

I. TERMODYNAKICKA

neroměřitelný člávek -

- úhel dopadu slunečních paprsků
- rozdíl povrchu × oceán (albedo, tep.kapacita, průsvit)
- sklon zemské osy

fázové přechody -

- voda H_2O se na Zemi vyhýtuje pravidelně ve + slunečních
- latentní teplo & energetická výměna
- po kondenzaci vlhkosti se známě zvýší odrazivost

teplota výměna -

- mezi atmosférou - oceánem - povrchem
- vedení tepla, ...

problém zpětných vazeb -

- vliv tlakovodoucí klimatiky
- negativní a pozitivní

termodyn. systém -

- určitý objem hmoty a energie
- uzavřený, kvazizavřený, otevřený - dle výměny hmoty
- izolovaný, kvaziisolovaný - dle výměny energie

př. vnitrohmota je uzavřený / izolovaný systém
 pokud je dost velký nebo je v prostředí podobných vlastností

stavová rovnice -

- funkce 3 stavových procentních $f(pV,T) = 0$
- ideální plyn: $pV = nR^*T$, kde $R^* = 8,314 \text{ J mol}^{-1}\text{K}^{-1}$
- meteorologické trasy: $p\alpha = RT$, $p = pRT$

stavové veličiny ↗ extenzivní -

- závisí na hmotnosti (velká p, římska, T)
- jde o měření v + bode systému
- vhodnější pro meteorologii - popis

A: směrodatý průměr vodní páry, tropy, str. síry, polární oblast



OZON - troposféra - vzniká u povrchu fotoklum. reakce (nejen antropog.)
 - stratosféra - produkováný UV zářením fotochemicky
 - maximál: parc. tlak 22km, zastoupení 35km

průměry - vodní kapaliny a kryštally

- aerosoly - částice: organické, soli, prach, vulk. prach, popel,
- moře - množství: moře 10^3 , povrch 10^4 odleve obl 10^5
- důležitá funkce konduktivity vodních čad

O: Salinita a mořské vody

(závislost na tlakové a teplotní)

	tropický	subtropický	polární	srážky	odpar
m	32	33	34	35	36
‰ psu	32	33	34	35	36
‰ psu	32	33	34	35	36
‰ psu	32	33	34	35	36

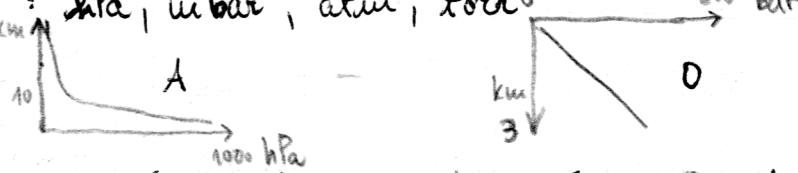
zastoupení solutí: Cl^- 18,9 Na^+ 10,6 SO_4^{2-} 2,6 Mg^{++} 1,3 Ca^{++} 0,4 K^+ 0,4 HCO_3^- 0,1

určení salinity - vodivost roztoku vzhledem k normální vodivosti
 - jednotky psu ≈ koncentraci ‰

②

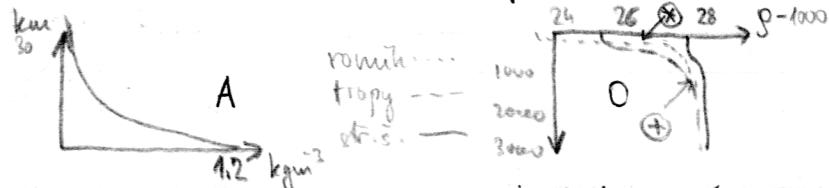
stav. veličiny: tlak

- síla na jednotku plochy (tlačové síly)
- vliv hmotnosti povrchu a průměrného vedení
- jednotky km^{-1} : hPa, mbar, atm, torr
- průběh



vliv hmotnosti a teplotní rovnostnost

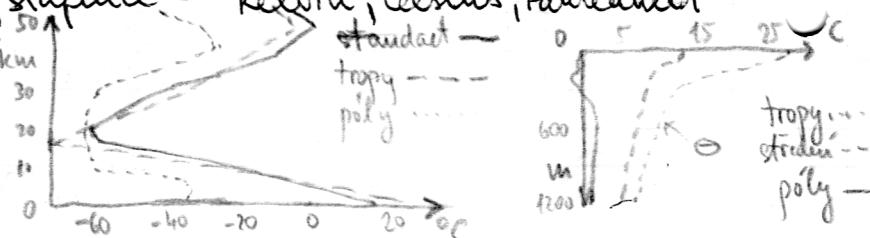
hmotota - průběh

ad 0... vlivem k hmotě dležitosti vody 1000 kg/m^3

- základny jsou dány různou salinitou a teplotou
- ● směšovací vrstva oceánu (piknoklitta) vlivy vln v atmosféře
- ○ piknoklitta - oblast velkých změn hustoty

teplota

- škály stupnice - Kelvin, Celsius, Fahrenheit
- průběh



- A. - vertikální změna: $\mu = -\frac{dT}{dz} \approx 6,5^\circ/\text{km}$ v troposféře (lapse rate)
- O. - polární - stejná voda mydřá lehce záporné teploty
- termoklina \ominus - velký pohyb teploty 300-1000 m vlonky

Kineticická teorie plynu: $pV = \mu R^* T$ kde $\mu = \frac{N}{N_0} N_0 k = R^*$... molar. plyn. konst.

$$\frac{pV}{\mu} = \frac{N}{N_0} kT \quad \text{kde } M = \frac{\mu}{\mu} \quad R' = \frac{R^*}{M} \quad \text{... individ. plyn. konst.}$$

$$\frac{p}{\mu} = \frac{R^*}{M \cdot T}$$

$$\frac{p}{\mu} = \frac{R'}{T}$$

vzduch je směs: $\mu = \sum_j \mu_j$ celkový tlak sonetem parciálních

$$\mu_j V = \mu_j R_j T \quad \text{dosadime} \quad V \sum_j \mu_j = T \sum_j \mu_j R_j$$

$$R_d = \frac{1}{\mu} \sum_j \mu_j R_j \approx 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1} \quad \text{plyn. konst pro vzduch!}$$

$$p_d = R_d T \quad \text{stavová rovnice suchého vzduchu}$$

$$M_d = \frac{1}{\mu} \sum_j \mu_j M_j = \frac{\mu}{\mu} \approx 28.96 \text{ g mol}^{-1} \quad \text{mol. hmotnost vzduchu}$$

$$\text{analogie pro vodní páru: } e = \rho_v R_v T \quad \text{kde } R_v = \frac{R^*}{M_v} \approx 461.5 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\text{celková stavová rovnice: } p_d + e = (p_d R_d + \rho_v R_v) T$$

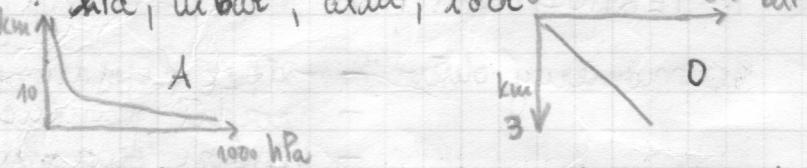
$$R = \frac{\mu_d R_d + \rho_v R_v}{M_d + M_v} = (1-q) R_d + q R_v \quad \text{kde } q = \frac{\rho_v}{\mu_d + \rho_v}$$

$$R_v = \frac{M_v}{M_d} R_d \quad \epsilon = \frac{M_v}{M_d} = \frac{R_d}{R_v} = 0,622 \quad \text{měrná ulohost}$$

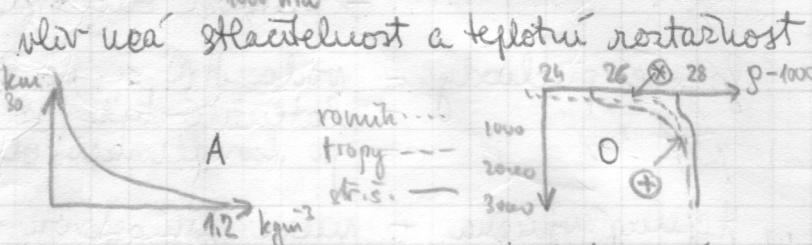
②

stavové veličiny: tlak

- síla na jednotku plochy (tiskové síly)
- vliv hmotnosti povrchu a průměrného vedení
- jednotky km^{-1} : hPa, mbar, atm, torr
- průběh



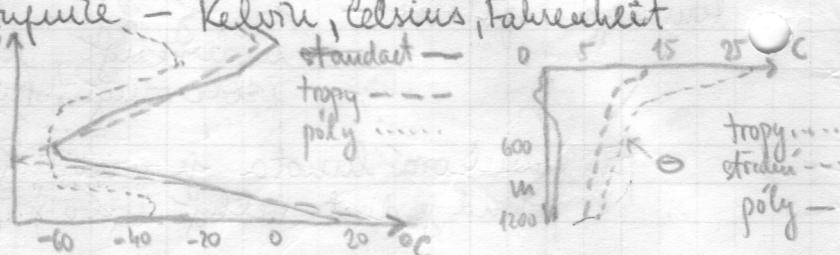
hmota - průběh

ad 0... vlivem k hmotě dostihové vody 100 kg/m^3

- zvýšení jsou daty různou salinitou a teplotou
- ● soudobací vlna oceánu (piknoklitta) vlivem vln atmosféry
- + piknoklitta - oblast velkých zvětšení hustoty

teplota

- skály stupnice - Kelvin, Celsius, Fahrenheit
- průběh



- A - vertikální zmena: $\mu = -\frac{dT}{dz} \approx 6,5^\circ/\text{km}$ v troposféře (lapse rate)
- O - polární - slaná voda mydrá leží za polární teploty
- termoklina Θ - velký pohyb teploty 300-1000 m vloní

Kineticická teorie plynu:

$$\frac{pV}{m} = \mu R^* T \quad \text{kde } \mu = \frac{N}{N_0} \quad N_0 k = R^* \dots \text{molar. plyn. konst.}$$

$$\begin{aligned} \frac{pV}{m} &= \frac{N}{m} R^* T & \text{kde } M = \frac{m}{\mu} \\ \frac{p}{\mu} &= \frac{R^*}{M} \cdot T \\ \frac{p}{\mu} &= \frac{R^*}{M} T \end{aligned} \quad \text{R}' = \frac{R^*}{M} \dots \text{indiv. plyn. konst.}$$

Vzduch je směs: $p = \sum_j p_j$ celkový tlak součtem parciálních

$$p_j V = \mu_j R_j T \quad \text{dosadime} \quad V \sum_j \mu_j = T \sum_j \mu_j R_j$$

$$R_d = \frac{1}{m} \sum_j \mu_j R_j \approx 287 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1} \quad \text{plyn. konst pro vzduch!}$$

 $p_d = R_d T$ stavová rovnice suchého vzduchu

$$M_d = \frac{1}{m} \sum_j \mu_j M_j = \frac{m}{m} \approx 28,96 \text{ g mol}^{-1} \quad \text{mol. hmotnost vzduchu}$$

analogie pro vodní páru: $e = p_v R_v T$ kde $R_v = \frac{R^*}{M_v} \approx 461,5 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ celková stavová rovnice: $p_d + e = (p_d R_d + p_v R_v) T$

$$R = \frac{\mu_d R_d + \mu_v R_v}{M_d + M_v} = (1-q) R_d + q R_v \quad \text{kde } q = \frac{M_v}{M_d + M_v}$$

$$R_v = \frac{M_v}{M_d} R_d \quad \epsilon = \frac{M_v}{M_d} = \frac{R_d}{R_v} = 0,622 \quad \text{měrná ulohost}$$

$$R = R_d \left[1 + q \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \right] = R_d (1 + 0,608 q) \quad \text{celková vzdutí. konst.}$$

Stavová rovnice $\rho x = R_d T (1 + 0,608 q)$ kde $T_{int} = T (1 + 0,608 q)$

9.3. 13:10 - 14:40 DYNAMICKA METEOROLOGIE (2)

Stavová rovnice mořské vody: $S = S(p, T, S) = \frac{S(T_1, S)}{1 - K_T(T_1, S, p)}$ empirická

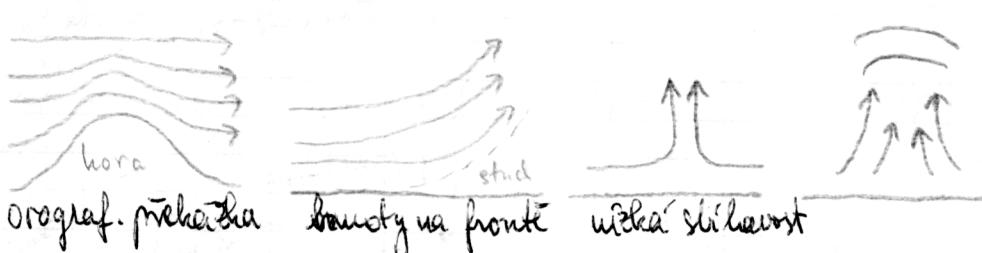
kde funkce: $S(T_1, S) = A + BS + CS^{3/2} + DS^2$

$$K_T(T, S, p) = E + FS + GS^{3/2} + (H + IS + JS^{3/2})p + (M + NS)p^2$$

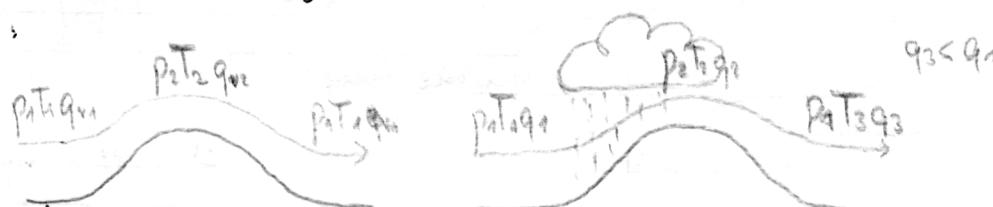
kde koeficienty A, B, \dots, N jsou polynomy do 5. stupně v teplotě T
obrátě: T_f teplota když led se rozpustí

pohyb vzdutí:

- tichové vlny



pohyb vratné a nevratné:



dojde-li ke kondenzaci a snížení na vnitřním kopci, vzdutí za kopcem je sůmí a méně jen teplota

1. věta termodynamická - způsoby přeměny teploty a mechanické energie

práce $dW = - F \cos \theta dx$ při konci systému

$dW = - F dx = - pA dx = - p dV$ práce je koncna na systém hde A - plocha

vnitřní práce $dW = - p dx$ $w = \int_1^2 p dx$ práce systém v deji 1 → 2

$w = \oint dw \neq 0$ práce systém v cyklickém deji nemůže!

teplota - záření (radiace) - kvádro/dlonho vlny
- vedení (konvekce) / advekce -
- (kondukce) -

výměna: $c_2 m_2 (T^1 - T_2) + c_1 m_1 (T^1 - T_1) = 0$ teplota jde z 2 do 1

$$\Delta Q = c_1 m_1 (T_1 - T^1) = c_2 m_2 (T^1 - T_2) \quad \text{velikost tepla}$$

$$T^1 = \frac{c_2 m_2 T_2 + c_1 m_1 T_1}{c_1 m_1 + c_2 m_2} \quad \text{výsledná teplota v rovnici}$$

$$dQ = mc dt \quad \oint dQ \neq 0 \quad \text{není stat. difuzií}$$

$$ds = \alpha dt \quad \beta = dx/dt \quad \text{význam fáz. rychlosti}$$

$$R = R_d [1 + q(\frac{1}{\varepsilon} - 1)] = R_d (1 + 0,608 q) \quad \text{stavová vzdeln. konst.}$$

$$\text{stavová rovnice } p\alpha = R_d T (1 + 0,608 q) \quad \text{kde } T_{int} = T (1 + 0,608 q)$$

