O STABILNOSTI ATMOSFERE
STABILITY OF THE ATMOSPHERE

M. ČADEŽ

551.511

1. Uvod

Razvoj vremena zavisi v največji meri od stabilnosti ozračja. Ni čuda zato, da je temu problemu v meteorološki literaturi posvečena velika pažnja, posebno še po letu 1941, ko je E. Kleinschmidt objavil svoje prvo delo o dinamični nestabilnosti [1]. Pri proučevanju razvoja vremena Jugoslavije lahko vidimo, da na stabilnosti niže ležečih zračnih plasti močno vplivajo razne orografske zapreke, da more postati zrak, ki v toku noči in v dopoldanskih urah, kot pravo jezero hladnega zraka, mirno leži med raznimi hribi, v popoldanskih urah nestabilen [2]. Tak zrak, usidran med planine, kaj lahko pri osvobajanju svoje energije »orografske nestabilnosti« povzroči katastrofalne nevihte in vpliva v največji meri na cel nadaljni potek vremena.

Po našem mišljenju bi bilo koristno posvetiti temu problemu pri nas posebno pozornost in sicer v zvezi s sistematičnim proučevanjem razvoja vremena, s proučevanjem, ki žal pri nas ni tako organizirano kot bi moglo biti in kot bi bilo koristno kakor za vsakega poedinca-raziskovalca tako za celokupno dejavnost našega človeka. Privedlo nas bi med ostalim do prognoze vremena, sloneče na konkretnih in ne samo splošnih spoznavah znanosti in subjektivnih izkušnjah posameznikov.

V sklopu številnih problemov v zvezi s stabilnostjo atmosfere nas tukaj zanima vpliv prisotnosti vodne pare na statično stabilnost atmosfere. Mislim, da ta naloga še ni našla v literaturi svoje končne rešitve. Starejši učbeniki dinamične meteorologije razlagajo n. pr. statično stabilnost na način, ki ni egzakten, v novejših učbenikih pa je naloga rešena samo na pol.

2. Diferencialna oblika enačbe za specifično vlažnost

Specifična vlažnost q je v meteorologiji definirana kot masa vodne pare v sorazmerno mali masi vlažnega zraka. Ako delec zraka sorazmerno majhne mase m vsebuje maso m_v vodne pare, potem je

$$q = \frac{m_v}{m} \tag{1}$$

Ako upoštevamo enačbo stanja vlažnega zraka in vodne pare, ki se v tem zraku nahaja:

$$pV = m\mathbf{R}T \qquad \text{in} \qquad eV = m_v R_v T \tag{2}$$

(p, e = pritisk zraka odn. vodne pare, V, T = volumen odn. temperatura zraka, R, R_v = specifična plinska konstanta vlažnega zraka in vodne pare), potem lahko namesto enačbe (1) pišemo

$$q = \frac{eR}{pR_v} \tag{3}$$

Plinska konstanta R ni za vsak zrak enaka. Je tem večja, čim večja je specifična vlažnost zraka. Kot je znano, je

$$R = R_s (1 + 0{,}608\, q) \tag{4}$$

(R_s = plinska konstanta za suhi zrak). Vidimo, da se s spremembo specifične vlažnost q za dq, do katere lahko pride iz kateregakoli razloga, plinska konstanta vlažnega zraka R spremeni za

$$dR = 0.608\, R_s dq \tag{5}$$

Če sedaj enačbo (3) logaritmično odvedemo in upoštevamo dobljeno vrednost in enačbo (4), dobimo za relativno spremembo specifične vlažnosti

$$\frac{dq}{q} = \frac{R}{R_s}\left(\frac{de}{e} - \frac{dp}{p}\right) \tag{6}$$

Dobljeni enačbi moremo dati še eno obliko, ki je za kvantitativno računanje pogosto prikladnejša. Do nje pridemo, če upoštevamo Clausius-Clapeyronovo enačbo in enačbo, s katero definiramo relativno vlažnost U. Ti dve enačbi se glasita

$$\frac{de_w}{e_w} = A\frac{dT}{T} \quad \text{in} \quad U = \frac{e}{e_w}, \tag{7}$$

kjer je e_w pritisk nasičene vodne pare pri temperaturi T, ki jo ima opazovani delec zraka mase m in

$$A = \frac{L}{L_z} \doteq 20 \tag{8}$$

(= 19,84 za temperaturo 0,0 °C in 18,15 za temperaturo 20,0 °C)

