

VPLIV TURBULENCE NA POSTANEK IN RAZVOJ INVERZIJ TER NA RAZVOJ NIČSTOPINJSKIH IZOTERMIJ

Inavguralna disertacija, ki jo je predložil dipl. phil.

MARJAN ČADEŽ

za dosego doktorske časti

Disertacijo je na podlagi poročil gg.

univ. prof.

DR. ANTONA MELIKA,

univ. doc.

DR. OSKARJA REYE

in univ. doc.

DR. ANTONA PETERLINA

sprejel fakultetni svet
filozofske fakultete Kr. Univerze v Ljubljani
s sklepom dne 20. dec. 1941

LJUBLJANA 1942

98334

98334



5088/1948

7

Vpliv turbulence na nastanek in razvoj inverzij ter na razvoj ničstopinjskih izotermij.

Marjan Čadež.

S tremi slikami v tekstu.

Uvod.

Namen te razprave je:

1. raztolmačiti vpliv turbulence zraka na nastanek in razvoj inverzij;

2. razložiti vlažno labilnost ozračja, ki jo često opažamo v bližini inverzij;

3. odgovoriti na vprašanje, zakaj je v splošnem nad zapornimi plastmi relativna vlažnost manjša kot pod njimi, in

4. zakaj se ničstopinjske izotermije (0° -izotermije), povzročene po talečih se snežinkah, v splošnem ne morejo močneje razviti.

Inverzije lahko nastanejo na najrazličnejše načine; znane so razlage po Sverdrupu, Margulesu, K. in A. Wegenerju ter po Externbrinku.

Sverdrup (1) razlaga inverzije, ki nastajajo v anticiklonah na ta način, da se zaradi izžarevanja zemeljskih tal bližnji zrak ohlaja, a malo više se zrak po padajočih vetrovih segreva. Te inverzije so posebno močne pozimi in njih razlago je Peppler s preiskavami potrdil. (2).

Zanimivo razlago nastanka inverzij v anticiklonah je podal Margules (3) in deloma spopolnil ter poenostavil A. Wegener (4). V anticiklonah spodaj zrak odteka; zato se zgornje zračne plasti nižajo in račun pokaže, da se v njih gradient — če je bil v začetku podadiabatičen — manjša. Tako postaja v znižujoči se zračni plasti zrak stabilnejši, končno se more pojaviti inverzija in sicer tem močnejša, čim stabilnejši je bil v začetku v plasti zrak, čim bolj se je plast znižala in čim bolj se je pri tem razširila.

K. Wegener (5) opozarja, da često nastajajo inverzije zato, ker pihajo določene značne mase iz oddaljenih predelov, s tem prihajajo z drugačnimi temperaturami in na zgornji ali spodnji meji se more pojaviti inverzija.

A. Wegener in v novejši dobi H. Externbrink sta opozorila, da je tudi turbulenca vzrok nekaterih, a slabih in lokalnih inverzij. Wegenerjeva razlaga (6) temelji na domnevi, da imamo v atmosferi močno turbulentne plasti z močnimi vrtinci. Zrak šili zato iz teh plasti ven in jih tako vedno bolj širi. Zaradi po-

polnega mešanja je v plasti temperaturni gradient adiabatičen in vmesne slabo turbulentne plasti, kjer je gradient manjši, se tako zožujejo in končno se pojavijo na mejah turbulentnih plasti inverzije.

Podobno razlaga Externbrink (6) nastanek majhnih dvojnih inverzij pod in nad močno turbulentno plastjo. V njej domneva, zaradi skoka v hitrosti vetra na vrhu te plasti, popolno mešanje v obliki vrtincev in s tem adiabatičen gradient. Ker je potek temperature izven plasti neizpremenjen, se pojavita na mejah inverziji, ki sta podlaga za razvoj oblakov lentikularov.

Po Wegenerju in Externbrinku moremo razložiti le zelo majhne inverzije na mejah posameznih adiabatičnih lamel, ki so verjetno vedno v prosti atmosferi. Moremo pa razložiti tudi one, ki se zaradi vrtincev razvijajo za hribi in so podlaga za razvoj močnejših in obsežnejših lentikularov.

Navedli smo glavne možnosti nastanka inverzij, od katerih ne moremo dovolj poudariti vpliv žarčenja, ki pa povzroča predvsem nizko ležeče inverzije. Videli bomo, da tudi turbulenca povzroča več ali manj močne inverzije celo v poljubnih višinah, seveda pa samo tedaj, kadar je ozračje primerno turbulentno.

Naš namen je, ogledati si splošno vpliv turbulence na inverzije; pri tem bomo spoznali, da je le-ta zelo velik in da verjetno celo bistveno vpliva na potek vremena.

Izpreminjanje temperature v izolirani turbulentni plasti.

Ogledati si hočemo vpliv turbulence na temperaturo turbulentne plasti, ki si jo mislimo z dvema ekvipotencialnima ploskvama izolirano od vseh zunanjih vplivov. Zrak te plasti naj bo povsod v stabilnem stanju. Labilen položaj moremo izločiti iz našega preiskovanja, kajti zaradi turbulence bi se itak prav kmalu sprevrgel v stabilnega. Nikjer in nikoli naj se ne pojavi niti kondenzacija niti sublimacija. Debelina preiskovane turbulentne plasti naj znaša z_1 m. V začetku preiskovanja naj bo temperatura v enakih višinah povsod enaka, naj se torej izpreminja samo z višino.

V najbolj nizko ležeče predele prihaja zrak zaradi turbulence ali iz enakih ali iz večjih višin. Ker se pa zrak pri spuščanju adiabatično segreva in prihaja v stabilni atmosferi v nižje sloje toplejši od okolice, se more zrak v najnižjih slojih samo segrevati. Nasprotno opažamo, da v najvišjih slojih temperatura pada. Tja prihaja namreč zrak ali iz enakih ali iz manjših višin, to je z enako ali nižjo temperaturo, kot je v okolici.

Drugod v plasti je časovno izpreminjanje temperature v začetku slabše ali se pa temperatura sploh ne izpreminja. Tam se izmenjavajo namreč zračni delci, dospeli od spodaj, z onimi, ki prihajajo od zgoraj; prvi ohlajajo ozračje, drugi ga segrevajo.

Spodaj se zrak kvečjemu segreva, a zgoraj kvečjemu ohlaja. Segrevanje odn. ohlajanje traja tako dolgo, dokler se gradient vse turbulentne plasti ne izpremeni v adiabatičnega. Adiabatični gradient je meja, saj ima tedaj katera koli zračna količina iz plasti, premaknjena v poljubno višino, z okolico enako temperaturo.

Če je zračna plast v vseh višinah približno enako turbulentna, potem je v začetku preiskovanja, ko predpostavljamo, da je bil gradient v skladu z vsakodnevnimi opazovanji, v vseh višinah približno enak, izpreminjanje temperature najmočnejše v bližini mej. Zato se v takem primeru kmalu pojavita v bližini mej dve adiabatični plasti, ki sta spočetka tanki, a sčasoma vse močnejši; spodnja se širi navzgor, zgornja navzdol.

