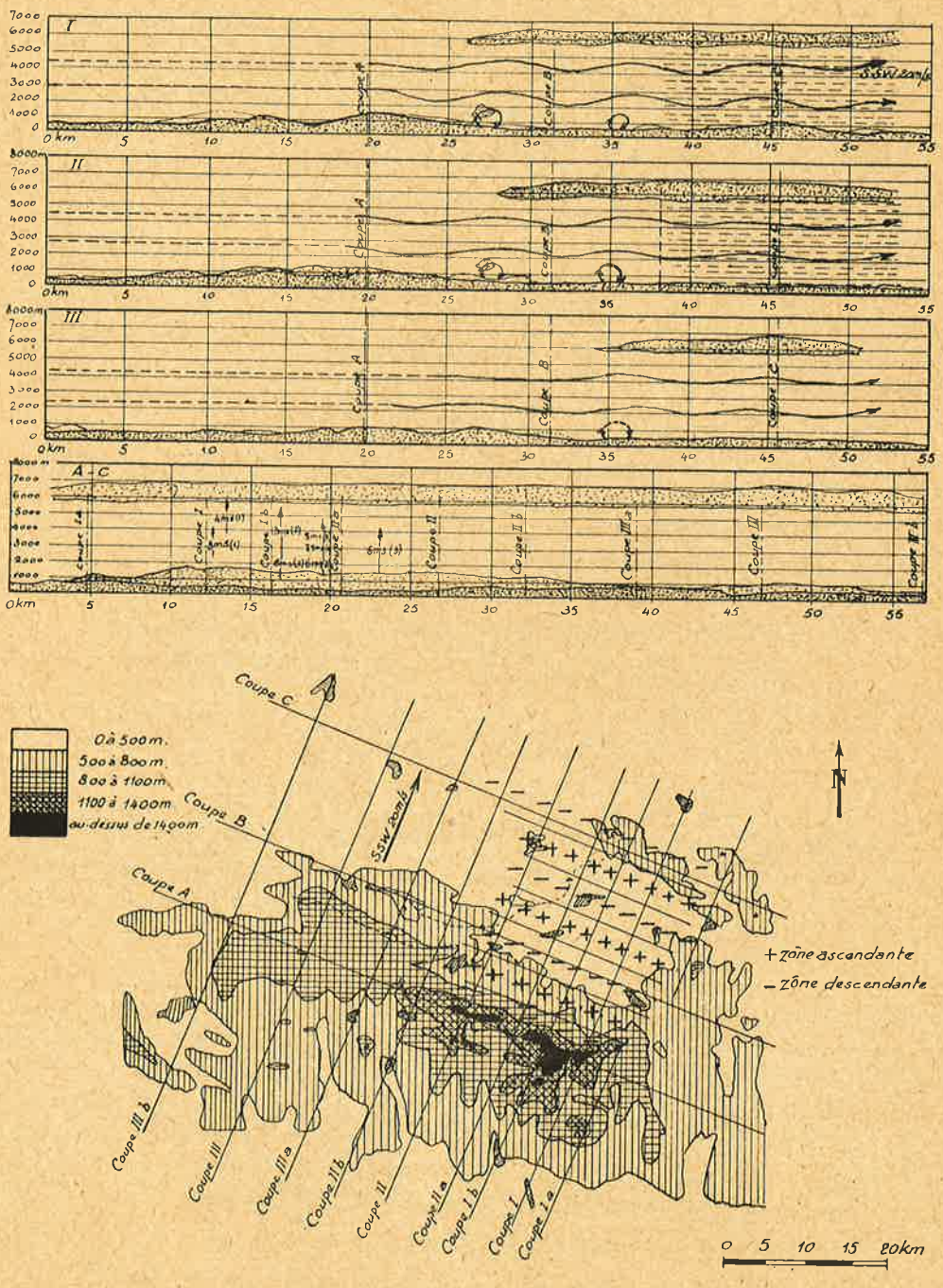


Fig. 83. — Distribution des champs ascendants et descendant en aval des Monts des Géants



Fig. 84. — Nuage d'une onde élevée sur les Monts des Géants



Fig. 85. — Nuages d'ondes sous le vent des Cévennes



Fig. 86. — Rouleau tourbillonnaire

La *figure* 87 représente le barogramme d'un vol d'onde sur les Monts des Géants et illustre bien cette montée calme et régulière dans un champ ascendant continu.

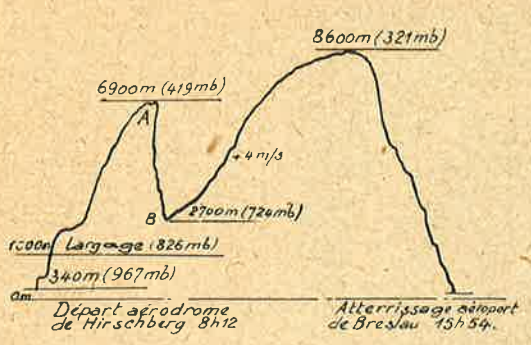


Fig. 87. — Barogramme d'un vol d'ondes sur les Monts des Géants

Généralités sur les ondes de soulèvement

Il est compréhensible que, jusqu'ici, on ait accordé la plus grande attention aux ondes de föhn en montagne, parce qu'elles permettent des vols spectaculaires, et que l'on se soit peu soucié des ondes de soulèvement qui sont produites par des mouvements de terrain médiocres.

Les ondes de soulèvement correspondent à l'intumescence qui se produit au-dessus d'un obstacle du fond dans un « écoulement de rivière » pour lequel la vitesse d'écoulement est plus grande que la vitesse de propagation de l'onde. Elles produisent (*fig.* 75 *b*) une déviation importante de l'écoulement jusqu'à une hauteur multiple de celle de l'obstacle et immédiatement au-dessus de lui.

De telles ondes ont déjà été détectées sur des obstacles peu importants, présentant des dénivellations de 100 à 200 m et une assez forte déclivité, pour des vitesses de vent de l'ordre de 40 km/h, et elles ont permis de monter jusque 2000 m environ. Elles se produisent spécialement en hiver, à l'époque où l'on ne peut faire que du vol de pente. Elles sont utilisées dans divers pays et, en France, on peut citer les terrains de Corbas et de Pont-Saint-Vincent.