9.3. 13:10 - 14:40 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (2)

Stavová rovnice mořské vody: $S = S(p, T, S) = \frac{g(T_1 - S)}{1 - K_T(T, S, p)}$ empirická

$$\text{kde funkce: } g(T_1 - S) = A + BS + CS^{3/2} + DS^2$$

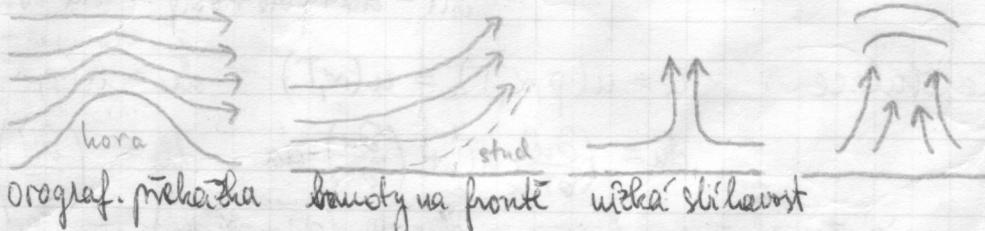
$$K_T(T, S, p) = E + FS + GS^{3/2} + (H + IS + JS^{3/2})p + (M + NS)p^2$$

kde koeficienty A, B, \dots, N jsou polynomy do 5. stupně v teplotě T

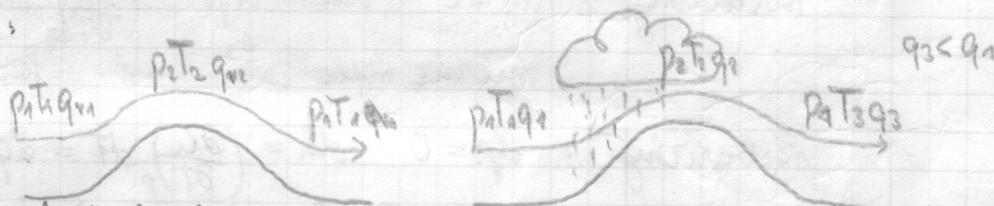
$\%S$ obrácen: T_f teplota když led se rozpustí

Způsoby vzdalení:

- lehké tlakoviny



procesy vratné a nevratné:



dojde-li ke kondenzaci a sněžení na vnitřním kopci, vzdalen za kopcem je sůška a má jinou teplotu

1. věta termodynamická - způsoby přeměny teploty a mechanické energie

$$\text{práce } dW = - F \cos \theta dx \quad \begin{array}{l} \text{pri koná systému} \\ \text{práce je konána na systém} \end{array}$$

$$dW = - F dx = - pA dx = - p dV \quad \text{kde } A \text{ .. plocha}$$

$$\text{vnitřní práce } dw = - p dx \quad w = \int_1^2 p dx \quad \text{práce systém v deji } 1 \rightarrow 2$$

$$w = \oint dw \neq 0 \quad \text{práce systém v cyklickém deji nemůže!}$$

teplota - záření (radiace) - koule/dloně vlny
- vedení (konvekce) / advekce -
- (kondukce) -

$$\text{výměna: } c_2 m_2 (T' - T_2) + c_1 m_1 (T' + T_1) = 0 \quad \text{teplota jde z 2 do 1}$$

$$\Delta Q = c_1 m_1 (T_1 - T') = c_2 m_2 (T' - T_2) \quad \text{velikost tepla}$$

$$T' = \frac{c_2 m_2 T_2 + c_1 m_1 T_1}{c_1 m_1 + c_2 m_2} \quad \text{výsledná teplota v rozmezí}$$

$$dQ = mc dT \quad \oint dQ \neq 0 \quad \text{není stat. difuzníál}$$

$$ds = \gamma dT \quad \gamma = \frac{dT}{dX} \quad \text{význam lze vzhledem k rychlosti}$$

(4)

$$\text{vnitřní energie } U = dQ = dU - dW \quad dq = du - dw$$

$$\Delta U_{\text{isobarický}} \neq 0 \quad \text{je tot. dif.}$$

jež znamená že délka poč. a konec stavu

isostatiké ($dx=0$) a izochorické ($dV=0$) jenž v meteo nepotkáme

isobarické děje ($dp=0$) - probíhají na jisté tlakové hladině

- přízemní procesy (nasycení, rosa, ...)

adiabatický děj ($dq=0$) - práce brana na úkor vnitřní energie

zavedení entalpie

$$\Delta U = U_2 - U_1 = Q_p + W = Q_p - \int_{V_1}^{V_2} p dV = Q_p - p(V_2 - V_1)$$

$$Q_p = U_2 + pV_2 - (U_1 + pV_1) \quad \text{teplota při konst. tlaku}$$

$$H(U, p, V) = U + pV \quad dH = Q_p \quad \text{entalpie}$$

$$dH = dU + pdV + Vdp = dq + Vdp \quad dh = dq + \alpha dp \quad \text{difer.}$$

Rekapitulace : $u = u(p, \alpha, T) = u(\alpha, T) \quad du = h(p, \alpha, T) = h(p, T)$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_x dT + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_T dx \quad dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp$$

isostatiky : $dx = 0 \quad du = dq_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_x dT$

$$\text{měrné teplo při konst. objemu} \quad C_V = \frac{dq_v}{dT} = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_x$$

isobariky : $dp = 0 \quad dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT = dq_p$

$$\text{měrné teplo při konstantním tlaku} \quad C_p = \frac{dq_p}{dT} = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$$

rozdíl mezi těpely : $C_p - C_V = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_x = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial x}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_x$

$$\text{takže} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_x + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial T} \right)_p \quad u = u(\alpha, T)$$

$$C_p - C_V = p \left(\frac{\partial x}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial T} \right)_p = R \quad \text{pro id. plynu.}$$

trasy vnitřní v meteo : $dq_r = C_V dT + p dx$

$$dq = C_p dT - \alpha dp$$

energet. příkon $\frac{dq}{dz} = C_p \frac{dT}{dz} - \alpha \frac{dp}{dz} \stackrel{\text{RHSR}}{=} C_p \frac{dT}{dz} + \cancel{\alpha \frac{dp}{dz}} = 0$

teplotní gradient $\gamma = - \frac{dT}{dz}$ pro adiabat. děj $\gamma_d = \frac{g}{C_p}$

M.3. 10:40° - 13:00 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (3)

geopotenciál : $\vec{g} = - \text{grad } \Phi \quad g = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{1}{h_\Phi} \quad \delta \Phi = g \delta z$

geodyn. deklinace : $h_\Phi = \frac{1}{g} = \begin{cases} 1,022 \text{ dm} \\ 1,017 \text{ dm} \end{cases} \quad \text{geopt. deklinace} = \frac{9,8}{g}$

síla tlakového gradiantu: $\vec{b} = -\alpha \nabla p$

vertikální tlakový stupeň: $\frac{1}{p_0} = \left| \frac{\partial p}{\partial z} \right|$ $h_p = 8 \text{ m}$ u povrchu (na $\Delta p = 1 \text{ hPa}$)
vertikální změny větší než horizontální, horizontální

oceán hydrostatické normativy: $dp = -\rho g dz$

předpoklad: malá rychlosť resp. rychlosť vertikální (ne barvy)
pokud síla tlaku a tráž jde dominantní

její tvary: $\vec{b} + \vec{g} = 0$ $-\alpha \nabla p - \nabla \phi = 0$ na jo hustota
 $-\nabla p - \rho \nabla \phi = 0$ na jo objem

poznámka: historicky měrení tlaku jednodušší než měření výšky

syntenze součadné: $z, p \rightarrow$ zjednodušený tvare norm (RK, HSR)

Atmosféra s konst. teplotním stupněm

- $T = T_0 - \gamma z$ $dp = -\rho g dz$ $dp = -\frac{\rho g}{R_d T} dz$ $\frac{dp}{p} = -\frac{g dz}{R_d (T_0 - \gamma z)}$
 $\int \frac{dp}{p} = \frac{g}{R_d \gamma} \int \frac{-1/dz}{T_0 - \gamma z}$ $\ln \frac{p}{p_0} = \frac{g}{R_d \gamma} \ln \left(\frac{T_0}{T_0 - \gamma z} \right)$ $\ln \frac{p}{p_0} = + \frac{g}{R_d \gamma} \ln \frac{T_0}{T_0 - \gamma z}$
- $p = p_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{g}{R_d \gamma}} = p_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{g}{\gamma}}$

- $\rho \alpha = R_d T$ log. derivace $\frac{dp}{p} + \frac{dx}{\alpha} = \frac{dT}{T}$ $\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = \frac{1}{p} \frac{de}{dz} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}$
 $\frac{de}{dz} = \frac{g}{p} \frac{dp}{dz} - \frac{g}{T} \frac{dT}{dz} = -\frac{g^2}{p} - \frac{g}{T} \frac{dT}{dz} = -\frac{g g}{R_d T} - \frac{g}{T} \frac{dT}{dz} = -\frac{g}{T} \left(\frac{g}{R_d} + \frac{dT}{dz} \right)$

závorka: hmotný gradient teploty $\gamma_c = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{R_d}$

$\gamma > \gamma_c$ $g \uparrow$ s výškou (nestabilní) $\gamma < \gamma_c$ $g \downarrow$ s výškou (ok)

- autokonvektivní gradient (adiabatický) $\gamma = \frac{g}{C_p} = 1^\circ / 100 \text{ m} \rightarrow$ konvekce

Obecně $dp = -\rho g dz$ $dp = -\frac{\rho}{R_d T_v} g dz$
 $\int \frac{R_d T_v}{p} dp = - \int_{z_1}^{z_2} g dz$ $\int_{z_1}^{z_2} g dz = -R_d \int_{p_1}^{p_2} T_v d(\ln p) = -R_d \bar{T}_v \int_{p_1}^{p_2} d(\ln p)$

oceán hypsometrická: $z_2 - z_1 = -\frac{R_d \bar{T}_v}{g} \ln \frac{p_2}{p_1}$ nebo $\Phi_2 - \Phi_1 = -R_d \bar{T}_v \ln \frac{p_2}{p_1}$

Claudius - Chapeyronova oceán $\rightarrow \frac{1}{e_s} \frac{des}{dz} = \frac{L_{ev}}{R_d T^2} \frac{dT}{dz}$ $s.$ index suchých vodivk
 $v.$ index vodivé páry

marným párem stoupá a ochlazuje se \rightarrow odpadají kondenzaty

$\rightarrow -L_{adms} = (1 + w_s) (c_{pm} dt - R_{in} T \frac{dp}{p})$

kde L ... německé teploty fázového přechodu kondenzace

w_s ... směsice párov a jejich změna

L_{adms} ... Q teplotu marného otepluje suchý vodiv a způsobuje páru

6

$$\text{gradient } \gamma_s = -\frac{dT}{dz} = \frac{1}{C_{pm}} \frac{L}{1+ms} \frac{dms}{dz} + \frac{g}{C_{pm}}$$

→ vztahy pro vlnkost: $ms = 0,622 \cdot es$

$$\text{log. derivační: } \frac{1}{ms} \frac{dms}{dz} = \frac{1}{es} \frac{des}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}$$

$$\text{dosaď z CC ree: } \frac{dms}{dz} = -\frac{ms L}{Rv T^2} \gamma_s + \frac{g ms}{Rv T}$$

$$\text{a užijeme do } \gamma_s: \gamma_s = \frac{-1}{C_{pm}} \frac{L^2 ms}{Rv T^2 (1+ms)} \gamma_s + \frac{1}{C_{pm}} \frac{L}{(1+ms) Rv T} \frac{g ms}{Rv T} + \frac{g}{C_{pm}}$$

$$\gamma_s = \frac{\frac{1}{C_{pm}} \frac{ms g L}{(1+ms) Rv T} + \frac{g}{C_{pm}}}{1 + \frac{1}{C_{pm}} \frac{ms L^2}{(1+ms) Rv T^2}} \doteq \gamma_d \frac{1 + \frac{L ms}{Rd T}}{1 + \frac{L^2 ms}{Cpd Rv T^2}}$$

kde: $1+ms \doteq 1$

$$Rm \doteq Rd$$

$$\frac{Rm}{Cpm} = \frac{Rd}{Cpd} (1-0,2m)$$

$$\frac{Cpm}{Cpd} \doteq 1$$

kde $L \doteq 10^6$

$$Rv = 461$$

$$Rd = 287$$

18.3. 11:00 - 13:00 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (4)

$$\text{potenciální teplota } T = \theta = T \left(\frac{p_s}{p} \right)^{R/C_p}$$

získáme ji adiabatickým procesem
restupem γ altnatně kahn p
ve tlak masyce p_s

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{C_p} \frac{dp}{p}$$

$$c_p T \frac{d\theta}{\theta} = c_p dT - \left(\frac{RT}{p} \right) dp = dQ \quad \text{HVT}$$

vzak k 1. HVT

$$dQ = c_p T / \theta d\theta$$

při adiabat. deji se pot. teplota nemění

jedloume - teplotní rozdíl vzdalenek bez polohy

$$\gamma_e = -\frac{\delta T}{\delta z}$$

- změna teploty vzdále jin stranou

$$\gamma_e = -\frac{\delta T}{\delta z}, \dots \text{vzdále}$$

$$\text{změnou vzdále } \dot{v}_z = -g - \alpha' \frac{\partial p}{\partial z} = g \frac{\alpha' - \alpha}{\alpha} \quad \alpha' > \alpha$$

$$\dot{v}_z = g \frac{T' - T}{T} \text{ nebo } \alpha' = \frac{Rd T'}{p}$$

$$\alpha' > \alpha \quad \text{vzdále výši než okolí} \Rightarrow \dot{v}_z > 0 \quad \text{a stoupá}$$

$$\alpha' < \alpha \quad \text{vzdále výši nižší než okolí} \Rightarrow \dot{v}_z < 0 \quad \text{a klesá}$$

geom. diff. teploty

$$\delta T = T - T_0 = \frac{\delta T}{\delta z} dz = -\gamma dz$$

integrovac

$$T' - T = (\gamma - \gamma') z$$

$$\dot{v}_z = g \frac{\gamma - \gamma'}{T} z$$

povrch individualního a geometrického gradientu $\gamma < \gamma'$

stabilní rovnováha $\Rightarrow \dot{v}_z < 0$
instabilní rovnováha $\Rightarrow \dot{v}_z > 0$



as .. nesouhlasí adiabata
ad .. souběžná adiabata
ac .. antikorotacionální gradient

Css .. absolutně stabilní stav $f < f_s < f_d$
Cis .. indiferentní stabilita $f_e = f_s < f_d$
Cis .. polohově instabilita $f < f_d \quad f > f_s$
Cis .. nestabilní pro význam, stav pro seba $f = f_d > f_s$
Cni .. indiferentní instabilita $f = f_d > f_s$
Cun .. absolutní instabilita $f > f_d > f_s$

může menit stát na postupu zákonu struk

Spotředná

metoda částice

max rychlos

max zrychlení

co získat daly

$$\rightarrow \text{pro } f_{\text{st}} = -\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$$