količnik med celotno (L) in zunanjo (L_z) izparilno toploto vode [3]. Iz diferencialne oblike napisane enačbe za relativno vlažnost U, ki se glasi

$$\frac{dU}{U} = \frac{de}{e} - \frac{de_w}{e_w} \tag{9}$$

in iz Clausius-Clapeyronove enačbe lahko eliminiramo relativno spremembo nasičene vodne pare $de_w : e_w$ in če na ta način dobljeno relativno spremembo stvarnega pritiska vodne pare vstavimo v enačbo (6), dobimo drugo obliko diferencialne enačbe za specifično vlažnost:

$$\frac{dq}{q} = \frac{R}{R_s}\left(A\frac{dT}{T} + \frac{dU}{U} - \frac{dp}{p}\right) \tag{10}$$

3. *Menjanje specifične vlažnosti z višino in vertikalni transport vodne pare v atmosferi*

Za določanje stabilnosti vlažne atmosfere je važno, da se vé, kako se spreminja v atmosferi specifična vlažnost z višino. To spreminjanje je v tesni zvezi s transportom vodne pare v vertikalni smeri.

Iz enačbe (10), ako vpoštevamo osnovno enačbo statike

$$dp = -g\,\varrho\,dz \tag{11}$$

(ϱ = gostota zraka, g = pospešek zemeljske teže) in enačbo stanja zraka, dobimo takoj, da se specifična vlažnost z višino na enoto razdalje spremeni za

$$\frac{\delta q}{\delta z} = \frac{R}{R_s}\left(\frac{A}{T}\frac{\delta T}{\delta z} + \frac{1}{U}\frac{\delta U}{\delta z} + \frac{g}{RT}\right) q \tag{12}$$

$\left(-\frac{\delta T}{\delta z}, -\frac{\delta U}{\delta z}\right.$ = vertikalna komponenta gradienta temperature oz. relativne vlažnosti).

Na drugi strani vemo, da se zaradi turbulence (efektivnega notranjega trenja) vrši v atmosferi v vertikalni smeri transport vodne pare, ki iznosi v enoti časa skozi enoto horizontalno ležeče površine

$$S = -I\frac{\delta q}{\delta z} \tag{13}$$

(I = koeficient izmene). Kadar je tok vodne pare usmerjen navzgor, je $S < O$. Ta transport vodne pare ima za posledico, da se na mestu, kjer obstaja, specifična vlažnost v enoti časa spremeni za

$$\frac{\delta q}{\delta t} = \frac{I}{\varrho}\frac{\delta^2 q}{\delta z^2} \quad \text{za} \quad \frac{\delta I}{\delta z} = O \tag{14}$$

Če so pogoji nad velikim prostranstvom približno enaki, potem se slej ali prej vzpostavi ravnotežje in specifična vlažnost se v atmosferi s časom ne spreminja več $\left(\frac{\delta q}{\delta t} = 0\right)$ Iz (14) vidimo, da je v tem slučaju q linearna funkcija višine z:

$$q = q_o + \frac{\delta q}{\delta z} z \qquad \frac{\delta q}{\delta z} = \text{const.} \tag{15}$$

(q_o = specifična vlažnost zraka na višini $z = O$). Vertikalni transport vodne pare (13) je v tem slučaju na vseh višinah enak.

V atmosferi obstojajo v pogledu vertikalnega transporta vodne pare razne možnosti. Kadar nad večjim prostranstvom ni izvora vodne pare, tedaj je tam vsaj približno $S = \frac{\delta q}{\delta z} = O$ in (15) $q = q_o$, specifična vlažnost se torej z višino ne menja. Samo v taki atmosferi je, kot vidimo iz (16), relativna sprememba vodne pare z višino enaka relativni spremembi zračnega tlaka na isti poti.

Iznad prostranih oceanov voda stalno izhlapeva. Tam je zato $S > O$ in $\frac{\delta q}{\delta z} < O$. Specifična vlažnost se z višino zmanjšuje. Ali drug primer: Kadar prodira morski tropski zrak nad hladnim kontinentalnim polarnim, je zgornji topli zrak izvor vodne pare in se spodnje zračne mase polnijo z vlago. Tedaj je v polarnem zraku $S < O$ in $\frac{\delta q}{\delta z} > O$. V zvezi s tem lahko opažamo, da se ob pojavu južnih vetrov na višini v takih dneh pojavi v nižinah megla, ali da se že obstoječa megla okrepi.