Opazujemo razvijanje in ojačevanje spodnje adiabatične plasti! Zrak prihaja od spodaj na vrh te plasti z enako temperaturo, kot jo ima tamošnja okolica. Nasprotno prihaja zrak iz višjih leg na vrh adiabatične plasti toplejši od okolice in, ko zaide ta toplejši zrak zaradi turbulence še nižje — to je v adiabatično plast —, jo segreva. Iz višin vhaaja tedaj v adiabatično plast le toplejši zrak, ki jo segreva. S tem se ta plast, ki zaradi malo močnejšega segrevanja zgoraj sicer ni popolnoma adiabatična, širi v višino. — Na podoben način se širi od zgornje meje navzdol druga adiabatična plast. Pri neprestanem mešanju zraka se širita obe plasti tako dolgo, da se združita in da postane temperaturni gradient v turbulentni plasti adiabatičen.

Nastane vprašanje, za koliko se spodaj temperatura zviša in za koliko se zgoraj zniža, če se izpremeni gradient samo zaradi turbulence v adiabatičnega. Ogledati si hočemo to za politropno stabilno atmosfero. Temperaturni gradient hočemo označiti z γ , temperaturo na spodnji meji, ki se naj nahaja v višini θm , pa s T_0 . V ta namen hočemo primerjati toplotni energiji v vertikalnem zračnem stebru z osnovnicama po $1 m^2$, ležečima na obeh mejah plasti. Zanimariti hočemo pri tem izredno majhne količine toplotne energije, ki se razvija zaradi notranjega trenja zraka.¹

¹ Da ta energija v resnici ni velika, vidimo iz posebnega primera:

Če vzamemo za koeficient notranjega trenja $\mu = 1,71 \cdot 10^{-4} \text{ gcm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ (7) in za izpremembo hitrosti c v normalni smeri $\pm 1 \text{ msec}^{-1}/m$ in to v poljubni višini, potem znaša kjer koli strižna sila na površinsko enoto (cm^2), povzročena po notranjem trenju,

$$T = \mu \frac{\partial c}{\partial n} = 1,71 \cdot 10^{-4}. \quad (8)$$

Naj sprejme 1 cm^3 zraka vso toplotno energijo, ki jo povzroči ta sila v njem. Račun hočemo poenostaviti v toliko, da vzamemo volumen v obliki kocke, katere osnovna ploskev naj bo ves čas vzporedna hi-

V začetku, ko je bil temperaturni gradient še konstanten γ , je znašala relativna toplotna energija poprej opisanega zračnega stebra $c_p \int_0^{z_1} T \rho dz$, na koncu pa $c_p \int_0^{z_1} \dot{T} \rho dz$ (9). T in \dot{T} pomenita temperaturi politropnih atmosfer z gradientom γ odn. adiabatičnim $\dot{\gamma}$, ρ in $\dot{\rho}$ pomenita gostoto zraka. Ker se je v plasti temperatura izpremenila in ker lahko predpostavljamo, da se na vrhu te plasti in zato tudi spodaj pritisk ne izpreminja, se prvotna višina z_1 s časom izpreminja in zavzame končno vrednost, ki smo jo označili z \dot{z}_1 . Če izenačimo obe vrednosti za energijo in krajšamo s c_p , dobimo

$$\int_0^{z_1} T \rho dz = \int_0^{\dot{z}_1} \dot{T} \rho dz. \quad (1)$$

Po obliki sta oba integrala enaka, zato hočemo izračunati najprej prvega. Zaradi enačbe stanja

$$p = R \rho T \quad (2)$$

trosti vetra. Če upoštevamo sedaj, da znaša toplotni ekvivalent $A = 0,239 \cdot 10^{-7}$ kal/erg, sprejme ta cm^3 zraka v enem dnevu

$$Q = \mu \left(\frac{\partial c}{\partial n} \right)^2 \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 0,239 \cdot 10^{-7} = 3,53 \cdot 10^{-7} \text{ kal}.$$

Ker znaša množina 1 gramu zraka dovedene toplote pri stalnem pritisku $c_p \Delta T$, kjer je $c_p = 0,24$ in ΔT po tej toploti povzročena izprememba temperature, se izpremeni v enem dnevu temperatura enemu cm^3 , v katerem je 10^{-8} g zraka, za $\Delta T = 10^8 \frac{Q}{c_p} = \frac{3,53}{0,24} \cdot 10^{-4}$;

Ta vpliv trenja je torej popolnoma neznaten.

² Na desni strani enačbe (1) je izpuščen oni del toplotne energije, ki se je uporabil za delo pri dviganju zračne plasti pod pritiskom. Ta je v odnosu do ostale toplotne energije majhen, kar spoznamo s približno oceno:

Če se je vsa plast dvignila za 5 m, kakor v posebnem primeru na strani 486, in če znaša pritisk na spodnji meji plasti $1 \text{ kg}^*/\text{cm}^2 = 10^4 \text{ kg}^*/\text{m}^2$, je opravil vertikalni zračni steber opazovane plasti prereza 1 m^2 delo, ki je bilo manjše od $5 \cdot 10^4 \text{ kg}^*/\text{m} = 5 \cdot 10^4 : 427 \text{ Kal}$. Če je zračna plast debela 3000 m (kot v primeru), bi odpadlo povprečno na vsak m^3 manj kot $5 \cdot 10^4 : (427 \cdot 3000) \text{ kal} = 5 \cdot 10^4 : 1281 \text{ kal} \leq 39 \text{ kal}$, kar bi segrelo zrak gostote $\rho = 1 \text{ kg}/\text{m}^3$ za manj kot $\Delta T = \Delta Q : c_p = 39 : 240 \leq 1/6 \text{ C}$. Napaka, ki se pojavi zaradi zanemarjenja omenjene energije, je torej majhna in v primeru ni upoštevana.

in politropne višinske formule

$$p = p_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\gamma}} \quad (10)$$

dobimo za prvi integral

$$\int_0^{z_1} T \rho dz = \frac{p_0}{R} \left[\left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\gamma}} dz \right]$$

Ker je

$$T = T_0 - \gamma z \quad (4)$$

in

$$dz = -\frac{1}{\gamma} dT,$$

dobimo

$$\int_0^{z_1} T \rho dz = -\frac{p_0}{R\gamma T_0^{\frac{g}{R\gamma}}} \frac{1}{\frac{g}{R\gamma} + 1} \cdot T^{\frac{g}{R\gamma} + 1} \Big|_0^{z_1}.$$

Če vstavimo vrednosti za obe meji in odpravimo dvojni ulomek, sledi

$$\int_0^{z_1} T \rho dz = -\frac{p_0}{T_0^{\frac{g}{R\gamma}} \cdot (g + R\gamma)} \cdot \left[(T_0 - \gamma z_1)^{\frac{g}{R\gamma} + 1} - T_0^{\frac{g}{R\gamma} + 1} \right].$$

Sedaj moremo izpostaviti iz oglatega oklepaja $T_0^{\frac{g}{R\gamma} + 1}$, tako da je

$$\int_0^{z_1} T \rho dz = \frac{p_0}{g + R\gamma} \left[1 - \left(1 - \frac{\gamma z_1}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\gamma} + 1} \right] T_0. \quad (5)$$

Analogen izraz bi našli za desno stran enačbe (1).