6. — **Ondes stationnaires sur les Alpes.**

Généralités

D'après les remarquables résultats obtenus dans l'onde silésienne, pour une dénivellation de 1200 à 1500 m, il était à prévoir que le vol d'ondes au-dessus des Alpes introduirait des progrès sensationnels. Dans cette idée, l'Institut allemand pour le vol à voile (D.F.S.) a exécuté toute une série de vols de recherches au-dessus des Alpes de l'Est, entre les Hohe Tauern (Gross Glockner : 3798 m) et le plateau de Haute-Bavière (500 m), dans la région du grand nuage de föhn (*fig.* 88) que connaissent bien tous les habitants du pays.



Fig. 88. — Nuage d'onde sur les Alpes

Pour pouvoir comparer les résultats des vols avec les déterminations théoriques de Lyra, Ruth Staffin a calculé, par cette méthode, la répartition des vitesses verticales de l'air dans une section schématique N.-S. de la région des Hohe Tauern (*fig.* 89). Sur la partie nord du massif des Tauern (du Gross Glockner au Kitzsteinhorn) règne, entre 3 et 6000 m, une forte descendance. On rencontre ensuite, à 20 km, sous le vent de la chaîne principale, une ascendance qui croît avec l'altitude, se décale vers le sud et décroît ensuite rapidement au-dessus de 10 km. Par contre, l'onde au vent, faible dans les couches

inférieures, se renforce avec l'altitude et se décale vers le sud à partir du niveau de la stratosphère. Malgré la schématisation inévitable, ce calcul concorde bien avec les mesures exécutées en vol.

Description du vol du 11 octobre 1940

L'exemple le plus probant des grandes possibilités du vol d'ondes sur les Alpes est constitué par le vol d'E. KLÖCKNER qui, le 11 octobre 1940, a atteint pour la première fois dans l'histoire du vol à voile la limite inférieure de la stratosphère. La *figure* 90 schématise le système d'ondes utilisé, tel qu'il ressort des observations du vol et des indications recueillies en même temps à bord d'un avion à moteur.

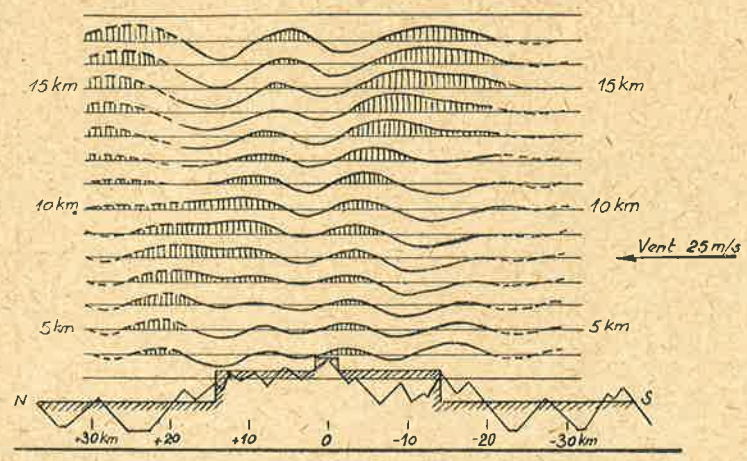


Fig. 89. — Champ des vents ascendants sur les Alpes d'Est, calculé d'après les formules de G. LYRA.

Le planeur, du type Kranich, fut remorqué à départ de l'aérodrome d'Ainring en direction de l'ouest, en longeant les Alpes parce qu'au-dessus de la chaîne de Wetterstein, au nord d'Innsbrück, on apercevait un grand nuage d'ondes. A 3000 m d'altitude environ, au niveau de la crête, régnait une forte turbulence à l'intérieur d'une mince pellicule de 200 m. Durant ce temps, un puissant nuage d'onde s'était développé au-dessus du massif des Hohe Tauern et le remorqueur appuya vers l'est dans cette direction. Au-dessus de Zell Am See fut détectée une première descendance très faible, et bientôt après, la première montée. Entre Zell Am See et le Gross Glockner, trois ondes furent successivement traversées; le planeur se largua enfin à 6480 m d'altitude, au N.-W. du sommet du Gross Glockner; il se trouvait alors juste à l'avant d'un nuage de föhn caractéristique. La vitesse verticale était de 1,5 m/s pour une vitesse horizontale de 90 km/h à 4500 m (contre 67 km/h à 4000 m et 18 seulement à 2000 m). Au sud du massif alpin, la couche nuageuse constituait un mur de föhn à hauteur du sommet des Hohe Tauern et se dissociait au nord de la chaîne : à l'aplomb du mur de föhn et au-dessus commençait l'onde de föhn. Ce nuage se développait dans le sens N.-S. sur 150-200 km et, dans le sens E.-W., sur 300 km au moins. Le planeur montait régulièrement à 1,5 m/s et atteignit la base de la grande onde à 8000 m, bien qu'entre 7 et 8000 m l'ascendance se fut affaiblie à cause d'une désagrégation momentanée du nuage. Le pilote se maintint alors le long du bord d'attaque du nuage jusqu'à ce que les contours de celui-ci soient redevenus nets et que la vitesse de montée soit suffisante (+ 2 m/s). Le nuage s'avançait vers le sud en forme de coins et, au vent, son sommet atteignait 14 km environ. La *figure* 91 met nettement en évidence une semblable structure en forme de coins. Dans cette zone, KLÖCKNER