Instruktivni so sledeči primeri:

V izotermni atmosferi $\left(\frac{\delta T}{\delta z} = O\right)$ je

$$S = -I\,\frac{\delta q}{\delta z} \gtreqless 0 \quad , \text{kadar je} \quad \frac{\delta U}{\delta z} \lesseqgtr -\frac{Ug}{RT}$$

Za U = 50 % in T = 300° aps. je mejna vrednost $\frac{Ug}{RT} = \frac{1}{2}\,\%/100$ m. Vidimo, da je v izotermni atmosferi tok vodne pare usmerjen navzgor, če se relativna vlažnost z višino manjša hitreje kot za (Ug) : (RT).

V primeru, da se temperatura z višino na vsakih 100 m zmanjša za 0,6 °C, je $S = -I\,\frac{\delta q}{\delta z} \gtreqless O$, kadar je približno $\frac{\delta U}{\delta z} \lesseqgtr \frac{U}{3}$ / 1000 m

Kadar se torej v taki atmosferi relativna vlažnost manjša z višino, ali z višino počasneje narašča kot za $\frac{U}{3}$ na 1 km, je tok vodne pare usmerjen navzgor.

Kadar se relativna vlažnost z višino ne mneja $\left(\frac{\delta U}{\delta z} = O\right)$ je končno

$$S = -I\,\frac{\delta q}{\delta z} \gtreqless O \quad , \text{kadar je} \quad \frac{\delta T}{\delta z} \lesseqgtr -\frac{g}{AR} = -0{,}17\ ^0\text{C}/100\ \text{m}$$

V atmosferi, kjer se relativna vlažnost z višino ne menja, je tok vodne pare usmerjen navzgor, če se temperatura z višino zmanjšuje in to močnejše kot za približno 1,7 °C na 1000 m.

Enačba (12) v zvezi z enačbo (13) bi se verjetno v dnevni operativi lahko koristno uporabila: za kontrolo podatkov radiosondaže in za določanje transporta vodne pare iz posameznih slojev zraka in iz zemeljskega površja. Prav gotovo pa bi bilo koristno proučiti podatke radiondaže, s katerimi razpolagamo, tudi s tega stališča in sistematično obdelati vsaj karakteristične primere.

Za enkrat ne moremo reči nič določenega v pogledu vertikalnega transporta vodne pare v atmosferi in menjanja specifične vlažnosti z višino. V pogledu srednjega stanja lahko dobimo samo približno sliko, če se poslužimo empiričnih obrazcev, ki govore o tem, kako se pritisk vodne pare menja z višino.

R. Süring je napisal empirično formulo za menjanje pritiska e vodne pare z višino v prosti atmosferi. Ta se glasi:

$$e = e_0 \,.\, 10^{-\frac{z}{6}\left(1 + \frac{z}{20}\right)} \tag{16}$$

(e, e_0 = pritisk vodne pare na višini z, ki se meri v kilometrih oz. pri tlu [4]. Logaritmični odvod te enačbe vsebuje relativno spremembo vodne pare z višino. Ker lahko to vrednost izrazimo s spremembo specifične vlažnosti z višino (6), dobimo za povprečno menjanje specifične vlažnosti z višino, če predhodno upoštevamo osnovno enačbo statike (11) in enačbo stanja zraka,

$$\frac{\delta q}{\delta z} = \frac{R}{R}\left[-\frac{1}{6M}\left(1 + \frac{z}{10}\right) + \frac{g}{RT}\right] q \tag{17}$$

(M = modul Briggsovih logaritmov). Za z = 1 km in T = 280 °C se n. pr. z višino na vsak kilometer specifična vlažnost spremeni za

$$\frac{\delta q}{\delta z} = -0{,}30\, q \tag{18}$$

Ako vzamemo za q kot srednjo vrednost 5 g/kg, dobimo za srednji pojemek specifične vlažnosti z višino 1,5 g/kg po kilometru, to je vrednost, ki jo je W. Schmidt (1917) vzel pri računanju srednjega koeficienta izmene I [5]. Ko je vzel za srednjo vrednost izmene $I = 75\ \text{cm}^{-1}\text{gsec}^{-1}$, je dobil, da turbulenca letno prenese v višje plasti ozračja toliko vodne pare, da je povprečna letna količina padavin na zemlji 350 mm.

Temperatura se v spodnjem delu troposfere povprečno zmanjša za 6 °C, ako se dvignemo za 1 km. Če to upoštevamo, dobimo iz (12), da se v našem primeru (16) in (18) povprečno relativna vlažnost z višino ne menja. Rezultat nas ne sme iznenaditi, saj se oblaki in megle pojavljajo na raznih višinah in relativna vlažnost se s časom povsod približno enako menja.