Iščemo \dot{T}_0 , a ker v enačbi (1) nastopa še neznan vrednost \dot{z}_1 , potrebujemo še eno enačbo; dobimo jo iz pogojev

$$p_0 = \dot{p}_0 \quad \text{in} \quad p z_1 = \dot{p} z_1 \quad (6)$$

Od tod in zaradi (3) je

$$\left(\frac{T}{T_0} \right) \dot{\gamma} = \left(\frac{\dot{T}}{\dot{T}_0} \right) \gamma,$$

od koder enostavno dobimo

$$\dot{z}_1 = k\dot{T}_0, \quad (7)$$

kjer je

$$k = \frac{1}{\gamma} \left[1 - \left(1 - \frac{\gamma z_1}{T_0} \right)^\gamma \right], \quad (8)$$

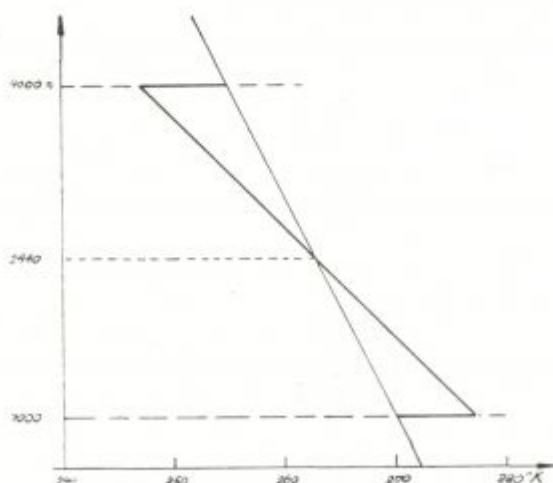
ki je izražen samo z znanimi količinami. Če upoštevamo končno še (1), (5), (6) in (7), najdemo iskani \dot{T}_0 :

$$\dot{T}_0 = \frac{g + R\dot{\gamma}}{g + R\gamma} \cdot \frac{1 - \left(1 - \frac{\gamma z_1}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\dot{\gamma}} + 1}}{1 - \left(1 - \frac{\gamma z_1}{T_0} \right)^{\frac{g}{R\gamma} + 1}} \cdot T_0. \quad (9)$$

Za $z_1 = 3000$ m in $\gamma = 0,005$ °C/m dobimo pri

$T_0 =$	260	270	280	290	300°	K sledeče vrednosti:
\dot{T}_0	267,3	277,3	287,2	297,2	307,2°	K
\dot{z}_1	2995	2995	2995	2995	2995	m
$\dot{T}_0 - T_0$	7,3	7,3	7,2	7,2	7,2	
$T_{z_1} - T_{z_1}$	7,7	7,7	7,8	7,8	7,8	

Iz razpredelnice razvidimo, da je izprememba višine majhna in da se spodaj temperatura za manj zviša, kot se zgoraj zniža. Ker se gostota zraka z višino zmanjšuje, smo mogli drugo že vnaprej pričakovati. — Prim. sliko 1.



Sl. 1.

Dopolnitev obrazca za izmeno.

Za kvantitativno obdelavo vpliva turbulence na temperaturo zraka si oglejmo obrazec za izmeno v bližini mejne ploskve.

Tok poljubne specifične lastnosti » s « z ozirom na enoto mase zraka skozi vodoravno ležečo površinsko enoto znaša v časovni enoti

$$S(s) = \frac{1}{ft} [\Sigma m_{\mu} s_{\mu} - \Sigma M_{\nu} s_{\nu}]; \quad (11)$$

f pomeni ploščino vodoravno ležeče ploskve, gibajoče se s povprečno hitrostjo okoliških zračnih delcev; m_{μ} in M_{ν} so mase, ki potujejo od spodaj odn. od zgoraj skozi ploskev v primerno dolgem času t ; s_{μ} in s_{ν} so specifične lastnosti mas m_{μ} in M_{ν} . Vsoti se nanašata na vse mase, ki preidejo ploskev f v času t . Kadar je $S(s)$ pozitiven, je tok usmerjen navzgor, kadar je negativen, navzdol.

Recimo, da zavise vse količine kvečjemu od višine z , ki jo hočemo šteti od tam, kjer leži ploskev f , in sicer pozitivno navzgor. Če pišemo potem za s približno

$$s = s_0 + s'z + s'' \frac{z^2}{2}, \quad (11)$$

dobimo

$$S(s) = \frac{1}{ft} \left\{ s' [\Sigma m_{\mu} z_{\mu} - \Sigma M_{\nu} z_{\nu}] + \frac{s''}{2} [\Sigma m_{\mu} z_{\mu}^2 - \Sigma M_{\nu} z_{\nu}^2] \right\}^{(11)'} \quad (10)$$

s' in s'' sta prvi in drugi odvod na višino.

Vsplošnem se višine $|z_{\mu}|$ in $|z_{\nu}|$ ne ujemajo med seboj, posebno pa ne v bližini mejnih ploskev ter inverzij; te razlike, ki močno vplivajo na razvoj inverzij, bomo tu upoštevali. V ta namen poenostavimo gornji izraz s tem, da si mislimo indekse v vsotah tako prenumerirane, da se medsebojno ujemajo. Poleg tega pišimo za z , ki so manjši od 0 — $z = -|z|$, za one, ki so večji od 0 $z = |z|$. Tako imamo

$$S(s) = \frac{1}{ft} \left\{ -s' [\Sigma m_{\mu} z_{\mu} + \Sigma M_{\mu} \zeta_{\mu}] + \frac{s''}{2} [\Sigma m_{\mu} z_{\mu}^2 - \Sigma M_{\mu} \zeta_{\mu}^2] \right\}, \quad (10'')$$

Poenostavimo izraz v drugem oglatem oklepaju. V ta namen pišimo

$$\zeta_{\mu} = \bar{z}_{\mu} + (\zeta_{\mu} - \bar{z}_{\mu}), \quad (12)$$

kjer pomeni \bar{z}_{μ} vrednost, določeno iz pogoja

$$m_{\mu} z_{\mu}^2 = M_{\mu} \bar{z}_{\mu}^2. \quad (13)$$

³ Vsota $\Sigma (m_{\mu} - M_{\nu})$ je zaradi ohranitve mase enaka nič in zato v obrazcu izpuščena.

Če upoštevamo sedaj, da je

$$\zeta_{\mu}^2 = \bar{z}_{\mu}^2 + (\zeta_{\mu} - \bar{z}_{\mu})(\zeta_{\mu} + \bar{z}_{\mu}),$$

se nam poenostavi drugi oklepaj v vsoto $\Sigma M_{\mu} (\zeta_{\mu} - \bar{z}_{\mu})(\zeta_{\mu} + \bar{z}_{\mu})$.

Če končno pišemo

$$\frac{1}{ft} \Sigma M_{\mu} (\zeta_{\mu} - \bar{z}_{\mu})(\zeta_{\mu} + \bar{z}_{\mu}) = Az \cdot A, \quad (14)$$

kjer je A znani koeficient izmene (11)

$$A = \frac{1}{ft} [\Sigma m_{\mu} z_{\mu} + \Sigma M_{\mu} \zeta_{\mu}], \quad (15)$$

znaša tok navzgor $S(s) = -A(s' + \frac{Az}{2}s'')$. (16)

Dobljena formula se za člen $-A \frac{Az}{2} s''$ razlikuje od one, ki velja za prosto atmosfero v zadostni oddaljenosti od mejnih ploskev. V bližini spodnje ploskve je Az pozitiven, v bližini zgornje je negativen. Iz (14) in (13) je razvidno, da je Az v bližini mejnih ploskev po absolutni vrednosti največji.

Potrebujemo še izpremembo s -a s časom, povzročeno po toku S . V ta namen si izberemo vodoravno ležeč kvader z snovnico l in višino δz . Spodaj znaša tok S , zgoraj $S + \frac{\partial S}{\partial z} \delta z$; razlika med obema je torej $-\frac{\partial S}{\partial z} \delta z$. Ta razlika je enaka izpremembi količine s tega prostorninskega dela v časovni enoti, ki znaša $\frac{\partial s}{\partial t} \rho \delta z$. Od tod dobimo, da je

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial S}{\partial z} \quad (12)$$

in zaradi (16)

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial A}{\partial z} (s' + \frac{Az}{2} s'') + \frac{A}{\rho} s'' (1 + \frac{(Az)'}{2}), \quad (17)$$

kjer smo zanemarili člen $z s'''$.

