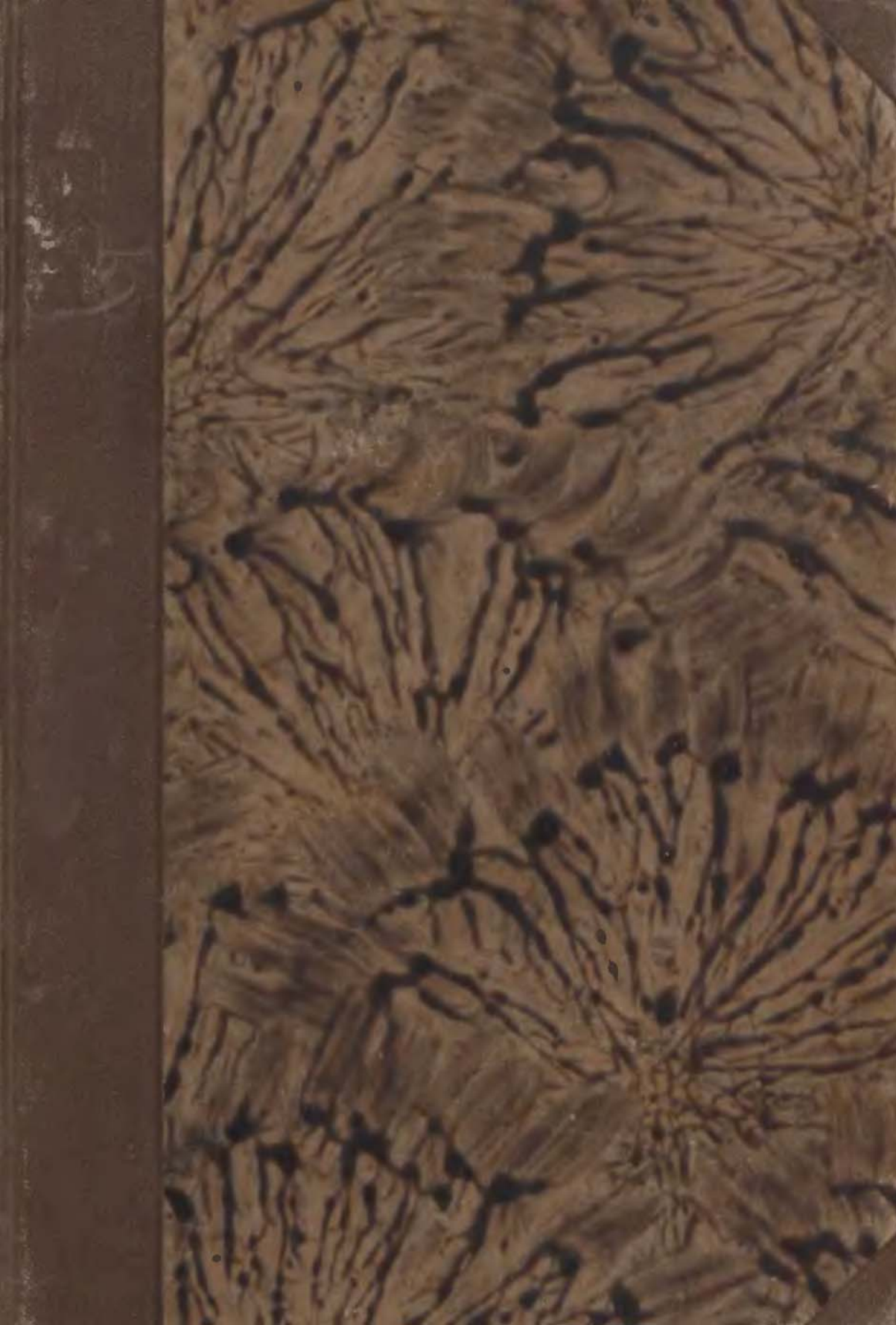






DR M. P. RUDZKI

PROFESOR UNIwersYTETU JAGIELLOŃSKIEGO,
DYREKTOR OBSERWATORVUM ASTRONOMICZNEGO W KRAKOWIE.

ZASADY METEOROLOGII

Wydał JAN KRASSOWSKI



Z ZAPOMOGI KASY POMOCY DLA OSÓB PRACUJĄCYCH
NA POIU NAUKOWEM IM. D-ra JÓZEFA MIANOWSKIEGO.

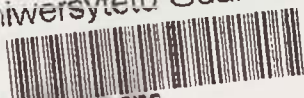


WARSZAWA.

SKŁAD GŁÓWNY W KSIĘGARNI E. WENDE I SPÓŁKA.

—
1917.

 **Biblioteka Główna**
Uniwersytetu Gdańskiego



1100478656

Geprüft und freigegeben durch die Kais. Deutsche Pressenabteilung.
Warschau den 19. 2. 1917. T. M. 4633. Nr. M. 275



II 52097

xv 3D

3704

Druk Rubiechewskiego i Wrotnowskiego w Warszawie.

W 436/2/C4

302

PRZEDMOWA AUTORA.

Napisałem to dziełko w czasie wielkiej wojny w ciągu jesieni, zimy i wiosny z 1914 na 1915 rok. Ponieważ od początku wojny przestały mię dochodzić czasopisma i broszury angielskie, francuskie, rosyjskie, a potem i włoskie, ponieważ czasopisma pochodzące z państw neutralnych przychodziły nieregularnie i z ogromnem spóźnieniem, więc możliwą jest rzeczą, że nie uwzględniłem jakiejś nowej ważnej pracy, ogłoszonej właśnie w którymś z niedostępnych mi czasopism. Jeżeli z tego powodu moja książka nie jest absolutnie „*up to date*“, to proszę czytelnika o wybaczenie.

Stałem tu na stanowisku fizyka: pomijając statystyczny balast, starałem się podać tłumaczenie zjawisk. Z drugiej strony starałem się — o ile można — uwzględnić potrzeby rolników.

Autor.

Prof. Dr. M. P. Rudzki nie doczekał się druku niniejszej książki, zmarł bowiem przed jej ukończeniem dn. 22 lipca 1916 r. w Krakowie. Na wiosnę 1916 r., złożony już ciężką chorobą, prof. Rudzki przystał mi, jako swemu uczniowi, rękopis z poleceniem zajęcia się jego drukiem; spełniając Jego wolę, zająłem się wydaniem, nie czyniąc żadnych zmian zasadniczych, do których nie uważałem siebie za upoważnionego.

Wydanie tej książki poczytuję sobie za zaszczytny dowód zaufania Zmarłego oraz za spełnienie należnego obowiązku wobec Uczzonego, przynoszącego chlubę nauce polskiej i cieszącego się zasłużonem uznaniem wśród specjalistów całego świata.

Jan Krassowski.

*Obserwatorium astronomiczne
Uniwersytetu.*

Warszawa, Styczeń 1917 r.

SPIS RZECZY.

	<i>Str.</i>
ROZDZIAŁ I. Atmosfera, para, chmury	1 — 24
§ 1. Budowa atmosfery.	
§ 2. Skład powietrza.	
§ 3. Para wodna.	
§ 4. Ilość pary nasycającej przestrzeń. Mierzenie wilgotności powietrza.	
§ 5. Psychrometr i hygrometr.	
§ 6. Skroplenie.	
§ 7. Spadanie kropeł.	
§ 8. Kropelki w obłokach.	
§ 9. Łączenie się kropelek w większe krople. Deszcz.	
§ 10. Chmury lodowe. Śnieg. Grad.	
§ 11. Klasyfikacja chmur. Grubość ich i t. d.	
ROZDZIAŁ II. Kondensacya	25 — 39
§ 12. Przyczyny kondensacyi.	
§ 13. Spadek temperatury.	
§ 14. Ciąg dalszy. Warunki kondensacyi.	
§ 15. Föhn. Wiatr halny. Bora.	
§ 16. Prądy pionowe kompensacyjne.	
ROZDZIAŁ III Statyka atmosfery. Wzór barometryczny.	40 — 58
§ 17. Warunki równowagi względem ruchów pionowych.	
§ 18. Wzór barometryczny.	
§ 19. Redukcyja barometru rtęciowego.	
ROZDZIAŁ IV. Wiatry	59 — 114
§ 20. Kierunek i siła wiatru.	
§ 21. Ciśnienie wiatru.	
§ 22. Gradyent. Izobary. Wpływ obrotu ziemi na kierunek wiatru.	
§ 23. Cyklony i antycyklony. Reguły Buys-Ballota i Alana Broun'a. Tarcie.	

- § 24. Codzienne peryodyczne wzmocnienie wiatru. Codzienne oscylacya barometru. Wiatry lokalne codzienne.
- § 25. Mussony.
- § 26. Ogólna cyrkulacya planetarna. Dolne wiatry.
- § 27. " " " Górne wiatry.
- § 28. Zaburzenia w wielkich prądach atmosferycznych. Trąby powietrzne. Tornado.
- § 29. Cyklony, tajfuny, huragany (orkany) tropikalne
- § 30. Cyklony strefy umiarkowanej.
- § 31. Wpływ cyklonów na pogodę.
- § 32. Teorya cyklonów A. Defant'a.
- § 33. Antycyklony.
- § 34. Stacyonarne cyklony i antycyklony.
- § 35. Burze.
- § 36. Fale powietrzne.

ROZDZIAŁ V. Promieniowanie 115—130

- § 37. Ciepło, które ziemia otrzymuje od słońca.
- § 38. Stała słoneczna.
- § 39. Przejrzystość powietrza.
- § 40. Teorya R. Emden'a.
- § 41. Wpływ zachmurzenia na temperaturę.

ROZDZIAŁ VI. Niektóre wiadomości z praktyki meteorologicznej 131—139

- § 42. Narzędzia meteorologiczne.
- § 43. Średnie temperatury etc.
- § 44. Badanie górnych warstw atmosfery.

ROZDZIAŁ VII. Przepowiadanie pogody 140—159

- § 45. Ciepłe lata i ostre zimy. Wahania klimatu E. Brückner'a.
- § 46. Wpływ księżyca na pogodę.
- § 47. Trwałość danego typu pogody. Powroty zimna i ciepła. Mrozy.
- § 48. Przepowiednie oficjalne. Reguły G. Guilbert'a.
- § 49. Prognostryki.
- § 50. Przepowiednia porannych przymrozków.

ROZDZIAŁ I.

Atmosfera, para, chmury.

§ 1. Budowa atmosfery. Dzięki balonom-sondom wyobrażenia nasze o budowie atmosfery zmieniły się radykalnie w ciągu ostatnich kilkunastu lat. Małe te baloniki wznoszą się niekiedy do 30 i więcej kilometrów, t. j. do wysokości, o osiągnięciu której żaden aeronauta nawet marzyć nie może. [Rekord A. Bersona i R. Süringa wynosił około 10 km.]. Balonik unosi samopiszący przyrząd, notujący temperaturę, ciśnienie i wilgotność. W ten sposób mamy możliwość robić meteorologiczne spostrzeżenia we wysokich warstwach powietrza, które dawniej dla tego rodzaju spostrzeżeń były niedostępne.

Dawniej wyobrażano sobie, że atmosfera jest budową jednopiętrową; sądzono, że wszystkie cechy i własności wyższych warstw tylko ilościowo, ale nie jakościowo różnią się od cech niższych warstw. Od kilkunastu lat wiemy ¹⁾, że należy rozróżniać conajmniej dwa piętra. Za przykładem L. Teisserenc'a de Bort nazwiemy piętro dolne „troposferą“, górne „stratosferą“. Między troposferą a stratosferą są pewne zasadnicze różnice, dzięki którem nie można uważać drugą za proste przedłużenie pierwszej.

Jakież to są różnice między „tropo“ a „stratosferą“?

Ciśnienie zmniejsza się coraz to bardziej w miarę tego jak podnosimy się coraz to wyżej; żadnej nieciągłości, albo charakterystycznej zmiany przy przejściu z troposfery do stratosfery niema; więc, o ile cho-

¹⁾ Pierwszy artykuł L. Teisserenc'a de Bort wyraźnie wskazujący na istnienie stałej górnej inwersji temperatury pojawił się w kwietniu 1902 r. w „Comptes rendus“ Akademii paryskiej.

dzi o ciśnienie, to o zasadniczym przeciwieństwie między troposferą a stratosferą mowy być nie może. Za to jest wyraźne przeciwieństwo w rozkładzie temperatury. W troposferze temperatura *średnio* zmniejsza się w miarę tego jak wstępujemy coraz to wyżej (o jakie $0^{\circ},5$ do $0^{\circ},7$ C co 100 metrów), w stratosferze zaś wzrasta, aczkolwiek bardzo powoli. W troposferze nieustannie powstają silne prądy pionowe wstępujące i zstępujące, w stratosferze zaś prądy pionowe są albo bardzo słabe, albo żadne. W troposferze zachodzi kondensacja pary wodnej: tworzą się obłoki, pada deszcz, śnieg i t. d.; w stratosferze zaś niema ani kondensacji pary, ani opadów, ani chmur oprócz zupełnie zagadkowych a bardzo rzadko i bardzo wysoko pojawiających się „świecących obłoków“.

Granica między troposferą a stratosferą nie jest stała: w lecie jest położona nieco wyżej, w zimie nieco niżej; po nad antycyklonami podnosi się, nad cyklonami zniża się. Być może też, że istnieją regionalne różnice zależne od rozkładu lądów i mórz. Nad Europą granica między obu piętrami atmosfery znajduje się średnio na wysokości 11 km., a temperatura powietrza w tej granicy wynosi około -60° C. W krajach podrównikowych granica znajduje się na wysokości nie mniejszej jak 15 km. a odpowiednia temperatura powietrza jest niższa niż nad Europą (około -80° C). W podbiegunowych krajach znajduje się w lecie na wysokości około 11 km.; na jakiej zaś wysokości znajduje się w zimie, tego nie wiemy.

§ 2. **Skład powietrza.** Powietrze jest mieszaniną wielu gazów, ale w troposferze większość składników mieszaniny znajduje się w tak minimalnych ilościach, że należy je uważać za drugorzędne domieszki. Niektóre z tych domieszek, jak kwas węglowy, amoniak, nie są bez znaczenia dla procesów życiowych, zaś para wodna jest dla życia organicznego wprost niezbędną.

Głównymi składnikami są tlen i azot. Ponieważ tlen jest nieco cięższy od azotu ¹⁾, więc zdawałoby się, że w poziomie morza i wogóle w niższych warstwach troposfery powietrze powinno być bogatsze w tlen a uboższe w azot, zaś na wysokich górach bogatsze w azot a uboższe w tlen. Jednakże nic podobnego nie obserwujemy. Próbkę powietrza wziętą na nizinach dają taki sam stosunek tlenu do azotu, jak próbki wzięte na wysokich górach. Przyczyną tej jednostajności jest nieustanne

¹⁾ Litr tlenu waży 1,4292 gramy, azotu 1,2542 gramy przy 0° C, przy ciśnieniu 760 mm. rtęci w poziomie morza pod 45° szer. geogr. Gęstość tlenu tak się ma do gęstości powietrza jak 1,105 : 1, zaś gęstość azotu, jak 0,97 : 1.

mięszanie przez prądy, osobliwie przez prądy pionowe, oraz przez opady atmosferyczne. H. Gouy¹⁾ okazał, że nawet bardzo słabiutkie prądy pionowe wystarczają, ażeby nie dopuścić do rozsortowania gazów wedle ciężaru gatunkowego. Dopiero na bardzo wielkich wysokościach, gdzie gaz jest równie rzadki jak w próżni Crookes'a, wpływ grawitacji może skutecznie przeciwdziałać mieszaniu przez prądy. Wnosimy stąd, że wedle wszelkiego prawdopodobieństwa powietrze w dolnej części stratosfery, gdzie słabe prądy nie są całkiem wykluczone, — ma skład podobny jak w troposferze. Jakim zaś jest jego skład na wysokości kilkudziesięciu, lub kilkuset kilometrów, — to może być tylko przedmiotem domysłów.

W troposferze powietrze (suche) zawiera 78,06% azotu, 20,90% tlenu, około 0,94% argonu, 0,03% kwasu węglowego (nad lądami nieco więcej, nad morzami nieco mniej), reszta przypada na rzadkie gazy, jako to: krypton, neon, wodór, hel i t. d. Cyfry te odnoszą się do objętości, gdy zaś weźmiemy wagi (przeliczenie nie jest łatwe, bo wchodzi w rachubę wszystkie przymieszki, z których każda ma inną gęstość), to na tlen przypadnie około 23,2%, na azot około 76%. Wszystkie te daty odnoszą się tylko do powietrza zupełnie suchego, bo tylko dla niego można podać prawie stałe stosunki. Zawartość pary jest tak zmienna od prawie znikomych ilości przy niskich temperaturach do prawie 4% przy wysokich, że trzeba podawać ją w każdym przypadku oddzielnie.

§ 3. Para wodna. Ilościowo para wodna jest drugorzędnym składnikiem powietrza; ale ze względu na swe ogromne znaczenie dla życia organicznego oraz ze względu na to, że jej metamorfozy stanowią właśnie to, co nazywamy pogodą, — zasługuje na specjalne, obszerniejsze traktowanie.

Zawartość pary wodnej w powietrzu jest bardzo zmienna właśnie dlatego że jest „parą“ a nie gazem. Temperatury panujące w atmosferze są wyższe od temperatur wrzenia tlenu, azotu, wodoru, kwasu węglowego i t. d., wskutek czego wszystkie te składniki mogą znajdować się w atmosferze tylko w postaci gazu, ale za to mogą zapełniać przestrzeń w nieograniczonej ilości. Gdyby np. jakiś gaz począł dobywać się z wnętrza ziemi w bardzo wielkich ilościach, to skład atmosfery mógłby po pewnym czasie kompletnie zmienić się. Nic podobnego nie może stać się z parą wodną, albowiem temperatury panujące w atmo-

¹⁾ G. Gouy De l'action de la pesanteur..... Comptes Rendus, tom 158 (1914 r.), str. 664 — 668.

sferze są zawsze niższe od temperatury wrzenia wody, a częstokroć niższe niż jej temperatura zamarzania. Wskutek tego woda może jednocześnie istnieć w dwóch stanach: w stanie gazowym i ciekłym, lub gazowym i stałym, niekiedy może jednocześnie istnieć nawet w trzech stanach: gazowym, ciekłym i stałym (około 0°), a z drugiej strony para wodna może napełniać przestrzeń, — powiedzmy dokładniej, jednostkę objętości, tylko w ograniczonej ilości. Ilość ta jest zależna od temperatury, mianowicie tem większa, im temperatura jest wyższa. Ciśnienie i gęstość pozostałych składników powietrza nie mają bezpośredniego wpływu na zawartość pary wodnej: gdyby ich nawet wcale nie było, to ilość pary nasycającej jednostkę objętości przy danej temperaturze pozostałaby taką samą.

Gdy zawartość pary wodnej w jednostce objętości osiąga górną granicę, odpowiadającą danej temperaturze, to mówimy, że powietrze jest „nasycone“ parą; gdy ilość pary faktycznie znajdującej się w jednostce objętości jest mniejsza od ilości potrzebnej do nasycenia, to mówimy, że powietrze jest „nienasycone“ parą; gdy wreszcie jest większa od ilości potrzebnej do nasycenia, to mówimy, że jest „przesycone“. Częstokroć mówią o „parze“ nienasyconej, nasyconej, przesyczonej. Są to skrócone sposoby mówienia, które nikogo w błąd wprowadzić nie powinny.

Stan przesycenia jest niestały. Wprawdzie niekiedy może utrzymać się przez pewien czas (w jakich to się dzieje warunkach, o tem będzie mowa dalej); ale to są przypadki wyjątkowe. Pospolicie nadmiar pary skrapla się, lub przy temperaturze niższej od 0°C przechodzi w stan stały. Skroplona, względnie zestalona para wydziela się i spada na dół w postaci deszczu, względnie śniegu, gradu, krup, albo też osiada na roślinach, domach i t. p. jako rosa, względnie jako szron, sadz i t. d.

Jasną jest rzeczą, że zależnie od temperatury jedna i ta sama ilość gramów pary może nasycić, nienasycić, lub przesycić daną objętość. Weźmy np. metr sześcienny nasycony parą przy danej temperaturze i założmy żeśmy go otoczyli ze wszystkich stron ścianami nieprzenikliwymi dla pary. Jeżeli temperatura zniży się, to ów metr sześcienny okaże się nieprzesyconym parą, powietrze będzie „suchem“, tem suchszem, im rzeczywista temperatura jest wyższa od temperatury nasycenia. Dlatego to w zimie powietrze ogrzane w pokojach jest tak suche. Na dworze przy niskiej temperaturze było może bliskie nasycenia, albo nawet nasycone; dostawszy się do pokoju i ogrzawszy się okazuje się dalekiem od nasycenia.

W stanie nienasycenia, suchość powietrza może trwać długo, jeżeli

nie zdarzy mu się zetknąć się z parującą powierzchnią wody. Dlatego to wszędzie, gdzie daleko od wody, a zatem w pustyniach oraz w wysokich warstwach atmosfery powietrze bywa suche, t. j. mało nasycone parą. Wogóle nasycenie powietrza parą wodną *średnio* zmniejsza się w miarę tego jak wysokość nad ziemią wzrasta. Podkreślamy słowo „średnio”; albowiem w oddzielnych przypadkach zdarza się, że wilgotniejsze powietrze unosi się nad suchszem; dopiero weźmiemy średnie z wielu spostrzeżeń, to okaże się, że im wyżej, tem nasycenie mniejsze. Ponieważ z drugiej strony z powodu coraz to niższej temperatury ilości pary potrzebnej do nasycenia jednostki objętości są coraz to mniejsze, im wysokość nad ziemią jest większa; więc w ostatecznym wyniku *średnia* rzeczywista zawartość pary wodnej zmniejsza się bardzo szybko w miarę tego, jak wysokość wzrasta. Powyższa uwaga dotyczy przede wszystkim troposfery; o stratosferze wiemy, że jest wogóle bardzo suchą.

Na pierwszy rzut oka to szybkie ubywanie zawartości pary wodnej w pionowym kierunku wydaje się nieco dziwnem. Wszak chodzi tu o niewielkie odległości. Granica między stratosferą i troposferą jest tylko o kilkanaście km. oddalona od parujących powierzchni mórz i jezior oraz od parującej szaty roślinnej. Na to odpowiemy, że dyfuzja pary jest powolnym procesem, a o wiele szybsza konwekcyja nie może jej, o ile chodzi o pionowy kierunek,— skutecznie dopomódz. Podczas gdy wiatr (horyzontalny prąd) może przenosić parę wodną o setki mil nic z niej nie tracąc po drodze; prądy wstępujące pionowe prędko podlegają kondensacyi wskutek oziębienia (mowa o tem będzie dalej) i tracą swą wilgoć. W ten sposób kondensacyja wciąż przeciwdziała rozchodzeniu się pary wodnej w górę i strąca ją na dół ku powierzchni ziemi.

Nasycanie się powietrza parą jest procesem asymptotycznym. Suche powietrze chciwie chłonie parę; ale w miarę tego, jak nasycenie wzrasta, pochłanianie staje się coraz to powolniejszym. Gdy zaś temperatura parującej wody jest niższa od temperatury powietrza, to do zupełnego nasycenia wogóle nie dochodzi ¹⁾.

§ 4. Ilość pary nasycającej przestrzeń. Mierzenie wilgotności powietrza. Podajemy krótką tabliczkę ilości pary nasycającej metr sześcienny wraz z odpowiedniemi ciśnieniami wyjętą z „Psychrometertafeln“ Jelinka (VI wydanie, Lipsk 1911).

¹⁾ R. Wegner. Der wolkenfreie Raum etc. Meteor. Zeitschr. 1915, str. 20—22.

TABLICA I.

Temperatura w stopniach C.	Ilość pary nasycającej metr sześcienny (w gramach)	Ciśnienie pary (w milim. rtęci)
30	30,09	31,51
25	22,84	23,52
20	17,13	17,36
15	12,73	12,67
10	9,34	9,14
5	6,77	6,51
0	4,85	4,58
— 5	3,26	3,02
— 10	2,16	1,96
— 15	1,40	1,25
— 20	0,89	0,78

Cyfry odpowiadające temperaturom poniżej zera odnoszą się do pary nasycającej powietrze nad lodem (względnie śniegiem). Warunki równowagi termodynamicznej nad wodą przechłodzoną są nieco inne, odpowiednie cyfry są nieco większe, mianowicie:

TABLICA II.

(Ilości i ciśnienia pary nasyczonej nad wodą przechłodzoną).

Temperatura w stopniach C.	Ilość pary nasycającej metr sześcienny (w gramach)	Ciśnienie pary (w milim. rtęci)
0	4,84	4,57
— 5	3,41	3,16
— 10	2,36	2,15
— 15	1,62	1,44
— 20	1,08	0,94

Naturalnie tablica II ma dla praktyki meteorologicznej dużo mniejsze znaczenie niż tablica I.

W tablicach Jelińska podane są tylko cyfry trzeciej kolumny tablic I i II, t. j. podane są tylko ciśnienia pary. Cyfry drugiej kolumny t. j. ilości pary w gramach obliczyliśmy z cyfr trzeciej kolumny za pomocą wzoru:

$$s = \frac{1,06}{1 + \alpha t} \cdot E, \quad (I)$$

w którym s oznacza ilość pary w gramach, E ciśnienie pary nasyconej w milimetrach rtęci, zaś

$$\alpha = \frac{1}{273} = 0,00367 \dots$$

jest to współczynnik rozszerzalności gazów. Do wzoru (I) dochodzimy w następujący sposób. Metr sześcienny pary wodnej przy temperaturze 0°C i ciśnieniu normalnem 760 mm. rtęci waży 805,7 gramów; przeto przy temże normalnem ciśnieniu 760 mm., ale przy temperaturze t stopni waży $(805,7) : (1 + \alpha t)$ gramów. Jeżeli jednak, jak to bywa w rzeczywistości, ciśnienie pary wynosi nie 760 mm. a tylko, powiedzmy, — e milimetrów, to waga s metra sześciennego pary będzie:

$$s = \frac{805,7}{1 + \alpha t} \cdot \frac{e}{760} = \frac{1,060}{1 + \alpha t} \cdot e \dots \quad (\text{I bis})$$

Zc wzoru (I bis) otrzymamy wzór (I), skoro zamiast ogólnego symbolu na jakiegokolwiek ciśnienie pary e podstawimy symbol E oznaczający ciśnienie pary nasyconej. Ponieważ łatwiej jest zmierzyć ciśnienie pary wodnej e (względnie, gdy para jest nasyconą E) niżli wagę pary zawartej w metrze sześciennym s , ponieważ w wielu wzorach i rachunkach dogodniej jest operować z e (względnie E) niż z s , więc najczęściej podajemy ciśnienie pary e , lub E . Zresztą, jak widzimy, skoro znaną jest temperatura, to łatwo za pomocą wzoru (I bis), lub (I) obliczyć s .

Wielkość s nazywamy „*absolutną* lub „*bezwzględną wilgotnością*“, zaś „*względną wilgotnością*“ nazywamy stosunek:

$$\frac{e}{E}$$

między rzeczywistym ciśnieniem pary a ciśnieniem pary nasyconej przy tej samej temperaturze. Można też powiedzieć, że „*względna wilgotność*“ jest stosunkiem między rzeczywistą ilością pary w metrze sześciennym a tą ilością, którą metr sześcienny zawierałby przy tej samej temperaturze, gdyby był nasycony parą. Rzeczywiście, jeżeli oznaczymy pierwszą ilość przez s , a drugą przez S , to ze wzorów (I bis) i (I) zaraz znajdziemy

$$\frac{s}{S} = \frac{e}{E} \quad (\text{II})$$

Oprócz wilgotności absolutnej i względnej rozróżniamy jeszcze „*wilgotność właściwą*“ (spezifische Feuchtigkeit). Pod tą nazwą rozumiemy ilość pary wodnej zawartej nie w metrze sześciennym lecz w kilogramie wilgotnego powietrza. Oznaczamy ją przez m a obliczamy w następujący sposób. Niech całkowite ciśnienie wilgotnego powietrza

wynosi b mm. rtęci, w czym udział pary wynosi e mm., a powietrza $(b - e)$ mm. Ponieważ w mieszaninie para i powietrze mają tę samą temperaturę a przy tej samej temperaturze objętości pary i powietrza suchego mają się do siebie jak ciśnienia, więc oznaczając objętość pary przez v a objętość powietrza (rozumie się, w kg. mieszaniny) przez v' możemy napisać

$$v : v' = e : b - e.$$

Następnie ponieważ gęstość pary wodnej wynosi 0,623 gęstości powietrza suchego (rozumie się, przy tem samem ciśnieniu i tej samej temperaturze), więc jeżeli oznaczmy masę pary w kg. mieszaniny przez m i odpowiednio masę powietrza suchego w kg. przez $1 - m$, to

$$m : (1 - m) = 0,623 v : v'$$

Ztąd i z poprzedniej proporcji wynika najpierw

$$m : (1 - m) = 0,623 e : (b - e)$$

a następnie

$$\begin{aligned} m &= \frac{0,623 e}{b - 0,377 e} \text{ kilogramów} \\ \text{czyli} \quad m &= \frac{623 e}{b - 0,377 e} \text{ gramów} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} m &= \frac{0,623 e}{b - 0,377 e} \text{ kilogramów} \\ m &= \frac{623 e}{b - 0,377 e} \text{ gramów} \end{aligned}} \right\} \text{ (III)}$$

Widzimy ztąd, że dla obliczenia m trzeba znać tylko cząstkowe ciśnienie pary e i całkowite ciśnienie powietrza wilgotnego b . W stanie nienasyconym trzeba oczywiście obliczać m oddzielnie dla każdego e , ale w stanie nasycenia każdej temperaturze odpowiada tylko jedna wartość E , można więc dla tego ostatniego przypadku ułożyć tablicę o dwóch argumentach b i t . Oto krótka tego rodzaju tablica obliczona z tablicy I za pomocą wzoru (III).

TABLICA III. (Ilości pary w kg. powietrza nasyconego).

przy temperaturze	ci ś n i e n i u		
	760 mm.	600 mm.	440 mm.
30°	$m = 26,24$ gram.	—	—
25	19,51	24,79	—
20	14,35	18,22	24,95
15	10,45	13,26	18,14
10	7,53	9,54	13,00
5	5,35	6,80	9,27
0	3,76	4,77	6,51
— 5	2,48	3,14	4,29
— 10	1,61	2,04	2,78
— 15	1,03	1,30	1,77
— 20	0,64	0,81	1,11

Dla temperatury 30° i ciśnień 600 mm. oraz 440 mm., następnie dla temperatury 25° i ciśnienia 440 mm. nie obliczaliśmy m , albowiem w praktyce meteorologicznej tego rodzaju kombinacje temperatury i ciśnienia nie zdarzają się wcale.

Ponieważ w tablicy I dla temperatur niższych od zera podane są ciśnienia pary nad lodem: przeto także w tablicy III ilości pary w kg. powietrza nasyconego odnoszą się do pary nad lodem. Ilości pary nad wodą przechłodzoną byłyby nieco większe.

Przy tem samem ciśnieniu powietrze wilgotne jest lżejsze niż suche, bo gęstość pary wodnej wynosi tylko 0,623 (blisko $\frac{5}{8}$) gęstości powietrza suchego. Tak n. p. pod ciśnieniem 760 mm. rtęci metr sześcienny powietrza suchego waży:

1165	gramów	przy	$+ 30^{\circ},0$	C
1293	"	"	$0^{\circ},0$	—
1395	"	"	$- 20^{\circ},0$	,

zaś metr sześcienny powietrza nasyconego parą pod tem samem ciśnieniem waży tylko

1147	gramów	przy	$+ 30^{\circ},0$	C
1290	"	"	$0^{\circ},0$	—
1395	"	"	$- 20^{\circ},0$	.

Przy $- 20^{\circ}$ różnica między wagą powietrza suchego a wagą powietrza nasyconego parą wynosi tylko ułamek grama, wskutek czego w zaokrąglonych cyfrach znikła zupełnie.

§ 5. **Psychrometr i hygrometr.** Narzędzie zwane psychrometrem służy do oznaczenia ciśnienia pary e . Zwykły psychrometr (czyli tak zwany psychrometr August'a) składa się z dwóch obok siebie stojących termometrów. Są to zazwyczaj termometry stustopniowe o skali podzielonej na piąte części stopnia, co pozwala odczytywać dziesiąte części stopnia. Kulka jednego z nich jest sucha a drugiego wilgotna dzięki nadzianej na nią pończoszce muślinowej, lub jeszcze lepiej gazowej, ciągnącej wodę z obok stojącego naczynka. Gdy powietrze jest nasycone parą, t. j. gdy $e = E$, to pończoszka nie paruje i oba termometry pokazują jedną i tę samą temperaturę; gdy atoli powietrze nie jest nasycone, to, wskutek parowania wody z pończoszki nadzianej na jego kulkę, wilgotny termometr ochładza się i pokazuje temperaturę, — powiedzmy, — t' niższą od temperatury suchego termometra, — powiedzmy, — t , tem niższą, im różnica $E - e$ jest większa. Zatem różnica $t - t'$ jest funkcją różnicy $E - e$ i odwrotnie można z pierwszej różnicy oznaczyć drugą. Ponieważ zaś znamy temperaturę powietrza t ,

więc tem samem znamy E i możemy z różnicy $E - e$ wyliczyć e . Lecz $E - e$ zależy nietylko od $t - t'$, ale także od ciśnienia, od siły wiatru, wreszcie (przy temperaturach niższych od zera) od tego, czy wilgotny termometr jest obmarznięty, czy nie. Wszystkich tych zależności ująć teoretycznie nie umiemy; musimy przeto zadowolnić się empirycznymi wzorami i tablicami, np. kilkakrotnie cytowanemi tablicami S. Je-link'a¹⁾, do których odsyłamy czytelnika, żadnego dokładniejszych informacji. Za pomocą tych tablic można odrazu znaleźć zarówno ciśnienie pary e jak względną wilgotność $\frac{e}{E}$.

Ponieważ psychrometr zwykle stoi w budce meteorologicznej, więc podczas ciszy, lub słabego wiatru, gdy powietrze w budce odnawia się powoli, odczytania dają niedokładne informacje o temperaturze i wilgotności powietrza poza budką. Lepsze informacje dają wtedy psychrometry „z aspiracją” oraz psychrometry „procowe”.

Psychrometr „z aspiracją” jest to tenże psychrometr August'a, ale umocowany wewnątrz polerowanej rury metalowej. Polerowany metal odbija promienie słoneczne; można więc eksperymentować z takim psychrometrem nawet na słońcu. U góry rury znajduje się wiatraczek z mechanizmem zegarowym. Skoro nakręcimy mechanizm, wiatraczek poczyną obracać się i wytwarza silny prąd przepływający przez rurę. Jest to zatem psychrometr ze sztuczną wentylacją.

Ten sam skutek t. j. wentylację osiąga w prosty sposób psychrometr procowy. Ramkę, z utwierdzonymi na niej termometrami suchym i zwilżonym, uwiązujemy na sznurku i kręcimy ręką w powietrzu (najlepiej kręcić tak, aby psychrometr wykonywał 80 obrotów na minutę). Po paru minutach odczytujemy termometry, znów kręcimy i znowu odczytujemy. Jeżeli drugie odczytania są zgodne z pierwszymi, to eksperyment jest skończony, jeżeli nie, to trzeba znów kręcić i odczytywać termometry póty, póki nie otrzymamy dwie kolejne pary jednakowych odczytań. Tylko zgodne odczytania uznajemy za miarodajne, bo tylko wtedy mamy pewność, że termometr suchy przybrał temperaturę powietrza a wilgotny oziębził się do właściwej temperatury zależnej od parowania.

Hygrometr to poprostu odtłuszczony włos ludzki naciągnięty na ramkę w taki sposób, że może pociągać wskazówkę na cyferblacie. Wprost przeciwnie jak sznur, włos ludzki wydłuża się w miarę tego, im

¹⁾ Szóste, rozszerzone wydanie wyszło w 1911 r. w Lipsku u W. Engel-manna.

więcej wilgoci pochłania, a skraca się, gdy traci wilgoć i schnie. Zarówno wysychanie jak napajanie się wilgocią zależą od względnej wilgotności powietrza, zatem ostatecznie przyrost długości włosa jest funkcją względnej wilgotności powietrza. Kształtu tej funkcji nie znamy, wiemy atoli, że wydłużanie się nie jest równomierne oraz że w niemałym stopniu zależy od indywidualnych własności włosa. Wskutek tego trzeba kalibrować każdy hygrometr oddzielnie, t. j. trzeba wyznaczać podziałkę przez szereg eksperymentów dokonanych przy różnych skądinąd znanych względnych wilgotnościach.

Oznaczenie wilgotności czy to za pomocą psychrometru, czy to za pomocą hygrometru są mniej pewne niż wyznaczenie jej z „punktu rosy”. Oziębiamy jakiś przedmiot metalowy ¹⁾ dopóty, dopóki na jego powierzchni nie pojawi się rosa a wtedy notujemy jego temperaturę. Co oznacza ta temperatura? Powietrze stykające się z metalowym przedmiotem oziębia się wraz z nim, t. j. przybiera razem z nim tę samą temperaturę; tedy zanotowana temperatura metalu jest jednocześnie temperaturą stykającego się z nim powietrza w chwili wydzielenia rosy. Lecz skoro powietrze wydzieliło rosę, to znaczy, że oziębiło się do swej temperatury nasycenia. Szukamy w tablicy I wartość na E odpowiadającą temperaturze, przy której pojawiła się rosa. Znalezione E jest identyczne z ciśnieniem pary e przed oziębieniem. Np. w pokoju panuje temperatura 20°C a rosa nastąpiła w chwili, gdy temperatura metalu zniżyła się do 15°C. W tablicy (I) znajdujemy, że 15°C odpowiada $E = 12,67$, przeto ciśnienie pary w pokoju wynosi 12,67 mm. ($e = 12,67$ mm.). Ale temperaturze 20°C panującej w pokoju odpowiada ciśnienie nasycenia $E = 17,36$, zatem względna wilgotność jest

$$\frac{e}{E} = \frac{12,67}{17,36} = 0,73 \text{ (albo } 73\%).$$

Jeszcze dokładniejszą jest metoda, w której bezpośrednio wyznaczamy m . Przepuszczamy pewną określoną masę powietrza przez jakąś substancję silnie pochłaniającą parę, np. przez bezwodnik kwasu fosforowego, przez pumeks napojony kwasem siarkowym i t. d. Załóżmy że w ten sposób zupełnie osuszyliśmy poddane eksperymentowi powietrze, że wszystka para, która w niem była zawarta, przeszła do pochłaniającej substancji. Wtedy przyrost wagi tej ostatniej równa się wadze pary, która poprzednio znajdowała się w osuszonym powietrzu a stosu-

¹⁾ Do oznaczenia „punktu rosy” służą osobne w tym celu zbudowane przyrządy.

nek owego przyrostu do wagi powietrza przed osuszeniem to właśnie m . Znając zaś m możemy za pomocą wzoru (III) obliczyć e .

Atoli oznaczenie wilgotności za pomocą psychrometru, lub hygrometru jest bardzo łatwe i szybkie: dość odczytać parę podziałek na skalach i nic więcej. Tymczasem już wyznaczenie punktu rosy wymaga zachodu; trzeba wykonać pewien łatwy wprawdzie, ale wymagający pewnej staranności eksperyment fizyczny. Trzeba np., żeby powierzchnia metalu była zupełnie czysta: najłżejsze zatłuszczenie może zepsuć eksperyment.

Jeszcze więcej zachodu wymaga bezpośrednie oznaczenie m . Bez laboratorium, bez delikatnych wag nie można nic zrobić. Przytem trzeba rzeczywiście wyciągnąć z powietrza wszystką wodę, co nie jest bynajmniej łatwe. Słowem metoda ta zupełnie nie nadaje się do codziennych obserwacji. Tak samo nie nadaje się oznaczanie wilgotności metodą spektroskopiczną. Dla zwykłego obserwatora dostępnem jest tylko oznaczanie wilgotności za pomocą hygrometru i psychrometru.

Niedawno w higienicznym instytucie w Lipsku ¹⁾ porównywano oznaczenia wilgotności za pomocą różnych psychrometrów z rezultatami ścisłej metody t. j. metody ważenia (oznaczenie m). Znalezione, że wilgotność obliczona za pomocą tablic Jellink'a z pokazań psychrometru Augusta bywa o 6 — 8% za duża, obliczona z pokazań psychrometru z aspiracją bywa za duża o 4 — 6%. Najlepsze, bo prawie zgodne z otrzymanymi metodą ważenia, rezultaty dał psychrometr procowy. Pytanie jednak, czy powietrze przepuszczane przez rurki z kwasem siatkowym zawsze pozbywało się wszystkiej pary.

Na zakończenie przytoczę kilka dat dotyczących względnej wilgotności powietrza w Krakowie.

Średnia wilgotność względna powietrza w Krakowie
(w %) wedle psychrometru:

w Styczniu	1914 74,0%	w 1915 81,2%	w Lipcu	1914 69,3%	w 1915 68,8%
„ Lutym	77,7%	„ 76,7%	„ Sierpniu	70,3%	„ 74,5%
„ Marcu	71,9%	„ 76,1%	„ Wrześniu	74,4%	„ 74,9%
„ Kwietniu	63,6%	„ 64,4%	„ Październiku	84,5%	„ 82,9%
„ Maju	64,5%	„ 58,6%	„ Listopadzie	81,1%	„ 81,3%
„ Czerwcu	72,7%	„ 60,1%	„ Grudniu	83,8%	„ 81,1%

Najmniejszą wilgotność względną obserwowano w Krakowie w 1914 dnia 23 Kw. o godz. 2 p. m. mianowicie 20%. W 1915 minimum było

¹⁾ F. Tschaplönitz. Ueber Feuchtigkeitsmessungen der Luft. Meteorologische Zeitschrift 1915 r. str. 513.

jeszcze większe, mianowicie 13 Czerwca o godz. 2 p. m. notowano tylko 17%.

§ 6. Skroplenie ¹⁾. Powiedzieliśmy wyżej, że para skrapla się, skoro nastąpi przesycenie, t. j. skoro e stanie się większe od E . Musimy jednak poczynić pewne zastrzeżenia. *Popierwsze* liczby tablicy (I) odnoszą się ściśle biorąc do tego przypadku, w którym para nasycza przestrzeń nad płaską powierzchnią wody; albowiem ciśnienie cieczy równoważące ciśnienie pary zależy nietylko od temperatury ale także od krzywizny swobodnej powierzchni. Dzięki napięciu powierzchniowemu ciśnienie w małych kropelkach jest większe niż w dużych, a w tych znowu większe niż w płaskiej powierzchni. Wskutek tego mała kropelka ulatnia się łatwiej niż duża i nawzajem, żeby małą kroplę powstrzymać od parowania, trzeba większego ciśnienia pary niżli to, które niedopuszcza do parowania większej kropli i t. d.

Jednem słowem ciśnienie nasycenia jest dla kropeł większe niż E i to tem większe, im kropła jest mniejsza. Przeto skroplenie, które przecie musi rozpocząć się od sformowania znikomo małych kropelek, jest utrudnione. Dopomaga mu atoli obecność ciał stałych zwilżonych, albo też „jąder skroplenia“. Jeżeli para styka się z ciałami stałymi zwilżonemi, to skroplenie następuje natychmiast po przekroczeniu granicy nasycenia E ; jest to tak zwane „osiadanie rosy“ możliwe zresztą tylko przy powierzchni ziemi, w zetknięciu z budowlami, roślinami i t. d. W swobodnej atmosferze do skroplenia potrzebne są „jądra skroplenia“, dokoła których para skupia się i zamienia się w wodę. Są to jakby centra przyciągania molekularnego.

Natura „jąder skroplenia“ nie jest jeszcze dobrze wyjaśniona. Wiadomo np., że dym ogromnie przyczynia się do kondesacyi, ale nie tyle dlatego, żeby pyłki węglowe skupiały dokoła siebie parę, jak dlatego, że dym zawiera molekuly niektórych hygroskopijnych ciał, np. bezwodników kwasu siarkawego (SO_2) i siarkowego (SO_3) i t. d. A. Wigand ²⁾ twierdzi, że jądrami skroplenia bywają przedewszystkiem drobniuchne pyłki, lub oddzielne molekuly hygroskopijnych ciał, więc molekuly kwasów, pyłki soli i t. d. oraz „wielkie“ jony tworzące się przy spalaniu i t. d. a posiadające własności hygroskopijne dzięki ładunkowi elektrycznemu.

Po miastach powietrze zawiera dużo dymu, molekułów kwasów

¹⁾ Por. A. W e g e n e r a. *Thermodynamik der Atmosphäre*, Lipsk 1911.

²⁾ Über die Natur der Kondensationskerne ... *Met. Zeitschr.* tom 30 (1914 r.), str. 10—18.

i t. d. Wszystko to są hygroskopijne ciała skupiające ¹⁾ parę nawet wtedy, gdy powietrze nie jest jeszcze nasycone, t. j. gdy e jest jeszcze mniejsze od E . Stąd pochodzą mgły miejskie, np. ołowiane mgły londyńskie. Tworzą się one i uporczywie trzymają się nawet wtedy, gdy powietrze jest dosyć dalekie od nasycenia.

Podczas kondensacji wytwarzają się najpierw malutkie kropelki. Rozmiary ich zależą od rozmaitych warunków, nad którymi tu rozwozić się nie możemy. Dość powiedzieć, że pierwotne kropelki są zawsze bardzo małe: średnice ich wynoszą co najwyżej setne milimetra. Taka malutka kropelka, jako cięższa od powietrza spada na dół. Prawa spadku są zawiłe i znacznie różne od praw spadku w próżni. Postaramy się okazać, na czym polegają zachodzące tu trudności, przyczem, chcąc w dalszym ciągu uniknąć powtarzania się, od razu omówimy także spadanie większych, deszczowych kropel. Założymy, że w ciągu spadku masa kropli nie ulega zmianie.

§ 7. Spadanie kropel. Początkowo kropla spada ruchem przyspieszonym, jednakże tarcie i opór pochodzący stąd, że powietrze nie od razu wymyka się na boki, lecz wprzód podlega pewnemu ciśnieniu, zmniejszają przyspieszenie. Jeżeli kropla jest bardzo mała, to już po bardzo krótkim czasie, np. po kilku sekundach przyspieszenie staje się znikomem. Odtąd kropla leci z prędkością prawie stałą a nawet zwolna zmniejszającą się, bo spadając wchodzi w coraz to gęstsze powietrze a zatem doznaje coraz to większego oporu. Gdy średnia kropla wynosi mniej więcej od 0,0008 do 0,2 mm., to kropla zachowuje kształt prawie dokładnie kulisty a prędkość jej spadku nieźle sprawdza prawo G. Stokes'a, w którym uwzględnione jest tylko tarcie o powietrze. Wedle tego prawa stała prędkość spadania kulki określa się przez wzór

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{gr^2}{\mu} (\rho - \rho_1),$$

w którym v oznacza prędkość kulki, r jej promień, g siłę ciężkości, μ współczynnik tarcia powietrza, ρ gęstość wody, ρ_1 gęstość powietrza. W jednostkach C. G. S. $\mu = 17,3 \times 10^{-5}$, $g = 980$, $\rho = 1$, zaś ρ_1 wynosi co najwyżej około $\frac{1}{700}$, przeto może być zawsze pominięte. Bardzo małe, *najdrobniejsze* kropelki spadają prędzej, niżli to wypada z prawa Stokes'a. Tłómaczymy to przez pewnego rodzaju ślizganie

¹⁾ Por. G. Quincke. Ionenwolken in feuchter, expandierter Luft. Annalen der Physik, IV seria, tom 46, 1915 r., str. 39–67.

się. Naodwrot u większych kropel występuje coraz to wyraźniej opór ściśnionego powietrza, wskutek czego prędkość jest *znacznie* mniejsza od prędkości wynikającej ze wzoru Stokes'a. U wielkich kropel, powiedzmy takich, których średnia równa się dwóm, lub więcej milimetrom, opór jest o tyle większy od tarcia, że można pominąć te ostatnie.

P. Lenard przekonał się eksperymentalnie, że największą prędkość: około 8-miu metrów na sek. osiągają krople mające około 4,5 mm. w średnicy. Atoli J. Liznar¹⁾ twierdzi, że Lenard wyznaczył maximum nie dość dokładnie, że zachodzi ono dla $v = 2,735$ mm., t. j. dla średnicy 5,47 mm. Bądź co bądź maximum prędkości istnieje i powstaje pytanie, jaką jest jego przyczyna. Przyczyną jest odkształcenie się, mianowicie spłaszczanie się lecącej kropli. Ponieważ spłaszczenie następuje w kierunku osi pionowej, więc powierzchnia doznająca oporu powiększa się a z nią razem wzrasta także opór. Im większą jest kropla, tem większego doznaje odkształcenia. Wedle J. Liznar'a spłaszczanie kropli o średnicy 6,36 mm. wynosi 0,6. To znaczy, że mniejsza oś pionowa wynosi tylko $\frac{2}{5}$ większej poziomej. Nazbyt wielkie krople rozrywają się na mniejsze. Największa kropla deszczu, którą obserwował Wiesner, miała 7 mm. średnicy i to jest prawdopodobnie górna granica możliwych rozmiarów kropli.

Na podstawie doświadczeń P. Lenarda i spostrzeżeń W. Schmidta J. Liznar obliczył następujące *empiryczne* wzory dla stałej prędkości spadania kropel.

Dla najmniejszych kropelek ($r < 0,05$ mm.)

$$v = 8731,9 \frac{b_0}{b} \cdot r^2,$$

dla średnich ($0,05$ mm. $< r < 1,3$ mm.)

$$v = 20,795 \left[\sqrt{839,8 \frac{b_0}{b} r + \frac{1}{r^2}} - \frac{1}{r} \right],$$

dla wielkich ($1,3$ mm. $< r < 3,2$ mm.)

$$v = 602,6 \sqrt{\frac{b_0}{b} r + 57,013} - 33,291 r^2.$$

We wzorach tych r oznacza promień kuli w mm. a v prędkość spadania w cm. na sek., b oznacza stan barometru w mm. rtęci, $b_0 = 740$ mm. (nie 760). Doniosłość ostatniego wzoru sięga jeno do

¹⁾ Die Fallgeschwindigkeit der Regentropfen. Meteor. Zeitschr. 1914, str. 339—347.

$r = 3,2$ mm., ale to nic nie szkodzi, bo dla większych kropeł, jako podlegających rozerwaniu, wzór nie stosowałby się.

Jeżeli obliczymy współczynnik wzoru Stokes'a, to w jednostkach *C.G.S.* otrzymamy prawie 126×10^4 . Lecz jeżeli zechcemy tak, jak Liznar, wyrazić r w mm. a v w cm. na sek., to będziemy musieli przyjąć na współczynnik wzoru Stokes'a wartość 12600. Oczywiście można porównać ten współczynnik tylko ze współczynnikiem pierwszego empirycznego wzoru Liznara, bo tylko ten pierwszy wzór stosuje się do równie małych kropełek. Porównanie pokazuje, że współczynnik Stokes'a jest prawie półtora raza większy od współczynnika Liznara.

Można stosować wzory Liznara także do kulek lodowych byle, ze względu na mniejszą gęstość lodu, zmniejszyć niektóre współczynniki. Ponieważ ziarna gradowe zwykle zawierają powietrze, więc Liznar przyjmuje bardzo małą gęstość, tylko 0,86 i pisze dla 0,05 mm. $< r < 1,3$ mm.:

$$v = 20,795 \left[\sqrt{722,2 \frac{b_0}{b} r + \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r}} \right],$$

zaś dla $r > 1,3$ mm.

$$v = 559 \sqrt{\frac{b_0}{b} r}.$$

Spostrzegamy, że w tym ostatnim wzorze Liznar nie tylko zmniejszył współczynnik, ale także odrzucił drugi i trzeci wyraz. Uczynił to dlatego, że te dwa wyrazy przedstawiają poprawkę odpowiadającą odkształceniu kropli. Ponieważ ziarno gradowe nie odkształca się, więc Liznar konsekwentnie odrzucił odpowiednie wyrazy. Za to jego wzory mogą być stosowane *tylko* do ziarn przybliżenie kulistych.

Wszystko, co dotychczas pomiedzieliśmy, odnosi się jeno do samotnych kropeł. Tymczasem, jak to słusznie zauważył M. Smoluchowski zwykle spada nie jedna kropla, ale całe mnóstwo. Ten tłum spadających kropełek pociąga za sobą otaczające powietrze i wytwarza prąd skierowany w dół, przez co opór zmniejsza się a więc prędkość spadku powiększa się. Jednakże musimy tu zrobić pewne zastrzeżenia. Oto Smoluchowski rozumował tak, jak gdyby krople spadały wśród powietrza nie posiadającego własnego pionowego ruchu. Atoli kondensacja odbywa się pospolicie we wstępujących prądach; więc spadające kropelki muszą przedzierać się przez dążące w górę strugi powietrza. Jeżeli prędkość wstępującego prądu jest dostatecznie wielka, to może

nietylko zmniejszyć prędkość spadku, ale nawet pociągnąć kropelki w górę. Jest to zupełnie możliwe, osobiście z drobnymi kropelkami, których prędkości wynoszą ułamki metra na sek.; albowiem wstępujące prądy mają prędkości tego samego rzędu ¹⁾ a wyjątkowo miewają nawet prędkości dochodzące do paru metrów na sekundę. Gdy więc prąd wytworzony przez spadające kropelki musi walczyć ze wstępującym prądem, to w rezultacie, zamiast przyspieszenia spadku, może nastąpić zwolnienie a nawet, o ile chodzi o drobniejsze kropelki, zamiana spadku na wznoszenie się w górę.

§ 8. Kropelki w obłokach. Zobaczmy, co dzieje się z kropelką, która spada chociażby bardzo wolno. Leci ona bez przeszkody przez powietrze nasycone parą; lecz gdy wpadnie do warstw nienasyconych, to poczyną parować i zwalnia bieg, bo im ciało mniejsze, tem mniejszą jest ta graniczna prędkość, którą może osiągnąć. W ten sposób parując i wciąż wolniej spadając, w końcu zupełnie znika.

Obłoki, chmury składają się z bądź przez wstępujące prądy unoszonych, bądź ze spadających kropelek, względnie kryształków lodu. Jeżeli chmura składa się ze spadających kropelek (kryształków), to dolna jej granica znajduje się tam, gdzie kropelki (kryształki), wchodząc w suche powietrze, ulatniają się. Zdawałoby się, że chmura składająca się ze spadających kropelek (kryształków) powinna by prędko rozplynać się, zniknąć. Należy jednak pamiętać o tem, że podczas gdy jedne kropelki spadają i ulatniają się, to jednocześnie wytwarzają się na ich miejsce inne, częstokroć nawet z pary pochodzącej z tych kropelek, które niedawno wyparowały.

Ilość wody skroplonej znajdującej się w chmurach jest niewielka. Pomiaru na wysokich górach okazały, że mgła ²⁾ nie zawiera więcej jak 5 gramów wody skroplonej na metr sześcienny oraz, że ilość wody skroplonej jest zazwyczaj mniejsza niżli ta, która pozostała w powietrzu pod postacią pary. Pomijając mniejsze kropelki założmy, że średnie ich rozmiary są blizkie do granicznych rozmiarów odpowiadających średnim warunkom, np. założmy, że promień kropelki wynosi średnio 0,001 cm. Wtedy objętość kropelki będzie wynosić

$$\frac{4}{3} \pi r^3 = 4,2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3,$$

¹⁾ por. H. Hergesell. Die Messung der Vertikalbewegungen der Atmosphäre durch Pilotballone. Beitr. zur Physik der freien Atmosphäre, tom VI, str. 187—214.

²⁾ Mgła i chmura to jedno i to samo. Mgłę widzianą zdaleka nazywamy chmurą, chmurę, w pośród której się znajdujemy, nazywamy mgłą.



a waga będzie wynosić tyleż gramów. Załóżmy dalej, że metr sześcienny zawiera 2 gramy wody skroplonej; wtedy centymetr sześcienny będzie zawierać 2×10^{-6} gramów wody skroplonej. Jeżeli więc oznaczmy ilość kropelek w centymetrze sześciennym przez n , to otrzymamy równanie:

$$n \times 4,2 \times 10^{-9} = 2 \times 10^{-6},$$

z którego wynika

$$n = \frac{2}{4,2} \times 10^3 = 476$$

czyli okrągłym rachunkiem około 500. To zgadza się z bezpośrednimi spostrzeżeniami Aitken'a, który w pobliżu powierzchni ziemi znajdował w sześciennym centymetrze po kilka tysięcy „ośrodków kondensacji“ (w miastach jeszcze więcej) a na górach tylko po kilkaset.

§ 9. Łączenie się kropelek w większe krople. Deszcz. Krople deszczowe są dużo większe od kropelek, z których składają się chmury. Wspominaliśmy już, że średnice kropeł deszczowych wynoszą nieraz po kilka mm., i że Wiesner obserwował raz kroplę o średnicy 7 mm. Prawda, działo się to na Jawie, gdzie, podobnie jak w innych zwrotnikowych krajach, krople deszczu bywają większe niż u nas. Kontrast między rozmiarami kropelek, z których składają się chmury, a rozmiarami kropeł deszczowych, jest tak wielki, że te ostatnie oczywiście nie mogą pochodzić wprost z kondensacji, tylko ze złączenia się wielu małych kropelek. Możemy niekiedy obserwować, jak ze mgły wydzielają się większe, już widoczne dla oka kropelki. Mówimy wtedy, że mgła „pada“, mgła „rosi“. Jednakże prawdziwie duże krople obserwujemy tylko w czasie deszczu, gdy kondensacja odbywa się wysoko nad ziemią i gdy chmury są grube, gdy zatem krople, przebiegając długą drogę wśród tłumu innych kropeł, mają dosyć czasu do połączenia się.