4. *Vlažnoadiabatični temperaturni gradient*

Za zrak, v katerem je vodna para nasičena in se v atmosferi giblje adiabatično, velja po prvem principu termodinamike enačba [2]:

$$c_p\, dT + L\,\frac{dq_w}{1 - q_w} - \frac{dp}{\varrho} = O \tag{19}$$

(c_p = specifična toplota vlažnega zraka s specifično vlažnostjo q_w, označbe veličin so drugače iste kot poprej, spremembe se nanašajo na zrak, ki se v atmosferi giblje vlažnoadiabatično). Enačba velja popolnoma točno za ireverzibilno vlažnoadiabatično gibanje (vsa kondenzirana voda takoj po kondenzaciji izpada iz delca). Ta enačba v zvezi z enačbo (10) nas enostavno dovede do obrazca za vlažnoadiabatičen temperaturni gradient. Ta pot nas dovede do popolnoma točnega rezultata, ki ga v literaturi nisem našel. Avtorji se namreč namesto točne formule (10) poslužujejo približne, ki se navadno dobi iz približne formule za specifično vlažnost

$$q \doteq 0{,}622 \frac{e}{p} \tag{20}$$

Clasius-Clapeyronova enačba, ki smo se je poslužili pri izpeljavi enačbe (10) in ki je za reševanje raznih nalog iz dinamične meteorologije izredno prikladna [6], se v tej zvezi šele v novejši literaturi uporablja [7].

Pri vlažnoadiabatskem gibanju je vedno $U = 100\,\%$. V diferencialni enačbi za specifično vlažnost (10) je zato za nasičen zrak ($q = q_W$) vedno $dU = O$. Če to upoštevamo in eleminiramo $dq = dq_W$ iz enačb (10) in (19), dobimo

$$\left(c_p + \frac{LRAr_w}{TR_s}\right) dT = \left(\frac{1}{\varrho} + \frac{LRr_w}{R_s\,p}\right) dp\ , \tag{21}$$

kjer je

$$r_w = \frac{q_w}{1 - q_w} \tag{22}$$

odnos zmesi opazovanega zraka nasičenega z vodno paro ($= m_V : m - m_V$). Če predpostavimo, da se v atmosferi in opazovanem zraku, ki se giblje v njej vlažnoadiabatično, pritisk menja z višino v soglasju z osnovno enačbo statike (11) in da je gostota tega zraka enaka gostoti zraka v okolici (na isti višini), potem dobimo iz enačbe (21), če upoštevamo še enačbo stanja zraka, za spremembo temperature v vlažnoadiabatsko gibajočem se zraku, pri spremembi višine za enoto

$$\frac{dT}{dz} = -\gamma_w^* = -\gamma^* \frac{1 + \dfrac{Lr_w}{R_sT}}{1 + \dfrac{LRAr_w}{c_p\,R_s\,T}} \tag{23}$$

kjer je $\gamma^* = g : c_p$ suhoadiabatični temperaturni gradient. Ker je, kot je znano,

$$r_w = 0{,}622 \frac{e_w}{p_s}\ , \tag{24}$$

kjer je p_s parcialni pritisk suhega zraka $(= p - e_W$, dobimo iz (23) za vlažnoadiabatski temperaturski gradient

$$\gamma_w^* = \gamma^* \frac{p_s + 0{,}622\,\dfrac{Le_w}{R_sT}}{p_s + 0{,}622\,\dfrac{LRAe_w}{c_p\,R_s\,T}} \tag{25}$$

Dobljena enačba je egzaktna in je še najbolj podobna oni iz [7], v kateri mesto p_S stoji p. Vsekakor se vrednost γ^*_W, izračunana iz one enačbe zelo malo razlikuje od gornje. V najslabšem slučaju ni niti za $1\,\%$ večja od gornje.