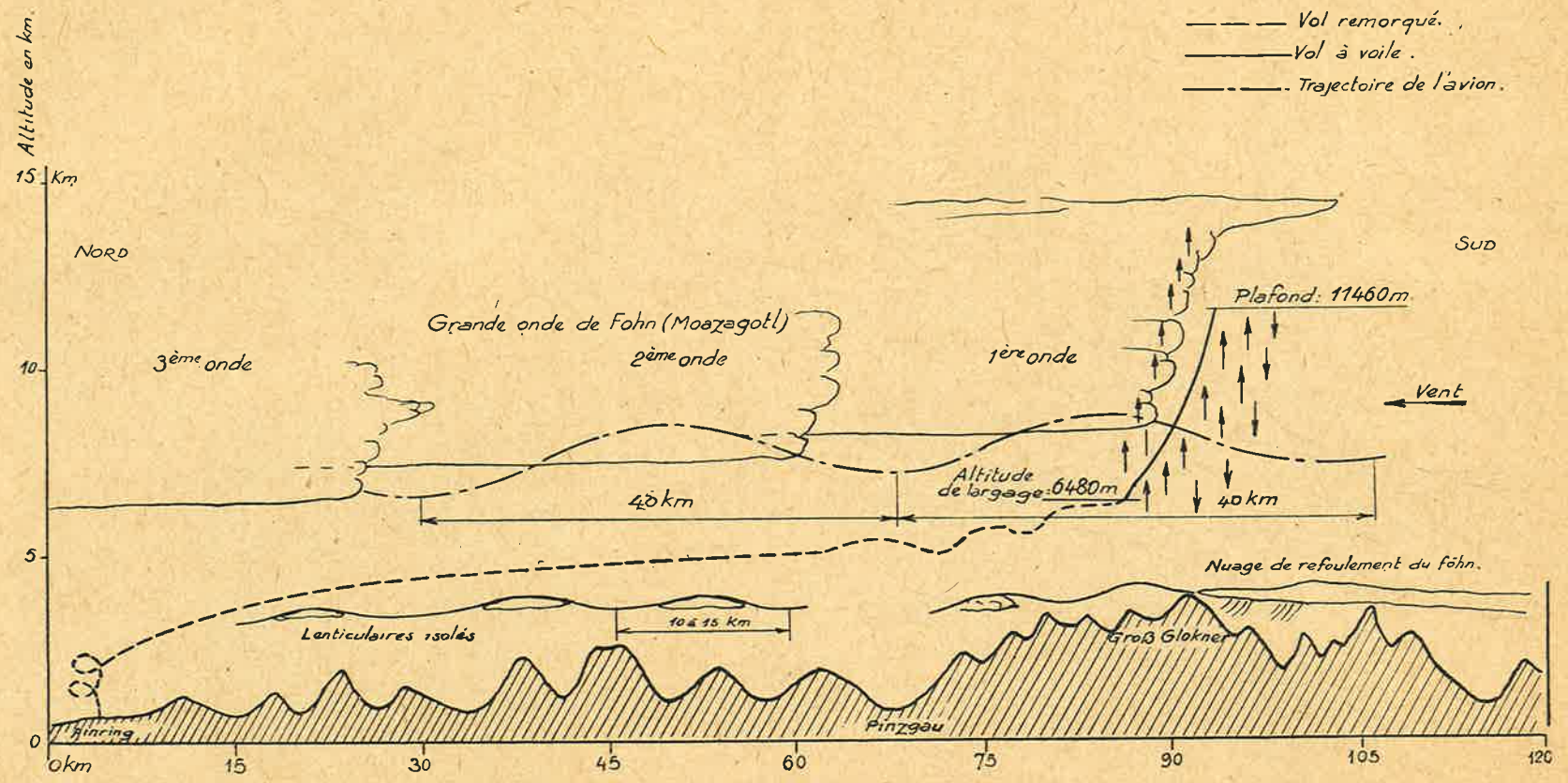


Fig. 90. — Système des ondes sur les Alpes d'Est, d'après des mesures effectuées simultanément en planeur et en avion

trouva des ascendances de 4 à 6 m à 10000 m d'altitude. Mais le planeur n'étant pas climatisé, le froid se faisait cruellement sentir et la cellule elle-même subissait l'influence de la température. Le pilote ne pouvait remuer le manche qu'à deux mains, la direction craquait à chaque mouvement et le fuselage gémissait. A 11400 m, KLÖCKNER se décida à interrompre le vol, tant à cause du froid que de l'épuisement de sa provision d'oxygène et bien que la vitesse de montée fut encore de 5 m/s. Pour descendre, il chercha un rabattant et perdit rapidement de l'altitude en spirales serrées.

C'est ainsi qu'un planeur atteignit pour la première fois la stratosphère, prouvant de la sorte que les ondes de föhn des Alpes se propageaient à très haute altitude. L'onde de föhn principale atteignait 14 km; son extension impressionnante sur plus de 300 km doit également permettre des vols de distance analogues aux vols de rues de nuages, en se maintenant dans la zone frontale du nuage de föhn.

Durant le vol de KLÖCKNER, un avion à moteur volait sous le grand nuage de föhn entre la chaîne principale des Hohe Tauern et les Préalpes du Nord, afin d'obtenir des renseignements sur l'écoulement ondulatoire. L'appareil étant bien équilibré, à vitesse et admission constantes, les variations d'altitude enregistrées par le barographe ne pouvaient provenir que des ascendances ou des descendances, ce qui fournissait l'allure générale des ondes.



Fig. 91. — Bord d'attaque d'une onde de föhn

Analyse des phénomènes ondulatoires correspondants

L'ensemble de ces résultats est consigné *figure* 90 où les hauteurs sont fortement exagérées par rapport aux distances.

A 4000 m d'altitude furent enregistrées des ondes stationnaires de faible longueur d'onde ($\lambda \# 12$ km), ondes locales situées sous le vent de sommets isolés. Elles étaient matérialisées par des lenticulaires isolés qui avaient une période de croissance et de décroissance de 15 mn environ, et sous lesquels, entre 2 et 4000 m, la vitesse de montée atteignait 2 m/s; au-dessus de la couche nuageuse, l'ascendance cessait.

La trajectoire de l'avion donna à 7000 m une grande onde ($\lambda = 40$ km) commençant à la chaîne principale des Hohe Tauern. La deuxième vague s'étendait des Leoganger et Loferersteinbergen jusqu'à la bordure alpestre, avec une même longueur d'onde de 40 km. Dans cette onde, se dessinait à la partie inférieure du nuage, vers les Leoganger-Steinberge, un deuxième bord d'attaque ayant une forme lamellaire typique. Une troisième arête, bien moins accusée, se trouvait à la lisière nord des Alpes, et correspondait aussi à une longueur d'onde de l'ordre de 40 km.