Ciekawem jest spostrzeżenie A. Defant'a¹⁾, że masy kropeł deszczowych są po większej części w stałych między sobą stosunkach. Wogóle krople są różnorodne, jedne mniejsze, drugie większe, ale najczęściej przytrafiają się krople, których wagi mają się do siebie tak, jak liczby

$$1, 2, 4, 8 \dots$$

Wnosimy stąd, że najczęściej łączą się ze sobą krople jednakowej wielkości. Dlaczego i w jaki sposób to się dzieje, to wytlómaczył

¹⁾ Sitzb. der k. k. Akademie der Wiss. Wien, tom CXIV (1905) str. 585. Referat w Meteor. Zeitschr. tom 22 (1905) str. 321.

W. Schmidt¹⁾. Zdawałoby się, że połączenie się dwóch kropeł powinno by najczęściej dochodzić do skutku w ten sposób, że większe krople, jako posiadające większą prędkość (por. § 7), doganiają mniejsze, lecąc po mniej więcej tej samej drodze. Tymczasem tego rodzaju połączenie się jest możliwe tylko w tych rzadkich przypadkach, w których ewentualne zderzenie się kropeł jest środkowem (centralnem); w innych przypadkach nie, albowiem doganiająca kropla ściska przed sobą powietrze (por. § 7), to zaś wymykając się na boki, pociąga za sobą doganianą kroplę i usuwa ją z drogi doganiającej kropli. Jedyny przypadek, w którym ruch powietrza, wywołany przez spadanie kropeł, dopomaga do ich złączenia się, jest ten, w którym dwie równe krople lecą równolegle i razem, t. j. jednocześnie albo prawie jednocześnie przechodzą przez te same horyzontalne płaszczyzny. Taki lot jest możliwy, albowiem równe co do wielkości krople spadają z jednakową (por. § 7) prędkością. Otóż wiadomo z hydrodynamiki, że ruch powietrza pomiędzy dwoma równoległymi i razem lecącymi kulkami działa na nie w taki sposób, jakby te kulki wzajemnie się przyciągały. Wprawdzie ta reakcja jest bardzo słaba, ale jeżeli kulki lecą blisko jedna od drugiej i jeżeli jest dość po temu czasu, to mogą ostatecznie zetknąć się ze sobą. Na liczbowych przykładach W. Schmidt wykazał, że opisane łączenie się kropeł równej wielkości jest zupełnie możliwe i zarazem podał warunki pomyślne, względnie niepomyślne dla łączenia się. W ten sposób przez połączenie się dwóch kropelek o masie m tworzy się kropla o masie $2m$, przez połączenie się dwóch kropeł o masie $2m$ tworzy się kropla o masie $4m$ i t. d. Inne połączenia są rzadkie, aczkolwiek nie wykluczone. O wpływie elektryczności na łączenie się kropeł wolimy zamilczeć, albowiem wpływ ten jest dotychczas mało wyjaśniony.

§ 10. Chmury lodowe. Śnieg. Grad. W troposferze temperatura powietrza jest wogóle tem niższa, im dana warstwa leży wyżej nad poziomem morza. Reguła ta podlega rozmaitym miejscowym i czasowym wyjątkom, ale pomimo wyjątków zawsze i wszędzie nawet wśród lata, nawet pod równikiem na pewnej mniejszej lub większej wysokości natrafimy na warstwy, których temperatura jest niższa od 0°C . Cała górna część troposfery i stratosfera aż do najwyższych znanych wysokości (około 32 km.) jest zawsze bardzo zimna. Widzimy stąd, że w bar

¹⁾ Zur Erklärung Meteor. Zeitschr., tom 25 (1908), str. 496—500. Z dawniejszej literatury, dotyczącej tworzenia się kropeł deszczu i ziarn gradowych, warto zacytować dwie rozprawki Osborne'a Reynolds'a. Patrz: O. Reynolds, Scientific Papers, tom I, Cambridge 1900, str. 214—222 i 223—230.

dzo znacznej części atmosfery, para kondensuje się przy temperaturach niższych od 0°C. Kondensuje się tedy wprost w lód.

Kondensacja pary w lód odbywa się pod małym ciśnieniem, bo, jak to widać z tablicy I w § 4, przy niskich temperaturach już małe ilości pary wystarczają do zupełnego nasycenia. Pamiętać należy o tem, że ilość pary potrzebna do nasycenia nad lodem jest mniejsza niż ilość pary potrzebnej do nasycenia nad wodą przechłodzoną, np. przy — 50°C ciśnienia pary nasyconej nad lodem wynosi tylko 0,05 mm., podczas gdy nad wodą przechłodzoną wynosi 0,08 mm. Wskutek tego już wtedy, gdy nad wodą przechłodzoną wilgotność względna wynosiłaby dopiero 61%, to względem lodu już nastąpiło nasycenie i zaczyna się kondensacja. To też w czasie wzlotów balonowych niejednokrotnie spostrzeżono, że kryształki lodu tworzą się pomimo tego, że powietrze wydaje się suchem i że hygrometr włosowy, reagujący na wilgotność nad wodą przechłodzoną, pokazuje wilgotność względną 60%. Jeżeli wilgotność jest właśnie ściśle równa, albo nieznacznie większa od wilgotności 100% nad lodem, to tworzą się oddzielne kryształki wyglądające jak tafelki. Lód krystalizuje w systemie heksagonalnym, jest optycznie jednoosiowy i główna oś optyczna jest identyczna z osią symetrii krystalicznej. W mroźne dni można widzieć, jak tworzą się tafelkowate kryształki i jak polatując błyszczą w promieniach słońca. Można je też widzieć rozsiane wśród śniegu. Im śnieg jest suchszy, tem ilość ich w stosunku do kryształków dendrytowych jest większa. Jeżeli nasycenie jest znacznie większe niż 100% nasycenia nad lodem, to tworzą się szkielety, dendrytowe kryształki (naturalnie też w systemie heksagonalnym), które wszyscy dobrze znamy, bo śnieg, osobiwie mokry, składa się przeważnie z takich do gwiazdek podobnych dendrytów. Wreszcie przy bardzo znacznem przesyceciu, mianowicie jak się zdaje, przy przesyceciu przewyższającym 100% nasycenia względem wody przechłodzonej — kryształki obmarzają szybko i nieregularnie, tworzą się bryłki bezpostaciowego lodu, t. j. krupy, grad, w których zresztą we wnętrzu zwykle znajduje się małe krystaliczne indywiduum. Grad i krupy tworzą się przedewszystkiem wtedy, gdy podnoszące się w górę i kondensujące powietrze zawiera kropelki przechłodzonej wody.

Wobec tego, co wyżej powiedziałem o temperaturze wysokich warstw troposfery, jest jasnem, że wszystkie chmury składają się z kryształków lodu. Mamy tu na myśli przedewszystkiem pierzaste obłoki „*cirri*“, unoszące się najczęściej na wysokościach od 8000 do 9000 metrów. Podobnie jak chmura złożona z kropelek wody chmura lodowa jest także miejscem, gdzie tworzą się nowe kryształki lodowe, podczas

gdy dawniej utworzone kryształki spadają i dostawszy się w suche, cieplejsze warstwy powietrza, ulatniają się. O spadaniu kryształków lodu można „mutatis mutandis“ powiedzieć to samo, co o spadaniu kropel wody, z tą jednak różnicą, że prędkości powinny być jeszcze mniejsze, a to z powodu mniejszej gęstości kryształków lodowych oraz z powodu, że płaskie tafelkowate ciała lecą w powietrzu przeważnie na płask, przyczem opór powietrza jest o wiele większy, niż przy pionowym spadaniu kulki.

Jasną jest rzeczą, że lodowe chmury tworzące się na wielkich wysokościach, gdzie zawartość pary jest zawsze bardzo mała, nigdy nie bywają bardzo gęste. Gęste śniegowe chmury tworzą się tylko w dolnej części troposfery. Natomiast dzięki specjalnym przyczynom grad tworzy się przeważnie na znacznych wysokościach, wynoszących po kilka tysięcy metrów. Grad tworzy się tam, gdzie ogrzane wilgotne powietrze bardzo szybko wznosi się w górę. Dzieje się to zwykle w lecie, gdy początkowa temperatura wznoszącego się powietrza jest wysoka, gdy zatem musi ono wznieść się kilka tysięcy metrów, zanim temperatura jego spadnie niżej zera.

Bryłki gradu są pospolicie tak duże, że unosić się w powietrzu nie mogą, lecz zaraz spadają. Z pewnością rzadko kiedy zdarza się, żeby bryłka gradowa stopniała, zanim doleci do powierzchni ziemi; częściej może to się zdarzyć z krupami a jeszcze częściej ze śniegiem.

Grad składa się z lodu bezpostaciowego, tylko jądro bryłki ma budowę krystaliczną. Świadczy to o bardzo szybkim obmarzaniu bryłek, a więc o gwałtowności oziębienia i o nagłości całego procesu.

Zauważymy mimochodem, że strzelanie do chmur gradowych, acz wielokrotnie zalecane, okazało się po licznych próbach bezskutecznem.

§ 11. **Klasyfikacya chmur.** Grubość ich i t. d. Obecnie powszechnie przyjętą jest w meteorologii „międzynarodowa“ klasyfikacya chmur, która powstała przez rozwinięcie klasyfikacji L. Howard'a z 1803 r. Howard rozróżniał trzy główne, zasadnicze typy chmur: *cirrus*, *cumulus* i *stratus* oraz cztery pochodne: *cirro-cumulus*, *cirro-stratus*, *cumulo-stratus* i *nimbus*. Międzynarodowa klasyfikacya rozróżnia dziesięć typów, mianowicie ¹⁾:

1. *Cirrus* (*Ci.*). Oddzielne, zwykle białe, delikatne, włókniste chmury w kształcie pierza, częstokroć rozłożone pasami na sklepieniu

¹⁾ Określenia dosłownie przetłumaczone z „Atlas international des nuages“. Paryż 1896.

niebios. Dzięki perspektywie wydaje się, że te pasy zbiegają się w jednym lub dwóch przeciwnych punktach horyzontu.

2. *Cirro-stratus* (*Ci.—S.*). Delikatna, biaława opona, niekiedy tak rzadka, że niebo wydaje się jednostajnie białawem (ten rodzaj chmury nazywa się także *cirronebula*). Opona ta ma niekiedy wyraźną, włóknistą budowę. *Cirrostratus* daje częstokroć powód do kręgów (halo) naokoło słońca i księżyca.

3. *Cirro-cumulus* (*Ci.—Cu.*). (Baranki). Małe białe, kłębki lub strzępy, bez cieniów, albo też z bardzo słabymi cieniami, rozłożone grupami, albo jeszcze częściej rzędami.

4. *Alto-cumulus* (*A.—Cu.*). Większe kłęby, białe lub szarawe, częściowo zacienione, rozłożone grupami lub szeregami i częstokroć tak gęsto natłoczone, że ich krawędzie włożą jedne na drugie. W środku grupy kłęby są zwykle większe i gęstsze (podobne do *S.—Cu.*); na brzegach grup kłęby są mniejsze i cieńsze (podobne do *Ci.—Cu.*). Chmury tego rodzaju bywają częstokroć uszeregowane rzędami w jednym lub dwóch kierunkach.

5. *Alto-stratus* (*A.—S.*). Gęsta opona szara lub błękitnawa, w pobliżu słońca lub księżyca błyszcząca. Chmury tego rodzaju zazwyczaj nie dają kręgów (halo) naokoło słońca i księżyca, za to nieraz dają aureole (korony). Są one podobne do *Ci.—S.*; częstokroć można obserwować formy przejściowe między *A.—S.* a *Ci.—S.*, jednakże wedle pomiarów w Upsali wysokość *A.—S.* jest mniej więcej o połowę mniejsza od wysokości *Ci.—S.*

6. *Strato-cumulus* (*S.—Cu.*). Wielkie kłęby, lub wały ciemnych chmur, które nieraz, osobiwie w zimie, pokrywają całe niebo i nadają mu taki wygląd, jakby było pokarbowane. *S.—Cu.* nie bywa zbyt gruby, w przerwach pomiędzy chmurami często widać błękitne niebo. Istnieją wszelkie przejściowe formy między *S.—Cu.* a *A.—Cu.* Kształtem swym, podobnym do kłębów lub wałów, *Strato-cumuli* różnią się od *Nimbus*. Zresztą nie dają deszczu.

7. *Nimbus* (*N.*). Chmury deszczowe. Gęsta warstwa ciemnych, bezkształtnych chmur o porozrywanych, podartych krawędziach. Z chmur tych pada deszcz, względnie śnieg. W przerwach między *N.* prawie zawsze widać wysoką warstwę *Ci.—S.*, lub *A.—S.* Jeżeli *Nimbus* jest podarty na małe strzępy, albo jeżeli pod wielkim *Nimbusem* unoszą się małe chmurki, to nazywamy go *Fracto-nimbus* (u marynarzy ang. „scud“).

8. *Cumulus* (*Cu.*). Grube kopulaste chmury o horyzontalnej podstawie. Tego rodzaju chmury tworzą się w dzień we wstępujących

prądach. Jeżeli *cumulus* znajduje się naprzeciw słońca, to te części jego powierzchni, na które wzrok widza pada prostopadle, są więcej błyszczące niż brzegi kopuły. Jeżeli światło pada z boku, to widać prawdziwe i dosyć silne cienie; jeżeli wreszcie chmura znajduje się po tej samej stronie, co słońce, to bywa ciemna a brzegi ma jasne.

Prawdziwy *cumulus* jest zarówno w górze, jak w dole wyraźnie ograniczony, ale zdarzają się chmury podobne do podartego przez wiatr „*cumulusu*“, które przytem wciąż zmieniają się. Nazywamy je „*Fracto-cumulus*“.

9. *Cumulo-nimbus* (Cu.—N.). Potężne masy chmur wznoszące się w kształcie gór, wież i t. d. Nad temi masami zwykle wznosi się opona o budowie włóknistej, pod niemi masy chmur podobne do *Nimbus*. Z chmur tego rodzaju padają lokalne deszcze, lub śnieg (niekiedy grad lub krupy). Ich górne brzegi mają niekiedy kształt „*cumulusów*“, tworzą one jakby wielkie pagóry, dokoła których unoszą się delikatne fałszywe „*cirrusy*“. Niekiedy brzegi ich są same porożrywane na włókna podobne do „*cirrusów*“. Ten ostatni kształt zdarza się osobliwie często przy ulewach wiosennych. Jeżeli front „*cumulo-nimbus*“ jest bardzo rozciągly, to przedstawia się zazwyczaj w kształcie wielkiego łuku na tle jaśniejszego nieba.

10. *Stratus*. Jest to mgła wisząca jako horyzontalna warstwa wysoko nad ziemią. Jeżeli ta mgła jest podarta w strzępy przez wiatr, albo przez szczyty gór, to nazywamy ją „*Fracto-stratus*“.

Z powyższych określeń widać, że „międzynarodowa“ klasyfikacya, podobnie zresztą jak klasyfikacya L. Howard'a i inne dawniejsze, jest morfologiczną, opiera się wyłącznie na kształtach chmur i to widzianych z dołu. Jednakże należy zauważyć, że trzy zasadnicze typy: *cirrus*, *cumulus* i *stratus* są też genetycznie różne. *Cirrus* jest to chmura złożona z kryształków lodu, zaś *cumulus* i *stratus* składają się z kropelek wody. *Cumulus* i *stratus* różnią się między sobą tem, że pierwszy tworzy się we wstępujących prądach powietrznych, podczas gdy drugi jest niczem innem, jak horyzontalną warstwą powietrza, w której odbywa się kondensacya.

Wyliczone powyżej typy różnią się też wysokością ¹⁾, mianowicie:

A. najwyżej bo około 9000 m. unoszą się:

1. *cirrus*

2. *cirro-stratus*;

¹⁾ Podane dalej wysokości odnoszą się do stosunków środkowo-europejskich.

B. na średniej wysokości między 3000 a 7000 m. unoszą się:

3. *cirro-cumulus*

4. *alto-cumulus*

5. *alto-stratus*;

C. nisko, poniżej 2000 metrów unoszą się:

6. *strato-cumulus*

7. *nimbus*

10. *stratus*.

Mówiliśmy już, że *stratus* jest to poprostu mgła unosząca się nie tuż nad powierzchnią ziemi, lecz na pewnej wysokości nie większej nad 1000 metrów.

D. Osobno należy wymienić chmury towarzyszące wstępującym prądom, mianowicie:

8. *cumulus*. Szczyty ich znajdują się na wysokości 1800 m., podstawy na wysokości 1400 m.

9. *cumulo-nimbus*. Szczyty znajdują się na wysokości 3000 do 8000 metrów, podstawy na wysokości 1400.

Chmury są rzadkiem zjawiskiem zarówno w najwyższej części troposfery, jak w najniższej tuż u powierzchni ziemi, gdzie noszą nazwę „mgły”. U powierzchni ziemi chmury (mgła) są dlatego rzadkiem zjawiskiem, że tu wyłączoną jest najważniejsza przyczyna kondensacji (patrz następny § pod 4-to), mianowicie dynamiczne oziębienie powietrza we wstępujących prądach. Rzeczywiście, u samej powierzchni ziemi ruch pionowy jest równy zeru a w pobliżu powierzchni bardzo mały.

Kłębiaste typy chmur przeważają w czasie suchej, a rozciągle, zaścieńające niebo jednolitą oponą — w czasie dżdżystej pogody. Pierwsze trafiają się częściej w lecie, niż w zimie, drugie częściej w zimie, niż w lecie. Tak samo w równikowych krajach pierwsze przeważają nad drugimi, a w podbiegunowych wzajemnie drugie nad pierwszymi.

Grubość chmur jest bardzo rozmaita; deszczowe (*nimbus*), osobliwie zaś gradowe chmury bywają niekiedy bardzo grube. Znany przypadek, w których odległość od podstawy chmury do szczytu napewno wynosiła 8—9 km. W „*cumulusach*” odległość od podstawy do szczytu wynosi częstokroć do 5 km. „*Stratus*” bywa niekiedy równie gruby. W tak grubych chmurach zdarza się, że dolne części składają się z kropielek wody, a górne z kryształków lodu. Naturalnie oprócz grubych chmur bywają też cienkie, tak cienkie, że grubość ich wynosi ledwo kilka metrów. Cienkie chmury rzadko kiedy dają opady, jednak obserwowano już deszcz i śnieg padający z chmur zaledwo sto do dwustu metrów grubych.

ROZDZIAŁ II.

K o n d e n s a c y a .

§ 12. **Przyczyny kondensacyi.** Dotąd opisywaliśmy kondensację, ale o przyczynie jej powiedzieliśmy tylko ogólnikowo, że jest nią oziębienie wilgotnego powietrza. Teraz zajmiemy się dokładniejszym rozbiorem warunków, w których to oziębienie następuje.

1. Wilgotne powietrze może oziębić się wskutek zmieszania z innym, także wilgotnem, ale zimniejszym. Jeżeli temperatura mieszaniny okaże się niższą, niż temperatura nasycenia odpowiadająca tej ilości pary, którą zawiera mieszanina, to nastąpi skroplenie. Aliści rachunki próbne wykazują, że to źródło kondensacyi jest mało obfite, zaś obserwacya nie tylko potwierdza rezultaty próbnych rachunków, ale zarazem pokazuje, że tego rodzaju zmieszanie zdarza się rzadko i w niewielkich rozmiarach. Wobec tego nie mamy powodu bliżej rozpatrywać to zjawisko.

2. Wilgotne powietrze może oziębić się przez promieniowanie. Jasną jest rzeczą, że powietrze oddające na zewnątrz więcej ciepła aniżeli otrzymujące z zewnątrz, może oziębić się niżej temperatury nasycenia. Tą drogą tworzą się na przykład w nocy i nad ranem dolne mgły i rosa. Współdziała tu zetknięcie się z zimnem stałym ciałem, z powierzchnią ziemi, która przez nocne promieniowanie oziębia się jeszcze więcej niż powietrze. Jednakże i to jest przyczyną drugorzędną, bo najzimniejsze powietrze znajduje się na dole, więc nie ma cyrkulacyi, nie ma konwekcyi, powietrze nie odnawia się i skoro pewna najniższa warstwa wydzieli ze siebie nadmiar pary, to proces ustaje.

3. Powietrze znajdujące się w spokoju może oziębić się wskutek rozszerzenia spowodowanego przez zmniejszenie ciśnienia. Jest to jednakże możliwość dla realnych stosunków posiadająca małe znaczenie a to dla następujących powodów. *Popierwsze* zmiany ciśnienia są zawarte w tak ciasnych granicach, że najczęściej nie wystarczają nawet do

tego, aby doprowadzić wilgotne powietrze do stanu nasycenia, *podrugie* odbywają się one o tyle powoli, że nieustająca nigdy wymiana ciepła między rozmaitemi częściami atmosfery oraz między atmosferą a ziemią może zneutralizować ich skutki.

4. Natomiast najważniejszą przyczyną kondensacyi, tą przyczyną, która wytwarza chmury i opady, jest oziębienie spowodowane przez zmniejszenie się ciśnienia we wstępujących prądach powietrznych. Tu ciśnienie spada nieraz o kilkaset mm., jeżeli nadto powietrze podnosi się szybko, to w tak krótkim czasie przewodnictwo, ogrzanie przez promienie słoneczne i t. d. nie mogą powetować niżki temperatury towarzyszącej wznoszeniu się. Ze względu na doniosłość procesu musimy poświęcić mu więcej miejsca; podamy nawet jego matematyczną teorię.

§ 13. Spadek temperatury we wznoszącem się powietrzu. Za przykładem Bezold'a i Neuhoff'a będziemy rozważać zmiany temperatury zachodzące we wznoszącej się mieszaninie 1 kg. powietrza, ξ kg. pary i η kg. wody w kropelkach. Zatem masa mieszaniny wynosi

$$1 + \xi + \eta = (1 + k) \text{ kg.}$$

jeżeli położymy

$$\xi + \eta = k. \quad (\text{I})$$

Oznaczmy przez Q ilość ciepła zawartą w kg. powietrza, przez Q' ilość ciepła zawartą w kg. pary, wreszcie przez Q'' ilość ciepła zawartą w kg. wody; wtedy ilość ciepła zawarta w naszej mieszaninie będzie

$$Q + \xi Q' + \eta Q''. \quad (\text{II})$$

Założymy w dalszym ciągu, że wznosząca się (czy opadająca) mieszanina nie zyskuje i nie traci ciepła ani przez przewodnictwo, ani przez promieniowanie; zatem ponosi straty tylko wtedy, gdy skondensowana woda, wypadając z mieszaniny jako deszcz, unosi ze sobą pewną ilość ciepła.

Samo przez się rozumie się, że powyższa hipoteza jest dowolną i w rzeczywistości nigdy nie bywa zrealizowaną. Jednakże możemy a nawet poniekąd musimy ją zrobić. Możemy dlatego, że jeżeli wznoszenie się powietrza jest dostatecznie szybkie, to zmiany temperatury spowodowane przez przewodnictwo, przez promieniowanie i t. d. są wobec zmian spowodowanych przez samo wznoszenie się — znikomomalę; musimy zaś zrobić dlatego, że bez jakiegoś założenia co do strat i zysków ciepła nie można doprowadzić rachunków do końca, najlepiej

więc wybrać stosunkowo najprostszą hipotezę, że zyski i straty znoszą się wzajemnie.

Z równania II wynika, że przyrost ilości ciepła, zawartej w mieszaninie, jest

$$dQ + \xi dQ' + Q' d\xi + \eta dQ'' + Q'' d\eta,$$

ale z drugiej strony, jeżeli, wskutek wydzielania się deszczu, masa mieszaniny zmienia się o dk , to przyrost ciepła wyraża się przez

przeto musi być $Q'' dk$,

$$dQ + \xi dQ' + \eta dQ'' + Q' d\xi + Q'' d\eta = Q'' dk. \quad (\text{III})$$

Ze względu na równanie I, kładąc jeszcze

$$Q' - Q'' = r \quad (\text{IV})$$

możemy napisać poprzednie równanie w kształcie

$$dQ + \xi dQ' + \eta dQ + r d\xi = 0 \quad (\text{III bis})$$

Jeżeli oznaczymy przez T temperaturę (absolutną) mieszaniny, przez p ciśnienie, przez J mechaniczny równoważnik ciepła, przez v objętość kilograma powietrza (suchego), przez v' objętość kilograma pary, przez c_v i c'_v ich ciepła właściwe przy stałej objętości, to będziemy mogli napisać

$$dQ = c_v dT + \frac{p}{J} \cdot dv, \quad dQ' = c'_v dT + \frac{p}{J} dv'.$$

Ponieważ rozszerzalność wody jest zupełnie nieznaczna, więc przyjmiemy poprostu

$$Q'' = c'' T, \quad dQ'' = c'' dT.$$

gdzie pod c'' będziemy rozumieć ciepło właściwe wody.

Po podstawieniu tych wartości na dQ , dQ' i dQ'' w równanie III bis i po uporządkowaniu otrzymamy zasadnicze równanie, któremu podlegają zmiany ciepła we wznoszącej się mieszaninie, mianowicie:

$$[c_v + \xi c'_v + (k - \xi) c''] dT + \frac{p}{J} (dv + \xi dv') + r d\xi = 0 \quad (\text{V})$$

Jeżeli woda wcale nie wypada z mieszaniny, to k jest stałe, jeżeli zaś wypada, to k zmniejsza się, a więc dk jest równe zeru, lub odjemne. Zazwyczaj k jest większe od ξ ($k > \xi$), ale jeżeli po skropleniu woda zaraz wypada, to mamy

$$\eta = 0, \quad \xi = k.$$

Weźmy najpierw pod uwagę najprostszy przydatek, gdy powietrze wcale nie kondensuje. Wtedy

$$\eta = 0, \quad \xi = k, \quad d\xi = dk = 0,$$

albowiem wszystka para wciąż pozostaje w mieszaninie. Równanie V przywodzi się do:

$$(c_v + kc'_v) dT + \frac{p}{J} (dv + kdv') = 0. \quad (\text{V bis})$$

Lecz wedle prawa Boyle'a i Mariotte'a mamy

$$pv = RT, \quad pv' = R\varepsilon T,$$

przyczem R i ε są to stałe. Stała ε oznacza stosunek między gęstością powietrza (suchego) i pary wodnej, mianowicie

$$\varepsilon = \frac{1}{0,623} = 1,6051 \dots$$

Następnie mamy związki

$$c_v + \frac{R}{J} = c_p, \quad c'_v + \frac{R\varepsilon}{J} = c'_p,$$

w których c_p i c'_p oznaczają ciepła właściwe powietrza suchego i pary przy stałym ciśnieniu. Przeto możemy napisać wzór V bis w kształcie:

$$(c_p + kc'_p) dT + \frac{1}{J} (v + kv') dp = 0. \quad (\text{V ter.})$$

W dalszym ciągu pominiemy małe wyrazy zawierające k , które mają mały wpływ na liczebne rezultaty, t. j. przeprowadzimy rachunek dla powietrza zupełnie suchego. Równanie poprzednie przybierze postać

$$c_p dT - \frac{vdp}{J} = 0. \quad (\text{VI})$$

Dotychczas rozważaliśmy tylko związki charakteryzujące stan wznoszącej się (czy spadającej) mieszaniny. Ale ta mieszanina jest otoczona przez atmosferę i ciśnienie wewnątrz niej wciąż wyrównuje się z ciśnieniem otaczającego powietrza. Przeto p oznacza zarówno ciśnienie wewnątrz mieszaniny, jak ciśnienie zewnętrzne. Możemy z tego skorzystać w następujący sposób. Pomimo prądów wstępujących i innych ruchów można z dostatecznym przybliżeniem uważać ciśnienie w otaczającej atmosferze jako funkcję wysokości nad poziomem morza i zastosować doń znany wzór hydrostatyczny

$$dp = -g\rho' dh,$$

w którym g oznacza siłę ciężkości, ρ' gęstość powietrza zewnętrznego, zaś dh przyrost wysokości nad poziomem morza. Gęstość powietrza

zewnątrznego jest z pewnością większa, niż gęstość wznoszącego się; wszak to ostatnie wznosi się właśnie dlatego, że jest mniej gęste niż tanto. Ponieważ jednak różnica $\rho' - \rho$ jest zazwyczaj mała, więc w pierwszym przybliżeniu przyjmujemy

$$\rho' = \rho,$$

podstawiający ostatnie wyrażenie na dp we wzór (VI), otrzymujemy

$$\frac{dT}{dh} = - \frac{g\rho''}{Jc_p} = - \frac{1}{Jc_p} \quad (\text{VIII})$$

Położyliśmy tu $g\rho v = 1$, albowiem wedle naszych założeń ρv jest to masa a $g\rho v$ ciężar jednego kilograma powietrza. Odpowiednio do tego należy wyrazić J w kilogramometrach, t. j. należy położyć

$$J = 426,8$$

Z drugiej strony wiadomo, że

$$c_p = 0,2372$$

Skoro podstawimy te wartości we wzór (VIII), to otrzymamy

$$\frac{dT}{dh} = - \frac{1}{101,237} = - 0^0,009878 \dots \text{ na 1 metr,}$$

czyli okragło $0^0,99\text{C}$ na 100 metrów, albo 1^0C co 101,24 metry. Stąd to pochodzi często powtarzana reguła, jakoby temperatura suchego powietrza adiabatyicznie ¹⁾ wznoszącego się zniżala się o $0^0,99$ co 100 metrów a temperatura spadającego wzrastała o $0^0,99$ co 100 metrów. Reguła ta nie jest ścisła, bō polega na nigdy nie spełnionem założeniu, że gęstość powietrza wznoszącego się, względnie spadającego, jest wciąż równa gęstości otoczenia. Tymczasem w rzeczywistości tylko ciśnienie powietrza wznoszącego się, względnie spadającego, jest równe ciśnieniu otaczającego. Tedy na mocy prawa Boyle'a-Mariotte'a

$$\rho' = \rho \frac{T}{T'}$$

Skoro do wzoru VII wstawimy tę wartość na ρ' , to postępując dalej tak samo, jak poprzednio, otrzymamy zamiast wzoru VIII wzór ²⁾

$$\frac{1}{T'} \cdot \frac{dT}{dh} = - \frac{1}{Jc_p} \cdot \frac{1}{T'} \quad (\text{VIII bis})$$

¹⁾ W stanie adiabatyicznym powietrze ani oddaje na zewnątrz, ani nie zyskuje ciepła od otoczenia.

²⁾ Oczywiście jest rzeczą, że wzór (VIII bis) jest całkowalny, gdy temperatura otoczenia T' jest dana jako funkcja h .

w którym T'' oznacza temperaturę powietrza otaczającego. Gdy powietrze wznosi się, to $p < p'$, $T > T'$ a zatem adyabatyczny spadek temperatury powietrza suchego jest większy niż $0^{\circ},99\text{ C}$ co 100 metrów; gdy zaś powietrze spada, to $p > p'$, $T < T'$, a więc adyabatyczny przyrost temperatury suchego powietrza jest wtedy mniejszy niż $0^{\circ},99\text{ C}$ co 100 metrów.

Powietrze jednak nigdy nie bywa zupełnie suche, zawsze zawiera pewną ilość pary, co zaś ma zawsze wpływ na spadek temperatury. Gdy chodzi o powietrze wilgotne (ale nie kondensujące), to zamiast wzoru (VI) za podstawę rachunku trzeba wziąć wzór (V ter.). O ile tylko k odpowiada rzeczywistym stosunkom, to postępując tak samo, jak przed chwilą, znajdziemy dla $\frac{dT}{dh}$ wartość mało różną od tej, która wynika ze wzoru VIII bis, ale liczbowo zawsze nieco mniejszą. Zatem, zależnie od tego, czy przeważa wpływ różnicy temperatury, czy wpływ wilgotności, adyabatyczny spadek temperatury we wznoszącym się wilgotnem (ale nie kondensującym) powietrzu może być większy, albo mniejszy od $0^{\circ},99\text{ C}$ co 100 metrów, zaś w spadającym jest zawsze mniejszy. Spadki większe od $0^{\circ},99\text{ C}$ co 100 metrów obserwowano już niejednokrotnie w czasie dni gorących, osobliwie w krajach równikowych, w pobliżu powierzchni gruntu. Świadczą one o silnych wstępujących prądach mocno ogrzanego powietrza.

Przejdźmy teraz do przypadku, gdy wznoszące się powietrze wydziela parę. Spadające powietrze wcale nie wydziela pary, chyba w zupełnie wyjątkowych przypadkach, których tu rozważać nie możemy. Do wznoszącego się powietrza należy stosować pierwotne równanie (V), które zresztą można przekształcić w podobny sposób jak równanie (V bis). Wykonawszy przekształcenie, otrzymamy:

$$[c_p + \xi c'_p + (k - \xi) c''] dT - \frac{1}{J} (v + \xi v') dp + r d\xi = 0. \quad (\text{IX})$$

W równaniu (IX) wyraz $r d\xi$ odgrywa ważną rolę, albowiem r , które oznacza nic innego, jak utajone ciepło parowania, jest liczbowo wielkie; wynosi ono około 600 kaloryi na kg. wody. Od tego przez kondensację oswobodzonego ciepła, wznoszące się powietrze, ogrzewa się, przeto zniżka temperatury, spowodowana przez rozszerzenie, zostaje częściowo skompensowana. Rzecz prosta, że im powietrze było pierwotnie wilgotniejsze i cieplejsze, tem kompensacja jest większa, niekiedy (por. następną tablicę) zniża spadek temperatury do 50% i 40% .

Możnaby wyrugować dp ze wzoru (IX) tą samą drogą, co poprzednio, ale rugowania tego dokonywać nie będziemy, bo nie mając miej-

sca na długie rachunki nie możemy pokazać, jak oblicza się „spadek temperatury“ $-\frac{dT}{dh}$; powiemy tylko, że dla granicznego przypadku, gdy $T = T'$, istnieją osobne tablice i diagramy H. Hertz'a i O. Neuhoff'a ¹⁾. Zdawałoby się, że te tablice, jako dotyczące granicznego przypadku mają też ograniczoną doniosłość. Zważmy jednak, że stosunek $T : T'$ jest zawsze bliski jedności, albowiem T i T' są to temperatury absolutne, więc nawet wtedy, gdy $T - T'$ wynosi kilka stopni C, to pomieniony stosunek różni się zaledwo o parę setnych od jedności. Zatem pomijając go zmniejszamy spadek temperatury co najwyżej o parę ‰. Zresztą nie ma racji stawiać zbyt wielkich wymagań co do ścisłości, skoro już przedtem pominęliśmy wszelką wymianę ciepła między wznoszącym się powietrzem a jego otoczeniem. Wprawdzie ta wymiana nie może spowodować szybkich i wielkich zmian temperatury, ale błąd pochodzący z pominięcia jej jest porównywalny z błędem pochodzącym z zaniedbania czynnika $T : T'$.

Podajemy tu krótką tabliczkę zapożyczoną u J. Hanna ²⁾, z której można zgruba interpolować spadek temperatury.

TABLICA I.

Spadek temperatury w stopniach C na 100 metrów we wznoszącym się powietrzu kondensującym.

Wysokość w metrach	Ciśnienie w mm.	Początkowa temperatura w stopniach C								
		— 10	— 5	0	+ 0	+ 5	+ 10	+ 20	+ 25	+ 30
20	760	0,76	0,69	0,63	0,65	0,60	0,54	0,45	0,41	0,38
680	700	0,74	0,68	0,62	0,64	0,59	0,53	0,44	0,40	0,37
1910	600	0,71	0,65	0,58	0,60	0,55	0,49	0,40	0,37	—
3360	500	0,68	0,62	0,55	0,57	0,52	0,46	0,38	—	—
5150	400	0,63	0,57	0,50	0,52	0,46	0,42	—	—	—
7430	300	0,57	0,51	0,44	0,46	0,42	—	—	—	—
10670	200	0,49	0,43	0,38	0,40	—	—	—	—	—

Różnice pomiędzy spadkiem przy -0°C a spadkiem przy $+0^{\circ}\text{C}$ pochodzą z ciepła topnienia, które wynosi około 80 kaloryi na kg. Z chwilą, gdy para poczyna kondensować wprost w lód (śnieg), ciepło

¹⁾ Veröffentlichungen des kg. preuss. meteorologischen Institutes. Abhandlungen, tom I.

²⁾ Lehrbuch der Meteorologie. Lipsk 1901, str. 211.

to dołącza się do ciepła parowania. Dlatego to po przekroczeniu izotermi 0°C spadki temperatury stają się nagle mniejsze. Potem w miarę zniżania się temperatury znowu wzrastają w sposób ciągły.

Nasze rozumowania opierają się na założeniu, że wilgotne powietrze wciąż wznosi się w górę nie tracąc na zewnątrz ciepła, ani go zyskując. Jednakże, skoro rozpocznie się kondensacja i pocznie padać deszcz, to, jak to było zresztą wyżej powiedziane, powietrze musi „eo ipso“ tracić pewne ilości ciepła, bo wydzielająca się woda zabiera ze sobą swoje ciepło. Zakładamy wszelako, że innych strat, ani zysków ciepła nie ma a stan ten w odróżnieniu od prawdziwego „adiabatyčnego“, w którym zarówno masa powietrza jak właściwy mu zapas ciepła są stałe, nazywamy „pseudoadiabatycznyn“. Wszystkie wzory H. Hertza, O. Neuhoffa i inne podobne odnoszą się do stanu „pseudoadiabatycznego“. Przypominamy jeszcze raz, że ani stan adiabatyczny, ani pseudoadiabatyczny nigdy nie bywają ściśle zrealizowane w przyrodzie, że są to stany graniczne, idealne. Jednakże doświadczenie poucza, że prawdziwe, realne procesy są częstokroć dość bliskie do owych granicznych, idealnych.

§ 14. Ciąg dalszy. Warunki kondensacji Dopóki wznoszące się powietrze nie jest nasycone parą, to temperatura jego spada mniej więcej wedle praw spadku adiabatycznego, czyli mniej więcej o $0^{\circ},99$ co 100 metrów. Skoro atoli temperatura jego zniży się do temperatury kondensacji odpowiadającej danemu nasyceniu, to nastaje wydzielanie się pary a spadek temperatury zmniejsza się. Wzory i diagramy Neuhoffa pozwalają obliczyć ciśnienie i wysokość nad poziomem morza, przy których rozpoczyna się kondensacja. Najczęściej wystarczy atoli *empiryczny* wzór Hennig'a (znany zresztą już przedtem W. Ferrel'owi).

$$H = 122,6 (t - \tau) \text{ metrów,} \quad (\text{X})$$

w którym H oznacza wysokość nad powierzchnią gruntu, t temperaturę na dole a τ odpowiednią temperaturę nasycenia, czyli tak zwany „punkt rosy“, który łatwo jest obliczyć z pomocą tablicy (I) poprzedniego rozdziału.

Za pomocą wzoru (X) i tablicy (I) obecnego rozdziału można, naturalnie z grubym przybliżeniem, rozwiązać niektóre zadania dotyczące wstępujących prądów, wydzielenia opadów i t. d. Oto przykład. Załóżmy, że wznosi się powietrze, w którym początkowa temperatura wynosiła 20°C , ciśnienie 740 mm. a wilgotność względna 60% . Ponieważ powietrze nie jest nasycone, więc z początku nie będzie kondensacji,

temperatura będzie spadać tylko mniej więcej o $0^{\circ},99\text{ C}$ co 100 metrów. Aby obliczyć wysokość, w której rozpocznie się kondensacya, wstawimy do wzoru (X) $t = 20^{\circ}$. Lecz oprócz t potrzebujemy także τ . Aby je obliczyć, weźmiemy tablicę (I) poprzedniego rozdziału, w której znajdziemy, że ciśnienie pary nasyconej przy 20° C wynosi 17,36 mm. rtęci. Ponieważ wilgotność względna wynosi 60% , więc rzeczywiste ciśnienie pary wynosi $17,36 \times 0,6 = 10,42$ mm. rtęci. Z tejże tablicy (I) poprzedniego rozdziału przez łatwą interpolację ¹⁾ znajdziemy, że 10.42 mm. byłoby ciśnieniem nasycenia przy prawie 12° C . Zatem $\tau = 12^{\circ}$, $t - \tau = 8^{\circ}$

$$H = 122,6 \times 8 = (\text{okrągło}) 980 \text{ metrów.}$$

Widzimy, że znajomość ciśnienia na dole wcale nie była potrzebną, gdybyśmy atoli zamiast wzoru X wzięli wzory Neuhoff'a, to znajomość ciśnienia na dole (740 mm.) byłaby potrzebną. Znaleźlibyśmy wtedy nieco większą wysokość poziomu kondensacyi, mianowicie około 1035 metrów ²⁾. Widzimy więc, że powietrze, które miało na dole temperaturę 20° C a wilgotność względną 60% , będzie wznosić się bez kondensacyi około 1 km., oziębi się więc mniej więcej o 10° C . Zatem kondensacya rozpocznie się przy 10° C , t. j. przy temperaturze niższej niż „punkt rosy“, który w danym przypadku znajduje się przy 12° C . Zresztą temperatura kondensacyi we wznoszącej się adiabatycznie masie powietrza wilgotnego bywa stale niższa, niż temperatura kondensacyi w tejże samej masie nieruchomej, t. j. niż tak zwany „punkt rosy“, albowiem gdy wznosi się mieszanina powietrza i pary, to ciśnienie ogólne p zmniejsza się i, dopóki nie ma kondensacyi, ciśnienia cząstkowe powietrza $p - e$ i pary e zmniejszają się w tym samym stosunku. Skoro zaś ciśnienie pary e zmniejsza się, to temperatura kondensacyi, która jest funkcją e wzrastającą i zmniejszającą się razem z e , — także zmniejsza się. Przeto im mniejszem jest ciśnienie, przy którym nastąpiła kondensacya, tem niższą od „punktu rosy“ jest temperatura kondensacyi. Moglibyśmy jeszcze przy pomocy wzoru barometrycznego obliczyć odpowiednie ciśnienie, znaleźlibyśmy około 650 mm.

Założmy, że wilgotne powietrze podnosi się dalej. Teraz, skoro weszło w stadyum kondensacyi, para rozpocznie wydzielać się, będą tworzyć się chmury, będzie padać deszcz, równocześnie zaś dzięki wydzielającemu się ciepłu parowania spadek temperatury zmniejszy się. Z ta-

¹⁾ Interpolujemy z uwzględnieniem drugich różnic; prościej jednak będzie zajrzeć do Jellinka „Psychrometertafeln“, np. do nowego VI-go wydania.

²⁾ Naturalnie jest to wysokość nad poziomem stacyi, nie nad poziomem morza

blicy (I) obecnego rozdziału widać, że początkowo spadek będzie wynosić około $0^{\circ},51\text{ C}$ co 100 metrów; później będzie się zwiększać w miarę tego, jak wysokość wzrasta a temperatura spada. W chwili, gdy temperatura przekroczy 0°C , kondensacja wejdzie w stadium śniegowe, zaś spadek temperatury zmniejszy się nagle, lecz potem będzie znowu wzrastać. W niektórych przypadkach zamiast śniegu tworzy się grad; bywa to zapewne wtedy, gdy silny prąd wstępujący porywa przechłodzone kropelki w górę, ale to jest domysł: za mało bowiem wiemy o tworzeniu się gradu, aby móc coś pewnego powiedzieć.

Zastanówmy się teraz nad warunkami, w których wznoszenie się wilgotnego powietrza może dać powód do obfitych opadów.

Oczywiście *pierwszym* jest obfitość pary, trzeba więc, żeby początkowa temperatura wznoszącego się powietrza była możliwie wysoką oraz żeby to powietrze było jak najwięcej nasycone parą. Im bliższe jest zupełnego nasycenia, tem niżej będzie leżeć poziom kondensacji. Jasnem jest, że ten pierwszy warunek może być najłatwiej spełniony w lecie, w ciepłym i wilgotnym klimacie. Dlatego to, średnio biorąc, deszcze letnie, osobliwie w gorących i wilgotnych krajach, są najobfitsze.

Podrugie trzeba, żeby wilgotne powietrze wzniosło się jak najwyżej, bo im dłuższą drogę pionową przebiegnie, tem więcej oziębi się, tem więcej wody z siebie wyda. To znowu wymaga, żeby wznoszące się powietrze było wciąż lżejsze niż otoczenie, skoro bowiem natrafi na warstwę powietrza choćby nieznacznie lżejszego, to zatrzyma się i rozplynie się na boki. Wiadomo, że przy tem samym ciśnieniu i temperaturze lżejszem jest powietrze wilgotniejsze, a przy tem samym ciśnieniu i wilgotności — powietrze cieplejsze. Jeżeli wznoszące się powietrze już kondensuje, to osiągnęło możliwie największą wilgotność i nie ma możliwości, żeby otaczające go powietrze posiadając tę samą, lub niższą temperaturę, okazało się wilgotniejszym. Natomiast łatwo może zdarzyć się, że wznoszące się powietrze natrafi na warstwę o temperaturze o tyle wyższej, że gęstość otoczenia będzie mniejsza od jego własnej gęstości. Na taką cieplejszą warstwę wznoszące się powietrze *może* natrafić już w troposferze, zaś *musi* natrafić w stratosferze, albowiem ta temperatura wzrasta z wysokością. Wnosimy stąd, że w najlepszym razie wznoszące się powietrze może dotrzeć do dolnych warstw stratosfery. Powietrze, które dotarło tak wysoko, wydzieliło już z siebie prawie wszystką parę, bo przy temperaturach tu panujących może zawierać zaledwie znikome ilości pary (por. § 4).

Potrzenie trzeba, żeby na miejsce wznoszącego się powietrza napływało wciąż nowe, także ciepłe i zawierające możliwie dużo pary oraz

żeby to nowonapływające powietrze wciąż natraliało na warunki pomyślne dla wznoszenia się w górę. Ten ostatni warunek wymaga, jak widzimy, żeby tak w dole, jak w górze wytworzyły się pewne prądy możliwie długo podtrzymujące ów stan pomyślny dla kondensacyi. Nie jest to tak łatwe do zrealizowania, bo gdy w pewnej okolicy ciepłe powietrze wciąż wznosi się w górę, to w końcu temperatura górnych warstw wzrośnie a to właśnie utrudni dalsze wznoszenie się ogrzanego powietrza z dołu.

Pomyślne dla kondensacyi warunki panują osobliwie na zwróconych ku oceanicznym wilgotnym wiatrom stokach gór. Wilgotne powietrze musi wznosić się w górę i wydzielać z siebie wodę. Klasycznym przykładem mogą służyć tak zwane Khassi Hills w Assomie w Indjach wschodnich, stoki których są wystawione na stały ciepły muson S. W., wiejący od indyjskiego oceanu i niosący wielkie zapasy wilgoci. Na stacyi Cherra Punjee spadło w 1861 r. 22900 mm. deszczu, z tego w Lipcu 9300 mm.; 14 Czerwca 1874 r. spadło tu w ciągu 24 godzin 1036 mm. deszczu, t. j. mniej więcej tyle, co w Zakopanem w ciągu roku. Wszakże położenie Khassi-Hills jest zupełnie wyjątkowe: wznoszą się one tylko na 1500 — 1800 metrów, ale nad bardzo niską, większą część roku pod wodą stojącą, równiną Silliet. Przeciągając nad nią muson S. W. nie traci nic ze swej wilgoci, może nawet jeszcze coś zyskuje.

Wogóle góry wszędzie odznaczają się większymi opadami atmosferycznymi niż sąsiednie równiny. Na mapach ombrometrycznych można od razu po ciemniejszym zabarwieniu rozpoznać góry i krawędzie wyżyn, zwrócone ku wiatrom.

§ 15. Föhn, wiatr halny. Bora. Jeżeli powietrze podnoszące się doznaje oziębienia, to odwrotnie powietrze spadające musi ogrzewać się. Skoro zaś ogrzewa się, to może pochłaniać parę. Jeżeli np. znajdują się w powietrzu kropelki wody, to będą parować, ale jeżeli kropek nie było, lub jeżeli już wyparowały, to, o ile nie otrzyma pary z zewnątrz, będzie koniecznie stawać się coraz to (względnie) suchszem. Dopóki są kropelki, część pracy siły ciężkości zużywa się na parowanie, zaś temperatura spadającego powietrza wzrasta pseudoadiabatyicznie, t. j. mniej niż o $0^{\circ},99\text{C}$ co 100 metrów. Gdy atoli kropelki wyparują, albo gdy ich wcale nie było, to, o ile pominiemy wpływ promieniowania i przewodnictwa, temperatura będzie wzrastać adiabatyicznie, t. j. mniej więcej o $0^{\circ},99\text{C}$ co każde 100 metrów.

Żałóźmy, że pewna masa wilgotnego powietrza wzniosła się od poziomu *A* do wyższego poziomu *B*, że wydzieliła z siebie parę, że

wszystku woda pochodząca z kondensacji spadła na ziemię, następnie założymy, że owo powietrze spada napowrót do poziomu *A*. Oczywiście temperatura, z którą powróci do poziomu *A* będzie wyższa niżli ta, z którą go opuściło, albowiem, wznosząc się i kondensując, oziębiało się wedle psendoadiabaty a spadając ogrzewa się wedle adiabaty. Wszak założyliśmy, że *wszystku* woda wydzieliła się, zatem praca siły ciężkości nie zużywała się na parowanie.

Założmy np. że początkowo w poziomie *A* powietrze miało temperaturę $+5^{\circ}\text{C}$, założymy, że poziom kondensacji *K* leży o 800 metrów ponad poziomem *A*, zaś poziom *B* o 1000 metrów ponad *K*. Wznosząc się od *A* do *K* powietrze oziębi się mniej więcej o 8°C . Zatem do poziomu *K* przyjdzie z temperaturą -3°C . Od poziomu *K* do poziomu *B* będzie oziębiać się mniej, niż o 1°C co 100 metrów, bo tu już ma mniej sice kondensacya. W naszym przypadku przyjęliśmy o tyle niską początkową temperaturę, że powietrze może zawierać tylko niewiele pary, wobec czego spadek temperatury będzie dosyć znaczny. Założymy, że średnio wynosi $0^{\circ},7\text{C}$ co 100 metrów i znajdziemy, że, wznosząc się od poziomu *K* do poziomu *B*, powietrze oziębi się o dalsze 7°C i przyjdzie do poziomu *B* z temperaturą -10°C . Spadając od *B* napowrót do poziomu *A*, t. j. spadając 1800 metrów, ogrzeje się o blisko 18°C , zatem powróci do poziomu *A* z temperaturą bliską do $+8^{\circ}\text{C}$, t. j. prawie o 3°C wyższą od tej, z którą go początkowo opuściło.

W przykładzie powyższym pominęliśmy promieniowanie i przewodnictwo. Mamy do tego pewne prawo, albowiem wpływ ich powinien modyfikować rezultat raz w tym, drugi raz w przeciwnym kierunku. Gdyby nawet wpływ promieniowania i przewodnictwa w przeważnej liczbie przypadków zmniejszał różnicę między końcową a początkową temperaturą rozpatrywanej masy powietrza, to zawsze coś z tego „dynamicznego“ ogrzania pozostać powinno. Zresztą doświadczenie poucza, że w rzeczywistości pozostaje zeń nie mało.

Inna kwestya, czy i w jakich warunkach opisany wyżej proces może zdarzać się w przyrodzie. Jasnem jest, że nad równinami jest on niemożliwy. Powietrze, które opuściło poziom *A* z temperaturą $+5^{\circ}\text{C}$, nie może doń wrócić z temperaturą $+8^{\circ}\text{C}$, bo przy tej ostatniej temperaturze jest lżejsze, niż przy pierwszej i zanim powróci do poziomu *A*, to już napewno natrafi na gęstsze od siebie warstwy i zatrzyma się. Ale jeżeli horyzontalny prąd powietrza napotyka na swej drodze góry, to strugi wiatru *muszą* wznieść się ponad przełęcze, aby znowt zniżyć się po drugiej stronie gór. Jeżeli poziom kondensacji leży poniżej przełęczy, to wyżej opisane „dynamiczne“ ogrzanie musi nastąpić.

W ten sposób powstają ciepłe a suche wiatry wiejące od gór w chłodnej porze roku, podczas gdy jednocześnie na podwietrznej stronie pada deszcz, lub śnieg. Takimi jest „föhn“ w Alpach, „wiatr halny“ w Tatrach, „shinook“ w górach Skalistych Ameryki Półn. i t. d. ¹⁾).

Jako spływające z gór, „föhn“, „wiatr halny“ i t. d. są wiatrami spadającymi (Fallwinde). Tak samo spadającym wiatrem jest „bora“, wiejącym w Tryeście na dalmatyńskim wybrzeżu i w Noworossyjsku nad morzem Czarnem, „mistral“ wiejący w Prowancyi (osobliwie gwałtowny w Avignon'ie) i t. d. Są to wiatry spadające z gór lub wyżyn na sąsiednie ciepłe nadmorskie wybrzeża. Podobnie jak „föhn“ i wiatr „halny“ są one suche, ale w przeciwieństwie do tamtych zimne ²⁾ t. j. zimniejsze niż powietrze, które wypierają z wybrzeża (bora dalmatyński i noworossyjski jest zimniejszy od „mistralu“ prowansalskiego. Na wyżynie: w Karscie, w Cevennachs gromadzi się w zimie zimne powietrze, podczas gdy obok na zwróconem ku południowi wybrzeżu jest ciepło. W ten sposób wytwarza się stan równowagi niestąlej, w którym różnica między temperaturą na górach i temperaturą na dole jest większa od adiabatycznej. Jezioro zimnego i stosunkowo do swego wyższego położenia nazbyt ciężkiego powietrza wisi nad ciepłym powietrzem wybrzeża. Mały impuls wystarcza, aby ta niestała równowaga została naruszona, poczem zimne powietrze wylewa się z gór na wybrzeże. Spływając ogrzewa się dynamicznie, ale ponieważ pierwotna różnica temperatury między górą a dołem była większa, niż różnica odpowiadająca spadkowi adiabatycznemu, więc powietrze górne przychodzi na wybrzeże z temperaturą niższą, aniżeli ta, która panowała przed wiatrem i mieszkańcy wybrzeża odczuwają wiatr zimny. Np. przed borą temperatura na wybrzeżu wynosiła $+8^{\circ}\text{C}$ a na wyżynie -5°C . zaś różnica wysokości między wyżyną a wybrzeżem wynosi 600 metrów. Spadając powietrze górne ogrzewa się co najwyżej o 6°C , a więc przychodzi na wybrzeże z temperaturą co najwyżej $+1^{\circ}\text{C}$, zatem co najmniej o 7°C niższą od tej, która panowała przed wiatrem.

¹⁾ Mówimy tu tylko o przyczynie stosunkowo wysokiej temperatury, którą odznaczają się te górskie wiatry, nie wdając się wcale w rozbiór meteorologicznej sytnacyi, która do nich daje impuls.

²⁾ Właściwie w Prowancyi „mistralem“ nazywają każdy *suchy* wiatr ciepły, czy zimny, wiejący od Cevennów, t. j. z NW. Ciepły a suchy wiatr od gór należy oczywiście do tej samej kategorii, co „föhn“ lub „wiatr halny“ i tłumaczy się tak samo jak tamte. My tu zarezerwujemy nazwę „mistral“ tylko dla wiatrów jednocześnie suchych i zimnych.

Że wiatr, który dynamicznie ogrzał się o $+6^{\circ}\text{C}$ i znikąd nie otrzymał pary, będzie suchym, tego osobno tłumaczyć nie potrzeba.

Oczywistą jest rzeczą, że „bora“ i „mistral“ mogą tworzyć się tylko w pewnych specjalnych orograficznych i klimatycznych warunkach, trzeba mianowicie, żeby wybrzeże było w zimie ciepłe i sąsiednia wyżyna, czy góry otwarte dla dostępu zimnego powietrza, trzeba następnie, żeby na tych górach, czy wyżynach znajdowały się jakieś kotłowiny, w których zimne powietrze mogłoby się gromadzić. Gdyby np. nad wybrzeżem wznosiły się same stożkowate lub piramidalne góry, to takie gromadzenie się zimnego powietrza byłoby niemożliwe.

§ 16. Prądy pionowe kompensacyjne. Powiedzieliśmy wyżej, że trzeba specjalnego zbiegu okoliczności, aby jedna i ta sama masa powietrza wprzód wzniosła się w górę, a następnie straciwszy tylko to ciepło, które ewentualnie wydzieliło się z deszczem, znów spadła na ziemię. Natomiast wciąż zdarza się, że pewna masa ciepłego powietrza wzniosłszy się w górę, rozplywa się tam, a potem uczestniczy w przemianach, którym podlega jej nowe otoczenie.

Zastanówmy się jeszcze nad ruchami otoczenia wznoszących się, względnie spadających mas powietrza. Każdemu prądowi wstępującemu z musu towarzyszy jednocześnie i równoważny mu prąd zstępujący, odwrotnie zstępującemu prądowi musi towarzyszyć prąd wstępujący, inaczej bowiem powstawałyby próżnie.

Wstępujące i zstępujące prądy tworzą mniej lub więcej skomplikowane zainkniecie cyrkulacje, do których należą też łączące horyzontalne prądy. Obserwacja wskazuje, że prądy zstępujące mają częstokroć dużo szersze przekroje niż prądy wstępujące, ale za to drogi, które przebiegają, są krótsze. Schematycznie rzecz ta da się przedstawić w następujący sposób.

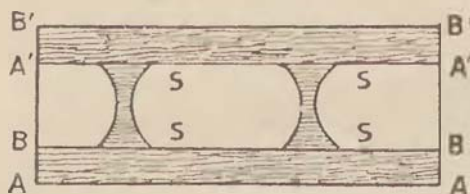


Fig. 1.

Stosunkowo cienka warstwa ciepłego powietrza AB wznosi się wązkimi pionowymi prądami SS' , czyli tak zwanymi „kominami“ (Schlote) i rozplywa się w górze na pewnej wysokości w nową warstwę $A'B'$, podczas gdy

otaczające zimniejsze powietrze, które poprzednio zalegało warstwą BB' zniża się „en masse“ i układa się warstwą AA' . Oczywiście powietrze należące do wstępujących prądów przebiegło dłuższe drogi, bo oddzielne cząsteczki musiały wnieść się conajmniej o wysokość BA' ; tym-

czasem powietrze spadające przebiegło drogi krótsze, co najwyżej równe odległości $A'B'$. Odpowiednio do tego mała masa powietrza wznoszącego się doznała znacznego dynamicznego oziębienia, zaś wielka masa powietrza spadającego doznała nieznacznego dynamicznego ogrzania. Naturalnie w przyrodzie zarówno warstwy AB i $A'B'$, jak kominy SS nie są tak regularne, jak na schematycznym rysunku, a przytem są co do kształtu i pozycyi zmienne. Jednakże „kominy“ powstają zazwyczaj nad wzniesieniami, przedewszystkiem zaś (i to w ogromnych rozmiarach) nad górami. Dlatego to góry tak często bywają spowite w chmury, dlatego to w ciepłe dnie, nawet przy najpiękniejszej pogodzie tworzą się nad niemi „cumulus’y“.