- plocha nad adiabaton

- získává energii

- uvykluje se

- plocha pod adiabaton

- ztrácí energie

- je hřívána

teplotní zdrojení

R

B

HVK .. hladina volné konvekce

VKV .. konvektivní horizontální hladina

VKH .. volná horizontální hladina

C .. charakteristický bod

Tc .. konvektivní hladina

Tm .. max. teplota v tom dní

HVK

VKH

C

VKH

Tc

pozdnína - na gradient f^* má přes vzt. teplotu vliv vlnnost

úpravy k energii

$$\dot{N}_z = g \frac{\alpha' - \alpha}{\alpha} \quad dz \frac{d\dot{N}_z}{dt} = g \frac{\alpha' - \alpha}{\alpha} dz$$

$$d\left(\frac{1}{2} \dot{N}_z^2\right) = g \frac{\alpha' - \alpha}{\alpha} dz \quad \left[\frac{1}{2} \dot{N}_z^2\right]_a^b = - \int_a^{p_0} (\alpha' - \alpha) dp$$

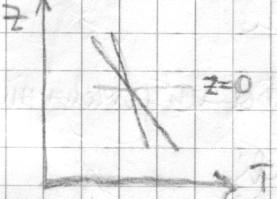
6.4. 13:20 - 14:00

DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (5)

pot. teplota :

$$\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^R / g \quad \frac{dp}{dz} = -g \frac{\alpha}{\rho}$$

$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} = \frac{R}{C_p} \frac{1}{P} \frac{dp}{dz} \quad \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = \frac{dT}{dz} + \frac{RT}{C_p} \frac{g}{P}$$



$$\frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = f_d - f$$

změna pot. teploty s výškou je úměrná zvětšení specifického gravitačního tlaku. a altitudeho tepl. gradientu

$$-\alpha P$$

$$\text{smíšené zrychlení: } \frac{dw}{dt} = \frac{d^2 z}{dt^2} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = g \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = g \frac{T - T_0}{T_0} = g \frac{\theta - \theta_0}{\theta_0}$$

váde $\rho_0 = \rho T$

$$T_0(\rho_0 - \rho) = \rho(T - T_0) \quad \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \frac{T - T_0}{T_0}$$

diferenciální pot. tepl.

$$\theta_0(z) = \theta_0(0) + \frac{\partial \theta_0}{\partial z} dz$$

O

$$\text{potom: } \frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -g \frac{d\theta_0}{dz} dz$$

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -N^2 dz$$

Brent Vaisalova funkce

$$N^2 \equiv g \frac{d\ln \theta_0}{dz}$$

$$\text{oscilace } N^2 = g \frac{f_d - f}{T}$$

řešení vlnové rovnice

$$(\delta z) = e^{-iNt}$$

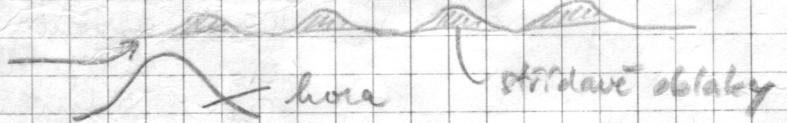
typické biodiverzity

$$N = \frac{10}{280} (1 - 0,65) \doteq 0,012 \approx 10^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$P = \frac{2\pi}{N} \approx 10 \text{ min}, 600 \text{ s}$$

$$s = N \cdot t \approx 6 \text{ km}$$

altocumulus lenticularis



8.4. 11:00 - 12:50 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (6)

taugenita $\vec{F} = \frac{d\vec{r}}{|d\vec{r}|} = \frac{d\vec{r}}{ds} \quad \vec{N} = \frac{d\vec{t}}{|d\vec{t}|}$ normála

$$\vec{F} = \frac{d\vec{t}}{dt} = \frac{dt}{|dt|} \frac{|dt|}{d\Psi} \frac{d\Psi}{ds} \frac{ds}{dt} = \vec{N} \cdot 1 \cdot K \cdot n \quad \text{kde } K = \frac{1}{R} \text{ krivost}$$

zvyklost $\vec{v} = n\vec{F} + n\vec{t} = n\vec{F} + n^2 KN$

souřaditová soustava : absolutní relativní meteo-hamiltoniánská ($x \rightarrow V, y \rightarrow S, z \rightarrow \omega$)

příslušné síly : tlakového gradientu, tihová, (Coriolisova)

pohybové rychlosti : Newtonova transformace do relativní soustavy

proudění : vertikální (10^{-2} m/s) < horizontální (10^3 m/s)

mladina - ekvipotenciální plocha - oskulatér rovna a hranice \odot

prisydy - "geostrofický" anticyklonální cyklonální

\vec{F} do vnitřku \vec{F} do venku

cyklóny smysl vlny

velkorys = rychlosť = rýchlosť do stredu oblačin
= tlakové rychlosť Země = rýchlosť k severu

zonalní rovina = vornoběžka = vymerená částice na povrchu při rotač.

Coriolisova síla - přispívá doprava na lev. polohouli doliva na pravou polohouli

parametr = $2\Omega_z \sin \Psi$
= je vlivový na rovníku

$$\text{Coriolisova síla horizontální } \vec{C}_H = -2\Omega_z N \vec{r} = -2\Omega_z N \vec{h} \times \vec{t} = -2\vec{\Omega}_z \times \vec{N}$$

Rovnice vertikální $\ddot{v}_z = b_z + c_z - g \quad (b_z = g)?$

tíze $-g$.. pro pozorovatele původního k. Země pokud se polohuje, síla je jiná

virtuální tíze $g^* = g - \frac{N^2}{a} - 2\Omega_z v_x \quad g^* > g$ \leftarrow výši
 $g^* < g$ \rightarrow leží

kde $a = 6371 \text{ km}$ (poloměr)

Coriolisova složka - $v_x > 0$, má východ
 $v_x < 0$, má západ částice je lehčí
 težší

modifikace korekce při $v = 100 \text{ m/s}$ (jet stream) : odstředivá $0,0016 \text{ m}^2/\text{s}$
 Coriolisova $0,012 \text{ m}^2/\text{s}^2$
 jen mění směr nevyhnutelnou cestu putojící mezi

Rovnice tangenciální $\dot{v} = b_N = -\alpha \frac{\partial p}{\partial s}$

interpretace - částice kde mení směr rychlosti při přechodu isobar
 - při geostrofickém proudění je uvolněno
 - tlak $\uparrow \downarrow \Leftrightarrow$ rychlosť $\downarrow \uparrow$

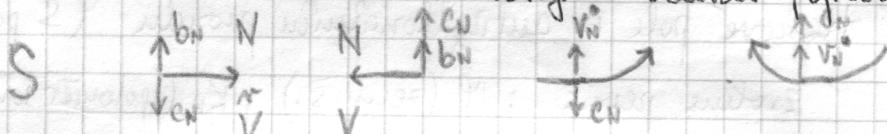
gradientní proud = proud podél isobar
 - rychlosť je konstantní ubož extremin

Rovnice normálová $\dot{v}_N = b_N + c_N$

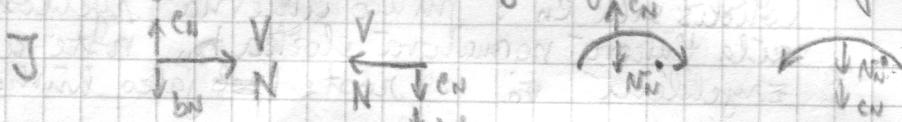
$$K_H v^2 + 2 \Omega_z v - b_N = 0$$

kde K_H .. poloměr hmotnosti horizontálního proudění
 $\Omega_z = |\Omega \sin \varphi|$ kde φ je zeměpis. šířka

korespondující síly - na severu $+20^\circ$ na jihu -20°
 - stejná velikost, opačný směr Coriolise



rovnice geostrofické anticyklonické cyclonické anticyklonické : proud



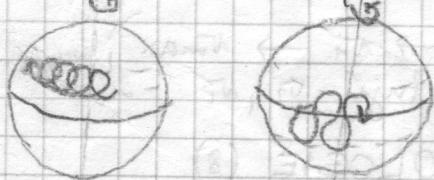
inerciální proud - $b_N = 0$ jediná působící síla Coriolisova

baríky - Coriolisova síla proti síle tlak gradientu
 - podle významné velikosti rozlišujeme 3 druhy (obr)

13.4. 13:26 – 14:44 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (?)

i) reacce geostrofického proudu $0 = b_N + c_N \quad \dot{v}_N = 0$

ii) reacce inerciálneho proudu $\dot{v}_N = c_N \quad b_N = 0$ normálová složka tlak. sily



$$K_H v^2 + 2 \Omega_z v = 0 \quad N_{\text{inert}} = -\frac{2 \Omega_z}{K_H}$$

na S anticyklonické, na J cyclonické na Rovinách
 na rovinách náma cyclonický smysl

iii) reacce cyklostrofického proudu $\dot{v}_N = b_N \quad c_N = 0$

předpoklad : malá oblast, kde se mimo měřit Coriolisovo parametr
 poloměr odstředivé síly a Coriolisova parametr je velký

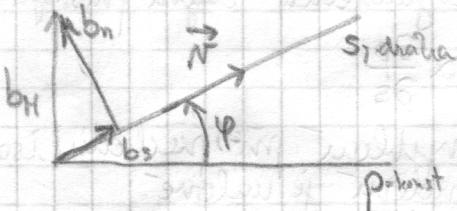
$$\text{Rozdílné číslo } R_o = \frac{N}{\Omega R I} \approx 10^3 \text{ pro } v = 30 \text{ m/s}, R = 300 \text{ m}$$

10

příklady: tornáda, čertky (nad vodou, snopem)
smysl: cyklonální ($>$) anticyklonální

Liberující horizontální proud (ber tření)

1.



p... isobara \downarrow na tlak. sílu ... b_H

složky tlak. sily: $b_s = b_H \sin \varphi$

$$\text{normálová složka: } b_n^2 = b_H^2 - b_s^2 = b_H^2 - N^2$$

spec. gradientní proud $b_n = b_H$, $b_s = 0$

I... počátek všechno deje

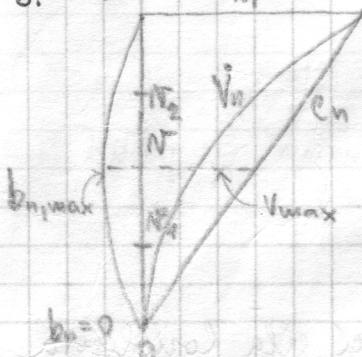
G... prudkovost dosahu Coriolise

g... dráha geostrofického proudu $|b_n| = |c_n|$

i... dráha inerciálního proudu $b_n = 0$

c_n ... Coriolisova síla velikosti $|I\vec{G}|$

- mípady: $B^{(1)}$... barický $|b_n| > |c_n|$ cyklonální
 $B^{(2)}$... barický $|b_n| < |c_n|$ anticyklonální
 $B^{(3)}$... antibarický $|b_n| \leq |c_n|$ anticyklonální

3. $b_n=0$ 

tlakové pole v anticyklonálním proudu (S polohou)

zvolme pevné: φ (zem.-s.), K_H (polovina krivosti)

rychlosť v : roste lineárne od 0 podél čáry N .

Coriolis síla c_n : málo úmerná rychlosti

síla tlaková normálová složka b_n : roste a klesá

zrychlení v_n : roste - jako hůvka V_n

$b_{n,max}$ - maximum normálové tlak. síly

N_{max} - rychlosť približne $b_{n,max}$

N_i - maximálna rychlosť

analyticky:

$$K_H N^2 + 2 \Omega_z N - b_n = 0$$

$$2 K_H N + 2 \Omega_z - \frac{\partial b_n}{\partial v} = 0$$

derivačné podm. maxima b_n

$$N_{max} = - \frac{\Omega_z}{K_H} = \frac{N_i}{2}$$

$$N_1 + N_2 = 2V_{max} = N_i$$

reálne: rychlosť roste $0 \rightarrow N_i \rightarrow N_{max}$, ale dále se nevyhýňuje V_i, N_i

20.4. 13:20 - 14:40 DYNAMICKA METEOROLOGIE (8)

dynamické zdrojovanie maximu rychlosťi V_{max} pri $b_{n,max}$

cirk. teóriu

$$\frac{dC}{dt} = N - 2\Omega \frac{d\Sigma}{dt}$$

kde C ... cirkulace

N ... počet solenoidù

integrácia

$$C - C_0 = 2\Omega (\Sigma - \Sigma_0)$$

Ω ... tlaková rychlosť otáčení Země

Σ ... plochy prihľad do sondy sondy

$$C + 2\Omega \Sigma = \text{konst} \quad \text{kde} \quad C = 2\pi R^2 w$$

$$R^2(w + \Omega_z) = \text{konst} \quad \Sigma = \pi R^2 \sin \varphi$$

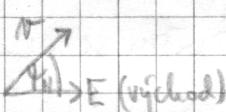
$$\Omega_z = \Omega \sin \varphi$$

a) $R \rightarrow 0$ plocha se zmenšuje
cyklonální proudění $w + \Omega_z \rightarrow \infty$
 $w \rightarrow \infty$

b) $R \rightarrow \infty$ plocha se zvětšuje
anti-cyclonální proudění $w + \Omega_z \rightarrow 0$
 $w \rightarrow \Omega_z$ konečná ($\approx v_{wind}$)!

trajektorie - soukromost poloh individuální částice v proudu
proudnice - v každém místě těsná k vektoru rychlosti

Horizontalní křivost K_H



$\Psi_H = \Psi_H(S_H, t)$ úhel mezi vektorem \vec{r} a výhodnou směrem
je funkce elementu dráhy a času (vít)

$$d\Psi_H = \frac{\partial \Psi_H}{\partial S_H} dS_H + \frac{\partial \Psi_H}{\partial t} dt \quad \text{kde} \quad \frac{d\Psi_H}{dS_H} = K_H \text{ křivost trajektorie}$$

$$K_H = K_{HS} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_H}{\partial t}$$

trajektorie proudu lokální změna
(směr větru)

$$\frac{\partial \Psi_H}{\partial S_H} = K_{HS} \text{ křivost proudu}$$

$$\frac{ds}{dt} = \frac{dS_H}{dt} = v \text{ rychlosť}$$

TAB Radová velikost členů polynómové rovnice

$$\vec{r} = -\alpha \nabla_H p + f \vec{r} \times \vec{k} \quad /x \vec{k} \text{ zanedbáno tření}$$

$$-\nabla_p \Phi \quad \text{■ určující síly tlakorá a Coriolisova}$$

$$0 = -\alpha \nabla_H p \times \vec{k} - f \vec{r} (\vec{k} \cdot \vec{k}) + \vec{k} (f \vec{r} \cdot \vec{k}) \quad \text{geostrofický proud}$$

$$\Rightarrow \text{zvyšuje nálož}$$

$$\vec{r}_{geo} = -\frac{\alpha}{f} \nabla_H p \times \vec{k} \quad v \text{ horizontální pláse}$$

$$\vec{r}_{geo} = -\frac{1}{f} \nabla_p \Phi \times \vec{k} \quad v \text{ izobáriké soustavě}$$

$$f \vec{r}_{geo} = -\nabla_p \Phi \times \vec{k} \quad \text{aplikujeme divergenci } \nabla_p.$$

$$f \nabla_p \cdot \vec{r}_g + \vec{r}_g \cdot \nabla_p f = -\vec{k} \cdot (\nabla_p \times \nabla_p \Phi) + \nabla_p \Phi \cdot (\nabla_p \times \vec{k}) = 0 \quad v \text{ p-systému}$$

$$\nabla_p \cdot \vec{r}_g = -\frac{1}{f} \vec{r}_g \nabla_p f \quad \text{divergence geostrofického proudu}$$

- obecné nálož
- nálož po horizontálkách (Coriolis konstanta)

$$\nabla_H \cdot \vec{r}_g = -\frac{1}{f} \vec{r}_g \cdot \nabla_H f - \frac{1}{f} \vec{k} \cdot (\nabla_H \vec{x} \times \nabla_H p) \quad v \text{ z-systému}$$