Poiskati hočemo sedaj, kolikšen je vpliv turbulence na temperaturo zraka. Zato vzamemo za s relativno toplotno vsebino enega grama zraka pri normalnem pritisku, na katerega si mislimo ta gram adiabatično stisnjen. Ta znaša $c_p \vartheta$, kjer pomeni ϑ potencialno temperaturo; vzeli smo c_p , kajti pritisk je ves čas isti, to je normalni. S tem imamo specifično lastnost glede na enoto mase zraka in izpolnjen je še en pogoj, da predstavlja $c_p \vartheta'$ izpremembo te energije z višino, če se zrak premika adiabatično. Izprememba potencialne temperature s časom se torej glasi

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial A}{\partial z} (\vartheta' + \frac{Az}{2} \vartheta'') + \frac{A}{\rho} \vartheta'' (1 + \frac{(Az)'}{2}) \quad (18)$$

in toplotni tok navzgor

$$S = -Ac_p (\vartheta' + \frac{Az}{2} \vartheta''). \quad (19)$$

Kako povzroča turbulenca temperaturne inverzije in slabša stabilnost v njihovih bližinah.

Ogledali smo si že časovno izpreminjanje temperature v izolirani turbulentni plasti in spoznali, na kakšen način se izpreminja gradient temperature in kako se končno poveča v adiabatičnega. Nekaj podobnega lahko opazamo v atmosferi, kjer se prav gotovo nahajajo podobne turbulentne plasti. Letta u je n. pr. preiskoval dne 25. februarja 1934. leta spodnji — nekako 700 m debeli — del take turbulentne plasti s koeficientom izmene A čez $100 \text{ gcm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, ko „ni nobeno opazovanje katere koli vrste pokazalo kakšnega izjemnega primera.“ (13).

V atmosferi so vsekakor dani vsi pogoji za razvoj več ali manj močnih turbulentnih plasti. Preden si hočemo ogledati te pogoje, naj samo omenim, da v ozračju redno opazamo razsežne diskontinuitetne ploskve, katerih vsaka zase tvori mejo med dvema zračnima slojema z drugačnimi fizikalnimi svojstvi.

Vetrovno ozračje je vedno turbulentno (14) in, če diskontinuitetna ploskev deli močno vetrovno ozračje od mirnega, je obnem tudi meja turbulentne plasti.

Ostre meje med vetrovnim (in s tem turbulentnim) ter mirnim delom ozračja nastajajo večkrat zaradi orografskih razmer. Tako je n. pr. znan vpliv Alp na vetrove, povzročene po severno ležeči depresiji. V predelih, ležečih južno od Alp, je zato v nižjih zračnih slojih mirno, od višin višjih grebenov navzgor pa vejejo proti depresiji na severu močni vetrovi.

Podoben primer imamo, kadar se razvije nad Sredozemskim morjem sekundarna depresija. Tedaj vejejo pri nas v nižjih slojih vzhodni vetrovi, nad njimi se pa premikajo zračne mase iz jugozapadnega kvadranta proti severni depresiji. Tako imamo dve turbulentni plasti, spodnjo z vzhodnimi vetrovi in zgornjo z jugozapadnimi.

Zelo verjetno je, da celo v prosti atmosferi često nastajajo turbulentne plasti; splošno namreč se zdi, da stremljivi zrak, premikajoč se v določeno smer, za tem, da zavzame čim tanjšo plast in da ta vetrovna (turbulentna) plast ostro meji na mirno okolico.

To domnevo moremo utemeljiti na sledeči način.

Zračni delec, premikajoč se n. pr. v vetrovni plasti tik pod zgornjo mejo, prejema dvojne impulze; prvič od gradientne sile, drugič od hitreje se premikajočih zračnih delcev iz območja vetrovne plasti. Zato sili ta delec hitreje proti barometriški depresiji, kot bi silil, če bi bil gnan samo od sile barometriškega gradienta. S tem se v onih višinah razlike v pritiskih izenačujejo, veter pobjema in vetrovna plast se tanjša. — Nasprotno se premika malo niže ležeči zrak zaradi zaviranja zgornjega zraka počasneje, kot bi

se, če bi bil samo pod vplivom barometriškega gradienta. Razlike v pritiskih se počasneje izenačujejo in vodoravna komponenta barometriškega gradienta in s tem tudi jakost vetra se tako v bližini zgornje meje z višino hitro zmanjšujeta. Čisto podobna razmotrivanja veljajo za bližino spodnje meje.

Turbulentne plasti v ozračju niso izolirane od zunanjih vplivov. Upoštevati moramo najprej, da turbulentna plast počasi in zvezno prehaja v mirno odn. slabše turbulentno ozračje in da se morejo zato razviti na mejah turbulentnih plasti več ali manj močne inverzije. V turbulentni plasti ozračja vplivajo na potek temperature tudi žarčenje ter kondenzacijska in sublimacijska toplota in vsi ti vplivi lahko pospešujejo, ali pa zavirajo normalni razvoj temperaturnega poteka, povzroččenega po turbulenci.

Za enkrat bomo pri opazovanju nastanka inverzij v atmosferi zanemarili vpliv žarčenja in predpostavili, da se v preiskovanem zraku ne pojavi nikjer niti kondenzacija niti sublimacija. Če si sedaj mislimo kakor poprej neko turbulentno zračno plast, močno lahko tudi nekaj 1000 m, potem se v njej podobno izpreminja temperatura, kakor smo to videli v izolirani plasti. Predvsem moramo brez nadaljnjega ugotoviti, da zgoraj temperatura pada in da spodaj raste. Ker pa meje niso ostre in se zato zrak iz turbulentne plasti deloma meša z bližnjo okolico, bi se prevelike temperaturne razlike, ki bi nastajale na mejah (prim. sl. 1), izenačevale in na robovih nastaja namesto ostrega skoka v temperaturi počasen prehod — inverzija. Nastajajoča inverzija se tem hitreje razvija, čim stabilnejše in čim turbulentnejše je ozračje in čim ostrejša je poleg tega meja med turbulentno plastjo in med mirno okolico.

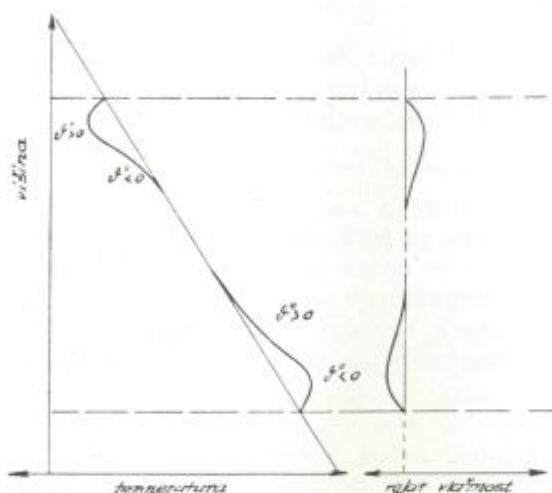
Oglejmo si, kako nastajajo inverzije, ki jih povzroča turbulenca.