ROZDZIAŁ III.

Statyka atmosfery. Wzór barometryczny.

§ 17. Warunki równowagi względem ruchów pionowych. Atmosfera ziemską mogłaby pozostawać w zupełnym, absolutnym spokoju tylko w takim razie, gdyby temperatura jej była wszędzie jednako-
wa i stała, bo nad ciałem spłaszczonym, obracającym się, absolutna równowaga bez izotermii jest niemożliwą. Ani troposfera, ani nawet stratosfera izotermiczną nie jest: przeto o absolutnym spokoju mowy być nie może. Co więcej nierównomierne ogrzewanie przez słońce wciąż wytwarza rozmaite prądy (wiatry). Właściwie atmosfera jest w nienstan-
nym ruchu. Mogłoby się zatem zdawać, że statyka nie ma zastosowania do atmosfery. Atoli takie mniemanie byłoby błędne, albowiem z powodu przemożnego wpływu siły ciężkości warunki równowagi muszą być do pewnego stopnia spełnione nawet wśród ruchu. Tak np. powietrze cięższe, gęstsze nie może płynąć ponad lżejszem, mniej gęstem; powierzchnie oddzielające warstwy o różnej gęstości nawet wśród ruchu są mało nachylone, mało różne od horyzontalnych i t. d. Następnie wciąż lokalnie i czasowo zdarzają się tak zwane „ciske“, t. j. stany ruchu tak słabego, że przynajmniej w pewnych ograniczonych przestrzeniach można stosować prawa statyki z dostatecznem przybliżeniem. Wreszcie prawa statyki mogą być stosowane do miejscowych średnich rocznych, miesięcznych i t. d. ciśnień, gęstości i t. d., w których wpływy różnych zmiennych ruchów po większej części wzajemnie neutralizują się.

Wszystkim wiadomo, że ciecz gęstsza nie może spoczywać na cieczy mniej gęstej, jest to bowiem stan równowagi niestabilnej. Skrajnym ale jeszcze możliwym stanem równowagi jest ten, gdy wszystkie warstwy cieczy mają jednakową gęstość (nazywamy ten stan równowagi obojętnym). Zastosujmy to do atmosfery. Weźmy kolumnę powietrza i założ-

my, że znajduje się w zupełnym spokoju, przyczem gęstość jego jest wszędzie jednakowa. Zaraz zobaczymy, że w takiej kolumnie powietrza spadek temperatury z wysokością musiałby wynosić $3^{\circ},4\text{C}$ co każde 100 metrów wzniesienia.

Powietrze, jak każdy inny gaz, podlega prawu Boyle'a i Mariotte'a, wedle którego

$$pv = RT,$$

gdzie przez p oznaczymy ciśnienie, przez v objętość jednostki wagi gazu, przez T absolutną temperaturę, przez R pewną stałą. W meteorologii pospolicie przyjmujemy ciężar kg. powietrza za jednostkę, więc jeżeli ρ oznacza gęstość i g siłę ciężkości, to

$$g\rho v = 1.$$

Rugując v z równania Boyle'a-Mariotte'a i z tego ostatniego, otrzymamy równanie:

$$\frac{p}{\rho} = gRT.$$

Stąd przy założeniu, że gęstość ρ jest stała, wynika

$$dp = g\rho R \cdot dT.$$

W dalszem rozumowaniu można pominąć krzywiznę poziomów, można traktować gęstość, ciśnienie, temperaturę jako funkcje jednej tylko zmiennej, mianowicie wysokości nad poziomem morza, ponieważ wystarczy rozpoznać warunki równowagi w oddzielnej kolumnie powietrza. Możemy tedy napisać znane równie hydrostatyczne

$$dp = -\rho g dh.$$

Z tego ostatniego równania i z poprzedniego wynika, że przy stałej gęstości

$$\frac{dT}{dh} = -\frac{1}{R} \quad (I)$$

Wartość liczbowa stałej R jest 29,3, jeżeli za jednostkę długości przyjmujemy metr, a za jednostkę temperatury stopień C. Skoro podstawimy tę wartość, to otrzymamy:

$$\frac{dT}{dh} = -0^{\circ},034 \text{ na jeden metr,}$$

czyli $3^{\circ},4\text{C}$ na 100 metrów.

W naturze nigdy nie obserwujemy tak wielkiego spadku. Zdarzają się jeno spadki niewiele większe od $0^{\circ},99$ na 100 metrów i to tylko (por. § 13) wśród prądów wstępujących nie wydzielających pary. Skąd to pochodzi? Stąd, że powietrze nie jest cieczą t. j. ciałem, którego rozsze-

rzalność można pominąć, lecz gazem, t. j. ciałem o bardzo znacznej rozszerzalności, ciałem, którego gęstość zależy od temperatury i ciśnienia i zmienia się przy każdym przesunięciu w górę, lub w dół. Z tego powodu warunki równowagi w powietrzu są odmienne od warunków równowagi w cieczy.

W suchem powietrzu równowaga wobec ruchów pionowych jest przy spadku większym od adiabatycznego niestała, przy mniejszym stała a przy równym adiabatycznemu obojętna. Wyobraźmy sobie kolumnę *suchego* powietrza, w której spadek jest wszędzie adiabatyczny, t. j. wynosi $0^{\circ},9878 \dots C$ na 100 metrów. Następnie wyobraźmy sobie, że pewną dowolnie obraną masę powietrza, np. znajdującą się w pewnym dowolnym punkcie A , nagle przesunęliśmy o dowolnie małą odległość w górę, względnie w dół, temperatura jej w pierwszym razie zniży się, w drugim razie wzrośnie. Do obliczenia zmiany temperatury możemy użyć wzoru (VIII bis) z § 13, który napiszemy w postaci

$$\frac{dT}{T} = -\beta \frac{dh}{T}, \quad (I)$$

gdzie, dla krótkości, położyliśmy

$$\frac{1}{Jc_p} = \beta.$$

Ponieważ w otaczającym powietrzu spadek temperatury jest adiabatyczny, więc

$$T' = T_0 - \beta h,$$

gdzie T_0 oznacza temperaturę w A , zaś h wysokość po nad tym punktem. Po podstawieniu tej wartości we wzór (I) i scałkowaniu z uwzględnieniem warunku, że temperatura przesuniętej masy powietrza w chwili, gdy znajdowała się w punkcie A , była także T_0 , otrzymamy

$$\frac{T}{T_0} = \frac{T_0 - \beta h}{T_0},$$

stąd poprostu

$$T = T'.$$

Zatem po przesunięciu temperatura przesuniętej masy powietrza jest znowu równa temperaturze otoczenia. Ponieważ ciśnienie w przesuniętej masie musi być równe ciśnieniu otoczenia, więc gęstości muszą być też równe i przesunięta masa nie dąży ani w górę, ani w dół, lecz pozostaje w spokoju. To jest cecha równowagi obojętnej.

Wyobraźmy sobie następnie kolumnę suchego powietrza, w której spadek temperatury jest wszędzie większy od adiabatycznego i znowu

załóżmy, żeśmy nagle przesunęli dowolnie obraną masę powietrza o dowolnie małą odległość pionową. Zmiana temperatury będzie adiabatyczną, bo, wedle założenia, przesunięcie było nagłe, więc na wymianę ciepła nie było czasu. Założmy, że przesunięcie było o tyle małe, że na odnośnej przestrzeni można uważać prawo temperatury w otaczającej atmosferze za liniowe i połączmy

$$T' = T_0 - Bh$$

gdzie $B > \beta$. Skoro to podstawimy we wzór (I) i scałkujemy uwzględniając tę okoliczność, że temperatura powietrza w A jest T_0 , a zatem pierwotna temperatura przesuniętej masy powietrza była też T_0 , to otrzymamy

$$\frac{T'}{T_0} = \left(\frac{T'}{T_0} \right)^{\beta}_R$$

Ponieważ $B > \beta$, więc powyższe równanie wymaga, żeby ponad punktem A , gdzie $h > 0$, $T < T_0$ i $T' < T_0$ było jednocześnie $T > T'$, zaś pod punktem A , gdzie $h < 0$, $T > T_0$ i $T' > T_0$ było jednocześnie $T < T'$. Zatem temperatura masy przesuniętej w górę okaże się wyższą od temperatury otoczenia a temperatura masy przesuniętej w dół okaże się niższą od temperatury otoczenia. Ponieważ zaś przy tem samym ciśnieniu gęstość jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury absolutnej, więc przesunięta w górę masa okaże się lżejszą od otoczenia i podąży dalej w górę, zaś przesunięta w dół masa okaże się cięższą od otoczenia i będzie dalej spadać. Są to cechy równowagi niestalej.

Wyobraźmy sobie wreszcie kolumnę suchego powietrza, w której spadek temperatury jest wszędzie mniejszy od adiabatycznego i założmy, żeśmy wykonali podobne jak poprzednio przesunięcia. Rozumując tak samo, jak poprzednio, tylko naturalnie kładąc $B < \beta$, znajdziemy, że masa posunięta w górę okaże się cięższą od otoczenia i musi napowrót spaść, zaś masa przesunięta w dół okaże się lżejszą od otoczenia i musi wznieść się napowrót w górę, t. j. znajdziemy cechy równowagi stałej.

W powyższem rozumowaniu założyliśmy, że powietrze jest zupełnie suche. Zrobiliśmy to założenie dla prostoty, aby uniknąć pewnych omówień i zastrzeżeń. W rzeczywistości zaś można je stosować także do powietrza wilgotnego, byleby nienasyconego. Jeżeli nasycenie jest niezupełne, to można zawsze pomyśleć sobie przesunięcie w górę o tyle małe, że do kondensacyi nie dojdzie. Należy atoli pamiętać o tem, że sam spadek adiabatyczny jest zależny od wilgotności powietrza, mia-

nowicie, że wzór V ter. i VII § 13-tego po uwzględnieniu wzoru (VIII) wynika

$$\frac{dT}{dh} = -\beta \frac{\left(1 + k \frac{v'}{v}\right)}{1 + k \frac{c'_p}{c_p}} \quad (\text{II})$$

Liczbowa wartość tego spadku jest zawsze bliska do wartości adiabatyicznego spadku dla suchego powietrza.

Możemy tedy powiedzieć, że jeżeli spadek temperatury jest mniejszy niż 0°,99 C na 100 metrów, przyczem różnica między spadkiem rzeczywistym a 0°,99 C na 100 metrów nie jest zbyt małą, to powietrze znajduje się w stanie równowagi stałej. Jeżeli spadek temperatury jest większy niż 0°,99 C na 100 metrów i różnica między rzeczywistym spadkiem i 0°,99 C nie jest zbyt małą, to powietrze znajduje się w stanie równowagi niestałej. Jeżeli wreszcie rzeczywisty spadek jest bardzo bliski do 0°,99 C, to tylko bliższe badanie na podstawie wzoru (II) może rozstrzygnąć o charakterze równowagi.

Porównajmy tę teorię z rzeczywistym *średnim* rozkładem temperatury w atmosferze. W stratosferze temperatura wzrasta razem z wysokością a w troposferze zniża się o 0°,5 do 0°,7 C co 100 metrów. W krajach podbiegunowych *średni* spadek temperatury w najniższej z powierzchni ziemi sąsiadującej warstwie aż do wysokości kilkuset metrów jest odjemny, podobnie jak w stratosferze. Zatem jeżeli weźmiemy pod uwagę oddzielne kolumny powietrza, to okaże się, że znajdują się one w stanie czyniącym zadość warunkom równowagi stałej względem ruchów pionowych. Na te *średnie* stany składają się chwilowe stany w ogromnej większości przypadków również czyniąc zadość warunkom równowagi stałej. Spadki większe od adiabatyicznego przytrafiają się we wstępujących nie kondensujących prądach oraz w niektórych krótkotrwałych układach.

Wznoszenie się powietrza, wydzielającego parę wśród atmosfery czyniącej zadość warunkom równowagi stałej, zupełnie nie przeczy powyższej teorii, albowiem to powietrze wznosi się na kształt utajonego ciepła parowania oswobodzonego przez kondensację. Gdybyśmy wzięli z niekondensującego otoczenia pewną masę powietrza i przesunęli ją nagle o dowolnie małą odległość w górę lub w dół, to podążyłaby z powrotem do swej pierwotnej pozycji. Wydzielające parę powietrze wznosi się dlatego, że, dzięki ogrzewaniu przez oswobodzone ciepło parowania, jego temperatura spada nie wedle adiabaty, lecz wedle pewnej pseudoadiabaty. Miarodajna pseudoadiabata jest w każdym oddzielnym przypadku

inna stosownie do pierwotnej temperatury i wilgotności kondensującego powietrza; ale wspólną cechą wszystkich pseudoadiabat jest spadek temperatury mniejszy (niekiedy o połowę mniejszy) od adiabatycznego. Dopóki spadek właściwy miarodajnej pseudoadiabadie jest mniejszy od spadku temperatury otoczenia, to przewyżka temperatury kondensującego powietrza nad temperaturą otoczenia nie tylko nie zmniejsza się, ale nawet wzrasta. Wskutek tego deficyt gęstości w porównaniu z otoczeniem zwiększa się i ruch wstępujący staje się prędszym. Zwalnia on dopiero wtedy, gdy spadek temperatury właściwy miarodajnej adiabacie stanie się mniejszy od spadku w otoczeniu. Gdy wreszcie pseudoadiadata przetnie się z krzywą temperatury otoczenia, to nastąpi zrównanie się temperatur. Zrównanie się gęstości kondensującego powietrza z gęstością otaczającego zwykle następuje nieco później ze względu na większą wilgotność pierwszego, ale w każdym razie, następuje wprzódce po zrównaniu się temperatur. Wtedy też ustaje ruch wstępujący i powietrze dotąd wznoszące się rozplywa się na boki.

Oczywista, że w całym tem ostatniem rozumowaniu pominęliśmy różne drugorzędne wpływy, np. wpływ przewodnictwa i promieniowania na temperaturę, wpływ bezwładności na ruch i t. d.

Na tem miejscu wypada wspomnieć też o „inwersjach“. Podczas gdy *średnia* roczna temperatura powietrza nad Europą środkową w całej troposferze zniża się w miarę tego, jak wysokość wzrasta, to *chwilowe* temperatury częstokroć wzrastają w oddzielnych warstwach. Zamiast spadku mamy w pewnej warstwie przyrost temperatury, a więc odjemny. „odwrócony“ spadek. Stąd poszła nazwa „inwersyi“. Przyrost temperatury z wysokością tak charakterystyczny dla stratosfery jest także „inwersyą“ w ogromnych rozmiarach.

Dzięki inwersyom krzywe przedstawiające chwilową temperaturę troposfery mają częstokroć wygląd zygzakowaty. Jasną jest rzeczą, że warstwa nad inwersyą (górną) ma wszędzie temperaturę wyższą aniżeli tą, którą posiadałaby, gdyby nie było inwersyi,

gdyby jej krzywa temperatury była przedłużeniem krzywej temperatury dolnej warstwy. Inwersye tworzą się na granicy między dwoma prądami powietrza, jeżeli górny prąd jest stosunkowo cieplejszy od dolnego. Inwersye mogą też tworzyć się innymi sposobami, np. w spadających pionowych prądach wśród warunków, które wskazał M. Margules¹⁾.

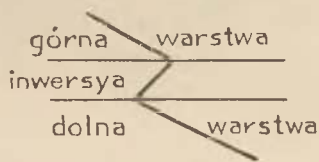


Fig. 2.

¹⁾ Meteorologische Zeitschrift, 1906, str. 241–244.

Jako czyniące zadość warunkom stałej równowagi inwersyc bywają długotrwałe. Prądy pionowe wstępujące nie mogą tworzyć się w inwersjach; co więcej, nawet ciepłe, wznoszące się z dołu powietrze popolicie nie może przedrzeć się przez warstwę inwersyjną i rozplywa się pod nią. Jeżeli to powietrze wydziela parę, to dolna granica warstwy inwersyjnej staje się zarazem górną granicą chmur.

Inwersye zanikają przez powolniejsze od konwekcyi ¹⁾ procesy, jako to: promieniowanie, przewodnictwo i dyfuzję.

§ 18. Wzór barometryczny. Ciśnienie, gęstość i temperatura powietrza, znajdującego się w ruchu, popolicie tak mało różnią się od odpowiednich wartości w stanie spokoju, że na podstawie wzorów statycznych można z ciśnienia obliczyć wzniesienie danego punktu nad poziomem morza ²⁾.

Służy do tego kilkakrotnie już cytowany wzór hydrostatyczny

$$dp = - g\rho dh, \quad (\text{III})$$

który jednak stanie się przydatnym do praktycznego użytku dopiero po odpowiednim przerobieniu i scałkowaniu.

Ciśnienie p powietrza wilgotnego składa się z ciśnienia $p - e$ powietrza suchego i ciśnienia e pary. Z drugiej strony gęstość ρ jest to masa jednostki objętości, zatem

$$\rho = m_1 + m_2,$$

gdzie m_1 oznacza masę suchego powietrza, zaś m_2 masę pary, obie w jednostce objętości. Oznaczmy teraz przez ρ' gęstość powietrza suchego przy ciśnieniu p . Ponieważ ciśnienie suchego powietrza jest tylko $p - e$, więc masa jego w jednostce objętości będzie

$$m_1 = \frac{p - e}{p} \rho'.$$

Z drugiej strony masa pary w jednostce objętości przy ciśnieniu p byłaby $\epsilon\rho'$, bo gęstość pary jest w stosunku $\epsilon = 0,623$ od gęstości po-

¹⁾ Pod nazwą konwekcyi rozumiemy przenoszenie się ciepła spowodowane przez przenoszenie się ciał ciepłych. Gdy np. deszcz padający z chmur unosi ze sobą pewien zapas ciepła, to jest właśnie konwekcyą. Tak samo konwekcyą jest przenoszenie ciepła przez prądy powietrzne pionowe, czy horyzontalne.

²⁾ Co do ściśłości, którą można osiągnąć przy pomiarach barometrycznych, zdania są podzielone; to jednak pewnem jest, że o ściśłości, którą osiągamy przez niwelację, nawet marzyć nie można.

wietrza mniejsza. Lecz w rzeczywistości ciśnienie pary wynosi tylko e mm., zatem masa jej w jednostce objętości jest

$$m_2 = \frac{e}{p} \varepsilon \rho'$$

Tedy ostatecznie

$$\rho = m_1 + m_2 = \frac{p}{p} \frac{e}{p} \rho' + \frac{e}{p} \varepsilon \rho' = \left(1 - 0,377 \frac{e}{p}\right) \rho' \quad (\text{IV})$$

Teraz trzeba jeszcze uwidocznic zależność ρ' od temperatury. W tym celu weźmiemy równanie Boyle'a-Mariotte'a pod postacią

$$\frac{p}{\rho'} = \frac{p_0}{\rho_0} (1 + \alpha t) \quad (\text{V})$$

przyczem p_0 i ρ_0 oznaczają ciśnienie i gęstość powietrza suchego w poziomie morza przy temperaturze 0°C , zaś $\alpha = \frac{1}{273}$.

Podstawiając ρ ze wzoru (IV) a ρ' ze wzoru (V), sprowadzimy wzór (III) do kształtu:

$$dp = - \frac{p}{p_0} \cdot \frac{p_0}{\rho_0} \frac{1 - 0,377 \frac{e}{p}}{1 + \alpha t} \cdot g dh \quad (\text{III bis})$$

Następnie należy uwzględnić zależność siły ciężkości od wzniesienia nad poziomem morza i od szerokości geograficznej. Wystarczy przyjąć, że

$$g : g_0 = R^2 : (R + h)^2$$

gdzie g_0 oznacza siłę ciężkości na poziomie morza a R średni promień ziemski. Co więcej można pominąć kwadrat stosunku $\frac{h}{R}$ i napisać

$$g = g_0 \left(1 - \frac{2h}{R}\right).$$

Ale g_0 zależy od szerokości geograficznej, mianowicie przyjmując siłę ciężkości na poziomie morza pod 45° szer. geogr. za normalną i oznaczając ją przez g_N , można napisać

$$g_0 = g_N (1 - 0,00265 \cos 2\varphi),$$

gdzie φ oznacza szerokość geograficzną. Stąd ostatecznie

$$g = g_N (1 - 0,00265 \cos 2\varphi) \left(1 - \frac{2h}{R}\right). \quad (\text{VI})$$

Podstawiawszy g ze wzoru (VI) we wzór (III bis), napiszemy ten ostatni w postaci:

$$\left(1 - \frac{2h}{R}\right) dh = - \frac{p_0}{g_N \cdot \rho_0 (1 - 0,00265 \cos 2\varphi)} \cdot \frac{1 + \alpha t}{1 - 0,377 \frac{e}{p}} \cdot \frac{dp}{p} \quad (\text{VII})$$

Podczas gdy całkowanie lewej strony tego równania jest bardzo łatwe, całkowanie prawej w postaci ogólnej jest niemożliwe. Trzeba tedy uciec się do metod przybliżonych, przyczem można skorzystać z tego, że αt a przede wszystkim $0,377 \frac{e}{p}$ zmieniają się w niezbyt szerokich granicach oraz z tego, że liczbowe ich wartości są zazwyczaj znane z obserwacji co najmniej w obu granicach całkowania, nawet niekiedy w niektórych pośrednich punktach. Załóżmy np., że t i $\frac{e}{p}$ są znane nie tylko w końcowych punktach A i Z , ale także w pośrednich B , C i t. d. Jeżeli wysokość B nad A , wysokość C nad B i t. d. są niewielkie, jeżeli np. wynoszą nie więcej, jak po paręset metrów, to można bez ujemy dla dokładności podstawić zamiast t i $\frac{e}{p}$ średnie ich wartości w danym odstępnie. W ten sposób zmienny czynnik

$$\frac{1 + \alpha t}{1 - 0,377 \frac{e}{p}}$$

stanie się stałym, przez co całkowanie prawej strony równania (VII) stanie się możliwym. Zanim atoli przystąpimy do całkowania, wprzód wprowadzimy do równania VII pewną nową stałą. Powróćmy do równania (III) i założmy, że $g = g_N$, zaś $\rho = \rho_0$, t. j. założmy, że atmosfera jest jednorodną. Oczywiście jednorodna atmosfera musi mieć skończoną wysokość, powiedzmy H ¹⁾, a z drugiej strony oczywistą jest rzeczą, że na wysokości H musi być $p = 0$, podczas gdy w poziomie morza, t. j. dla $h = 0$ musi być $p = p_0$. Całkujmy teraz równanie (III) od $p = p_0$ do $p = 0$ i od $h = 0$ do $h = H$, a otrzymamy

$$p_0 = g_N \cdot \rho_0 \cdot H.$$

Podstawiając tę wartość na p_0 w równanie (VII) i oznaczyszmy znacznikiem m średnie wartości w danym odstępnie, napiszemy:

$$\left(1 - \frac{2h}{R}\right) dh = - \frac{H}{1 - 0,00265 \cos 2\varphi} \cdot \frac{1 + \alpha t_m}{1 - 0,377 \left(\frac{e}{p}\right)_m} \cdot \frac{dp}{p} \quad (\text{VII bis})$$

¹⁾ $H = 7991$ metrów

poczem wykonawszy całkowanie otrzymamy: (VIII)

$$h_2 - h_1 = \frac{(h_2^2 - h_1^2)}{R} = \frac{H}{1 - 0,00265 \cos 2\varphi} \cdot \frac{1 + \alpha t_m}{1 - 0,377 \left(\frac{e}{p}\right)_m} \cdot \log \left(\frac{p_1}{p_2}\right).$$

Po prawej stronie stoi logarytm naturalny. Ponieważ tablice podają zwykle logarytmy Briggs'a, więc trzeba jeszcze podzielić prawą stronę równania przez moduł logarytmów naturalnych, który oznaczmy przez M . Kładąc $H = 7991$ metrów, znajdziemy

$$\frac{H}{M} = 18400 \text{ metrów.}$$

Z drugiej strony należy zauważyć, że choć równanie (VIII) jest właściwie równaniem kwadratowym, jednakże ze względu na to, że wyraz $\frac{1}{R} (h_2^2 - h_1^2)$ jest zawsze bardzo mały, można w pierwszym przybliżeniu traktować je jako linjowe, t. j. można z początku pominąć wyraz kwadratowy a dopiero w drugim przybliżeniu dodać go do prawej strony jako poprawkę. Zresztą można go zupełnie opuścić, ilekroć wartość jego jest mniejsza od prawdopodobnego błędu rezultatu. Bądź co bądź napiszemy ostatecznie „wzór barometryczny“ w postaci:

$$h_2 - h_1 = \frac{18400}{1 - 0,00265 \cos 2\varphi} \cdot \frac{1 + \alpha t_m}{1 - 0,377 \left(\frac{e}{p}\right)_m} \cdot \log \left(\frac{p_1}{p_2}\right) + \frac{h_2^2 - h_1^2}{R}. \quad (\text{VIII bis})$$

Wynik rachunku otrzymamy w metrach.

Ponieważ w równaniu zachodzą tylko stosunki ciśnień więc wszystko jedno, w jakich jednostkach je wyrazimy.

W praktyce rzadko zdarza się stosować wzór barometryczny, ponieważ istnieją rozmaite tablice na nim oparte, ogromnie ułatwiające rachunki. Krótkie tablice (№ 35) znajdują się w dziełku ś. p. prof. A. W. Witkowskiego o pod tytułem „Tablice matematyczno-fizyczne“ (Warszawa 1904), lecz dogodniejszymi do użytku są obszerne tablice: W. Jordana — Barometrische Höhentafeln für Tiefland und für grosse Höhen, Hannover 1896; A. Angot'a — Sur la formule barométrique. Annales du Bureau Central Météorologique 1896 B. Mémoires, str. 159 — 196, Paris 1898, wydane po raz drugi przez de Quervain'a w „Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre“, tom I. Strassburg 1904 — 1905.

Wyprowadzenie wzoru barometrycznego polega *popierwsze* na milczącym założeniu, że ciśnienie powietrza i pary oraz temperatura zostały zmierzone jednocześnie na obu stacyach. Zatem bez względu na to, czy za

podstawę rachunku bierzemy średnie z wielu obserwacji, czy też obserwacje jednorazowe powinny to być obserwacje jednoczesne, a to znowu wymaga albo dwóch obserwatorów, albo żeby jedna ze stacji posiadała przyrządy samopiszące. Jeżeli oprócz stacji końcowych mamy także pośrednie, to trzeba mieć więcej obserwatorów, względnie więcej stacji z przyrządami samopiszącymi.

Podrugie, wzór barometryczny wyprowadzony jest tak, jak gdyby zarówno wyższa jako też i pośrednie stacje, leżały wprost nad dolną; tymczasem w górach stacje leżą zawsze na różnych pionach. Na szczęście różnice ciśnień w horyzontalnym kierunku na odległościach wynoszących po kilka, lub kilkanaście kilometrów są nieznaczne a w dodatku mogą być wyeliminowane. Przy wyznaczeniu ze średnich z wielu obserwacji można je wyeliminować za pomocą map średniego ciśnienia i innych danych analogicznych, a przy wyznaczeniu z jednorazowych obserwacji za pomocą map synoptycznych. Załóżmy np., że wyznaczamy wysokość punktu *B* nad *A* z obserwacji dokonanych w dniu dzisiejszym o godz. 7-mej rano, t. j. właściwie o tej godzinie, w której sytuacja meteorologiczna jest przedstawiona na dzisiejszej mapie synoptycznej, założmy następnie, że przez rzut dolnej stacji *A* na poziom morza przechodzi izobara 761 mm., a przez rzut wyższej stacji *B* izobara 760,7 mm.; wtedy trzeba ciśnienie p_1 na dolnej stacji zmniejszyć o 0,3 mm.

Błędy pochodzące z niezachowania pierwszej reguły bywają pospolicie większe, niż błędy pochodzące z zaniedbania drugiej, albowiem ciśnienie podlega szybkim fluktuacjom zarówno nieperyodycznym, jak codziennym, peryodycznym. Wskutek pierwszych ciśnienie może w ciągu paru godzin zmienić się o kilka mm., co oznacza, że w określeniu wysokości możemy pomylić się o kilkadziesiąt metrów; tymczasem różnice ciśnienia na odległości kilku lub kilkunastu km. są pospolicie nieznaczne.

Z powyższych rozważań wynika, że dla wyznaczenia wysokości z jednorazowych obserwacji należy wybierać obserwacje dokonane w czasie cichej, bezwietrznej pogody, gdy zmiany ciśnienia zarówno w czasie, jak w przestrzeni są nieznaczne.

Zwrócimy wreszcie uwagę na pewną zasadniczą, choć w praktyce niezbyt doniosłą wadę „wzoru barometrycznego“ (VII) lub (VIII bis). Oto został on wyprowadzony w taki sposób, jak gdyby między dolną stacją a górną znajdowało się tylko powietrze, tymczasem znajduje się tu góra, której gęstość jest parę tysięcy razy większa od gęstości powietrza. Przyciąganie góry powinno być uwzględnione. Ale w takim razie powinniśmy uwzględnić także to, że pozorne wzniesienia są mniej lub

więcej skompensowane przez nieznanne „defekty (braki)“ masy. Trudno brać w rachubę wszystkie te tak skomplikowane a częstokroć nieznanne czynniki; nie bardzo też warto, bo chodzi przecie tylko o małe poprawki. Dlatego to najlepiej w myśl propozycy J. H a n n'a¹⁾ na wyżynach, gdzie kompensacja bywa zwykle zupełną, posługiwać się wzorem (VIII), względnie (VIII bis), t. j. postępować tak, jak gdyby stacya znajdowała się wśród atmosfery otwartej. Dla stacyi górskich należy zmodyfikować wzór (VIII) wprowadzając zamiast wyrazu:

$$\frac{2h}{R} = 0,000314 h$$

empiryczny, z wielu dat przez J. H a n n'a obliczony, wyraz

$$0,000220 h.$$

Tedy należy napisać:

$$\left. \begin{array}{l} g = g_0 (1 - 0,000220 h) \quad \text{dla } h \text{ w km.} \\ \text{lub } g = g_0 (1 - 0,000000220 h) \quad \text{„ } h \text{ w metr.} \end{array} \right\} \quad (\text{IX})$$

Jeżeli wprowadzimy to wyrażenie do wzorów (VI) i (III bis), to zamiast (VI) otrzymamy:

$$g = g_N (1 - 0,00265 \cos 2\varphi) (1 - 0,000000220 h) \quad (\text{X})$$

a zamiast wzoru (VIII) względnie (VIII bis) otrzymamy:

$$h_2 - h_1 = \frac{18400}{1 - 0,00265 \cos 2\varphi} \frac{1 + \alpha t_m}{1 - 0,377 \left(\frac{e}{p} \right)_m} \log \left(\frac{p_1}{p_2} \right) + 0,000000110 (h_2^2 - h_1^2). \quad (\text{XI})$$

§ 19. Redukcyą barometru rtęciowego. Załóżmy, że na jednej i tej samej stacyi odczytaliśmy na barometrze rtęciowym tę samą podziałkę b mm. przy temperaturze t_1 a potem znów tę samą podziałkę b mm. przy temperaturze t_2 , wyższej od t_1 . Pomimo tego, że odczytania były jednakowe, odpowiednie ciśnienia p_1 i p_2 są nierówne, albowiem rtęć jest rozszerzalna i ciężar słupka rtęci o wysokości b mm. jest przy temperaturze t_1 większy niż przy temperaturze t_2 . Aby dowiedzieć się, w jakim stosunku p_1 jest większe od p_2 , trzeba oba odczytania sprowadzić do tej samej temperatury. W danym razie wystarczyłoby sprowadzić odczytanie przy temperaturze t_2 do temperatury t_1 , lub odwrotnie, ale oczywiście dogodniej jest sprowadzać wszystkie odczytania do jednej, normalnej temperatury. Jako taką „normalną“ temperaturę obrano 0°C .

¹⁾ Bemerkungen über die Schwerekorrektion bei den barometrischen Höhenmessungen. Petermann's Geogr. Mittheilungen 1903, zeszyt VII oraz Meteorologische Zeitschrift, tom XXII (1905), str. 456 — 462.

Trzeba więc obliczyć wysokość tego słupka rtęci, który przy temperaturze 0°C waży ściśle tyle, co słupek rtęci o wysokości b mm. przy temperaturze t . Przytem nie dość jest uwzględnić rozszerzalność samej rtęci, albowiem rurka termometru także rozszerza się od ogrzania (choć dużo mniej niż rtęć), więc przy wyższej temperaturze staje się przestronniejszą. Oznaczmy współczynnik *objętościowej* rozszerzalności rtęci przez k , objętość słupka rtęci przy 0°C przez V_0 a przy t stopniach przez V . Wtedy

$$V = V_0 (1 + kt) \quad (\text{XII})$$

Ale jeżeli prawdziwa wysokość słupka rtęci przy 0°C jest b_0 a przy t stopniach B , oraz jeżeli średnica poprzecznego przekroju rurki przy temperaturze t_0 jest $2r_0$, zaś przy temperaturze t jest $2r$, to

$$V_0 = b_0 \pi r_0^2, \quad V = B \pi r^2.$$

Z drugiej strony jeżeli *linjowy* współczynnik rozszerzalności szkła, jest ϵ , to

$$r = r_0 (1 + \epsilon t), \quad V = B \pi r_0^2 (1 + \epsilon t)^2.$$

Podstawiając to w równanie (XII) i skracając co się da, otrzymamy

$$B (1 + \epsilon t)^2 = b_0 (1 + kt). \quad (\text{XIII})$$

B jest to prawdziwa wysokość słupka rtęci przy temperaturze t . Odczytana wysokość b jest mniejsza, bo podziałka także wydłuża się, gdy temperatura wzrasta. Jeżeli podziałka jest mosiężna i jeżeli λ oznacza linjowy współczynnik rozszerzalności mosiądzu, to

$$B = b (1 + \lambda t)$$

Podstawiając tę wartość B w równanie (XIII), otrzymamy

$$b (1 + \lambda t) (1 + \epsilon t)^2 = b_0 (1 + kt).$$

Skąd

$$b_0 = b [1 + (\lambda + 2\epsilon - k) t + (2\lambda\epsilon + \epsilon^2 + k^2 - k\lambda - 2k\epsilon) t^2]. \quad (\text{XIV})$$

W praktyce obliczanie „poprawki na temperaturę“ przez wzór (XIV) jest zbędne, albowiem odpowiednie tablice znajdują się w Jelinka „Anleitung zur Ausführung meteorologischer Beobachtungen“ i w innych podobnych zbiorach tablic. Krótka tablica (№ 34) znajduje się w zbiorze tablic Witkowskiego. Tablice, o których mowa, zawierają gotowe poprawki dla podziałek mosiężnych, oraz dla (zresztą rzadziej używanych) szklanych.

Zredukowane do 0°C stany barometru b_0 na jednej i tej samej stacyi są zupełnie porównywalne między sobą a w dodatku, ponieważ siła ciężkości na tej samej stacyi jest stała, wprost proporcjonalne do ciśnień powietrza. Natomiast stany barometru sprowadzone do 0°C , lecz

odczytane na różnych stacyach nie są proporyjonalne do ciśnień powietrza, bo siła ciężkości na różnych stacyach jest wogóle różna. Stąd dla wyznaczenia wysokości stacyi ze stanów barometru wynika następujące prawidło.

We wzorze barometrycznym (por. wzór XI) pod znakiem logarytmowania stoi stosunek $p_1 : p_2$. Oba te ciśnienia mogą być wyrażone przez stany barometru; mianowicie rozumiejąc pod b_{01} i b_{02} zredukowane do 0°C stany barometru, czyli poprostu wysokości słupków rtęci na stacyach dolnej i górnej, możemy napisać:

$$p_1 = g_1 \sigma_0 b_{01}, \quad p_2 = g_2 \sigma_0 b_{02}.$$

W rozpatrywanym przypadku (por. poprzedni §) mamy stale

$$g_1 > g_2.$$

Właściwie gęstość rtęci σ_0 odpowiadająca temperaturze 0°C jest przy niejednakowej sile ciężkości także niejednakowa, lecz chodzi tu o różnice drugiego rzędu, których uwzględniać nie warto. Przyjmujemy tedy, że σ_0 jest jednakowe na obu stacyach, wtedy znajdziemy, że

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{g_1 \cdot b_{01}}{g_2 \cdot b_{02}}.$$

W poprzednim § oznaczyliśmy wysokość stacyi № 2 nad stacyą № 1 przez $h_2 - h_1$; tedy na mocy wzoru (VI), pomijając różnicę, zależną od różnicy szerokości geograficznej, która w tym przypadku jest prawie zawsze znikoma, otrzymamy

$$\frac{g_1}{g_2} = 1 + \frac{2(h_2 - h_1)}{R}.$$

Wnosimy stąd, że chcąc określić wysokość stacyi górnej nad dolną, powinniśmy wprzód pomnożyć stosunek $b_{01} : b_{02}$ przez czynnik

$$1 + 2 \frac{(h_2 - h_1)}{R}$$

a potem podstawić iloczyn we wzór barometryczny na miejsce stosunku $p_1 : p_2$. Ponieważ dopiero poszukujemy $h_2 - h_1$, więc, ściśle biorąc, omawianego czynnika nie znamy. Atoli można skorzystać z tego, że ów czynnik jest zawsze bliski do jedności i uciec się do kolejnych przybliżeń. Mianowicie z początku położymy

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{b_{01}}{b_{02}}$$

i wstawimy do wzoru barometrycznego. W ten sposób znajdziemy przybliżoną wartość na $h_2 - h_1$, i obliczymy czynnik

$$1 + 2 \frac{(h_2 - h_1)}{R},$$

oraz powtórzymy rachunek z poprawioną wartością ¹⁾

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{b_{01}}{b_{02}} \cdot \left[1 + 2 \frac{(h_2 - h_1)}{R} \right]. \quad (\text{XV})$$

Zobaczmy teraz, czy i kiedy można pominąć ów czynnik. Załóżmy np., że

$$h_2 - h_1 = 1000 \text{ metrów.}$$

Wtedy

$$\frac{2(h_2 - h_1)}{R} = \frac{1}{3185},$$

a zatem

$$\log \left(\frac{p_1}{p_2} \right) = \log \left(\frac{b_{01}}{b_{02}} \right) + \log \left(1 + \frac{1}{3185} \right) = \log \left(\frac{b_{01}}{b_{02}} \right) + 0,00014.$$

Pomnóżmy 0,00014 przez 18400 metrów, a otrzymamy około 2.6 metrów. Gdybyśmy więc pominęli omawiany czynnik, to popełnilibyśmy błąd bynajmniej nie znikomym. Przeciwnie, byłby to błąd kilka razy większy od całego wyrazu kwadratowego. Lecz błędy pochodzące stąd, że obserwacje nie były jednoczesne, albo stąd, że w braku średnich z wielu obserwacji, wzięto jednorazowe obserwacje, bywają jeszcze większe. O błędach pochodzących z niejednoczesności mówiliśmy już w poprzednim §; dość więc będzie powiedzieć kilka słów o błędach przytrafiających się wtedy, gdy za podstawę rachunku służą obserwacje jednorazowe. Błędy te pochodzą stąd, że faktyczne chwilowe rozkłady temperatury i wilgotności częstokroć znacznie różnią się od tych prostych, idealnych rozkładów, które przyjęliśmy przy wyprowadzeniu wzoru barometrycznego. Założyliśmy np., że można kolumnę powietrza między dolną a górną stacją traktować tak, jakby jej temperatura była stała i równa średniej z temperatur odczytanych na dolnej i górnej stacji. Już w samym założeniu tkwi pewna dowolność, albowiem ciężar izotermicznej kolumny powietrza o temperaturze t_m nie jest bynajmniej identyczny z ciężarem kolumny powietrza o temperaturze zmieniającej się z wysokością i tylko średnio równej t_m . Ale mniejsza o tę dowolność, gorszem jest to, że $\frac{1}{2}(t_2 + t_1)$ może być znacznie różne od prawdziwej średniej

¹⁾ Rzecz prosta, że w tych razach, w których używamy uproszczonych wzorów barometrycznych wprowadzanie poprawionej wartości XV nie miałoby sensu.

Wtedy nie tylko można, ale należy pozostać przy założeniu $\frac{p_1}{p_2} = \frac{b_{01}}{b_{02}}$.

temperatury. Wyobraźmy sobie np., że między dolną a górną stacją znajduje się inwersja, wtedy średnia temperatura kolumny powietrza może być znacznie niższa od $\frac{1}{2}(t_2 + t_1)$. Osobliwie wielkim może być błąd wtedy, gdy $h_2 - h_1$ jest duże. Załóżmy tak, jak w poprzednim przykładzie, że $h_2 - h_1 = 100$ metrów. Wtedy łatwo może zdarzyć się, że $\frac{1}{2}(t_2 + t_1)$ jest większe od t_m o jakie parę stopni. Załóżmy np., że jest większe o 2°C . Wtedy czynnik: $1 + \alpha t_m$ jest o $\frac{2}{273}$ za wielki, a błąd wynosi $\frac{2}{273} \times 1000 \text{ metrów} = 7,3 \dots \text{ metra}^1)$.

Znowu innych redukcji musimy dokonać, gdy chodzi o zadania z dynamiki atmosfery, np. gdy chodzi o nakreślenie „izobar“. We wszystkich tego rodzaju zadaniach sprowadzone do 0°C stany barometrów z różnych stacji nie są porównywalne. Weźmy dla przykładu Kraków i Zakopane. Najwyższe stany barometru w Zakopanem są niższe od najniższych krakowskich, albowiem Zakopane leży o przeszło 600 metrów wyżej od Krakowa i słup powietrza cisnący na Zakopane jest o przeszło 600 metrów krótszy od słupa cisnącego na Kraków. A jednak równowaga między Krakowem a Zakopanem jest możliwa, jeżeli oba słupy powietrza od poziomu Zakopanego w górę są sobie równoważne. Wogóle chcąc wyrokować o równowadze, o ruchu powietrza, trzeba porównywać ciśnienia w tym samym poziomie. Jasną jest rzeczą, że najdogodniej jest obrać jeden poziom za normalny i do niego sprowadzać wszystkie ciśnienia, wszystkie stany barometru. Za taki normalny poziom obrano poziom morza. Prawie wszystkie stacje lądowe leżą nad poziomem morza, więc z reguły trzeba w myśli przedłużyć słup powietrza, znajdujący się nad daną stacją, aż do poziomu morza i obliczyć ciśnienie, względnie stan barometru na samym spodzie przedłużonego słupa powietrza.

Służy do tego tenże sam wzór barometryczny. Jeżeli przyjmiemy, że wszystkie symbole ze znacznikiem 2 odnoszą się do danej stacji, a wszystkie symbole ze znacznikiem 1 do poziomu morza, to rozwiązawszy wzór barometryczny względem p_1 , otrzymamy wzór na ciśnienie w poziomie morza. Oczywiście $h_2 - h_1$ oznacza tu wysokość danej stacji nad poziomem morza, φ jej szerokość geograficzną a p_2 ciśnie-

¹⁾ De Quervain (Beitr. z. Phys. der freien Atmosphäre, tom I, str. 79) przytacza pewien analogiczny przypadek, w którym błąd wynosił — 82 metry: otrzymano różnicę wysokości 2872 metry zamiast 2954. W przypadku tym wskutek pominięcia inwersji średnia temperatura była o $0,3^\circ$ za niską.

nie na danej stacyi. Wszystko to są wielkości wiadome. Co do e i p w wyrazie

$$1 - 0,377 \left(\frac{e}{p} \right)_m,$$

to nie ma innej rady, jak położyć $e = e_2$, $p = p_2$, t. j. poprostu podsta-
wić ciśnienie pary i ciśnienie powietrza obserwowane na danej stacyi.
Podobnież zamiast temperatury t_m niekiedy podstawiają temperaturę
obserwowaną na danej stacyi, t. j. postępują tak, jakby ów fikcyjny słup
powietrza między poziomem stacyi i poziomem morza był izotermiczny.
Konsekwentniejszem jednak i racjonalniejszym jest inne postępowanie.
Oto wiadomo, że w dolnych warstwach atmosfery średnia roczna tempe-
ratura ubywa o mniej więcej $0^{\circ},5$ C co 100 metrów. Zatem należy
w owym fikcyjnym słupie powietrza przyjąć to samo prawo i jeżeli na
stacyi obserwujemy temperaturę t_2 , to należy przyjąć, że fikcyjna tem-
peratura powietrza w poziomie morza jest:

$$t_1 = t_2 + 0^{\circ},005 (h_2 - h_1).$$

Stąd wynika

$$t_m = \frac{1}{2}(t_1 + t_2) = t_2 + 0^{\circ},0025 (h_2 - h_1).$$

Przejdźmy wreszcie do wyrazu kwadratowego. W danym razie
odpowiednim jest wyraz kwadratowy ze wzoru (VIII bis), albowiem
skoro wyobrażamy sobie, że między stacyą a poziomem morza znajduje
się słup powietrza, to powinniśmy ignorować obecność ładu. Przeto roz-
wiążemy względem p_1 nie wzór (XI) lecz wzór (VIII bis) i napiszemy:

$$\log p_0 = \log p + \frac{(1 - 0,00265 \cos 2\varphi) \left(1 - 0,377 \frac{e}{p} \right) \cdot h}{[1 + \alpha (t + 0^{\circ},0025 h)] 18400} \cdot \left(1 - \frac{h}{R} \right) \quad \text{(XVI)}$$

Napisaliśmy tu t , p , e i h zamiast t_2 , p_2 , e_2 i h_2 , t. j. literami
bez znaczków oznaczyliśmy te wielkości, które odnoszą się do danej
stacyi. Z pomiędzy wielkości odnoszących się do poziomu morza pozo-
stały tylko h_1 i p_1 . Ale $h_1 = 0$, zaś zamiast p_1 napisaliśmy p_0 na znak,
że to jest ciśnienie w poziomie morza, t. j. w tym poziomie, który jest
powszechnie przyjęty jako zero wysokości.

Figurując we wzorze XVI ciśnienie można zastąpić przez odpo-
wiednie stany barometru. Jeżeli np. oznaczmy sprowadzony do tempe-
ratury 0° C stan barometru na uważanej stacyi przez b_0 , a takż stan ba-
rometru w poziomie morza przez $b_{0,0}$, to

$$p = g \sigma_0 b_0, \quad p_0 = g_0 \sigma_0 b_{0,0}.$$

Po podstawieniu tych wartości we wzór XVI otrzymamy wzór.
z którego można obliczyć $b_{0,0}$ znając b_0 . Ale $b_{0,0}$ nie jest nam potrzebne;

potrzebne jest ciśnienie w poziomie morza p_0 . Wszakże obliczyć je możemy tylko z b_0 , bo obserwujemy nie p a b_0 . Przeto wyrażamy tylko p przez b_0 , t. j. podstawiamy we wzór XVI

$$p = g \cdot \sigma_0 \cdot b_0.$$

Następnie podstawiamy g ze wzoru VI tak, jak gdyby między naszą stacją i poziomem morza znajdował się słup powietrza i wtedy piszemy:

$$p = g_N \sigma_0 (1 - 0,00265 \cos 2\varphi) \left(1 - \frac{2h}{R}\right) \cdot b_0.$$

Ponieważ tak $0,00265 \cos 2\varphi$, jak $\frac{2h}{R}$ są to małe wielkości (druga jest częstokroć tak mała, że można ją bez szkody pominąć), przeto można zamiast

$$\log (1 - 0,00265 \cos 2\varphi) + \log \left(1 - \frac{2h}{R}\right)$$

napisać

$$- M \left(0,00265 \cos 2\varphi + \frac{2h}{R}\right),$$

przyczem $M = 0,43429448 \dots$ jest to moduł logarytmów naturalnych. Tedy wzór (XVI) mieć będzie postać

$$\log p_0 = \log g_N \sigma_0 + \log b_0 - M \cdot \left(0,00265 \cos 2\varphi + \frac{2h}{R}\right) + \dots \text{ i t. d.}$$

Zazwyczaj opuszczamy stały $\log (g_N \sigma_0)$, wskutek czego zamiast ciśnienia p_0 , t. j. ciśnienia w poziomie morza, otrzymujemy pewien fikcyjny¹⁾ stan barometru ściśle doń proporcjonalny. Mówimy wtedy, że ciśnienie jest wyrażone w milimetrach rtęci a samą operacją nazywamy „sprowadzeniem stanu barometru do poziomu morza i do normalnej siły ciężkości“. Oznaczając ten fikcyjny, ściśle do ciśnienia proporcjonalny stan barometru przez $\beta_{0,0}$ napiszemy ostatecznie:

$$\begin{aligned} \log \beta_{0,0} = \log b_0 - M \left[0,00265 \cos 2\varphi + \frac{2h}{R} \right] + \\ (1 - 0,00265 \cos 2\varphi) \left(1 - 0,377 \frac{e}{p} \right) h \left(1 - \frac{h}{R} \right) \quad (\text{XVII}) \\ + \frac{18400 [1 + \alpha (t + 0,0025 h)]}{\dots} \end{aligned}$$

Rozpatrzmy wzór XVII. M jest to absolutna stała, R stałe dla całej powierzchni ziemi, φ i h są stałe dla danej stacyi. Co do stosunku $\frac{e}{p}$, to

¹⁾ Oczywiście można stosować tę fikcję nie tylko do ciśnienia w poziomie morza, ale także do każdego innego. W wielu podręcznikach, książkach i rozprawach meteorologicznych, osobliwie dawniejszych, różnica między stanem barometru a ciśnieniem nie jest dostatecznie uwydatniona. Stąd zamęt i nieścisłość.

zazwyczaj przyjmujemy, iż jest równy pewnej średniej, np. rocznej średniej wartości na danej stacyi. Wtedy we wzorze XVII pozostają tylko dwie zmienne, mianowicie b_0 i t . Można więc na podstawie wzoru (XVIII) obliczyć tablicę o dwóch argumentach b_0 i t , ważną naturalnie tylko dla danej stacyi, a zawierającą bądź $\beta_{0,0}$, bądź poprawki $\beta_{0,0} - b_0$. Każda stacya meteorologiczna wysyłająca codziennie telegramy musi sporządzić sobie taką tablicę¹⁾, albowiem układając telegram można na redukcję barometru poświęcić zaledwo parę minut, w ciągu których $\beta_{0,0}$ da się wyinterpolować z tablicy, ale nie da się obliczyć ze wzoru XVII.

W tych przypadkach, w których ścisłość jest niepotrzebną, albo z powodu niepewności dat obserwacyjnych niemożliwą, wystarczy uproszczony wzór

$$\log \beta_{0,0} = \log b_0 + \frac{h}{18400} . \quad (\text{XVII bis})$$

Chociaż to jest zrozumiałe samo przez się, jednak nie zawadzi przypomnieć, że powyższym redukcjom podlegają tylko barometry rtęciowe. Aneroidy mierzą wprost ciśnienie. Z tego powodu mogłoby się komu zdawać, że meteorolodzy powinni by posługiwać się raczej aneroidem niż barometrem rtęciowym. Atoli aneroid jest narzędziem mniej dokładnem i więcej kapryśnem, niż barometr rtęciowy; przeto bywa on używany w meteorologii tylko jako narzędzie pomocnicze.

¹⁾ Nowa tablica krakowska jest sporządzona na podstawie wzoru (XVII) dla odstępów ciśnienia co 10 mm. od 710 do 770 mm., i odstępów temperatury co 1° C od — 30° C do + 32° C. Wysokość zera barometru nad poziomem morza wynosi 220,3 metry. Tablica daje poprawki $\beta_{00} - b$.

Przykład. Dnia 18 grudnia 1915 r. o 7-ej rano według czasu miejscowego odczytano w Krakowie stan barometru 744,40 mm. i temperaturę barometru (na barometrze znajduje się termometr) + 6°,9 C. Odpowiednia redukcya do zera stopni (por. wzór XIV i następne) np. według tablicy № 34 w zbioru Witkowskiego wynosi — 0°,84 C a więc:

$$b = 744,40 \text{ mm.}$$

$$- 0,84$$

$$b_0 = 743,56 \text{ mm.}$$

Teraz z kolei sprowadzamy ciśnienie do poziomu morza. O 7 godz. rano czasu miejscowego krakowskiego w dniu 18 grudnia 1915 r. temperatura powietrza zewnętrznego wynosiła — 1°,9 C. Temperaturze — 1°,9 C i stanowi barometru 743,56 mm. odpowiada według krakowskiej tablicy poprawka + 21,12 mm. Tedy

$$b_0 = 743,56 \text{ mm.}$$

$$\beta_{0,0} - b_0 = 21,12 \text{ „}$$

$$\beta_{0,0} = 764,68 \text{ mm.}$$

Jest to ciśnienie wyrażone w mm rtęci, sprowadzone do poziomu morza i do normalnej siły ciężkości pod 45° szer.

ROZDZIAŁ IV.

Wiatry.

§ 20. **Kierunek i siła wiatru.** Już w rozdziale II-im mieliśmy sposobność powiedzieć kilka słów o wiatrach, powstających w niektórych specjalnych warunkach meteorologicznych i orograficznych, jako to o „föhn” i „wietrze halnym“, o „borze” i „mistralu”. Teraz zajmujemy się wiatrami wogóle.

Energia słoneczna utrzymuje powietrze w ciągłym ruchu. Ruch powietrza, specjalnie zaś jego składową równoległą do powierzchni ziemi nazywamy „wiatrem”. Ponieważ w samej powierzchni ziemi składowa normalna musi być zerem, przeto na mocy prawa ciągłości musi być małą także w jej pobliżu. Dopiero na pewnej znaczniejszej wysokości nad powierzchnią gruntu ruch w kierunku normalnym jest o tyle znaczny, że daje się obserwować. Dlatego to do niedawna mało co o nim wiadano. Poznano „pionowe” wiatry dopiero przy wzlotach balonowych. Jeszcze bliższych informacji dostarczyły wzloty areoplanem a potem specjalne „ad hoc” obserwacje. O. Hergesell¹⁾ obserwował pionowe prędkości do 2 metr. na sekundę, P. Ludwig²⁾ do 3 metr. na sek., ale w wirach o poziomej osi towarzyszących burzom, w głębokich jarach rzecznych i parowach, i t. d. i t. d. zdarzają się pionowe prądy o znacznie większej prędkości. Według opowiadań lotników pionowe prądy niekiedy tak gwałtownie spychają areoplan na dół, że lotnik czuje, jak siedzenie wysuwa się z pod niego; musi chwycić się siodła, steru i t. d., aby nie zostać oderwanym od aparatu. Wszystko to są nowe spostrzeżenia, dostępne nielicznym wybrańcom; ogół ludzi znał i zna tylko ruch

¹⁾ Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre. Tom VI, str. 187—224.

²⁾ Die Bedeutung der vertikalen Luftbewegungen für die Luftfahrt. Annalen der Hydrographie u. mar. Meteorologie, 1915, str. 99—111.

równoległy do powierzchni gruntu i ten nazywa „wiatrem“. Ponieważ zaś ogromna większość ludzi mieszka na równinach, więc nazwy, określenia i t. d. wiatrów odnoszą się właściwie do ruchów horyzontalnych.

Oznaczamy kierunek wiatru według tej strony horyzontu, skąd wiatr wieje, a więc wiatr południowy wiejący z południa. Według międzynarodowej (początkowo angielskiej) nomenklatury oznaczamy główne kierunki literami: *N* — północ, *W* — zachód, *S* — południe, *E* — wschód. Niemcy piszą *O* zamiast *E*, Francuzi *O* zamiast *W*. Kierunki pośrednie oznaczamy w taki sposób: *NW* oznacza wiatr północno-zachodni, *NNW* — wiatr północno-północno-zachodni i t. d. Wogóle rozróżniamy 16 kierunków, a więc na każdy wiatr przypada wycinek obejmujący $22^{\circ},5$, t. j. po $11^{\circ},25$ z każdej strony właściwego kierunku.

Prędkość wiatru, albo, jak niewłaściwie mówią, „siłę wiatru“ oznaczamy za pomocą skali 6-cio, 8-mio, 10-cio, lub 12-to stopniowej. Marynarze całego świata używają 12-to stopniowej skali *Beaufort'a* (admirala angielskiego z początku XIX-go wieku), która obecnie jest także prawie wszędzie (w Austrii od 1 stycznia 1914 r.) w urzędach meteorologicznych zaprowadzona.

Skala Beaufort'a.

Siła.	Prędkość w metr. na sek.
0. Zupełna cisza	0 — 0,5
1. Lekki wietrzyk. Dym idzie w górę prawie prosto	0,5 — 2,0
2. Lekki wiatr dający się już odczuć	2,0 — 4,0
3. Słaby wiatr poruszający flagi i liście na drzewach	4 — 6
4. Umiarkowany wiatr rozwiewający flagi, poruszający małe gałęzie	6 — 8
5. Świeży, poruszający większe gałęzie, w odczuciu już niemiły	8 — 11
6. Silny, poruszający większe gałęzie, głośno szumiący	10 — 14
7. Ostry, poruszający cieńsze pnie drzew, wzbudzający na wodzie przewalające się fale.	12 — 17
8. Gwałtowny (wicher), wstrząsający całymi drzewami, wstrzymujący osoby kroczące przeciw wiatru	15 — 20
9. Burza (silny wiatr), zrywająca dachówki, poruszająca lżejsze przedmioty	18 — 24
10. Wielka burza przewracająca i łamiąca drzewa.	21 — 28
11. Bardzo wielka burza siejąca zniszczenie.	25 — 33
12. Orkan (huragan) wszystko niszczący.	30 i więcej.