2. člen solenoidální - přet isot-izobar-solenoidu v horiz. rovině
- zanedbatelný

Změna větru s výškou

stálé (státem) větrů - změna směru větru s výškou
s izobárikou biladvak

měření balóneu - s přemostí na 1° (nestálosti)
- také vliv horizontálních převímk

Termální větr - vektorový rozdíl vektoru směru větru ve dvou horizontálních vzdálenostech výškových hladinách

$$\text{indexy g.-geostrofické} \quad \vec{N_T} = \Delta \vec{v} = \vec{V}_1 - \vec{V}_0 \quad \text{kde } dp = -gg dz / \text{int}$$

f. termálnum

$$\vec{N_T} = \Delta \vec{v} = \vec{V}_1 - \vec{V}_0$$

$$p_1 = p_0 - g g_m (z_1 - z_0)$$

$$\vec{V}_{Tg} = f(x_0 \nabla_H p_0 - \alpha_1 \nabla_H p_1) \times \vec{k}$$

$$\vec{V}_{Tg} = f(x_0 \nabla_H p_0 - \alpha_1 \nabla_H p_0 + \alpha_1 g(z_1 - z_0) \nabla_H g_m) \times \vec{k}$$

$$\vec{N}_{Tg} = \vec{V}_{go} \left(\frac{p_0}{p_1} - 1 \right) + \frac{g}{f g_m} (z_1 - z_0) \nabla_H g_m \times \vec{k}$$

$$\vec{N}_{Tg} = \frac{p_0}{p_1} \vec{V}_{go} - \vec{V}_{go} \quad \text{2. člen je rádově menší}$$

$$\blacksquare S_1 \vec{V}_{go} = p_0 \vec{V}_{go} \quad \text{"měrná rychlosť větru se nemění"}$$

$$\vec{N}_{Tg} = \left(\frac{T_1}{T_0} - 1 \right) \vec{V}_{go} - \frac{g}{f} (z_1 - z_0) T_1 \nabla_H \left(\frac{1}{T_m} \right) \times \vec{k} \quad \text{1. člen malý}$$

termální větr vane podél izoterem (napravo $T \uparrow$, levotočivý $T \downarrow$)

$$\text{kde jsou větve } z_1 - z_0 = R_d T_m g^{-1} \ln \frac{p_0}{p_1} \quad / \nabla_H$$

$$0 = \dots$$

$$\text{v p-systému: } \vec{V}_{gt} = \vec{V}_{g1} - \vec{V}_{g2} = - \frac{g}{f} \nabla_p (z_1 - z_0) \times \vec{k} =$$

$$= - \frac{g}{f} \nabla (z_1 - z_0) \times \vec{k} = - \frac{g}{f} \nabla p \vec{k} \times \vec{k}$$

kde li ... konšta (isobarické výšky, "relativní topografie")
hledá ji menší pro T_1 a větr pro T_1

větr vane podél isolypsa (nalevo \downarrow , napravo \uparrow)

isolypsa - absolutní topografie - spojuje míst se stejnou geopotenciální výškou isobarické hladiny (700 mb)

- relativní topografie - spojuje míst se stejnou geopotenciální vzdálostí 2 isobas. hladin (500-1000)

Stříhl větru geostrofického $\vec{V_g} = - \frac{\alpha}{f} \nabla_H p \times \vec{k}$ deníky paralelně k

$$\frac{\partial \vec{V_g}}{\partial z} = - \frac{1}{f} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \nabla_H p \times \vec{k} - \frac{\alpha}{f} \nabla_H \frac{\partial p}{\partial z} \times \vec{k} \quad \text{kde } \frac{\partial p}{\partial z} = -gg$$

$$\text{kde } \alpha = \frac{R_d T}{P} \quad \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} = \frac{1}{f} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial z} \quad \frac{\partial \alpha}{\partial z} = \frac{\alpha}{T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{P}$$

$$\frac{\partial \vec{V_g}}{\partial z} = \frac{g}{f} \left(\frac{\nabla_H p}{P} - \frac{\nabla_H T}{T} \right) \times \vec{k} + \vec{N_g} \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{2. člen malý}$$

$$\text{kde } P = g R_d T \quad \frac{\nabla_H p}{P} = \frac{\nabla_H S}{P} + \frac{\nabla_H T}{T} \quad \begin{matrix} \text{logaritmická záloha} \\ \nabla_H \text{ na stav. rei} \end{matrix}$$

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} = -\frac{g}{f} \frac{\nabla_H T}{T} \times \vec{k}$$

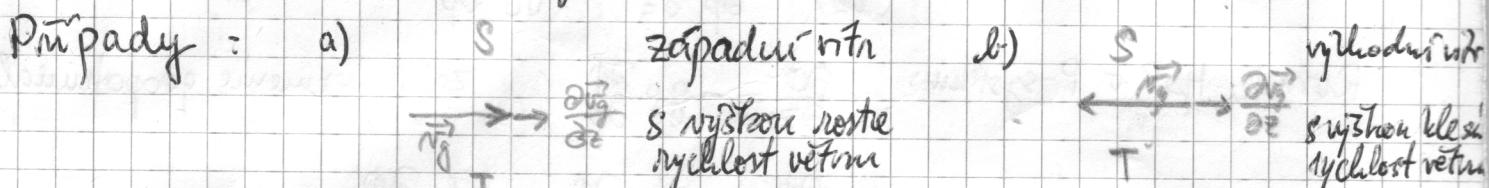
strm větrn podél izoterm
(nejvýšo T_H , nejnižšo T_L)

v p-systemu : $\vec{v}_g = -\frac{1}{f} \nabla_p \phi \times \vec{k}$ par. derivace podle tlaku

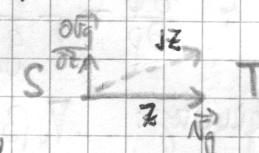
$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial p} = -\frac{1}{f} \nabla_p \frac{\partial \phi}{\partial p} \times \vec{k} = \frac{1}{f} \nabla_p \alpha \times \vec{k} = \frac{\alpha}{fT} \nabla_p T \times \vec{k}$$

kde $\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\alpha$ kde $\frac{\nabla_p \alpha}{\alpha} = \frac{\nabla_p T}{T}$

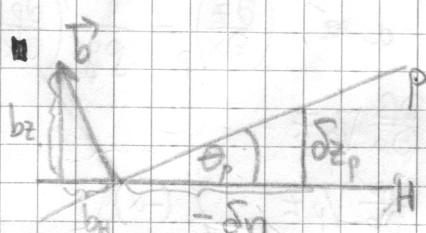
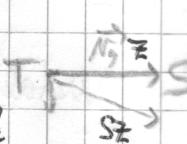
a zpět z: $\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} = -\frac{g}{fT} \nabla_p T \times \vec{k}$ strm větrn



c) studená fronta
od západu
stačí větr proti
směru hodinových



d) teplá fronta
od západu
stačí větr po
směru hodinových



θ_p úhlový def.
 H výšková hladina
 δz_p přemyslení p vnitř H
 δn vodorovná vzdálenost

Ω_p úhel shledu p vnitř H
 B síla tlak. gradientu
bz - složka soud
bn - složka horizontální

$$\tan \theta_p = \frac{\delta n}{\delta z} = -\frac{\delta z_p}{\delta n} = \frac{\delta n}{g^*} \approx \frac{\delta n}{g} = \frac{2 \Omega_p N_g}{g}$$

Pohled je bobanová a horizontální ftočné, můžeme vliv
kém větrů úhel θ_p tím větrů vliv na rychlos větru.

Gradientové proudění - má vlnové křivé, ale nemají norm. zrychlinu

$$K_H N \vec{N} \times \vec{k} = -\frac{1}{f} \nabla_H p + f \vec{F} \times \vec{k}$$

fiktales norm. zrychlin. zrychl.

$$K_H N \vec{N} (\vec{k} \cdot \vec{k}) = -\alpha \nabla_H p \times \vec{k} - f \vec{F} (\vec{k} \cdot \vec{k})$$

vektor 3 součin

$$\vec{N} \left(1 + \frac{K_H N}{f} \right) = -\frac{\alpha}{f} \nabla_H p \times \vec{k} = \vec{v}_g$$

rychlos grad. větru

$$\vec{N}_{gr} = \frac{\vec{v}_g}{1 + K_H N f^{-1}}$$

ale $|\vec{N}_{gr}| \neq |\vec{v}_g|$

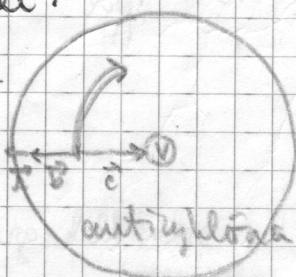
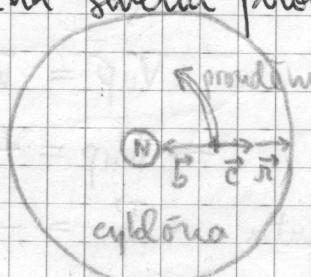
kde $N_{gr} < v_g$ pro cyklonální ($K_H > 0$)
 $N_{gr} > v_g$ pro anticyklonální ($K_H < 0$)

romorálie sil v horizontální na severní polokouli:

b.. tlak gradientu

c.. centrisova

f.. odstředivá
(zahrnuje proudení)



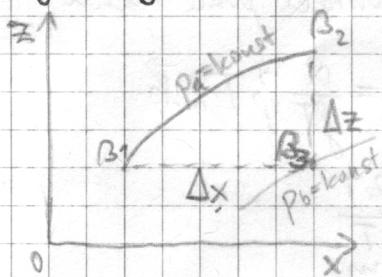
14

27.4. 13:20 - 14:40 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (10)

Systémové souřadnice

$$\vec{P}_Z : \begin{cases} (x, y, p, t) \\ (x_1, y_1, z_1, t) \end{cases}$$

β.. lib. fyz. veličina



$$\left(\frac{\partial \beta}{\partial x}\right)_z = \frac{\beta_2 - \beta_1}{\Delta x} = \frac{\beta_{z2} - \beta_{z1}}{\Delta x} + \frac{\beta_{z3} - \beta_{z2}}{\Delta p} \frac{\Delta p}{\Delta x} = \left(\frac{\partial \beta}{\partial x}\right)_p + \frac{\partial \beta}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial \beta}{\partial x}\right)_z = \left(\frac{\partial \beta}{\partial x}\right)_p + \frac{\partial \beta}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z \quad \& \quad \left(\frac{\partial \beta}{\partial y}\right)_z = \left(\frac{\partial \beta}{\partial y}\right)_p + \frac{\partial \beta}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_z$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial z} = \frac{\partial \beta}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial z} = -g g \frac{\partial \beta}{\partial p} \quad \text{platí jen HS rotovaté}$$

Rovnice HSR v P-systému:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -g g \frac{\partial \phi}{\partial p}$$

za β vereme geopotenciál φ

$$\blacksquare \quad \frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{1}{gg} \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial(gz)} = -\alpha$$

Vztah mezi PaS gradienty: $\nabla_H \beta = \nabla_p \beta + \frac{\partial \beta}{\partial p} \nabla_H p$ sestavím rci pro x, y

$$\text{za } \beta \text{ vereme } z: 0 = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_p + \frac{\partial z}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z \text{ dává } \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_p = \frac{1}{gg} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z$$

$$\text{vyložíme } \nabla_H: \quad \nabla_H \beta = \nabla_p \beta + gg \frac{\partial \beta}{\partial p} \nabla_p z$$

$$\text{ted za } \beta \text{ vereme } p: \quad \nabla_H p = \nabla_p p + gg \frac{\partial p}{\partial p} \nabla_p z \quad / (-\alpha)$$

$$\rightarrow -\alpha \nabla_H p = -g \nabla_p z = -\nabla_p \phi = \vec{b}_H \quad \blacksquare$$

potenciální teplota θ: teplota, kterou by měla vzduchová částice adiabatickým převedením na tlakem 1000 hPa

Systém souřadnic θ: $\theta = T \left(\frac{1000}{p}\right)^x$ kde $x = \frac{R}{C_p}$

$$\text{transformace: } \left(\frac{\partial \beta}{\partial x}\right)_z = \left(\frac{\partial \beta}{\partial x}\right)_\theta + \frac{\partial \beta}{\partial \theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_z \quad \left(\frac{\partial \beta}{\partial y}\right)_z = \left(\frac{\partial \beta}{\partial y}\right)_\theta + \frac{\partial \beta}{\partial \theta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial y}\right)_z$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial z} = \frac{\partial \beta}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

Vztah mezi z, θ gradienty: $\nabla_H \beta = \nabla_\theta \beta + \frac{\partial \beta}{\partial \theta} \nabla_H \theta$ sestavím horizont. rci

$$\nabla_\theta z + \frac{\partial z}{\partial \theta} \nabla_H \theta = 0 \quad \text{pro } \beta = z$$

$$\nabla_H \beta = \nabla_\theta \beta - \frac{\partial \beta}{\partial z} \nabla_\theta z \quad \text{vyložíme } \nabla_H \theta$$

$$\nabla_\theta p = \frac{p C_p}{R T} \nabla_\theta T = \frac{p C_p}{p \alpha} \nabla_\theta T = g C_p \nabla_\theta T \mid 0 = \frac{\nabla_\theta \theta}{\theta} = \frac{\nabla_\theta T}{T} - \frac{R}{C_p} \frac{\nabla_\theta p}{p} \quad \text{aplikace } \nabla_\theta \text{ na definici osamostatněné } \nabla_\theta p$$

$$\nabla_H p = \nabla_\theta p + gg \nabla_\theta z \quad / (-\alpha) \quad \text{pro } \beta = p$$

$$-\alpha \nabla_H p = -\nabla_\theta (C_p T + gz) \quad \text{vyložíme } \nabla_\theta p$$

síla tlak. gradientu $\vec{b} = -\nabla_\theta \Psi$ kde Ψ je Montgomeryho funkce

Rovnice HSR v Θ systému: $\frac{\partial}{\partial z} (c_p T + g z) = \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{\partial z}{\partial \theta} (g \frac{\partial T}{\partial z} + g)$

derivace Montgomeryho funkce podle $z \rightarrow \Theta$

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{R \partial p}{c_p \partial z} \quad \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{T}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} - gS \frac{\alpha}{c_p}$$

logaritmická derivace definice potenciálny dle z

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{c_p T}{\Theta}$$

28.4. 10:40 - 13:10 DYNAMICKA METEOROLOGIE (1)

Astrofériské fronty



- nespojitosť v hodnotach fiz. veličin kdeži vedeny
- reálne jde o přechodnou rozhraní se
- výškou závisou, súčasť 1km až 20km pri zemi

fyzikálne veličiny:

$$\begin{matrix} \rho, \alpha, p, T, \vec{n} \\ \rho', \alpha', p', T', \vec{n}' \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{pro studenou časť} \\ \text{že teple časťi} \end{matrix}$$

rozdity:

$$\Delta p = \rho - \rho' > 0$$

"definícia fronty"

$$\Delta p = 0 \quad \text{"hlak musí byť spojity (netreba } \nabla p \rightarrow 0\text{)"}$$

$$\delta(\Delta p) = \delta(p - p') = \delta\rho - \delta\rho' = \Delta(\delta\rho) = 0 \quad \text{zámenosť}$$

$$\Delta(\delta\rho) = \Delta(\nabla p \cdot \delta \vec{n}_F) \quad \text{kde } \delta \vec{n}_F \text{ - leží na ploše fronty}$$

změny hlak. gradientu päs frontu

$$\vec{F} = \Delta(-\nabla p) = -\nabla(\Delta p) \quad \text{frontálne vektor ?! k fronte}$$

protáhlí oblasti \exists s a T oblasti fronty do opačné fronty náležia tam, kde se protínají, $\Delta p = 0$!