5. *Kriteriji za stabilnost zraka v atmosferi*

Tu nas zanima kdaj je zrak v mirni atmosferi, ki je prav tako v stanju mirovanja, v stabilnem, indiferentnem ali labilnem stanju. Kot je znano, je suhi zrak v suhem ozračju ($q = O$) tedaj v stabilnem, indiferentnem odn. labilnem stanju. kadar je vertikalni temperaturni gradient

$$-\frac{\delta T}{\delta z} = \gamma \lesseqgtr \gamma^* \tag{26}$$

Tedaj je namreč katerikoli zračni delec, ki ga adiabatično dvignemo, specifično težji, enako težak odn. lažji od obdajajočega zraka in zračni delec, ki mu adiabatično zmanjšamo višino, je specifično lažji, enako težak odn. težji od obdajajočega zraka. Tako zrak v stabilni atmosferi zaradi sile vzgona teži, da se vrne na začetno višino. V indiferentni atmosferi se pri takem virtuelnem premiku sila vzgona sploh ne pojavi, v labilni atmosferi pa se pri virtuelnem premiku pojavi sila vzgona, ki sili zračni delec vse dalj od začetne višine.

V vlažni atmosferi velja sličen kriterij, samo pojavljene sile vzgona se ne določajo z razlikami v navadni temperaturi, temveč v virtuelni temperaturi zraka.

Kot je znano, je virtuelna temperatura zraka temperature T s specifično vlažnostjo q:

$$T_v = T\,(1 + 0{,}608\,q) \tag{27}$$

Ako je virtuelna temperatura obdajajočega zraka T_V, potem je sila vzgona, ki deluje na tak delec mase m vertikalno navzgor:

$$P = mg\,\frac{T_v - T'_v}{T'_v} \tag{28}$$

Če vzamemo to v poštev, vidimo, da je vlažna atmosfera v stabilnem, indiferentnem odn. labilnem stanju na onem mestu, kjer je

$$-\frac{\delta T_v}{\delta z} \lesseqgtr -\frac{dT_v}{dz} \tag{29}$$

kjer je z drugimi besedami vertikalni gradient virtuelne temperature manjši, enak odn. večji od zmanjšanja temperature, ki se pojavi pri adiabatičnem virtuelnem premiku delca zraka vertikalno navzgor za enoto razdalje.

Če zračni delec ni z vlago nasičen, lahko predpostavimo, da se pri takem virtuelnem premiku specifična vlažnost ne menja in iz enačbe, s katero definiramo virtuelno temperaturo (27), dobimo za individualno spremembo virtuelne temperature v dvignjenem zraku

$$\frac{dT_v}{dz} = -\frac{T_v}{T}\,\gamma^* \tag{30}$$

Iz iste enačbe dobimo za lokalno spremembo virtuelne temperature v obdajajoči atmosferi

$$\frac{\delta T_v}{\delta z} = -\frac{T_v}{T}\,\gamma + 0{,}608\,T\,\frac{\delta q}{\delta z} \tag{31}$$

Vidimo, da vertikalni gradient virtuelne temperature zavisi več ali manj tudi od vertikalnega gradienta specifične vlažnosti. V vsakem slučaju ta vpliv ni posebno velik. Za zgoraj dobljeno srednjo vrednost (18) ($q = 0{,}005$ kg/kg), za $T = 300^0$ abs. in za srednji $\gamma = 6^0/1000$ m je n. pr. odnos med prvim in drugim članom na desni strani enačbe (31) 100 : 4,5. V tem primeru znese drugi člen, ki je posledica menjanja specifične vlažnosti z višino, 4,5 % prvega. Vsekakor more biti ta procent v posameznih primerih znatno povečan.

Če sedaj enačbi (30) in (31) upoštevamo v pogoju (29), vidimo, da v slučaju kadar se v atmosferi specifična vlažnost ne menja z višino, velja za vlažno nezasičeno atmosfero točno isti, sicer pa približno isti kriterij (26), kot za suho atmosfero.

Sedaj nas zanima slučaj, kadar je v zračnem delcu vodna para nasičena in se nahaja kot oblak v nezasičeni atmosferi. Očividno zasluži ta primer našo posebno pozornost. V tem primeru velja mesto enačbe (30) enačba, ki jo dobimo, če odvajamo enačbo (27) in upoštevamo enačbe (10) in (11), enačbo stanja zraka in da je

$$R : R_s = T_v : T \tag{32}$$

Na ta način dobimo za ta drugi primer

$$\frac{dT_v}{dz} = -\frac{T_v}{T}\left[\gamma_w^* + 0{,}608\,(A\,\gamma_w^* - \gamma_h)\,q\right] \quad (\text{za } q = q_w), \tag{33}$$

kjer je

$$\gamma_h = g : R = 34\,^0\mathrm{C}/1000\,\mathrm{m} \tag{34}$$

vertikalni temperaturni gradient homogene atmosfere. V tem primeru je »adiabatski gradient virtuelne temperature« vsaj po obliki precej drugačen, kot v prejšnjem. Sestoji se iz dveh delov, od katerih manjši zavisi od specifične vlažnosti in samo pri velikih vrednostih specifične vlažnosti lahko iznese kar 10 % od prvega in več. Za $q = 10$ g/kg in $\gamma_w^* = 5\,^0$C/1000 m je n. pr. odnos med prvim in drugim členom 100 : 8.