Prędkość wiatru jest wogóle u samej powierzchni ziemi, gdzie wiatr napotyka na różne przeszkody, najmniejsza. W miarę wzniesienia nad powierzchnią prędkość wzrasta, z początku (mniej więcej do

wysokości 500 m.) szybko a potem powolniej aż do maximum, które pospolicie bywa osiągnięte w górnej części troposfery. Wraz ze wznieśieniem zwykle zmienia się także kierunek; częstokroć wiatr górny bywa wprost przeciwny dolnemu, niekiedy nawet obserwujemy kilkakrotną zmianę kierunku. Przejście od wiatru dolnego do górnego odbywa się zwykle w ten sposób, że prędkość nigdzie nie schodzi do zera, lecz w warstwie przejściowej zmienia się stopniowo kierunek wiatru; atoli zmniejszenia prędkości są rzeczą bardzo pospolitą.

Dla ogromnej większości ludzi najwazniejszym jest wiatr dolny, tuż u powierzchni gruntu. Aby dać pojęcie o tem, jak zmienia się prędkość wiatru w pobliżu powierzchni, przytoczymy kilka dat według G. Hellmann'a ¹⁾. Dotyczące obserwacje zostały dokonane w Nauen koło Berlina za pomocą anemografów utwierdzonych na wysokich rusztowaniach. Grunt dokoła rusztowań był równy, porośnięty tylko trawą. Średnia prędkość wiatru wynosiła: na wysokości 2 metrów nad ziemią 3,29 metr. na sek.; na wysokości 16 metrów — 4,86 m. p. s.; na wysokości 32 m. — 5,54 m. p. s. Jednocześnie na Telegraphenbergu pod Potsdammem na wysokości 41 m. nad ziemią średnia roczna prędkość wiatru wynosiła 5.26 m. p. s., a więc była mniejszą niż na wysokości 32 m. w Nauen. Ale Telegraphenberg jest z trzech stron otoczony lasami i to dosyć wysokimi. G. Hellmann podaje wysokość drzew na 15 do 25 metrów w różnych parcelach. Zresztą H. przekonał się, że w zimie las liściasty mniej hamuje wiatr niż w lecie. Przez interpolację H. wyproceedził następującą tabliczkę:

<i>Wysokość nad gruntem w metrach</i>	0	5	10	15	20	25	30
Średnia roczna prędkość wiatru w m. na sek.	1,35	4,05	4,53	4,85	5,15	5,33	5,50

Cyfry tej tabliczki są ważne tylko dla Nauen i dla okresu czasu, w którym odbywały się obserwacje, t. j. dla czasu od 1 grudnia 1912 do 30 listopada 1913 r., jednak dają one ogólne pojęcie o zależności prędkości wiatru od wysokości nad powierzchnią gruntu.

§ 21. Ciśnienie wiatru. Z natury rzeczy wynika, że związek między ciśnieniem wiatru a jego prędkością jest bardzo skomplikowany i zależny od mnóstwa okoliczności; wiadomo tylko, że ciśnienie jest mniej więcej proporcjonalne do kwadratu prędkości. Jeżeli wiatr uderza prostopadle i poddana jego ciśnieniu powierzchnia jest płaska i nie-

¹⁾ Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre. Meteor. Zeitschrift. 1915 r., str. 1—16.

wielka (około 1 stopy kwadratowej), to wyniki zupełnie zadawalniające daje wzór

$$p = 0,125 V^2$$

We wzorze tym należy wyrazić prędkość V w metrach na sek., wtedy otrzymamy ciśnienie p w kilogr. na metr kwadratowy. W innych warunkach okazuje się odpowiednim inny współczynnik. Tak np. dla $V < 12$ metr. na sek. S. Langley, który dobrze znał się na tych rzeczach, przyjmował zamiast 0,125 współczynnik 0,07 do 0,09. R. Assmann¹⁾ podaje następującą empiryczną tabliczkę:

Prędkość wiatru w metr. na sek.	Ciśnienie w kg. na metr kwadr. powierzchni prostopadłej do wiatru.
3	1,5
4	2,5
5	3,5
6	4,5
8	8,0
10	12,5
12	18,0
16	32,0
20	50,0

W naszym klimacie wiatry o „sile“ 10, 11, 12 według skali Beaufort'a zdarzają się niesłychanie rzadko; ale na wybrzeżach Szkocyi i Irlandyi bywają niekiedy burze, w czasie których prędkość wiatru dochodzi w oddzielnych porywach do 40 a może nawet 50 m., na sek. Podobne prędkości zdarzają się też w czasie „bory“, „mistralu“, i naturalnie w „huraganach“ podzwrotnikowych. W Avignon'ie w czasie „mistral'u“ niebezpiecznie jest wychodzić na górne krużganki pałacu papieży, bo wiatr porywa i zrzuca ludzi. Mistral przewraca niekiedy wagony kolejowe. Żeby to sprawić, potrzeba ciśnienia od 170 do 250 kg. na metr kwadratowy. W dniu 12 listopada 1894 r. na wieży Eiffel'a w Paryżu „pressure tube“ anemometrem zmierzono ciśnienie 150 kg. na metr kwadr. Podobne ciśnienia mierzono też gdzieindziej w czasie bardzo silnych burz. Ze spustoszeń wyrządzonych przez niektóre amerykańskie „tornada“ wyliczono już ciśnienia aż do 330 kg. na metr kwadratowy.

Uwaga. Austriacki „Ingenieur und Architekten Kalender“ przewiduje ciśnienie wiatru na ścianę prostopadłą do jego kierunku aż do 200 kg. na metr kwadratowy.

¹⁾ W zbiorowem dziełku p. t. „Wir Luftschiffer“, Berlin i Wiedeń 1909. str. 122

§ 22. **Gradyent. Izobary.** Wpływ obrotu ziemi na kierunek wiatru. Pierwotną przyczyną wiatru są różnice ciśnienia między punktami znajdującymi się w tych samych poziomach. Powietrze jest wypychane z miejsc, gdzie ciśnienie jest większe ku miejscom, gdzie ciśnienie jest mniejsze, oraz siła popychająca jest wprost proporcjonalną. Gradyentem między punktami A i B nazywamy stosunek

$$\frac{p_A - p_B}{L},$$

gdzie p_A jest to ciśnienie w punkcie A , p_B ciśnienie w punkcie B , zaś L jest to odległość między A i B mierzona wzdłuż poziomu. (Przyjmujemy, że A i B powinny leżeć w tym samym poziomie). W ścisłej dynamice musielibyśmy do tego określenia dodać zastrzeżenie, żeby A i B były nieskończenie bliskie. Ponieważ atoli stacje na których obserwujemy ciśnienie, znajdują się na skończonych odległościach jedna od drugiej, więc w meteorologii powyższego zastrzeżenia nie czynimy. Zarówno różnica $p_A - p_B$, jak odległość L są to wielkości skończone. Ponieważ zaś stacje znajdują się na fizycznej powierzchni ziemi a więc w różnych poziomach, przeto za miarodajne przyjmujemy ciśnienia na stacjach A , B i t. d. *srowadzone do poziomu morza*.

Jednostką, w której pospolicie wyrażamy ciśnienie, jest milimetr rtęci (por. § 19). Od niedawna wszedł także w użycie „milibar“, którego pochodzenie jest następujące Ciśnienie jednej atmosfery równa się ciśnieniu 760 mm. rtęci przy 0°C , czyli 1,0338 kg. na cm^2 , co pod 45° w poziomie morza, t. j. przy normalnej sile ciężkości odpowiada 1013250 dynom na cm^2 . Widzimy, że ta ostatnia cyfra jest bliska do potęgi dziesięciu. Umówiono się nazwać ciśnienie wynoszące milion dyn na cm^2 „barem“ a tysięczną jego część, t. j. ciśnienie tysiąca dyn cm^2 milibarem. Tedy „bar“ jest tylko nieznacznie mniejszy od ciśnienia jednej atmosfery, a ma tę zaletę, że należy do systemu jednostek *C. G. S.* W niniejszej książce będziemy atoli po staremu posługiwać się milimetrem rtęci.

Ponieważ na odległość jednego kilometra ciśnienie zwykle zmienia się tylko o małe ułamki mm. rtęci, więc kilometr jest dla mierzenia gradyentu nazbyt małą jednostką długości. Zamiast kilometra używamy średniego stopnia geograficznego w południku, który ma około 111 km. Gradyent jest największy w kierunku normalnych do „izobar“, bo wzdłuż tych normalnych odległości L są najmniejsze przy tych samych różnicach ciśnień.

Co to są „izobary“? Wyobraźmy sobie, że w pewnej określonej

chwili, np. dziś o godzinie 7-ej rano czasu Greenwich'skiego odczytano barometry na wszystkich europejskich ¹⁾ stacyach meteorologicznych, że odczytane stany barometru sprowadzono do zera termometru stustopniowego i do poziomu morza (z uwzględnieniem zmiany siły ciężkości, stosownie do wzoru XVII poprzedniego rozdziału). Weźmy teraz mapę Europy, oznaczmy na niej te już zredukowane i w milim rtęci wyrażone ciśnienia, następnie połączmy punkty, w których ciśnienia są jednakowe, krzywami ciągłymi ²⁾. Te krzywe będą to „izobary“. Przedstawiają one graficznie chwilowy rozkład ciśnienia w poziomie morza.

Powiedzieliśmy już, że gradient, a więc i siła, jako dość proporcjonalna, są największe w kierunkach normalnych do izobar. Gdyby nie było bezwładności i gdyby ziemia nie obracała się, to powietrze płynęłoby wzdłuż normalnych do izobar; ale dzięki bezwładności i dzięki obrotowi ziemi powietrze płynie inaczej. Aby rozpoznać, jak płynie, trzeba rozpatrzyć hydrodynamiczne równanie ruchu płynów na obracającej się ziemi. Wyprowadzenia tych równań nie podaję, jest ono zupełnie podobne do wyprowadzenia równań ruchu samotnego punktu materialnego, który wyłożyłem w mojej „Fizyce ziemi“ zarówno w polskim (Kraków 1909, str. 413) jak w niemieckim (Lipsk 1911, str. 439) wydaniu. Ruch jest odniesiony do współrzędnych prostokątnych x, y, z sztywnie z ziemią związanych, których początek znajduje się w rozpatrywanym punkcie. Dodatnia oś z jest skierowana ku zenitowi tegoż punktu, dodatnia oś x ku dowolnie obranemu punktowi horyzontu, którego azymut liczony od S przez E, N i t. d. jest α , wreszcie dodatnia oś y ku punktowi horyzontu, którego azymut jest $\alpha + \frac{\pi}{2}$. Przez u, v, ω oznaczamy składowe prędkości płynu w trzech głównych kierunkach, przez ρ jego gęstość, przez p ciśnienie, przez g , jak zwykle, siłę ciężkości, przez ω

¹⁾ W rzeczywistości dzieje się inaczej, np. w Niemczech i Austrii obserwacje odbywają się o 7-mej rano, 2-giej pop. i 9-tej wieczorem według czasu miejscowego, a więc nawet w jednym i tem samem państwie niejednocześnie. mianowicie coraz to wcześniej, im dalej na wschód.

²⁾ Na zwykłych mapkach synoptycznych, których rozmiary są małe (cała Europa na stronie „quarto“), kreslimy izobary co 5 mm., t. j. kreslimy izobary, na których ciśnienie wynosi 765 mm., 760 mm. i t. d. . . . Na mapach większego formatu można kreślić izobary co 1 mm. naturalnie, o ile materiał obserwacyjny do tak gęstych izobar daje dostateczną podstawę. Mapy o gęstych izobarach bywają kreslone dla specjalnych badań i obejmują zazwyczaj małe przestrzenie, np. jedną prowincję.

prędkość kątową obrotu ziemi, przez φ szerokość geogr. ropatrywanego punktu. Pomijamy wewnętrzne tarcie płynu¹⁾ i piszemy:

$$\left. \begin{aligned} \rho \left[\frac{du}{dt} - 2w (v \sin \varphi - w \cos \varphi \sin \alpha) \right] &= - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \left[\frac{dv}{dt} + 2w (u \sin \varphi + w \cos \varphi \cos \alpha) \right] &= - \frac{\partial p}{\partial y} \\ \rho \left[\frac{dw}{dt} - 2w \cos \varphi (u \sin \alpha + v \cos \alpha) \right] &= - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

Oprócz „równań ruchu“ (I) mamy jeszcze „równanie ciągłości“

$$\frac{d\varphi}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0. \quad (II)$$

Jeżeli na prawą stronę równań (I), t. j. na stronę, po której stoją siły, przeniesiemy wyrazy zawierające czynnik $2w$, to przedstawia się one jako składowe pozornej siły, zależnej od obrotu ziemi. Nazywamy ją siłą „Coriolis'a“ od nazwiska francuskiego matematyka, który zajmował się prawami ruchu ciał na powierzchni ziemi. Dzięki małemu

$$2w = \frac{4\pi}{86164} = 0,00014584 \dots$$

siła Coriolis'a jest zawsze mała. Dla prędkości wynoszących po kilka metrów na sekundę jest ona małym ułamkiem dyny. W porównaniu z siłą ciężkości, wynoszącą około 980 dyn, jest ona zupełnie znikomą. To też składowa pionowa, jako mająca ten sam lub wprost odwrotny, co siła ciężkości, kierunek, nie ma znaczenia; natomiast składowe horyzontalne, rywalizujące tylko z również bardzo małymi siłami

$$\frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{i} \quad \frac{\partial p}{\partial y},$$

po pochodzącymi z różnic ciśnienia w horyzontalnych kierunkach (t. j. z „gradyentu“) mają niemałe znaczenie dla ruchów w oceanie powietrznym i wodnym.

Doświadczenie poucza, że zarówno w prądach morskich, jak w wiatrach, pionowa składowa prędkości jest małą w porównaniu ze składowymi

¹⁾ Wiadomo, że współczynnik wewnętrznej tarcia jest dla powietrza bardzo mały. Swoją drogą, ponieważ dzięki pionowym prądom powietrze należące do różnych warstw wciąż miesza się, prądy horyzontalne są silnie hamowane. W danym przypadku pomijamy tarcie nie dlatego, żeby ono nie miało żadnego znaczenia, ale dlatego, że nie mamy zamiaru rozważać jego wpływu.

horyzontalnemi. Ograniczymy się tedy do ruchów horyzontalnych i położymy

$$w = \frac{dw}{dt} = 0.$$

Trzecie równanie (I) nie godzi się wogóle z tem bądź co bądź dowolnem założeniem. Na to, aby prędkość pionowa była *stałe* równa zeru, trzeba jakiegoś odpowiedniego przymusu, lub oporu. Oznaczmy ów opór, neutralizujący siły działające w kierunku z przez R i dodajmy go do prawej strony trzeciego równania (I). Po tem wszystkiem równania (II) przybiorą postać następującą:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} &= \rho \cdot 2wv \sin \varphi - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \frac{dv}{dt} &= -\rho \cdot 2wu \cdot \sin \varphi - \frac{\partial p}{\partial y} \\ 0 &= \rho \cdot 2w \cos \varphi (u \sin \alpha + v \cos \alpha) - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho y + R \end{aligned} \right\} \quad (\text{III})$$

W dalszym ciągu możnaby ograniczyć się do dwóch pierwszych równań (III) odnoszących się do ruchu horyzontalnego. Skorzystamy z tego, że te dwa pierwsze równania *α* wcale nie zawierają azymutu i założymy, że oś x ma *chwilowo* właśnie ten sam kierunek, co prędkość. Wtedy

$$v = 0$$

a dwa pierwsze równania (I) sprowadzają się do

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} &= - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \frac{dv}{dt} &= - \rho \cdot 2wu \sin \varphi - \frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV})$$

Z równań (IV) widzimy, że o ile chodzi o ruchy horyzontalne, składowa siły Coriolis'a w kierunku samego ruchu jest *stałe* równa zeru,

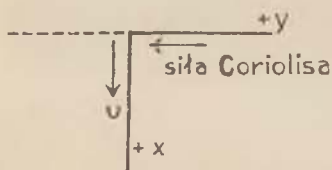


Fig. 3.

dalej widzimy, że siła ta jest horyzontalna i prostopadła do kierunku ruchu, wreszcie widzimy, że na północnej półkuli, gdzie $\sin \varphi > 0$, jest skierowana w prawo od kierunku ruchu. a na południowej, gdzie $\sin < 0$, w lewo.

Siła Coriolis'a jest mała, ale działa stale oraz współzawodniczy tylko z niewielkimi siłami. Wskutek tego w tych razach, w których ruch trwa długo i odbywa się na dalszą metę, nieustanne drobne odchylenia *w prawo* (na północnej półkuli) mogą

sprawić znaczną zmianę kierunku ¹⁾. Wskutek tego np. zmiana kierunku kul karabinowych i pocisków działowych jest nieznaczna, zaś wiatrów i prądów morskich znaczna.

Gdyby powierzchnia ziemi była doskonale gładką, gdyby można było wykluczyć wszystkie tarcia i opory, to bila bilardowa raz potrącona toczyłaby się po niej wiecznie. Dzięki sile Coriolis'a droga jej byłaby różną od linii geodezyjnej. Wciąż odchylając się w prawo (mówimy o północnej półkuli) bila opisywałaby na powierzchni ziemi nieskończony szereg zwojów zawartych między dwoma równoleżnikami. (Fig. 4). Rozumie się, że cząsteczki powietrza i wody płynące tłumnie, a więc przeszkadzające sobie wzajemnie, podlegające nie tylko sile Coriolis'a, ale także innym siłom, wreszcie doznające tarcia i oporów, nie mogą opisywać takich samych dróg, jak samotna bila na fikcyjnej, doskonale gładkiej powierzchni ziemi; atoli ów idealny, fikcyjny przykład dobrze ilustruje wpływ obrotu ziemi na ruchy odbywające się na jej powierzchni.

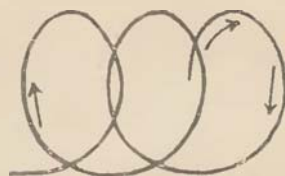


Fig. 4.

Zresztą nie brak empirycznych dowodów wpływu obrotu ziemi na ruchy hydro- i atmosfery. Wpływ na prądy atmosferyczne jest bardzo wyraźny, wyraźniejszy nawet niż wpływ na prądy morskie, albowiem prędkości wiatrów są większe i nadto w oceanie powietrznym niema niepotrzebnych zapór oraz nie ma wybrzeży, do których prądy musiałyby przystosować się. Zresztą prądy oceaniczne okazują bardzo wyraźne znamiona wpływu obrotu ziemi; większość prądów oceanicznych na północnej półkuli zbacza w prawo, na południowej w lewo, wskutek czego krążenie wód w wielkich cyklach oceanicznych północnej półkuli odbywa się za wskazówkami zegarka, a na południowej przeciwnie wskazówkom zegarka. W morzu Północnym prąd

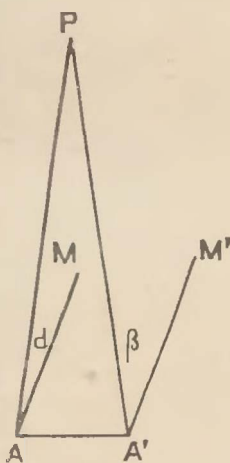


Fig. 5.

¹⁾ Można sobie unaocznic konieczność zбочenia *w prawo* w następujący *elementarny* sposób. Weźmy ruch horyzontalny tworzący w pewnej chwili czasu z południkiem AP kąt α . Załóżmy, że w ciągu jednostki czasu ciało przebiega drogę AM , zaś punkt A wskutek obrotu ziemi przenosi się do A' . Przenieśmy teraz przesunięcie AM równolegle do siebie do nowej pozycji początkowego punktu, t. j. do A' . Przesunięcie ciała będzie teraz przedstawione przez odcinek $A'M'$ tworzący z południkiem $A'P$ kąt $\beta > \alpha$; przeto wskutek obrotu ziemi droga ciała odchyliła się w prawo o kąt $\beta - \alpha$. (Fig. 5).

przyptywowy wchodzący z północy przyciska się do wybrzeży Szkocji i Anglii, a prąd odpływowy, wychodzący z tego morza, na północ przyciska się do wybrzeży Danii i Norwegii, zatem w obu przypadkach prąd zbacza w prawo. Podobnych przykładów moglibyśmy przytoczyć więcej, ale powyższe wystarczą.

Jest zupełnie oczywiste, że dolne wiatry, jako zmuszone do przystosowywania się do konfiguracji terenu, mniej wyraźnie okazują zboczenie zależne od obrotu ziemi aniżeli górne wiatry nie napotykające przeszkód na swej drodze. Wiatr spływający po górskiej dolinie, zbaczającej w lewo, będzie też zbaczał w lewo. Wpływ obrotu ziemi (na północnej półkuli) objawi się tylko w tem, że na prawym stoku doliny nastąpi pewne spiętrzenie się, zagęszczenie powietrza i odpowiednio do tego pewne lokalne, zresztą wogóle małe, zwiększenie ciśnienia. Interesujący przykład podaje J. W. Sandström¹⁾. W północnej Skandynawii wiatry wiejące ze Szwecji ku północnemu oceanowi Lodowatemu w górnych swych piętrach zbaczają w prawo, ale dolne wiatry spływające po dolinach i fjordach zbaczają w lewo, bo doliny i fjordy zbaczają w tę stronę.

§ 23. Cyklony i antycyklony. Reguły Buys-Ballot'a i Allan'a-Broun'a. Tarcie. Zobaczmy, jakie z obrotu ziemi wynikają skutki dla ruchu powietrza spływającego *ku* „minimum“, względnie odpływającego *od* „maksimów“ ciśnienia. System wiatrów otaczających „minimum“ nazywamy systemem cyklonicznym, albo wprost „cyklonem“. Tak samo system wiatrów otaczający „maximum“ nazywamy „antycyklonicznym“ albo wprost „antycyklonem“. Dla przykładu weźmy idealnie okrągły cyklon i takiż sam antycyklon. Tak w jednym, jak drugim przypadku izobary są kołami współśrodkowymi, ale w pierwszym ciśnienia zmniejszają się, a w drugim wzrastają ku wspólnemu środkowi kół.

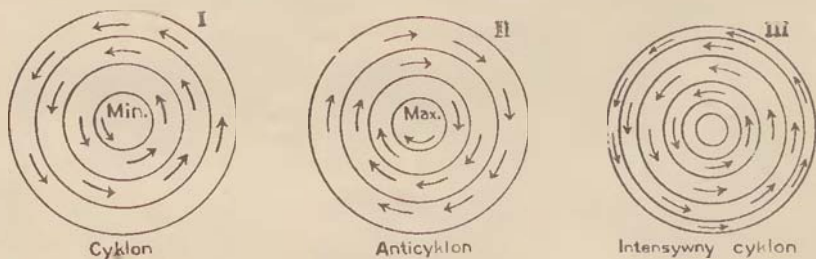


Fig. 6.

¹⁾ Über die Ablenkung des Windes infolge der Erddrehung und der Reibung. Arkiv för matematik, astronomi och fysik. Tom 9. № 31

Zamiast płynąć normalnie do izobar, t. j. radialnie, a przytem *ku* środkowi izobar w cyklonie ¹⁾, a *od* środka izobar w antycyklonie powietrze zbacza na północnej półkuli w prawo, przez co w cyklonie wytwarza się system wiatrów, wiejących „*przeciw*“ wskazówkom zegarka, a w antycyklonie *za* wskazówkami. Na południowej półkuli wiatry zbaczają w lewo, przeto w cyklonie wytwarza się ruch powietrza *za* wskazówkami zegarka, zaś w antycyklonie *przeciw* wskazówkom zegarka.

W schematycznych rysunkach I i II narysowano strzałki w taki sposób, że w cyklonie pozostała pewna dośrodkowa składowa prędkości a w antycyklonie pewna odśrodkowa składowa. Powietrze płynie więc jakby po spiralach. Atoli w cyklonach odznaczających się wielkim gradientem i, co za tem idzie, wielką prędkością wiatru, zboczenie bywa tak znaczne, iż powietrze płynie właściwie wzdłuż izobar, jak na rysunku III. Wtedy można mówić o prawdziwym „krążeniu, wirowaniu“ naokoło środka cyklonu, przyczem naturalnie to wirowanie odbywa się (na północnej półkuli, przeciw wskazówkom zegarka. Tak wielkie zboczenie objaśnia się *popierwsze* przez to, iż siła Coriolis'a, jako wprost proporcjonalna do prędkości [porównaj drugi wzór (IV)], jest tem większa, im wiatr jest silniejszy; *podrugie* przez to, że każdemu ruchowi krzywolinijnemu, a więc naturalnie krążeniu naokoło minimum ciśnienia, towarzyszy siła odśrodkowa wzrastająca „*ceteris paribus*“ proporcjonalnie do kwadratu prędkości. Rzecz prosta, że przy silnych wiatrach cyklonicznych działanie siły odśrodkowej jest bardzo doniosłe.

Roztrząsany tu przypadek III jest czysto schematyczny, ale pomimo tego bardzo pouczający, albowiem, jak to później zobaczymy, w przyrodzie często przytrafiają się intensywne wiry, przedstawiające wielkie podobieństwo z przypadkiem III. Natomiast wiry antycykloniczne, t. j. wiry dokoła „*maximum*“ ciśnienia nie zdarzają się w atmosferze.

Naturalnie w przyrodzie układ izobar i wiatrów zarówno w cyklonach, jak w antycyklonach bywa o wiele więcej nieregularny, niż w naszych schematach. Oprócz tego pominęliśmy bardzo ważną okoliczność, mianowicie przenoszenie się minimów i maximów ciśnienia z miejsca na miejsce. Jest jasnem, że ten ruch postępowy powoduje niemalą komplikację, ale ponieważ w danym razie chodziło nam tylko o wpływ obrotu ziemi na kierunek wiatrów cyklonicznych i antycyklonicznych, więc

¹⁾ Rzecz prosta, że ruch wyłącznie radialny byłby niemożliwym, bo w środku cyklonu wkrótce powstałoby niesłychane zagęszczenie, a w środku antycyklonu również niemożliwe rozrzedzenie powietrza. Powietrze, zdążające ku środkowi cyklonu, musi tamże wznosić się w górę, natomiast do środka antycyklonu musi napływać z góry.

umyślnie wyłączyliśmy wszystko, co nie znajdują się w bezpośrednim związku ze zboczeniem spowodowanym przez siłę Coriolis'a.

Warto przytoczyć niektóre daty, dające pojęcie o realnem zboczeniu. Na podstawie obserwacji dokonanych w Stanach Zjednoczonych nad wędrującymi minimami ciśnienia C1. Ley zestawił następującą statystykę. Podzielmy cyklon na oktanty, wtedy w kolejnych oktantach znajdziemy następujące *średnie* zboczenie w prawo:

	<i>N</i>	<i>NE</i>	<i>E</i>	<i>SE</i>	<i>S</i>	<i>SW</i>	<i>W</i>	<i>NW</i>
na powierzchni ziemi	63°	53°	53°	54°	65°	75°	78°	80°
w poziomie „cirrów“	83°	146°	143°	124°	98°	76°	93°	102°

Odrzucając spostrzegamy wyraźną nierównomierność i asymetryę; na powierzchni ziemi konstatujemy największe zboczenie (średnio) w oktancie *NW*, najmniejsze (też średnio) w oktancie *E*. W ten sposób przejawia się ruch postępowy cyklonów, skierowany przeważnie od zachodnich „rumbów“ horyzontu ku wschodnim. W poziomie „cirrów“ konstatujemy w większości oktantów zboczenia większe od 90°, a więc konstatujemy ruch, „przeciw gradientowi“. Nic w tem dziwnego; gradienty dolne są miarodajne tylko dla wiatrów dolnych; w poziomie „cirrów“ panuje inny rozkład ciśnienia, to też ruch powietrza na tych wysokościach jest odmienny od ruchu na powierzchni ziemi

Odkładając bliższe omówienie cyklonów i antycyklonów do innego paragrafu, powróćmy teraz do zboczenia spowodowanego przez obrót ziemi.

Przez zboczenie wiatru w prawo na północnej półkuli tłoczy się reguła Buys-Ballot'a, czyli tak zwane „baryczne prawo wiatrów“. Regułę tę, datującą z ostatnich lat pierwszej połowy XIX wieku, można wyśłowić tak: *„jeżeli staniamiy plecami do wiatru, to maximum ciśnienia znajdzie się na prawo i nieco z tyłu, zaś minimum na lewo i nieco z przodu“*. Dla południowej półkuli reguła brzmi tak samo, trzeba tylko przestawić ze sobą słowa „prawo“ i „lewo“. Reguła Buys-Ballot'a poprostu inaczej interpretuje to, co widać na schematycznych rysunkach I i II. Trzeba tylko wyobrazić sobie obserwatora stojącego plecami do wiatru. Przez wpływ obrotu ziemi tłoczy się także zmiana kierunku wiatru z wysokością.

Zazwyczaj prędkość wiatru wzrasta z wysokością, bo niższe warstwy powietrza są w swym ruchu bezpośrednio hamowane przez tarcie o powierzchnię ziemi a wyższe tylko o tyle, o ile to tarcie udziela się im przez pośrednictwo niższych warstw. Naturalnie nie należy tego rozumieć w taki sposób, aby prędkość wiatru zawsze i stale wzrastała

w miarę wzrastania wysokości; chodzi tu o regułę sprawdzającą się w większości przypadków. ale dopuszczającą wyjątki.

Wiemy już, że większej prędkości odpowiada — na północnej półkuli — większe zboczenie w prawo, a na południowej — w lewo. Stąd pochodzi następujące empiryczne prawidło Allan'a Broun'a (1849) „jeżeli stanimy *twarzą* do dolnego wiatru, to zobaczymy, że obłoki ciągną od strony nieba położonej na prawo od wiatru i to tembardziej na prawo, im obłoki są wyższe“. Jak widzimy, Allan Broun każe obserwatorowi stanąć *twarzą* do wiatru, podczas gdy Buys Ballot każe mu stanąć *plecami* do wiatru.

Gdyby obserwator stał według przepisu Buys Ballot'a *plecami* do wiatru, to wypadłoby powiedzieć, że „obłoki ciągną od strony nieba położonej za obser-

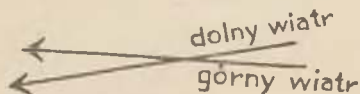


Fig. 7.

watorem na lewo — ku stronie nieba położonej przed obserwatorem na prawo“. Przyjrawszy się zaś załączonemu rysunkowi i wyobraziwszy sobie obserwatora stojącego *plecami* do dolnego wiatru, zaraz przekonamy się, że, jak to być powinno, górny wiatr zbacza w prawo od dolnego. Naturalnie to prawidło odnosi się tylko do północnej półkuli, na południowej — górny wiatr zbacza w lewo od dolnego.

Wspomnieliśmy wyżej o tarcii. Należy zauważyć, że wyrównywanie się różnic prędkości między różnymi warstwami powietrza odbywa się o wiele prędzej niż tego można spodziewać się po małym współczynniku wewnętrznego tarcia powietrza. Mianowicie z doświadczeń laboratoryjnych (w wąskich rurach) wynika współczynnik 0,00017 (w jednostkach C. G. S.) przy 0° C. Przy tak małym współczynniku wyrównywanie się prędkości powinno być zaledwo dostrzegalnem. Atoli ruch horyzontalny warstwami, czy wogóle strugami równoległymi jest ruchem nietrwałym, podlegającym nieustannym zakłóceniom przez wiry¹⁾ i inne nieregularne ruchy. Dzięki tym ruchom powietrze wciąż miesza się: masy o większej prędkości wpadają pomiędzy inne posiadające mniej-

¹⁾ Jestto zjawisko zdawna znane w hydraulice. Woda w rzekach nie płynie strugami równoległymi, ale wciąż miesza się dzięki niezliczonym, nieporządnym wirówom i innym ruchom. Chwilowa prędkość w każdym miejscu podlega nieustannym zmianom. Hydraulicy nazywają ten ruch wody „pulsującym“. W atmosferze także konstatujemy nieustanne zmiany prędkości i kierunku, tak zwane „porywy“ wiatru. Zdaje się, że średnie rozmiary nieuporządkowanych ruchów są w atmosferze o wiele większe niż w wodzie. W związku z mieszaniem się powietrza, w związku z nieustannymi nieuporządkowanymi ruchami konstatujemy także nieustanne szybkie lecz drobne zmiany temperatury.

szą prędkość i pociągają je za sobą: odwrotnie masy posiadające mniejszą prędkość, wpadłszy pomiędzy powietrze o większej prędkości hamują jego ruch, zmieniają kierunek i t. d., i t. d. Osobliwie intensywnem bywa mieszanie się powietrza w dzień w czasie jasnej pogody, a to dzięki tworzącym się wtedy wstępującym prądom. Skutek nieustannego mieszania się powietrza jest taki, jakby tarcie wewnętrzne powietrza było ogromnie powiększone. Mianowicie współczynnik wewnętrznego tarcia obliczony z porównawczych obserwacji wiatrów na powierzchni ziemi i na wysokich wieżach jest około pół miliona razy większy od laboratoryjnego; wynosi on według Åkerblom'a 95 a według Th. Hasselberg'a¹⁾ nawet 160 (także w jednostkach C. G. S.).

§ 24. Codzienne peryodyczne wzmocnienie wiatru. Codzienna podwójna oscylacya barometru. Wiatry codzienne lokalne. Wiadomo, że w dniu pogodnym wiatr wzmaga się około południa. Zjawisko to jest ograniczone do dolnej warstwy powietrza; przy słabych wiatrach, osobliwie w zimie, sięga do wysokości zaledwo²⁾ kilkunastu metrów nad powierzchnią ziemi; przy silnych wiatrach rozszerza się we wszystkich porach roku ponad najwyższe wieże, prawdopodobnie aż do 150—200 metrów nad powierzchnią ziemi. Wyżej, nie wyłączając najwyższych gór, konstatujemy wprost odwrotne zjawisko; zamiast maximum prędkości w dzień i minimum w nocy konstatujemy maximum prędkości w nocy i minimum w dzień.

Pospolicie tłumaczą to zjawisko przez zmiany w intensywności prądów wstępujących. W dniu pogodnym prądy te są silne, powietrze dolne miesza się z górnym i odwrotnie. Górne powietrze posiada większą prędkość, bo, jak wiadomo, w górze wiatr bywa silniejszy. Spadając, górne powietrze zachowuje dzięki bezwładności większą prędkość horyzontalną, a mieszając się z dolnym, tem samem powiększa prędkość wiatru dolnego. Jednocześnie ze wzmożeniem się prędkości zachodzi też zmiana kierunku, albowiem górne powietrze przynosi z sobą większe zboczenie na prawo. Wzajemnie, dolne powietrze, jako posiadające mniejszą prędkość i mniejsze zboczenie, wzniosłszy się w górę i zmieszawszy się z górnym powietrzem, zmniejsza prędkość i zboczenie górnego wiatru. W nocy zaś, gdy ustaną prądy pionowe, górne powietrze przestaje być hamowane przez mieszające się z niem dolne, przeto górny wiatr

¹⁾ Die Reibung der Luft. Meteor. Zeitschr. 1914 r., str. 220—232.

²⁾ G. Hellmann Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre. Meteor. Zeitschr., 1915 r., str. 1—16.

wzmaga się. Odwrotnie dolny wiatr słabnie w nocy bo ustaje dopływ górnego powietrza, przynoszącego większą prędkość.

To tłumaczenie, acz zupełnie racjonalne, nie jest jednak wystarczającym, bo nie tłumaczy, dlaczego na morzach „górnny typ” (maximum prędkości w nocy, minimum w dzień) pospolicie sięga aż do powierzchni wody. Co więcej, znamy fakty świadczące, że na codzienne zmiany prędkości wiatru składa się kilka przyczyn. Oto na górach wschodnio-indyjskich musson *NE* osiąga największą prędkość w dzień a najmniejszą w nocy, zupełnie tak jak u nas na równinach wiatr dolny. Na niektórych wyspach leżących w pasie passatów prędkość osiąga w ciągu doby dwa maxima i dwa minima. To ostatnie zjawisko znajduje się niewątpliwie w najściślejszym związku z podwójną codzienną oscylacją ciśnienia. Jest to jeden z symptomów drgania całej atmosfery o dwunastogodzinny peryodzie. Zmiany prędkości o peryodzie dwudziestoczworogodzinny bądź tego typu, który obserwujemy na górach europejskich (maximum prędkości w nocy, minimum w dzień), bądź tego, który w czasie mussonu *NE* obserwujemy na górach Indyi Wschodnich (maximum prędkości w dzień, minimum w nocy) znajdują się zapewne w związku z falą termiczną obchodzącą ziemię w ciągu jednej doby w kierunku ze wschodu na zachód. „Zrana”, powiada G. Hellmann¹⁾), „atmosfera jest silniej ogrzana ponad okolicami położonemi na wschodzie. Wskutek tego powierzchnie, w których ciśnienie jest stałe, są na wschodzie podniesione w górę, przez co wytwarza się gradylent w kierunku ze wschodu na zachód. Panujący (w średnich geograficznych szerokościach) wiatr zachodni (por. §§ 26 i 27) zostaje wskutek tego osłabiony. Natomiast po przejściu fali termicznej przez południk danego miejsca obie przyczyny działają zgodnie, a więc gradylent spowodowany przez falę termiczną wzmacnia wiatr zachodni. Na północnej półkuli okolica najsilniej ogrzana a więc także szczyt wielkiej, od tego ogrzania zależnej fali powietrznej leży z rana w kierunku *SE* od danego miejsca, w południe w kierunku *S* a popołudniu w kierunku *SW*; przeto wypadkowa obu działających sił zmienia się w ciągu dnia rozmaicie, zależnie od tego, czy w danym miejscu ogólny prąd zachodni ma w wyższych warstwach atmosfery kierunek więcej *NW*, *W*, czy *SW*”.

„Jeżeli to zapatrywanie jest słuszne, to w tych okolicach, w których w górze panują wiatry wschodnie, powinniśmy skonstatować odwrotną peryodyczną zmianę prędkości, t. j. maximum w dzień a mini-

¹⁾ loc. cit., str. 16.

imum w nocy. Rzeczywistość potwierdza to. Już od dość dawna wiadomo, że na szczytach górskich w południowych Indyach wschodnich podczas mussonu *SW* peryodyczna zmiana prędkości wiatru jest podobna do tej, którą obserwujemy w naszych górach (maximum w nocy, minimum w dzień); natomiast w czasie mussonu *NE* odwraca się na przeciwną i maximum następuje w dzień¹⁾.

Podwójna codzienna oscylacja barometru występuje bardzo wyraźnie i regularnie w krajach ekwatorialnych, podczas gdy u nas jest prawie zupełnie zakryta przez nieregularne zmiany ciśnienia. Nic w tem dziwnego, bo w krajach ekwatorialnych amplituda wahania wynosi 2–3 mm. rtęci, a w naszych szerokościach ułamek milimetra. Fala ciśnienia¹⁾ ma w ciągu doby średniej słonecznej dwa maxima: jedno o godz. 9–10 rano²⁾, drugie o 10 godzinie wieczorem oraz dwa minima w godzinach 3–4 rano i popołudniu. Od równika aż do 60° szerokości na obu półkulach chwile, w których, na tym samym południku, nastają maxima i minima, są mniej więcej te same. Naturalnie przytrafiają się zboczenia miejscowe; ale jeżeli utworzymy średnie cegodzinne stany barometru, to równocześnieść ekstremów (na tym samym południku) wystąpi zupełnie jawnie. W krajach podzwrotnikowych amplituda wahania zmniejsza się w czasie pory deszczowej, ale godziny maximum i minimum prawie nie ulegają zmianie. W średnich i wyższych szerokościach dzienne minimum pogłębia się od zimy do lata a dzienne maximum zwiększa się. Tak samo zwiększa się odstęp czasu między minimum i maximum; odwrotnie, nocna oscylacja na lądzie staje się od zimy do lata coraz to mniejszą, niekiedy zaś prawie zupełnie zanika.

J. Lamont okazał, że podwójna codzienna oscylacja barometru daje się zawsze rozłożyć na dwie fale sinusoidalne³⁾: jedną o peryodzie równym dwudziestu czterem, drugą o peryodzie równym dwunastu godzinom. Amplituda drugiej fali jest z reguły *znacznie* większa (częstokroć dwa i trzy razy większa), niż amplituda pierwszej. Wówczas gdy całodobowa fala jest w wysokim stopniu zależna od warunków miejscowych; fala półdobowa nie zależy ani od nich, ani od pory roku, ani od pogody, a przytem odznacza się wielką regularnością. W ten sposób zboczenia, nieregularności całkowitego złożonego wahania pochodzą

¹⁾ J. Hann. Lehrbuch der Meteorologie. Lipsk 1901, str. 177 i nast.

²⁾ Według czasu miejscowego, więc maxima i minima przenoszą się na zachód z prędkością kątową wynoszącą średnio 30 stopni na godzinę.

³⁾ Naturalnie pozostaje pewna reszta, ale zwykle bardzo nieznaczna. Zresztą można przedstawić tę resztę przez dalsze wyrazy szeregu Fouriera.

głównie. jeśli nie wyłącznie ze zbrozeń i nieregularności całodobowej fali. Nawet coroczne zmiany amplitudy, którym podlega półdobowa fala, odbywają się jednocześnie na całej ziemi. Wszędzie amplituda osiąga maximum w czasie obu porównań dnia z nocą, główne minimum w czasie letniego przesilenia północnej półkuli i drugorzędne minimum około czasu jej przesilenia zimowego. Chociaż, codzienna oscylacja barometru niewątpliwie przypomina przypływy morskie, jednak przedstawia pewne cechy odmienne. W przypływach morskich głównymi peryodami są doba i półdoba księżycowe; w podwójnej oscylacji barometru doba i półdoba słoneczne. Dlaczegoż siła przypływowa księżycowa, aczkolwiek znacznie większa niż słoneczna, schodzi na drugi plan w oddziaływaniu na atmosferę, podczas gdy przemaga nad słoneczną w oddziaływaniu na ocean? Może siły grawitacyjne odgrywają tu podrzędną rolę, może przyczyna jest natury termicznej. Wszak temperatura powietrza w ciągu każdej doby podnosi się i opada, wszak w miarę wzrastania temperatury musi nastąpić rozszerzenie atmosfery i w miarę zniżania się — skurczenie. Fala rozszerzenia i skurczenia musi w ciągu doby słonecznej obiedz ziemię. To prawda, ale wtedy barometr powinienby wznosić się w ciągu doby słonecznej tylko jeden raz i tak samo powinienby tylko jeden raz opadać; tymczasem wznosi się dwukrotnie i opada dwukrotnie. Słowem, przyczyna termiczna nadaje się wybornie do objaśnienia całodobowej fali ciśnienia, zaś wcale nie nadaje się do objaśnienia półdobowej.

Lecz wszystko staje się jasnym i zrozumiałym, jeżeli przypuścimy, że jeden z peryodów naturalnych drgań¹⁾ atmosfery wynosi bądź dokładnie, bądź przybliżenie dwanaście godzin²⁾. Przedewszystkiem zaś staje się zrozumiałą nadzwyczajna regularność półdobowej fali ciśnienia, jej niezależność od wpływów miejscowych, od pór roku i od pogody. Byłoby to więc zjawisko w rodzaju rezonansu. Skoro atmosfera jest jakby nastrojona na dwunastogodzinne oscylacje, to *mała* peryodyczna siła o peryodzie dwunastogodzinnym może z łatwością podtrzymywać *duży* ruch. Jakaż to siła? Przedewszystkiem słoneczna siła przypływowa, której najważniejsza składowa ma peryod wynoszący dwanaście go-

¹⁾ Nie jest to drganie „stojące”, ale fala postępową. Por. § 32.

²⁾ Raczej nieco mniej, niż więcej od 12 godzin. Pierwszym, kto wskazał to tłumaczenie, był lord Kelvin (W. Thomson). M. Margules zaś dowiódł, że rzeczywiście wśród peryodów naturalnych drgań atmosfery jest peryod bliski 12 godzin. Niestety, z powodu ogromnych trudności zadania dowód Margules'a nie jest zupełnie zadawalniający. Do rozpowszechnienia i utrwalenia teorii Kelvin'a przyczynił się wielce J. Hann.

dzin słonecznych. Na drugim miejscu należy wymienić przyczyny termiczne. Jeżeli funkcję przedstawiającą codzienny przebieg temperatury rozłożymy na peryodyczne sinusoidalne składowe, to obok najważniejszej składowej o peryodzie równym jednej dobie znajdziemy zawsze *mniejszą*, mniej ważną składową o peryodzie dwunastogodzinnym, która zapewne wzmacnia oddziaływanie grawitacyjnej przyptywowej siły słonecznej. Zatem według mego mniemania ¹⁾ półdobowa fala jest zjawiskiem w rodzaju rezonansu, „bodźcem“ do którego jest przedewszystkiem dwunastogodzinna składowa siły przyptywowej słonecznej a następnie dwunastogodzinna składowa w przebiegu dziennej temperatury. Co do całodobowej fali, to składowa całodobowa słonecznej siły przyptywowej odgrywa zapewne zupełnie drugorzędną rolę; ważniejszy, większy udział przypada całodobowej składowej w codziennym przebiegu temperatury. Dlatego to całodobowa fala ciśnienia jest nieregularna i wysoce zależna od pory roku, pogody i warunków lokalnych. Całodobowa fala ciśnienia jest falą „wymuszoną“, peryod jej nie jest równy żadnemu z peryodów naturalnych drgań atmosfery ²⁾. To nam tłumaczy, dlaczego ta fala ma pospolicie o wiele mniejszą amplitudę, niż fala dwunastogodzinna.

Księżyc nie ma widocznego wpływu na podwójną oscylację barometru. Snać żaden naturalny peryod drgań atmosfery nie jest blizki ani do doby, ani do półdoby księżycowej. Ale pół doby księżycowej wynosi 12 godz 25 m., a więc tylko o 25 m. więcej od półdoby słonecznej; widocznie więc wchodzący w rachubę naturalny peryod drgań atmosfery jest albo nieco mniejszy od 12 godzin, albo jeżeli jest większy od 12 godzin, to o odstęp bardzo mały w porównaniu z 25 minutami.

Rzecz prosta, że dwunastogodzinnemu drganiu atmosfery muszą towarzyszyć pewne wiatry, bo przecie drganie jest ruchem. W naszym klimacie trudno je skonstatować; tylko fala 24-godzinna, termiczna ma w naszym klimacie wyraźny wpływ na prędkość wiatru wprawdzie nie przy samej powierzchni gruntu, ale zresztą bodaj w całej troposferze. Inaczej w krajach ekwatorialnych, tam drganie 12-godzinne jest intensywne i łatwiej wysuwa się na pierwszy plan. Dotychczas skonstatowano wyraźne wahania prędkości o peryodzie 12-to godzinnym tylko na wyspach leżących w pasie passatów, na Św. Helenie, Ascension, Fernando

¹⁾ Pospolicie w tłumaczeniu podwójnej oscylacji barometru wysuwana na pierwszy plan a nawet wyłącznie podnoszoną bywa przyczyna termiczna, t. j. dwunastogodzinna składowa w przebiegu temperatury.

²⁾ Zatem 24-godzinna fala ciśnienia nie jest zjawiskiem rezonansu.

de Noronha¹⁾. Na Św. Helenie nawet fazy siły wiatru są zgodne z fazami ciśnienia; maxima i minima prędkości wiatru przypadają tylko o kilka minut później od maximów i minimów ciśnienia. Natomiast w Indyach Wschodnich w Kodaikanal na górze Dodabelta w czasie zachodniego mussonu widoczną jest tylko zmiana prędkości o 24-godzinny peryodzie. Dopiero przez analizę zapisów anemografu można wykazać podrzedną oscylację prędkości o peryodzie 12-godzinnym.

Z czasem, gdy będziemy mieli więcej obserwacji z krajów ekwatorialnych, można będzie lepiej rozpoznać, gdzie i w jakich warunkach wyraźnie występują wiatry zależne od drgania atmosfery.

Oprócz codziennych zmian prędkości i kierunku, którym podlegają już istniejące, przez inne przyczyny wywołane wiatry, codzienne zmiany temperatury dają powód do pewnych wiatrów lokalnych, wytwarzających się w warunkach specjalnych.

Mamy tu na myśli wiatry „morskie i lądowe“ (brises) na brzegach mórz i jezior, dalej wiatry „górskie“. Są to wiatry wyraźnie i silnie przejawiające się tylko w czasie pięknej pogody.

Przyczyną wiatrów morskich i lądowych na wybrzeżach jest nierównomierność w ogrzewaniu i ochładzaniu się lądu i morza. Z powodu swej wielkiej pojemności cieplnej, a także z powodu parowania woda ogrzewa się w ciągu dnia mniej niż ląd sąsiedni. Odwrotnie, w nocy ląd promieniuje silniej i ochładza się więcej, niż sąsiednie morze. Tedy w dzień temperatura wody jest niższa, niż temperatura powierzchni lądu zaś w nocy odwrotnie wyższa. Wskutek tego w dzień dolna warstwa powietrza nad lądem ogrzewa się więcej, niż nad morzem, a w nocy oziębia się więcej niż nad morzem. Więcej ogrzane powietrze nad lądem rozszerza się więcej i wznosi się w górę. Na jego miejsce napływa z morza chłodniejsze, cięższe powietrze; jest to ów rzeźwiący wiatr morski. Rozpoczyna się on około 9—10-ej godziny z rana i trwa do wieczora. Grubość wiatru dziennego, morskiego jest niewielka, wynosi najwyżej paręset metrów, ponad nim wieje wiatr odwrotny, kompensacyjny. Jest to więc miejscowa, zamknięta cyrkulacja, zresztą nie bardzo rozległa. Nawet na wybrzeżach lądów podzwrotnikowych, gdzie siła ich jest największa, wiatry morskie sięgają nie dalej jak na kilkanaście km. od wybrzeża. Wobec tego, że drogi przebiegane przez cząsteczki powietrza są niedługie, zboczenie spowodowane przez obrót ziemi jest małe. To znaczy, że wiatry te wieją prawie wprost z morza na ląd, mało odchylając

¹⁾ J. v. Hann. Die täglichen u. jährlichen Aenderungen in der Richtung und Stärke des Südostpassats im Atlantischen Ozean. Meteor. Zeitschr. 1915, str. 56—61.

się w prawo, względnie na południowej półkuli w lewo. Miejscowe warunki, konfiguracja wybrzeża i t. d. mają większy wpływ na kierunek tych wiatrów niż obrót ziemi.

W nocy wytwarza się wprost przeciwny system wiatrów. Powietrze nad lądem oziębia się więcej, niż nad morzem, staje się gęstszym niż powietrze nad wodą i odpływa ku morzu, gdzie wypycha w górę cieplejsze powietrze. W ten sposób powstaje wiatr lądowy wiejący na morze; za to w górze wytwarza się nad nim prąd kompensacyjny odprowadzający cieplejsze morskie powietrze ku lądowi. Zresztą wszystko, co powiedzieliśmy o dziennej cyrkulacji, stosuje się także do nocnej. W przerwach pomiędzy obu systemami wiatrów panuje przez parę godzin cisza.

Na stokach gór, przede wszystkim zaś w dolinach idących ku przełęczom, w czasie pogody w ciągu dnia wieje wiatr od dolin ku góróm i przełęczom, w ciągu nocy odwrotny. W dzień płynie w górę powietrze ogrzane, w nocy spływa z gór powietrze ochłodzone. W ciągu

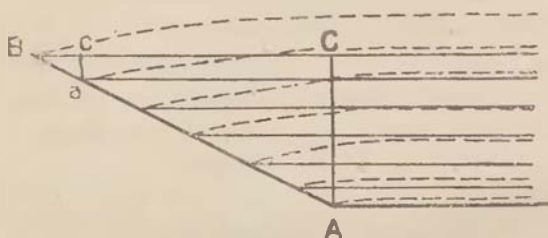


Fig. 8.

dnia ogrzewające się przy pięknej pogodzie warstwy powietrza wzdymają się, pęcznią. To wzdęcie jest tem większe, im bliżej ku równinom, bo rozszerzenie jest „ceteris paribus“ proporcjonalne do wysokości rozszerzającego się

słupa powietrza. Jeżeli (Fig. 8) słup AC nad równiną wydłużył się o 16 metrów, to słup ac , znajdujący się na stoku, wydłużył się tylko o 2 metry, bo, wskutek wykliniania się warstw na stoku, słup ac jest osiem razy krótszy od słupa AC . Przeto powierzchnie stałego ciśnienia (po ogrzaniu) oznaczone na rysunku liniami przerywanymi są nachylone ku stokowi AaB , powietrze stacza się po nich ku góróm, a skoro do nich dojdzie, podąża w górę wzdłuż stoków. Lecz płynąc wzdłuż stoków piramidalnej, stożkowej, lub kopulastej góry, powietrze skupia się ku szczytowi, bo wchodzi we wciąż ciasniejszą przestrzeń. Z powodu braku miejsca przybiera prawie kierunek pionowy, wytwarza „komin“ w rodzaju tych, o których była mowa w § 16. Wszędzie, gdzie prąd powietrza ma wielką pionową składową, wiatr wzdłuż stoków musi być słaby. Natomiast w przestrzeniach pomiędzy szczytami, a więc przede wszystkim na przełęczach i w dolinach ku nim idących, kominy nie tworzą się, tu

strugi powietrza znajdują dosyć miejsca, aby ciągnąć prawie równolegle do powierzchni gruntu, tu więc odczuwamy silny wiatr.

W nocy podczas pogody powietrze na górach oziębia się więcej, niż w otwartej atmosferze; albowiem styka się ono tam bezpośrednio z silnie promieniującymi, a zatem silnie oziębiającymi się ciałami stałymi. To zimne a więc ciężkie powietrze spływa na dół po stokach, przede wszystkim zaś po miejscach względnie niższych, a więc po dolinach idących od przełęczy. To tłumaczy ten fakt, że wiatry górskie zarówno nocne, jak dzienne bywają najsilniejsze w pochyłych dolinach idących ku przełęczom.

Jasną rzeczą jest, że, musząc stosować się do form terenu, wiatry górskie zboczenia pod wpływem obrotu ziemi wyraźnie okazywać nie mogą (por. koniec § 22).

Następnie jest jasną rzeczą, że podobnie jak codzienne wiatry na wybrzeżach morskich, wiatry górskie bywają najsilniejsze w czasie jasnej, bezchmurnej pogody, albowiem wtedy przyczyny wiatrów: insolacja w ciągu dnia i promieniowanie w ciągu nocy działają intensywnie, a z drugiej strony inne wiatry, należące do ogólnej cyrkulacji atmosferycznej są nazbyt słabe, aby mogły je przytłumić.

W kominach tworzących się w ciągu dnia dokoła szczytów górskich i nad szczytami dochodzi do kondensacji. Dzięki temu wytwarzają się owe czepce chmur, które tak często w czasie cieplej, letniej pogody okrywają szczyty gór, np. szczyty Tatr. W krajach równikowych i podzwrotnikowych czepce chmur tworzą się tak regularnie, że góry tameczne, np. Himálaj są widzialne tylko z rana po wschodzie słońca. Naturalnie zdarza się w pewnych porach roku, podczas pewnych wiatrów, że szczyty gór są widzialne także wśród dnia, ale zdarza się to rzadko.

§ 25. Mussony. Pod tą nazwą rozumiemy wiatry analogiczne do wiatrów lądowych i morskich na wybrzeżach. Mussony są także peryodyczne, ale peryod ich obejmuje nie jedną dobę, lecz jeden rok. Przyczyną ich jest silniejsze ogrzanie lądu, niż morza w lecie oraz silniejsze oziębienie lądu w porównaniu z morzem w zimie. Możemy inaczej powiedzieć, że przyczyna mussonów polega na tem, iż z powodu mniejszej pojemności cieplnej oraz z powodu braku konwekcji amplituda rocznej oscylacji temperatury jest na lądzie większa, niż na morzu. W lecie dolna część troposfery jest nad lądami więcej ogrzana, niż nad morzami. Zatem nad lądami tworzą się prądy wstępujące: ciepłe i lżejsze powietrze wznosi się w górę i górą odpływa ku morzom; natomiast dołem

z mórz napływa ku lądom stosunkowo chłodniejsze i cięższe powietrze. Naodwrot w zimie nad powierzchnią lądów, w porównaniu z morzami silnie przez promieniowanie oziębioną, tworzą się jakby jeziora zimnego, ciężkiego powietrza, które rozpływa się stąd na morza i wypycha stamtąd cieplejsze i lżejsze powietrze. To ostatnie odpływa górą ku lądom. Nazwa „mussonów“ dotyczy specjalnie dolnych wiatrów, a więc letnich od mórz ku lądom i zimowych od lądów ku morzom.

Rozmiary i trwanie mussonów są bez porównania większe, niż rozmiary i trwanie wiatrów codziennych, wskutek czego zboczenie spowodowane przez obrót ziemi jest bez porównania większe, niż u tamtych.

Mussony kombinują się z wiatrami należącymi do ogólnej, planetarnej cyrkulacji (o której będzie mowa w następnym paragrafie), w skutek czego trzeba je częstokroć wykrywać z obserwowanych wiatrów przez analizę.

Utwórzmy schemat mussonów uwzględniając zboczenie wskutek obrotu ziemi. Wyobraźmy sobie ląd ograniczony przez dwa równoleżniki i dwa południki, ze wszech stron otoczony oceanem. Weźmy pod uwagę zachodnie wybrzeże. Musson zimowy, wiejący na niem z lądu na morze, powinienby być wiatrem wschodnim, gdyby ziemia się nie obra-

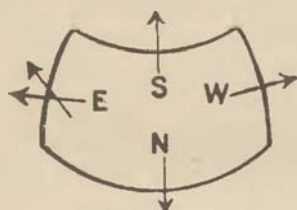


Fig. 9.

cała; ale ponieważ obraca się, więc na naszej półkuli północnej musson zbaczając na prawo staje się wiatrem południowo-wschodnim. (Fig. 9). Nie należy atoli wyobrażać sobie, że będzie to wiatr tworzący z południkiem kąt 45° . Może to być wiatr $E10^\circ S$, $E20^\circ S$, $E30^\circ S$, $E40^\circ S$, $E50^\circ S$ i t. d. Po tem zastrzeżeniu możemy napisać następujący schemat mussonów:

dla N półkuli . . .	Wybrzeża :	W	N	E	S
	Musson zimowy:	SE	SW	NW	NE
	„ letni :	NW	NE	SE	SW
dla S półkuli . . .	Wybrzeża :	W	N	E	S
	Musson zimowy:	NE	SE	SW	NW
	„ letni :	SW	NW	NE	SE

Najwyraźniej występuje system mussonów w Azji, jako na największym kontynencie, odznaczającym się też największym kontrastem między temperaturą lata i zimy. Więcej one zupełnie wyraźnie na północnych wybrzeżach syberyjskich, ale najbardziej typowymi a zarazem najsilniejszymi są one na wschodnich i południowych wybrzeżach Azji. Zimą w Mandżuryi i w Chinach północnych wieje całymi tygodniami

ostry i zimny *NW*. Dosięga on Japonii i sprawia, że cała zachodnia część tego kraju ma, jak na swoje geograficzne położenie, ostrą zimę.