$$\bar{\rho} = \frac{1}{2}(\rho + \rho') \quad \text{průměrná hustota}$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = 2 \frac{\rho' - \rho}{\rho + \rho'} = 2 \frac{T - T'}{T' + T} = - \frac{\Delta T}{T + T} \quad \text{rozdíl virtuálny}$$

$$\text{teploty je vždy záporny}$$

fronty

- stabilné
- nestabilné

- teplý vedenie musí byť nad hlinen studenej

- teplý vedenie pod studenej by rozbil front. pásom

$$\tan \Theta_F = \frac{\vec{F}_H}{\vec{F}_Z} \quad \text{vtedy shlonu fronty ponúká složka fr. vektora}$$

$$F_Z = \vec{F} \cdot \vec{k} = -\Delta(\nabla p \cdot \vec{k}) = -\Delta\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) = g \Delta p$$

$$\begin{matrix} \vec{n}_F \dots \text{normál do teplého vedenia} \\ \vec{t}_F \dots \text{berú ve front. rozhraní} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \} \text{pravotočivý} \\ \} \text{OG systém} \end{matrix}$$

$$F_H = \vec{F} \cdot \vec{n}_F = -\Delta(\nabla p \cdot \vec{n}_F) = -\Delta\left(\frac{\partial p}{\partial n_F}\right) > 0 !$$

$$\tan \Theta_F = -\frac{\Delta(\partial p / \partial n_F)}{g \Delta p} > 0 \quad \text{frontálne shlon blečing vždy}$$

dynam: 1. podmínka

$$\vec{F} \cdot \vec{t}_F = -\Delta(\nabla p \cdot \vec{t}_F) = -\Delta\left(\frac{\partial p}{\partial t_F}\right) = 0$$

dynam: 2. podmínka

52/62 OBR: 9 možných horizontálnych halogónov políčí v ohľade fronty

16

kinematická podm.: $\Delta v_N = v_N - N_N' = 0$ složky rychlosti kolmé k front. ploše jsou stejné

$$\Delta(\vec{N} \cdot \vec{N}_F) = \vec{N}_F \cdot \Delta \vec{v} = 0 \quad \text{značka rychlosti musí být v rovné fronty (kolmo na } \vec{F} \text{)}$$

hde \vec{N}_F .. jednotkový ve směru \vec{F} kolmo na front. plochu

24
25

geostrofická fronta

$$\vec{F}_H = -\Delta [g (\vec{C}_H - \vec{N}_H')] = 2\Omega_z \Delta (g \vec{n}) / \cdot \vec{F}_0 \times \vec{k}$$

kde $\vec{C}_H = -2\Omega_z N_g \vec{n}$ a $\vec{N}_H = 0$ pro grad-geostr. pr.

$$0 = 2\Omega_z \Delta (g v_g \vec{F}_H \cdot \vec{n} \times \vec{k}) = 2\Omega_z \Delta (g \vec{F}_H \cdot \vec{v}_g)$$

$$0 = 2\Omega_z \Delta g \vec{F}_H \cdot \vec{v}_g \quad \text{ale } \Delta g > 0, \Omega_z \neq 0 \text{ mino rovnik}$$

$$0 = \vec{F}_H \cdot \vec{v}_g \quad \text{geostrofický proud je } \parallel \text{ se stacionární frontou}$$

sklon fronty :

$$\vec{F}_H = \vec{F}_0 \cdot \vec{n}_F = 2\Omega_z \Delta (g v_g \vec{n} \cdot \vec{m}_F) = 2\Omega_z \Delta (g \vec{n}) \vec{F}_F$$

$$\text{kde } N_g \vec{n} \cdot \vec{m}_F = N_g \vec{E} \cdot \vec{E}_F = \vec{N}_g \cdot \vec{E}_F$$

$$F_z = \vec{F} \cdot \vec{k} = -\Delta \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) = g \Delta g$$

$$\tan \theta_F = \frac{F_H}{F_z} = \frac{2\Omega_z}{g} \frac{\Delta(g \vec{v}_g) \cdot \vec{E}_F}{\Delta g} > 0 \quad \text{sklon fronty vždy kladný}$$

$$\Rightarrow \Delta(g \vec{v}_g) \cdot \vec{E}_F > 0 \quad \text{na severní pol., } < 0 \text{ ne jisté}$$

(?)

\vec{E}_F a také $\Delta(g \vec{v}_g)$ směr geostrofického větru mají T napravo a S napolevo \Rightarrow cyklonální směr

Margulesova formule : approximace $\Delta(g \vec{v}_g) = \vec{N}_g \Delta g + \bar{g} \Delta \vec{v}_g$

$$\tan \theta_F \doteq \frac{2\Omega_z}{g} \left(\vec{N}_g + \frac{\Delta \vec{N}_g}{\Delta g} \bar{g} \right) \cdot \vec{E}_F$$

1. člen PS je sklon isobaričké plochy v proudu \vec{v}_g

$$\tan \theta_F \approx \frac{2\Omega_z}{g} \frac{|\Delta \vec{N}_g|}{|\Delta g|} \doteq \begin{array}{l} \text{vyjadření pomocí} \\ \text{teploty a mělkosti země} \end{array}$$

4.5. 13:15 - 14:40 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (12)

15-20

Vertikální souřadnice - diskuze vlastnosti

Z systém - některé "boxy" vzdáleně se odtahu pod terénem

P systém - některé se horizontálně "boxy" mení s časem

normované souřadnice - $s = \frac{x - x_T}{x_S - x_T}$ kde T .. na hranici dnají atu s .. na povrchu Země

transformace $s = s(x, y, z, t)$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial s}{\partial z} \frac{\partial}{\partial s} \quad \left(\frac{\partial}{\partial t, x, y} \right)_S = \left(\frac{\partial}{\partial t, x, y} \right)_Z + \frac{\partial s}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial t, x, y} \right)_S \frac{\partial}{\partial s}$$

$$\text{gradient r. ss} \quad \nabla_s = \nabla_z + \frac{\partial s}{\partial z} \nabla_s \equiv \frac{\partial}{\partial s}$$

$$\text{uplná čára} \quad \frac{d}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_s + \vec{N} \cdot \nabla_s + \frac{\partial s}{\partial z} \frac{\partial}{\partial s}$$

$$\text{romice HSR v B systému: } \frac{\partial p}{\partial s} = \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial s} = -g g \frac{\partial z}{\partial s} = -g \frac{\partial \Phi}{\partial s}$$

$$\text{log. der. definice } \Theta: \quad \frac{1}{\Theta} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \Theta} - \frac{R}{p c_p} \frac{\partial p}{\partial \Theta} \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \Theta} = \frac{p c_p}{R} \left(\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \Theta} - \frac{1}{\Theta} \right) \quad \text{kde } p = gRT$$

$$\text{ponějeme do HSR v } \Theta: \quad -g \frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} = \frac{\partial p}{\partial \Theta} \quad -g \frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} = g c_p \frac{\partial T}{\partial \Theta} - g \frac{c_p T}{\Theta}$$

$$\frac{c_p T}{\Theta} = c_p \frac{\partial T}{\partial \Theta} + \frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \Theta} = \frac{c_p T}{\Theta} \quad \text{kde } \Psi = gT + \Phi$$

romice kontinuity:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \nabla_s \cdot \vec{p} = 0$$

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} + \frac{1}{\partial z} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial z}{\partial s} \right) + \nabla_s \cdot \vec{v} + \frac{\partial s}{\partial z} = 0$$

$$\frac{d}{dt} \ln \left(p \left(\frac{\partial z}{\partial s} \right) \right) + \nabla_s \cdot \vec{v} + \frac{\partial s}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_s + \nabla_s \cdot \left(\vec{v} \frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(s \frac{\partial p}{\partial s} \right) = 0$$

$$\text{v P-systému} \quad \nabla_p \cdot \vec{v} = 0$$

$$\begin{aligned} \text{pohybová romice:} \quad & \frac{d\vec{v}}{dt} + f \vec{k} \times \vec{v} = - \frac{1}{p} \nabla_s p + \frac{1}{p} \frac{\partial s}{\partial z} \nabla_s z \frac{\partial p}{\partial s} \\ & \text{v } \Theta \text{ systému} = - \frac{1}{p} \nabla_\Theta p + \frac{1}{p} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \nabla_\Theta z \frac{\partial p}{\partial \Theta} \end{aligned}$$

$$\text{kde } 0 = \frac{1}{T} R T - \frac{R}{c_p p} \nabla_p p \quad \nabla_p p = \frac{1}{T} \frac{p c_p}{R} \nabla_T T = g c_p R T$$

$$\text{kde } \frac{1}{p} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \nabla_\Theta z \frac{\partial p}{\partial \Theta} = - \frac{1}{p} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \nabla_\Theta z \frac{\partial \Phi}{\partial \Theta} = - \frac{\partial \Phi}{\partial z} \nabla_\Theta z =$$

$$\text{tedy } \frac{d\vec{v}}{dt} + f \vec{k} \times \vec{v} = - c_p \nabla_T T - g \nabla_\Theta z = - \nabla_\Theta \Psi$$

poznámka: na PS dva opačné členy podobné velké $\rightarrow w^2$
 * malé členy měřené velká chyba polylym

15-20 o Modelech přípravě

Rce tlakové tendenze

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -g g \quad \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \frac{\partial p}{\partial t} \quad \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial p}{\partial t} = -g \frac{\partial p}{\partial t}$$

$$\left[\frac{\partial p}{\partial t} \right]_z^\infty = - \int_z^\infty g \frac{\partial p}{\partial t} dz = g \int_z^\infty \left(\nabla_H \cdot \vec{p}_{NH} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} \right) dz \quad .(-1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} / z = -g \int_z^\infty \nabla_H \cdot \vec{v} dz - g \int_z^\infty \vec{v} \cdot \nabla_H \rho dz + g \rho(z) w(z)$$

$$\text{kde } \nabla = \nabla_H + \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\text{kde } \vec{v} \cdot \vec{p} = \rho \vec{v} \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla_H \rho$$

18

- distribučními:
1. divergence - $\nabla \cdot \vec{v}_H > 0$, výtok, Θ , tlak klesá
 2. advekce - tepla, g klesá, p klesá
studená, g roste, p roste
 3. vertikální průdení

6.5. 11:00 - 12:50 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (13)

Rezistence relativ. topografie $\Delta\phi = R_d \int_{p_1}^{p_0} T d(lup)$

$$w = \frac{\partial p}{\partial t} \text{ záb. rychlosť}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta\phi = R_d \int_{p_1}^{p_0} \frac{\partial T}{\partial t} d(lup)$$

$$q = \frac{Q}{m} \text{ mēr. typlo}$$

$$\text{kde } \frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{N} \cdot \vec{V}_p T - w \frac{\partial T}{\partial p} + \underbrace{\frac{1}{g} \frac{dg}{dt}}_{\partial T / \partial t} + \frac{\alpha}{C_p} w$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta\phi = R_d \int_{p_1}^{p_0} \left(-\vec{N} \cdot \vec{V}_p T - w \vec{V}_p + \frac{1}{C_p} \frac{dg}{dt} \right) d(lup)$$

stabilitní člen $\vec{V}_p = \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{\alpha}{C_p}$ rozdíl aktuálního a eukadiabatického teplotního gradiantu + p-sy.

zdroje změny RT :

1. člen -- advekce
2. člen -- sestří se stabilitou ve vertikále
3. člen -- meadiabatické děje (zakalení) (fáz. půs.)

integrace :

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta\phi = -\vec{N} \cdot \vec{V}_p \Delta\phi - R_d \vec{V}_p \bar{w} \ln \frac{p_0}{p_1}$$

Roznile vorticity :

$$\begin{aligned} \ominus \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\alpha \frac{\partial p}{\partial x} + f v \\ \oplus \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\alpha \frac{\partial p}{\partial y} - f u \end{aligned} \quad \begin{matrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{matrix}$$

$$\text{kde } \xi = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

$$\text{kde } \vec{V}_H \cdot \vec{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} + w \frac{\partial \xi}{\partial z} + \cancel{u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z}} &= -\alpha \frac{\partial u}{\partial y} - \alpha \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} + \\ &+ \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} - f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial x} \end{aligned}$$

$$\text{kde } \frac{\partial f}{\partial t} = 0$$

$$\frac{d(\xi + f)}{dt} = -(\xi + f) \vec{V}_H \cdot \vec{N} + k \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \times \vec{V}_H - k (\vec{u} \times \vec{V}_p)$$

zdroje změny individuální vorticity :

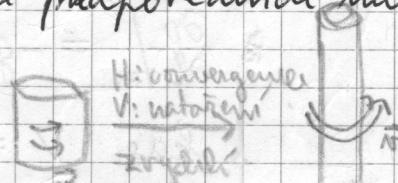
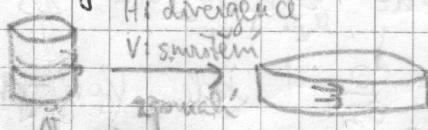
1. člen - divergenční $(\xi + f) > 0$

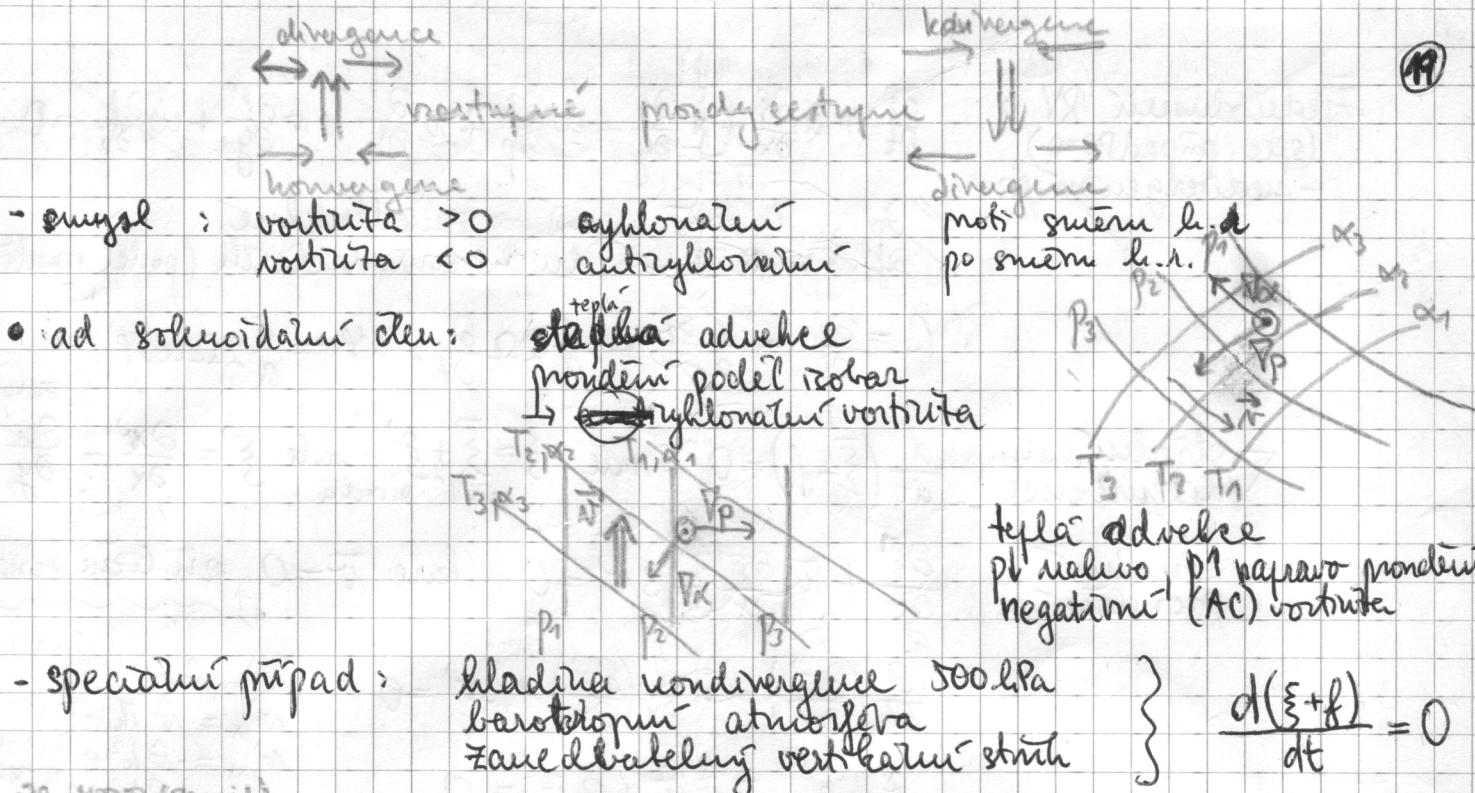
2. člen - "tilting" roli vortikálního struktury dojde k překlánění a anticyklonickém stážení