V primerni oddaljenosti od mej, kjer sta gradient izmene in v začetku tudi ϑ'' majhna, je časovno izpreminjanje temperature — kot je razvidno iz (18) — majhno. Ker pa je gradient izmene veliko večji v bližini mej, je tam časovno izpreminjanje (potencialne) temperature temu primerno močnejše. Opazujemo sedaj izpreminjanje temperature v višinah blizu spodnje meje!

Na spodnji meji, kakor tudi v primerni oddaljenosti od nje v turbulentni plasti, kjer je $A' = 0$, se v začetku temperatura ne izpreminja odn. se zaradi eventualnega nelinearnega poteka le malo izpreminja. Med tema dvema višinama se temperatura zaradi pozitivnega A' dviga; nekje je dviganje najmočnejše. S tem postane malo nad višino najmočnejšega segrevanja ϑ'' pozitiven in segrevanje se tam stopnjuje. Obratno je v tej višini ϑ'' negativen in segrevanje se zavira. Nadaljnje dviganje zavisi predvsem od A' in je tem močnejše, čim večja je ta vrednost.

V plasti, ki se nahaja med višino najmočnejšega segrevanja in med višino spodnje meje se začne razvijati inverzija. Ker more postati tik nad nastajajočo inverzijo gradient kvečjemu adiabatičen, se začno zaradi pozitivnega ϑ'' segrevati tudi više ležeče zračne plasti, v katerih se v začetku temperatura skorajda ni izpreminjala. V diabatično plast odn. v plast s povečanim temperturnim gradientom vhaja na zgornji strani le toplejši zrak, ki vsej plasti temperaturo dviga in s tem ojačuje spodnjo inverzijo.

Popolnoma podobno se razvija inverzija na zgornjem koncu turbulentne plasti. Tam se zaradi negativnega A' ozračje ohlaja, kar prav tako povzroča pod nastajajočo inverzijo povečanje temperaturnega gradienta (prim. sl. 2).



Sl. 2.

Vprašamo se sedaj, kako hitro se razvijajo inverzije. Takoj bomo videli, da se inverzije v močno stabilnem in turbulentnem delu ozračja v začetku hitro razvijajo. Ker pa postaja z razvojem inverzij na robovih turbulentne plasti gradient potencialne temperature v jedru turbulentne plasti vse manjši in se počasi približuje vrednosti nič, se inverziji vedno počasneje razvijata in dosežeta svojo največjo moč, ko se gradient v jedru približa tej vrednosti.

Za razvijanje inverzije skrbi toplotni tok, ki je v stabilni atmosferi — kot je razvidno iz (19) — usmerjen navzdol. Oglejmo si jakost razvijanja spodnje inverzije. V začetku, ko je ϑ'' povsod približno enak vrednosti nič, se temperatura dviga praktično samo tam, kjer je $A' > 0$. Ščasoma se začne temperatura dvigati, kot smo

videli poprej, tudi nad temi višinami, kar sega tem više, čim močnejše se je že razvila inverzija.

Za oceno razvoja vzemimo, da sta v neki primerni višini turbulentne plasti koeficient izmene A in gradient potencialne temperature ϑ' ves čas ista. Toplotni tok navzdol znaša torej v tej višini ves čas

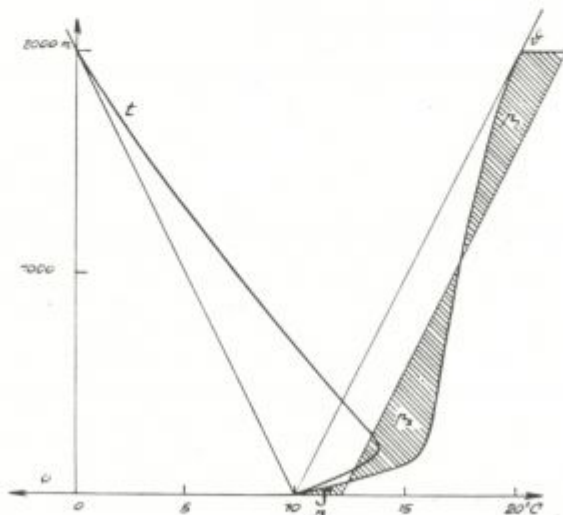
$$S = -Ac_p \vartheta'.$$

Ves ta toplotni tok se porabi za segrevanje spodnjih plasti. Če je plast, ki se segreva, a cm debela, in če predpostavimo, da se v tej plasti toplotni tok enakomerno porazgublja, potem se dvigne potencialna temperatura v poljubni sekundi in v poljubni višini za

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{A}{a \varrho} \vartheta',$$

kjer ima ϑ' isti pomen kot v zgornji enačbi.

Vzemimo primer: $A = 100 \text{ gcm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, $\varrho = 10^{-3}$, $\vartheta' = 0,005^\circ \text{ m}^{-1} = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ \text{cm}^{-1}$ in $a = 100, 200, 300, 400, 500, 1000$ odn. 2000 m ; potem znaša izprememba v eni uri $\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = 1,8; 0,9; 0,6; 0,45; 0,36; 0,18$ odn. $0,09^\circ$. V enem dnevu bi se torej 2000 m debela plast segrela povprečno za $0,09^\circ \cdot 24 = 2,16^\circ$. Seveda v resnici segrevanje ni enakomerno in enega izmed možnih potekov potencialne temperature ϑ in temperature t same nam shematično kažeta debelo izvlečeni krivulji slike 3. Ker smo predpostavili, da je ϱ konstanten, je vsota površin, označenih s p_1 in p_2 , enaka površini p_3 .



Sl. 3.

Vidimo torej, da je vpliv turbulence na inverzije in stabilnost ozračja zelo velik. Čim turbulentnejše je ozračje, tem hitreje postaja zrak večjega dela (jedra) turbulentne plasti indiferenten in s tem vlažnolabilen.

Ogledali smo si razvoj inverzij v atmosferi, kjer smo zanemarili vpliv žarčenja in še predpostavili, da se ne pojavi nikjer niti kondenzacija niti sublimacija. Žarčenje in latentna toplota morejo močno vplivati na razvoj inverzij, povzročenih po turbulenci, pa bodisi pospeševalno ali zaviralno.

Najprej naj ugotovimo, da je relativna vlažnost pod zgornjo zaporno plastjo (inverzijo) in v njej sami iz dvojnega razloga večja kot v spodnji zaporni plasti in nad njo. Prvič — kot smo videli — je nastala zgornja inverzija z neprestanim ohlajevanjem njenega in malo nižje ležečega zraka, dočim spodnja z analognim segrevanjem, drugič se pa zgoraj zaradi turbulence specifična vlažnost veča (15). Tako lahko opažamo kot reden pojav večje relativne vlažnosti pod inverzijami kot nad njimi.

Zaradi dviganja relativne vlažnosti v zgornjem delu turbulentne plasti se morejo pojaviti tam oblaki. Oblaki se lahko pojavijo tudi na obeh mejah turbulentne plasti in sicer zaradi mešanja toplega zraka z mrzlim.

Z razvojem oblakov se sprošča latentna toplota vode, s čimer se zavira, če ne upoštevamo ohlajevanja po žarčenju, razvoj zgornje inverzije. Oblaki v zgornji inverziji ponoči pospešujejo, a podnevi zavirajo razvoj zgornje inverzije in labilizacije. Gornja oblačna plast namreč čez noč močno izžareva svojo toploto (16) in s tem veča temperaturni gradient v jedru turbulentne plasti. Nasprotno gornji oblaki absorbirajo čez dan velik del toplotnih žarkov, zato se suše, zrak se segreva, gradient turbulentne plasti pa se zmanjšuje.