Letni musson *SW* jest bardzo silny na oceanie Indyjskim, na morzu Arabskim i w całych Indyach aż do gór Himalaya; jest to wogóle najsilniejszy musson, jaki znamy; ssie on powietrze aż z poza równika. Dodajmy do tego, że od letniego mussonu *SW*, jako przynoszącego deszcze, zależy urodzaj w Indyach: gdy musson jest słaby i przynosi małe opady, to następuje nieurodzaj i głód.

Na zachodzie Azji, t. j. w Europie, która jest prosto wielkim zachodnim półwyspem azyatyckim, mussony małą odgrywają rolę. Składa się na to wiele przyczyn. Pierwszą jest sąsiedztwo Afryki. Jeżeli Europa jest zachodnim przedłużeniem Azji, to jednocześnie jest także do pewnego stopnia północnym przedłużeniem Afryki. Morze Śródziemne jest za małe, za wąskie żeby mogło ochronić Europę od wpływów afrykańskich, które krzyżują się tu i kłócą z azyatyckimi. Drugą przyczyną jest silne rozgałęzienie zachodniej i północno-zachodniej Europy, które daje powód do rozmaitych anomalii miejscowych. Wreszcie trzecią przyczyną jest to, że dzięki sąsiedztwu z oceanem Atlantyckim Europa znajduje się pod przemożnym wpływem wiatrów zachodnich, należących do ogólnej cyrkulacji planetarnej. Tylko w Europie wschodniej skutek tego, przede wszystkim w zimie, można wyróżnić wiatry podpadające pod typ mussonów; lecz z powodu wyżej wymienionych przyczyn i te wiatry nie zupełnie dobrze zgadzają się z naszym schematem. Właściwie trzeba wykrywać je przez analizę obserwowanych wiatrów.

Mussony są „wiatrami dolnymi“. Musson zimowy w Indyach sięga nie wyżej niż do 2 km. nad poziomem morza, letni sięga do wysokości prawie dwa razy większej. Na Jawie ani zimowy, ani letni musson nie sięga wyżej niż do wysokości 3 km.

Gradyenty barometryczne towarzyszące mussonom są niewielkie: ledwo 0,13 — 0,14 mm. na stopień geogr. Mimo to mussony są silnymi wiatrami. Ponieważ przy wielkich rozmiarach prądu, przy dalekim zasięgu już ten niewielki gradient wystarcza do pokonania tarcia.

§ 26. Ogólna cyrkulacja planetarna. Wiatry dolne. Przyczyną ogólnej cyrkulacji jest różnica temperatury między równikiem i biegunami. Ponieważ bieguny są stale zimniejsze od równika, więc wiatry spowodowane przez różnicę temperatury między pierwszymi a drugim wieją przez cały rok. Nie obywają się jednak bez pewnych zmian peryodycznych, spowodowanych coroczną wędrówką słońca z jednej półkuli na drugą.

Cały system wiatrów planetarnych przesuwają się za słońcem z *N*

na *S* i odwrotnie. Oprócz tego jedne wiatry wzmacniają się w pewnej porze roku, inne zaś słabną.

System wiatrów dolnych, należących do cyrkulacji planetarnej¹⁾, o ile go znamy z obserwacji, przedstawia się następująco. W pasie równikowym, mniej więcej o 30° szerokości północnej do 30° szerokości południowej panują passaty: na północnej półkuli passat *NE*, na południowej passat *SE*; pomiędzy nimi znajduje się równikowy pas ciszy i słabych, zmiennych wiatrów („*doldrums*“ u angielskich marynarzy) szeroki na mniej więcej 4°. Ten pas odznacza się obfitością deszczów. U biegunowej granicy każdego z passatów znajduje się drugi pas ciszy i zmiennych, słabych wiatrów, ale—w przeciwieństwie do pasa równikowego—suchy. Są to „końskie szerokości“ (*Rossbreiten*), nazwane tak za czasów żeglugi żaglowej, bo zdychały tu konie wiezione do Ameryki, gdy na okrętach zatrzymanych przez długą ciszę zabrakło słodkiej wody, lub paszy. Na oceanach, zwłaszcza na Atlantyckim, passaty są bardzo stałe i regularne; na lądach, gdzie kombinują się z mussonami i innymi wiatrami, niestałe i nieregularne. W zimie passaty są silniejsze niż w lecie, bo zasadniczą przyczyną wiatru: różnica między temperaturą równika i wyższych szerokości geogr. jest wtedy większa. Cały system passatów wraz ze wszystkimi trzema pasami ciszy przesuwają się nieco to na północ, to na południe, idąc za słońcem. Jednakże przesunięcie jest niewielkie a równikowy pas ciszy („*doldrums*“) pozostaje przeważnie na północnej półkuli tak samo, jak równik termiczny. We wschodniej części każdego z oceanów passat sięga dalej ku biegunom, niż w zachodniej, przytem w zachodniej staje się coraz to bardziej równoległym do równika, t. j. staje się coraz to wyraźniej wiatrem wschodnim. Jest to skutek obrotu ziemi.

W wyjątkowych warunkach znajduje się północna część oceanu Indyjskiego. Jest ona za ciasna na to, aby mógł się tu rozwinąć potężny passat *NE*. Wskutek tego mussony, które tu są właśnie bardzo silne, zupełnie przeważają nad słabym passatem. Oprócz tego w tej części oceanu Indyjskiego, która leży na półkuli południowej, tameczny passat *SE* łączy się w lecie z mussonem *SW* półkuli północnej. Wytwarza

¹⁾ Pochodzenie nazwy „cyrkulacja planetarna“ jest następujące. Gdyby cała ziemia była pokryta tylko morzem, albo tylko lądem, to mussony nie istniałyby wcale. Natomiast passaty i inne wiatry zaliczane do cyrkulacji planetarnej muszą istnieć na każdej planecie, znajdującej się w tych samych, lub w podobnych, jak ziemia, warunkach bez względu na to, czy lądy istnieją, czy nie istnieją, czy pokrywają większą lub mniejszą przestrzeń, czy są rozłożone w ten, czy w inny sposób.

się jednostajny gradient od zwrotnika Koziorożca aż do wnętrza Azji; powietrze płynie od rzeczonego zwrotnika najpierw jako passat *SE*, potem przekracza równik jako wiatr *S*, wreszcie na półkuli północnej wieje jako musson *SW*. Ta zmiana kierunku jest jednym z najdrastyczniejszych przykładów wpływu obrotu ziemi. (Fig. 10).

Podczas gdy w passatach przeważa wschodnia składowa, poza „końskimi szerokościami” na obu półkulach panują wiatry zachodnie z pewną niezbyt znaczną składową, skierowaną ku bliższemu biegunowi. Pasy wiatrów zachodnich są szersze,



Fig. 10.

niż pasy passatów, bo sięgają aż do okolic podbiegunowych. Podobnie jak passaty, wiatry zachodnie są silniejsze i bardziej stałe na oceanach, niż na lądach. Ponieważ na półkuli południowej, przedewszystkiem zaś w średnich szerokościach, t. j. właściwie tam, gdzie wieją wiatry zachodnie,—lądy zajmują stosunkowo mało miejsca, więc na półkuli południowej, zwłaszcza na oceanach południowych—te wiatry są silniejsze i bardziej stałe (*die braven Westwinde*) niż na półkuli północnej. Mimo to przewaga ich na oceanie Atlantyckim północnym jest bardzo wyraźna, co więcej cała Europa zachodnia znajduje się pod ich dominującym wpływem. Wiatrom zachodnim zawdzięcza Europa zachodnia swój łagodny i wilgotny klimat, albowiem przychodząc z oceanu ciepłego (w Atlantyku północnym panuje prąd ciepły—Golfstrom) przynoszą one ciepło i wilgoć. Im dalej na Wschód, tem wpływ wiatrów zachodnich jest bardziej pokrzyżowany przez wiatry kontynentalne typu „mussonów”.

W pasie wiatrów zachodnich zdarzają się nieustanne zaburzenia, połączone z wędrownymi „minimumami” ciśnienia, czyli tak zwanymi „cyklonami”, przenoszącymi się razem z wiatrami zachodnimi z Zachodu na Wschód. Cyklony przynoszą ze sobą niepogodę, opady, wiatry zmienne i t. d. Im to zawdzięczamy zmienność pogody cechującą klimat Europy. Podobne zaburzenia zdarzają się poza dziedziną wiatrów zachodnich w krajach podzwrotnikowych. Są one tam o wiele gwałtowniejsze, towarzyszące im wiatry są o wiele bardziej niszczące; ale same zaburzenia trafiają się rzadko. Tymczasem w średnich szerokościach ciągną one, osobliwie w zimie, całemi gromadami jedno za drugim.

Odkładając bliższe omówienie cyklonów na później, powiemy jeszcze kilka słów o wiatrach strefy podbiegunowej. Podczas gdy wiatry pasa międzyzwrotnikowego mają składową skierowaną ku równiko-

wi zaś wiatry w średnich szerokościach składowę skierowaną ku bliższemu biegunowi (mówimy tu o średnim ruchu powietrza, nie o poszczególnych wiatrach); wiatry strefy podbiegunowej mają znowu składowę skierowaną ku równikowi. Tak np. dokoła bieguna północnego często zdarzają się wiatry *NE*. O ile wiadomo, ciśnienie wzrasta ku biegunom (polarne antycyklony), ale tak rozkład jego, jak układ wiatrów nie jest jeszcze dobrze znany; wiadomo zresztą, że między układem północnym i południowym są pewne różnice, które zapewne pochodzą stąd, że biegun północny leży wśród morza Lodowatego a południowy na *wysokim* złodowaconym lądzie.

§ 27. Ogólna cyrkulacja planetarna. Wiatry górne. Już z dawniejszych obserwacji kierunku górnych chmur, dymu wulkanów, lotu balonów, dalej z pośrednich spostrzeżeń dokonanych na wysokich górach miano niektóre wiadomości o wiatrach górnych. W ostatnich czasach obserwacje lotu balonów-sond znacznie rozszerzyły te wiadomości, ale zarazem pokazały, że system wiatrów górnych jest więcej zawiły niż dawniej sądzono. Dopiero w przyszłości, gdy będziemy mieli znacznie więcej obserwacji balonowych i latawcowych, osobliwie nad oceanami, będzie można utworzyć dokładny obraz rzeczywistości; tymczasem wiadomo tylko, że nad passatami wieją kompensacyjne prądy „antipassaty“.

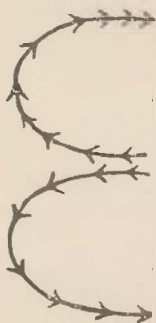


Fig. 11.

Schematycznie można je opisać w następujący sposób. Nad równikowym pasem ciszy wieje wiatr *E*, na północ od niego na półkuli północnej wieje górny wiatr *SE*, jeszcze dalej *S*, który wreszcie, już na granicy północnych końskich szerokości przechodzi w *SW* i *WSW*. To jest antipassat półkuli północnej. Odpowiednio do tego mamy na półkuli południowej na równiku wiatr górny *E* kolejno w coraz to wyższych szerokościach geograficznych przechodzący w *NE*, *N*, wreszcie na granicy południowych końskich szerokości w *NW* i *WNW*. To jest antipassat półkuli południowej. Kolejne zmiany kierunku są spowodowane przez wpływ obrotu ziemi. (Fig. 11).

Kilkoletnie obserwacje lotu balonów-sond w Bawarii wykazały, że na Jawie, a zatem pod samym prawnie równikiem, górny wiatr wschodni sięga aż do 17 km., t. j. do granicy stratosfery. Ponad nim, a więc już w stratosferze, w ciągu naszego letniego półrocza wieje wiatr zachodni. Z drugiej strony w ciągu naszego półrocza zimowego wiatr wschodni poczyną się dopiero od wysokości 6 km.; niżej wieje musson zachodni.

Na wyspach Sandwich passat sięga do wysokości 2,5 do 3 km.,

nad passatem znajduje się warstwa przejściowa. Od wysokości 3,5 lub 4 km. poczyną się antipassat wiejący w kierunku prawie wprost przeciwnym passatowi. Wiemy o tem z obserwacji dymów wulkanów Mauna Loa i Mauna Kea. Zdaje się, że w pasie międzyzwrotnikowym ponad passatem wszędzie wieje antipassat; jednakże są pewne wyjątki, osobliwie nad oceanem Indyjskim, gdzie stosunki są więcej skomplikowane.

Możemy powiedzieć, że w pasie międzyzwrotnikowym istnieje cyrkulacja zamknięta. Passaty doprowadzają dołem powietrze ku równikowi. Tu w pasie ciszy podnosi się ono w górę, przyczem następuje kondensacja, dająca powód do obfitych deszczów. Następnie to powietrze odpływa górą z antipassatami ku szerokościom końskim, gdzie znowu spływa z góry na dół. Rzeczywiście w szerokościach końskich panuje wysokie ciśnienie i bezchmurna pogoda, a to są symptomy prądów skierowanych z góry na dół. Cyrkulacja półkuli północnej oddaje część swego powietrza cyrkulacji południowej i odwrotnie. Mianowicie, gdy w naszym lecie pas ciszy przesunie się na północ, to część powietrza przyniesionego przez passat *NE* wzniósłszy się w górę, przechodzi do antipassatów półkuli południowej; odwrotny proces odbywa się podczas naszej zimy, gdy pas ciszy równikowej przesuną się na południe.

W antipassacie, jako górnym wietrze, gęstość powietrza jest mniejsza niż w dolnym passacie. Więc, aby odprowadzić te same masy powietrza, które przyszły dołem z passatem, trzeba albo żeby grubość antipassatu była większa od grubości passatu, albo żeby prędkość pierwszego była większa, niż prędkość drugiego. O ile wiadomo z dotychczasowych obserwacji, zachodzi i jedno i drugie: antipassat jest i grubszy i szybszy od passatu. Większa prędkość tłumaczy się w sposób zupełnie naturalny przez to, że antipassat nie podlega tarcia o powierzchnię ziemi.

Powstaje pytanie, dlaczego ta cyrkulacja sięga tylko do mniej więcej 30° szerokości północnej i południowej. Wprawdzie możebnem a nawet prawdopodobnem jest, że jakaś część powietrza przyniesionego przez antipassaty płynie dalej ku biegunom, ale większa jego część na pewno spada na dół i zawraca ku równikowi w szerokościach końskich. Dzieje się to dlatego, że odległość między południkami zmniejsza się od równika ku biegunom, przeto prąd płynący od równika ku biegunowi musi zwężać się. Aby powetować zwężenie, musi albo spiętrzać się, albo stawać się coraz to prędszym. Oczywiście jednak jest rzeczą, że zarówno zwiększenie grubości, jak wzrastanie prędkości musi mieć pewne granice, że przynajmniej część powietrza płynącego z antipassatami ku bie-

gunom musi gdzieś zawrócić. Pomaga do tego i osnący wraz (por. § 22) z szerokością geograficzną wpływ obrotu ziemi, dzięki któremu antipassaty zawracają na półkuli północnej na prawo a na południowej na lewo, aż w końcu z wiatrów wiejących *od* równika staną się wiatrami wiejącymi *ku* równikowi.

Dlaczego atoli w tym systemie wzajemnie kompensujących się wiatrów piętro dolne stanowią passaty, a górne — antipassaty? Oto dlatego, że na obracającej się ziemi passaty jako wiatry, mające wschodnią składową są przeciskane do jej powierzchni, zaś antipassaty, jako mające składową zachodnią, są od niej odpychane. Dzieje się to, jak to zaraz pokażemy, dzięki pionowej składowej siły Coriolis'a. Mała to siła, ale ponieważ chodzi nie o zneutralizowanie przemożnej siły ciężkości, lecz o rozstrzygnięcie, który, z jednakowo sile ciężkości poddanych prądów ma opadać, a który wznosić się; więc może ona okazać swój wpływ.

Pokażemy teraz, że siła Coriolis'a rzeczywiście działa w sposób wyżej podany. W tym celu powrócimy do równań I z § 22 i weźmiemy pod uwagę trzecie z tych równań. Po przeniesieniu na prawą stronę wyrazów zawierających $2w$ zobaczymy, że pionowa składowa siły Coriolis'a jest

$$2wp \cos \varphi (u \sin \alpha + v \cos \alpha). \quad (V)$$

Azymut α dodatniej osi x jest dowolny. Załóżmy, że

$$\alpha = 0.$$

Wtedy dodatnia oś x będzie skierowana wprost na południe, dodatnia oś y na wschód, dodatnia oś z , jak zawsze, ku zenitowi, a wyrażenie pionowej składowej siły Coriolis'a sprowadzi się do

$$2wpv \cos \varphi. \quad (VI)$$

Znak tego wyrażenia zależy od v , bo wszystkie pozostałe czynniki są, zarówno na półkuli północnej, jak na południowej, dodatnie. Ponieważ dodatnia oś y jest skierowana ku wschodowi, więc v jest dodatnie dla wiatrów wiejących *ku* wschodniej stronie horyzontu, a więc dla wiatrów zachodnich i odwrotnie ujemne dla wiatrów wschodnich. To znaczy, że pionowa składowa siły Coriolis'a odpycha od powierzchni ziemi wiatry zachodnie a spycha na dół wiatry wschodnie. Jakiśmy to wyżej zapowiedzieli.

Dlaczego wreszcie w powierzchni ziemi panują w pasie równikowym wiatry wschodnie a poza jego obrębem wiatry zachodnie? Nie mówimy tu, rozumie się, ani o wiatrach ściśle wschodnich, ani o wiatrach ściśle zachodnich, lecz o wiatrach mających składową wschodnią, względnie zachodnią.

Oczywistą jest rzeczą, że ani wiatry wschodnie, ani wiatry zachodnie nie mogą mieć przewagi, albowiem gdyby ją miały pierwsze, to dzięki tarciu obrót ziemi ulegałby opóźnieniu, a gdyby ją miały drugie, to ulegałby przyspieszeniu. Ani jedno, ani drugie nie powinno zachodzić, albowiem ogrzewanie ziemi przez słońce, które jest pierwotną przyczyną wiatrów, nie powinno mieć wpływu na ruch obrotowy. Moglibyśmy to twierdzić z całą pewnością, gdyby powierzchnia ziemi była jednorodną i gładką¹⁾; ponieważ jednak rozkład lądów i mórz jest nieregularny i niesymetryczny, więc możemy to przyjąć tylko jako postulat prawdopodobnie ze znaczną dokładnością w naturze spełniony.

Jeżeli oznaczmy prędkość zachodniej składowej wiatru przez u , współczynnik tarcia o powierzchnię ziemi przez h ²⁾ i element pola powierzchni ziemi przez $d\sigma$, to postulat nasz wyrazi się przez wzór:

$$\int h u d\sigma = 0, \quad (\text{VII})$$

w którym całkowanie ma być rozciągnięte do całej powierzchni ziemi, zaś h powinno być zmienne, bo inne jest tarcie na morzu, a inne na lądzie, inne na równinach i stepach, inne zaś w górach i lasach. Ponieważ jednak, pomimo tej zmienności h jest zawsze dodatnie, więc warunek (VII) może być spełniony tylko w takim razie, gdy u jest w pewnej części powierzchni ziemi dodatnie a w pozostałej ujemne. Ze względu na symetrię względem równika zarówno dziedzina dodatnich, jak dziedzina ujemnych u , musi składać się z pasów otaczających ziemię. Najprostszym jest przypadek, gdy dziedzina ujemnych u zawiera tylko jeden pas równikowy³⁾, a dziedzina dodatnich składa się z dwóch pasów: jednego na półkuli północnej, drugiego na południowej, sięgających aż do biegunów. Natura obrała to najprostsze rozwiązanie, ograniczyła się do możliwie najmniejszej ilości pasów z dodatnimi, względnie ujemnymi u .

Nie możemy tu kusić się o podstawienie w równanie warunkowe (VII) funkcji u i h odtwarzających z dostateczną dokładnością prawdziwe prędkości wiatru i prawdziwe tarcie. Prędkości u są znane, choć bynajmniej nie wszędzie z dostateczną dokładnością; co zaś do h , to

¹⁾ Właściwie wchodzi tu w grę jeszcze pewne inne czynniki drugorzędne, których z powodu braku miejsca omawiać nie możemy. Zresztą wolno pominąć je właśnie dlatego, że to są czynniki drugorzędne.

²⁾ Nie należy mieszać współczynnika h ze współczynnikiem tarcia figurującym w równaniach ruchu powietrza, np. w równaniach Guldberga i Mohn'a.

³⁾ Na równiku u jest odjemne, bo wieją tu wiatry wschodnie.

wiadomości nasze są z pewnością niewystarczające. Zresztą byłoby to zadanie nazbyt specjalnem dla takiego podręcznika, jak niniejszy.

Nie mogąc uczynić zadość warunkowi (VII) w sposób zgodny z rzeczywistością, weźmiemy pewne fikcyjne, do rzeczywistości podobne rozwiązanie. Załóżmy, że h jest stałe na całej powierzchni ziemi, następnie założmy, że średnia z dodatnich u w obu strefach biegunowych jest równa co do absolutnej wartości średniej z ujemnych u w pasie równikowym. Wtedy zarówno dziedzina dodatnich jak dziedzina ujemnych u pokrywają połowę powierzchni kuli, a granice pasa równikowego są identyczne z równoleżnikami:

$$\varphi = \pm \arcsin \sqrt{\frac{1}{3}}.$$

W ten sposób krótszą drogą otrzymaliśmy ten sam układ wiatrów, do którego doszedł W. Ferrel¹⁾. Układ ten różni się od rzeczywistego tem, że jest nazbyt symetryczny. W układzie rzeczywistym pas ujemnych u , t. j. pas wiatrów wschodnich jest nieco przesunięty na półkulę północną²⁾ i jest węższy, niż w układzie Ferrel'a; pokrywa on mniej niż połowę powierzchni ziemi dla tego, że w pasie równikowym u są co do absolutnej wartości większe, niż poza nim.

Przesunięcie pasa równikowego wiatrów wschodnich na półkulę północną jest w związku ze skupieniem lądów na tej półkuli, dzięki któremu tak zwany równik termiczny, t. j. izoterma najwyższej średniej rocznej temperatury jest przesunięta na półkulę północną.

§ 28. Zaburzenia w wielkich prądach atmosferycznych. Trąby powietrzne. Tornados. Już z kombinacji cyrkulacji planetarnej z mussonami wynikłby niesymetryczny, dość skomplikowany, peryodycznym corocznym zmianom podlegający, system wiatrów. Nowe komplikacje powstają dzięki zaburzeniom przytrafiającym się zwłaszcza w średnich i wyższych szerokościach geograficznych. Każdemu takiemu zaburzeniu towarzyszy przenoszące się z miejsca na miejsce minimum ciśnienia, dokoła którego wieją wiatry na półkuli północnej przeciw, a na południowej za wskazówkami zegarka. Drogi opisywane przez cząsteczki powietrza są różne od drogi opisywanej przez minimum ciś-

¹⁾ The Motions of Fluids and Solids on the Earth's Surface. Professional Papers of the Signal Service, № (VIII), Washington 1882, głównie cz. I.

²⁾ Mówimy tu o średnim systemie rocznym wiatrów. Corocznego przesuwania się passatów z północy na południe i w odwrotnym kierunku nie uwzględniamy.

nienia. Podobnie jak fala, zaburzenie jest pewną formą ruchu, przenoszącą się z miejsca na miejsce.

Najmniejsze co do rozmiarów zaburzenia, tak zwane „trąby powietrzne“ są podobne do tych malutkich wirów, które powstają w wodzie po uderzeniu wiosła, aczkolwiek są od tamtych o wiele większe. Rzadko zdarza się, żeby średnica wiru przewyższała kilkadziesiąt metrów, za to wysokość wynosi nieraz około kilometra, bo „trąby powietrzne“ sięgają zwykle do dolnej granicy chmur. Właściwie powinniśmy powiedzieć, że sięgają od dolnej granicy chmur do powierzchni ziemi, bo wir spuszcza się z góry na dół.

Niewątpliwie ma rację A. Wegner twierdząc, że „trąby powietrzne“ są więcej niż jakakolwiek inna forma ruchu powietrza podobna do „elementarnych wirów“ Helmholtz'a. O tożsamości nie ma mowy, bo wiecznotrwałe wiry Helmholtz'a mogą istnieć tylko w cieczy doskonałej, pozbawionej wewnętrznego tarcia; jest tylko podobieństwo o tyle znaczne, że warto porównać samotny, „elementarny wir“ Helmholtz'a z trąbą powietrzną. Wir składa się z elementów cieczy obracających się tak, jak ciała stałe. Otaczająca ciecz krąży dookoła wiru z prędkością kątową zmniejszającą się w miarę oddalenia. Bez wątpienia powietrze w samej trąbie powietrznej wiruje nieco inaczej niż ciało stałe, a prawo, według którego zmienia się prędkość powietrza otaczającego wir, jest różne od prawa właściwego idealnemu ruchowi niewirowemu; ale tak tu, jak tam różnice są z pewnością nieznaczne. Podobnie, jak w przypadku idealnym, prędkość szybko ubywa w miarę oddalenia od wiru, podczas gdy w jego centralnej części bywa zazwyczaj bardzo wielka. Dzięki tej wielkiej prędkości trąby powietrzne bywają stale widzialne, albowiem gwałtowny wiatr porywa pył, piasek, siano, trawę, częstokroć nawet większe przedmioty; na morzu, jeziorach, rzekach, porywa wodę, naturalnie w postaci kropel. Kręcąc tem wszystkiem, wir wytwarza wędrujący, zdala widzialny słup pyłu, piasku, względnie pyłu wodnego.

Trąby powietrzne zdarzają się u nas bardzo rzadko i tylko w lecie; o wiele częściej zdarzają się na morzach ciepłych. Dnia 10 września 1896 roku trąba powietrzna przeszła przez Paryż; na jednym z przedmieść porozrzuciła stragany na placu targowym, popsuła wiele dachów, połamała wiele drzew na ulicach. Po drodze trąba ta przeszła przez stację meteorologiczną na wieży św Jakóba (Tour St. Jacques), gdzie zaznaczyła się nagłym spadkiem ciśnienia, który zresztą trwał za ledwo kilkadziesiąt sekund. (Fig. 12).

Czem tłómaczy się tak mały spadek ciśnienia? Oczywiście rozrzedzeniem powietrza spowodowanym przez wielką siłę odśrodkową, towarzyszącą gwałtownemu ruchowi wirowemu. A skąd bierze się sam wir? Trudno odpowiedzieć na to pytanie choćby



Fig. 12.

dlatego, że, jak to wyżej powiedzieliśmy, trąba powietrzna zwykle tworzy się ponad poziomem kondensa-

cyi, a więc wysoko ponad naszymi stacyami meteorologicznymi. Wszakże na podstawie analogii z malutkimi wirami, tworzącymi się w wodzie przy uderzeniu wiosła, wolno przypuszczać, że przyczyną trąb powietrznych bywa starcie dwóch równoległych prądów horyzontalnych, bądź wprost przeciwnie skierowanych, bądź, jeżeli kierunki ich są jednakowe, znacznie różniących się co do prędkości.

Większymi co do rozmiarów, ale zresztą ze wszech miar podobnymi do trąb powietrznych są „tornados“ w Stanach Zjednoczonych, zdarzające się głównie na wschód od gór Skalistych. Trafiają się one tylko latem, idą najczęściej od *SW* ku *NE* z prędkością około 40 km. na godzinę. „Tornados“ trafiają się częściej, niż nasze trąby powietrzne, są nie tylko większe, ale średnio dużo gwałtowniejsze, wreszcie przebiegają po kilkadziesiąt, nawet po kilkaset kilometrów, podczas gdy nasze trąby powietrzne przebiegają rzadko kiedy więcej, niż kilkanaście kilometrów. O ile wiadomo z obserwacji, „tornado“ podobnie jak trąba powietrzna zaczyna się w górze, w obłokach, a potem spuszcza się na ziemię na podobieństwo olbrzymiej trąby słońca.

Większe rozmiary i większa gwałtowność „tornados“ w porównaniu z trąbami powietrznymi tłómaczy się przez większe kontrasty temperatury w Stanach Zjednoczonych. Izotermy są tu gęstsze niż w Europie; stąd łatwiej o starcie dwóch równoległych i różnych co do prędkości prądów, stąd wogóle ruchy powietrza szybsze niż w Europie.

Zarówno „tornados“, jak i trąby powietrza, bardzo często obchodzą się bez deszczu. Brak deszczu, brak kondensacji świadczy, że niema tu silnego wstępującego prądu.

§ 29. Cyklony, tajfuny, huragany (orkany) tropikalne. Tornados, a zwłaszcza trąby powietrzne przytrafiają się tak rzadko i zajmują przestrzeń stosunkowo tak niewielką, że dla pogody nie mają prawie żadnego znaczenia. Większe dla niej znaczenie mają cyklony tropikalnych mórz (tak zwane huragany, tajfuny i t. p.), a jeszcze większe — cyklony średnich i wyższych szerokości geograficznych. Np. w Europie opady są związane z przejściem cyklonów.

Zaburzenia, tą ostatnią nazwą objęte, są podobne do tornadów i do trąb powietrznych wskutek tego, że w środku zaburzenia znajduje się minimum ciśnienia, które z nim razem wędruje i dokoła którego (na półkuli północnej) wieją wiatry przeciw wskazówkom zegarka. Co do rozmiarów, przedewszystkiem co do rozmiarów horyzontalnych cyklony znacznie przewyższają tornada i trąby powietrzne. Wiatr wiejący o kilka kilometrów od środka trąby powietrznej, lub tornada może być i częstokroć bywa od niej, względnie od niego niezależny; tymczasem system wiatrów należących do cyklonu i wyraźnie od niego zależnych sięga nieraz na setki mil dokoła. Głównie ze względu na zupełnie inne rozmiary trudno przypuścić, żeby cyklony powstawały w taki sam sposób, jak trąby powietrzne.

Cyklony strefy cieplej różnią się pod kilku względami od cyklonów średnich i wyższych szerokości. Przedewszystkiem zdarzają się rzadziej niż tamte i przeważnie w pewnych określonych porach roku, mianowicie, tajfuny na morzu Chińskim i orkany w zachodnim oceanie Indyjskim powstają w tych porach roku, w których letni musson ustępuje miejsce zimowemu, lub odwrotnie. Orkany zatoki Bengalskiej także przypadają na czas zmiany mussonu; najczęściej pojawiają się na wiosnę (w maju), lub w jesieni (w październiku). Cyklony zachodnio-indyjskie (antylskie) zwykle przytrafiają się w sierpniu lub wrześniu. Horyzontalne rozmiary cyklonów tropikalnych są mniejsze niż rozmiary naszych, prędkość przenoszenia się jest także mniejsza; za to wiatr, zwłaszcza w pobliżu minimum ciśnienia, bywa znacznie silniejszy. Co do gwałtowności wiatru, huragan antylski, lub „tajfun“ chiński w niczem nie ustępuje najstraszniejszemu amerykańskiemu „tornado“. Obok tego, z powodu większych rozmiarów horyzontalnych, pas, w którym wiatr ma siłę niszczącą, zajmuje szerokość nie kilkadziesiąt, lub kilkaset metrów lecz kilkadziesiąt lub kilkaset kilometrów.

Mówiąc o rozmiarach cyklonów tropikalnych, należy określić te rozmiary nieco dokładniej. Ponieważ huragan naturalnej, wyraźnie określonej granicy posiadać nie może, więc przyjmiemy pewną dowolną granicę na podstawie następującej. Wiemy, że huragan jest jednocześnie wędrującem minimum ciśnienia. Uważajmy tedy jako chwilowe pole huraganu całe pole, w którem ciśnienie sprowadzone do poziomu morza jest chwilowo niższe od ciśnienia normalnego, t. j. weźmy izobarę 760 mm. za chwilową granicę huraganu. Otóż szerokość i długość tego pola wynoszą po kilkaset, tysiąc lub parę tysięcy kilometrów. Dodamy tu odrazu, że pole to ma zwykle kształt eliptyczny, przyczem większa oś elipsy jest średnio około $1\frac{1}{2}$ raza dłuższa od mniejszej i ma

kierunek mniej więcej *N—S*. Dodajmy jeszcze, że w samym środku huraganu, w samym minimum ciśnienia, bywa o jakie kilkadziesiąt mm. niższe od normalnego; notowano już mniej niż 700 mm.

Charakterystycznym dla cyklonów tropikalnych jest tak zwane „oko burzy“, obserwowane nie zawsze, nie u wszystkich cyklonów, ale bardzo często. Podczas gdy dokoła wędrownego minimum ciśnienia wieją wiatry gwałtowne, deszcz leje jak z cebra a niebo jest pokryte gęstymi chmurami, tymczasem w samym minimum i jego najbliższym otoczeniu panuje cisza, niebo jest czyste a deszcz nie pada. To jest właśnie „oko burzy“. Średnica jego wynosi zwykle kilkanaście do trzydziestu kilometrów. W huraganach półkuli północnej wiatry wieją przeciw wskazówkom zegarka (na półkuli południowej *za* wskazówkami zegarka) a ponieważ po przejściu „oka burzy“ przeskakują na wprost przeciwnie; więc jeżeli przedtem wiał wiatr *S*, to po przejściu „oka burzy“ wieje wiatr *N* i t. p. Okres ciszy, odpowiadający przejściu „oka burzy“ trwa zwykle niedługo, jakie kilkanaście minut, pół godziny. (Fig. 13).



Fig. 13.

Wiatry wiejące w cyklonach tropikalnych należą do najgwałtowniejszych, jakie wogóle przytrafiają się na powierzchni ziemi. Prędkość ich wynosi do 50 metrów na sekundę i więcej.

Powiedzieliśmy wyżej, że oprócz oka burzy deszcz leje jak z cebra. To jest dowodem wstępującego ruchu powietrza. Bez wznoszenia się powietrza, bez kondensacyi temu ruchowi towarzyszącej owe niesłychanie obfite opady nie byłyby możliwe.

Na szczęście cyklony tropikalne są zjawiskiem rzadkiem. Niekiedy mija kilka lat, zanim w danej, przez cyklony nawiedzanej okolicy pojawi się jeden z nich; za to niekiedy w jednym roku bywa ich kilka. Nie od rzeczy będzie wyjaśnić, że cyklony tropikalne pojawiają się w pewnych zupełnie określonych okolicach i to tylko na morzach, mianowicie: 1) na morzu Antylskim, 2) w zatoce Bengalskiej i na morzu Arabskim, 3) około wysp Filipińskich i na morzu Chińskim (tajfuny), 4) w południowym oceanie Indyjskim w okolicach wyspy św. Maurycygo, 5) w południowym oceanie Spokojnym koło wysp Hebrydzkich i Samoa.

Cyklony tropikalne powstają na morzu i wędrują po morzu; jeżeli wejdą na ląd, jak to np. zdarza się z cyklonami zatoki Bengalskiej; to wprędce słabną i rozpraszają się, większych gór wcale przekroczyć nie mogą. Natomiast małe wyspy, trafiające się na drodze cyklonu, nie są w stanie zmniejszyć go, same zaś podlegają okropnemu spustoszeniu.

§ 30. **Cyklony strefy umiarkowanej.** Przechodzimy teraz do najbardziej nas interesujących cyklonów europejskich i północno-amerykańskich. I tu, podobnie jak w cyklonach tropikalnych, izobary, otaczające minimum ciśnienia, mają kształt elipsoidalny; oś wielka bywa dużo dłuższa od małej, nieraz więcej niż półtora raza dłuższa, i skierowana bywa najczęściej od *NE* ku *SW*. Kształty izobar, osobliwie dalszych od minimum są wielce regularne. Podobnie jak cyklonom tropikalnym także cyklonom europejskim i amerykańskim towarzyszą opady atmosferyczne, co świadczy o istnieniu ruchu pionowego skierowanego w górę. Jednakże składowa pionowa jest w porównaniu do horyzontalnej mała i w zwykłych warunkach, bez osobnych „ad hoc” obserwacji, niedostrzegalną.

Prędkość przenoszenia się jest większa, niż u cyklonów tropikalnych. Podczas gdy u tamtych wynosi po kilka, kilkanaście km. na godzinę, u cyklonów europejskich wynosi średnio około 30 a u amerykańskich około 40 km. na godzinę.

Wreszcie cyklony strefy umiarkowanej są dużo rozleglejsze od tropikalnych. Pole objęte izobarą 760 mm. ma zwykle około 2000 do 3500 km. średnicy, zaś wyjątkowo nawet 9 — 10000 km. Wtedy atoli izobara 760 mm. obejmuje zwykle, oprócz głównego minimum ciśnienia, kilka drugorzędnych. Rzecz prosta, że w tak rozległych cyklonach przy tej samej głębokości minimum izobary są mniej gęste, gradienty mniejsze i wiatry słabsze niż w tropikalnych. Dzięki temu cyklony strefy umiarkowanej nie są bynajmniej niebezpieczne; chyba wyjątkowo zdarzy się czasem cyklon szerzący zniszczenie. Jest to wielkie szczęście, bo są to zjawiska częste, osobliwie w zimie. Np. przez Rosyę europejską przeciąga rocznie średnio 75,4 cyklonów. Z tego na zimę przypada 23,5, na wiosnę 17,6, na lato 12,0, na jesień 22,3. Naturalnie nie są to jakieś stałe cyfry: jednego roku bywa mniej, drugiego więcej cyklonów, jednej zimy mniej, drugiej więcej, jak się zdarzy.

Niektóre cyklony trwają krótko. znikają już w ciągu jednej doby; inne trwają po kilka dni; zdarzają się nawet takie, które trwają po parę tygodni.

Cyklon jest formą ruchu, przenoszącą się z miejsca na miejsce wśród ogólnego prądu atmosferycznego. Drogi, po których płynie powietrze, nie są równoległe do drogi, po której wędruje środek wiru, są one, zależnie od odległości i położenia względem środka oraz zależnie od innych okoliczności, wielce rozmaite. Niektóre z nich okrążają środek wiru, tworząc jakby pętlice, inne zaś są tylko mniej lub więcej zakrzy-

wione. Widać to dobrze na załączonym tu rysunku (Fig. 14), zapożyczonym z rozprawy W. N. Shaw'a¹⁾ i przedstawiającym drogi powietrza w cyklonie, który 26 – 27 lutego 1903 r. przeszedł przez Anglię. Naturalnie

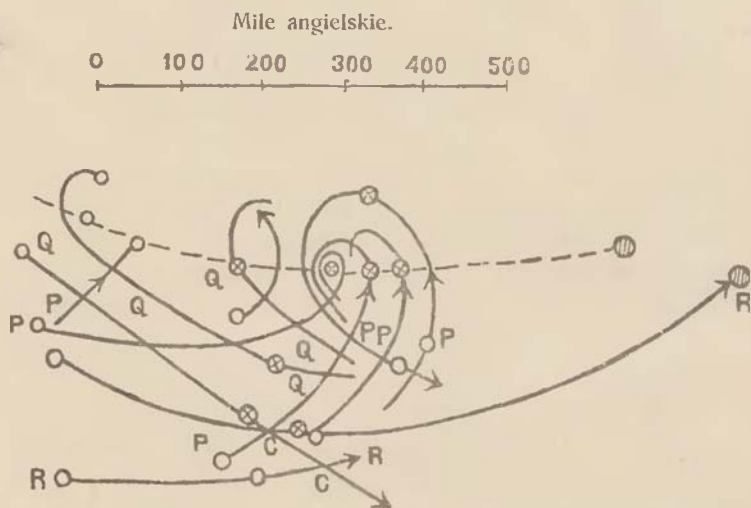


Fig. 14.

Horyzontalne rzuty dróg powietrza w czasie burzy 26 – 27 lutego 1903 roku w Anglii. Drogi powietrza są nakreślone według bezpośrednich obserwacji wiatru, tylko miejscami uzupełnione według izobar.

— — — — — oznacza drogę środka cyklonu.

P — droga powietrza, które przeszło przed środkiem cyklonu.

Q — droga powietrza, które opuściło tył cyklonu.

R — droga przybliżenie równoległa do drogi środka cyklonu.

C — punkty w których drogi powietrza krzyżują się.

Jednoczesne pozycje są tak oznaczone: ○ 26 lut. 0 h, ⊕ 27 lut. 7 1/2 h a. m.

⊗ 27 lut. 6 h p. m.

z tego, co się działo podczas jednego, jedynego cyklonu, nie można wprowadzać daleko idących wniosków. Można np. powiedzieć, że w każdym innym cyklonie drogi powietrza mają podobne kształty, jak w cyklonie z 26—27 lutego 1903 r.; ale nie można powiedzieć, żeby rozkład opadów oraz dopływ i wypływ powietrza musiały być takie same, jak

¹⁾ The meteorological aspects of the storm of 26–27 Febr. 1903. Quaterly Journal of the Meteorological Soc. London. Tom XXIX (1903), str. 233 – 258. Por. także W. Meinardus, Ueber die absolute Bewegung der Luft, Meteorolog. Zeitschrift. Tom XX (1903), str. 529 – 544.

w wymienionym cyklonie. Mianowicie w tym cyklonie największe deszcze padały przy wiatrach *S* i *SE* w przedniej południowej, części cyklonu, powietrze wpływało do cyklonu (przynajmniej w zbadanej środkowej części) od *S—W* a wypływało z niego w kierunku *S—E*; na północnej stronie drogi środka cyklonu powietrze ani wpływało, ani wypływało.

§ 31. Wpływ cyklonów na pogodę. Do Europy cyklony przychodzą zwykle z Zachodu Niekiedy przychodzą one aż z Ameryki północnej, ale częściej tworzą się na oceanie Atlantyckim i stąd podążają na Wschód¹⁾ rozmaitemi drogami. Większość ciągnie od *SW* ku *NE* na północ od Szkocji, potem przez Skandynawię północną ku morzu Białemu, albo przez Anglię południową, morze Północne, Danię, morze Bałtyckie na północny wschód Rosji. Pewne drogi są więcej uczęszczane w zimie, pewne inne w lecie; ale zawsze większość wędrownych minimum barometrycznych przeciąga na Północ od ziem dawnej Rzeczypospolitej. Wobec tego najpierw rozpatrzmy zmiany pogody następujące wtedy, gdy wędrowne minimum barometryczne przeciąga na północ od danej stacyi.

W tym celu przetnijmy Fig. 1 w § 23 prostą nieco nachyloną do horyzontu tak, aby jej prawa strona leżała nieco wyżej niż lewa i rozpatrzmy zjawiska następujące po sobie, gdy posuwamy się wzdłuż tej prostej od strony prawej ku lewej. bo w tym porządku będą się one nasuwać na daną stacyę gdy cyklon idzie od lewej ku prawej. Prosta powinna przechodzić poniżej środka cyklonu, bo założyliśmy, że ten środek przechodzi na północ od rozpatrywanej stacyi. Wadą rysunku w § 23 jest zbyt regularność. Dla tego też w odpowiadającym mu, tu załączonym rysunku, umyślnie nakreśliliśmy izobary mniej regularne. (Fig. 15).

Skoro minimum barometryczne zacznie zbliżać się, to oczywiście na danej stacyi barometr zacznie opadać. Wobec wielkich rozmiarów naszych cyklonów, przy prędkości przenoszenia się około 30 km. na godzinę, barometr zaczyna spadać nieraz na dwie i więcej doby przed chwilą, w której samo minimum *M* prze-



Fig. 15.

¹⁾ Cyklony podążające na Zachód należą do rzadkości, przedewszystkiem w Europie.

chodzi przez południk rozpatrywanej stacyi. Jednocześnie a częstokroć, zanim jeszcze zacznie spadać barometr, pojawiają się wysokie pierzaste obłoczki „cirri“ (por. § 11), poczem niebo zaczyna chmurzyć się. Najpierw pojawia się warstwa gęstsza zawsze jeszcze wysokich, białawych obłoków, tak zwany „cirrostratus“ (por. § 11), następnie chmury stają się coraz to gęstsze i niższe w miarę tego, jak minimum zbliża się. Tymczasem wiatr obraca się od *SE*, przez *S*, *SW* i t. d., idąc zawsze „za słońcem“¹⁾. Około czasu, gdy samo minimum mija stacyę, więcej wiatry zachodnie (*W*); potem, gdy minimum już minie stacyę, następują wiatry o składowej północnej, a więc *NW*, *NNW*, *N* i t. d. Jednocześnie barometr podnosi się a zachmurzenie zmniejsza się. Przejściu minimum towarzyszy deszcz, a w zimie śnieg. Niekiedy najsilniejsze opady poprzedzają najniższy stan barometru a przy podnoszącym się barometrze i zimnych wiatrach północnych spadają tylko od czasu do czasu krótkotrwałe deszcze, względnie śnieżyce, którym towarzyszą wzmocnienia wiatru („böiges Wetter“). Niekiedy znowu, pomimo zachmurzenia, deszcz, względnie śnieg albo wcale nie pada podczas spadania barometru, albo pada skąpo, i zaczyna obficie padać dopiero wtedy, gdy barometr zacznie podnosić się. Może nawet zupełnie obejść się bez deszczu, względnie śniegu, jeżeli środek cyklonu przechodzi zdala od stacyi i jeżeli, co za tem idzie, spadek barometru jest stosunkowo niewielki. Wogóle obfitość opadów, ich długotrwałość, wreszcie faza, w której najobficiej padają, zależą nietylko od intensywności samego cyklonu, ale także od jednoczesnego rozkładu wszystkich czynników meteorologicznych w bliższym i dalszym otoczeniu. Niekiedy do wiru cyklonicznego dostają się bardzo wilgotne masy powietrza. Zależnie od okoliczności—chwila i miejsce, w których owo wilgotne powietrze zostanie zmuszone do podnoszenia się i do kondensacyi.—może być bardzo rozmaite, może przypaść na tę, lub ową fazę cyklonu.

Kreśląc na poprzednim rysunku proste równoległe do *AB* na południe od minimum *M*, z łatwością spostrzeżemy, że zmiana kierunku wiatru przy przejściu cyklonu jest tem raptowniejszą, im bliżej danej stacyi przechodzi jego środek. Najbardziej raptowną jest wtedy, gdy minimum przechodzi właśnie przez daną stacyę, wtedy bowiem wiatr przeskakuje na prawie wprost przeciwny. Przypominamy tu to, co

¹⁾ Zaczęliśmy od wiatru *SE*, ale obrót wiatru może zacząć się od *SSE*, albo od *SEE* i t. d. To zależy od okoliczności. Natomiast stałą regułą jest, że wiatr obraca się „za słońcem“, jeżeli środek cyklonu przeciąga na północ od rozpatrywanej stacyi.

mówiliśmy o zmianie wiatru i o ciszy w czasie przejścia „oka burzy“ w cyklonach tropikalnych (por. § 29).

Ale skoro wdaliśmy się znowu w porównanie cyklonów sfery umiarkowanej z tropikalnymi, to nie od rzeczy będzie przypomnieć, że z powodu większych horyzontalnych rozmiarów — spadanie i podnoszenie się barometru w naszych cyklonach, przy tej samej głębokości minimum, o wiele powolniejsze i mniej regularne, niż w tropikalnych.

Weźmy teraz drugi, w kraju naszym, mniej częsty przypadek, gdy środek cyklonu przechodzi na południe od uważanej stacji. Wtedy, jak to widać z załączonego rysunku, wiatr kolejno obraca się od *SE* przez *E*, *NE*, *N* a więc „przeciw słońcu“. Zresztą zachowanie się barometru, zachmurzenie, nawet opady mają przebieg podobny, jak w

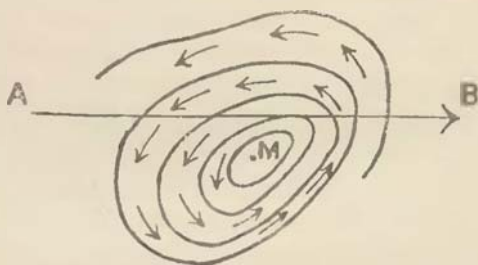


Fig. 16.

przypadku, gdy środek cyklonu przeciągał a *N* od uważanej stacji (Fig. 16).

W lecie cyklony przynoszą zazwyczaj niższą temperaturę, w zimie wyższą. Przyczynę tego przeciwieństwa poznamy później, rozpatrując wpływ zachmurzenia na temperaturę (por. § 41). Przód cyklonu jest cieplejszy, tylna część chłodniejsza, co jest oczywiście w związku z kierunkami wiatrów wiejących w przedniej i tylnej jego części.

§ 32. Teorya cyklonów. Skoro nazwaliśmy cyklony zaburzeniami w cyrkulacji atmosferycznej, to powinniśmy wyjaśnić, jakie to są zaburzenia. Wszystkich wypowiedzianych w tej kwestyi sądów i zdań powtarzać nie możemy, postaramy się tylko wyłożyć teorię F. M. Exner'a¹⁾ i A. Defant'a²⁾. Teorya ta zupełnie jeszcze nowa, w szczególności niezupełnie wypracowana, jednak godna dłuższej wzmianki.

Gdyby cała ziemia była pokryta morzem, albo gładkim lądem, to możliwa byłaby taka cyrkulacja atmosferyczna, jaką wyobrażał sobie W. Ferrel (por. § 26): passaty i antipassaty w pasie równikowym i poza tem wielkie wiry dokoła biegunów z przeważającymi stałymi wiatra-

¹⁾ Grundzüge einer Theorie synoptischer Luftdruckänderungen. Sitzb. Akad. Wiss. Wien. Math. Nat. Kl. 1906, str. 1171 — 1246, 1907, str. 819 — 954 i 1910, str. 697 — 738.

²⁾ Die Veränderungen in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre . . . to samo czasopismo, rocznik 1912, str. 379 — 584.

mi zachodnimi. Naturalnie ta cyrkulacja podlegałaby tym samym corocznym, peryodycznym zmianom, którym podlega rzeczywista ziemska cyrkulacja planetarna; mianowicie w lecie naszej półkuli strefa passatów przesuwalaby się na półkulę północną, jednocześnie zaś wir północny okółbiegunowy stawałby się nieco słabszym; w zimie naszej półkuli passaty przesuwalaby się na półkulę południową, zaś wir północny okółbiegunowy stawałby się silniejszym i t. d. i t. d.

Możnaby tu postawić pytanie, którego ani Exner, ani Defant nie stawiali; mianowicie o ile cyrkulacja Ferrel'owska byłaby w tych warunkach dynamicznie stałą, t. j. inaczej mówiąc, czy i o ile łatwo podlegałaby wielkim zaburzeniom, spowodowanym przez małe zewnętrzne siły. Według zdania E. Hermann'a¹⁾, z którym najzupełniej zgodzę się, — nawet na ziemi pokrytej oceanem jednostajnym, albo lądem gładkim, — cyrkulacja Ferrel'owska nie mogłaby być stałą, chyba przy wyjątkowych, trudnych do spełnienia warunkach. Skoro zaś jest niestałą, to muszą towarzyszyć jej różne zaburzenia w postaci fal postępowych i t. d. Ponieważ warunki, którym odpowiada schemat Ferrel'a, nie są zrealizowane, ponieważ powierzchnia ziemi jest niejednostajna i nierówna, ponieważ w dodatku lądy są nieregularnie rozłożone, przeto równik termiczny (izoterma najwyższej średniej rocznej temperatury) różni się od równika geograficznego, i bieguny zimna (punkty posiadające najniższą roczną temperaturę) różnią się od biegunów geograficznych. Oprócz tego, dzięki obecności lądów, powstają „mussony“, t. j. wiatry wiejące z mórz na lądy i z lądów na morza (por. § 25). Jeżeli skombinujemy mussony z wiatrami należącymi do cyrkulacji planetarnej, to otrzymamy pewien system wiatrów dość już do rzeczywistego podobny, w którym atoli brak jeszcze zaburzeń w rodzaju cyklonów strefy umiarkowanej. Według naszej powyższej uwagi zaburzenia te są konieczne, bo system Ferrel'a jest niestały. Exner i Defant tego nie mówią, ale podają przyczynę zaburzeń. Według ich teorii istnienie lądów jest przyczyną nie tylko mussonów, ale także zaburzeń w cyrkulacji. Właściwie teoria ich jest „implicite“ zawarta w pewnym twierdzeniu M. Margules'a, który znalazł, że w atmosferze obracającego się ciała niebieskiego drgania stojące są niemożliwe. Te same przyczyny, które, w atmosferze ciała nieobracającego się, wytworzyłyby drgania stojące, tu wytwarzają fale postępowe. To twierdzenie daje się — naturalnie z odpowiednimi modyfikacjami — zastosować do interesującej nas kwestyi.

¹⁾ System der Einwirkung von Sonne und Mond Annalen der Hydrographie, 1914 r., str. 121 — 141, spec. str. 121.

Rozpatrzmy wraz z A Defant'em¹⁾, pewien idealny przypadek. Wyobraźmy sobie ziemię, na której znajduje się jeden kontynent zawarty między dwoma południkami, i z resztą pokrytą wodą. Różnicę długości owych południków, t. j. innemi słowy, szerokość kontynentu wyrażoną w mierze kątowej oznaczmy przez l , oraz założymy, że

$$l = \frac{2\pi}{n}$$

gdzie n jest to liczba całkowita.

Mniej więcej poza 35° szerokości północnej i południowej reakcja lądu i morza na temperaturę atmosfery jest w lecie zupełnie inna niż w zimie; przeto musimy oddzielnie rozpatrzyć zimowe i oddzielnie letnie stosunki.

Rozpatrzmy szczegółowo tylko letnie stosunki, albowiem „mutatis mutandis“ można zastosować te same rozumowania do zimowych. Oprócz różnicy temperatury między równikiem a biegunami, która wytwarza gradient w kierunku południków, mamy także różnicę temperatury i gradient w kierunku równoleżników. W lecie ląd ogrzewa się znacznie więcej, niż morze, przeto powietrze nad lądem także ogrzewa się więcej, niż powietrze nad morzem; tworzy się tu „słup ciepłego powietrza“²⁾. Wskutek tego ciśnienie nad lądem zmniejsza się, wytwarza się tu „minimum“ ciśnienia. Naokoło niego musi wytworzyć się odpowiednia cyrkulacja „cykloniczna“. Na wschodniej stronie, którą nazwiemy „przednią“, powstaną południowe, na zachodniej, którą nazwiemy „tylną“, północne wiatry (Fig. 17). Południowe wiatry przynoszą ciepłe, lżejsze powietrze do przedniej strony cyklonu. Z tej zatem strony „jezioro ciepłego powietrza“ narasta, dziedzina niskiego ciśnienia rozszerza się; z przeciwnej, zachodniej strony, gdzie z północnymi wiatrami napływa zimne, ciężkie powietrze, jezioro to uszczupla się, dziedzina niskiego ciśnienia zmniejsza się. Jednem słowem cyklon przesuwa się na Wschód. Ponieważ zaś prędkość, z którą ciśnienie spada na wschodniej, względnie wzrasta na zachodniej stronie cyklonu zależy od siły wiatrów,

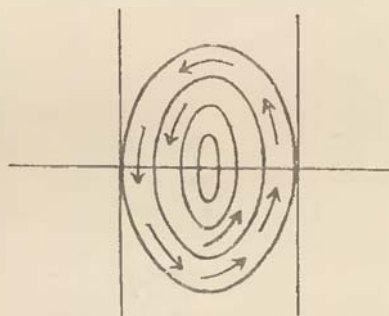


Fig. 17.

¹⁾ loc. cit., str. 458.

²⁾ Nazwa niezbyt szczęśliwa. Lepiej byłoby powiedzieć „jezioro ciepłego powietrza“.

ta zaś znowu zależy od różnicy temperatury pomiędzy równikiem i biegunami, więc możemy powiedzieć, że „wytwarzający się w lecie wskutek ogrzania lądu cyklon wędruje na Wschód wskutek obrotu ziemi i różnicy temperatury między równikiem a biegunami z prędkością przybliżenie wprost do tej ostatniej proporcjonalną. Podczas gdy cyklon wędruje na wschód, ląd jest w dalszym ciągu poddany insolacyi. Zatem ta sama przyczyna, która wytworzyła cyklon, trwa dalej i naturalnie dąży do wytworzenia nowego cyklonu. Ale z początku, t. j. zaraz po zerwaniu się pierwszego cyklonu, ląd znajdujący się teraz na jego tyłach jest poddany zimnym północnym wiatrom i trzeba pewnego czasu, aby to zimne powietrze ogrzało się. Dopiero wtedy, gdy cyklon już znacznie oddalił się, gdy wiejące na jego tyłach zimne wiatry osłabną, insolacja będzie mogła o tyle ogrzać ląd i znajdujące się nad nim powietrze, żeby wytworzyć nowe minimum ciśnienia, które naturalnie po pewnym czasie zerwie się tak samo, jak pierwsze i powędruje na Wschód. Po tem drugim nastąpi trzecie, po trzeciem czwarte i t. d.

W ten sposób wytwarza się nad lądem w pewnych, tylko bardzo zgruba równych odstępach czasu jeden cyklon po drugim, a wszystkie one dążą na Wschód. Północne wiatry wiejące na tyłach każdego cyklonu przynoszą zimne, ciężkie powietrze; a więc na tyłach każdego cyklonu wytwarza się „jezioro zimnego powietrza“, któremu towarzyszy „maximum“ ciśnienia, czyli tak zwany „antycyklon“. Widzimy więc, że dzięki istnieniu kontynentu o szerokości l stopni — na obracającym się cieple niebieskiem poddanem insolacyi wytwarza się system wędrujących na Wschód cyklonów i antycyklonów oraz połączonych z nimi okolic spadającego i wzrastającego ciśnienia. Szerokość tych ostatnich musi być średnio równa szerokości lądu l , a ponieważ ta znowu według założenia mieści się n razy w obwodzie ziemi, więc wytwarza się coś w rodzaju fal postępowych o długości $2l$, obchodzących ziemię od Zachodu na Wschód.