3. člen - solenoiditu, jen v baroklinní atmosféře vznáší počin izobar - izopotenciálních solenoidů

poznámka : tato rozmile puno použita k integraci v dynamických předporečných množstvích

- ad divergenční člen





- speciální případ : $\left. \begin{array}{l} \text{hladina vondivergence 500 \text{ hPa}} \\ \text{barotropní atmosféra} \\ \text{Závědbatelny vertikální struk} \end{array} \right\}$

$$\frac{d(\xi + f)}{dt} = 0$$

13.5. 10:40 - 13:00
 (RCE 45-57)
 13-45 FOTO (Věžnice)

13.5. 10:40 - 13:00
 05 50

DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (14)

kde $\vec{\omega}_H = -\alpha \nabla_H p - f (\vec{k} \times \vec{v}_H)$ aplikačně $\vec{k} \cdot \nabla_x$

$$\text{kde } \vec{k} \cdot \frac{d}{dt}(\nabla_x \vec{v}_H) = \frac{d}{dt}(\vec{k} \cdot (-\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial y})) = \frac{d\xi}{dt}$$

$$\frac{d\xi}{dt} = -\vec{k} \cdot (\alpha(\vec{v}_H \times \nabla_H p) - \vec{k} \cdot \nabla_{Hx} \times \nabla_H p - \vec{k} \cdot (f(\vec{v}_H \times (\vec{k} \times \vec{v}_H))) - \vec{k} \cdot (\vec{v}_H \times (\vec{k} \times \vec{v}_H)))$$

kde $\nabla_x (\vec{a} \times \vec{b}) = (\nabla_x \vec{a}) \vec{b} - (\vec{a} \cdot \nabla_x) \vec{b} - (\nabla_x \vec{b}) \vec{a} + (\vec{b} \cdot \nabla_x) \vec{a}$

$$\textcircled{1} = \underbrace{\vec{k} \cdot (\vec{v}_H \times \vec{v}_H) \vec{k} f - f \vec{k} \cdot (\vec{k} \cdot \vec{v}_H) \vec{v}_H}_{f \vec{v}_H \cdot \vec{v}_H - f \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{v}_H}{\partial z}} - f \vec{k} \cdot (\vec{v}_H \times \vec{k}) \vec{v}_H + f \vec{k} \cdot (\vec{v}_H \times \vec{v}_H) \vec{k}$$

$$\textcircled{2} = \underbrace{\vec{k} \cdot (\vec{k} (\nabla f \cdot \vec{v}_H))}_{\vec{v}_H \cdot \nabla_H f} - \underbrace{\vec{k} \cdot (\vec{v}_H (\nabla f \cdot \vec{k}))}_{-$$

Helmholzovské teoreém $\vec{N} = \vec{k} \times \nabla \Psi + \nabla X$

kde Ψ .. pravdorodý funkce
 X .. rychlostní potenciál

vorticita $\xi = \nabla^2 \Psi$

divergence $D = \nabla^2 X$

velkost rychlosti $u_\Psi = -\frac{\partial \Psi}{\partial z}$ $v_\Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ menší divergenci

$$u_X = \frac{\partial X}{\partial x} \quad v_X = \frac{\partial X}{\partial y} \quad \text{ma\acute{c} divergenci}$$

- geostrofický $u_g = -\alpha f \frac{\partial p}{\partial y}$ $v_g = \frac{\alpha}{f} \frac{\partial p}{\partial x}$ ma\acute{c} divergenci dle Coriolisova

(20)

Zjednodušení RV:
(spec. průpad $P_3=0$)
- mezirocentní pr.

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} + w \frac{\partial \xi}{\partial p} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + w \frac{\partial f}{\partial p} = 0$$

$\frac{\partial p}{\partial x}$.. rádové merení → zanechatkové
 $\frac{\partial f}{\partial x}$.. ve standardních souřadnicích (počet množství)

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{1}{a} \frac{\partial f}{\partial \varphi} = \frac{1}{a} 2\Omega \frac{\partial}{\partial \varphi} \sin \varphi = \frac{1}{a} 2\Omega \cos \varphi$$

zanechat

střední hodn.
disturbance

$$\frac{d}{dt} (\bar{\xi} + f) = 0 \quad \text{kde } \bar{\xi} = \bar{\xi} + \xi' \quad \text{kde } \bar{\xi}' = \frac{\partial \bar{x}^*}{\partial x} - \frac{\partial x^*}{\partial y}$$

→ zonální
monolem

$$\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x} + \beta \bar{v}' = 0 \quad \text{kde } \bar{v}' = 0 \quad \text{približné zonální}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right) + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right) + \beta v' = 0$$

$$\tilde{\nu} k^2 c - \bar{u} \tilde{\nu} k^2 + \beta \tilde{\nu} = 0$$

$$c = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{\nu}} - \frac{\beta}{k^2}$$

$$\begin{aligned} \bar{v}' &= \hat{v} e^{ik(x-ct)} \\ \bar{v}',_x &= \hat{v} ik e^{ik(x-ct)} \\ \bar{v},_{xx} &= -\hat{v} k^2 e^{ik(x-ct)} \\ \bar{v},_{xt} &= \hat{v} k^2 c e^{ik(x-ct)} \end{aligned}$$

vlnění

→ zapadení směr $\bar{u} > 0$ $c > 0$... $\frac{\beta}{k^2} < \bar{u}$

$$c = 0 \quad \dots \quad \bar{u} = \frac{\beta}{k^2} \quad \text{stationární}$$

$$\text{vlnová délka} \quad \lambda_s = \frac{2\pi}{k_s} = 2\pi \sqrt{\frac{\bar{u}}{\beta}} \quad \lambda_s \approx 5,177 \text{ km}$$

$$\text{pro } a = 6,371 \cdot 10^6 \text{ m}, \Omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}, \bar{u} = 10 \text{ m s}^{-1}, \vartheta = 50^\circ$$

1242

5 program

50

18.5. 13:20 - 14:40 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (15)

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= -\alpha \nabla p - 2\bar{\Omega} \times \vec{v} + \vec{g} + \vec{F} \quad / \times \vec{k} && \text{Ageostrofický větr} \\ \frac{dv}{dt} \times \vec{k} &= -\alpha \nabla_H p \times \vec{k} - \alpha \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k} + 2\bar{\Omega} N_z \vec{k} - 2\bar{\Omega}_z \vec{N} + \vec{g} \times \vec{k} + \vec{F} \times \vec{k} && \cancel{\text{?+}} \\ \frac{d\vec{v}}{dt} \times \vec{k} &= -\alpha \nabla_H p \times \vec{k} + 2\bar{\Omega}_H N_z \vec{k} + 2\bar{\Omega}_z \vec{N} - 2\bar{\Omega}_z \vec{N} + \vec{F} \times \vec{k} \quad \text{kde } \vec{\Omega} = \vec{\Omega}_H + \vec{\Omega}_z \\ \vec{N} &= \left(-\frac{\alpha}{f} \nabla_H p \times \vec{k} \right) - \frac{1}{f} \frac{d\vec{v}}{dt} \times \vec{k} + \frac{2}{f} \bar{\Omega}_H N_z \vec{k} + \frac{2}{f} \bar{\Omega}_z \vec{N} + \frac{1}{f} \vec{F} \times \vec{k} \quad \text{kde } f = 2\bar{\Omega}_z \end{aligned}$$

kde

- geostrofický větr
- hlavní přispětek k ageostrofické složce
- uplatnění v subtropech, kde konvekce (∇_H) a gravitace ($\Omega_z \uparrow$) a minut ($\Omega_H \uparrow$)
- zanevnávání pro kvarci horizontální monolém
- třetí složka

$$\vec{N}_{ag} = -\frac{1}{f} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \times \vec{k} - \frac{1}{f} (\vec{v}_H \cdot \nabla_H) \vec{N}_H \times \vec{k} - \frac{1}{f} N_z \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \times \vec{k} + \frac{2}{f} \bar{\Omega}_H N_z \vec{k} + \frac{1}{f} \vec{F} \times \vec{k}$$

Eulerov vztah pro uplňování derivací rychlosti

$$\textcircled{1} \quad -\frac{1}{f} \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial t} \times \vec{k} = \frac{\alpha}{f^2} (\nabla_H \frac{\partial p}{\partial t} \times \vec{k}) \times \vec{k} = -\frac{\alpha}{f^2} \nabla_H \frac{\partial p}{\partial t}$$

• dh: použili jsme geostrofickou approximaci $\vec{v} = \vec{v}_g$ pro všechny dny
int: „balobarická složka“ - ve směru proti horizontálnímu gradientu velikosti tlakorezistivity

$$\textcircled{2} \quad \frac{\partial \vec{v}}{\partial s} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial \vec{t}}{\partial s} \quad \& \quad \frac{\partial \vec{t}}{\partial s} = K_H \vec{m} \quad \textcircled{3} \quad \frac{\partial (\frac{v^2}{2})}{\partial s} = \vec{k} \times \vec{t} \quad \vec{t} = \vec{m} \times \vec{k}$$

$$-\frac{1}{f} [(\vec{V}_H \cdot \nabla) \times \vec{k}] = -\frac{1}{f} \left[N \frac{\partial \vec{v}}{\partial s} + \vec{v}^2 K_H \vec{m} \right] \times \vec{k} = +\frac{1}{f} N \frac{\partial \vec{v}}{\partial s} \vec{m} - \frac{1}{f} N^2 K_H \vec{t}$$

a) kinetický člen - původ ve zvětšení geopotenciálu \rightarrow rychlosť $v_g \rightarrow E_k$
vitr se urychluje a zatačí pak dolů až do vrtu

b) cyklostrofický člen - má důvod v krivosti proudění K_H
kradu krivost \rightarrow zpomaluje, zpomalování \rightarrow urychluje

$$\textcircled{3} \quad \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} = -\frac{g}{f} \nabla_H T \times \vec{k} + \vec{v}_g \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \quad \text{jde o vedení prostředního větru}$$

$$-\frac{1}{f} N_z \frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} \times \vec{k} = \frac{g N_z}{f^2 T} (\nabla_H T \times \vec{k}) \times \vec{k} = -\frac{g}{f^2} \frac{N_z}{T} \nabla_H T$$

člen závisí na teplotním poli a vertikálním proudění
vstupy \rightarrow míří do polohy teploty, sestupy \rightarrow do hrotu teploty

od $\textcircled{2} LS$ $\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} \right) - \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v})$

kde $\nabla(\vec{a} \cdot \vec{b}) = (\vec{b} \cdot \nabla) \vec{a} + (\vec{a} \cdot \nabla) \vec{b} - \vec{b} \times (\nabla \times \vec{a}) - \vec{a} \times (\nabla \times \vec{b})$ $\textcircled{4}$

oce kontinuity s LS v tomto form je Bernoulli, Lambova

Pseudo geostrofický vetr

$$\textcircled{5} \quad \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} \right) - \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}) = -\alpha \nabla p - 2 \vec{Q} \times \vec{v} + \vec{g} + \vec{F} \quad / \times \vec{k}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \times \vec{k} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} \right) \times \vec{k} - \vec{v} \times (\nabla \times \vec{v}) \times \vec{k} = -\alpha \nabla p \times \vec{k} - 2 (\vec{Q} \times \vec{v}) \times \vec{k} + \vec{g} \times \vec{k} + \vec{F} \times \vec{k}$$

kde $-f(\vec{k} \times \vec{v}) \times \vec{k} = f \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{v}) - f \vec{v} (\vec{k} \cdot \vec{k}) = -f \vec{v}$ $\&$ $2 \vec{Q} = f \vec{k}$
kde $\vec{F} \times (\nabla \times \vec{v}) \times \vec{k} = \vec{F} \times \vec{g} \times \vec{k} = -\vec{F} \vec{g}$ do x a horizontálně

$$\vec{v} = -\frac{1}{\xi + f} \alpha \nabla p \times \vec{k} - \frac{1}{\xi + f} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \times \vec{k} - \frac{1}{\xi + f} \nabla_H \left(\frac{v^2}{2} \right) \times \vec{k}$$

① geostrofický vetr s velikostí opravenou na vorticitu

② analogie balobarického člena : zrychlení \Rightarrow ztačení

③ analogie ke kinetickému členu

20.5. 10:45 - 12:45 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (16)

od $\textcircled{6}$ $\frac{\partial \vec{v}_H}{\partial t} = -\nabla_H \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}}{2} + \vec{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} + \vec{v} \times (\nabla_H \times \vec{v}) - \alpha \nabla_H p - f \vec{k} \times \vec{v} + \vec{F}$

$$\frac{\partial \vec{v}_H}{\partial t} = -\nabla_H \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}}{2} - (f + \xi) \vec{k} \times \vec{v} - \nu \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} - \alpha D_H p + \vec{F}_H \quad / \vec{k} \cdot \nabla x \quad y = \xi + f$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\vec{k} \cdot [\nabla \times (\eta \vec{k} \times \vec{v})] - \nu \frac{\partial \xi}{\partial z} + \vec{k} \cdot \nabla w \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} - \vec{k} \cdot (\nabla \times D_H \vec{p}) - \vec{k} \cdot (\nabla_H \alpha \times \nabla_H \vec{p}) + \vec{k} \cdot \nabla \vec{F}_H$$

kde $\vec{k} \cdot \nabla \times (\eta \vec{k} \times \vec{v}) = \vec{k} \cdot \eta \vec{k} \nabla \cdot \vec{v}_H - \vec{k} \cdot \vec{v}_H \nabla \cdot \eta \vec{k} - \vec{k} \cdot (\eta \vec{k} \nabla \vec{v}_H) \vec{v} = \vec{k} \cdot (\vec{v}_H \cdot \nabla) \eta \vec{k} =$

$$\frac{\partial (\xi + f)}{\partial t} = -(\xi + f) \nabla_H \cdot \vec{v} + \vec{k} \cdot \nabla w \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} - \vec{k} \cdot \nabla_H \alpha \times \nabla_H \vec{p} + \vec{k} \cdot \nabla \vec{F}_H$$

kde $y = \xi + f$ je absolutní vortitita kde $\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial y}{\partial t}$ $\frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{\partial y}{\partial z}$

int: odvození ree vortitity ve vektorovém tvaru

Potenciální vortitita ($v \theta$ systém)

$$\text{ad} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \theta \frac{\partial u}{\partial \theta} = - \frac{\partial \Psi}{\partial x} + fv \quad / \frac{\partial}{\partial y} \ominus \quad \text{adiabatically dry} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \theta \frac{\partial v}{\partial \theta} = - \frac{\partial \Psi}{\partial y} - fu \quad / \frac{\partial}{\partial x} \oplus \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} = 0 \quad \theta \text{ konst}$$

$$\frac{\partial \xi_\theta}{\partial t} + u \frac{\partial \xi_\theta}{\partial x} + v \frac{\partial \xi_\theta}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} = -f \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - u \frac{\partial f}{\partial x} - v \frac{\partial f}{\partial y}$$

$$\frac{d(\xi_\theta + f)}{dt} = -(\xi_\theta + f) \nabla_H \cdot \vec{v} \quad \text{ree vortitity } v \theta \text{ systém}$$