Preden se pojavijo kjer koli v turbulentni plasti oblaki, je direktni vpliv izžarevanja majhen. Zaradi absorpcije sončnih žarkov se zrak povsod precej enakomerno segreva in največje temperaturne razlike, nastale na ta način v turbulentni plasti, znašajo preko vsega dne kvečjemu 0,2 do 0,3° (17). Nočno ohlajevanje po žarčenju je prav tako nezatno (18). Če ne prihajajo torej v brezoblačno turbulento plast niti od spodaj niti od zgoraj večje zračne količine, potem se po turbulenci povzročeno razvijanje inverzij nadaljuje tako rekoč nemoteno. Kadar pa vzhajajo v turbulentno plast n. pr. od spodaj zaradi močnega segrevanja zemeljskega površja toplejše zračne mase, se očitno labilizacija turbulentne plasti nadaljuje in pospešuje, na razvoj spodnje inverzije pa ta pojav zaradi segrevanja spodnjega zraka deluje zaviralno.

Kadar je spodnja meja turbulentne plasti zemeljsko površje ali vodna gladina, se spodnja inverzija seveda ne razvije in na temperaturni gradient spodnjih zračnih plasti močno, često celo odločilno vpliva toplota zemeljskega površja odn. vode. Tako nočno in zimsko ohlajevanje zemeljskih tal po žarčenju zavira labilizacijo, dnevno in poletno segrevanje pa pospešuje.

Ob zaključku naj bo omenjeno, da je opažal Lettau pri svojih meritvah izmene v različnih višinah proste atmosfere eno značilno lastnost in celo samo eno, da je namreč koeficient izmene A nad inverzijami vedno dosti večji kot pod njimi (19). Ker je preiskoval samo nizko ležeče inverzije do 2000 m in s tem le spodnje dele turbulentnih plasti, je našel vedno le nad inverzijami močnejši A . Iz slik 2 in 3 omenjenega dela je razvidna tudi poslabšana stabilnost tik nad inverzijo. S tem bi bile vse te njegove preiskave potrdilo gornjih izvajanj. Iz aeroloških opazovanj razvidimo, da je poslabšanje stabilnosti nad inverzijami odn. pod njimi reden pojav.

Pomen, ki ga imajo po turbulenci nastale inverzije, za vreme.

1.) Videli smo, da se v močno vetrovnem (turbulentnem) ozračju zgoraj zrak ohlaja in spodaj segreva, da se med nastajajočima inverzijama stabilnost zraka slabša. Za vremenske pojave je to dejstvo silne važnosti, kajti povzročena vlažna labilnost omogoča tvorbo padavinskih oblakov (20). S tem je podkrepljena hipoteza, da so prvi vzrok za nastanek in razvoj depresij vodni hlapi, to je kondenzacijska in sublimacijska toplota (20), (21), (22).

Labilizacijo v atmosferi redno opažamo in, kot smo videli, se vedno pojavlja tam, kjer nekaj časa pihajo močnejši vetrovi.⁴ Lep primer za labilizacijo zračnih mas najdemo v razpravi S e l l e n s c h l o a (23), kjer opozarja avtor na velik pomen vlažne labilnosti za vremensko napoved.

2.) Najrazličnejši oblaki se pojavljajo v inverzijah, neposredno nad inverzijami ali pod njimi (24). Že zato je velike važnosti vpliv turbulence na inverzije. Tako se zdi, da povzroča turbulenca med drugim tudi cire, ki se začno sočasno pojavljati na vsem nebu in v isti višini. To je vsekakor v zvezi z enakimi vremenskimi razmerami širom velikih razdalj v onih višinah. Pojav teh oblakov si lahko razložimo s padanjem temperature v večjih višinah in s tem z razvojem zaporne plasti po turbulenci v višini cirov. Preiskave so pokazale, da more biti ozračje v onih višinah res dovolj močno turbulentno (25) in da si moremo zato s turbulenco razložiti verjetno celo nastanek večine cirov. Iz P e p p l e r ovih opa-

⁴ Tedaj je zrak turbulenten.

zovanj (26) je razvidno, da je temperaturni gradient tik pod ciri večji kot v njih samih, kar je brezdvomno v zvezi z razvojem inverzije, povzročene po turbulenci.

3.) Turbulenca ima dalje svoj vpliv na nočno umiritev zraka pri tleh. Nad mirnim zrakom po kotlinah, kjer pihajo močni vetrovi (27), se zrak zaradi turbulence segreva. S tem se povečava temperaturna inverzija tik nad ohlajenim zrakom, ki tako še ojačuje stabilnost spodnjega zraka.

Vpliv turbulence na razvoj 0° -izotermij, povzročenih po talečih se snežinkah.

Findeisen (28) je opozoril, da v atmosferi često opažamo 0° -izotermije, in je dalje pokazal, da jih povzročajo taleče se snežinke. Razumljivo je to, kajti pri taljenju odvezajo padajoče snežinke okoliškemu zraku za taljenje potrebno toploto. Tako se zrak ohlaja in v višinah talečih se snežink se kmalu pojavi 0° -izotermija. Dejstvo, da te 0° -izotermije v splošnem ne zavzemajo večjega obsega, je skušal razložiti s splošnimi vertikalnimi vetrovi navzgor, ki po mnenju avtorja zavirajo normalni razvoj 0° -izotermij. Vendar bomo videli takoj, da je glavna ovira za razvoj 0° -izotermij turbulenca, da se morejo razviti močnejše 0° -izotermije le v neturbulentnem ozračju in da so toliko šibkejše, kolikor je ozračje v onih višinah turbulentnejše.

Pod plastjo taljenja je ozračje indiferentno odn. v nasičenem ozračju vlažno-indiferentno. Ta plast sega tem niže, čim več snežink se je že stopilo (29). Tako prihaja zaradi turbulence zrak v spodnji del izotermne plasti od spodaj z enako temperaturo, kot jo ima tam okolica. Obratno bi prihajal zrak iz večjih višin v spodnji del izotermne plasti adiabatično segret in z višjo temperaturo, kot jo ima tam okolica. Večji porast temperature nad 0° C pa onemogočajo padajoče snežinke, s čimer se zavira širjenje izotermne plasti navzdol.

Če je v neposredni bližini nad izotermno plastjo z vlago nenasičeno ozračje indiferentno (odn. vlažno-indiferentno in z vlago nasičeno), potem prihaja zrak od zgoraj v zgornji del izotermne plasti z enako temperaturo, kot jo ima tam okolica, to je z 0° C. Obratno prihaja od spodaj le hladnejši zrak z negativnimi temperaturami in zato se tam zrak počasi ohlaja. Tudi tedaj, kadar je ozračje neposredno nad 0° -izotermijo stabilno, se njen vrh ruši. Od spodaj prihaja namreč le hladnejši zrak, od zgoraj pa prav tako kot v prejšnjem primeru — zaradi prisotnosti snežink — s temperaturo 0° C. Ker je nad poljubno višino notranjosti 0° -izotermije ozračje stabilno, se v turbulentnem ozračju prava 0° -izotermija niti pojaviti ne more, temveč opažamo v višinah talečih se

snežink le več ali manj močno poslabšan temperaturni gradient. Vse eno moremo imenovati ta področja 0° -izotermije.

Tako se zaradi turbulence 0° -izotermija počasneje znižuje, kot bi se sicer. Ker se poleg tega drugod počasi ruši, ne more zavzeti večjih debelin. Vidimo, da so 0° -izotermije tem slabše, čim turbulentnejše je ozračje.