Założmy jeszcze, że średnia prędkość (kątowna), z którą wędrują cyklony i antycyklony, jest c ; wtedy po czasie $\frac{2\pi}{c}$ cyklon powraca na swoje dawne miejsce¹⁾. Być może, że w ciągu tego czasu cyklon znacznie osłabnie, ale jakiś jego ślad powinien pozostać. Jeżeli n jest nie tylko liczbą całkowitą, ale także parzystą, to wtedy mamy jednocześnie na obwo-

¹⁾ Należy wciąż pamiętać, że wszystko to odbywa się na idealnej ziemi, na której znajduje się tylko jeden ląd sięgający od bieguna do bieguna i zawarty między dwoma południkami.

dzie ziemi $\frac{1}{2}n$ cyklonów i $\frac{1}{2}n$ antycyklonów. Wtedy też pierwszy cyklon obszedłszy ziemię dokoła, pokrywa się z nowotworzącym się $\frac{1}{2}n + 1$ -szym cyklonem, drugi pokrywa się z $\frac{1}{2}n + 2$ -gim i t. d. Co więcej, zaraz widzimy, że wszystkie dawniejsze cyklony, których liczby porządkowe są: $1 - \frac{1}{2}n$, $1 - n$, $1 - \frac{3}{2}n$. . . i t. d. także wzmacniają $\frac{1}{2}n + 1$ -szy cyklon. Tak samo cyklony, których liczby porządkowe są $2 - \frac{1}{2}n$, $2 - n$, $2 - \frac{3}{2}n$. . . i t. d. wzmacniają $\frac{1}{2}n + 2$ -gi cyklon i t. d. i t. d. Pomimo tego, dzięki tarciu, ruchy powietrza muszą pozostać skończone. Gdyby zaś n było liczbą stałą, ale nieparzystą, to wtedy mielibyśmy na obwodzie ziemi jednocześnie $\frac{1}{2}(n+1)$ cyklonów i $\frac{1}{2}(n-1)$ antycyklonów. Wtedy cyklon, który właśnie obszedł całą ziemię, pokrywałby się z antycyklonem; a więc nie tylko by go nie wzmocnił, lecz przeciwnie — osłabił. Wogóle w tym przypadku dawniejsze cyklony i odwrotnie dawniejsze antycyklony osłabiałyby nowsze cyklony; przeto cały ruch musiałby wprędce zaniknąć. Widzimy tu analogię ze zjawiskami „rezonansu“.

Przejdźmy teraz od idealnego przypadku do realnych ziemskich stosunków. Insolacja wytwarza na lądach ziemskich takie same „jeziora ciepłego powietrza“ jak na owym idealnym lądzie na idealnej ziemi. Prądy powietrzne naokoło „minimum“, względnie naokoło „maximum“ ciśnienia mają ten sam charakter i tak samo powodują przesuwanie się cyklonów i antycyklonów na Wschód; lecz z powodu nieregularnego kształtu kontynentów te utwory muszą być więcej nieregularne i więcej skomplikowane niż w poprzednio rozważanym idealnym przypadku. Wszakże jeżeli tylko przedstawiają jakąkolwiek analogię z falami postępowymi obchodzącymi ziemię dokoła, to muszą na tem samym miejscu powtarzać się w okresach czasu mniej więcej równych, a w tej samej chwili powtarzać się całkowitą ilość razy na obwodzie ziemi.

Aby rozpoznać główne okresy, A. D e f a n t rozpatruje deszcze w Australii i w Argentynie słusznie mniemając, że opady, jako ściśle związane z cyklonami, muszą wykazywać te same peryody, co te ruchy atmosfery, które przenoszą cyklony i antycyklony z miejsca na miejsce. Okazało się, że w opadach argentyńskich można rozróżnić cztery peryody obejmujące średnio po

7,1, 12,0, 16,8 i 31,2 dni

a w australijskich również cztery obejmujące po

7,2, 12,1, 16,4 i 31,2 dni.

Średnia (kątowna) prędkość postępową między Argentyną i Australią okazała się mniej więcej jednakową dla wszystkich fal, mianowicie około 12° dziennie, co w danych szerokościach odpowiada prędkości linio-

wej około 45 km. na godzinę. Dla fal o peryodach 12 i $16\frac{1}{2}$ dni prędkość jest nieco większa, dla pozostałych dwóch, osobliwie dla najdłuższej fali o peryodzie 31-dniowym, nieco mniejsza; ale to bardzo pewne nie jest i nadto może pochodzi z jakichś ubocznych, dotychczas nieznanych przyczyn. Natomiast można z całą pewnością twierdzić, że prędkość postępową jest w lecie nieco mniejsza a w zimie nieco większa. Przyjmiemy atoli tymczasem średnią prędkość kątową 12° dziennie. Ponieważ długość fali równa się iloczynowi peryodu przez prędkość, więc

peryodowi	7-dniowemu	odpowiada	długość fali	86°
"	12	"	"	144°
"	16	"	"	195°
"	31	"	"	371°

Żadna z liczb ostatniej kolumny nie mieści się dokładnie w 360° , ale pierwsza jest bliska do 90° , druga do 120° , trzecia do 180° , czwarta do 360° . Tedy można przyjąć, że pierwsza fala mieści się w obwodzie ziemi 4, druga 3, trzecia 2 a czwarta 1 raz.

W opadach umiarkowanej strefy półkuli północnej Defant znalazł krótsze peryody, jak to widać z tabliczki znajdujący się na str. 568 jego wyżej cytowanej rozprawy, którą tu powtarzamy:

		Ameryka Półn.	Europa.	Japonia.	Średnio.
I	lato (maj – październik)	5,6	5,2	5,0	5,3
	zima (listopad – kwiecień)	6,1	6,2	5,4	5,9
II	lato	9,0	—	8,6	8,8
	zima	8,2	—	8,2	8,2
III	lato	14,0	15,0	14,0	14,3
	zima	12,0	11,0	11,0	11,3
IV	lato	28,0	29,0	27,0	28,0
	zima	22,0	22,0	20,0	21,3

Prędkość (kątową) postępową na półkuli północnej jest większa: wynosi średnio $24^\circ,5$, czyli pod 45° szer. geogr. 47 km. na godzinę; przeto, pomimo krótszych peryodów, długości fal są dość bliskie do $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{2}$ i $\frac{1}{1}$, obwodu ziemi.

Do strefy gorącej teoria powyższa nie stosuje się. Zważywszy zaś, że peryody są w strefach umiarkowanych półkuli północnej i południowej różne, możemy powiedzieć, że systemy cyklonów obu półkuli są od siebie niezależne.

Rozpatrując średnią (kątową) szerokość kontynentów Defant dochodzi do wniosku, że falę o peryodzie 7-mio-dniowym półkula południowa zawdzięcza Australii, Ameryce Południowej i oceanowi Atlan-

tyckiemu południowemu. Następnie twierdzi, że fale o peryodach 16 i 31 dni są dlatego stosunkowo do dwóch pozostałych słabe, że na półkuli południowej nie ma ani lądu, ani oceanu, którego szerokość wynosiłaby około 90° , albo około 180° . Przeciwnie, na półkuli północnej ląd azjatycko-europejski obejmujący średnio około 160° długości geogr. wydatnie przyczynia się do wytworzenia stosunkowo silnej fali o długości równej obwodowi ziemi.

Atoli wszystkie te wnioski są słabo uzasadnione, bo niewiadomo czy i o ile stwierdziłaby je ścisła analiza. Wszak teoria Defant'a jest, jak dotąd, tylko szkicem; ściśle matematyczne uzasadnienie twierdzeń wcale nie zostało przeprowadzone. Nie jest to jedyna słaba strona teorii Defant'a. Wszak według niej cyklony powinnyby powstawać w lecie na lądach a w zimie na morzach; tymczasem cyklony przychodzące do Europy powstają przeważnie na oceanie Atlantyckim niezależnie od pory roku. Jeszcze gorszą wadą jest to, że owe peryodyczności w opadach atmosferycznych, na które Defant powołuje się, są wielce niepewne. Tyle razy już doszukiwano się peryodyczności w opadach, ciśnieniach, temperaturach, a przy ścisłym, krytycznym badaniu zawsze okazywało się, że peryodyczność była pozorną, że autorowi poprostu przywidziało się to, co chciał zobaczyć. Dlaczegoż nie mogłoby zdarzyć się to samo i tutaj?

Jako poważny argument na korzyść swej teorii podnosi Defant następującą okoliczność. Według jego teorii prędkość (kątowna) postępowania cyklonów i antycyklonów powinna być tem większa, im kontrast między temperaturą strefy równikowej i temperaturą strefy podbiegunowej jest większy. Konstatuje zaś *1-mo*, że rzeczywiście prędkość postępowania cyklonów jest na półkuli północnej większa, niż na południowej, t. j. jest większa właśnie tam, gdzie kontrasty temperatury są większe. *2-do* konstatuje, że prędkość postępowania jest na obu półkulach większa w zimie, niż w lecie, t. j. większa w tej porze roku, w której kontrast temperatury między równikiem a biegunem danej półkuli jest większy. *3-io* konstatuje, że na obu półkulach prędkość postępowania cyklonów jest na lądzie pomimo większego tarcia większa niż na morzu, a więc znowu jest większa tam, gdzie kontrasty temperatury bywają z reguły większe.

§ 33. **Antycyklony.** Antytezą cyklonów są antycyklony, t. j. maxima ciśnienia barometrycznego, okolice, gdzie ciśnienie jest większe, niż normalne. Towarzyszą im wiatry ani zbyt silne, ani zbyt regularne, wiejące dokoła maximum odwrotnie jak w cyklonach, t. j. na półkuli północnej za wskazówkami zegarka.

Podczas gdy w cyklonach przeważają prądy wstępujące, konsekwencją których jest kondensacja i opady, w antycyklonach przeważają prądy zstępujące. Powietrze spływa tu powoli z góry na dół i potem dołem rozptywa się na boki. Gdy powietrze spływa z góry na dół, to (por. § 12 i następne) ogrzewa się dynamicznie, staje się wskutek tego względnie suchszem, a więc kondensacyi i opadów tu nie ma. Antycyklonom towarzyszy pogoda. Jednakże przy antycyklonicznej pogodzie bywają suche mgły, z drugiej zaś strony nocne oziębienie wskutek promieniowania przy jasnem niebie sprowadza ranne rosy i mgły dolne.

Antycyklony są konieczną antytezą cyklonów. Jasną jest rzeczą, że jeżeli gdzieś na powierzchni ziemi istnieje okolica, w której ciśnienie opada, to musi być też gdzieś okolica, w której ciśnienie podnosi się. Jasne też jest, że jeżeli w pewnem miejscu powietrze podnosi się w górę, to w innem miejscu musi spadać. Wynika stąd, że obok cyklonów koniecznie muszą tworzyć się antycyklony.

Na naszej półkuli północnej antycyklony przenoszą się z miejsca na miejsce w bardzo nieregularny sposób. Naturalnie pomiędzy dwoma następującymi po sobie cyklonami wędruje grzbiet wyższego ciśnienia; ale ruch samego „maximum“ ciśnienia może być i bywa zgoła różny od ruchu cyklonów i przegradzających je grzbietów wyższego ciśnienia; zależy on od całokształtu prądów atmosferycznych i odbywających się w nich zaburzeń. Odmienne stosunki panują w Australii na południe od 20° szerokości geograficznej. Tu właśnie antycyklony idą regularnie jeden za drugim z Zachodu na Wschód zaś cyklony pojawiają się i wędrują nieregularnie. Pojedyncze antycyklony australijskie są odgródzone jeden od drugiego dolinami niskiego ciśnienia, które dla pogody tamecznej odgrywają tę samą rolę, co w Europie lub Ameryce Północnej cyklony. Na mapach synoptycznych te doliny (depresye) zaznaczają się w charakterystyczny sposób przez wygięcia izobar w kształcie litery V.

§ 34. Stacyonarne cyklony i antycyklony. Powracamy do ogólnej cyrkulacyi atmosferycznej, aby rozpatrzyć te jej cechy, które mają przeważne znaczenie dla pogody w Europie. Chodzi nam o tak zwane „stacyonarne“ cyklony i antycyklony, t. j. o pewne rozległe, bądź przez cały rok, bądź przez wiele miesięcy, na jednym miejscu trwające „minima“ i „maxima“ ciśnienia. Cyklony do stacyonarnych antycyklonów nie przenikają, obchodzą je, omijają. Stąd drogi cyklonów zależą w znacznej mierze od położenia stacyonarnych antycyklonów. Dla pogody w Europie ogromne znaczenie ma stałe maximum ciśnienia na oceanie Atlantyckim w pobliżu wysp Azorskich oraz stałe minimum około Islandyi.

Azorskie maximum jest w zimie nieco wyższe niż w lecie, ale za to mniej rozległe. W zimie przesuwają się ono ku północy, w lecie cofa się ku równikowi, ale bądź co bądź przez cały rok pozostaje w tej samej okolicy. Jest ono zależne od ogólnej cyrkulacji planetarnej, należy do tego pasa wysokich ciśnień (por. § 26), który w „końskich szerokościach“ stanowi północną granicę passatów i antipassatów naszej półkuli. Azorskie maximum panuje wspólnie z minimum islandzkim nad zachodnimi wiatrami, wiejącymi z oceanu Atlantyckiego do Europy.

Islandzkie minimum zależy także od ogólnej cyrkulacji planetarnej, trwa wtedy także przez cały rok. Podlega ono znacznym corocznym zmianom: w lecie jest bardzo słabe, ledwo o kilka mm. niższe od normalnego ciśnienia, w zimie zaś głębokie (około 748 mm.). Nic w tym dziwnego, bo kontrasty temperatury między różnymi szerokościami oraz kontrast między temperaturą stosunkowo ciepłej wody morskiej i zimnego powietrza polarnego jest w zimie większy. Z drugiej strony widzieliśmy wyżej, że w zimie także maximum azorskie jest wyższe. Ostatecznie więc różnica ciśnienia między Azorami a Irlandią jest w zimie większa niż w lecie, a więc i gradient jest także większy. Wiatry nie dążą wprost od maximum azorskiego ku minimum islandzkiemu. Powtarza się tu na wielką skalę to, co widzimy w zwykłych cyklonach wędrownych. Wskutek obrotu ziemi wiatry zbaczają w prawo i dążą ku Wschodowi, lub ku Wschodowi północnemu, t. j. ku Europie północnej. Cyklony płyną z tym prądem i dlatego to droga najbardziej uczęszczana przez cyklony zimowe (por. § 31) prowadzi w kierunku na *NE* przez Szkocję lub na północ od Szkocji i przez Skandynawię północną, albo przez Anglię południową, Danię i morze Bałtyckie. Im kontrast między maximum azorskim a minimum islandzkim w czasie danej zimy jest większy, tem silniejszymi są wiatry południowo-zachodnie wiejące w zimie w Europie północno-zachodniej, tem częstszymi i gwałtowniejszymi są cyklony, nawiedzające w zimie północno-zachodnie wybrzeża Europy i sąsiednie morza. Od nich to pochodzą straszne burze, szalejące u wybrzeży Szkocji, u wysp Hebrydzkich i Orkney'skich i sięgające aż do Norwegii.

Dla pogody w Europie mają też ogromne znaczenie średnioazjatycki antycyklon zimowy i cyklon letni (por. § 25). Charakter zimy we wschodniej, a nawet środkowej Europie, w znacznej mierze zależy od wschodnich i północno-wschodnich wiatrów zimowych przychodzących z Azji środkowej i północnej. Im ciśnienie w zimowym antycyklonie azjatyckim jest większe, im tworzące go jezioro zimnego powietrza jest

względniejsze i dalej w stronę Europy rozlane, tem zima w Europie wschodniej i środkowej jest ostrzejsza.

§ 35. Burze. W niniejszym paragrafie będziemy używać wyraz „burza“ w nieco ciśniejszym zakresie, odpowiadającym niemieckiemu „Gewitter“ lub rosyjskiemu „grozá“, t. j. będziemy pod słowem „burza“ rozumieć krótkotrwały silny wiatr, któremu towarzyszą gwałtowne opady oraz wyładowanie elektryczności. Jednakże podciągniemy pod to pojęcie także tak zwane „suche burze“, t. j. krótkotrwałe gwałtowne wiatry, przy których pomimo silnego zachmurzenia do wydzielenia opadów nie dochodzi.

Wiadomo, że ciepło i wilgoć stwarzają warunki pomyślne dla burzy. W naszym klimacie burze są częste w lecie, w zimie zaś bardzo rzadkie. W gorących i wilgotnych krajach są one nietylko częstsze, ale także gwałtowniejsze niż u nas; za to w krajach suchych, albo zimnych, albo jednocześnie suchych i zimnych należą one do rzadkości. Z drugiej strony wiadomo, że burze są częstsze na lądzie niż na morzu a także, pomimo mniej wysokiej temperatury, częstsze w górach niż na równinach. Ta ostatnia okoliczność naprowadza nas na domysł, że burze towarzyszą szybkiej kondensacyi we wstępujących prądach, bo wiadomo, że góry sprzyjają formowaniu się prądów wstępujących (por. rozdz. VI). Potwierdza zaś nasz domysł ta okoliczność, że na lądzie burze są częstsze w ciągu dnia, t. j. w tej porze, w której tworzą się wstępujące prądy. Następnie potwierdzają go także inne okoliczności. Tak np. przed burzą tworzą się liczne „cumuli“, które łączą się w większe, gęste chmury; wiadomo zaś, że „cumuli“ (por. § 11) oznaczają właśnie te miejsca, gdzie strugi ciepłego powietrza wznoszą się w górę i kondensują. Zresztą jest jasną rzeczą, że ulewy spadające w czasie burzy mogą pochodzić tylko z tak obfitego źródła kondensacyi, jakim jest dynamiczne oziębienie wznoszącego się w górę wilgotnego, ciepłego powietrza. Inne źródła kondensacyi nie mogłyby dostarczyć tak obfitych opadów.

Siedliskiem burzy są zwykle wyższe, niekiedy bardzo wysokie obłoki. Niektórzy twierdzą, że siedlisko to znajduje się zwykle powyżej 3000 metrów nad poziomem morza.

Burze przenoszą się z miejsca na miejsce podobnie jak cyklony; ale co do szerokości objętego przez nie pasa, co do długości drogi nie mogą porównać się z cyklonami. Co więcej, burze są częstokroć podporządkowane cyklonom, zależne od nich. Np. okres deszczów towarzyszących przejściu cyklonu częstokroć zaczyna się burzą. Burza ta nigdy nie obejmuje całego pola cyklonu, tylko pewien wązki pas. Swoją drogą nie

należy sobie wyobrażać, żeby burze były zawsze i wszędzie związane z cyklonami. Przeciwnie, większość ich występuje jako krótkie przerwy w stałej antycyklonicznej pogodzie.

O ile zdaje się, można podzielić burze na dwie klasy. Do pierwszej należą burze, w czasie których zmieniają swe pozycje dwie masy powietrza położone jedna nad drugą; do drugiej te, w czasie których dwie masy powietrza pierwotnie *obok* siebie położone układają się jedna nad drugą. Owo nagłe przetasowanie, owa nagła zmiana pozycji to właśnie burza. Dlaczego jednak temu przetasowaniu, tej zmianie pozycji tak często towarzyszy wyładowanie energii elektrycznej, tego dobrze nie wiemy.

Burze należące do pierwszej klasy można znowu podzielić na dwie podklasy.

Podklasa Ia. Zwykłe burze ciepłe. Gdy w ciepłej porze roku niżej leżąca warstwa powietrza zostanie w porównaniu do górnej tak silnie ogrzana, że równowaga stanie się niestałą, to najłżejsze zaburzenie wywołuje gwałtowne ruchy pionowe. Zimne powietrze górne spada na dół, lżejsze, ciepłe dolne wznosi się w górę, przyczem oziębia się dynamicznie i wydziela z siebie parę. Stąd deszcz, grad. Jednym ze skutków przemiany pozycji dwóch warstw jest oziębienie, które następuje po burzy. Załóżmy dla przykładu, że wysokość *B* nad *A* wynosi 3000 metrów. Ponieważ przed burzą równowaga była niestałą, spadek temperatury był większy od adiabatycznego, więc założymy, że wynosił $1^{\circ},1$ na 100 metrów. Jeżeli zatem temperatura w *A* przed burzą była *T*, to w *B* wynosiła $T - 1,1 \times 30 = T - 33^{\circ}\text{C}$. Po burzy w *A* znajduje się powietrze, które spadło z *B*. Spadając ogrzało się dynamicznie o mniej więcej $0^{\circ},98 \times 30 = 29^{\circ},4$, więc przyszedłszy do *A* będzie miało temperaturę $T - 33^{\circ} + 29^{\circ},4 = T - 3^{\circ},6$. Zatem temperatura w *A* po burzy jest o $3^{\circ},6$ stopni niższą niż przed burzą. Lecz mógłby kto powiedzieć, że oziębienie po burzy pochodzi z innych przyczyn. Jeżeli np. w czasie burzy pada grad, to topnienie jego pochłania pewną ilość ciepła i sprawia oziębienie. Jest to zupełnie słuszna uwaga, a jednak grad towarzyszy tylko niektórym burzom a oziębienie jest stałą cechą. Zatem właściwą, główną przyczyną oziębienia musi być taki proces, który powtarzał się w czasie każdej burzy. Wnosimy stąd, że oziębienie, które obserwujemy po burzy, także przemawia na korzyść twierdzenia, iż burza polega właśnie na przetasowaniu dwóch warstw powietrza leżących jedna nad drugą.

Zauważmy, że doprowadzić do równowagi niestałej może nie tylko ogrzanie dolnej warstwy, ale także oziębienie górnej przez promienio-

wanie. Jednakże ten drugi przypadek jest napewno dość rzadki, podczas gdy pierwszy przytrafia się bardzo często, osobliwie w pierwszej połowie lata, gdy górne warstwy atmosfery są jeszcze zimne a dolne już silnie ogrzewają się w zetknięciu z powierzchnią gruntu. Burze, o których mówimy, nie zmieniają typu pogody, zdarzają się np. przy ciepłej stałej pogodzie i słabych wiatrach. Burza przychodzi jako „intermezzo“, po którym znowu powraca pogoda. W ciepłych i wilgotnych krajach ekwatorialnych burze tego rodzaju są nadzwyczaj częste. W Batavii na Jawie w pewnych porach roku zdarzają się codziennie o jednej i tej samej godzinie. W umiarkowanej strefie około 70% letnich burz należy według Hann'a do tego typu.

Chociaż przetasowanie dwóch warstw leżących jedna nad drugą nie daje samo z siebie powodu do przenoszenia się burzy, jednak burze ciepłe przenoszą się z miejsca na miejsce, bo prawie nigdy nie zdarza się, aby tak w dole, jak w górze nie było żadnego wiatru. Podczas gdy obie warstwy przetasowują się, jednocześnie wiatr unosi je a razem z niemi unosi burzę. Drugą przyczyną przenoszenia się burzy jest ta okoliczność, że przetasowanie dwóch warstw powietrza znajdujących się w równowadze niestałej nigdy nie odbywa się jednocześnie w całym zajęтым przez nie obszarze. Zawsze gdzieś najpierw zaczyna się i stąd dopiero rozszerza się dalej. Tak samo koniec przetasowania następuje w jednych miejscach wcześniej a w drugich później.

Podklasa Ib. Burze towarzyszące cyklonom powstają w umiarkowanej strefie półkuli północnej na południowo-wschodnim, albo wschodnim brzegu cyklonów; przeto w Europie środkowej zdarzają się wtedy, gdy środek cyklonu przechodzi po jednej z dróg przechodzących przez Europę północną. W zimie takie burze zdarzają się, choć rzadko, w zachodnim tylnym kwadrancie cyklonów, ciągnących przez Europę środkową. W przeciwieństwie do burz typu *Ia*, które tylko przerywają stałą pogodę, burze typu *Ib* zapowiadają a raczej rozpoczynają zmianę pogody: padają po nich długotrwałe deszcze. Podczas gdy burze typu *Ia* ciągną stosunkowo wązkimi pasami, burze typu *Ib* idą szerokim frontem, np. w Niemczech front ich sięga od Bałtyku aż do Alp a ciągnie się mniej więcej z północy na południe. Burzami tego rodzaju kończą się zazwyczaj wczesne okresy ciepła na wiosnę, lub w pierwszej połowie lata. Jeżeli weźmiemy pod uwagę tę okoliczność, że na wiosnę górne warstwy troposfery są jeszcze stosunkowo zimne, to przyjdziemy do przekonania, że w tej porze roku łatwo mogą z górnymi wiatrami wtargnąć bardzo zimne masy powietrza. Skoro takie zimne powietrze wtargnie na warstwę dolną już znacznie ogrzaną, to równowaga może

okazać się niestałą, poczem nastąpi przetasowanie takie same, jakie opisaliśmy pod typem *Ia*. W mniemaniu tem utwierdza nas ta okoliczność, że burze typu *Ib* posuwają się z Zachodu na Wschód, t. j. właśnie w kierunku panujących górnych wiatrów. W miarę tego, jak górna warstwa zimnego powietrza posuwa się coraz to dalej na Wschód, przetasowanie także postępuje coraz to dalej na Wschód.

Klasa II. Do drugiej klasy zaliczamy te burze, które powstają przez nagłe wtargnięcie zimnego powietrza pod ciepłe. Tu zimne powietrze znajduje się pierwotnie nie *nad* ciepłem, lecz *obok* niego. Stan taki jest stanem równowagi niestałej, bo ciepłe powietrze powinno, jako lżejsze, leżeć *nad* zimnem a nie *obok* niego. Stan taki naturalnie długo się utrzymać nie może, prędzej czy później zimne powietrze wejdzie się pod ciepłe i wypchnie je w górę. Jeżeli to ciepłe powietrze jest dostatecznie wilgotne, jeżeli wysokość, do której zostało podniesione, jest większa od wysokości właściwego mu poziomu kondensacyi, to przy podniesieniu w górę następuje wydzielenie pary, pada deszcz, ewentualnie śnieg. Jednocześnie następuje zmiana temperatury, bo u powierzchni ziemi ciepłe powietrze zostało zastąpione przez zimne. Wdzieranie się zimnego powietrza odbywa się szybko; odczuwamy je jako gwałtowny i zimny wiatr.

Jeżeli wypchane w górę ciepłe powietrze zostało podniesione do wysokości mniejszej niż ta, w której następuje kondensacya, to wtedy niema opadów a zazwyczaj także nie ma wyładowania elektryczności; mamy tak zwaną „suchą burzę“, t. j. silny wiatr połączony z nagłym spadkiem temperatury. Sucha burza zdarza się wtedy, gdy wypychające zimne powietrze rozlewa się cienką warstwą, albo też wtedy, gdy ciepłe powietrze zawiera o tyle mało pary, że właściwy mu poziom kondensacyi leży zawysoko.

Burze należące do typu II idą zwykle szerokim frontem, są krótkie i gwałtowne. Towarzyszy im nagły skok barometru w górę. Łatwo zrozumieć, skąd pochodzi to nagłe zwiększenie ciśnienia. Wszak według naszego tłómaczenia zimne powietrze wdarło się pod ciepłe, a więc jeżeli przed burzą znajdował się nad stacją słup powietrza, którego ciśnienie wynosi H mm. rtęci, to zaraz po wdarcu się zimnego powietrza nad tą samą stacją znajduje się słup wywierający ciśnienie $H + h$, gdzie h oznacza wysokość słupka rtęci równoważnego warstwie zimnego powietrza, które wdarło się pod ciepłe.

Zauważymy przytem, że przed burzą ciśnienie w okolicy, w której zalegało ciepłe powietrze, było mniejsze, niż w okolicy, w której zalegało zimne; zatem burza wyrównywa ciśnienie.

Zdaje się, że należałoby także klasę II podzielić na podklasy, albowiem niektóre burze typu II są wyraźnie związane z cyklonami, podczas gdy w innych tego związku nie widać. Przy niektórych burzach typu II występuje pewien charakterystyczny rozkład ciśnienia. Jeżeli nakreśliśmy izobary dla pewnej chwili czasu, to okaże się, że mają one załomy w kształcie litery V. Jeżeli potem nakreśliśmy izobary dla innej, późniejszej chwili czasu, to znów skonstatujemy podobne załomy, ale już na innym miejscu. Owe załomy posuwają się razem z frontem burzy. Oczywiście istnieje pewien jakby rów niskiego ciśnienia posuwający się razem z burzą. Wielu meteorologów uważa ten rów jako specjalnie charakterystyczny dla tego typu burzy, który Niemcy nazywają „Gewitterböe“ a Francuzi „grain d’orage“ i który odpowiada mniej więcej naszej klasie II. (Fig. 18).

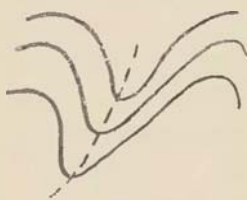


Fig. 18.

Zarówno ów charakterystyczny rozkład ciśnienia, jak związki burzy typu II z cyklonami oraz wiele innych szczegółów, o których tu mówić nie mogę, nie są jeszcze dobrze wyjaśnione. Z tego powodu wolę nie wprowadzać podziału klasy II na podklasy.

Prawdopodobnie izobary z załomami w kształcie litery V dadzą się wytłumaczyć przez pewne ciekawe doświadczenia W. Schmidta, które pokazały, że gdy zimne, ciężkie powietrze wdziera się pod lekkie, ciepłe, to wdziera się klinem na końcu zgrubiałym posiadającym jakby „głowę“.

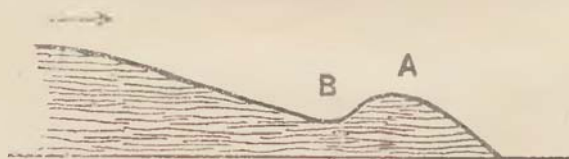


Fig. 19.

W chwili, gdy na daną stację wsuwa się „głowa“ A, ciśnienie powinno podskoczyć; gdy wsuwa się w dół B, powinno spaść, aby potem znowu wzrosnąć, gdy wsunie się dalsza część klina. (Fig. 19).

§ 36. Fale powietrzne. Podobnie jak na granicy między wodą a powietrzem, fale mogą też powstawać na granicy między dwiema warstwami powietrza, jeżeli gęstość zmienia się od jednej warstwy do drugiej wprawdzie w sposób ciągły, ale nagle, albo nawet w sposób nieciągły. Taką nagłą, czy nawet nieciągłą zmianę nazywamy „skokiem“ gęstości. Ponieważ w samej granicy ciśnienie w obu warstwach jest jednakowe, więc „skok gęstości“ musi być spowodowany przez „skok temperatury“. Przy tem trzeba koniecznie, żeby ów „skok“ był dodatni, t. j. żeby temperatura była niższa na dole a wyższa w górze; gdyby bo-

wiem był odjemny, to równowaga byłaby niestałą, każdy ruch spowodowałby zaraz prądy pionowe i zamiast falowania nastąpiłoby przetasowanie, zamiana pozycji między cieplejszem i zimniejszym powietrzem. Widzimy stąd, że fale powietrzne są związane z „inwersjami” temperatury (por. § 17). Oprócz tego trzeba jeszcze, żeby górna warstwa przepływała nad dolną. Naturalnie chodzi tu tylko o ruch względny.

H. v. Helmholtz sprowadził teorię fal na granicy dwóch ośrodków posiadających różne gęstości do teorii stałości ruchu. W szczególowy wykład tej z pewnością niezupełnej i niedostatecznej teorii wdać się nie możemy. Helmholtz pominął zarówno wewnętrzne tarcie, jako też tarcie na granicy obu cieczy. Jest to wielka wada teorii, bo tarcie, aczkolwiek ilościowo bardzo małe, odgrywa ważną rolę. Wszak dzięki jemu energia przenosi się z górnej cieczy do dolnej. Mniej ważnemi są pewne ograniczenia, bez których zresztą rachunki nie dałyby się doprowadzić do końca. Mianowicie teoria Helmholtz’a odnosi się *po pierwsze* do fal stacyonarnych, niezmiennających się. *Podrugie*, odnosi się do fal, których wysokość jest znikomo mała w porównaniu z długością, co, jak to dalej zobaczymy, częstokroć nie odpowiada rzeczywistości. *Potrzecie*, polega na założeniu, że ruch jest dwuwymiarowy oraz, że prędkość wiatru jest w danej cieczy wszędzie jednakowa. Powiedzieliśmy „cieczy”, bo teoria Helmholtz’a odnosi się właściwie do cieczy, t. j. do płynów o gęstości stałej nie zaś do gazów, t. j. do płynów o gęstości zależnej od temperatury i ciśnienia.

Pomimo tych powątpiewań co do wartości teorii Helmholtz’a, jednak zastosujemy jeden z jego wzorów, jako prawdopodobnie trafny. Wymiary jego są z pewnością właściwe; wątpliwymi mogą być tylko współczynniki liczbowe, może też również brak jakich dodatkowych małych wyrazów. Zresztą nie będziemy stawiać zbyt wielkich wymagań, nie będziemy żądać ścisłej zgodności z obserwacją: wystarczy, jeżeli wyniki rachunku będą tego samego rzędu, co wyniki obserwacji.

Wzór, o którym mowa, wygląda tak

$$a_2^2 \rho_2 + a_1^2 \rho_1 = \frac{g\lambda}{2\pi} (\rho_1 - \rho_2) \quad (\text{VIII})$$

λ oznacza tu długość fali, ρ_2 — gęstość górnej, ρ_1 — gęstość dolnej warstwy; g — przyspieszenie siły ciężkości. a_2 — prędkość górnej cieczy względem fal, wreszcie a_1 prędkość fal względem dolnej cieczy. Zatem całkowita prędkość górnej cieczy względem dolnej, czyli tak zwany „skok wiatru” jest

$$w = a_1 + a_2. \quad (\text{IX})$$

Widzimy, że prędkość dolnej warstwy wcale nie wchodzi do wzoru (VIII) (jak to było zresztą do przewidzenia); można więc uważać dolną warstwę za nieruchomą.

Przy zastosowaniu wzoru (VIII) natrafiamy na pewną trudność. Oto obserwacje pospolicie nie dają możliwości określić a_1 oddzielnie od a_2 ; przeto będziemy pospolicie zmuszeni ustanowić jakiś dowolny związek między a_1 i a_2 . Założmy, że, jak to z natury rzeczy wynika, a_1 i a_2 są jednakowego znaku, np. oba dodatnie oraz, co już jest zupełnie dowolne, ilościowo równe. Napiszmy więc

$$a_1 = a_2 = \frac{1}{2}w,$$

wtedy wzór (VIII) przejdzie w

$$w^2 (\rho_1 + \rho_2) = \frac{2g\lambda}{\pi} (\rho_1 - \rho_2),$$

skąd:

$$\lambda = \frac{\pi}{2g} w^2 \cdot \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}. \quad (X)$$

Zamiast gęstości, których bezpośrednio obserwować nie możemy, wprowadzamy absolutne temperatury. Ponieważ zaś na samej granicy ciśnienia są jednakowe, przeto według prawa Boyle'a i Mariotte'a gęstości są odwrotnie proporcjonalne do absolutnych temperatur. Po podstawieniu wzór (X) przechodzi w

$$\lambda = \frac{\pi}{2g} w^2 \cdot \frac{T_2 + T_1}{T_2 - T_1}. \quad (XI)$$

Za pomocą wzoru XI można wyznaczyć długość fali z temperatur absolutnych obu cieczy i ze „skoku“ wiatru. Założmy dla przykładu, że:

$T_1 = 280^\circ$, $T_2 = 285^\circ$, zaś $w = 10$ metrów na sek. Wtedy, ponieważ $g = 9,8$ metra na sek.

$$\lambda = \frac{\pi}{2 \times 9,8} \times 100 \times \frac{565}{5} = 1811 \text{ metrów}.$$

Z drugiej strony ponieważ okres fali:

$$\tau = \frac{\lambda}{a_1} = \frac{2\lambda}{w};$$

więc:

$$\tau = \frac{2 \times 1811}{10} = 362 \text{ sek.} = 6 \text{ minut i 2 sekundy}.$$

Przykład nasz był dowolny; więc liczbom 1811 metrów i 6 minut żadnej szczególnej wagi nadawać nie należy. Dają one jednak pojęcie o „rzędzie“ wielkości, których można spodziewać się. Mianowicie można

spodziewać się fali o długości kilkuset metrów, lub kilku kilometrów oraz o okresie kilku, lub kilkunastu minut. Jak w dalszym ciągu zobaczymy, zgadza się to z obserwacjami, dokonanymi w ostatnich czasach.

Fale powietrzne są pospolicie dla oka niewidzialne. Chyba przypadkowo jedna z falujących warstw jest tak bliską nasycenia, że w grzbietach, t. j. tam, gdzie powietrze wznosi się, dochodzi do kondensacji, podczas gdy w dołach, t. j. tam gdzie powietrze opada, kondensacji niema. Wtedy widzimy na niebie pasy obłoków poprzedzielane pasami czystego nieba. Czy kto w celu określenia długości fali próbował wymierzyć szerokość jednych pasów i drugich, tego nie wiem. Tyle tylko mogę powiedzieć, że dla określenia λ z kątów, pod którymi widzimy kolejne pasy, trzeba koniecznie mieć obserwacje wykonane *jednocześnie* na dwóch stacyach, oraz, że trzeba mieć możność koordynować pomiary, t. j. trzeba mieć możność rozpoznać, czy rzeczywiście n ty pomiar, dokonany, powiedzmy, na stacji B jednocześnie z n -tym pomiarem na stacji A , odnosi się do tego samego pasa.

Łatwiejszymi wydają się obserwacje pośrednie. Niewątpliwą jest rzeczą, że na stacji, ponad którą przechodzą fale, ciśnienie musi wahać się, mianowicie musi powiększać się, gdy przechodzi grzbiet fali, zmniejszać się, gdy przechodzi dół. Zmiany ciśnienia nie mogą być wielkie, bo różnica gęstości między jedną warstwą powietrza i drugą nie bywa duża. Zresztą na stacji odczuwamy zmiany ciśnienia *zmniejszone* w tym większym stopniu, im wyżej ponad stacją znajduje się powierzchnia rozgraniczająca obie warstwy. Jednakże, jak wykazały obserwacje W. Schmidt'a, raczej jego pomocników w Innsbrucku — wahania ciśnienia dochodzą do 4 a nawet 5 mm. rtęci.

Do notowania tak drobnych a zarazem krótkookresowych wahań ciśnienia potrzeba bardzo czułych przyrządów samopiszących. Zarówno barografy rtęciowe, jak barografy-aneroidy dostatecznej czułości nie posiadają oraz przedstawiają różne inne niedogodności. Z tego powodu W. Schmidt skonstruował osobny przyrząd, który nazwał „*variometrem*”. Przyrząd ten pozwala określić zmiany ciśnienia ze zmian wysokości płomienia gazowego. Wysokość płomienia zależy od prędkości wypływu z rurki, prędkość zaś zależy od ciśnienia. Przeto ze zmian wysokości płomienia można wnosić o zmianach ciśnienia; notuje się zaś stan płomienia drogą optyczną przez fotografowanie go na przesuwającym się przed płomieniem pasku.

Jako miejsce obserwacji obrał W. Schmidt Innsbruck, albowiem w mieście tem często wieje „föhn” (por. § 15); istniały zaś niektóre

wskazówki, że przed i po, a niekiedy także w czasie „föhn'u“ pojawiają się fale powietrzne.

Obserwacje w Innsbrucku pokazały, że fale są postępowe, że długość ich wynosi po kilkaset i więcej metrów, że wysokość ich od dna dołu do szczytu grzbietu dochodzi niekiedy do 200, lub 300 metrów, że wreszcie okresy fal wynoszą po kilka do kilkunastu minut. Przejściu dołu każdej oddzielnej fali towarzyszy poryw wiatru tem silniejszy, im fale są większe i im powierzchnia rozgraniczająca obie warstwy jest niżej położona. Fale powietrzne były dość nieregularne, okresy drgań były nierówne, wysokość to mniejsza, to większa, długość fal rozmaita. Być może, że w Innsbrucku do nieregularności fal przyczyniały się miejscowe warunki, bo miasto to leży w wąskiej górskiej dolinie, w której po prostu nie ma miejsca dla wielkich regularnych fal; wszakże właściwych, głównych przyczyn nieregularności należy szukać gdzieindziej. Przedewszystkiem czynniki meteorologiczne, od których zależy długość, wysokość i okres fali, są zmienne. Wszak okresy drgań wynoszą po kilka i kilkanaście minut. Zanim przejdzie kilka, lub kilkanaście fal — sytuacja meteorologiczna, t. j. ciśnienie, gęstość, temperatura, wilgotność zmieniają się znacznie. Powtórę różnica między gęstością dolnej i gęstością górnej warstwy jest mała; wyraźnej, rozgraniczającej obie falujące warstwy, powierzchni nie ma. Zamiast nieciągłości i towarzyszącego mu powierzchniowego napięcia mamy w granicy między obu warstwami tylko szybkie, ale ciągłe i jednocześnie niejednostajne przejście od większej gęstości w dolnej do większej gęstości w górnej warstwie.

W. Schmidt przypuszcza, że krótkookresowe wahania ciśnienia towarzyszące falom powietrznym są przyczyną pewnych chorobliwych objawów, którym podczas „föhn'u“ oraz podczas analogicznych stanów pogody podlegają ludzie nerwowi, reumatycy i artretycy.

ROZDZIAŁ V.

Promieniowanie.

§ 37. Ciepło, które ziemia otrzymuje od słońca. Ilości ciepła, które ziemia otrzymuje od słońca w ciągu równych odstępów czasu, są między sobą nierówne, popierwsze dlatego, że samo promieniowanie słoneczne podlega pewnym wahaniom, podrugie dlatego, że odległość ziemi od słońca i jej pozycja względem niego zmieniają się w ciągu roku.

Ze promieniowanie słońca nie jest zupełnie stałe, to już podejrzewano od dość dawna, ale pozytywnych dowodów na to nie posiadano. Dopiero w ostatnich latach systematyczne obserwacje podjęte przez amerykańską „Smithsonian Institution“, przedewszystkiem zaś obserwacje dokonane w Bassour, w Algierze przez osobną „ad hoc“ wysłaną wyprawę pokazały, że promieniowanie słońca prawdopodobnie podlega wahaniom dochodzącym do 7% i trwającym około tygodnia lub 10 dni ¹⁾. Zdaje się, że oprócz tych krótkookresowych wahań istnieją także inne, o wiele dłuższe a związane z wahaniami ilości i rozmiarów plam słonecznych. Zdaje się też, że intensywność promieniowania jest tem większa, im ilość plam słonecznych jest większa. Jest to tem więcej godne uwagi, że jednocześnie, t. j. w czasie „maximum“ plam temperatury powietrza na powierzchni ziemi bywają bodaj nieco niższe od średnich.

Ponieważ z powodu ogromnej odległości słońca można promienie jego uważać za równoległe; więc *gdyby ziemia nie posiadała atmosfery*, to ilość promienistej energii, którą otrzymuje od słońca w ciągu nieśkończenie krótkiego czasu dt , byłaby wprost proporcjonalną do dt oraz do pola przecięcia prostopadłego w środku ziemi do prostej, łączą-

¹⁾ Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution, tom III (Washington, 1913), str. 167.

cej tenże środek ze środkiem słońca, wreszcie odwrotnie proporcjonalną do kwadratu odległości tychże środków. Pozostańmy przez chwilę przy hipotezie, że ziemia nie posiada atmosfery i wyciągnijmy stąd konsekwencye. Za naszych czasów odległość ziemi od słońca zmienia się od aphelium w stosunku ¹⁾).

$$1 - e : 1 + e = 0,98323 : 1,01677$$

Zatem ilości ciepła, które ziemia otrzymuje od słońca, powinnyby „ceteris paribus“ zmieniać się w stosunku :

$$\frac{1}{(1 - e)^2} : \frac{1}{(1 + e)^2} = 1,0338 : 0,96672 ,$$

t. j. całkowita amplituda zmian powinna wynosić prawie 7%.

Z drugiej strony pole przecięcia prostopadłego do prostej środków i przechodzącego przez środek ziemi byłoby tylko w takim razie stałe, gdyby ziemia była kulą. Ponieważ atoli ziemia ma przybliżenie kształt elipsoidy obrotowej, przeto pole to nie jest stałe; najmniejszym jest wtedy, gdy oś obrotu jest prostopadła do prostej środków, zaś największym wtedy, gdy tworzy ona z prostą środków kąt $90^\circ - \epsilon$, lub $90^\circ + \epsilon$, gdzie ϵ oznacza nachylenie równika do ekliptyki. Zatem owo przecięcie jest najmniejsze w czasie porównań a największe w czasie przesileni dnia z nocą. Jednakże z powodu małego spłaszczenia ziemi zmiany pola przecięcia są o tyle nieznaczne, że pospolicie mogą być pominięte²⁾).

Porzućmy teraz hipotezę, że ziemia nie posiada atmosfery. Zaraz okaże się, że część energii niesionej przez promienie skierowane wprost ku ziemi nie dostaje się do jej powierzchni z powodu absorpcyi atmosferycznej, rozpuszczania, odbicia od chmur i t. d. Prawda, że część pochłoniętej, rozproszonej, odbitej energii jednak dostaje się — okólnymi drogami — do powierzchni ziemi; ale pozostała część wędruje napowrót w przestrzenie międzyplanetarne. Za to część energii niesionej przez promienie mijające ziemię, ale przechodzące przez jej atmosferę, zbacza z drogi dzięki pochłanianiu, rozproszeniu, odbiciu i t. d. i dostaje się do powierzchni ziemi. Ta energia promienista dzięki atmosferze zyskana dla powierzchni ziemi, jest napewno mniejsza od tamtej, dzięki atmosferze straconej, o ile mniejsza, to niezmiernie trudno obliczyć; można by co najwyżej pokusić się o przybliżoną ocenę.

¹⁾ e oznacza mimośród orbity ziemskiej.

²⁾ Obliczeniem sum ciepła, które bądź cała ziemia, bądź poszczególne strefy otrzymują od słońca w ciągu roku, zajmowali się: L. W. Meech. Chr. Wiener i A. Angot.

Wogóle obliczenie absorpcyi jest bardzo trudne, bo wchodzą tu w rachubę niestałe i prawie nieobliczalne czynniki, jako to: zawartość pary wodnej, zachmurzenie, dymy, pyły. Wiadomo, że od czasu do czasu po wielkich wybuchach wulkanów absorpcya powiększa się dzięki delikatnym popiołom wulkanicznym miesiącami unoszącym się w stratosferze¹⁾. W lecie 1912 roku skonstatowano na wielu obserwatoryach meteorologicznych znaczne zmniejszenie insolacji, dochodzące do 0,2 kaloryi na cm.² i minutę. Niebo było wciąż jakby zasnuwane delikatną mgłą. Przyczyną tego zjawiska były, zdaje się, popioły wyrzucone przez wulkan Katmai w Alasce 6 czerwca tegoż roku. Podobne zjawiska obserwowano przedtem po wybuchu Krakatau (wyspy Sundzkie) 26 do 28 sierpnia 1883 r., a także po niektórych wybuchach innych wulkanów. Niestety, dawniejsze obserwacje nie dają dostatecznej podstawy do ilościowej oceny zmian insolacji²⁾.

Dzięki promieniowaniu ziemi, ciepło uzyskane przez insolację uchodzi w międzyplanetarną przestrzeń. Nie należy atoli wyobrażać sobie, żeby ilość ciepła, którą pewna część powierzchni ziemi traci w ciągu roku przez promieniowanie, była dokładnie równa tej ilości, którą ta sama część w ciągu roku otrzymuje przez insolację. Część uzyskanego ciepła przechodzi do atmosfery, przenosi się z wiatrami na inne miejsce, skąd dopiero po różnych metamorfozach uchodzi w międzyplanetarną przestrzeń. Bilans zysków i strat ciepła jest dodatni w lecie i w dzień, ujemny w zimie i w nocy. Są okolice, np. strefa równikowa, gdzie roczny bilans zamyka się zyskiem ciepła, oraz inne, np. okolice podbiegunowe, gdzie zamyka się stratą. Jeżeli atoli weźmiemy pod uwagę całą ziemię, to będziemy mogli twierdzić, że, o ile chodzi o praktyczne zastosowania, roczna suma strat ciepła musi być prawie równa rocznej sumie zysków. Ścisłej, absolutnej równości z pewnością nie ma. Być może nawet, że niekiedy przez kilka lat z rzędu roczny bilans ziemi zamyka się małym zyskiem, albo odwrotnie — małą stratą. Ale zapewne po latach przynoszących małe zyski następują lata przynoszące małe straty i po dłuższym lub krótszym okresie czasu następuje wyrównanie.

§ 38. Stała słoneczna. Powiedzieliśmy w poprzednim paragrafie, że gdyby *nie było atmosfery*, to ilość ciepła, którą ziemia otrzy-

¹⁾ Silne wybuchy wulkaniczne wyrzucają popioły, t. j. najdelikatniejsze okruchy aż do wysokości kilkunastu i kilkadziesiąt km.

²⁾ Tak zwane „suche mgły”, t. j. poprostu dymy pochodzące z pożarów lasów, trawy na stepach mogą sprawić zwiększenie absorpcyi na dość znacznych przestrzeniach; wątpię jednak, żeby mogły powiększyć absorpcję na większej części powierzchni ziemi.

muje od słońca w ciągu jednostki czasu, byłaby wprost proporcjonalna do pola przecięcia prostopadłego w środku ziemi do prostej łączącej środki ziemi i słońca i odwrotnie proporcjonalną do kwadratu odległości między tymi dwoma środkami. Czynniki proporcjonalności nazywamy „stałą słoneczną“.

Zanim podamy jej wartość, wprzód umówimy się co do jednostek, w których ma być wyrażona. Jako jednostkę ciepła weźmiemy kalorye, t. j. tę ilość ciepła, która ogrzewa kg. wody dystylowanej od 15° do 16° C; jako jednostkę pola weźmiemy centymetr kwadratowy; zaś jako jednostkę czasu weźmiemy minutę. Tedy „stałą słoneczną“ będzie ta ilość kaloryi, która w ciągu minuty pada na centymetr kwadratowy powierzchni prostopadłej do promieni słonecznych w średniej odległości ziemi od słońca, rozumie się, gdzieś poza atmosferą ziemską. Według C. G. Abbot'a i F. E. Fowle'a ¹⁾ stała słoneczna wynosi 1,932 kalorye na cm. kwadr. i minutę.

Napisaliśmy trzy dziesiątne, ale musimy przestrzedz, że nie tylko trzecia i druga, ale nawet pierwsza nie jest zupełnie pewna. Skąd pochodzi ta niepewność? Czy może z wad narzędzi i wogóle z trudności technicznych?

Pomiary stałej słonecznej należą niewątpliwie do najtrudniejszych, zaś kalibrowanie narzędzi wymaga nadzwyczajnej ostrożności. To też między dawniejszemi określeniami stałej słonecznej jest wiele takich, w których błędy instrumentalne i obserwacyjne wynoszą z pewnością jedną czwartą a nawet jedną trzecią ich wartości. Spostrzeżenia C. G. Abbot'a, F. E. Fowle'a oraz innych pomocników tak wielkich błędów, zdaje się, nie zawierają, albowiem badali oni swe narzędzia nadzwyczaj starannie. Atoli źródłem jeszcze większych błędów, niżli błędy instrumentalne, jest ta okoliczność, że nie możemy dokonać pomiaru gdzieś poza atmosferą ziemską. Nawet na wysokich górach padają na pyrhe-liometr, aktinometr, czy bolometr promienie, które przeszły przez grubszą lub cieńszą warstwę powietrza, które zatem zostały osłabione przez absorpcję i rozproszenie. Nawet na wysokich górach do energii promienistej, która przyszła po najkrótszej drodze, dołącza się pewna ilość energii rozproszonej w atmosferze, która przyszła okólnymi drogami. Tymczasem poszukujemy tę ilość energii, którą nasze narzędzia otrzymałyby, gdyby inne warunki eksperymentu pozostały niezmienione, ale gdyby nie było atmosfery. Żeby od wielkości obserwowanej przejść do

¹⁾ Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution, tom III, str 166 (Washington 1913 r.).

poszukiwanej, trzeba zrobić cały szereg poprawek, bynajmniej nie małych, w porównaniu z samą mierzoną wielkością. Tymczasem obliczyć tych poprawek w sposób ścisły nie możemy, bo nie znamy dokładnie stanu atmosfery wzdłuż całej drogi przebieżonej przez promienie. Musimy przeto zadowolnić się mniej, lub więcej trafną oceną. Co więcej, teoria owych poprawek przedstawia takie trudności i wątpliwości, że wielu uczonych, między innymi sławny P. S. Langley przez długi czas przeceniali dodatnie poprawki i coraz to wyżej wyśrubowywali wartość stałej słonecznej. W ten sposób od wartości 1.74 kal., znalezionej przez C. S. M. Pouillet'a w 1837 r., powoli doszli aż do 4 kal. (K. Ångström w 1890 r.), później dopiero nastąpiła reakcja. Abbot i Fowle stanowczo twierdzą, że stała słoneczna nie dosięga nawet 2 kaloryi, ale stąd wcale jeszcze nie wynika, żeby dziesiątne w podanej przez nich cyfrze były pewne.

Najlepsze pojęcie o tem, o ile obserwowane wielkości różnią się od poszukiwanej stałej słonecznej dadzą następujące przykłady zapożyczone u J. Scheiner'a. Q oznacza ilość ciepła (w kaloryach), którą płytka pyrheliometru otrzymała od słońca w ciągu minuty, Z — odległość zenitalną słońca, l — długość drogi, którą promienie słońca rzeczywiście przebiegły w atmosferze, d — długość drogi, którą na danej stacyi przebiegają promienie słońca stojącego w zenicie, h — wysokość danej stacyi nad poziomem morza, zaś R — średni promień ziemi. Pomijając spłaszczenie i refrakcję, możemy napisać:

$$l = \sqrt{d^2 + 2d(R+h) + (R+h)^2 \cos^2 Z} - (R+h) \cos Z, \quad (I)$$

zaś zakładając, że l i d są wobec $R+h$ bardzo małe i rozwijając pierwiastek kwadratowy w szereg po zaniedbaniu dalszych wyrazów, otrzymamy wzór przybliżony:

$$l = d \cdot \sec Z, \quad (II)$$

którym można posługiwać się, ilekroć Z nie jest blizkie do 90° . (fig. 20).

Po tych wyjaśnieniach przytoczymy rezultaty niektórych pomiarów J. Scheiner'a na Gornier Grat w Alpach i w Potsdamie.

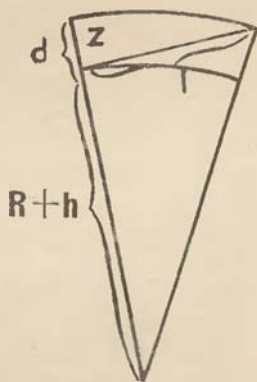


Fig. 20.

¹⁾ Untersuchungen über die Temperatur der Sonnenphotosphäre. Publicationen des astrophysikalischen Observatorium's zu Potsdam. № 55 (Potsdam, 1908), tom XVIII.

Gorner Grat ($h = 3136$ metr.).

2/VII 1903 r.	6 ^h	0 ^m	a. m.	$Z = 73^{\circ},5$	$l/d = 3,50$	$Q = 1,042$	kaloryom
"	"	34	"	$67^{\circ},9$	2,67	1,190	"
"	"	55	"	$64^{\circ},2$	2,81	1,251	"
"	"	7 34	"	$57^{\circ},5$	1,86	1,370	"
"	"	8 14	"	$50^{\circ},5$	1,58	1,443	"
"	"	8 46	"	$45^{\circ},1$	1,42	1,485	"
"	"	9 39	"	$36^{\circ},7$	1,25	1,539	"
"	"	10 27	"	$29^{\circ},6$	1,16	1,555	"
"	"	10 48	"	$27^{\circ},1$	1,13	1,535	"
"	"	10 50	"	$26^{\circ},9$	1,13	1,561	"

Potsdam ($h = 55$ metr.).

3/VI 1902 r.	12 ^h	18 ^m	a. m.	$l/d = 1,16$	$Q = 1,217$	kaloryom
6/VIII	"	10 57	"	1,26	1,365	"
20/XI	"	10 11	"	4,00	0,888	"
1/IX 1903 r.	8	15	"	2,25	1,020	"
"	"	12 46	"	1,43	1,296	"
"	"	1 26	"	1,50	1,276	"

Widzimy stąd, że w tej strefie, do której należy nasz kraj, na stacjach nie wysoko nad poziomem morza położonych ilość ciepła, którą w ciągu minuty otrzymuje centymetr kwadratowy płytki pyrliometru, wynosi co najwyżej 1,3 — 1,4 kaloryi i to tylko przy bardzo jasnem niebie i znacznej wysokości słońca (około 62°) nad horyzontem.

Zważmy teraz, że powierzchnia ziemi znajduje się w mniej korzystnych dla insolacji warunkach, niż płytka pyrliometru. *Popierwsze* w naszej strefie słońce bywa przez więcej niż połowę godzin dziennych zakryte przez chmury ¹⁾, *podrugie* jego wysokość nad horyzontem nie przekracza nigdy około sześćdziesiąt kilku stopni (w Krakowie $63^{\circ},4$), a więc promienie słońca padają na równiny zawsze ukośnie. Wskutek tego gdy centymetr kwadratowy płytki pyrliometru otrzymuje Q kaloryi, to centymetr kwadratowy równiny otrzymuje $Q \sin i$ kaloryi, gdzie i oznacza kąt padania. Jeżeli równina jest w danem miejscu dokładnie horyzontalna, to kąt i dopełnia się z kątem Z do 90° i można powiedzieć,

¹⁾ W Krakowie zachmurzenie wynosi 65,5%, w Warszawie 67,7% (średnie z 20 lat 1891 — 1910 włącznie). Według S. Arrhenius'a średnie roczne zachmurzenie wynosi pod 70° N — 59%, 60° N — 61%, 50° N — 48%, 40° N — 49%, 30° N — 42%, 20° N — 40%, 10° N — 50%, 0° — 58%, 10° S — 57%, 20° S — 48%, 30° S — 46%, 40° S — 56%, 50° S — 66%, 60° S — 75%.