Schéma des ondes stationnaires sur les Alpes de l'Est

D'autres vols exécutés par temps de föhn au-dessus des Alpes de l'Est, entre les Hohe Tauern et le Lac de Chiem, confirment les résultats du vol du 11 octobre 1940, de sorte qu'il est possible de dégager de ces études les caractéristiques principales du système ondulatoire.

Une puissante couche de blocage scinde en deux parties l'écoulement de föhn sur les Alpes de l'Est :

1° un écoulement inférieur influencé par le sol, avec des ondes locales isolées. Cette couche s'étend jusque 4-5000 m d'altitude;

2° un écoulement ondulatoire d'ensemble, depuis 5000 m jusqu'à grande altitude.

L'inversion de température qui forme la couche de blocage entre ces deux écoulements se produit très régulièrement par temps de föhn sur les Alpes de l'Est et se tient généralement à 4000 m. Dans l'écoulement inférieur, fortement perturbé par le relief, les sommets, les massifs, les coupures étroites ou larges des vallées, il n'y a pas d'écoulement ondulatoire organisé, mais des formations d'ondes

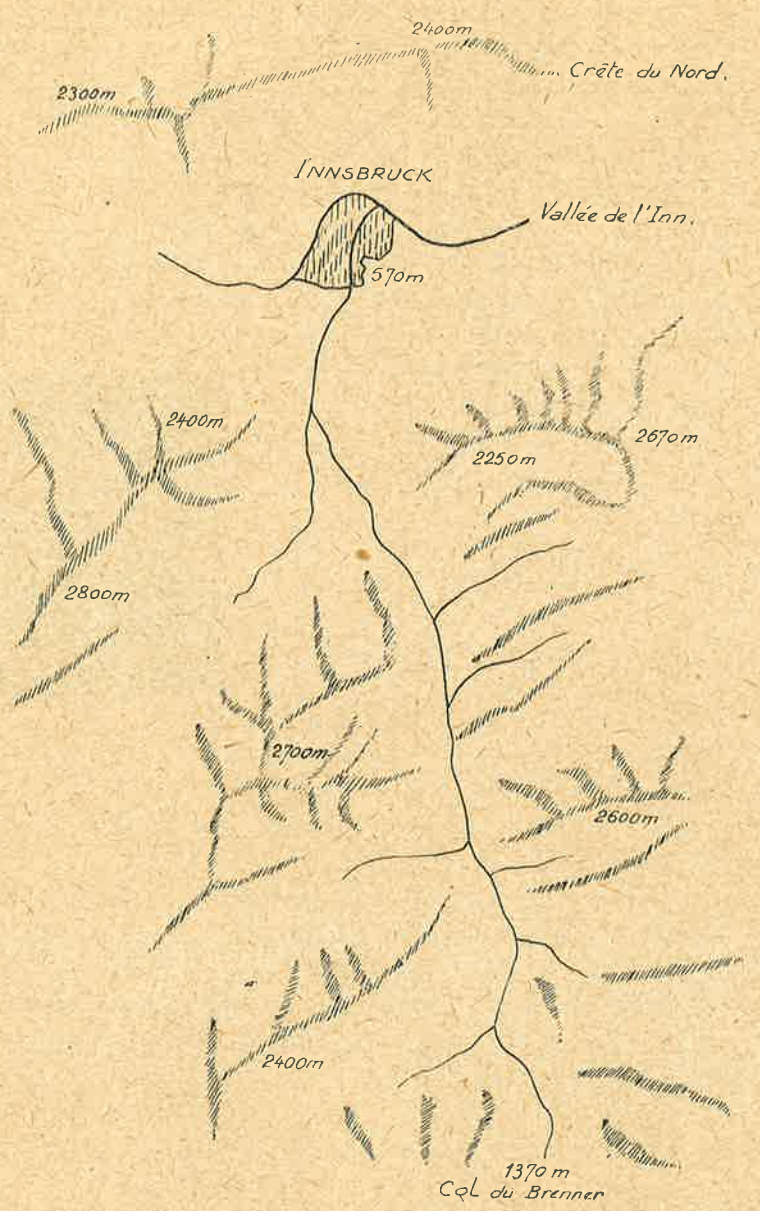


Fig. 92. — Carte de la situation d'Innsbrück

locales derrière les sommets et les massifs isolés, caractérisées par des lenticulaires de dimensions médiocres. Ces ondes locales ont une longueur d'onde de 10-15 km.

Au-dessus de la couche principale de blocage, à 4000 m, se trouve l'écoulement ondulatoire proprement dit. A partir de 6000 m est atteinte la pleine vitesse du vent, jamais inférieure à 50 km/h. Dans cet écoulement supérieur, influencé non plus par le relief local mais par l'ensemble du massif des Alpes de l'Est, les ondes se manifestent par deux grands nuages de föhn, un entre 6 à 8000 m et l'autre

normalement au-dessus de 10000. Le nuage de föhn a une étendue considérable — 100 à 200 km —; cependant, il ne comporte pas une unique zone ascendante, mais il est scindé par l'écoulement ondulatoire en champs ascendants et descendants, que l'aspect de sa face inférieure permet souvent de déceler.

Le nuage inférieur apparaît en moyenne à 30-40 km sous le vent de la chaîne principale, tandis que le nuage supérieur commence à l'aplomb de celle-ci et gagne vers l'amont avec l'altitude.

Il ressort de ces constatations que l'on peut atteindre de très grandes altitudes — au moins 15 km — dans l'écoulement ondulatoire d'ensemble qui règne au-dessus de 4000 m dans les Alpes. Cependant, l'état actuel de la question ne permet pas encore d'affirmer que l'on peut atteindre l'onde supérieure depuis le sol.

Vols dans la région d'Innsbrück

Une réponse partielle à cette question est fournie par les vols exécutés dans la région d'Innsbrück, sous l'égide du Dr Hohenleitner : en effet, le départ était pris au sandow à mi-pente et la liaison avec l'onde inférieure a été obtenue à maintes reprises.