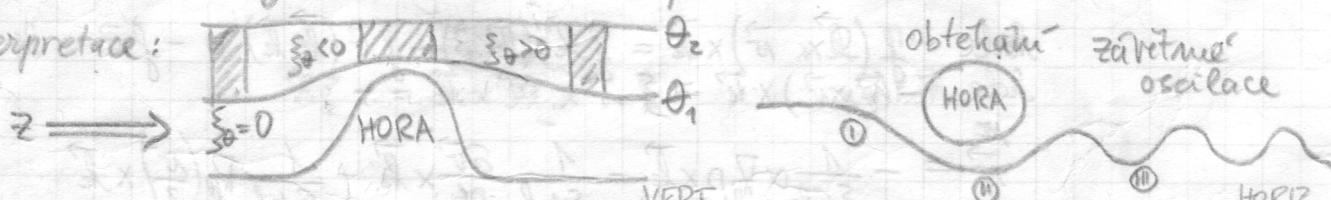
$$\text{ree kontinuity } v \theta \text{ systém}: \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_\theta + P_0 \cdot \vec{v} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = 0 \quad \text{adiabatically} \\ \frac{d(p/\partial \theta)}{dt} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_\theta + \frac{\partial p}{\partial \theta} P_0 \cdot \vec{v} + \vec{v} \cdot P_0 \frac{\partial p}{\partial \theta} = 0$$

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} P_0 \cdot \vec{v} = - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_\theta - \vec{v} \cdot P_0 \frac{\partial p}{\partial \theta} = - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right)$$

dosadíme do ree vortitity: $\frac{\partial p}{\partial \theta} \frac{d(\xi_\theta + f)}{dt} = +(\xi_\theta + f) \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right)$ derivace pod "u rova mule"

$$\frac{d}{dt} \left[(\xi_\theta + f) \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) \right] = 0$$

interpretace:



- západní proudení:
 - i) zářecí $\Delta \theta \rightarrow \xi_\theta < 0 \rightarrow$ pokles pot.vort. \rightarrow doprava
 - ii) klesá $f \rightarrow$ ztačení dolera
 - iii) výtroušení oscilací (střídavé zavř. a zavř. pot.vort.)

- východní proudení:
 - i) pokles pot.vort. \rightarrow ztačení doprava
 - ii) růst $f \rightarrow$ další ztačení-doprava (\rightarrow trojúhelník vlny)
 - iii) výtroušení proudem už před prekážkou \rightarrow dolera
 - iv) pokles $f \rightarrow$ ztačení-doprava a slemna



Divergenční teorema

od P.R.: $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial p} = - \frac{\partial \phi}{\partial x} + f v$ / $\frac{\partial}{\partial x}$ \oplus divergence $D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$

 $\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial p} = - \frac{\partial \phi}{\partial y} - f u$ / $\frac{\partial}{\partial y}$ \oplus

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial u \partial u}{\partial x \partial x} + u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial v \partial u}{\partial x \partial y} + v \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} + \frac{\partial w \partial u}{\partial x \partial p} + w \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial p} \\ + \frac{\partial u \partial v}{\partial y \partial x} + u \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial x} + \frac{\partial v \partial v}{\partial y \partial y} + v \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial y} + \frac{\partial w \partial v}{\partial y \partial p} + w \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial p} \end{aligned} \left. \right\} = - \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial f}{\partial x} v + f \frac{\partial v}{\partial x}$$

$$- \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{\partial f}{\partial y} u - f \frac{\partial u}{\partial y}$$

• Rovnice divergencie $\frac{\partial D}{\partial t} + \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial r \partial u}{\partial x \partial y} \right) 2 = - \Delta \phi + f \xi + \frac{\partial f}{\partial x} r - \frac{\partial f}{\partial y} u$ \oplus

poznámky: rovnice divergencie a vorticity jsou ekvivalentním polohy výřezem různím
nem divergentním trak → diagnostická rovnice (bez časová)

proudová funkce Ψ : $u_\Psi = - \frac{\partial \Psi}{\partial y}$ $v_\Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ $\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = \xi_\Psi$

\oplus PS: $- \Delta \phi + f \Delta \Psi + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \Psi}{\partial y} = - \Delta \phi + f \Delta \Psi + Df \cdot \nabla \Psi$

LS: $\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \right]^2 + 2 \left[- \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right] = 2 \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} \right)^2 - 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}$

zároveň: $\Delta \phi = f \Delta \Psi + Df \cdot \nabla \Psi - 2 \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} \right)^2 + 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2}$

• Balanční rovnice (nem divergentní) $\Delta \phi = f \Delta \Psi + Df \cdot \nabla \Psi + 2 J \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)$ kde $J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial x}$

geostrofická approximace - částečná

- uplná - bere v úvahu divergenci a geostrof. větrn.

délky: základní podmínky parametrů

nem divergentní approximace - nečisté tahobrdu (velikostí malé členy)

délka: $\Theta M_g = - \frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{\partial y} = - \frac{\partial \Psi}{\partial y} / \frac{\partial}{\partial y} \quad N_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial x} / \frac{\partial}{\partial x}$ \oplus

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \Psi}{\partial y} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

Uplná rovnice (divergentní) $- \Delta \phi = J(\Psi, \nabla \chi) + D\chi \cdot \nabla(D^2 \chi) + w \frac{\partial}{\partial p} D^2 \chi - 2 J \left(\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) - 2 J \left(\frac{\partial \chi}{\partial x}, \frac{\partial \chi}{\partial x} \right)$

$$- 2 J \left(\frac{\partial \chi}{\partial y}, \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) - 2 J \left(\frac{\partial \chi}{\partial x}, \frac{\partial \chi}{\partial y} \right) - f D^2 \Psi - Df D\Psi + J(\chi, f) -$$

$$- J \left(w, \frac{\partial \Psi}{\partial p} \right) + Dw \cdot D \left(\frac{\partial \chi}{\partial p} \right)$$

25.5. 13:20 - 14:40 DYNAMICKÁ METEOROLOGIE (IT)

Omega rovnice: $Q = \frac{dq}{dt} = C_p T \frac{d}{dt} \ln \Theta = C_p T \left(\frac{\partial}{\partial t} \ln \Theta + \vec{V} \cdot \vec{D}_p \ln \Theta + w \frac{\partial \ln \Theta}{\partial p} \right)$

$$- \frac{\alpha}{C_p T} Q = - \alpha \frac{\partial}{\partial t} \ln \Theta - \alpha \vec{V} \cdot \vec{D}_p \ln \Theta - \alpha w \frac{\partial \ln \Theta}{\partial p}$$

$$- \frac{\alpha}{C_p T} Q = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \phi}{\partial p} + \vec{V} \cdot \vec{D}_p \frac{\partial \phi}{\partial p} + w \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial p^2} + \frac{1}{P} \frac{C_v}{C_p} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right)$$

24

ze stav. rce : kde v p-systému : $\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial T} + \frac{1}{X} \frac{\partial X}{\partial T} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t}$

a definice θ (analogicky pro x, y) $\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{R}{op} \frac{1}{op} \frac{\partial P}{\partial t}$ $\left\{ \frac{\partial \ln \theta}{\partial t} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \theta}{\partial t} \right.$

finální pro P : $\frac{1}{P} + \frac{1}{X} \frac{\partial X}{\partial P} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial P}$

$$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial P} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial P} - \frac{R}{op} \frac{1}{op} = \frac{1}{P} + \frac{1}{X} \frac{\partial X}{\partial P} - \frac{R}{op} \frac{1}{op} = \frac{1}{P} \left(\frac{C_p - R}{C_p} \right) + \frac{1}{X} \frac{\partial X}{\partial P}$$

tedy $-\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial P} = -\frac{\alpha}{P} \left(\frac{C_p - R}{C_p} \right) - \frac{\partial X}{\partial P}$ kde $-\alpha = \frac{\partial \phi}{\partial P}$

$\otimes \quad \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \phi}{\partial P} + \vec{n} \cdot \nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P} + \omega \tilde{\sigma} + \frac{X}{P} Q = 0 \quad \text{kde } X = \frac{R}{C_p} \quad V = \frac{C_p}{C_v}$

revertivity: $\frac{\partial \xi}{\partial t} + \vec{n} \cdot \nabla_P (\xi + f) = (-f \nabla_P \cdot \vec{v}) = f \frac{\partial \omega}{\partial P} \quad / \frac{\partial}{\partial P} / f \quad \ominus ?$

kde $\xi_g = \frac{1}{f} \nabla_P^2 \phi \quad \frac{\partial \xi_g}{\partial P} = \frac{1}{f} \nabla_P^2 \frac{\partial \phi}{\partial P}$

$\otimes \quad \frac{\partial}{\partial t} \nabla_P^2 \frac{\partial \phi}{\partial P} + f \frac{\partial}{\partial P} [\vec{n} \cdot \nabla_P (\xi + f)] = f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P}$

dohromady $\nabla_P^2 \otimes + \otimes: -\nabla_P^2 (\vec{n} \cdot \nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P}) - \nabla_P^2 \omega \tilde{\sigma} - \nabla_P^2 \frac{X}{P} Q + f \frac{\partial}{\partial P} [\vec{n} \cdot \nabla_P (\xi + f)] = f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P}$

$\Omega \quad \nabla_P^2 \omega + f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P^2} = f \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial P} \cdot \nabla_P (\xi + f) + \vec{n} \cdot \nabla_P \frac{\partial (\xi + f)}{\partial P} \right] + \frac{1}{f} \frac{R}{P} \nabla_P^2 (\vec{n} \cdot \nabla_P T) - \frac{\tilde{\sigma}}{f} \frac{1}{P} \nabla_P^2 Q$

kde $-\nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P} = \nabla_P \alpha = \frac{\alpha}{T} \nabla_P T = \frac{R}{P} \nabla_P T$

kde $-\nabla_P^2 \frac{\partial \phi}{\partial P} Q = -\nabla_P^2 \frac{R}{P} \frac{1}{C_p} Q = -\nabla_P^2 \frac{\alpha}{T C_p} Q = -\nabla_P^2 \frac{\tilde{\sigma}}{T C_p} Q$ kde $\tilde{\sigma} = \frac{\alpha}{C_p}$

další úpravy...: $\frac{\partial \vec{v}}{\partial P} = -\frac{1}{f} \nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P} \times \vec{k} = \frac{R}{f P} \nabla_P T \times \vec{k}$

Omega norma: Helmholtzova parciální diferenciální rce 2. řádu
diagnostika, ne prognostika (nemá $\frac{\partial \phi}{\partial t}$)
členy:
 i) advekce absolutní revertity
 ii) advekce teploty
 iii) diabatické deje - argumená tepla

Q -vektor: $(\nabla_P^2 + f^2 \frac{\partial^2}{\partial P^2}) \omega = -2 \nabla_P \cdot Q - \frac{R}{f P} \beta \frac{\partial T}{\partial X}$

členy: $Q = (Q_1, Q_2) = -\frac{R}{f P} \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial X} \cdot \nabla_P T, \frac{\partial \vec{v}}{\partial Y} \cdot \nabla_P T \right) \quad Q = -\frac{f}{5} \xi_g \frac{\partial \vec{v}}{\partial P}$

CAPE - konvektivní dostupná potenciální energie

$$B = g \frac{T_v(z) - \bar{T}_v(z)}{T_v(z)} = \frac{dw}{dt} = w \frac{dw}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} w^2 \right)$$

$w_{max} = \sqrt{2 \text{CAPE}}$

CAPE = $\int_{LFC}^{E} B dz$

měřený výstup
kontaktní hladina
náležitá zrychlení
násycená adiabata
HVK = LFC
hladina s násycenou adiabatou

24

ze stav. rce : kde v p-systému : $\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial T} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial T} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t}$

a definice θ (analogicky pro x, y) $\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial E} - \frac{R}{C_p} \frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial t}$ $\left\{ \frac{\partial}{\partial t} \ln \theta = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right.$

finální pro P : $\frac{1}{P} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial P} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial P}$

$\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial P} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial P} - \frac{R}{C_p} \frac{1}{P} = \frac{1}{P} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial P} - \frac{R}{C_p} \frac{1}{P} = \frac{1}{P} \left(\frac{C_p - R}{C_p} \right) + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial P}$

tedy $-\alpha \frac{\partial}{\partial P} \ln \theta = -\frac{\alpha}{P} \left(\frac{C_p - R}{C_p} \right) - \frac{\partial \alpha}{\partial P}$ kde $-\alpha = \frac{\partial \phi}{\partial P}$

⊗ $\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \phi}{\partial P} + \vec{v} \cdot \nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P} + \omega \tilde{\sigma} + \frac{2}{P} Q = 0$ kde $\omega = \frac{R}{C_p}$ $V = \frac{C_f}{C_v}$

revertivity : $\frac{\partial \xi}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_P (\xi + f) = (-f \nabla_P \cdot \vec{v}) = f \frac{\partial \omega}{\partial P}$ $\frac{\partial}{\partial P} / f \odot$

kde $\xi_g = \frac{1}{f} \nabla_P^2 \phi$ $\frac{\partial \xi_g}{\partial P} = \frac{1}{f} \nabla_P^2 \frac{\partial \phi}{\partial P}$

⊗ $\frac{\partial}{\partial t} \nabla_P^2 \frac{\partial \phi}{\partial P} + f \frac{\partial}{\partial P} [\vec{v} \cdot \nabla_P (\xi + f)] = f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P}$

dohromady $\nabla_P^2 \otimes + \otimes$: $-\nabla_P^2 (\vec{v} \cdot \nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P}) - \nabla_P^2 \omega \tilde{\sigma} - \nabla_P^2 \frac{\omega}{P} Q + f \frac{\partial}{\partial P} [\vec{v} \cdot \nabla_P (\xi + f)] = f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P}$

Ω $\nabla_P^2 \omega + f^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial P} = \frac{f}{\xi} \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial P} \cdot \nabla_P (\xi + f) + \vec{v} \cdot \nabla_P \frac{\partial (\xi + f)}{\partial P} \right] + \frac{1}{\xi} \frac{R}{P} \nabla_P^2 (\vec{v} \cdot \nabla_P T) - \frac{\tilde{\sigma}}{\xi} \frac{1}{T} \nabla_P^2 Q$

kde $-\nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P} = \nabla_P \alpha = \frac{\alpha}{T} \nabla_P T = \frac{R}{P} \nabla_P T$

kde $-\nabla_P^2 \frac{\omega}{P} Q = -\nabla_P^2 \frac{R}{P} \frac{1}{C_p} Q = -\nabla_P^2 \frac{\alpha}{T C_p} Q = -\nabla_P^2 \frac{\tilde{\sigma}}{T C_p} Q$ kde $\tilde{\sigma} = \frac{\alpha}{C_p}$

další úpravy...: $\frac{\partial \vec{v}}{\partial P} = -\frac{1}{f} \nabla_P \frac{\partial \phi}{\partial P} \times \vec{k} = \frac{R}{f P} \nabla_P T \times \vec{k}$