Kolikšno je zaviranje razvoja 0° -izotermije, povzročeno po turbulenci, takoj dobimo iz obrazca (19). V 0° -izotermiji, kjer je $g' = 1.10^{-4} \text{ }^{\circ}\text{C/cm}$, znaša toplotni tok navzdol $S_1 = c_p A.10^{-4}$, pod 0° -izotermijo, kjer je $g_1 = 0$, pa je toplotni tok $S_2 = 0$. Zato se torej ves toplotni tok S_1 porabi za uničevanje razvoja 0° -izotermije. Če znaša $A : 10, 50, 100, 200, 300$ ali $400 \text{ gcm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, potem preide v eni uri skozi 1 cm^2 horizontalno ležeče površine, nahajajoče se v višini, kjer je $g' = 10^{-4} \text{ }^{\circ}\text{C/cm}$, 0,9, 4,3, 8,6, 17,3, 25,9 odn. 34,6 malih kalorij. Ker enemu mm padavin ustreza $0,1.80 = 8$ malih kalorij, ki se sprostite nad kvadratnim centimetrom, se porabi v eni uri za popolno uničenje razvoja 0° -izotermije, povzročene po turbulenci v naših primerih 0,1, 0,5, 1,1, 2,2, 3,3 odn. 4,4 mm padavin. Če pade n. pr. na vsako uro manj kot 1,1 mm padavin, potem se 0° -izotermija v turbulentnem ozračju s koeficientom izmene $A = 100 \text{ gcm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ ne more pojaviti.

Pojav turbulence popolnoma razloži dejstvo, da so 0° -izotermije v vertikalni smeri v splošnem le majhnih razsežnosti in da se le počasi pomikajo navzdol.

Riassunto.

Influenza della turbolenza sull'origine e sviluppo delle inversioni e sullo sviluppo delle 0° isoterme.

Nella dissertazione viene studiata l'influenza della turbolenza sull'origine e sullo sviluppo delle inversioni di temperatura atmosferica come pure sullo sviluppo delle 0° isoterme causate dallo scioglimento dei fiocchi di neve (28).

Nel primo capitolo si tratta la questione sul cambiamento di temperatura in uno strato atmosferico turbolente di qualsiasi ampiezza è isolato mediante due superfici di livello da tutte le influenze esterne. Se consideriamo che l'aria può arrivare alle più basse regioni del nominato strato turbolento solamente dalle stesse o da più grandi altitudini vedremo che in uno strato turbolento con una gradazione di temperatura subadiabatico l'aria sottostante si riscalda solamente. Al contrario nelle regioni più alte per via del raffreddamento addiabatico durante il sollevamento si raffredda invece per ragioni analoghe.

Come conseguenza dei cambiamenti di temperatura i quali in ambo i limiti sono fortissimi osserviamo che nello strato turbolento nel quale non si manifestano nè condensazioni nè sublimazioni cominciano a svilupparsi due strati addiabatici; e cioè uno dal limite inferiore in sù e l'altro dal limite superiore in giù.

Sotto l'influenza della turbolenza tutti i due strati addiabatici ingrossano tanto tempo finchè non si uniscono e cambiano così il gradiente di temperatura dell'intero strato in quello addiabatico.

È possibile calcolare la grandezza dei cambiamenti di temperatura sotto l'influenza della turbolenza e cioè per uno strato turbolento politropo. Nello specchio della pag. 5, per es. si noti per quanto s'inalza la temperatura al suolo ($T_0^* - T_0$) e per quanto si abbassa ($T_{z_1} - T_{z_1}^*$) al vertice di uno strato turbolento e ampio 3000 metri se al principio dell'osservazione il gradiente di temperatura era ovunque lo stesso, cioè 0,5 C/100 m e se fosse cambiato solamente sotto l'influenza della turbolenza in addiabatico.

Nel secondo capitolo viene rilevato il fatto che nelle regioni limitrofe la formula per il cambiamento occorrerebbe ancora completare con un altro membro $-A \frac{\Delta z}{2} s''$. In una certa determinata altezza vicino al limite queste particelle d'aria che vengono già da uguali distanze verticali non arrivano nella stessa maniera come quelle che salgono in sù. Nella formula (16) Δz significa una differenza media fra le distanze verticali delle particelle d'aria superiori e inferiori, — il resto dei segni ha lo stesso significato come altrove nella letteratura [per es. (11)].

In seguito a questa correzione è completata anche la formula per il cambiamento della quantità specifica col tempo t , il che si può rilevare nell'espressione (17). La temperatura potenziale viene precisata con (19) e (18).

Nel terzo capitolo è dimostrato come la turbolenza cagiona delle inversioni di temperatura e diminuisce così la stabilità nelle loro regioni limitrofe.

In prima linea è facile constatare come gli strati turbolenti d'atmosfera appaiono regolarmente.

Si sa anzitutto che l'atmosfera si turba già col minimo vento (14) e d'altra parte pare che l'aria in genere spostandosi in una determinata direzione orizzontale tenda ad occupare uno strato quanto più sottile si che questo strato ventoso e con ciò turbolento si delimita bruscamente con le calme regioni circostanti. Questa supposizione possiamo fondare sulle seguenti deduzioni:

La particella d'aria spostandosi nello strato ventoso per es. in vicinanza del limite superiore riceve due impulsi; uno dal gradiente barometrico, e l'altro dalle particelle d'aria moventisi più

velocemente dell'area dello strato ventoso. Perciò questa particella si sposta con più velocità verso la depressione barometrica di quella che tenderebbe andare, condotta soltanto dal gradiente barometrico. Con ciò si raggugliano le differenze di pressione in quelle altitudini, il vento diminuisce e lo strato ventoso si assottiglia. Al contrario l'aria sottostante si sposta frenata dalla soprastante più lentamente di quanto si sposterebbe quella sotto l'influenza del solo gradiente barometrico. Le differenze di pressione in tale caso si eguagliano più lentamente e con l'altezza diminuisce più presto la componente orizzontale del gradiente barometrico e con essa anche la forza del vento vicino al limite superiore. Osservazioni aerologiche hanno così affermato pure che si possono osservare già con piccole distanze di altitudine nell'atmosfera libera grandi cambiamenti di turbolenza.

Così osservò per es. L e t t a u il 25 febbraio 1934 un tale strato turbolento ampio circa 700 metri e col coefficiente di scambio A oltre $100 \text{ gm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ sebbene nessun'altra osservazione di qualsiasi genere abbia rilevato alcuno altro caso (13).

Nell'atmosfera dove lo strato turbolento non è del tutto isolato dalle influenze esterne passando con maggior o minor velocità in quello non turbolento, cioè nell'atmosfera poco turbolenta, si sviluppano col tempo alle estremità due inversioni di temperatura (fig. 1, 2). Con ciò s'ingradisce il gradiente di temperatura sopra quella inferiore e sotto la superiore inversione sebbene non oltre quello addiabatico cioè nell'atmosfera satura di umido non oltre a quello addiabatico. In tal modo in conferma delle deduzioni sopraindicate le osservazioni aerologiche ci mostrano spesso nello strato turbolento, sotto o sopra le inversioni, il gradiente di temperatura più alto di quello nelle distanze più ampie. Tutto il seguente sviluppo assomiglia a quello di uno strato isolato e turbolento, salvo il balzo di temperatura alle estremità il quale non è così marcato, le inversioni manifestantisi sono tanto più forti quanto più grande diventa il $\frac{\partial A}{\partial z}$ in vicinanza del limite. Le inversioni si sviluppano tanto più presto quanto più turbato e stabile è lo strato turbolento. Per valutare lo sviluppo proponiamo che il coefficiente di scambio $A = 100 \text{ gm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ e la temperatura potenziale $0,5^\circ \text{ C}/100 \text{ m}$ siano distanti per una determinata altitudine dallo strato turbolento durante tutto il tempo della nostra osservazione; supponendo ora che sotto tali condizioni tutta la corrente termica che si dirige da questa altitudine in giù nello strato ampio 2000 met. si disperde uniformemente e che dalla parte inferiore indebolisce completamente, la temperatura potenziale in tutto questo strato ampio 2000 metri s'alza con una

costante densità $\rho = 10^{-3}$ e al giorno per $2,16^\circ\text{C}$ (confronta la fig. 3).