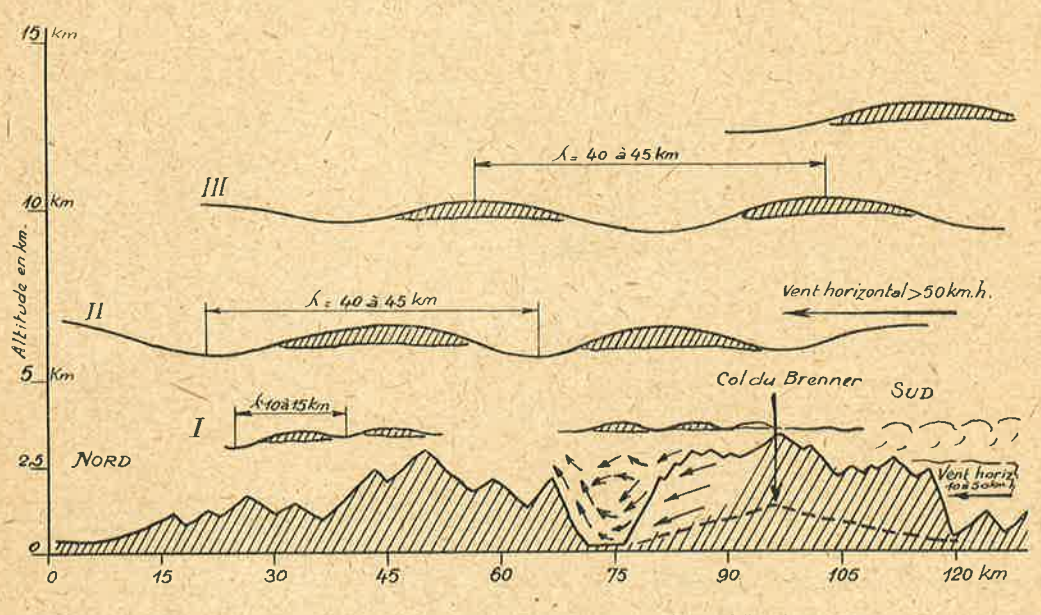


Fig. 93. — Schéma des ondes de föhn sur les Alpes d'Innsbrück

I. Ondes locales λ = 10 à 15 km, altitude = 2,0 à 4,5 km. II. Grandes ondes inférieures de föhn λ = 40 à 45 km, altitude = 6 à 8 km. III. Grandes ondes supérieures de föhn λ = 40 à 45 km, altitude > 9 km

La situation d'Innsbrück est particulièrement typique et favorise les formations ondulatoires par temps de föhn. A 30 km au sud d'Innsbrück, le col du Brenner (1370 m) pratique une coupure profonde de 10-20 km de largeur dans la chaîne principale des Alpes dont les sommets avoisinent tous 3500 m (*fig.* 92).

Le mur de föhn, qui se tient partout ailleurs au vent de la chaîne principale, s'étend vers le nord jusqu'à mi-chemin d'Innsbrück, du fait de la vallée de Wipp qui sert de déversoir au courant de föhn. Celui-ci, une fois franchie la vallée de l'Inn, doit escalader la chaîne abrupte du Karwendel longue de 40 km et haute de 2500 m. Dans la phase principale du föhn, l'écoulement du sud parvient jusqu'au fond de la vallée de l'Inn, mais parfois il en est séparé par une mince pellicule d'air froid. De toute façon, en gravissant la paroi du Karwendel, il doit donner une ascendance de pente jusque 2000 m d'altitude au moins. La section S.-N. de la *figure* 93, établie d'après les observations au sol et en vol,

montre que cet écoulement forme, au-dessus de la vallée de l'Inn, une onde sous le vent stationnaire, analogue à celles observées dans les Alpes de l'Est (*fig.* 94). L'onde en question, souvent caractérisée par un nuage, fut plusieurs fois atteinte en planeur, après départ au sandow à 900 m d'altitude : les planeurs montaient jusque 2000 m en vol de pente le long de la face nord et se dirigeaient vers le sud, à travers la vallée, pour accrocher l'onde; c'est ainsi que furent déterminées les vitesses verticales régnant dans cette zone. Après avoir quitté l'ascendance de pente, les planeurs rencontraient d'abord un puissant rabattant (jusqu'à — 5 m/s), puis une ascendance de + 2 ou + 3 m/s à peu près au milieu de la vallée, et enfin une nouvelle descendance de 5 m/s du côté sud de la vallée. Ces mouvements verticaux permettent donc de localiser nettement cette onde au milieu de la vallée.

Un de ces vols en planeur permit d'atteindre la partie inférieure de la grande onde de föhn qui se place entre 4 et 6000 m : quittant l'ascendance de pente à 2000 m d'altitude, le pilote survola la vallée en direction du sud et atteignit une montée de 5 m/s. Il aborda le front du nuage d'onde supérieur

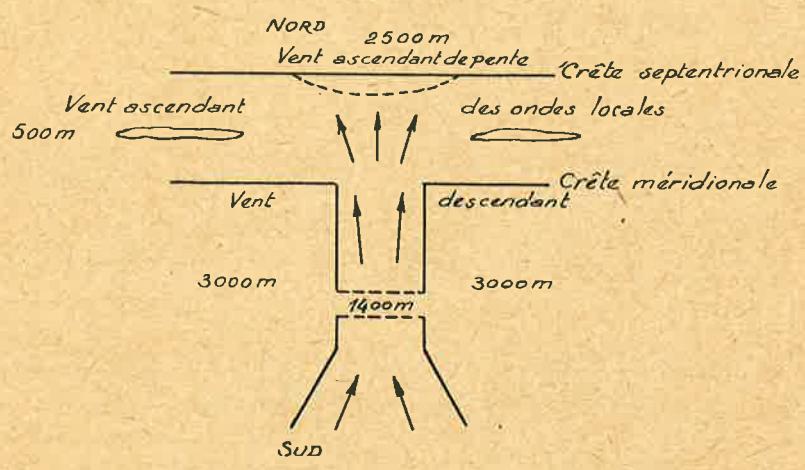


Fig. 94. — Schéma de vol sous des ondes

à 3700 m environ et monta le long de celui-ci jusque 4698 m. Le vol fut interrompu à cette altitude avant d'avoir atteint la limite supérieure du nuage, mais le pilote pouvait apercevoir au-dessus de ce dernier d'autres nuages d'ondes très élevés.