że centymetr kwadratowy równiny otrzymuje w ciągu minuty $Q \cos Z$ kaloryi.

Jeżeli weźmiemy pod uwagę wszystkie te okoliczności, to nie zdziwimy się wcale, że np. w Warszawie centym. kwadr. powierzchni ziemi otrzymuje wprost od słońca w ciągu roku tylko około 50 000 kaloryi. Mianowicie według W. G o r c z y ń s k i e g o ¹⁾ w r. 1903 otrzymał 36 890 kal., w 1904 r. 54 230 kal. a w 1905 r. 50 920 kal. Trzeba wszakże zauważyć, że tenże sam centymetr kwadratowy otrzymuje w ciągu roku więcej ciepła od atmosfery, a więc w gruncie rzeczy także od słońca, ale nie wprost, lecz pośrednio, drogą okólną.

§ 39. Przezrystość powietrza (przy jasnem niebie). Jako ciało o niskiej temperaturze ziemia wysyła tylko niewidzialne ultraczerwone promienie, natomiast widmo słoneczne składa się nietylko z promieni widzialnych, ale także z niewidzialnych zarówno ultraczerwonych, jak ultrafioletowych. Tak widmo ziemi jak widmo słońca są ciągłe, o ile pominiemy w widmie słońca linie Fraunhofer'a wytworzone przez absorpcję w samej atmosferze słońca. Liniami Fraunhofer'a zajmować się nie będziemy, albowiem interesuje nas tylko reakcja *atmosfery ziemskiej* na promieniowanie. Atmosfera oddziałuje na promienie w dwójaki sposób. Przedewszystkiem mamy, jak zwykle w przypadku gazów, absorpcję selektywną. To znaczy, że promienie niektórych barw podlegają pochłonięciu a inne nie. Na miejscach, odpowiadających pochłoniętym promieniom w widmie, pojawiają się ciemne pasy szersze, lub węższe (linie). Ze składników powietrza tlen i azot, nie mówiąc już o rzadkich gazach, jak argon, krypton, neon i t. p. doznają małej absorpcji selektywnej. F. E. Fowle oblicza, że pochłaniają one nie więcej niż $\frac{1}{2}\%$ energii słonecznej ²⁾. Atoli ozon pono wytwarza ciemny pas w ultrafioletowej niewidzialnej ³⁾ części widma. Jemu to przypisują niektórzy prawie raptowne zakończenie widma słonecznego przy długości fali $\lambda = 0,29 \mu$. Za to drugorzędne składniki atmosfery: para wo-

¹⁾ Sur la marche annuelle de l'intensité du rayonnement. . . (Warszawa 1906), str. 180.

²⁾ The transparency of aqueous vapor. Astroph. Journal, tom XLII, str. 394—411.

³⁾ Widzialne widmo sięga tylko od $\lambda = 0,39 \mu$ do $\lambda = 0,76 \mu$. Promienie, których $\lambda < 0,39 \mu$ nazywają się ultrafioletowymi, promienie, których $\lambda > 0,76 \mu$ nazywają się ultraczerwonymi. λ oznacza długość fali, $\mu = \text{mikron} = \frac{1}{1000}$ milimetra. Granice widzialnego widma zależą do pewnego stopnia od indywidualnych właściwości oka. Można je nieco rozszerzyć za pomocą odpowiednich szkieł kolorowych.

dna i kwas węglowy, który stanowi tylko około 0,03% powietrza, tworzą szerokie pasy absorpcyjne.

Zdaje się, że kwas węglowy pochłania wyłącznie promienie ultraczerwone. Dobrze znane pasy absorpcyjne kwasu węglowego znajdują się między $\lambda = 2,3 \mu$ a $\lambda = 3,0 \mu$, między $\lambda = 4,0 \mu$ a $\lambda = 4,8 \mu$ oraz między $\lambda = 12,5 \mu$ a $\lambda = 16 \mu$; ale oprócz tego, osobliwie w dalszych częściach widma, są jeszcze liczne inne pasy absorpcyjne. Ewa v. Bahr twierdzi, że maximum absorpcji znajduje się aż koło $\lambda = 1100 \mu$. Trudno atoli powiedzieć o tem coś pewnego, bo badanie dalszych części widma ultraczerwonego jest bardzo trudne.

Jak zachowuje się para wodna wobec krótkich fal ultrafioletowych, tego dobrze nie wiemy. Według A. Cornu nie absorbuje wcale fal krótkich aż do $\lambda = 0,2 \mu$, ale H. Kreusler twierdzi, że fale jeszcze krótsze podlegają absorpcji. W widzialnej części widma znamy conajmniej osiem grup linii absorpcyjnych pary wodnej, wśród nich tak zwaną „grupę deszczową“ między $\lambda = 0,585 \mu$ a $\lambda = 0,605 \mu$; ale najenergiczniejszą absorpcję okazuje para wodna w ultraczerwonej części widma. Aczkolwiek badanie tej części widma jest bardzo trudne, znamy jednak cały szereg pasów, czy grup linii absorpcyjnych aż do $\lambda = 600 \mu$ ¹⁾.

Obok absorpcji selektywnej istnieje także absorpcja ogólna, słaba dla długofalowych promieni ultraczerwonych, silniejsza dla krótkofalowych promieni ultrafioletowych. Polega ona na rozpraszaniu się (dyfuzji) promieni odbijających i uginających się przy spotkaniu z molekułami gazów, jonami i jądrami kondensacji (nuclei). Absorpcji „sensu stricto“ tu niema, bo niema przemiany energii promienistej w inne formy energii; promienie poprostu zbaczają ze swej drogi i tułają się po ośrodku zależnie od chwilowych odbić i ugięć ²⁾.

W czystym powietrzu górskim na Mount Wilson w Kalifornii (wysokość 1730 metrów) w dni jasne rozpraszanie przez gazy ³⁾ jest widocznie czysto molekularne. Można je napierw obliczyć z ilości molekuł znajdujących się na drodze promieni. Zato, rozpraszanie przez parę wodną jest większe, niż się tego można spodziewać po ilości molekuł. Widocznie współdziałała tu kropelki mikroskopijne.

¹⁾ H. Rubens i K. Schwarzschild. Sind im Sonnenspectrum Wärmestrahlen von grösseren Längen vorhanden? Sitzb. Akad. Wiss. Berlin, 1914 r., str. 702 — 708.

²⁾ W mieszkaniach, o ile nie wpada do nich słońce, mamy wyłącznie światło rozproszone.

³⁾ F. E. Fowle, loc. cit., str. 394.

Podobnie jak kropelki wody — pył i dym, przyczyniają się do rozproszenia promieni a oraz rzeczywiście pochłaniają pewną część energii promienistej słonecznej, aby je potem znowu wypromieniować, ale już w postaci fal dłuższych.

Ogólna absorpcja, czyli raczej ogólne rozproszenie, zależy od grubości warstwy, którą promienie przebijają, przeto na wysokich górach jest mniejsza niż na nizinach. Z drugiej strony absorpcja selektywna tylko w małym stopniu zależy od wzniesienia nad poziomem morza, bo promienie, które jej podlegają, zostają przeważnie pochłonięte już w górnych warstwach atmosfery.

Jeżeli zaczniemy od strony ultrafioletowej, to możemy powiedzieć, że widmo słoneczne zaczyna się prawie nagle koło $\lambda = 0,29 \mu$. (Fig. 21). Od $\lambda = 0,39 \mu$ do $\lambda = 0,76 \mu$ mamy odstęp promieni widzialnych. Maximum intensywności promieniowania słonecznego znajduje się w tym widzialnym odstępie około $\lambda = 0,47 \mu$ po za atmosferą, koło $0,50 \mu$ na nizinach. Po stronie długich fal krzywa intensywności zniża się mniej raptownie niż po stronie krótkich, jednak koło $\lambda = 3,0 \mu$ intensywność jest już tak mała, że mierzenie jej staje się niezmiernie trudnem. Wszystkie ważniej-

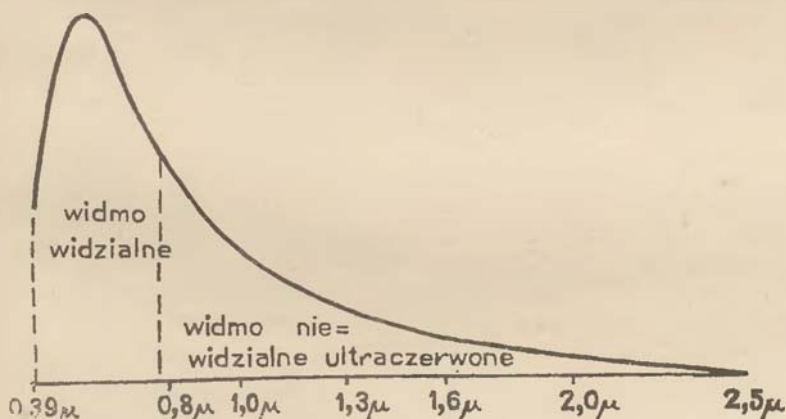


Fig. 21.

Intensywność promieniowania słonecznego w Washingtonie według dat Abbot'a i Fowle'a. Krzywa wyrównana z pominięciem absorpcji selektywnej. Widmo widzialne i niewidzialne ultraczerwone aż do $\lambda = 2,5 \mu$.

sze pasy absorpcyjne przypadają na ten stok krzywej intensywności, który jest skierowany ku ultraczerwonej części widma. Mianowicie mamy według Fowle'a¹⁾ pasy absorpcyjne tlenu koło $\lambda = 0,69 \mu$ i $\lambda = 0,76 \mu$

¹⁾ loc. cit., str. 400.

oraz pary wodnej koło $\lambda = 0,72 \mu$, $0,81 \mu$, $0,93 \mu$, $1,13 \mu$, $1,42 \mu$ i $1,89 \mu$. Dalsze pasy absorpcyjne, jako przypadające na tę część widma, gdzie promieniowanie jest coraz to słabsze, nie przedstawiają interesu.

Ponieważ, jak to wyżej widzieliśmy, absorpcja jest rezultatem dwóch odrębnych przyczyn: właściwej absorpcji i rozproszenia, ponieważ czynniki, od których zależy, są zmienne i kombinują się ze sobą na rozmaite sposoby, więc straty, których doznaje energia słoneczna przechodząc przez atmosferę (mówimy wciąż tylko o stratach przy jasnym niebie) są w poszczególnym przypadku wielce różne. Jednakże można według zdania Fowle'a¹⁾ mniej więcej połowę tych strat położyć na karb absorpcji i dyfuzji przez stałe gazy atmosfery a drugą połowę na karb absorpcji i dyfuzji przez parę wodną. Tak np. na górze Wilson'a (wysokość 1730 metrów, średni stan barometru 623 mm.) przy średniej ilości pary równej 0,7 cm. opadu deszczowego²⁾ strata energii słonecznej, gdy słońce stoi w zenicie, wynosi średnio 17%, z czego 8% przypada na udział gazów a 9% na udział pary wodnej. Gdy zaś odległość zenitalna słońca wynosi 70°, to całkowita strata wynosi 33%, z czego na udział gazów przypada 20% a na udział pary wodnej 13%. W Washingtonie (wysokość nad poziomem morza = 10 metrów) w najsuchszym dniu, gdy ilość pary w atmosferze wynosiła tylko tyle, ile potrzeba na 0,5 cm. opadu, strata, gdy słońce stoi w zenicie³⁾, wynosi: przez gazy stałe 10%, przez parę 10%, razem 20%; gdy zaś odległość zenitalna słońca wynosi 70°, to strata wynosi 23% przez gazy, 19% przez parę, razem 42%. Strata energii, zależna od obecności pyłu, została tu wliczona do straty spowodowanej przez parę wodną.

Przejrzystsza niż nad Washingtonem i nad górą Wilson'a jest atmosfera nad górą Whitney'a (w Kalifornii). Nic w tym dziwnego, bo tutejsza stacja leży na wysokości 4420 metrów (średni stan barometru 447 mm), więc warstwa powietrza, którą przebijają promienie, jest stosunkowo cienka i w dodatku zimna a więc sucha. Fowle ocenia ilość pary unoszącej się nad górą Whitney'a jako równoważną tylko 0,1 cm. opadu deszczowego. Tu, gdy słońce stoi w zenicie, strata energii przez absorpcję gazów wynosi 8%, przez absorpcję pary wodnej tylko 4%, razem 12%, gdy zaś odległość zenitalna słońca wynosi 70°, to udział gazów wynosi 17%, pary 6%, razem 23%.

¹⁾ loc. cit., str. 406.

²⁾ W atmosferze jednorodnej na metr sześcienny przypadłoby tylko coś około jednego grama pary wodnej.

³⁾ W Stanach Zjednoczonych słońce nigdy nie stoi w zenicie, więc to jest fikcyjny wynik rachunku.

Co do strat, które ponosi energia cieplna wysyłana przez ziemię, posiadamy o wiele mniej informacji, niż o stratach energii słonecznej. Obserwacje są trudne, oraz mało się tem zajmowano. Ponieważ dyfuzja jest wogóle tem słabsza, im odnośne fale są dłuższe, więc ciemne, zimne długofalowe promienie ziemi nie powinnyby doznawać wielkich strat przez dyfuzję. Jednak nic pewnego o tem powiedzieć nie możemy, bo brak nam ścisłych danych. Zato napewno wiemy, że promieniowanie ziemi podlega absorpcyi selektywnej w większym stopniu niż promieniowanie słońca, bo, jak to widzieliśmy poprzednio, liczne i szerokie pasy absorpcyjne kwasu węglowego i pary wodnej leżą w ciemnej ultraczerwonej części widma. Na podstawie swych eksperymentów A. K. Ångström¹⁾ twierdzi, że gdy ciśnienie pary zwiększa się od 4 mm do 12 mm; to przejrzystość dla promieni ziemskich zmniejsza się w stosunku 1,35 : 1, podczas gdy odpowiednie zmniejszenie dla promieni słonecznych wynosi co najwyżej 1,15 : 1. P. Langley twierdził nawet, że promienie ziemskie pochodzące z nizin wcale nie docierają do międzyplanetarnej przestrzeni; natomiast Abbot i Fowle sądzą, że dociera około 10% a A. Ångström mniema, że dociera nawet średnio około 14% oraz w oddzielnych przypadkach 5% do 25%. Innego zdania jest F. W. Very, który przypuszcza, że około 40% promieniowania ziemskiego dostaje się do przestrzeni międzyświatowych. Naturalnie wszyscy cytowani autorowie mają na myśli przejrzystość atmosfery czystej, bezchmurnej.

Bynajmniej nie wszystkie ciepło, pochłonięte przez atmosferę, względnie w niej rozproszone jest dla ziemi stracone. Pewna, jak się zdaje, dość mała część pochłoniętego ciepła przeradza się w inne formy energii; reszta służy do podniesienia temperatury powietrza. Ale atmosfera też wysyła promienie,—rozumie się,—ciemne, które wraz z promieniami rozproszonymi rozchodzą się na wszystkie strony. Część jednych i drugich idzie w międzyplanetarne przestrzenie; reszta dostaje się do ziemi. W ten sposób to ciepło, które ziemia otrzymuje dzięki pośrednictwu atmosfery, pochodzi z dwóch źródeł: z ciepła wypromieniowanego przez samą atmosferę i z ciepła w niej rozproszonego. Naturalnie w nocy to drugie źródło odpada. Ilości jednego i drugiego ciepła są to mniejsze, to większe, zależnie od czasu i miejsca, ale wogóle nie są znikome. Z doświadczeń i pomiarów J. Maurer'a, J. M. Pernter'a i W. Traubert'a, F. M. Exner'a, K. Ångström'a, wreszcie A. K. Ångström'a

¹⁾ Studies on the nocturnal Radiation to the space. Astrophysical Journal, tom 37 (1913 r.).

wynika, że obie są rzędu 0,2 kaloryi na centymetr kwadratowy i minutę. J. Maurer znalazł nawet 0,37¹⁾ kal. na cm^2 i minutę jako wartość promieniowania atmosfery. Jeżeli w jego pomiarze nie było jakiego błędu, to należy przypuścić, że tego dnia (a było to w lecie) średnia temperatura atmosfery była wysoka.

§ 40. Teorya R. Emden'a. Według R. Emden'a²⁾ odmienne pochłanianie promieni słonecznych i promieni ziemskich jest przyczyną podziału dolnej, dostępnej naszemu badaniu atmosfery na dwa piętra: troposferę i stratosferę (por. § 1). Mamy tu na myśli absorpcję „sensu stricto“, t. j. absorpcję selektywną; albowiem tylko ona ma wpływ na temperaturę powietrza.

Założywszy, że jedynym sposobem rozchodzenia się ciepła jest promieniowanie, Emden dowiódł, że skoro tylko uwzględnimy odmienną przejrzystość powietrza dla promieniowania ziemskiego i dla promieniowania słonecznego, to warunki równowagi termicznej nie dają się pogodzić z warunkami równowagi mechanicznej. Wskutek tego na powierzchni ziemi nieustannie tworzą się prądy wstępujące, co jest właśnie charakterystyczną cechą troposfery. Oprócz tego z teorii Emden'a wynika rozkład temperatury (w pionowym kierunku) zupełnie podobny do tego, który obserwujemy w naturze.

Emden rozpatruje stan stacyonarny; zakłada, że powierzchnia ziemi jest płaska; wogóle wprowadza rozliczne uproszczenia, aby mógł doprowadzić analizę do końca. Najpierw rozważa hipotezę, że promieniowanie jest „szare“. W jego terminologii oznacza to, że wszystkie promienie bez względu na długość fali bywają jednakowo przez atmosferę pochłaniane. Okazuje się wtedy, że równowaga termiczna między dochodem ciepła słonecznego i rozchodem ciepła ziemskiego³⁾ jest możliwa tylko przy stałej od dołu do góry temperaturze atmosfery wynoszącej — 19° C. Taki rozkład temperatury (w pionowym kierunku) oczywiście doskonale godzi się z warunkiem równowagi mechanicznej, który (por. § 17) wymaga tylko, aby temperatura powietrza zniżała się mniej, niż o 0,99 co 100 metrów wzniesienia. Gdyby zatem promieniowanie było w rzeczywistości szare, to prądy wstępujące byłyby wykluczone. Wykazawszy nieprzydatność hipotezy „szarego“ promieniowa-

¹⁾ Sam Maurer podaje 0,39, ale J. M. Pernter okazał, że Maurer pomylił się o 0.02 kal.

²⁾ Sitzb. der bayr. Akad. der Wiss. 1913 r. W analizie swojej R. Emden posługuje się pewnymi wzorami, podanymi poprzednio przez K. Schwarzschild'a.

³⁾ Gdyby równowaga termiczna nie istniała, to ziemia wciąż ogrzewałaby się, albo też stygłaby.

nia, niezgodnej zresztą z rzeczywistością, Emden przechodzi do rozpatrywania warunków równowagi przy „barwnem” promieniowaniu, t. j. przy promieniowaniu, w którym absorpcja zależy od długości fali, a więc od barwy promieni. Ze względu jednak na to, że wprowadzenie tak zawilego prawa, jakim jest prawo selektywnej absorpcji, dałoby powód do niezmiernych trudności, Emden wprowadza upraszczającą hipotezę, że dla wszystkich promieni słonecznych istnieje tylko jeden współczynnik pochłaniania, a dla wszystkich ziemskich też jeden, ale około 23 razy od tamtego większy. Wartość stosunku między obu współczynnikami, t. j. liczbę 23 wyprowadził Emden z pewnych danych empirycznych. Dla braku miejsca szczegółów odnośnego dowodu przytoczyć nie możemy. Powiemy tylko, że Emden przyjmuje proporcjonalność pomiędzy współczynnikiem pochłaniania i zawartością pary w powietrzu.

Przy tej drugiej hipotezie okazuje się, iż w celu zachowania równowagi termicznej temperatura powietrza musi zmieniać się zależnie od wysokości. Mianowicie w powierzchni ziemi powinna wynosić $+15^{\circ},8\text{ C}$, odtąd aż do wysokości mniej więcej 11 *km* powinna zniżać się, i dalej znowu podnosić się, zdążając powoli i asymptotycznie do granicy -19° C . Minimum temperatury na wysokości 11 *km* wynosi, zależnie od okoliczności, których tu rozpatrywać nie potrzebujemy, od -54° C do $-59^{\circ},3\text{ C}$. Ten rozkład temperatury godzi się z warunkami równowagi termicznej od 3130 metrów w górę, albowiem od 3130 metrów do tej wysokości, w której znajduje się minimum temperatury, spadek jej jest mniejszy od $0^{\circ},99$ co 100 metrów a ponad poziomem minimum niema nawet spadku, tylko przyrost. Poniżej poziomu 3130 metrów spadek temperatury jest większy niż $0^{\circ},99$ na sto metrów, stała równowaga mechaniczna jest niemożliwą; muszą tworzyć się prądy wstępujące, musi nastąpić przemieszczenie¹⁾ mas powietrza w kierunku pionowym.

Jeżeli uwzględnimy kondensację (por. § 17), to przyjdziemy do wniosku, że prądy wstępujące mogą wznosić się daleko ponad poziom 3130²⁾ metrów, niekiedy aż do poziomu minimum temperatury.

Widzimy stąd, że pomimo rozmaitych uproszczeń, model Emden'a

¹⁾ F. M. Exner (Vertikale Temperaturverteilung als Effekt des Umsturzes der Strahlungsschichten. Meteor. Zeitschr. 1915 r. Str. 318—322) rozpatruje rozkład temperatury po przemieszczeniu. Do liczb, które Exner otrzymał, nie można przywiązywać wielkiej wagi, bo podstawowe założenia są dowolne.

²⁾ Na tej wysokości powinnyby według teorii Emden'a panować temperatura -38° C , w rzeczywistości zaś jest znacznie wyższa (średnio około -4° C), właśnie dzięki wstępującym prądom.

jest podobny do rzeczywistej atmosfery. W dole mamy warstwę, w której panują prądy wstępujące, a temperatura powietrza podlega prawom dotyczącym prądów pionowych, zarówno kondensujących jak niekondensujących parę, zatem w każdym razie zniża się w miarę tego jak wysokość wzrasta, ale *średnio* mniej niż o $0^{\circ},99$ co 100 metrów. Na wysokość około 11 km mamy „minimum“ temperatury. Powyżej poziomu minimum temperatura wzrasta razem z wysokością, przez co prądy wstępujące są wykluczone. Jasną jest rzeczą, że dolna warstwa (aż do poziomu minimum temperatury) ma charakterystyczne cechy troposfery, a górna — stratosfery.

§ 41. Wpływ zachmurzenia na temperaturę. Że chmury pochłaniają promienie widzialne, to wiadomo z codziennego doświadczenia, zaś z eksperymentów laboratoryjnych wynika, że pochłaniają promienie ultraczzerwone w jeszcze wyższym stopniu niż widzialne. Warstwa wody ¹⁾ na centymetr gruba, prawie zupełnie przezroczysta dla jasnych promieni, prawie nie przepuszcza promieni ultraczzerwonych o długości fali $\lambda = 1,2 \mu$ do $8,0 \mu$. Ponieważ chmury składają się z drobniutkich kropelek wody, więc muszą być nieprzezroczyste dla tych samych promieni ciemnych. Zresztą chmury nie tylko pochłaniają, ale także odbijają promienie.

Wpływ chmur na temperaturę tej najniższej, sąsiadującej z powierzchnią ziemi warstwy powietrza, w której żyje ludzkość, jest inny w dzień niż w nocy. W nocy chmury nie powstrzymują dopływu ciepła, bo z powodu nieobecności słońca samego dopływu niema; natomiast powstrzymują ciemne promienie wysyłane przez ziemię. Opona chmur działa tak jak kołdra; zatrzymuje ciepło uciekające z ziemi. Zato w czasie bezchmurnych nocy promieniowanie ziemi jest tylko o tyle utrudnione, o ile przeszkadza mu zwykła absorpcja atmosfery, spowodowana głównie przez parę wodną. Promieniowanie ziemskie wynosi po kilka dziesiątych na cm^2 i minutę, jest ono „*ceteris paribus*“ tem większe, im absolutna temperatura gruntu jest wyższa (promieniowanie jest przybliżenie proporcjonalne do czwartej potęgi temperatury). Wzajemnie ziemia otrzymuje ciepło od atmosfery; ale ponieważ w nocy ciepło słoneczne rozproszone w atmosferze odpada (por. § 39) a własne promieniowanie tej ostatniej nie przenosi 0,2 kal. na cm^2 i minutę, więc po spolicie nie może powetować strat spowodowanych przez promieniowanie ziemi.

¹⁾ F. E. Fowle. The non selective transmissibility of radiation through dry and moist air. Astrophysical Journal, 38 tom (1913 r.) str. 392 – 406, spyc. str. 402.

Można powiedzieć, iż wpływ zachmurzenia na temperaturę nocy jest we wszystkich porach roku jednakowy. Zachmurzenie zawsze dąży do utrzymania wyższej temperatury nocy niżli ta, która miałaby miejsce przy bezchmurnem niebie. Naturalnie nie wynika stąd wcale, żeby każda oddzielna noc pochmurna musiała być cieplejszą, niż każda oddzielna noc bezchmurna, ale w średnich z wielu przypadków dodatni wpływ nocnego zachmurzenia występuje zupełnie wyraźnie.

Podobnie jak w nocy, chmury zatrzymują i zachowują ciepło ziemskie także w dzień, ale jednocześnie wstrzymują i osłabiają insolację. Ta ostatnia, zwłaszcza jeśli, do promieni przychodzących najkrótszą drogą, dołączymy rozproszone, jest zazwyczaj większa od promieniowania ziemi. Tylko wtedy, gdy słońce znajduje się nisko nad horyzontem (do kilku, lub kilkunastu stopni wysokości), promieniowanie ziemi może sprościć insolacji, lub nawet przewyższyć ją. Wskutek tego strata spowodowana przez osłabienie insolacji jest w większości przypadków większa od zysku pochodzącego z zachowania ciepła ziemskiego. W rezultacie zachmurzenie pospolicie obniża temperaturę dzienną, podczas gdy jasna pogoda przyczynia się do podniesienia jej. Atoli ta druga część reguły podlega wyjątkowi, mianowicie w zimie, gdy ziemia jest pokryta śniegiem, dnie jasne pospolicie miewają średnią temperaturę niższą niż chmurne. Część promieni słonecznych odbija się od śniegu, część zużywa się na jego ulatnianie się (sublimację) a dla gruntu pod śniegiem i dla powietrza nad śniegiem zostaje tak mało ciepła, że bilans dzienny bywa odjemny tak samo jak nocny.

Pominąwszy przypadek, o którym mówiliśmy przed chwilą, możemy twierdzić, że doba, w której dzień jest jasny a noc pochmurna miewa średnią temperaturę wyższą aniżeli doba, w której dzień był pochmurny a noc bezchmurna. Naturalnie, można porównywać tylko doby z tej samej pory roku, np. należące do tego samego miesiąca.

Gdy dzień i noc są bezchmurne, to temperatura znacznie podnosi się w dzień a w nocy znacznie opada; amplituda zmian temperatury jest duża. Dlatego to jasnej, antycyklonicznej pogodzie (por. § 31) w lecie towarzyszą upały a w zimie silne mrozy. W lecie w ciągu długiego dnia przy stosunkowo wysokim stanie słońca gromadzi się tak znaczny zapas ciepła, że w ciągu krótkiej nocy nie może być całkowicie wyszafowany; bilans termiczny doby jest dodatni i temperatury podnoszą się z dnia na dzień. Wzrastaniu temperatury kładzie kres albo ogólna zmiana pogody, albo też coraz silniejsze prądy wstępujące. Te ostatnie z jednej strony uprowadzają ciepło w górę a z drugiej sprowadzają coraz obfit-
sze tworzenie się chmur i burze cieplne (por. § 35). Zresztą nawet w naj-

suchszym klimacie temperatura nie może przekroczyć pewnej górnej granicy, bo dopływ ciepła słonecznego pozostaje z dnia na dzień prawie niezmienionym, podczas gdy promieniowanie powierzchni ziemi wzrasta proporcjonalnie do czwartej potęgi jej absolutnej temperatury. Dzięki temu musi zawsze nastać taka chwila, w której straty ciepła w ciągu doby dorównają zyskom. W zimie w ciągu bezchmurnej a długiej nocy ziemia wypromieniowuje tak dużo ciepła, że dopływ jego w ciągu również bezchmurnego, ale krótkiego dnia, straty tej powetować nie może. Co więcej, może się, jak to wyżej wspomnieliśmy, nawet zdarzyć, że termiczny bilans dnia okaże się ujemnym. „A fortiori“ tedy ujemnym musi być termiczny bilans całej doby. Temperatura zniża się z dnia na dzień, dopóki nie nastąpi zmiana pogody, albo też nie zostanie osiągnięta równowaga przy pewnej niskiej temperaturze. Mianowicie przy dostatecznie niskiej temperaturze powierzchni promieniowanie ziemi może stać się o tyle słabem¹⁾, że mały zimowy dopływ ciepła słonecznego na wspólkę z promieniowaniem atmosfery zdołają je zrównoważyć.

Gdy dzień i noc są pochmurne, to amplituda codziennych zmian temperatury jest mała. Dlatego to pochmurnej i dżdżystej cyklonicznej pogodzie towarzyszy zwykle w lecie niższa temperatura a w zimie wyższa. Jest to łatwo zrozumiałe, bo w lecie przy długim dniu osłabienie insolacji ma większe znaczenie niż osłabienie promieniowania ziemskiego w ciągu krótkiej nocy. Odwrotnie w zimie osłabienie i tak już nieznacznej insolacji w ciągu krótkiego dnia ma mniejsze znaczenie, niż ograniczenie strat ciepła spowodowanych przez promieniowanie ziemi w ciągu długiej nocy. Dołącza się do tego pewna inna okoliczność: oto w Europie cyklony w pierwszej swojej fazie przynoszą wilgotne powietrze z oceanu Atlantyckiego. Temperatura tego oceanicznego powietrza jest pospolicie w lecie niższa, niż temperatura powietrza nad lądem Europy a w zimie wyższa. Obie przyczyny razem wzięte powodują letnie niżki i zimowe wyżki temperatury, towarzyszące przejściu cyklonów.

¹⁾ W pewnej z tem sprzeczności jest twierdzenie F. W. V e r y'ego, że strata ciepła, którą grunt ponosi przez promieniowanie, bywa w zimie nie mniejsza a może nawet większa niż w lecie, albowiem w zimie atmosfera jest przejrzystsza niż w lecie. V e r y twierdzi, że w zimie atmosfera przepuszcza promienie ciemne dwa razy łatwiej niż w lecie. Czy to pewne?

ROZDZIAŁ VI.

Niektóre wiadomości z praktyki meteorologicznej.

§ 42. Narzędzia meteorologiczne. Na stacyach meteorologicznych używamy powszechnie termometrów rtęciowych do mierzenia temperatury i barometrów rtęciowych do mierzenia ciśnienia. Termometry mają skalę stustopniową. 0° oznacza temperaturę zamarzania a 100° temperaturę wrzenia wody dystylowanej przy ciśnieniu 760 mm. rtęci. Ciśnienie wyrażamy w *milimetrach* rtęci (por. § 19). W Anglii i koloniach angielskich dotychczas używają termometru Fahrenheit'a. Ciśnienie wyrażają Anglicy w calach angielskich. Podziałka termometru Reaumur'a na 80 stopni, oraz podziałka barometru na linie paryskie¹⁾ oddawna wyszły z użycia.

W termometrze Fahrenheit'a temperaturze zamarzania wody odpowiada podziałka $+32^{\circ}$, temperaturze wrzenia $+212^{\circ}$, przeto 100 stopni termometru stustopniowego równają się 180 stopniom termometru Fahrenheit'a. Jeżeli dana jest temperatura w stopniach C. (stustopniowego termometru), i np. wynosi α stopni, to ta sama temperatura w stopniach Fahrenheit'a będzie:

$$\frac{9}{5} \alpha + 32^{\circ} \text{ F.}$$

Odwrotnie, jeżeli temperatura jest podana w stopniach F. i wynosi np. β stopni, to w stopniach C. będzie:

$$\frac{5}{9} (\beta - 32)^{\circ}.$$

¹⁾ Stare barometry rosyjskie były podzielone na półlinie. Linie rosyjskie są różne od francuskich, mieściło się ich 10 w calu rosyjskim, który jest równy angielskiemu. Tymczasem cal francuski dzielił się na 12 linii.

Dla zamiany stanów barometru podanych w calach angielskich na milimetry oraz dla odwrotnej zamiany wystarczy wiadomość, że cal angielski równa się 25,3995 mm. Odwrotnie milimetr równa się 0,039371 cala ang.

Skala termometru powinna być podzielona na $\frac{1}{5}$ -te stopnia *C.*, wtedy bowiem przez ocenę można odczytywać dziesiąte stopnia. Skala barometru powinna być podzielona na milimetry a oprócz tego barometr powinien posiadać noniusze, ażeby można było odczytać dziesiąte milimetra. Zarówno w barometrach syfonowych (w kształcie litery *U*), jak w barometrach naczynkowych trzeba przy każdej obserwacji zrobić dwa odczytania. bo wysokość słupka rtęci, równoważącego ciśnienie atmosfery jest różnicą między wysokościami rtęci w obu ramionach syfonu, względnie w rurce i naczyniu. W barometrach Fortin'a, posiadających naczynie z ruchomem dnem wystarcza odczytanie wysokości rtęci w rurce. Zamiast odczytania wysokości rtęci w naczyniu doprowadza się jej powierzchnię (w naczyniu) do zera za pomocą śruby popychającej dno ruchome. W barometrach naczynkowych Kappeller'a, t. j. w tak zwanych „barometrach stacyjnych“ (Stationsbarometer) również wystarcza jedno górne odczytanie; zamiast dolnego odczytania robi się poprawkę. Chociaż obserwatorzy, ze względu na łatwość obserwacji, bardzo lubią „barometry stacyjne“, jednak polecać ich nikomu nie możemy, bo po każdym oczyszczeniu, lub naprawie trzeba na nowo określać stałą poprawkę.

Termometry i barometry metalowe (aneroidy) bywają używane tylko jako narzędzia pomocnicze. Trzeba je wciąż porównywać z termometrami, względnie barometrami rtęciowymi, albowiem podlegają znacznym błędom spowodowanym bądź przez zmiany sprężystości metalowej kapsli, bądź przez zmiany w systemie dźwigni łączących kapslę ze wskazówką. Najłżejsze zmiany spowodowują wielkie błędy, bo dźwignie ogromnie (kilkaset razy) powiększają odkształcenia kapsli. Chociaż trafiają się czasem aneroidy i termometry metalowe bardzo dobrze funkcjonujące, jednak co do dokładności nie mogą one rywalizować z narzędziami rtęciowymi. Mechanizmy (dźwignie) łatwo zanieczyszczają się i psują się. W ciągu paru tygodni może powstać stały błąd o 7—8 milimetrów¹⁾. W dodatku aneroidy i termometry metalowe podlegają nieregularnym a szybkim zmianom. Samopiszące termometry i barometry, czyli tak zwane termo- i barografy są jeszcze więcej niepewne i zawodne, bo do innych przyczyn błędów dołącza się jeszcze tarcie piórka

¹⁾ Encyclopaedia Britannica (IX wyd.), tom III, str. 383.

o papier. Ze względu na tę niepewność trzeba je wciąż porównywać z termometrami i barometrami rtęciowymi i sprowadzać ich zapisy do wskazań tamtych instrumentów. Weźmy np. zapisy termografu. Załóżmy, że o godz. 4 p. m. termograf notował $17^{\circ},8$ a o godz. 6 p. m. $14^{\circ},6$, załóżmy następnie, że w tych dwóch terminach odczytano termometr rtęciowy i że znaleziono o 4^h p. m. $17^{\circ},2$ C a o 6^h p. m. $14^{\circ},2$. Zatem poprawka termografu wynosi: o 4^h p. m. — $0^{\circ},6$ a o 6^h p. m. — $0^{\circ},4$. Dla wszystkich pośrednich momentów czasu należy ją interpolować, przyczem wystarczy interpolacja liniowa. Więc o 4^h $\frac{1}{2}$ p. m. poprawka będzie — $0^{\circ},55$, o 5^h p. m. — $0^{\circ},50$, o 5^h $\frac{1}{2}$ p. m. — $0^{\circ},45$. Jeżeli np. o 5^h p. m. termograf zapisał $16^{\circ},2$, to w dzienniku zapiszemy $15^{\circ},7$ C.

Narzędzi zupełnie ścisłych nie ma. Przed chwilą mówiliśmy o wadach termometrów i barometrów metalicznych, ale termometry i barometry rtęciowe także mają swoje wady, które dają powód do pewnych „stałych“ błędów. Weźmy np. termometr rtęciowy. Zero na skali może być umieszczone za nisko, lub za wysoko; odstęp pomiędzy kreskami podziałki mogą być za małe, lub za wielkie, lub częścią za małe, a częścią za wielkie; przekrój wewnętrzny rurki (światło) może być nie wszędzie jednakowy i t. d. Wskutek tego przed oddaniem narzędzia do użytku trzeba określić jego poprawki a następnie trzeba je od czasu do czasu sprawdzać. Dla zwykłych narzędzi stacyjnych wystarcza porównanie (przy różnych temperaturach) z narzędziami wzorowymi wypróbowanymi w wielkich państwowych zakładach fizycznych. Lepsi fabrykanci puszczają w handel zwykłe stacyjne termometry już wypróbowane i opatrzone w tabliczkę poprawek. Narzędzia wzorowe są opatrzone urzędowym świadectwem z tabliczką poprawek i odznaczone urzędowym stemplem.

O psychrometrze i hygrometrze była już mowa w § 5.

Do mierzenia grubości warstwy wody spadłej z deszczem, lub śniegiem używamy ombrometrów. „Ombrometr“ jest to otwarte naczynie kwadratowe, lub okrągłe o znanym przekroju poprzecznym, wystawione na deszcz. Zwykle mierzy się opady raz na dobę. Ponieważ warstwa wody spadłej w ciągu doby bywa zwykle dość cienka, więc bezpośrednie zmierzenie jej grubości byłoby dość trudne. Aby ułatwić mierzenie przelewa się wodę do szklanki o znanym przekroju poprzecznym mniejszym od przekroju ombrometru. Ombrometry komisji fizyograficznej Krakowskiej Akademii Umiejętności mają średnią 255 mm., zaś szklanki mają średnicę 51,4 mm., przeto pole przekroju szklanki jest 24 razy mniejsze od pola przekroju ombrometru. Na szklance znajduje się podziałka, w której milimetrowi odpowiada odstęp 2,4 cm. Każdy taki

odstęp jest podzielony na dziesięć równych części, odpowiadających dziesiątym milimetra. W takiej szklance można (przez ocenę) odczytać grubość warstwy wody z dokładnością sięgającą aż do setnych części milimetra.

Innych narzędzi meteorologicznych opisywać nie będziemy, natomiast podamy znaczenie niektórych używanych w meteorologii symbolów. Znajomość ich jest potrzebna do odczytywania sprawozdań meteorologicznych oraz map synoptycznych. Oto znaczenie ważniejszych znaków:

○ czyste niebo, ☉ wpół pokryte chmurami, ☁ całkiem zachmurzone, ▲ grad, ● : deszcz, ● ✕ śnieg, ● ≡ mgła (Nebel), ○ ∞ cienka mglista zasłona (Dunst, haze), ● K burza.

Strzałki oznaczają kierunek wiatru a ilość piórek jego siłę, mianowicie  oznacza słaby wiatr [według skali Beaufort'a (por. § 20) 1, 2, 3],  wiatr silniejszy [według skali B. 4, 5],  silny, gwałtowny [według skali B. 6. 7. 8],  burzę [według skali B. 9, 10],  orkan [według skali B. 11, 12].

§ 43. Średnie temperatury, ciśnienia i t. d. Dokładną średnią temperaturę doby można otrzymać z termografu. Zdawałoby się, że osiągniemy najlepsze rezultaty przez całkowanie graficzne np. z pomocą planimetru. Jest to jednak metoda kłopotliwa i wymagająca dość długich redukcji, bo rzędne krzywej termografu kreślonej przez dźwignię obracającą się naokoło stałej osi nie są prosto — lecz krzywolinijne. Ale mniejsza o redukcye, gorszem jest to, że osiągnięta dokładność jest iluzoryczną. Już w poprzednim § wskazaliśmy na to, że zapisom termografu ufać nie można, że trzeba porównywać je z odczytaniami termometru rtęciowego i odpowiednio poprawiać. Trzeba tedy kreślić poprawioną krzywą temperatury na to, aby otrzymać rezultat, ścisłość którego w zupełności zależy od porównań z termometrem rtęciowym. Ponieważ zaś porównania bywają dokonywane nie częściej niż co godzina¹⁾, więc otrzymany również dobry rezultat tworząc średnią z cogodzinnych, w poprzednim § wyłożonym sposobem poprawionych, rzędnych termografu. Niechaj poprawione odczytania o północy, pierwszej godzinie i t. d. będą: $t_0, t_1, t_2, \text{ i t. d.}$ Wtedy średnia temperatura doby będzie:

$$t_m = \frac{\frac{1}{2} t_0 + t_1 + t_2 + \dots + t_{23} + \frac{1}{2} t_{24}}{24}$$

¹⁾ A w godzinach nocnych wcale nie bywają dokonywane

Średnie dzienne wyprowadzone z terminowych odczytań termometru są mniej dokładne, lecz np. średnia z temperatury o 7-mej rano, z podwójnej temperatury o 2-giej popołudniu i o 9-ej wieczorem¹⁾ a więc średnia:

$$t_m = \frac{1}{4} [t_7 + 2t_{14} + t_{21}]$$

w strefie umiarkowanej wcale nieźle zgadza się ze średnią z 25 cogo-dzinnych odczytań.

Średnie miesięczne temperatury tworzymy, sumując poprostu średnie dzienne z całego miesiąca i dzieląc sumę przez liczbę dni miesiąca. Zatem pierwszy i ostatni dodajnik nie mają współczynnika $\frac{1}{2}$. Tak samo tworzymy średnią roczną temperaturę, sumując średnie dzienne z całego roku i dzieląc sumę przez liczbę dni roku. Ale jeżeli zesumujemy średnie miesięczne i sumę podzielimy przez 12, to otrzymamy iloraz różny od poprzedniego o tak drobny ułamek, że go *zawsze* można zaniedbać.

Średnie ciśnienia wilgotności obliczamy tak samo jak średnie temperatury. Inaczej rzecz się ma, gdy chodzi o wiatry. Wiatr ma i prędkość i kierunek, jest to zatem pewien wektor. Tedy we wszystkich tych przypadkach, w których kierunek wchodzi w rachubę, nie można tworzyć średnich arytmetycznych, można tworzyć tylko wypadkowe. Wypadkowe tworzymy albo za pomocą równoległoboku, względnie wieloboku sił, albo też rozkładając oddzielne wektory na składowe w głównych kierunkach. Składowe jednokierunkowe dodajemy algebraicznie, t. j. pamiętając o znakach $+$ i $-$.

Bywają wszakże zadania, w których kierunek wiatru jest rzeczą obojętną. Np. chcemy wiedzieć, czy wiatry na stacyi *A* są bez względu na kierunek silniejsze, czy słabsze, niż wiatry na stacyi *B*. Wtedy naturalnie należy tworzyć średnie arytmetyczne siły wiatru (dzienne, miesięczne, roczne) nie zważając na kierunek.

Przy tej sposobności przytoczymy średnie temperatury wszystkich miesięcy 1914 r. i sumy opadów w Krakowie, aby dać czytelnikowi pojęcie o liczbowej wartości tych dwóch elementów meteorologicznych w naszym klimacie.

Średnie miesięczne temperatury i sumy opadów w 1914 r. w Krakowie.

Styczeń	4°,99 C.	9,94 mm.
Luty	+ 1°,09 „	7,80 „
Marzec	4°,72 „	28,56 „

¹⁾ Wszystko według czasu miejscowego.

Kwiecień	9 ^o ,68 C.	36,85 mm.
Maj	13 ^o ,58 „	111,39 „
Czerwiec	16 ^o ,19 „	59,51 „
Lipiec	19 ^o ,25 „	86,87 „
Sierpień	17 ^o ,28 „	62,99 „
Wrzesień	12 ^o ,50 „	122,24 „
Październik	7 ^o ,56 „	53,33 „
Listopad	1 ^o ,80 „	14 57 „
Grudzień	2 ^o ,24 „	38,48 „

Średnia roczna 8^o,43 C., suma roczna 632,53 mm.

Rok 1914 był ciepły: tylko w styczniu średnia temperatura była niższa od zera, zaś we wszystkich innych miesiącach była wyższa od zera. Średnia roczna temperatura: 8^o,43 C. jest o stopień C. wyższa od średniej 70-letniej. Jednocześnie rok 1914 był dość suchy, roczna suma opadów jest mniejsza od wieloletniej średniej. Pomimo tego miesiąc wrzesień, pospolicie w klimacie naszym suchy, w roku tym był wyjątkowo obfity w deszcze.

§ 44. **Badanie górnych warstw atmosfery.** Stacje meteorologiczne znajdują się na powierzchni ziemi a w dodatku po większej części na równinach. Stąd wynika, że ogromna większość obserwacji dokonywanych na zwykłych stacjach meteorologicznych dotyczy tylko tego, co się dzieje na dnie oceanu powietrznego. Wprawdzie niektóre obserwacje, np. obserwacje obłoków dają wskazówki co do kierunku i prędkości wiatru na większych wysokościach, ale korzyść z nich jest niewielka, bo możemy rozpoznać ruch tylko tej warstwy atmosfery, w której w danej chwili znajdują się chmury.

Bardzo cennych obserwacji dostarczają stacje meteorologiczne na szczytach gór, jako to: Sonnblick, Obir, Zugspitze w Alpach, Pic du Midi w Pyrenejach, Dodabetta w Indyach. Wprawdzie przebieg zjawisk meteorologicznych na szczytach górskich nie jest identyczny z przebiegiem na tej samej wysokości w swobodnej atmosferze nad równinami, bo góry mają wpływ na temperaturę¹⁾ a jeszcze większy na prądy powietrzne horyzontalne i pionowe (por. koniec § 16); jednakże, o ile wykluczmy to, co na karb wpływu gór położyć należy, to możemy z obserwacji na ich szczytach wnosić o tem, co się dzieje w swobodnej atmo-

¹⁾ Temperatura jest na górach trochę *niższa*, niż na tej samej wysokości w swobodnej atmosferze. W klimacie środkowo-europejskim różnica jest największa w zimie.

sferze. Dzięki obserwacjom na szczytach gór poznano zimowe inwersje temperatury, t. j. dowiedziano się, że w zimie przy antycyklicznej pogodzie temperatura na wysokości paru tysięcy metrów bywa wyższa, niż na dole; dzięki nim dowiedziano się, że wręcz przeciwnie jak na równinach wiatr w górze (por. § 24) bywa silniejszy w nocy, niż we dnie i t. d.

Obok obserwacji na szczytach gór należy wymienić obserwacje na szczycie wieży Eifel'a w Paryżu. Wysokość jej wynosi tylko 300 metrów, ale obserwacje mają szczególną doniosłość z tego powodu, że dokonywują się wśród swobodnej atmosfery nad równiną, podczas gdy obserwacje na szczytach górskich bądź co bądź podlegają wpływowi otaczających gór.

Jeszcze większą doniosłość posiadają obserwacje dokonane za pomocą latawców, balonów i balonów-sond pomimo tego, że nie mogą być tak stałe i regularnie dokonywane, jak obserwacje na zwykłych, stałych stacjach meteorologicznych. Przynoszą one informacje co do temperatury, ciśnienia i ruchów w takich warstwach atmosfery, których inną drogą zbadać nie można. Dość powiedzieć, że dzięki balonom-sondom dowiedzieliśmy się na początku bieżącego stulecia o wielkiej stałej górnej inwersji. Zawdzięczamy to odkrycie przede wszystkim L. Teisserenc de Bort'owi, który też zaproponował podział atmosfery na dwa piętra: tropo- i stratosferę (por. § 1).

Z inicjatywy paryskiej akademii L. J. Gay-Lussac i J. B. Biot już w r. 1804 wznosili się balonem dla obserwacji meteorologicznych. Z późniejszych wlotów należy wymienić wlot Barral'a i Bixio w r. 1850, przede wszystkim zaś wloty J. Glaisher'a, który w latach 1862 — 1866 wznosił się nie mniej niż 28 razy, przyczem raz dotarł do wysokości przeszło 9 km. Plon, który przyniosły jego wloty, był bardzo obfity, ale nie pierwszej jakości, mianowicie obserwacje temperatury były po większej części błędne. Nie umiano wówczas uchronić narzędzi przed silną insolacją ponad poziomem chmur. Do odkrycia stratosfery wloty aeronautów doprowadzić nie mogły, bo nie osiągały jej dolnej granicy. Nie dosięgli jej nawet A. Berson i R. Stüring w swym rekordowym wlocie 31 lipca 1901 r., chociaż wzniesli się aż do wysokości 10,2 km. Wolno wątpić, czy aeronauta zdoła kiedykolwiek przeniknąć do stratosfery. Poczynając od wysokości 5 — 6 km. a w mroźne dni już niżej, aeronauta odczuwa znużenie, apatyę, ospałość, bicie serca, nudności; tylko przez ciągłe wdychanie tlenu może utrzymać się przy przytomności i przy życiu. W dodatku im wyżej, tem wdychanie tlenu staje się trudniejszym i mniej skutecznym.

Jak to wyżej powiedzieliśmy, stratosferę odkryto za pomocą balonów-sond. Są to małe balony, lecące bez aeronauty, ale niosące przyrządy samopiszzące. Pierwszy balon tego typu „Aërophile“ wypuścili pp. G. Hermite i Besançon w r. 1893. Balony-sondy, zwłaszcza zaś balony gumowe, wprowadzone przez R. Assmann'a w r. 1901 wzlatają bardzo wysoko: już znamy przykłady, w których osiągały dwudziestu kilku km. oraz jeden przykład, w którym balon doleciał do 32 km. wysokości. Żeby wykluczyć wpływ insolacji, wkłada się meteorograf (przyrząd skombinowany z baro i termografu a niekiedy także hygrografu) w podwójną rurę metalową jak najlepiej odpolerowaną, a więc odbijającą promienie. Balony gumowe wznoszą się tak szybko, że sam przeciąg spowodowany przez ruch balonu już dość skutecznie przeciwdziała insolacji. Jednakże zupełnie wykluczonym bywa wpływ insolacji tylko we wzlotach nocnych.

Niestety temperatury i ciśnienia obliczone z zapisów przyrządów samopiszzących nie mogą być tak dokładne (por. poprzedni §), jak obserwacje dokonane za pomocą termometrów i barometrów rtęciowych.

Oprócz balonów-sond współczesna meteorologia używa do badania swobodnej atmosfery także latawców. Wprowadził je w r. 1894 A. L. Rotch. Najwięcej używanymi są latawce Hargrave'a wzorowane na latawcach chińskich i japońskich. Są to lekkie, drewniane rusztowania mające kształt prostokątnego graniastopu częściowo obciążonego materią. Rozmiary ich są duże, np. $2,5 \times 1,9 \times 0,8$ metrów¹⁾. Uwiązawszy doń meteorograf wypuszcza się latawca na stalowym drucie o średnicy 0,6 mm. Jeżeli wiatr jest dostatecznie silny, to latawiec raz wypuszczony unosi się godzinami na mniej więcej jednostajnej wysokości. Widzimy więc, że za pomocą latawca można uzyskać wielogodzinne zapisy meteorologicznych elementów w jednej i tej samej warstwie powietrza; podczas gdy meteorografy, unoszone przez balony, zapisują temperatury, ciśnienia i t. d. coraz to innych warstw. Ponieważ jeden latawiec może unieść nie więcej niż parę tysięcy metrów drutu, więc, chcąc doprowadzić latawiec do wysokości kilku tysięcy metrów, trzeba w pewnych odstępach uwiązywać do drutu latawce pomocnicze, lub małe balony. W ten sposób udało się doprowadzić latawce aż do wysokości około 7 km.

Na morzu, na jeziorach można wyzyskać latawca w jeszcze szer-

¹⁾ R. Assmann w zbiorowym dziele „Wir Luftschiffer“. Berlin i Wiedeń 1909 r., str. 120 i nast.

szej mierze niż na lądzie, albowiem, wlokąc go za parostatkiem, można wytworzyć względny wiatr żądanej siły. Jeżeli wiatr jest za słaby, to można go wzmocnić jadąc przeciw wiatrowi; jeżeli jest za silny, to można go osłabić jadąc z wiatrem. Zresztą i na lądzie można do pewnego stopnia dostosować się do siły wiatru, wypuszczając większy latawiec, gdy wiatr jest nieco za słaby, a mniejszy wtedy, gdy jest za silny.

Zastosowanie latawców jest poniekąd więcej ograniczone niż zastosowanie balonów-sond. Latawce dają, przynajmniej dotychczas, zapisy tylko z troposfery; do stratosfery wznieść się nie mogą.

ROZDZIAŁ VII.

Przepowiadanie pogody.

§ 45. Ciepłe lata i ostre zimy. Wahania klimatu E. Brückner'a. W krajach równikowych przepowiadanie pogody na dzień, na kilka, nawet na kilkanaście dni naprzód jest rzeczą wcale łatwą. W niektórych porach roku zjawiska meteorologiczne powtarzają się codziennie z wielką regularnością. O tej samej godzinie poczynają gromadzić się chmury, o tej samej godzinie poczyną padać deszcz i o tej samej godzinie wyjaśnia się. Prawie co do dnia można przepowiedzieć początek i koniec pory deszczowej. Jednakże już w Indjach wschodnich nie można liczyć na dokładne powtórzenie się zjawisk z jednego roku na drugi. Naprzykład początek *SW* mussonu można przepowiedzieć już tylko przybliżenie, przyczem trudno przewidzieć, czy będzie silny i obfity w deszcze, czy słaby i mało obfity. A kwestya to bardzo ważna; bo obfity w opady musson przynosi urodzaj, a skąpy w opady — posuchę i głód. Wedle H. Blanford'a musson bywa słaby, ilekroć poprzedniej zimy spadły w Himalayach wielkie śniegi, ale czy to prawidło *zawsze* sprawdza się, nie wiem.

Jeszcze trudniejszym i bardziej zawodnem jest przepowiadanie pogody — czy to na krótszą, czy na dłuższą metę — w średnich szerokościach geograficznych, więc np. w Europie a specyalnie w naszym kraju. Nie wdając się w niektóre kwestye, interesujące tylko specjalistów meteorologów, rozpatrzmy przepowiadanie pogody ze stanowiska rolnika. Zastanówmy się najpierw nad przepowiadaniem na dalszą metę, potem nad przepowiadaniem na krótką metę. Z wielu względów, zwłaszcza ze względu na żywienie bydła, dla rolników ważnem jest wiedzieć, czy zbliżająca się zima będzie ostra, czy łagodna, czy będzie dużo śniegu, czy mało, czy śnieg będzie leżeć długo, czy krótko i t. d. Tak samo bardzo pożytecznem jest wiedzieć, jaką będzie zbliżająca się wiosna, lato,

jesień. Na wszystkie tego rodzaju pytania meteorologia, przynajmniej w obecnym swym stanie, nie może dać pewnej i dokładnej odpowiedzi.

Skoro nauka nie daje odpowiedzi, to zainteresowani kontentują się pewnemi, jakoby na wieloletniem doświadczeniu opartemi regułami. Na przykład w kraju naszym bardzo rozpowszechnionem jest mniemanie, że po gorącym, upalnym lecie, następuje ostra, mroźna zima i odwrotnie. Łatwo jest wytłómaczyć, skąd ono się wzięło. Kraje należące do byłej Rzeczypospolitej Polskiej mają klimat przejściowy: na wschodzie podobny do kontynentalnego klimatu wschodniej, na zachodzie do zmiennego, ale dość łagodnego klimatu środkowej Europy. Jeżeli w którym roku zimowe maximum ciśnienia nad Azją oraz letnie minimum nad tymże lądem (por. § 34) są wybitne, albo bardziej do Europy zbliżone; wtedy w kraju naszym zima jest mroźna a lato upalne, słowem, klimat nasz przybiera w danym roku cechy klimatu kontynentalnego. Z drugiej strony zdarzają się lata, w których zarówno zimowe azyatyckie maximum ciśnienia jak letnie minimum są słabe, lub dalekie, a za to stałe maximum azorskie i stałe minimum islandzkie są przez rok cały wybitne i kontrast między nimi znaczny. Wtedy wiatry zachodnie są przez rok cały silne i sięgają daleko w głąb lądu europejskiego. Pod ich wpływem lato bywa chłodne i dżdżyste a zima łagodna i ciepła, słowem, w odnośnym roku klimat nasz przybiera cechy klimatu morskiego. Lata o charakterze, przez rok cały — kontynentalnym, albo przez rok cały — morskim, zdarzają się dość często i, naturalnie, sprawdzają regułę. Ale obok nich zdarzają się lata o charakterze mieszanym, lata, w których porządek w następstwie zjawisk ulega zmianie¹⁾ i które naturalnie reguły nie sprawdzają. Chodzi więc o to, które lata są częstsze, czy te, które sprawdzają regułę, czy te, które jej nie sprawdzają, co więcej chodzi o to, żeby stosunek między latami sprawdzającemi i niesprawdzającemi wyrazić liczbowo, bo jasną jest rzeczą, że reguła sprawdzająca się w 90 przypadkach na sto jest wprawdzie zawodną, ale w praktyce bardzo użyteczną, sprawdzająca się w 60 przypadkach na sto jest wysoce niepewną, ale jeszcze przydatną, sprawdzająca się w 50 przypadkach na sto zupełnie nieprzydatną, a sprawdzająca się w 40 przypadkach na sto — fałszywą. Niestety, nie znam żadnej pracy²⁾ opartej na materiale krajowym,

¹⁾ Nie uważam za stosowne mówić tu o różnych w tym kierunku badaniach Petersson'a, Hildebrandsson'a, Meinardus'a dotyczących wpływu Golfstromu, lodowych gór i t. d., bo to wszystko jeszcze niepewne.