E siccome in realtà il riscaldamento non è uniforme, uno dei possibili cambiamenti di temperatura t e di temperatura potenziale ϑ ci mostrano le curve di fortissima disuguaglianza della fig. 3; e per via di $\rho = \text{const.}$ in tutto lo strato la somma delle superfici segnate con p_1 e p_2 è eguale alla superficie p_3 .

Il riscaldamento dell'aria sopra il limite inferiore e il raffreddamento nelle vicinanze del limite superiore dello strato turbolento ha per conseguenza la diminuzione della relativa umidità nella parte inferiore e l'aumento nella parte superiore; sopra le inversioni si osserva generalmente una minore umidità relativa che sotto di loro. E perciò coll'aumento della relativa umidità sotto la inversione superiore e in essa stessa possono apparirvi le nuvole. Nottetempo lo strato nuvoloso irradia fortemente rinforzando così la lability dello strato turbolento. Al contrario, di giorno la lability è frenata. Nel seguente capitolo si osserva il significato che le inversioni formatesi nella turbolenza hanno per il tempo:

1) Da uno speciale esempio abbiamo visto che la turbolenza lability presto l'aria accumulandovi così molta labile energia la quale influisce essenzialmente sullo sviluppo delle depressioni (20) (21) (22).

2) Nelle inversioni si manifestano le più svariate nuvole immediatamente sopra di queste o sotto di queste. Con questo è già data la grande importanza dell'influenza della turbolenza sulle inversioni. Sembra dunque che la turbolenza è la causa della formazione dei cirri che cominciano a manifestarsi contemporaneamente su tutto il cielo e nelle stesse altitudini. Questa è in ogni modo la conseguenza della stessa situazione di tempo lungo grandi aree in quelle altitudini. Posiamo facilmente spiegarci l'apparizione di queste nuvole con la caduta della temperatura nelle altitudini propinque ai cirri ma sotto di loro. Le osservazioni ci hanno mostrato, che in quelle regioni l'atmosfera può esser infatti assai turbolenta (25) e che perciò ci è possibile spiegare con probabilità anche la formazione della gran parte dei cirri. Dalle osservazioni di Peppeler (26) si può ricavare che il gradiente di temperatura accanto e sotto i cirri è più grande di quello nel loro interno. Cosa che senza dubbio è in relazione con lo sviluppo della inversione cagionata dalla turbolenza.

3) La turbolenza ha infine la sua influenza sulle calme notturne vicino al suolo. Sopra l'aria fredda nelle valli dove oscillano forti venti (27), l'aria si riscalda in seguito alla turbolenza e con ciò l'inversione di temperatura s'inalza immediatamente sopra

l'aria raffreddata il che rinforza ancor di più la stabilità dell'aria sottostante.

Finalmente si rende nell'ultimo capitolo attenzione al fatto che la turbolenza è la causa che frena lo sviluppo delle 0° isoterme cagionate dallo scoglimento dei fiocchi di neve. È stato dimostrato che le 0° isoterme in un atmosfera turbolenta considerato severamente non possono svilupparsi manifestarsi tanto che in tal modo possiamo generalmente parlare soltanto delle 0° isoterme approssimative. Quanto più l'atmosfera è turbolenta tanto più difficilmente si sviluppano.

Se il coefficiente di scambio è $A = 100 \text{ gcm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$ la 0° isoterme non può svilupparsi presso l'intensità di precipitati di 1,1 mm/h.

Literatura.

1. Hann - Süring, Lehrbuch der Meteorologie, 1937—1940, 5. izd., str. 208.
2. Chromov, S. P., Einführung in die synoptische Wetteranalyse, 1940, str. 127—132.
3. Margules, M., Über die Änderung des vertikalen Temperaturgefälles durch Zusammendrückung oder Ausbreitung einer Luftmasse. Meteorologische Zeitschrift, 1906, str. 243.
4. Wegener, A., Über Temperaturinversionen. Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre, IV. zvezek, str. 55.
5. Wegener, A. in K., Vorlesungen über Physik der Atmosphäre. 1935, str. 334.
6. Externbrink, H., Lenticularis-Wolken und lokale Diskontinuitätsflächen. Meteorol. Zeitschr. 1940, str. 56; tu je kratko opisana razlaga po A. Wegenerju.
7. Koschmieder, H., Dynamische Meteorologie, 1933, str. 275.
8. Koschmieder, H., l. c., str. 260.
9. Koschmieder, H., l. c., str. 321.
10. Koschmieder, H., l. c., str. 20.
11. Koschmieder, H., l. c., str. 272 in 273.
12. Hann - Süring, l. c., str. 594.
13. Lettau, H., in Schwerdtfeger, W., Untersuchungen über Atmosphärische Turbulenz und Vertikalaustausch vom Freiballon aus. Meteorol. Zeitschr. 1934, str. 249.
14. Hann - Süring, l. c., str. 596.
15. Kähler, K., Wolken und Gewitter. 1940, str. 98.
16. Hann - Süring, l. c., str. 218.
17. Tanck, H., Die tägliche Erwärmung der Atmosphäre infolge der Absorption der direkten Sonnenstrahlung durch den atmosphärische Turbulenz. Meteorol. Zeitschr. 1936, str. 44.
20. Refsdal, A., Zur Theorie der Zyklonen. Meteorol. Zeitschr. 1930, str. 294.

21. Čadež, M., Spielt die Verdampfungswärme eine Rolle bei der Zyklonese? Meteorol. Zeitschrift. 1939, str. 271.
22. Čadež, M., Der Zusammenhang zwischen Strahlungsvorgängen und Entwicklung der Zyklonen. Meteorol. Zeitschr. 1939, str. 487.
23. Sellenschlo, H., Der Nordseeorkan vom 27. Oktober 1936. Annalen der Hydr. 1939, str. 443.
24. Kähler, K., l. c., str. 98.
25. Junge, C., Turbulenzmessungen in den höheren Atmosphärenschichten. Annalen der Hydr. 1938, str. 104; povzeto po Physikalische Berichte, 1938, str. 1668.
26. Peppler, W., Beiträge zur Kenntnis des Cirusniveaus, Gerlands Beitr. 1937, str. 156; povzeto po Physikalische Berichte, 1938, str. 146.
27. Čadež, M., Über den täglichen Gang der Windstärke, Meteorol. Zeitschr. 1940, str. 457.
28. Findeisen, W., Die Entstehung der 0°-Isothermie und die Fractocumulus-Bildung. Meteorol. Zeitschr. 1940, str. 49.
29. Čadež, M., Über den Einfluß des Schmelzens des fallenden Schnees auf die Temperatur der Atmosphäre. Meteorol. Zeitschrift, 1939, str. 272.



COBISS 3042300

NARODNA IN UNIVERZITETNA
KNJIŽNICA



00000437999