Omega norní : Helmholtzova parciální diferenciální rce 2. řádu
diagnostika, ne prognostika (nemá $\frac{\partial \phi}{\partial t}$)
členy :
 i) advekce absolutní revertity
 ii) advekce teploty
 iii) diabatické deje - argumená tepla

Q - vektor: $(\nabla_P^2 + f^2 \frac{\partial^2}{\partial P^2}) \omega = -2 \nabla_P \cdot Q - \frac{R}{\tilde{\sigma} P} \beta \frac{\partial T}{\partial x}$

členina \square kde $Q = (Q_1, Q_2) = -\frac{R}{\tilde{\sigma} P} \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial x} \cdot \nabla_P T, \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} \cdot \nabla_P T \right)$ $Q = -\frac{f}{\xi} \xi_g \frac{\partial \vec{v}}{\partial P}$

CAPE - konvektivní dostupná potenciální energie

$B = g \frac{T_v(z) - \bar{T}_v(z)}{T_v(z)} = \frac{dw}{dt} = w \frac{dw}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} w^2 \right)$ měření výstup
 $w_{max} = \sqrt{2} CAPE$ $CAPE = \int_{LFC}^{EFC} B dz$ ronovatelná teplina
 uvnitř zrychlení
 uvnitř nesycená adiabata

HVK = LFC
 hladká vlna konvekce

1. $g = 981 \text{ m/s}^2$ Homogenní atmosféra - konstantní hustota ρ_0
 2. $P_0 = 1000 \text{ hPa}$ $T_0 = 273 \text{ K}$ $R_d = R/M = 287 \text{ J/kg} \cdot \text{K}^{-1}$ $\rho = \frac{P}{R_d T} = \frac{P_0}{R_d T_0} = 1.3 \text{ kg/m}^3$ $H = \frac{\rho g}{g} = \frac{R_d T_0}{g} = 7990 \text{ m}$

3. teplota na horizontu buď atmosféry $p = 0 \text{ Pa} \Rightarrow T = 0 \text{ K}$

4. výška tlakového a teplotního profilu $\approx P_0/2$

$$h_{\text{prof}} = \frac{P_0}{2g} = \frac{H}{2} \approx 4000 \text{ m} \quad T = \frac{T_0}{2R_d g} \approx 137 \text{ K}$$

5. změna teploty na 100m výšky - konstantní pokles

$$\Delta T = \frac{A h g}{R_d} \approx 3,5 \text{ K} \quad (\rho = -\frac{\partial T}{\partial z}) \quad \text{autokonvekční gradient}$$

Izotermická atmosféra - konstantní teplota T_0

1. $dp = -\rho g dz$ jak tlak vzdálenu $p = p_0 e^{-\rho g z}$

$$dp = -\frac{\rho g}{R_d T_0} dz \quad \frac{dp}{p} = -\frac{g}{R_d T_0} dz \quad \ln \frac{p}{p_0} = -\frac{g}{R_d T_0} (z - z_0) \quad p = p_0 \exp\left(-\frac{gz}{R_d T_0}\right)$$

2. kde je horizontální tlak atmosféry? $p \rightarrow 0$ pro $z \rightarrow \infty$

$$3. \text{ jeho tlak vzdálenu? } \rho = \frac{P}{R_d T_0} = \frac{P_0}{R_d T_0} \exp\left(-\frac{gz}{R_d T_0}\right)$$

4. tlak vzdálenu $P_0/2$? $\frac{P_0}{2} = P_0 \exp\left(-\frac{g z'}{R_d T_0}\right) \quad \ln \frac{P_0}{2} = -\frac{g z'}{R_d T_0} \quad z' = (\ln 2) \frac{R_d T_0}{g} \approx 5340 \text{ m}$

$$\text{hustota tlaku stejně různá } \rho' = \frac{P_0}{R_d T_0} \exp\left(-\frac{g z'}{R_d T_0}\right) = \frac{P_0}{R_d T_0} \cdot \frac{1}{2} = \frac{\rho_0}{2} \approx 0,66 \text{ kg/m}^3$$

SYLABUS + LIT., WEB www.meteo.cz, www.meteo.fr, www.meteo.dkr.cz

252. 12:40 - 13:05 DYNAM. METEOROLOGIE - CVÍČENÍ

- plné zelené $\nearrow (45^\circ)$ - adiabaty suché
- plné červené \searrow - adiabaty vysypné, horší na -60°C
- čárovane červené \downarrow - maximální meteorologický tlak

$R_d = \frac{R_d}{C_p}$ tlak - mohou vzdálenu a izobare tlaku měřit teplotu

- plocha uravnení procesu v formě p/T diagramu nemá ekvivalentní

úkoly: zahravit neměřené hodnoty teploty a ros. bodu ve tlaku
lomené čáry, vymezit zlomové body

horní rohový diagram: - horizont - odpovídají teplotám $-60^\circ \text{ až } 60^\circ \text{ C}$
vert. osa - relativní vlhkost $- \%$
horiz. osa - definice rostoucích bodů ($^\circ \text{C}$)

osy - čárovana řada dole 0% až 100% relativní vlhkost

- zelené čáry mají určitý posun od $T \rightarrow T_{\text{crit}}$ pro relativní vlhkost

18.3. 11:00 - 13:00

DYNAMICKA METEOROLOGIE - CIVÍCENI (3)

$$\text{snes. tlak} \quad m = \frac{P_v}{P_d} = \frac{e / R_d T_v}{(p-e) / R_d T_v} = 0,622 \frac{e}{p-e}$$

$$(p-e)m = 0,622e$$

$$pm = (0,622 + m)e$$

znamená tlak a relativní vlhkost určuje tlak vodní páry

$$\text{masyem (s)} \quad \frac{e_s}{e_s} = f = \frac{m}{m_s} = \frac{0,622e / (p-e)}{0,622e_s / (p-e_s)}$$

z grafu 3 - základní snes. tlak

- vyplacené součle (isotermy) do 622 hPa a zjistit její hodnota
- max. snes. tlak vlastní dane $p-T$
- zjistit na které součle (křivce) se nachází termodynamický

vlny reduku

$$R_{wd} = 287 \frac{K}{kg} + \frac{1}{6} \cdot 10^{-3} W [kg \cdot m^{-2}]$$

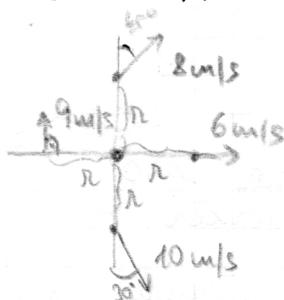
$$C_p = 1005 + 0,9 \cdot 10^{-3} W [kg \cdot m^{-2}]$$

z grafu

- charakteristický bod
- stoupání adiabat, až prostor zahrnuje celou snes. tlak
- teplota vlivem teploměru
- po následné adiabatě klesá až zpět k char. bodu
- adiabat. pot. teplota
- stoupání z C.H.B. nás. adiab. k suchu, po něm klesání do 900 hPa
- adiabat. chlív. pot. teplota
- z C.H.B. stoupání nás. adiabatou k průměrným sucho a po suchu klesání do 1000 hPa

6.4. 14:00 - 14:40 DYN. METEOROLOGIE - CIVÍCENI (4)

1)



divergence

$$D = \nabla_H \cdot \vec{v} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right) \cdot \vec{v}$$

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{(6-0)}{2r} + \frac{(\sqrt{2}/2 \cdot 8 - (-1/2 \cdot 10))}{2r} = \frac{3}{r} + \frac{2\sqrt{2}}{r} + \frac{5\sqrt{3}}{2r} = \frac{6+4\sqrt{3}+5\sqrt{3}}{2r} > 0$$

výtok z oblasti

vorticitá

$$\xi = \vec{k} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

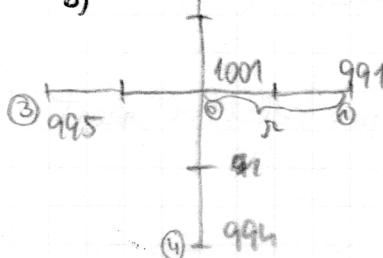
$$\xi = \frac{(0-9)}{2r} - \frac{(8\sqrt{2}/2 - 10\sqrt{2}/2)}{2r} = \frac{-2-2\sqrt{2}}{r} < 0$$

anticyklóna

$$D = \left(-7.5 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} - 8 \cdot \frac{1}{2} \right) + \left(5 \cdot \frac{1}{2} - 0 \right) = -\frac{15}{4}\sqrt{2} - \frac{3}{2} < 0$$

$$\xi = \left(7.5 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} - \left(-8\frac{\sqrt{2}}{2} \right) \right) - \left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 5 - 6 \right) = 6 + \frac{15}{4}\sqrt{2} + \frac{13}{2}\sqrt{3} > 0$$

3)



$$\nabla^2 p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{1}{r} \left[\frac{p_1 - p_2}{r} - \frac{p_2 - p_3}{r} \right] + \frac{1}{r} \left[\frac{p_2 - p_1}{r} - \frac{p_3 - p_4}{r} \right] = \frac{1}{r^2} [p_1 + p_2 + p_3 + p_4 - 4p_2] = \frac{1}{r^2} (-31) < 0$$

anticyklóna

$$\nabla p =$$

18.3. 11:00 - 13:00

DYNAMICKA METEOROLOGIE - CIVÍCENI (3)

$$\text{snes. power } m = \frac{P_v}{P_d} = \frac{R/k_B T_v}{(P-e)/R_d T_v} = 0,622 \frac{e}{P-e}$$

$$(P-e)m = 0,622e$$

$$Pm = (0,622 + m)e$$

znamená tedy a relativní výšku tlak vodní páry

$$\text{masyem (s)} \quad \frac{e}{e_s} = f = \frac{m}{m_s} = \frac{0,622e/(P-e)}{0,622e_s/(P-e_s)}$$

z grafu 3 - základní snes. power

- vyplacení sněhu (isothermy) do 622 hPa a zjistit jejich výšky
- max. snes. power ještě dle $P-T$
- zjistit nejvyšší výšky výše vody vody

vlny redukce

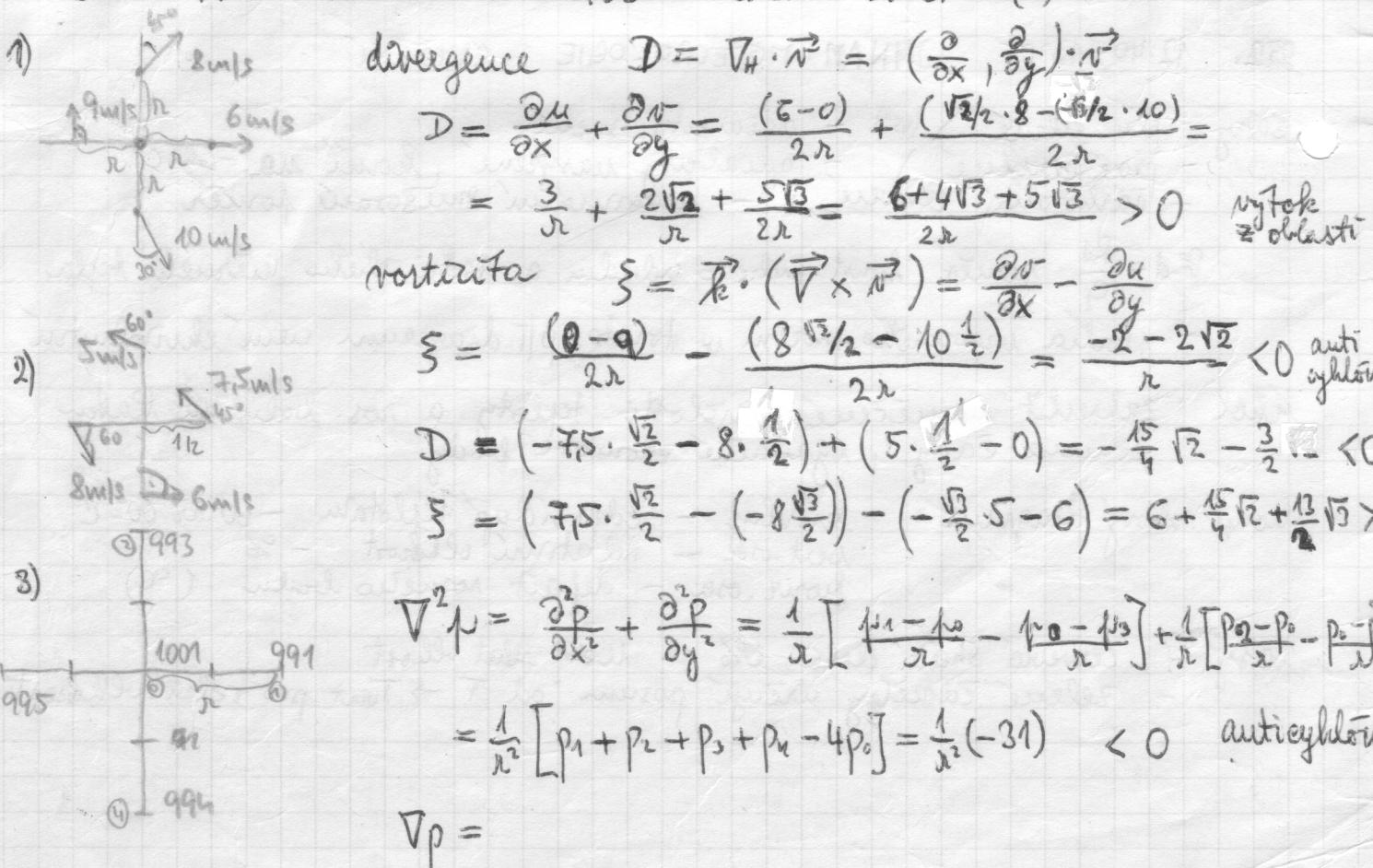
$$R_{wd} = 287_k + \frac{1}{6} \cdot 10^{-3} W [g \cdot m^{-2}]$$

$$C_p = 1005 + 0,9 \cdot 10^{-3} W [g \cdot m^{-2}]$$

z grafu

- charakteristický bod
- stupněm adiabat, když prostor zahrnuje alt. snes. power
- teplota vlnkového teploměru
- po následné adiabatické vlně zpět k char. bodům
- adiabat. zpět teplota
- stupněm z CTTB. nas. adiab. k suchu, po němž klesem do 900 hPa
- adiabat. zhlív. pot. teplota
- z CTTB. stupněm nas. adiabatou k průměrným sucho a po sucho klesem do 1000 hPa

6.4. 14:00 - 14:40 DYN. METEOROLOGIE - CIVÍCENI (4)



②

ii) vztah mezi individuální a lokální časovou závislostí

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \vec{N} \cdot \nabla A = \frac{\partial A}{\partial t} + \vec{n}_h \cdot \nabla_h A + w \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial t} + u \frac{\partial A}{\partial x} + v \frac{\partial A}{\partial y} + w \frac{\partial A}{\partial z}$$

↑ individuální (pro polohovou částí) ↑ lokální (pro místov-prostoru)

pozn.: pravá strana závisí na vertikální souřadnici (p, z, \dots)

např.: $\frac{dQ}{dt} = C_p \frac{dT}{dt} - \alpha \frac{dp}{dz}$