Za razliko od prej moramo v tem primeru smatrati, da je na začetku samo virtuelna temperatura delca enaka virtuelni temperaturi obdajajočega zraka. Stvarna temperatura delca T je zato tedaj nekoliko manjša od temperature T', ki jo ima obdajajoči zrak. Mesto enačbe (31) velja torej v tem primeru enačba

$$\frac{\delta T_v}{\delta z} = -\frac{T_v}{T'}\gamma + 0{,}608\,T'\,\frac{\delta q'}{\delta z} \tag{35}$$

(q' = specifična vlažnost obdajajočega zraka, ki je manjša od specifične vlažnosti q_w delca). Če sedaj enačbi (33) in (35) upoštevamo v pogoju (29), vidimo da je zračni delec, ki je z vodno paro nasičen in se nahaja v nezasičeni atmosferi, v stabilnem, indiferentnem odn. labilnem stanju, kadar je

$$\frac{T_v}{T'}\gamma + 0{,}608\,T'\,\frac{\delta q'}{\delta z} \lesseqgtr \frac{T_v}{T}\left[\gamma_w^* + 0{,}608\,(A\,\gamma_w^* - \gamma_h)\,q\right], \tag{36}$$

oziroma približno, kadar je vertikalni temperaturni gradient γ manjši, enak ali večji od vlažno adiabatskega:

$$\gamma \lesseqgtr \gamma_w^* \tag{37}$$

V primeru, kadar je $\frac{\delta q'}{\delta z} = 0$ ali manjši od nič, je približni pogoj (37) najmanj točen. V takih primerih je potreba v pogoju (37) namesto γ_w^* pisati vrednost, ki je od te že lahko za 0,5 do 1 ^{0}C/1000 m večja ali celo za več.

Končno nam preostane še slučaj, da je atmosfera nasičena z vodno paro. Pri adiabatičnem virtuelnem premiku zračnega delca vertikalno navzgor, ki ima na začetku enako temperaturo, virtuelno temperaturo in s tem tudi specifično vlažnost, kot obdajajoči zrak, se njegova virtuelna temperatura spremeni v skladu z obrazcem (33). Popolnoma analogen obrazec velja za $\frac{\delta T_v}{\delta z}$, samo mesto γ_w^* stoji v njem γ. Če upoštevamo sedaj pogoj (29), vidimo, da za stabilnost atmosfere, ki je nasičena z vodno paro, velja kriterij, ki je popolnoma analogen onemu za suho atmosfero (26), samo da mesto suhoadiabatičnega stoji vlažnodiabatičen temperaturni gradient. V tem primeru velja torej kriterij (37) z vso strogostjo.

SUMMARY

The differential equation for specific humidity (10) and exact formula expressing the saturation-adiabatic lapse rate (25) are developed (using the Clausius-Clapeyron equation). It is shown that saturated atmosphere is in stable, instable or indifferent state if the vertical temperature lapse rate is lower, higher or equal to the pseudo-adiabatic lapse rate. In the none saturated atmosphere the analogical criterion is available only more or lese approximately.

Literatura:

1. Kleinschmidt, E.: Zur Theorie der labilen Anordnung, Meteor. Z. 58 (1941), 157, 308.
2. Čadež, M.: Analiza vremena u FNR Jugoslaviji u 1951 godini, Izdaje SUHMS, Meteorologie, Beiträge zur Physik der Atmosphäre, 29 (1957), 235.
3. — O toploti isparavanja, Hidrometeorološki glasnik, Beograd, III (1950), 19.
4. Hann—Süring, Lehrbuch der Meteorologie, 5. izd. 1938—51, 334.
5. W. Schmidt, vzeto iz Hann—Sürring, 1. c., 593.
6. Čadež, M.: Einige Anwendungen der Clausius-Clapeyronschen Gleichung in der Meteorologie, Beiträge zur Physik der Atmosphäre, 9 (1957), 235.
7. Berry, F. A. Jr., E. Bollay, Norman R. Beers: Handbook of Meteorology, 1945, New York—London, 376, 377.