Schématiquement, les conditions locales d'Innsbrück peuvent être représentées par la *figure* 94. Au-dessus de 4000 m, le système ondulatoire semble correspondre aux phénomènes rencontrés dans les Alpes de l'Est et la base de la grande onde commence à Innsbrück aussi, à 30-40 km de la chaîne principale. C'est cette coïncidence en position avec la pente du Karwendel et l'onde locale qui doit permettre la liaison entre le sol et les ondes de grande altitude.

Remarques annexes sur les ondes alpines

a) *Ondes locales.*

Un certain nombre de vols de recherche ont été effectués dans les Alpes Bavaroises sur ces ondes locales isolées qui se forment dans la partie inférieure de l'écoulement influencée par le sol. Elles ne se rencontrent d'ailleurs pas uniquement par temps de föhn, mais aussi derrière toute sorte de massifs isolés convenablement orientés pour des vitesses de vent comprises entre 10 et 50 km/h. La *figure* 95 donne les barogrammes de deux vols de mesure dans de telles ondes locales. Dans le premier vol, le barogramme montre qu'à 5000 m la vitesse verticale du planeur diminue nettement : le pilote avait manqué une onde

qu'aucun nuage ne caractérisait. Au deuxième vol, qui suivit immédiatement, l'onde fut atteinte au cours du vol remorqué et le planeur s'y maintint quelque temps en vol libre. En haute montagne, il est donc possible de voler couramment au moyen de ces ondes se produisant par vent faible et, par une tactique rappelant celle du vol thermique, de réussir des vols de distance en montant d'onde en onde.

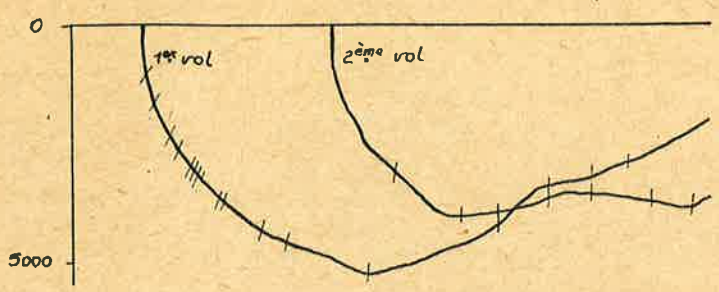


Fig. 95. — Barogramme des vols sous l'influence des ondes locales

b) *Conditions particulières à la phase postérieure du föhn.*

Jusqu'ici, nous n'avons considéré que la phase essentielle du föhn. Dans cette phase, l'onde supérieure, avec son bord d'attaque bien tranché, se tient juste au-dessus de la chaîne principale.

Par contre, la fin du régime de föhn est annoncée par le déplacement du front de l'onde, déplacement en direction de la limite nord des Alpes; les ondes se tiennent alors en dehors du massif alpin, au-dessus du plateau adjacent. Un vol fut exécuté, en octobre 1937, entre Munich et Garmisch-Partenkirchen, sur les Préalpes. Deux ondes distinctes furent détectées : la première, à partir des

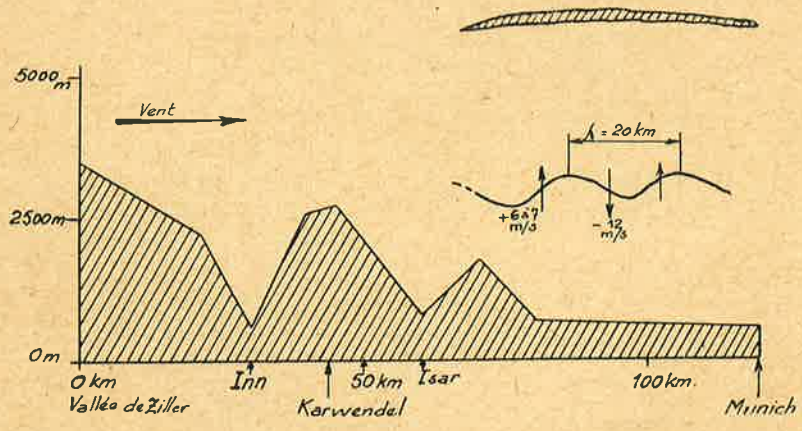


Fig. 96. — Nuages d'ondes sur la Haute-Bavière

montagnes, était particulièrement puissante, avec une longueur d'onde de 20-25 km; à 2800 m, le variomètre indiquait 6-7 m de montée. Entre les deux ondes, la descendance atteignait 12 m/s (*fig.* 96).

Quand, finalement, le bord d'attaque de l'onde de föhn arrive à se trouver au-dessus du plateau bavarois, l'impulsion que l'obstacle fournit à l'écoulement disparaît, l'onde se résorbe progressivement et s'évanouit.

7. — Ondes stationnaires stratosphériques.

Déformations de la tropopause

Le vol de Klöckner a prouvé de façon péremptoire que les ondes provoquées par un obstacle du sol pouvaient se propager jusqu'à la stratosphère. On peut en avancer une autre preuve : la variation d'altitude de la surface de séparation entre la troposphère et la stratosphère. F.-J. John a confronté les oscillations de température et de pression relevées à Munich et à Pavie, de part et d'autre des Alpes. Il en a conclu que, par suite de la perturbation que les Alpes apportent à l'écoulement, les variations de hauteur de la tropopause sont plus fréquentes et plus marquées au-dessus de Pavie et que la limite inférieure de la stratosphère est en moyenne plus basse à Pavie qu'elle ne devrait l'être à cette latitude. Des exemples particuliers mettent en évidence cette variation d'altitude par temps de föhn; ainsi les

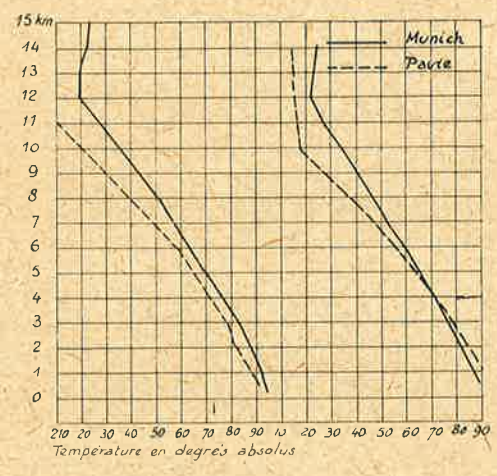


Fig. 97. — Sondages de la température au-dessus de Munich et Pavie et altitude de la tropopause (19 et 20-8-25)

sondages des 19 et 20-8-25 montrent bien que, malgré l'influence de la latitude, qui abaisse normalement la tropopause, celle-ci est plus élevée à Munich qu'à Pavie, par suite de l'oscillation forcée au-dessus des Alpes (*fig.* 97). Cette constatation a une très grosse importance pour le vol d'ondes, qui voit ainsi s'ouvrir devant lui les espaces de la stratosphère.