²⁾ Na podstawie wieloletnich spostrzeżeń w Warszawie R. Merecki podaje w swej „Klimatologii ziem polskich (Warszawa, 1915)“ na str. 35 liczby wyrażające prawdopodobieństwo, że po danym nazbyt ciepłym (względnie zimnym) miesiącu na-

na podstawie której możnaby coś powiedzieć o sprawdzaniu się, względnie nie sprawdzaniu się omawianej reguły. Muszę, choć to w danym razie jest wielce niepożądane — czerpać z prac cudzoziemskich. Niepożądaniem zaś jest dlatego, że reguła sprawdzająca się w Prusach, może nie sprawdzać się w Polsce i na Litwie, albo sprawdzająca się w Prusach i Polsce, może nie sprawdzać się na Litwie i t. d. i t. d.

Statystyczne badania nad następstwem ostrych zim i gorących lat były już kilkakrotnie przedsięwzięte, ale, głównie z powodu nieodpowiedniej metody — po większej części do żadnego określonego wyniku nie doprowadziły. Do określonych wniosków doszedł właściwie tylko G. Hellmann¹⁾ a to dzięki temu, że oddzielił lata bardzo gorące i zimy bardzo mroźne²⁾ od tych, w których zboczenia od średniej wieloletniej temperatury lata, względnie zimy były stosunkowo niewielkie.

Badania Hellmann'a opierają się na spostrzeżeniach berlińskich od 1719 do 1880 roku, zatem na materyale 160-letnim. Znalazł on, że po lecie umiarkowanie ciepłem grudzień był w 74 razach na 100 też ciepły

styczeń	"	"	65	"	"	"	"	"
luty	"	"	65	"	"	"	"	"

Ale jeżeli lato było *bardzo* ciepłe, to:

grudzień był ciepły tylko w 38 razach na 100

styczeń	"	"	"	"	48	"	"	"
luty	"	"	"	"	43	"	"	"

G. Hellmann grupował liczby na rozmaite inne sposoby. Np. stawiał sobie pytanie, ilekroć po umiarkowanie ciepłem, albo bardzo ciepłem lecie dwa z pomiędzy trzech miesięcy zimowych były ciepłe i t. d. Rezultaty były zgodne z poprzednimi.

Następnie Hellmann rozpatrywał pytanie, czy po ciepłej zimie następuje ciepłe lato, względnie po zimnej zimie zimne lato. Otóż podczas gdy w pierwszym przypadku, gdy z charakteru lata wypadało wróżyć o charakterze zimy, okazało się przeciwieństwo między umiarkowanie

stępne miesiące pierwszy, drugi i trzeci będą również nazbyt ciepłe (względnie nazbyt zimne). Zatem Merecki rozpatruje pytanie analogiczne do tego, które jest przedmiotem niniejszego §, ale bynajmniej nie identyczne.

¹⁾ Über gewisse Gesetzmässigkeiten im Wechsel der Witterung. Sitzb. der kg. preuss. Akad. Wiss. Berlin 1885 r., str. 205—214.

²⁾ Hellmann zalicza do lata miesiące VI, VII, VIII i IX. Jeżeli wszystkie cztery, albo przynajmniej trzy miały średnią temperaturę wyższą od 160-letniej średniej, to mówi, że lato było cieplejsze, niż zwykle. Bardzo ciepłymi nazywa te, w których suma zboczeń miesięcznych temperatur od 160-letnich średnich wynosiła $+3^{\circ},5$ do 7° C., a ciepłymi te, w których wynosiła od 0° C. do $+3^{\circ},5$ C.

cieplem i bardzo ciepłem latem; to odwrotnie wtedy, gdy z charakteru zimy wypadło wróżyć o charakterze następnego lata — okazało się, iż niema różnicy między umiarkowanie ostrą a bardzo ostrą zimą, albowiem zarówno po jednej, jak po drugiej należy spodziewać się raczej chłodnego, niż ciepłego lata.

Ostatecznie Hellmann zestawiał rezultaty swych poszukiwań w następujących twierdzeniach — w Berlinie można spodziewać się:

- I po $\left\{ \begin{array}{l} \text{umiarkowanie} \\ \text{bardzo} \end{array} \right\}$ łagodnej zimie $\left\{ \begin{array}{l} \text{chłodnego} \\ \text{ciepłego} \end{array} \right\}$ lata
- II po $\left\{ \begin{array}{l} \text{umiarkowanie} \\ \text{bardzo} \end{array} \right\}$ ciepłym lecie $\left\{ \begin{array}{l} \text{umiarkowanie łagodnej} \\ \text{ostrej} \end{array} \right\}$ zimy
- III po $\left\{ \begin{array}{l} \text{umiarkowanie} \\ \text{bardzo} \end{array} \right\}$ ostrej zimie $\left\{ \begin{array}{l} \text{bardzo chłodnego} \\ \text{chłodnego} \end{array} \right\}$ lata.

Z dwóch rozpowszechnionych w kraju naszym reguł jedna wróżąca ostrą zimą po bardzo ciepłym lecie jest stwierdzona przez badania Hellmann'a; druga wróżąca gorące lato po ostrej zimie nie sprawdza się. Ale twierdzenia Hellmann'a odnoszą się do klimatu Berlina. Analogiczne statystyczne badanie spostrzeżeń krakowskich, warszawskich lub wileńskich mogłoby dać zgola inne rezultaty.

Rozpatrując swój materyał statystyczny Hellmann zauważył, że ciepłe lata i. aczkolwiek mniej wyraźne, łagodne zimy występują grupami.

Czasem mija kilkanaście lat, np. 17 lat od 1799 do 1817 r. włącznie, w ciągu których nie zdarzyło się ani jedno ciepłe lato; za to czasem dwa, trzy, cztery, lub więcej lata¹⁾ z rzędu są ciepłe. W materyale Hellmann'a zdarzyła się nawet serya dziewięciu lat ciepłych od 1872 po 1880-ty włącznie.

Jest to tembardziej godne uwagi, że w Berlinie lato chłodne zdarza się częściej niż ciepłe; zato jeśli zdarzy się ciepłe lato, to dodatnie zboczenie temperatury jest większe, niż odjemne zboczenie w ciągu chłodnego lata.

Ostatnia uwaga Hellmann'a znowu naprowadza nas na kwestyę, którą już raz poruszyliśmy w tym paragrafie wzmiankując, że klimat naszego kraju w niektórych latach przybiera cechy właściwe klimatowi kontynentalnemu a w niektórych innych cechy właściwe klimatowi morskiemu. W ten sposób po raz drugi poruszyliśmy kwestyę zmian kli-

¹⁾ Zarówno tu jak w dalszym ciągu „lata“ oznaczają liczbę mnogą od „lato“.

matu, przyczem zresztą za każdym razem chodziło o zmiany innego typu, bo Hellmann mówi tylko o zboczeniach temperatury lata i zimy, podczas gdy zmiana klimatu kontynentalnego przez morski lub odwrotna oznacza nie tylko zmianę amplitudy corocznych oscylacji temperatury, ale także zmianę wilgotności. Wszak pod klimatem kontynentalnym rozumiemy klimat suchy o wielkich ekstremach temperatury a pod klimatem morskim wilgotny o temperaturze więcej jednostajnej. Do tego ostatniego typu zbliżają się wahania klimatu E. Brückner'a.

Przez analizę obserwacji meteorologicznych z XVIII i XIX wieku oraz przez analizę zapisanych w rozmaitych archiwach i kronikach dat winobrania, zamarzania i rozmarzania rzek, posuwania się i cofania się lodowców i t. d. E. Brückner doszedł do wniosku, że klimat środkowej Europy podlega pewnym, niewielkim zresztą, wahaniom odbywającym się w ciągu nieregularnych okresów trwających po kilkadziesiąt lat. Po seryi kilkunastu lat stosunkowo ciepłych ¹⁾ i suchych następuje serya lat chłodnych i wilgotnych. Brückner twierdzi nawet, że okres wahań wynosi średnio 35 lat, ale ta liczba jest wysoce problematyczną, albowiem oddzielne okresy są bardzo nierówne: wynoszą od 20 do 50 lat. Zdaje się, że klimatyczne oscylacje Brückner'a należą do kategorii „fluktuacji“, t. j. zmian nie posiadających żadnego określonego peryodu. Wogóle wahania są wielce nieregularne, np. wśród seryi lat chłodnych i wilgotnych wyskakuje jeden rok albo dwa, trzy lata ciepłe i suche. Często też przytrafiają się lata nie podpadające pod definicję Brückner'a. Brückner przeciwstawia lata ciepłe i suche latom zimnym i mokrym; tymczasem często zdarzają się lata jednocześnie suche i chłodne, albo jednocześnie wilgotne i ciepłe. Wedle Brückner'a żyjemy obecnie w okresie wilgotno-zimnym, zatem pomyślnym dla rolników, mieszkających na stepach. Z tego, że żyjemy wśród okresu wilgotno-zimnego nie wynika jednak wcale, żeby lato 1915 roku ²⁾ miało być wilgotne i chłodne.

§ 46. Wpływ księżyca na pogodę. W § 44 mówiliśmy o przepowiadaniu charakteru całych pór roku; obecnie przechodzimy do przepowiadania pogody na krótszą metę. Przedewszystkiem zajmujemy się przepowiadaniem pogody na podstawie faz księżyca. Wielce rozpowszechnione jest mniemanie, że zmiany pogody następują w zależności

¹⁾ Ciepłym nazywa Brückner rok, w którym średnia roczna temperatura jest wyższa od wieloletniej średniej; zimnym rok, w którym roczna temperatura jest niższa od wieloletniej średniej.

²⁾ Pisane w lutym 1915 r.

od faz księżycy. Jeżeli np. na nowiu pada deszcz, to spodziewają się, że wypogodzi się około pierwszej kwadry; jeżeli pada w czasie pierwszej kwadry, to spodziewają się, że wypogodzi się w czasie pełni i t. d.

Co o tem mówi nauka?

Literatura dotycząca wpływu księżycy na pogodę jest wprost olbrzymia. Każdy, kto miał dostateczną cierpliwość, aby przez kilka lat wypisywać długie szeregi liczb i potem wykonywać nad nimi elementarne działania arytmetyczne, uważał się za powołanego do napisania rozprawy na ten temat. Rezultat tego mnóstwa prac jest wszakże bardzo nikły i prawie bez wyjątku negatywny. Oto, co powiada W. J. v. Bebbber w końcu obszernej dyskusyi dawniejszych prac poświęconych badaniu wpływu księżycy na pogodę¹⁾.

„1. Ciśnienie bywa wyższe wtedy, gdy księżyc znajduje się w apogaeum, anizeli wtedy, gdy znajduje się w perigaeum, prawdopodobnie wyższe w czasie kwadratur niż w czasie syzygiów; *jednakże różnice są w porównaniu do innych zmian ciśnienia tak znikomomal, że dotychczasowe badania nie mogły ich liczbowo wykazać.*

2. Atmosferyczne przypyły i odpływy spowodowane przez przyciąganie księżycy istnieją niewątpliwie; jednakże można je wykazać dopiero w niższych szerokościach geograficznych. Zresztą i tu amplituda przypyłów wynosi zaledwo 0,1 mm. rtęci.

3. Krzywa opadów wogóle podnosi się w czasie pierwszej kwadry, osiąga maximum około pełni a potem spada stosunkowo szybko ku ostatniej kwadrze. W związku z większą oscylacją ciśnienia deszcze są częstsze około perigaeum, niż około apogaeum. Jednakże i tu wpływ księżycy jest bardzo mały i *nie daje się ocenić ilościowo.*

4. Północno- i północno-wschodnie wiatry są częstsze około ostatniej kwadry, najrzadsze około pierwszej. Wprost przeciwnie zachowują się wiatry południowo-zachodnie. I w tym razie jednak nic ścisłego powiedzieć nie można.

5. Poszczególne badania odnoszące się do zachmurzenia, burz i temperatury albo nie dają wogóle żadnych określonych wyników, albo dają wyniki wprost między sobą sprzeczne.

6. *W obecnym stanie meteorologii żadna prognoza oparta na wpływie księżycy nie jest możliwą.*

Samo przez się rozumie się, że wnioski v. Bebbber'a dotyczą tylko środkowo-europejskich stosunków; albowiem jeżeli w pewnej czę-

¹⁾ Handbuch der ausübenden Witterungskunde. Stuttgart 1885. Tom. I, str. 189.

ści powierzchni ziem, ciśnienie podczas perigaeum jest wyższe od normalnego, to zato w innej musi być jednocześnie niższe od normalnego. Tak samo w czasie ostatniej kwadry nie mogą wszędzie wiać wiatry północne i północno-wschodnie; gdzieś w innych okolicach muszą wiać wiatry kompensujące, o innych kierunkach. Zresztą wnioski v. Beber'a są, jak widzimy, bardzo skromne. Nic określonego, pewnego powiedzieć nie może.

Wśród współczesnych meteorologów daje się zauważyć pewien nowy kierunek, któremu dał początek A. Poincaré. Adepti nowego kierunku twierdzą, że główną przyczyną marnego wyniku dawniejszych badań nad wpływem księżyca na pogodę była niewłaściwa metoda. Analizowano obserwacje dokonane na oddzielnych stacyach, obywano się bez wyższej matematyki, zadawalniano się najłatwiejszymi metodami statystycznymi. Pomiedzy adeptami nowego kierunku jedni, jak E. Herrmann¹⁾ spodziewają się lepszych rezultatów po zastosowaniu analizy harmoniczej, która oddaje tak wielkie usługi w badaniu przyptywów i odpływów morskich, drudzy, jak np. J. Schneider²⁾ pokładają wielkie nadzieje w kartograficznym przedstawieniu kolejnych zmian ciśnienia na wielkich obszarach. Powiedzieliśmy „zmian ciśnienia“, bo nowsze prace dotyczą tylko tego elementu. Jasną jest rzeczą, że zmiany w przyciąganiu księżyca muszą przede wszystkim oddziaływać na ciśnienie i na wiatry; ale analiza wiatrów jest trudniejsza niż analiza ciśnienia, bo tam trzeba analizować i siłę i kierunek wiatru, tu zaś tylko wielkość ciśnienia. Nic więc dziwnego, że zaczęto od analizy ciśnienia.

E. Herrmann twierdzi, że na codziennych synoptycznych mapach dla oceanu północno-atlantyckiego można skonstatować powtarzanie się tego samego rozkładu ciśnienia co 6585 dni³⁾. J. Schneider rozróżnia jakby fale peryodycznie nabiegające na środkową Europę. Peryodami są miesiące anomalistyczny i zwrotnikowy oraz połowa miesiąca

¹⁾ System der Einwirkung von Sonne und Mond. Annalen der Hydrographie, 1914, str. 121—141.

²⁾ Die jährliche und die monatlichen Aenderungen der Luftdruckverteilung. Annalen der Hydrographie, 1913, str. 593 – 607. Obok Poincaré'go, Hermann'a i Schneider'a należałoby wymienić także H. Arctowskiego, O. Petersson'a, F. Schuster'a i G. Strömberg'a.

³⁾ 6585 dni to 18 lat i 10, 11. lub 12 dni, stosownie do tego, czy w danym okresie przytrafi się 5, 4, czy 3 lata przestępne. Jest to ten sam, znany już babilońskim astronomom okres, po którym powtarzają się zaćmienia słońca i księżyca.

synodycznego ¹⁾. Dwie pierwsze fale idą od północy ku południowi i obejmują około 50 do 60 stopni, trzecia idzie od *SW* ku *NO* a długość jej wynosi tylko około połowy długości tamtych. Zmiany ciśnienia towarzyszące przejściu tych fal są zresztą bardzo małe. Największa amplituda, mianowicie amplituda fali o peryodzie równym miesiącowi zwrotnikowemu, nie przekracza 1,7 mm. rtęci. Oprócz przytoczonych rezultatów zarówno Herrmann, jak Schneider podają jeszcze niektóre inne, których tu, ze względu na brak miejsca, przytaczać nie możemy.

Badania, o których mowa, są bardzo nowe, zaledwo zaczęte. Wobec tego trudno o nich wyrokować. W każdym razie atoli należy przestrzedz przed nazbyt daleko idącymi nadziejami. Oto np. niedawno W. Köppen zajmował się silną oscylacją ciśnienia, objawiającą się w Europie środkowej w ostatnich miesiącach roku. G. Meyer i K. Seemann znaleźli, że we wrześniu, październiku i t. d. aż do stycznia, ciśnienie w Europie środkowej jest po pełni średnio o 10 mm. (!) niższe niż po nowiu. Aliści W. Köppen przekonał się, że to правило doskonale sprawdza się ale tylko od 1875 do 1894 roku. Skoro wziął pod uwagę długie, przeszło stuletnie szeregi spostrzeżeń, to okazały się takie sprzeczności i odstępstwa, że правило okazało się zupełnie fałszywem.

Ze księżyc ²⁾ musi wzbudzać w atmosferze przypyływy i odpływy, analogiczne do przypyływów i odpływów morskich, to nie ulega wątpliwości. Jak to było wyżej powiedziane, amplituda codziennych półdobowych (mówimy tu o dobie księżycowej) przypyływów atmosferycznych jest mała; amplituda odpowiedniej zmiany ciśnienia wynosi zaledwo 0,1 mm. rtęci. Wobec tego twierdzenie Schneider'a, że amplituda fali, mającej miesiąc zwrotnikowy za peryod, wynosi bez mała dwa milimetry, wydaje się nieco dziwnem.

Tak rozpowszechnioną wśród publiczności wiarę w związek między pogodą a fazami księżyca podtrzymuje, zdaje się, następująca okolicz-

¹⁾ Miesiąc synodyczny jest to średni odstęp czasu między dwoma kolejnymi jednakowymi fazami księżyca, np. między dwoma kolejnymi nowiami; wynosi on 29^d 12^h 44^m 2^s,9. Miesiąc anomalistyczny jest to średni odstęp czasu między dwoma kolejnymi przejściami księżyca przez perigaeum; wynosi on 27^d 13^h 18^m 33^s,3. Miesiąc zwrotnikowy jest to średni odstęp czasu, w ciągu którego długość księżyca wzrasta o 360°. Jest on prawie równy miesiącowi gwiazdowemu, t. j. temu okresowi czasu, w ciągu którego księżyc obiega ziemię i który wynosi 27^d 7^h 43^m 11^s,5. Miesiąc zwrotnikowy jest o 6^s,8 krótszy.

²⁾ Monatliche Perioden in der Witterung. Met. Zeitschrift, 1915 r., str. 180—185.

³⁾ O tem, że przypyływy słoneczne mają zapewne udział w podwójnej codziennej oscylacji barometru, mówiliśmy już w § 24.

ność. Okresy niepogody trwają nie kilka godzin, ani nawet dobę, a po kilka i więcej dni z rzędu. Bardzo długotrwałe okresy są rzadkie, okresy kilkudniowe są o wiele częstsze (por. § 32). Tymczasem tydzień księżycowy (t. j. ćwierć miesiąca synodycznego) wynosi średnio około $7\frac{3}{8}$ doby słonecznej. Stąd wynika pewna pozorna i gruba koincydencja okresów niepogody z odstępami czasu między jedną fazą księżyca a drugą. Weźmy np. odstęp czasu od nowiu do pierwszej kwadry. W ciągu roku zdarzy się kilka okresów niepogody zaczynających się w sam dzień nowiu, kilka innych zaczynających się pierwszego dnia po nowiu i znowu kilka innych zaczynających się drugiego dnia po nowiu. Publiczność skłonna jest interpretować swoją ulubioną regułę w sposób bardzo swobodny i uważa wszystkie takie okresy jako zaczynające się na nowiu. Ponieważ zaś okres niepogody trwa zwykle kilka dni, więc okresy, które zaczęły się w dzień nowiu oraz pierwszego i drugiego dnia po nowiu skończą się po większej części albo na dzień lub dwa przed pierwszą kwadrą, albo w sam dzień kwadry, albo w dzień lub dwa po kwadrze. Publiczność znowu interpretuje regułę w sposób pobłażliwy i poczytuje wszystkie takie okresy za sprawdzające regułę; tych zaś, które skończyły się jeszcze wcześniej albo jeszcze później, t. j. na kilka dni przed, lub po kwadrze, wcale nie bierze pod uwagę, albo uważa je za wyjątki.

§ 47. Trwałość danego typu pogody. Powroty zimna i ciepła. Mrozy. Badania oparte na teorii prawdopodobieństwa dowodzą, że *„im dłużej trwa pewien typ pogody, względnie niepogody, tem więcej jest szans na to, że potrwa jeszcze jeden dzień“*. Więc np. jeżeli deszcz pada 4 dni; to szanse na to, aby padał jeszcze przez piąty dzień, są większe, aniżeli szanse na to, aby padał przez 4-ty dzień po trzech dniach deszczu. Tak samo szanse na to, aby po 12-tu dniach deszczu 13-ty dzień był także dżdżysty są większe, niż szanse, aby deszcz padał przez 12-ty dzień po 11-tu dniach niepogody. Łatwo zrozumiemy to zwiększanie się szans, jeżeli uprzytomnimy sobie tę okoliczność, że każdy nowy dzień deszczu jest tem mniejszym ułamkiem poprzedzającego okresu niepogody, im ów okres jest dłuższy.

Naturalnie pomimo zwiększania się „szans“ dalszej niepogody zawsze w końcu nastaje dzień, w którym w rzeczywistości powraca pogoda.

Dlaczego za wyjątkiem letnich burz ciepłych (por. § 35), które stanowią oddzielną kategorię, — okresy niepogody trwają po kilka, kilkanaście dni?

Wiadomo, że okresy niepogody towarzyszą przejściu depresji barometrycznych, tak zwanych „cyklonów“. Już w § 30 wskazaliśmy na

to, że cyklony strefy umiarkowanej są bardzo rozległe, że pokrywają pół Europy i więcej. Ponieważ zaś wędrowną depresja posuwa się z prędkością wynoszącą parę dziesiątków (średnio około 30) kilometrów na godzinę, przeto pospolicie mija kilka dni, zanim przesunie się przez daną stację. Wskutek tego także okres niepogody towarzyszący depresji trwa przez kilka dni. Jeżeli dana depresja jest bardzo rozległa, jeżeli środek jej przechodzi blisko rozpatrywanej stacji, to okres niepogody bywa długi. Częstość zdarza się, że dwie, trzy a nawet więcej depresji idą jedna bezpośrednio po drugiej. Wtedy okresy niepogody, należące do różnych depresji, zlewają się ze sobą; tworzą się długie serie dni dżdżystych albo wcale nie przerywane przez pogodę, albo przerywane na krótko (mniej niż dobę). Depresje barometryczne mają pewną skłonność do występowania całymi seriami, *albowiem każdy nowy cyklon łatwiej przenika do okolicy, w której już panuje ciśnienie niższe od normalnego*.

Mówiliśmy już w § 41 o tem, że depresje barometryczne zwykle przynoszą w lecie zniżkę temperatury a w zimie wyżkę. Krzywa średnich dziennych temperatur¹⁾ nie podnosi się jednostajnie od zimy do lata i nie zniża się jednostajnie od lata do zimy, lecz przedstawia liczne drugorzędne maxima i minima, ma przebieg falisty. Amerykańscy meteorologowie mówią nawet o falach ciepła i zimna (warm and cold waves). Francuzi zaś nazywają to powrotami ciepła i zimna (retours de la chaleur, du froid). Z pomiędzy „powrotów“ zimna na specjalną uwagę zasługuje wielki majowy „powrót“, w czasie którego temperatura częstokroć spada tak nisko, że nad ranem bywa mróz. Ponieważ powrót ten zdarza się najczęściej około 12, 13 i 14 maja n. s., t. j. we dniu s. s. Pankracego, Serwacego i Bonifacego, więc ci trzech święci noszą nazwę „Eismänner“ w Niemczech, „les Saints de glace“ we Francji. Doskwierają oni Europie zachodniej i środkowej więcej, aniżeli wschodniej. Im dalej na Wschód, tem ów majowy „powrót zimna“ bywa słabszy.

¹⁾ Średnią dzienną temperaturę można otrzymać zarówno z ciągłych zapisów samopiszących przyrządów, jako też z oddzielnych obserwacji. Załóżmy np., że odczytujemy temperaturę co godzinę i że pewnego dnia odczytaliśmy temperatury: $t_0, t_1, t_2, \dots, t_{24}$. Wtedy średnia dzienna będzie:

$$t_d = \frac{1}{24} (t_0 + t_1 + t_2 + \dots + t_{24} + \frac{1}{2} t_{24})$$

Jeżeli na danej stacji obserwacje odbywają się tylko trzy razy dziennie. np. jak w Austrii o 7 rano, o 2 popołudniu i o 9 wieczorem, to trzeba kontentować się wzorem:

$$t_d = \frac{1}{4} [t_7 + t_{14} + 2t_{21}] .$$

Pomiędzy „powrotami ciepła“ najważniejszym i w naszym klimacie prawie regularnie powtarzającym się jest „babie lato“ w październiku. Zupełnie analogicznem jest „indyjskie lato“ w północnych Stanach Zjednoczonych i w Kanadzie.

Omówimy tu jeszcze pewną regułę empiryczną, która może przydać się do przepowiadania mrozów. Oto w naszym klimacie koniecznym warunkiem wielkich i długotrwałych mrozów jest obfity śnieg pokrywający ziemię grubą warstwą. Samemu padaniu śniegu towarzyszy zniżka temperatury, bo cieplejsze powietrze wznosi się w górę i kondensuje w śnieg a na jego miejsce bądź z góry, bądź z boku napływa zimniejsze. Do utrwalenia i wzmocnienia zniżki temperatury przyczynia się następująca okoliczność. Gdy ziemia *nie* jest pokryta śniegiem, to przy jasnej pogodzie powierzchnia jej ogrzewa się w ciągu dnia pod promieniami słońca wcale znacznie (niekiedy znacznie wyżej 0°C.). Od ziemi ogrzewa się w ciągu dnia dolna warstwa powietrza. Dzieje się to na różne sposoby, przez bezpośrednie zetknięcie, przez małe konwekcyjne prądy powietrza, przez promieniowanie. Prawda, że w nocy powierzchnia gruntu i dolna warstwa powietrza stygną przez promieniowanie, ale na-za-jutrz znowu są ogrzewane. Jednem słowem nocne oziębienie przez promieniowanie¹⁾ jest do pewnego stopnia skompensowane przez dzienne ogrzanie. Jeżeli zaś ziemia jest pokryta śniegiem, to prawie wszystkie ciepło słoneczne otrzymane przez powierzchnię śniegu idzie na jego topnienie, względnie parowanie (sublimację), a dolna warstwa powietrza nie otrzymuje prawie nic ciepła od ziemi. Ten deficyt jest bardzo ważny, albowiem z powodu małej zdolności absorpcyjnej dolna warstwa powietrza otrzymuje zwykle więcej ciepła od powierzchni ziemi, aniżeli wprost od słońca. Ostatecznie zatem dolna warstwa atmosfery otrzymuje „*ceteris paribus*“ nad pokrywą śniegową mniej ciepła, aniżeli nad gołą ziemią, podczas gdy straty przez promieniowanie pozostają mniej więcej te same. Stąd wynika, że nad ziemią pokrytą śniegiem mróz musi być „*ceteris paribus*“ większy. Temu twierdzeniu nie sprzeciwia się fakt, że w Syberyi Wschodniej i Mandżuryi mrozy są ostre pomimo tego, że zima bywa bezśnieżna, albo małośnieżna. Twierdzimy, że tameczne mrozy byłyby jeszcze większe, gdyby ziemia była pokryta śniegiem.

§ 48. Przepowiednie oficjalne. Reguły G. Guilbert'a. Pospolicie państwowe zakłady meteorologiczne wydają przepowiednie pogody tylko na następujący dzień. Próbowano i próbują wydawać

¹⁾ Mówimy wciąż o tem, co się dzieje przy jasnej pogodzie.

przepowiednie na dwa dni; ale, jak dotychczas, bez wielkiego powodzenia. Na czym polega to przepowiadanie, to wyjaśni najlepiej historia jego początku. Dnia 14 listopada 1854r. gwałtowna burza zaskoczyła flotę angielsko-francuską pod Sewastopolem. Jeden okręt liniowy rozbił się, wiele innych doznało poważnych uszkodzeń. Oprócz tego obóz sprzymierzeńców pod Bałakławą został zburzony. Ponieważ przedtem burza szalała we Francji, ponieważ z gazet było wiadomo, że przeszła także przez Niemcy południowe i Austryę; więc ówczesny francuski minister wojny, wpadł na domysł, że była to ta sama burza i polecił dyrektorowi obserwatorium paryskiego U. J. Leverrier'owi, aby ją dokładnie zbadał. Leverrier przekonał się, że był to cyklon, który przeszedł pasem od zachodnich wybrzeży Francji aż do Krymu i zarazem znalazł, że gdyby nawet nie z Francji, ale tylko z Wiednia zaanonsowano go telegraficznie do Krymu, to i flota i armia miałyby dosyć czasu, aby odpowiednio przygotować się, np. flota mogłaby zawczasu wypłynąć na pełne morze. Podając swój raport Leverrier zaproponował, żeby zaprowadzić stałe sygnalizowanie burzy, co też wprowadzono we Francji w czyn już w 1856 roku. W stosunkowo niedługim czasie sygnalizowanie burzy we Francji rozrosło się w ogólne sygnalizowanie i przepowiadanie pogody w całym świecie cywilizowanym.

Z tego krótkiego opowiadania widzimy, że w metodzie praktykowanej przez biura meteorologiczne państwowe „punctum saliens“ leży w tem, że telegraf wyprzedza każdy, nawet najszybciej posuwający się cyklon. W istocie gdyby nawet cyklon posuwał się z prędkością 90 km. na godzinę, to na drogę z Paryża do Piotrogradu potrzebowałby przeszło 24 godziny. Zatem telegram z Paryża mógłby go zaanonsować w Piotrogradzie na 24 godziny naprzód. Atoli przyjęliśmy tu zupełnie wyjątkową prędkość; zwykle cyklon potrzebuje paru, nawet kilku dni, żeby przejść od zachodnich wybrzeży Europy do tego południka, na którym leży Piotrogród; można zatem oznajmić cyklon z Europy zachodniej do wschodniej na parę dni naprzód. Ale mała stąd korzyść, bo na tak znacznej przestrzeni cyklon może osłabnąć i zniknąć, albo zmienić kierunek. Np. wydaje się nam, że pójdzie przez morze Bałtyckie i Finlandyę i odpowiednio do tego zapowiadamy pogodę na Litwie, w prowincjach nadbałtyckich i w północnych guberniach Rosyi. Tymczasem gdzieś po drodze cyklon zawraca ku Rosyi południowej i tam przynosi niepogodę a w Rosyi północnej trwa piękna pogoda. W ten sposób wczesna przepowiednia wysłana z Europy zachodniej może okazać się fałszywą, natomiast późniejsza przepowiednia wysłana, powiedzmy z Danii, albo z Niemiec północnych przez stację meteorologiczną,

na której spostrzeżono zmianę kierunku mogłaby w tym razie okazać się trafną. Gdyby zaś po zmianie kierunku cyklon „wypełnił się“, t. j. gdyby osłabł i znikł, to i ta późniejsza przepowiednia okazałaby się fałszywą, bo ani w północnej ani w południowej Rosyi pogoda nie doznałaby zmiany.

Niemale znaczenie mają też nieprzewidziane zmiany prędkości posuwania się cyklonu. Np. wnosząc z rozmiarów i prędkości cyklonu zapowiadamy na pojutrze deszcz, dajmy na to, na Litwie. Tymczasem cyklon powędrował prędzej, niż spodziewamy się, a może przytem jeszcze pogłębił się i deszcz zaczyna padać na Litwie już jutro.

Dla zapowiedzenia kierunku i prędkości cyklonów, dla rozpoznania ich rozmiarów, dla przepowiedzenia towarzyszących im wiatrów i opadów trzeba mieć telegramy z wielu stacyi meteorologicznych, rozsianych po całej Europie oraz trzeba mieć możność porównywania sytuacji meteorologicznej z dnia na dzień.

Obecnie jest to urządzone w taki sposób, że większe stacye meteorologiczne codziennie z rana posyłają do centralnych zakładów meteorologicznych wiadomości telegraficzne o stanie barometru, temperaturze, zachmurzeniu, wilgotności, o kierunku i sile wiatru. Niektóre stacye posyłają telegramy dwa razy dziennie¹⁾, rano i wieczorem. Centralne państwowe zakłady meteorologiczne zużytkowują te materyały w dwojaki sposób. Z jednej strony zaraz telegraficznie przesyłają innym zakładom państwowym²⁾ te wiadomości, które tamtym są potrzebne, z drugiej zaś natychmiast po otrzymaniu telegramów swoich i obcych rysują tak zwane mapy „synoptyczne“, przedstawiające chwilowy rozkład ciśnienia i innych elementów meteorologicznych³⁾, na podstawie tych ostatnich zaraz układają prognozę dla swoich państw, powielają mapki i prognozy i zaraz rozsyłają je na prowincję.

Ponieważ w przeważającej większości przypadków cyklony wędrują z Zachodu na Wschód oraz ponieważ, jak to było wyżej powiedziane, trzeba co najmniej paru dni, aby cyklon przeniósł się z Europy zachodniej do wschodniej, przeto łatwiej jest układać prognozę

¹⁾ Kraków posyła codziennie dwa telegramy (jeden rano, drugi wieczorem) do „K. K. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik“ w Wiedniu oraz jeden (z rana) do „Deutsche Seewarte“ w Hamburgu.

²⁾ Naturalnie od wybuchu wojny wszystkie stosunki z państwami nieprzyjacielskimi zostały zerwane, a z neutralnemi ograniczone.

³⁾ Dla przedstawienia ciśnienia służą izobary (por. § 22) Zachmurzenie, opady, kierunek i siłę wiatru oznacza się za pomocą znaków podanych w końcu § 42.

pogody dla wschodniej niż dla zachodniej Europy. A jednak z powodu wyżej wspomnianych nieprzewidzianych zmian, którym podlegają zarówno cyklony, jak ogólna sytuacja meteorologiczna — przepowiednie na kilka dni naprzód pospolicie nie udają się. Mniej więcej udatnemi bywają tylko przepowiednie na 24 godzin naprzód.

Przepowiadanie w Europie zachodniej jest trudne dlatego, że ocean Atlantycki jest nazbyt szeroki, ażeby z sytuacji w Ameryce Północnej można było wywróżyć coś pewnego. Wiele cyklonów amerykańskich wcale nie dochodzi do Europy; natomiast przychodzą do nas cyklony, które utworzyły się na oceanie Atlantyckim. Do niedawna informacje o sytuacji na oceanie Atlantyckim przychodziły jedynie z Ponta Delgada¹⁾ na wyspach Azorskich. Było to oczywiście za mało. Od paru lat (mówimy tu o sytuacji przed wojną) warunki polepszyły się dzięki telegramom bezdrutowym wysyłanym przez okręty płynące przez Atlantyk²⁾, a polepszyłyby się jeszcze więcej, gdyby nie trudności z telegrafowaniem na wielkie odległości. Naturalnie w Europie zachodniej przepowiadają pogodę także tylko na 24 godzin naprzód. Tylko tytułem próby państwowe biura meteorologiczne przez pewien czas (przed wybuchem wojny) podawały także prognozy na dwa dni naprzód.

Pomimo tak krótkiego terminu, jakim jest jedna doba, nawet 24-godzinna prognoza nie sprawdza się w 20 przypadkach na 100. Wśród pozostałych 80 przypadków jedna połowa sprawdza się zupełnie dokładnie. Niektóre zjawiska wogóle nie mogą być dokładnie przepowiedziane. Weźmy np. burze letnie z piorunami. Można dla pewnej okolicy, dla pewnej połaci kraju przepowiedzieć skłonność do burzy; ale zapowiedzieć z Wiednia, czy jutro w Maksymówce, lub Bohdanówce będzie burza, czy też nie będzie, — absolutnie nie można.

Choćby dlatego tylko, że zapowiadają pogodę tylko na 24 godzin naprzód, przepowiednie państwowych zakładów meteorologicznych są dla rolników bezużyteczne. Zanim biuletyn z przepowiednią dojdzie do rąk rolnika, to jest już z reguły spóźniony. W dalekich prowincjach do wsi, dalej od kolei i biur pocztowych, położonych dochodzi o parę dni zapóźno. Wobec tego nie widzę potrzeby podawać tu reguł empirycznych, których trzymają się meteorologowie układający oficjalne przepowiednie³⁾. Powiem tylko, że prócz znajomości reguł, prócz dokładności

¹⁾ Stacya powyższa wysyłała przed wojną telegramy przez kabel podwodny. Prawdopodobnie kabel ten nie został przecięty w czasie wojny.

²⁾ Czy to bezdrutowe depeszowanie praktykuje się także w czasie wojny, tego nie wiem.

³⁾ O oficjalnem przepowiadaniu można dobrze poinformować się z książki J. von Bebbber'a „Die Wettersvorhersage“. Stuttgart 1898.

w rysowaniu i interpretowaniu map synoptycznych trzeba koniecznie talentu, trzeba specjalnej intuicji, bo przepowiadanie jest sztuką a nie nauką, bo empiryczne reguły dopuszczają wyjątki i niekiedy nawet przeczą jedne drugim, bo wreszcie zdarza się mnóstwo przypadków, w których najlepiej wypróbowane reguły okazują się niedostatecznymi.

W ostatnich czasach znacznem powodzeniem cieszyły się i cieszą się przepowiednie G. Guilbert'a ¹⁾. Powodzenie to polega niewątpliwie po części na utalentowaniu i na wielkiej wprawie autora; ale po części polega także na pewnych regułach empirycznych, które G. z długoletniej praktyki wyprowadził. Z doświadczenia wiadomo, że cyklony chętnie omijają okolice, w których panuje wysokie ciśnienie, że natomiast są jakby przeciągane przez okolice, w których panuje niskie ciśnienie, oraz przez takie, w których temperatura jest nienormalnie wysoka. Wiemy także, że cyklony idące po morzu wolą ciągnąć wzdłuż wybrzeży aniżeli wkroczyć na ląd, zaś cyklony kroczące po lądzie trzymają się nizin i dolin a omijają wyżyny i góry. Te reguły są bardzo użyteczne przy przepowiadaniu kierunku, w którym cyklon ma podążać; niekiedy nawet dają podstawę do przepowiedni, czy cyklon ma się wzmocnić, czy osłabnąć. Gdy np. dokoła już istniejącego cyklonu zewsząd tworzą się antycyklony, to łatwo odgadnąć, że cyklon musi osłabnąć i zniknąć, ale w większości przypadków reguły pomocne, przy odgadywaniu kierunku przyszłego ruchu cyklonów, nie wystarczają do przewidzenia jego dalszego rozwoju. Otóż Guilbert podaje następującą regułę: *jeżeli wiatry cykloniczne są przeważnie za mocne w stosunku do gradientów, to cyklon osłabnie i wypełni się, jeżeli zaś wiatry są przeważnie za słabe w stosunku do gradientów, to cyklon wznosi się i pogłębi się.*

Co to znaczy, że wiatry są za mocne, lub za słabe w stosunku do gradientów? Wiadomo, że wogóle większemu gradientowi odpowiada mocniejszy wiatr, co więcej wiadomo, że pewnemu określönemu gradientowi (por. § 22) średnio odpowiada wiatr pewnej określonej siły. Guilbert przyjmuje, że wiatr normalny powinien w skali Beaufort'a (por. § 2) wyrażać się liczbą dwa razy większą niż odpowiedni gradient, a więc:

	w skali B ozna- czony przez	odpowiada gradientowi
wiatr słaby, lekki	2	1 mm. na 1° geogr. (111,11 km.)
„ umiarkowany	4	2 „ „ „ „
„ silny	6	3 „ „ „ „
„ gwałtowny	8	4 „ „ „ „

¹⁾ G. Guilbert opisał swoją metodę w książce pod tyt. „Nouvelle methode de prevision du temps“. Paryż 1909.

Co do wiatrów silniejszych nad 8 w skali Beauforta, to Guilbert, zdaje się, nie uważa za dowiedzioną prostą proporcjonalność. Ale pozostawmy przy tych wiatrach, dla których G. dopuszcza prostą proporcjonalność. Jeżeli np. przy gradycencie 2 wiatr ma siłę większą niż 4, to będzie to wiatr za mocny, jeżeli mniejszą niż 4, to będzie to wiatr za słaby.

Oprócz tego G. podaje jeszcze niektóre inne reguły, ale najważniejszą jest ta, oparta na pojęciu wiatru normalnego, którą podaliśmy przed chwilą.

§ 49. **Prognostyki.** Z tego, co było powiedziane w poprzednim paragrafie, wynika, że gospodarz wiejski chyba wyjątkowo może skorzystać z przepowiedni państwowych zakładów meteorologicznych, bo jeżeli nawet są trafne, to dochodzą go zazwyczaj „post factum“. Trzeba więc radzić sobie bez tych przepowiedni, trzeba wróżyć samodzielnie.

Bądź co bądź najpewniejszym środkiem pomocniczym jest barometr rtęciowy, lub dobry, czuły aneroid. Przy wrózeniu z barometru mniej chodzi o to, czy w danej chwili barometr stoi nisko, czy wysoko, jak o to, czy podnosi się, względnie opada. Spadanie barometru (por. § 31) zwiastuje zbliżanie się cyklonu. Razem z cyklonem przychodzą wiatry, zachmurzenie, opady, a w zimie częstokroć odwilż. Odwrotnie podnoszenie się barometru wskazuje, że cyklon już minął daną miejscowość, że zatem piękna pogoda może powrócić. Powiadamy „może“, ale nie „musi“, albowiem za pierwszym cyklonem może nadejść drugi, trzeci i t. d., a wtedy może zdarzyć się, że okresy niepogody należące do kolejnych cyklonów złączą się w jeden długotrwały okres. Ze stanowiska teorii A. Defant'a (por. § 32) takie złączenia się kilku okresów niepogody tłumaczą się przez odpowiedni zbieg cyklonów należących do fal o rozmaitych peryodach. Jeżeli np. mamy cyklony powtarzające się co m dni a obok nich cyklony powtarzające się co n dni, przyczem liczba n jest większa od m , to może zdarzyć się, że cyklon powtarzający się co n dni od czasu do czasu trafia mniej więcej w środek odstępu między cyklonami powtarzającymi się co m dni, wtedy zaś okresy niepogody, należące do trzech cyklonów, łączą się ze sobą.

Należy też pamiętać o tem, że chociaż z wyjątkiem przed chwilą omówionego przypadku wznoszenie się barometru wogóle zapowiada powrót pięknej pogody, jednakże nie zapowiada natychmiastowego powrotu. Deszcze trwają nieraz po przejściu minimum; w niektórych cyklonach największe opady spadają dopiero w tylnej części, gdy barometr już idzie w górę (por. § 31), niekiedy nawet zaczynają padać dopiero po przejściu minimum. Powiedzieliśmy, że chód barometru jest

ważniejszy niż jego stan. Atoli także stan wysoki, lub niski nie jest bez znaczenia, bo (por. § poprzedni) cyklony chętnie omijają okolice, w których ciśnienie jest wysokie, natomiast kierują się ku okolicom, w których ciśnienie jest niskie. Wskutek tego pogoda przy niskiem ciśnieniu jest mniej trwała i pewna, niż przy wysokiem; odwrotnie przy wysokiem ciśnieniu zdarzają się zwykle tylko mgły, a w lecie burze cieplne (por. § 35), które trwają niedługo.

Dobrym prognostykiem zbliżania się cyklonu są wysokie, pierzaste, białe obłoczki, tak zwane „cirri“ (por. § 31). Niekiedy pojawiają się one zanim barometr pocźnie spadać i w ten sposób wróżą niepogodę na parę dni naprzód ¹⁾. Gdy „cirri“ zniżą się i zgęszczą się (tak zwane „baranki“), to pojawia się „halo“ (kręgi) dokoła księżyca i słońca. Stąd „halo“ należy także do piognostyków niepogody. Mniej pewnym prognostykiem jest kierunek wiatru. Wprawdzie w Europie wiatry zachodnie częściej przynoszą opady aniżeli wschodnie, jednakże gdy cyklon przechodzi na południe od danej miejscowości, to z początku wieją wiatry o składowej wschodniej i nieraz zdarza się, że deszcz zaczyna padać, podczas gdy te wiatry jeszcze wieją. Atoli tego rodzaju przypadki są stosunkowo dość rzadkie, albowiem kraj nasz leży na południe od najbardziej uczęszczanych dróg cyklonów.

Nie należy gardzić ludowymi prognostykami lokalnymi. Polegają one na doświadczeniu tak samo, jak wróżenie z map synoptycznych, — tylko oparte są na innego rodzaju danych. Naturalnie ludowe prognostyki także nieraz zawodzą, ale niektóre z nich, osobliwie te, które dają przepowiednie na krótką metę, bywają wcale trafne. Np. dymy wzbijające się w górę wróżą na następny dzień pogodę a ścielące się — niepogodę. Dym wychodzący z komina jest, osobliwie w zimie, dużo cieplejszy i pomimo zawartości drobnutkich cząsteczek węgla dużo lżejszy od dolnego, przyziemnego powietrza, przeto musi wznosić się. Wznosząc się, oziębia się przez przewodnictwo i promieniowanie, a przedewszystkiem przez oziębienie dynamiczne, odbywające się adyabatycznie. Jeżeli spadek temperatury w otaczającym powietrzu jest znaczny, to dym może iść wysoko, zanim natrafi na warstwę lżejszego od siebie powietrza, której przebić nie może. Jeżeli zaś spadek jest mały, albo jeżeli zamiast spadku istnieje nawet przyrost, to dym prędko natrafia na warstwę lżejszego od siebie powietrza i musi zawrócić. Otóż stosunkowo lekkim bywa powietrze albo ciepłe, albo silnie napojone wilgocią [bo

¹⁾ Dokładniejsze wskazówki co do wróżenia z „cirrus'ów“ zawiera cytowana wyżej książka v. Bebb'er'a, str. 205 i nast.

gęstość pary jest mniejsza niż gęstość suchego powietrza (por. § 3)], albo jedno i drugie razem. Zatem ścielenie się dymów świadczy o obecności warstwy ciepłego i wilgotnego powietrza na małej wysokości nad ziemią. Równowaga takiej ciepłej, wilgotnej i lekkiej warstwy jest pospolicie niestała. Jeżeli np. czy w niej samej, czy nad nią spadek temperatury jest większy od adyabatycznego, odpowiadającego równowadze obojętnej (por. § 17), to następuje przetasowanie: ciepłe powietrze wznosi się w górę, oziębia się dynamicznie i wydziela parę, a więc tworzą się chmury i pada deszcz. Zresztą ciepłe wilgotne powietrze pospolicie przychodzi z wiatrami zachodnimi. Wiemy zaś (por. § 27), że wiatry, mający składową zachodnią okazują dążność do wznoszenia się w górę. Widzimy stąd, że ścielenie się dymów świadczy o zrealizowaniu niektórych warunków, potrzebnych do opadów. Czy jednakże *wszystkie* warunki, potrzebne do opadów, są zrealizowane, tego ze ścielenia się dymów wywnioskować nie można. Zatem jest to prognostyk wcale dobry, ale nie niezawodny.

Jeżeli w czasie zachodu słońca niebo jest na zachodzie czerwone, to mówią u nas, że będzie wiatr. Właściwie czerwoność, o której mówimy, świadczy tylko o obecności wielkiej ilości pary w tych warstwach powietrza, przez które przechodzą promienie zachodzącego słońca. Nie ma tu więc bezpośredniego związku, może być tylko pośredni. Oto gdy zbliża się cyklon, to zawartość pary powiększa się osobiście na zachodzie, skąd zwykle przychodzą cyklony. Cyklonom zaś towarzyszą silniejsze wiatry. Ostatecznie więc istnieje pewien związek między czerwonością nieba na zachodzie, a wiatrem, ale bynajmniej nie taki, żeby każdy silniejszy wiatr musiał być poprzedzony przez czerwony zachód słońca.

Osobiście cennemi są wróżby ludowe w górach. Naturalnie nie mówię tu o wróżbach, które np. górale zakopiańscy naprędce fabrykują dla użytku wycieczkowiczów, ale o tych, wedle których mieszkańcy gór regulują swe własne prace i czynności. Tak np. w górach zdarza się bardzo często, że pomimo chmurnego nieba deszcz nie pada, dopóki chmury nie zaczepiają o pewien określony szczyt, wogóle dopóki nie zejdą do pewnego określonego horyzontu. Skoro atoli zniżą się doń, to deszcz poczyną padać albo zaraz, albo po bardzo krótkim czasie. W niektórych górskich dolinach pewne, określone wiatry, stale przynoszą ze sobą pewien określony typ pogody lub niepogody. Mieszkańcy gór doskonale znają tego rodzaju osobiliwości i korzystają z nich dla wróżenia pogody. Ale wszystko to są wróżby na krótką metę.

Natomiast prognozy ludowe na dalszą metę w rodzaju np. tej „gdy

gęś na św. Marcina chodzi po lodzie, to na Boże Narodzenie chodzić będzie po błocie“, sprawdzają się tylko o tyle, o ile interpretujemy je bardzo pobłażliwie, jeżeli np. uważamy przepowiednię za sprawdzoną, gdy odwilż i błoto zdarzą się —powiedzmy—na tydzień przed lub na tydzień po Bożem Narodzeniu. Pospolicie jednak bywa w nich pewne ziarno prawdy. Weźmy np. zacytowaną przed chwilą przepowiednię z gęsią. Oczywiście opiera się ona na zupełnie trafnem spostrzeżeniu, że istnieje pewna kompensacya ¹⁾, że po nadmiernem wychyleniu temperatury w jedną stronę, następuje wychylenie w przeciwną stronę, że po przedwczesnych chłodach następuje zazwyczaj powrót ciepła (por. § 47). Z tego jednak bynajmniej nie wynika, żeby po mrozie na św. Marcina miała koniecznie nastąpić odwilż na Boże Narodzenie. Może ona zdarzyć się przed lub po Bożem Narodzeniu, może nawet odwlec się, powiedzmy — do środka stycznia.

§ 50. Przepowiednia porannych przymrozków. Od wróżb ludowych powracamy znowu do przepowiadania naukowego, ograniczonego wprawdzie do pewnego specjalnego przypadku i sięgającego na krótką metę; ale za to prawie zupełnie pewnego a dla gospodarza wiejskiego — bardzo użytecznego.

Wiadomo, że gdy tworzy się rosa, to oswobodzone ciepło parowania ogrzewa powietrze i w ten sposób przeciwdziała jego nocnemu oziębieniu przez promieniowanie. Jeżeli po zachodzie słońca niebo jest jasne, pogoda cicha, ale tak zwany punkt rosy, t. j. temperatura kondensacji leży o kilka stopni wyżej od zera, to przymrozek poranny jest niemożliwy, bo oswabadzające się przy tworzeniu się rosy ciepło parowania przeszkodzi dalszemu niżaniu się temperatury powietrza. Jeżeli zaś, przy takiej samej pogodzie, punkt rosy leży *poniżej* zera stopni, to przymrozek jest zupełnie możliwy ²⁾.

Do określenia punktu rosy wystarczy psychrometr (por. § 5), albowiem z temperatury suchego i wilgotnego termometru można określić punkt rosy. Najłatwiej uczynić to za pomocą załączonego tu diagramu *Lang'a*. Odcięte oznaczają temperatury suchego termometru, rzędne — *różnice* między temperaturą suchego i temperaturą wilgotnego termometru. Załóżmy np., że po zachodzie słońca temperatura suchego termometru wynosi 8^o,6, a wilgotnego 5^o,9, skąd różnica psychrome-

¹⁾ Kompensacya dotyczy także opadów, tak np. po małośnieżnej zimie często następuje obłita w opady wiosna.

²⁾ Naturalnie, nie bierzemy w tym § pod uwagę tej możliwej ewentualności, że w ciągu nocy nastąpi zupełna zmiana pogody.

tryczna $+2^{\circ},7$. Na osi rzędnych odcinamy $2^{\circ},7$, na osi odciętych $8^{\circ},6$. Punkt M o współrzędnych $8,6$ i $2,7$ oznacza punkt rosy. Widzimy, że w danym razie ten punkt leży poniżej prostej aa i to dość znacznie niżej. (Fig. 22). To znaczy, że punkt rosy jest wyższy od temperatury zamarzania. (Prosta aa oznacza jedną temperaturę, mianowicie właśnie temperaturę zamarzania), a zatem mrozu nie będzie. Gdyby zaś M wypadło nad prostą aa , to znaczyłoby, że punkt rosy leży poniżej temperatury zamarzania, a wtedy mróz byłby możebny. Tak samo, jak za pomocą psychrometru, można też oznaczyć punkt rosy za pomocą hygrometru (por.

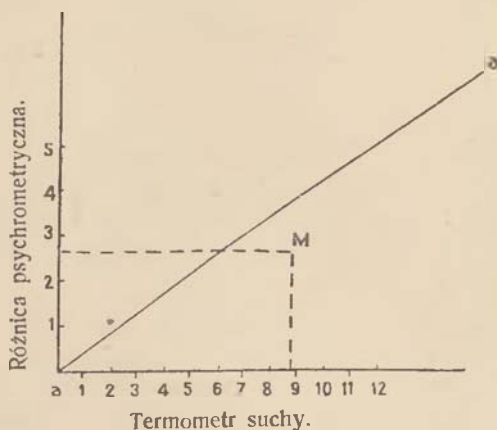


Fig. 22.

§ 5). Atoli hygrometr jest niepewnym instrumentem, wymagającym nieustannej kontroli, przeto mogą nim posługiwać się albo zawodowi meteorologowie, albo ludzie umiejący się obchodzić z tym przyrządem. Dla rolnika hygrometr jest narzędziem niedogodnym. Z tego powodu nie podajemy diagramu, odnoszącego się do hygrometru.

Rzecz prosta, że powyższe wróżenie jest tem pewniejsze, im później odczytaliśmy hygrometr. Wróżenie o godzinie 11-tej w nocy jest więc pewniejsze, niż wróżenie zaraz po zachodzie słońca. Tak samo jasną jest rzeczą, że przepowiednia jest tem pewniejsza, im odległość między punktem rosy M a prostą aa jest większa bez względu na to, czy M leży powyżej, czy poniżej prostej aa .

Skorowidz autorów.

	<i>Str.</i>
Abbot C. G.	118, 119, 123, 125
Aitken	18
Åkerblom	72
Allan-Broun	68, 71
Angot A.	49, 116
Ångström A. K.	119, 125
Arctowski H.	146
Arrhenius S.	120
Assmann R.	62, 138
August	9, 10, 12
Bahr Ewa	122
Ballot-Buys	68, 70, 71
Barrat	137
Beaufort	60, 62, 134, 154, 155
v. Bebbber W. J.	145, 146, 153, 156
Berson A.	1, 137
Bezold	26
Biot J. B.	137
Bixio	137
Blanford H.	140
Boyle-Mariotte	28, 29, 41, 47, 112
Briggs	49
Broun-Allan	68, 71
Brückner E.	140, 144
Buys-Ballot	68, 70, 71
Coriolis	65, 66, 67, 69, 70, 86
Cornu A.	122
Crookes	3
Defant A.	18, 97, 98, 99, 101, 102, 103, 155
Emden R.	126, 127
Engelmann W.	10
Exner F. M.	97, 98, 125, 127
Fahrenheit	131

	<i>Str.</i>
Ferrel W.	32, 88, 97
Fortin	132
Fourier	74
Fowle F. E.	118, 119, 121, 122, 123, 124, 125, 128
Frauenhofer	121
Gay-Lussac L. J.	137
Glaisher J.	138
Gorczyński W.	121
Gouy H.	3
Guilbert G.	150, 554, 155
Guldberg	87
Hann J.	31, 51, 74, 75, 77, 108
Hargrave	138
Hasselberg Th.	72
Hellmann G.	61, 72, 73, 142, 143, 144
Helmholtz H.	89, 111
Hennig	32
Hergesell H.	17
Hergesell O.	59
Herrmann E.	98, 146, 147
Hermite G.	138
Hertz H.	31, 32
Hildebrandsson	141
Howard L.	21, 23
Jelinek S.	5, 6, 10, 12, 33, 52
Jordan W.	49
Kappeller	132
Kelvin	75
Köppen W.	147
Kreusler H.	122
Lamont J.	74
Lang	158

	<i>Str.</i>
Langley P. S.	62, 119, 125
Lenard P.	15
Ley Cl.	70
Leverrier U. J.	151
Liznar J.	15, 16
Ludevig P.	59
Margules M.	45, 75, 98
Maurer J.	125, 126
Meech L. W.	116
Meinardus	141
Merecki R.	141, 142
Meyer G.	147
Mohn.	87
Neuhoff O.	26, 31, 32, 33
Pernter J. M.	125, 126
Petersson O.	141, 146
Poincaré A.	146
Pouillet C. S. M.	119
Réaumur	131
Reynolds O.	19
Rotch A. L.	138
Rubens H.	122
Sandström J. W.	68
Scheiner J.	119

	<i>Str.</i>
Schmidt W.	15, 19, 110, 113, 114
Schneider J.	146, 147
Schuster F.	146
Schwarzschild K.	122, 126
Seemann K.	147
Shaw W. N.	94
Smoluchowski M.	16
Stokes G.	14, 15, 16
Strömberg G.	146
Süßing R.	1, 137
Teisserenc de Bort L.	1, 137
Thomson W.	75
Trabert W.	125
Tschaplönitz F.	12
Wegener A.	13
Wegner A.	89
Wegner R.	5
Wiener Chr.	116
Wiesner	15, 18
Wigand A.	13
Witkowski A. W.	49, 52, 58
Very F. W.	125, 130
Quervain de	49, 55
Quincke G.	14

BIBLIOTEKA
UNIwersYTECKA
GDAŃSK

1158097