Observations relatives aux ondes stratosphériques

Les considérations théoriques ne nous donnent aucun renseignement sur l'extension en altitude de ces ondes, mais certaines observations sérieuses nous procurent quelques repères.

Depuis longtemps déjà, on avait remarqué certains nuages, se formant occasionnellement, appelés « nuages nacrés », à cause de leur éclat irisé. Ces nuages sont particulièrement frappants dans le sud de la Norvège. C'est pourquoi, le premier, le professeur H. Mohn, de l'Université d'Oslo, a décrit ces nuages. Il a reconnu que, malgré leur très grande altitude, ces nuages sont liés au temps et sont observés uniquement quand le föhn souffle à Oslo. Plus récemment, le professeur K. Störmer a pu déterminer leur altitude, entre 20 et 30 km. Il a aussi fait ressortir qu'ils apparaissent par temps de föhn et a décrit leur forme lenticulaire qui correspond exactement à celle des petits nuages d'ondes ordinaires.

Ces observations sont si nettes qu'il est permis de supposer avec une grande vraisemblance que ces nuages sont provoqués par des ondes de föhn stationnaires (*fig.* 98), et donc que l'on peut atteindre en planeur de grandes altitudes dans la stratosphère, pour autant que la vitesse de chute croissante de l'appareil le permette : or, la vitesse verticale d'un planeur normal qui, au sol, est de 0,7 m/s atteint, à 15 km d'altitude, 1,8 m/s, valeur qui ne doit pas excéder celle de l'ascendance.

Problèmes du vol à voile stratosphérique

Ainsi s'ouvre pour le vol à voile un nouveau champ de recherches, dont les développements extrêmes sont encore tout à fait imprévisibles, mais dont l'exploration est dès maintenant indispensable. Il va de soi que ces vols dans la stratosphère requièrent des techniques particulières. L'habitacle habituel des planeurs est alors à proscrire, car il faut assurer au pilote une respiration normale et une certaine température. Pour des motifs physiologiques, les inhalateurs ordinaires ne suffisent plus au-dessous de 12000 m ; il faut donc absolument un planeur à cabine étanche, où l'on assure le renouvellement de



Fig. 98. — Nuages nacrés

l'air et la protection contre le froid. Quoiqu'il n'y ait pas de dangers particuliers à redouter, le sauvetage du pilote à très grande altitude doit être cependant prévu, ce qui impose des dispositifs spéciaux.

Mais ces difficultés matérielles ne dépassent nullement les possibilités de la technique moderne et elles ne sont pas pour rebuter le vol à voile.

8. — Ondes stationnaires de plaine.

Existence de ces ondes

Jusqu'à présent, on a considéré que le vol d'ondes n'était possible que dans les régions accidentées, comme conséquence de la perturbation de l'écoulement général par le relief du sol. D'après les observations connues jusqu'à présent, les meilleures conditions sont réunies par temps de föhn en haute montagne.

Mais, phénomène local, le föhn limite localement le vol d'onde, au même titre que le vent de pente rivait le planeur à la pente, sauf cas exceptionnels. Il est donc normal de se demander si l'on peut élargir le domaine du vol d'ondes et si l'on peut trouver, au-dessus des plaines, des ondes stationnaires indépendantes de massifs montagneux.

Les perturbations ondulatoires de base ne proviennent pas forcément d'obstacles fixes, tels que des montagnes, mais elles peuvent être déclenchées par une modification quelconque de l'écoulement inférieur. La progression de systèmes peut être accompagnée de variations de vitesse du vent influençant l'écoulement supérieur de la même manière que des obstacles fixes et entraînant donc des fronts d'ondes stationnaires par rapport au système en mouvement. Une poussée d'air froid s'apparente à un éperon montagneux, de sorte qu'il vient à l'esprit qu'elle peut être accompagnée d'un système ondulatoire stationnaire.

A. DEFANT s'est occupé, au seul point de vue de la météorologie pure, de savoir si les perturbations des couches inférieures de la troposphère, telles que les fronts froids, provoquent des variations de niveau de la tropopause. Il est arrivé à la conclusion que des perturbations quelconques de la basse troposphère, provoquées soit par modification dans le plan horizontal du champ des vitesses, soit par irruption de masses d'air froid au-dessous de l'écoulement général d'ouest, entraînent des variations ondulatoires de l'altitude de la tropopause.

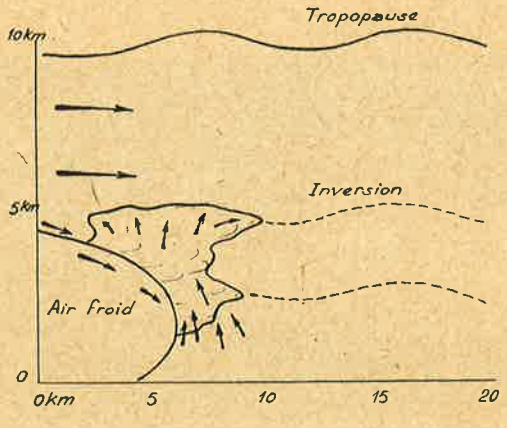


Fig. 99

Schéma des ondes en avant d'un front froid

Donc, devant le front d'une masse d'air froid en mouvement, nous pouvons espérer des variations de niveau et des perturbations ondulatoires de la tropopause, analogues à celles qu'excite un obstacle montagneux. Ces ondes sont stationnaires par rapport au front froid et doivent être accompagnées d'un champ ascendant semblable à celui des ondes de föhn. La *figure* 99 représente la structure présumée des ondes en question.

Assez fréquemment, on peut voir dans le ciel encore clair des lenticulaires typiques qui sont les premiers signes avant-coureurs du mauvais temps. C'est en pays de plaine, et surtout au voisinage des côtes, que l'on observe le plus souvent ces nuages, sans doute parce que l'atmosphère n'y est pas perturbée.

Explications des vols de front

Maint vol en planeur vient corroborer l'existence de ces ondes. Les barogrammes des *figures* 64 et 65 sont, à cet égard, particulièrement significatifs.

Sur le barogramme de la *figure* 64, le planeur se maintient, après une montée rapide, pendant près de 50 mn devant le front à 2900 m. Après une perte d'altitude de 400 m, le vol se poursuit avec une régularité frappante de montées et de descentes successives pendant plus de 2 h. Un tel barogramme est nettement différent de ceux obtenus en vol thermique normal ou dans les phénomènes turbulents

précédant les fronts froids; il correspond à un champ ascendant complètement stationnaire se trouvant à quelque distance en avant du front et met en évidence la structure ondulatoire de ce champ.

Les deux barogrammes du 25 juillet 1931 (*fig.* 65) confirment l'existence de ce champ ascendant régulier et stationnaire devant le front. Après avoir accroché l'ascendance devant l'orage, les deux planeurs montent rapidement à 2500 m et se maintiennent sensiblement entre 2300 et 2500 m. Un des barogrammes porte une dent qui doit être en rapport avec le relief adjacent, car le planeur en question survolait alors le Thuringer Wald. Cette montée constante et rapide devant l'orage, en dehors de la zone nuageuse qui a lieu de manière identique pour les deux planeurs, cependant à des instants et en des lieux différents, rappelle singulièrement la montée dans l'onde de föhn.

Depuis cette époque, les vols de front ont été rares, et ce n'est qu'après coup que cette théorie a été émise, de sorte que l'on n'a pas pu se livrer à des vérifications précises, mais la concordance des divers barogrammes de vols de front est telle que quelques vols d'essais seraient suffisants pour clore le débat. Ces vols d'ondes devant un front froid ne présentent aucune difficulté ni aucun danger. Le vol remorqué permet d'amener le planeur devant le front et, au cours du vol libre, le pilote doit simplement se garder de rentrer dans le front lui-même. La solution de ce problème représenterait un nouveau et important progrès du vol à voile, car ce serait la première tentative pour libérer le vol d'ondes de son support montagneux.

Autres ondes de plaine

Il y a sûrement d'autres possibilités de vol d'ondes en plaine. On a souvent observé de vastes nuages d'onde, à des altitudes de 6-7000 m, en particulier, le 17 mars 47, à Paris; ils ressemblent tout à fait aux nuages élevés de föhn et renforcent la conviction que le vol d'onde de plaine est possible.

A l'appui de cette conviction, on peut citer un sondage en avion sur Junkers A 35. A 4400 m, le braquage de la profondeur étant constant, la vitesse de montée subit une variation importante au passage sous une formation d'altocumulus et passe de 1 m/s à 3,1 m/s, avec une longueur d'onde de l'ordre de 4 km.

Diverses perturbations peuvent donner naissance à des ondes de plaine. Il peut suffire de différences de rugosité notables, comme par exemple le passage de la mer à la terre ferme, ou des changements de cap importants du vent au voisinage du sol.

Ainsi s'ouvre un vaste champ de recherches pour le vol à voile, qu'il va falloir débroussailler, pas à pas, au cours des années qui viennent.

CONCLUSION

Tout au long de ses vingt-cinq années d'existence, le vol à voile est parvenu à des performances qui, jamais, n'auraient pu être prévues à l'avance, et cela, à force de travail et malgré des débuts modestes et souvent dérisoires.

Nous sommes désormais à un tournant de son développement. La troposphère, c'est-à-dire les dix premiers kilomètres de notre atmosphère, a été dominée, et la première intrusion dans la stratosphère a été réussie. Les voies qui peuvent conduire le vol à voile à ces altitudes sont tracées, et pour qui connaît l'enthousiasme et le désintéressement des pilotes de planeur, il ne fait aucun doute que les problèmes non encore résolus le seront dans un proche avenir.

Le secret de cette réussite, c'est la collaboration étroite de la recherche théorique et du vol à voile. C'est la science qui a enseigné au vol à voile de nouveaux chemins, mais le vol à voile, de son côté, a ouvert des vues à la science. Les performances, dans une grande mesure, ont servi le progrès des connaissances relatives à l'atmosphère libre. En particulier, l'aérologie et la météorologie sont, depuis quinze ans, redevables au vol à voile des données fondamentales. Le planeur est devenu le meilleur instrument de mesure des mouvements verticaux de l'air et, à la différence des autres procédés de mesure, fournit des résultats quantitatifs.

Bien que depuis longtemps la physique du föhn ait été étudiée dans tous ses détails, c'est le vol à voile qui a découvert la grande onde de föhn, élargissement essentiel des bases de la dynamique du föhn.

Songeant à tout cela, on peut à bon droit s'étonner que le planeur ne soit pas encore devenu un instrument de recherches usuel, malgré les nombreuses possibilités qu'il offre, tant pour l'aérologie que pour l'aérodynamique.

Le pilote qui a suivi l'auteur tout au long de ce livre doit maintenant comprendre les motifs des trois qualités exigées du pilote : la maîtrise du pilotage, la curiosité scientifique pour les problèmes du vol à voile et l'enthousiasme pour sa beauté. Ces qualités forgent au pilote l'idéal nécessaire pour assurer le succès de ses vols qui servent avec désintéressement les progrès du vol à voile et, du même coup, ceux des connaissances humaines.

Le vol à voile a eu cette chance insigne de ne pas être asservi à un but; puisse-t-il garder ce présent à la base de ses performances et de son esprit.



IMPRIMERIE

S.D.I.T. - 4079 - 5-48



IMPRIMERIE

C3-29